

**ОТСТАВАННИЕ ПОЛЯ
(ЗАПАЗДЫВАЮЩИЕ ПОТЕНЦИАЛЫ)
И
ПОСТУЛАТЫ ФИЗИКИ**

Кирсанов Ю. Я.

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 выражение для поля движущихся зарядов, к которому применили характеристику “с запаздывающими потенциалами” [1], [2].

Просто представить суть этого явления можно через рассмотрение известного эффекта Доплера для световых и, следовательно, радио электромагнитных волн от движущего источника. При этом, как известно, возникает нарушение сферической симметрии картины распространения этих волн - минимальная длина волн впереди заряда и максимальная позади. Соответственно, имеет место увеличение амплитуды напряженности поля в волне впереди источника и уменьшение позади. Очевидно, что такая асимметрия амплитуд напряженностей в волне будет иметь место и для малых частот. А в пределе (когда частота равна нулю) остается асимметрия стационарного поля напряженностей у движущегося заряда. Нами теоретически рассмотрены определенные вытекающие из сказанного физические следствия.

Оказалось, что представление о «запаздывании потенциалов» поля движущегося заряда по Ленарду-Вихерту в его классическом виде позволяет объяснить природу таких электромагнитных явлений как закон Ампера (взаимодействие токов), закон Фарадея (явления индукции и взаимоиндукции), которые постулировались только как опытные. Также оказалось, что указанная деформация поля движущегося заряда несет в себе добавочную энергию, которая количественно совпадает с известной в механике кинетической энергией движения (которая определяется как результат интегрирования выражения для второго закона Ньютона). А это означает, что второй закон Ньютона из разряда чисто опытных постулатов переходит в разряд доказанных положений.

1. Поле движущегося электрического заряда. Запаздывающие потенциалы

На рис.1 эквипотенциальными сферами (линии на чертеже) представлено поле движущегося точечного заряда, который в момент $t=0$ получил импульс и начал движение с постоянной скоростью V . Через некоторое время t сферическая волна-граница расширения области занятой его сопутствующим (новым) полем продвинулась до радиуса $r_0 = ct$. Очевидно, что эта сфера и поле за ее пределами остаются концентричными к начальному положению заряда. Однако, внутри области $r_0 = ct$ из-за смещения заряда на расстояние Vt (см. рисунок) эта концентричность эквипотенциальных сфер нарушится. Здесь каждая эквипотенциальная поверхность будет иметь свой момент и центр «зарождения» на линии движения заряда. На рисун-

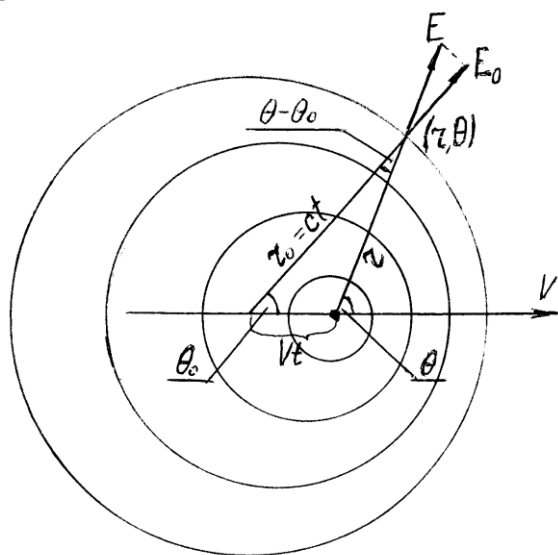


Рис.1

ке точка крайней эквипотенциальной сферы, то есть 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 поверхностей с «фронтальной» и «тыльной» стороны заряда уместятся на разных

отрезках длины. Это означает, 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:

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

Проведенное здесь приближение допустимо для случаев, когда $V^2/c^2 \ll 1$. Нами оно в работе будет использоваться в дальнейшем. Это выражение представляет собой «деформированное» кулоновское поле с увеличенной напряженностью в направлении θ и уменьшенной в сторону $(180^\circ - \theta)$. Это поле (на рис.2 ограничено условно-крайней эквипотенциальной линией) является суперпозицией кулоновского поля $E_0(r) = Kq_0/r^2$ и деформационной (релятивистской) добавки поля $\delta E(r, \theta)$ (рис.2б). Деформационная добавка поля, в общем, равна:

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

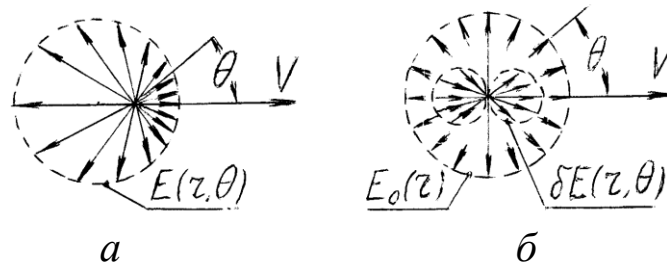


Рис.2

Иногда удобно для этой добавки представлять воображаемый источник этого поля (рис.2б). По знаку $\cos\theta$ и направлению векторов напряженности этот источник с «фронтальной» стороны положителен, а с «тыльной» - отрицателен. Такой «заряд» вообще-то не диполь. Назовем его «тандемным».

2. Энергия поля покоящихся зарядов

2.1 Энергия поля покоящихся электрических зарядов

Электрические заряды, вся энергия (U) и масса ($m=U/c^2$) которых содержится в их электрическом поле (электрон, позитрон), можно рассматривать как «чисто» электрические. В отличие от них, например, протон кроме электрического поля имеет также и гравитационное поле и соответствующую ему долю энергии и массы.

Как известно, в настоящее время в физике отрицается наличие какой-либо среды для распространения электромагнитных волн, а также как посредника для осуществления дальнего взаимодействия зарядов. Однако принимается, что вокруг себя заряд создает электрическое поле как нечто, что несет в себе электрическую энергию, плотность которой равна:

$$\frac{dU}{dv} = \frac{\varepsilon_0}{2} E^2. \quad (5)$$

Используя здесь формулу кулоновского поля напряженностей (2), получают выражение поля плотностей энергии вокруг «точечного» заряда. Энергия этого поля в любом сферическом слое от r_1 до r_2 , определяется соответствующим интегрированием. Интегрируя (5) от $r=r_0$ до ∞ (взяв за элементарный объем интегрирования объем сферического слоя dr , то есть величину $dv(r)=4\pi r^2 dr$) получают (учитывая, что $K=1/4\pi\varepsilon_0$) полную энергию поля электрического заряда:

$$U = \int_{r_0}^{\infty} \frac{\varepsilon_0}{2} E^2(r) 4\pi r^2 dr = \int_{r_0}^{\infty} \frac{\varepsilon_0}{2} \left(\frac{q}{4\pi\varepsilon_0 r^2} \right)^2 4\pi r^2 dr = \frac{1}{8\pi\varepsilon_0} \frac{q^2}{r_0}. \quad (6)$$

Здесь, принимаемое не нулевое (во избежание бесконечной величины интеграла) нижнее значение предела интегрирования r_0 имеет смысл некоего (его называют теоретическим) радиуса заряда. Его определяют (учитывая, что вся масса чисто электрического заряда сосредоточена в его поле), приравняв энергию поля (6) к значению mc^2 (где m - масса заряда). Получают:

$$r_0 = \frac{q^2}{8\pi\varepsilon_0 mc^2}. \quad (7)$$

Выражения (6) и (7) известны для чисто электрических частиц электрон и позитрон (без гравитационной составляющей, как у протона) с соответствующими (известными) значениями $q=e$ и $m=m_e$.

Другой способ определения энергии поля электрического заряда заключается в определении половины работы разведения двух разноименных одинаковых по величине зарядов от $r=r_0$ до $r=\infty$. То есть речь идет о создании двух полей из исходного (когда поля нет) состояния:

$$A = \frac{1}{2} \int_{r_0}^{\infty} \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{q^2}{r^2} dr = \frac{1}{8\pi\varepsilon_0} \frac{q^2}{r_0} = U.$$

Мы получили то же выражение для энергии заряда, что и (6), не используя известное выражение (5). Взяв здесь пределы интегрирования от r до $r+dr$, мы получим выражение для создающейся энергии именно в объеме этого сферического слоя, а разделив на его величину $4\pi r^2 dr$, мы получим зависимость плотности энергии поля заряда от r :

$$\frac{dU}{dv} = \frac{1}{2} \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{q^2}{r^2} dr \cdot \frac{1}{4\pi r^2 dr} = \frac{1}{32\pi\varepsilon_0} \frac{q^2}{r^4}.$$

Переписывая это выражение с учетом вида выражения для напряженности «точечного» заряда, получим известное выражение (5):

$$\frac{dU}{dv} = \frac{\varepsilon_0}{2} \left(\frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{q}{r^2} \right)^2 = \frac{\varepsilon_0}{2} E^2$$

2.2 Энергия поля покоящегося гравитационного заряда

Известно, что математическое выражение для гравитационного взаимодействия масс (зарядов – масс) имеет такой же вид, как и для электрических зарядов:

$$F_{gp} = \gamma \frac{m_1 m_2}{r^2},$$

где γ – гравитационная постоянная. Соответственно, для напряженности гравитационного поля от заряда-массы ($m_2=1$) можно записать:

$$E_{gp}(r, \theta) = \gamma \frac{m}{r^2}. \quad (8)$$

Заметим, для определения энергии поля гравитационного заряда, в отличие от электрического поля, зависимость плотности энергии от напряженности (аналогичная (5)) не известна. (К использованию такого выражения имеющего место в Общей теории относительности мы прибегать не будем, так как нас интересует построение в классических рамках, без представления о 4-пространстве). Поэтому энергию гравитационного поля мы определим альтернативным способом, какой проведен выше для электрического заряда.

Итак, определяя энергию поля гравитационного заряда m как половину работы разведения двух таких зарядов-масс, мы запишем:

$$\frac{1}{2} A = \frac{1}{2} \int_{r_0}^{\infty} \gamma \frac{m^2}{r^2} dr = \frac{1}{2} \gamma \frac{m^2}{r_0} = U_{gp}. \quad (9)$$

Однако, не ясно, представляет ли эта работа энергию поля каждого заряда, так как в отличие электрических зарядов (когда в исходном состоянии поля отсутствовали) здесь необходимо знать какова была энергия поля «сдвоенного» исходного заряда. Итак, если предположить, что (9) действительно представляет выражение для энергии поля одного из разделенных зарядов, то в исходном состоянии энергия поля «сдвоенного» ($2m$) заряда должна быть:

$$U_{gp}(2m) = \frac{1}{2} \gamma \frac{4m^2}{r_0} = 2\gamma \frac{m^2}{r_0}. \quad (10)$$

Тогда представляется следующий баланс работ и изменений энергий при разведении двух зарядов: Исходная энергия (10) исчезает, а вместо нее возникает сумма энергий (9) разделившихся полей плюс работа разведения этих зарядов из исходного (сдвоенного) состояния (та же удвоенная величина (9)). Таким образом, (9) естественно

присутствует в балансе как энергия каждого из разведенных зарядов. Что касается нижнего предела интегрирования в (9) r_0 то, положив, что вся энергия гравитационного заряда (как и электрического) сосредоточена в его поле и приравняв ее к mc^2 , получим этот предел как «теоретический радиус» гравитационного заряда:

$$r_0 = \frac{\gamma m}{2 c^2}. \quad (11)$$

Взяв в (9) пределы интегрирования от r до $r+dr$, мы получим энергию создающуюся в этом сферическом слое, а разделив на $4\pi r^2 dr$, мы получим зависимость плотности энергии поля гравитационного заряда от r :

$$\frac{dU}{dv} = \frac{1}{2} \gamma \frac{m^2}{r^2} dr \cdot \frac{1}{4\pi r^2 dr} = \gamma \frac{1}{8\pi} \frac{m^2}{r^4}.$$

Сопоставляя это выражение с выражением напряженности поля «точечного» заряда-массы (8), получим:

$$\frac{dU_{ep}}{dv} = \frac{1}{\gamma} \frac{E_{ep}^2}{8\pi}. \quad (12)$$

3. Энергия поля движущихся зарядов

3.1 Деформационная добавка энергии поля движущегося электрического заряда.

Имея в виду, что изменение конфигурации поля движущегося заряда по (3) влечет и увеличение энергии поля по сравнению с его полем в покое (2), естественно определить эту добавку интегрированием распределения плотности энергии поля движущегося заряда. Для этого сначала проинтегрируем распределение плотности энергии (используя (5)) всего поля движущегося заряда, а затем вычтем энергию поля заряда в покое (6). Итак, в силу осевой симметрии поля движущегося заряда (интегрируя по двум переменным), за элементарный объем интегрирования возьмем объем вырезанный в сферическом слое приращения радиуса сферы dr (рис.3) пространством элементарного приращения угла θ :

$$dv(r, \theta) = rd\theta dr \cdot 2\pi r \sin \theta = 2\pi r^2 dr d(-\cos \theta).$$

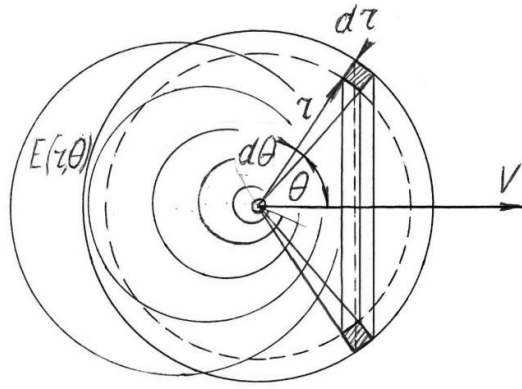


Рис.3

Тогда, используя в (5) выражение для напряженности полного поля движущегося электрона (3), запишем:

$$\begin{aligned}
 U(r, \theta) &= \frac{\epsilon_0}{2} \int_{r_0}^{\infty} dr \int_0^{\pi} \frac{1}{16\pi^2 \epsilon_0^2} \frac{q^2}{r^4} \left(1 + \frac{V}{c} \cos \theta\right)^2 2\pi r^2 d(\cos \theta) \\
 &= \frac{q^2}{16\pi\epsilon_0} \int_{r_0}^{\infty} \frac{dr}{r^2} \int_0^{\pi} \left(1 + 2\frac{V}{c} \cos \theta + \frac{V^2}{c^2} \cos^2 \theta\right) d(-\cos \theta) = \\
 &= \frac{q^2}{16\pi\epsilon_0} \int_{r_0}^{\infty} \frac{dr}{r^2} \left| -\cos \theta - \frac{V}{c} \cos^2 \theta - \frac{V^2}{c^2} \frac{\cos^3 \theta}{3} \right|_0^{\pi} = \\
 &= \frac{q^2}{16\pi\epsilon_0} \left(2 + 0 + \frac{V^2}{c^2} \frac{2}{3}\right) \cdot \frac{1}{r} \Big|_{r_0}^{\infty} = \frac{q^2}{8\pi\epsilon_0} \frac{1}{r_0} + \frac{q^2}{8\pi\epsilon_0} \frac{V^2}{c^2} \frac{1}{3r_0}.
 \end{aligned}$$

В полученном выражении для полной энергии поля движущегося заряда первый член представляет собой энергию поля заряда в покое (6). Значит, второй член как раз и представляет дополнительную энергию $\delta U(r, \theta)$ возникающую в результате «деформации» конфигурации поля:

$$\delta U = \frac{q^2}{8\pi\epsilon_0} \frac{V^2}{c^2} \frac{1}{3r_0}.$$

Подставив сюда выражение радиуса заряда (7), получим:

$$\delta U = \frac{q^2}{8\pi\epsilon_0} \frac{V^2}{c^2} \cdot \frac{8\pi\epsilon_0 mc^2}{3q^2} = \frac{mV^2}{3}. \quad (13)$$

Мы получили, что величина деформационной добавки энергии поля движущегося электрического заряда, как и кинетическая энергия его движения, зависит от произведения его массы на квадрат скорости движения. Однако эта величина оказалась меньше известной в механике величины кинетической энергии ($mV^2/2$), получающейся как результат интегрирования выражения для второго закона Ньютона

($F=mdV/dt$). В связи с этим заметим, что можно положить, что при движении заряда у его поля кроме продольной деформации (уплотнение эквипотенциалей вблизи $\theta=0$ и разрежение вблизи $\theta=\pi$) возникают также деформации сдвига, сосредоточенные в областях поперечных направлению движения ($\theta=\pi/2$) (см. рис.1).

Итак, проведем аналогию «запаздывания» (сдвигов) электрического поля с деформацией упругих сред. В теории упругости мы имеем: плотности энергий продольной деформации (ε) и сдвига (γ) в упругой среде равны:

$$u(\varepsilon) = E \frac{\varepsilon^2}{2}$$

(14)

и

$$u(\gamma) = G \frac{\gamma^2}{2}.$$

Здесь величины модулей нормальной упругости (E) и сдвига (G) находятся в соотношении

$$G = \frac{E}{2(1 + \mu)},$$

где $0 < \mu < 0,5$ – коэффициент Пуассона. Мы полагаем, что деформация электрического поля, описываемая «запаздыванием» (то есть сдвигами и уплотнениями) эквипотенциальных поверхностей поля движущегося заряда вполне моделируется нормальными и сдвиговыми деформациями в упругой среде возникающими от смещения в ней некоего точечного источника поля напряжений на расстояние OO' . На рис.4 эти деформации изображены искажениями формы разметоч-

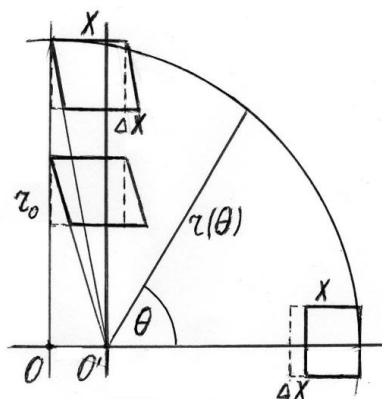


Рис.4

чных кубов. Здесь видно, что «чистые» нормальные деформации ε_0 сосредоточены на оси $\theta=0$, а «чистые» деформации сдвига γ_0 - в плоскости $\theta=\pi/2$. При этом на одинаковых расстояниях r_0 от O их

численные значения будут равны по определению. В остальном объеме (для произвольных точек r, θ) имеет место суперпозиция деформаций обоих видов. На сфере с центром O произвольного радиуса r_0 величины составляющих деформаций будут зависеть от θ :

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \cos \theta$$

и

$$\gamma = \gamma_0 \sin \theta.$$

Тогда, исходя из (15), для энергий поля приходящихся на нормальную и сдвиговую деформации, соответственно, получим:

$$\delta U(\varepsilon) = E \frac{\varepsilon_0^2}{2} \int_0^\pi \cos^2 \theta d\theta = E \frac{\varepsilon_0^2}{2} \left(\frac{\pi}{2} - \frac{1}{4} \sin 2\theta \right) \Big|_0^\pi = E \varepsilon_0^2 \frac{\pi}{4}$$

и

$$\delta U(\gamma) = G \frac{\gamma_0^2}{2} \int_0^\pi \sin^2 \theta d\theta = G \frac{\gamma_0^2}{2} \left(\frac{\pi}{2} + \frac{1}{4} \sin 2\theta \right) \Big|_0^\pi = G \gamma_0^2 \frac{\pi}{4}.$$

Учитывая указанное выше соотношение между G и E , а также предположив в нем $\mu=0$, мы получим, что $\delta U(\gamma) = \delta U(\varepsilon)/2$. Это значит, что при указанном способе нагружения упругой среды энергия сдвиговых деформаций составляет половину от энергии нормальных деформаций. Учитывая это мы величину полной энергии ($U_{пол}$) деформации можем выразить через величину энергии только от нормальных деформаций $U(\varepsilon)$:

$$\delta U_{пол} = \delta U(\varepsilon) + \frac{1}{2} \delta U(\varepsilon) = \frac{3}{2} \delta U(\varepsilon),$$

Применяя этот результат к электрическому полю, подставляя сюда значение энергии его нормальной составляющей (14), для полной энергии деформации электрического поля получим:

$$\delta U_{пол} = \frac{3}{2} \frac{mV^2}{3} = \frac{mV^2}{2}.$$

Мы получили важный вывод: Добавочная энергия электрического поля, возникающая в результате его «деформации» при движении заряда равна его механической кинетической энергии.

3.2 Деформационная добавка энергии поля движущегося гравитационного заряда

Зная полученную выше зависимость плотности энергии гравитационного поля от его напряженности (12) и полагая для поля движущегося гравитационного заряда тот же эффект отставания, что и для электрического, то аналогично (3) мы можем записать:

$$E_{gp}(r, \theta) = \gamma \frac{m}{r^2} \left(1 + \frac{V}{c} \cos \theta\right).$$

Тогда, используя это выражение в (12) и проинтегрировав его от r_0 до ∞ , при элементарном объеме интегрирования (аналогично интегрированию для электрического поля равному $2\pi r^2 dr d(-\cos \theta)$), для полной энергии гравитационного поля движущегося заряда-массы получим:

$$U_{gp} = \int_{r_0}^{\infty} dr \int \left[\gamma \frac{m}{r^2} \left(1 + \frac{V}{c} \cos \theta\right) \right]^2 2\pi r^2 d(-\cos \theta) = \frac{1}{2} \gamma \frac{m^2}{r_0} + \frac{1}{2} \gamma \frac{V^2}{c^2} \frac{m^2}{3r_0}.$$

Здесь, как и в аналогичном выражении для электрического поля второй член представляет дополнительную энергию поля гравитационного заряда, возникающую в результате «деформации» конфигурации поля:

$$\delta U_{gp} = \frac{\gamma}{2} \frac{V^2}{c^2} \frac{m^2}{3r_0}.$$

Подставляя сюда выражение для r_0 гравитационного заряда (11), получим:

$$\delta U_{gp} = \frac{\gamma}{2} \frac{V^2}{c^2} \frac{m^2}{3} \cdot \frac{2}{\gamma} \frac{c}{m} = \frac{mV^2}{3}.$$

Считая, что для энергии движущегося гравитационного заряда-массы как и для электрического кроме продольных деформаций поля имеют место и деформации сдвига (о чем говорилось выше), то с учетом этого получим:

$$\delta U_{gp.пол} = \frac{mV^2}{2}.$$

Мы получили вывод, что деформационная добавка энергии гравитационного поля движущегося заряда-массы равна его механической кинетической энергии.

4. *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 :

$$q(\theta) = q_0 \frac{\cos(\theta - \theta_0) + \frac{V}{c} \cos \theta}{1 - \frac{V^2}{c^2}} \approx q_0 + q_0 \frac{V}{c} \cos \theta \approx q_0 \left(1 + \frac{V}{c} \cos \theta\right). \quad (15)$$

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

$$\delta q(\theta) = q_0 \frac{\cos(\theta - \theta_0) + \frac{V}{c} \cos \theta}{1 - \frac{V^2}{c^2}} - q_0 \approx q_0 \frac{V}{c} \cos \theta. \quad (16)$$

Графически это выражение (как и релятивистская часть обращенного поля (4) напряженностей), дает фигуру, представленную на рис.2б в виде “тандема” двух зарядов **похожего** на диполь. Здесь стрелками обозначены направления зарядовых вектоов.

5. *Взаимодействие движущихся зарядов*

Обращенность заряда, то есть зависимость его значения от направления θ на чертеже можно, как и напряженность представлять (рис.2) длиной векторов. А аналитически это выражается формулой (15). 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 может быть получено как от заряда источника поля расположенного в стороне направления θ (рис.4б), так и от заряда расположенного на том же расстоянии со стороны направления $180^\circ - \theta$ (рис.4а). Однако, сила равная произведению напряженности



Рис.4

поля E на обращенный заряд, в обоих случаях (если считать, что заряд взаимодействует с полем одной стороной) получается разная. Это противоречие наводит на мысль, что с **окружающим полем релятивистский заряд взаимодействует обеими сторонами**. И это значит, что к силе, действующей на сферически симметричную часть заряда, прибавляются силы действия поля на добавочные части, описываемые формулой (16) и образующие для θ и $180^\circ - \theta$ «тандем» из добавочных зарядов $\delta q(\theta)$ и $\delta q(180^\circ - \theta)$ (рис.2б). Этот «тандем» не является самостоятельной частицей и не надо его путать с диполем. Итак, добавочные силы, соответственно, будут равны:

$$\delta F(\theta) = E \cdot \delta q(\theta) = E \cdot \left(q_0 \frac{\cos(\theta - \theta_0) + \frac{V}{c} \cos \theta}{1 - \frac{V^2}{c^2}} - q_0 \right) \approx E q_0 \frac{V}{c} \cos \theta \quad (17)$$

и

$$\delta F(180^\circ - \theta) = E \cdot \left(q_0 \frac{\cos(\theta - \theta_0) - \frac{V}{c} \cos \theta}{1 - \frac{V^2}{c^2}} - q_0 \right) \approx -E q_0 \cos \theta. \quad (17')$$

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 формулами (17) и (17'). 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:

$$F = Eq_0 \left(1 + 2 \frac{V}{c} \cos \theta\right) \quad (18)$$

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”:

$$q_{\text{д}} = q_0 \left(1 + \frac{2 \frac{V}{c} \cos \theta}{1 - \frac{V^2}{c^2}}\right). \quad (19)$$

или

$$q_{\text{д}} \approx q_0 \left(1 + 2 \frac{V}{c} \cos \theta\right). \quad (19')$$

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 (19) для обращенного значения движимого заряда 2 получим общее выражение силы взаимодействия двух релятивистских зарядов:

$$F(q_1, q_2) = K \frac{q_{01}}{r^2} \frac{\cos(\theta_1 - \theta_{01}) + \frac{V_1}{c} \cos \theta_1}{1 - \frac{V_1^2}{c^2}} \cdot q_{02} \left(1 + \frac{2 \frac{V_2}{c} \cos \theta_2}{1 - \frac{V_2^2}{c^2}}\right),$$

или

$$F(q_1, q_2) \approx K \frac{q_{01} q_{02}}{r^2} \left(1 + \frac{V_1}{c} \cos \theta_1\right) \left(1 + 2 \frac{V_2}{c} \cos \theta_2\right). \quad (21)$$

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” (19), когда умножение этого выражения на напряженность поля в точке нахождения заряда сразу дает силу (как мы говорили - двустороннюю) действующую на этот заряд.

6. Запоздывающие потенциалы и законы электромагнетизма (Ампера, Фарадея)

6.1 Релятивистское взаимодействие электронов параллельных проводников 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 5) для определения силы взаимодействия двух выделенных электронов в проводниках 1 и 2, представленных на рис.5.

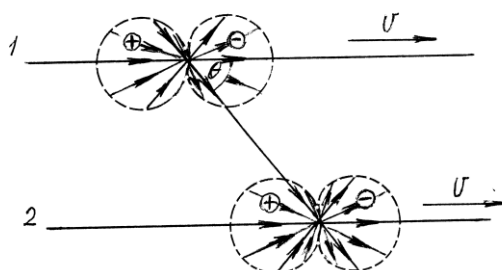


Рис.5

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

$$\delta E_T(r, \theta) = K \frac{e_0 V}{r^2 c} \cos \theta. \quad (22)$$

Под действием этого поля (электрона проводника 1) находится выделенный нами электрон проводника 2, (см. рис 5) 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 (19') (записав его для заряда электрона), заряд электрона в покое:

$$e_{д} = e_0 \left(1 + 2 \frac{V}{c} \cos \theta\right) - e_0 = 2e_0 \frac{V}{c} \cos \theta. \quad (23)$$

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

Произведение напряженности поля (22) от электрона проводника 1 (ее не скомпенсированной части) на не скомпенсированную часть заряда движимого электрона проводника 2 (23) и даст силу их взаимодействия. Для случая равных (дрейфовых) скоростей обоих электронов получим:

$$F_{1-2} = 2K \frac{e_0^2}{r^2} \frac{V^2}{c^2} \cos^2 \theta. \quad (24)$$

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 (5) по обращенности знаков зарядов видно, что, несмотря на отсутствие взаимодействия “тандемных” электронов расположенных в параллельных проводниках друг против друга (когда в формуле (24) $\theta = 90^\circ$), 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).

6.2 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.6). Тогда, если V - дрейфовая скорость движения в проводниках электронов, то для силы взаимодействия этих элементарных тандемных зарядов аналогично (24) можно записать:

$$d^2 F(l, \theta) = 2K \frac{(\rho \cdot dl)^2 V^2}{r^2 c^2} \cos^2 \theta, \quad (25)$$

где r и θ – координаты взаимного положения электронов.

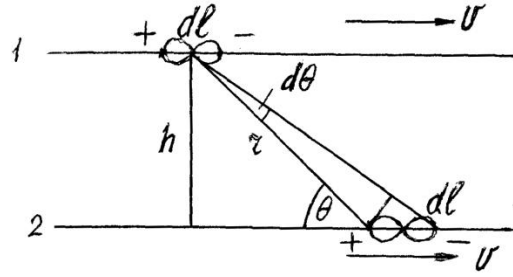


Рис.6

Для определения составляющей силы взаимодействия проводников в направлении их друг к другу, перед интегрированием мы должны (25) умножить на $\sin \theta$. Тогда получим:

$$d^2 F(l, \theta) = 2K \frac{\rho^2 V^2}{c^2 r^2} \cos^2 \theta \sin \theta \cdot dl dl \quad (26)$$

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 (26), 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:

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

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

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

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

$$dF(l) = \frac{4}{3} \cdot 10^{-7} \frac{\rho^2}{h} V^2 dl. \quad (27)$$

Заметим, что эта формула получена из предположения, что все электроны проводников имеют постоянную скорость V . Однако известно, что дрейфовая скорость электронов тока не является равно-

мерной, а от столкновения к столкновению (с некоторыми центрами рассеяния) скорость каждого электрона равномерно нарастает от 0 до V_{max} . Тогда очевидно, что для учета по (27) вклада в силу взаимодействия каждого уровня скорости необходимо силу считать не по средней скорости V , а по средней величине V^2 . То есть (27) 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

$$dF = \frac{4}{3} \cdot 10^{-7} \frac{\rho^2}{h} \frac{V_{max}^2}{3} dl. \quad (28)$$

Так как арифметическое среднее значение скорости равно $V_{cp} = V_{max}/2$, то, выразив отсюда V_{max} , и подставив в (28), получим:

$$dF = \frac{4}{3} \cdot 10^{-7} \frac{\rho^2}{h} \frac{4}{3} V_{cp}^2 dl = 1,8 \cdot 10^{-7} \frac{\rho^2}{h} V_{cp}^2 dl. \quad (29)$$

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

$$dF = 1,8 \cdot 10^{-7} \cdot \frac{I^2}{h} dl. \quad (29')$$

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 $4\pi \cdot 10^{-7}$. Подставив это значение, получим:

$$dF = 2 \cdot 10^{-7} \frac{I^2}{h} dl. \quad (30)$$

Мы видим, что выражение (29') для силы, выведенное как следствие взаимодействия релятивистских ("тандемных") электронов, и опытное (30) 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 (30) 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:

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

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

6.3 Продольное электрическое 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 (22) 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 (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 на-

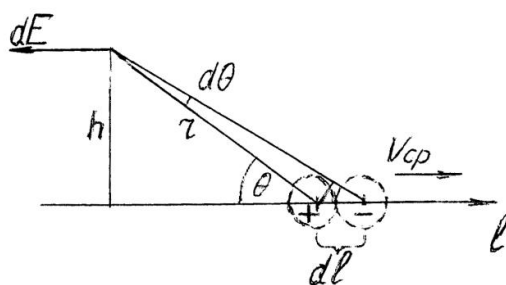


Рис.7

напряженности продольная проводнику (см. рис.6), то мы должны перед интегрированием последнее 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.7), перепишем:

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

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:

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

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

$$E = K \frac{\pi}{2c} \cdot \frac{I}{h} = \frac{10^{-7} \pi \cdot c}{2} \frac{I}{h} \quad (31)$$

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 коаксиальное расположение этого продольного электрического поля относительно линии проводника (рис.8). Указанное распределение напряженности поля вблизи проводника сохраняется однород-

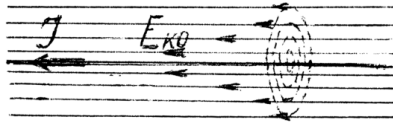


Рис.8

но во всех сечениях на всем протяжении проводника и является следствием «особенной» природы его источников – «тандемных» электронов.

На рис.9 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. При этом 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 поля в непосредственной бли-

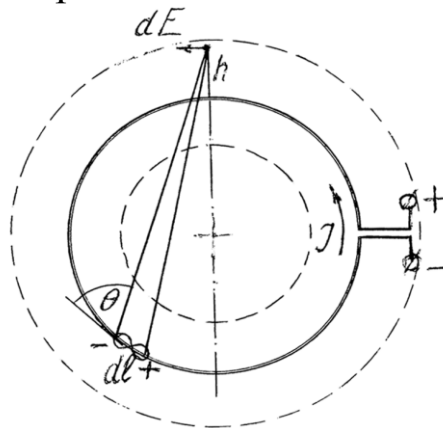


Рис.9

зости от проводника, когда $h \ll R$ (R -радиус витка), мы будем иметь величину близкую формуле (31). 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 возникновения 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.

6.4 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 (или изменении) напряжения фронт распространяющегося по проводнику поля (от изменившегося потенциала) имеет конечную скорость распространения c . В результате задержка установления напряженности поля при подаче меняющегося приводит к **не равномерно распределенному току** в проводнике. В таких условиях нарушается эффект не потенциальности поля, о котором говорилось выше. Рассмотрим сказанное подробнее. На

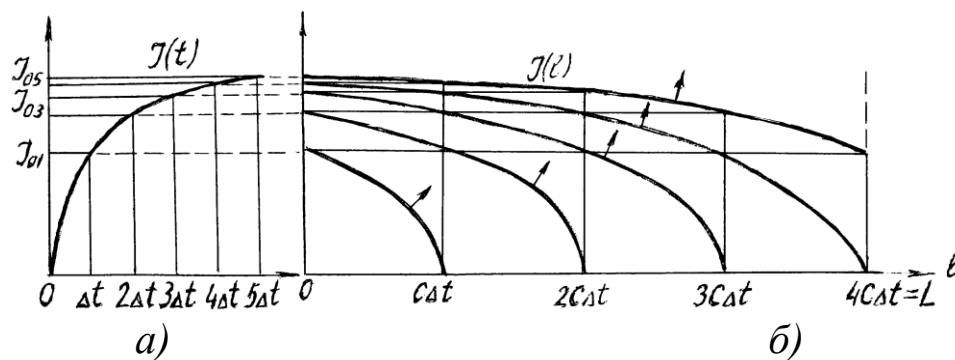


Рис.10

рис.10а представлен график 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.10б 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, соответственно, «нулевого» тока I_{0i}) на витке производятся не непрерывно, а приращениями согласно временному ступенчатому графику на рис.10а. 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. 10б) распределение значений тока по проводнику. Значения токов в участках более удаленных от места приложения потенциала будут меньше, чем в ближних.

Увеличивая частоту приращений потенциала (уменьшая величины) мы в пределе придем к плавному росту подаваемого напряжения и «нулевого» тока (график на рис.10а) и к

соответствующей плавной кривой распределения тока по длине проводника (верхняя кривая на рис.10б). **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.10а и 10б, учитывая, что $l=ct$, мы для соотношения производных обеих зависимостей (учитывая, что положительным приращениям $dI(l)$ соответствуют отрицательные $dI(t)$) можем написать:

$$\frac{dI(l)}{dl} = -\frac{dI}{d(ct)} = -\frac{1}{c} \frac{dI(t)}{dt}. \quad (32)$$

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 (31) 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 (31) ток I через напряженность поля E :

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

и подставив в (32), 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:

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

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

$$E = E_0 - \frac{\pi 10^{-7} l}{2h} \frac{dI}{dt}. \quad (33)$$

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.11 вид такого поля представлен систематически увеличивающейся условной шириной полосы занимаемой полем (обратной плотности силовых линий) от максимума напряженности вблизи точки $l=0$ с уменьшением вплоть до противоположного конца $l=L$.

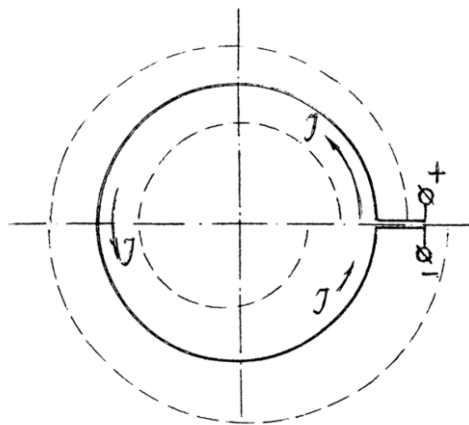


Рис.11

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:

$$E = \frac{dB}{dt} = \mu_0 \frac{dH}{dt} = 4\pi 10^{-7} \frac{d}{dt} \cdot \frac{I}{2h} = \frac{2\pi 10^{-7}}{h} \frac{dI}{dt}. \quad (34)$$

Из сравнения (33) и (34) видно, что первое выражение дает общую величину напряженности продольного поля на семь порядков больше чем второе. Однако надо иметь в виду, что в выражении (33) работа-

ет как источник ЭДС вторая его часть. Именно она проявляет себя как поле потенциальное. Выражение (34) имеет опытное происхождение и его близкая количественная оценка к «работающей части» величины поля (33) говорит в пользу предлагаемого представления о природе ЭДС индукции.

В заключение важно заметить, что здесь предложено теоретическое объяснение электрической природы магнитного поля и явлений, связанных с ним как отдельным видом поля.

Кроме того заметим, что в основном это новое представление не вызывает какой-то необходимости существенно пересматривать принципы расчетов современной электрической техники связанной с магнитными и электромагнитными явлениями и полями.

ПРИМЕЧАНИЕ: 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 при небольшой величине релятивистской добавки (пропорциональной V/c) к полю электронов в движение включаются свободные электроны всего объема металла в отличие от (сравнимых по величине) электростатических сил взаимодействия электрически поверхностно заряженных тел, где избыточные заряды сконцентрированы в тонком приповерхностном слое.

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 однозначно (и значит строго) объяснилась тем, что работа приложенной силы против силы сопротивления ускорению (инерции) требует-

ся на накопление энергии деформации его гравитационного поля, что в свою очередь объясняется конечностью скорости гравитационного взаимодействия.

2. Очевидное представление о конечности скорости электрического взаимодействия естественным образом объясняет факт отставания поля движущихся зарядов. А это классическое представление о запаздывании потенциалов позволило обосновать природу таких фундаментальных законов (прежде только эмпирических, хотя и лежащих в основе электродинамики) как Закон Ампера (взаимодействие проводников с током) и Закон Фарадея (индукция и взаимоиндукция).

Литература:

1. Lienard A.M. L'Eclairage électrique 16, 5, 53, 106(1889)
2. Wiechert E. Archives neerl., 2nd series, 5, 549 (1900)
3. Л.Д.Ландау и Е.М.Лифшиц. Теория поля. М.: ГИФФМЛ, 1960г.

