

## ФИЗИЧЕСКИЙ ВАКУУМ И ЗАКОНЫ ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМА

Магницкий Н.А., д.ф.-м.н., профессор МГУ им. М.В. Ломоносова,  
nmag@isa.ru

**Аннотация.** Получены формулы магнитной индукции и напряженностей электрического и магнитного полей элемента тока исходя из уравнений физического вакуума, выведенных на основе законов классической механики. Выведен закон Био-Савара-Лапласа, найдена корректировка закона Ампера, справедливая не только для параллельных, но также и для перпендикулярных токов. С позиций классической механики объяснено появление в проводнике электродвижущей силы, силы Ампера и силы Лоренца. Показано, что появление э.д.с. индукции в проводнике является локальным эффектом и зависит от самого проводника и от локальных полей возмущений физического вакуума в окрестности проводника, а не от площади контура, ограниченного проводником.

**Ключевые слова:** физический вакуум, магнитная индукция, классическая механика.

### ВВЕДЕНИЕ

В современной теоретической физике постоянно подчеркивается, что основные законы и уравнения электромагнетизма, такие как закон индукции Фарадея, закон Био-Савара-Лапласа, закон Ампера, уравнения Максвелла-Лоренца не вытекают из каких-либо более общих теоретических положений, а являются обобщенной записью наблюдавшихся опытных фактов. Кроме того, остается неясным физический смысл основных категорий теории электромагнетизма, таких как ток, элемент тока, электрическое и магнитное поле тока, магнитная индукция, электродвижущая сила, сила Ампера, сила Лоренца. Не может быть признано удовлетворительным также и «правило потока», согласно которому появление электродвижущей силы в контуре пропорционально скорости изменения магнитного потока через контур независимо от того, меняется ли магнитное поле или меняется площадь контура. Считается, что в первом случае э.д.с. создается в соответствии с законом Фарадея, а во втором – электронами движущегося проводника под воздействием силы Лоренца. По словам Р.Фейнмана, это единственный пример в физике, когда простой и точный закон требует для своего настоящего понимания анализа в терминах двух разных явлений [5]. Сама сила Лоренца в современной физике рассматривается исключительно как проявление релятивистского эффекта, что также не может быть признано удовлетворительным, так как постулирует наличие субъективных (зависящих от наблюдателя) явлений в объективно существующей природе. Также вызывает сомнение постулируемая современной

наукой зависимость э.д.с. в проводнике не от самого проводника, а от площади контура, ограниченного проводником.

В работах автора [2, 3] заложены основы математической теории физического вакуума (эфира) в виде плотной сжимаемой невязкой среды в трехмерном евклидовом пространстве с координатами  $\vec{r} = (x, y, z)^T$ , имеющей в каждый момент времени  $t$  плотность  $\rho(\vec{r}, t)$  и вектор скорости распространения возмущений  $\vec{u}(\vec{r}, t) = (u_1(\vec{r}, t), u_2(\vec{r}, t), u_3(\vec{r}, t))^T$ . В [2-3, 6-7] показано, что основные уравнения классической электродинамики, квантовой механики и теории гравитации могут быть выведены из двух нелинейных уравнений динамики физического вакуума, следующих из уравнений классической механики Ньютона и инвариантных относительно преобразований Галилея:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{u}) = 0, \quad \frac{\partial(\rho \vec{u})}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla)(\rho \vec{u}) = 0, \quad (1)$$

где первое уравнение является уравнением неразрывности, а второе – законом сохранения импульса.

В настоящей работе из системы уравнений физического вакуума (1) выведены все упомянутые выше локальные законы электромагнетизма, дано понимание в терминах физического вакуума силы тока, магнитного поля тока, элемента тока, силы Ампера, электродвижущей силы и силы Лоренца, устранена двойственность в трактовке электродвижущей силы, получено уточнение формулы закона Ампера, справедливое не только для параллельных, но и для перпендикулярных токов.

### ТОК, ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ И МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ТОКА

Рассмотрим проводник, на который падает спиральная электромагнитная волна возмущений физического вакуума (эфира)

$$\vec{F} = \vec{F}_0 e^{i(\omega_* t - k_* \varphi)}, \quad \omega_* = c / r_0 = k_* c, \quad (2)$$

вызывающая в нем появление тока. Для электромагнитных волн, имеющих достаточно малую частоту колебаний, величина  $r_0$  является достаточно большой величиной по сравнению с размерами проводника. Будем считать элементом тока атом проводника. Естественно предположить, что независимо от своего внутреннего строения, которое в данной работе не рассматривается, внешнее строение любого атома должно быть аналогично внешнему строению простейшего атома – атома водорода [3, 7]. То есть, это должен быть шар, по любой параллели которого бежит с постоянной угловой скоростью волна сжатий – растяжений плотности физического вакуума, причем шары электронов составляют внешнюю оболочку шара атома, а размер электрона сопоставим с размером кристаллической решетки проводника. В

такой постановке ток не может быть движением электронов в проводнике. Тогда естественно предположить, что ток - это колебания атомов с определенной частотой, передающиеся по кристаллической решетке со скоростью света в определенном направлении, а сила тока пропорциональна частоте колебаний. Покажем, что именно таким решением обладает система уравнений физического вакуума (1).

Выберем сферическую систему координат  $(r, \theta, \varphi)$  и совместим начало координат с центром атома, направив ось  $z$  вдоль направления падающей спиральной волны физического вакуума (2). Тогда спиральная волна порождает волну возмущений физического вакуума, распространяющуюся вокруг оси  $z$  по углу  $\varphi$  с линейной скоростью  $W_* = (c/r_0)r \sin \theta$ . Запишем систему уравнений физического вакуума (1) в сферической системе координат

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial(r^2 \rho V)}{\partial r} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial(\rho \Omega \sin \theta)}{\partial \theta} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial(\rho W)}{\partial \varphi} = 0, \\ \frac{\partial(\rho V)}{\partial t} + V \frac{\partial(\rho V)}{\partial r} + \frac{\Omega}{r} \frac{\partial(\rho V)}{\partial \theta} + \frac{W}{r \sin \theta} \frac{\partial(\rho V)}{\partial \varphi} = 0, (\vec{r}) \\ \frac{\partial(\rho \Omega)}{\partial t} + V \frac{\partial(\rho \Omega)}{\partial r} + \frac{\Omega}{r} \frac{\partial(\rho \Omega)}{\partial \theta} + \frac{W}{r \sin \theta} \frac{\partial(\rho \Omega)}{\partial \varphi} = 0, (\vec{\theta}) \\ \frac{\partial(\rho W)}{\partial t} + V \frac{\partial(\rho W)}{\partial r} + \frac{\Omega}{r} \frac{\partial(\rho W)}{\partial \theta} + \frac{W}{r \sin \theta} \frac{\partial(\rho W)}{\partial \varphi} = 0, (\vec{\varphi}) \end{array} \right. \quad (3)$$

где  $\vec{u}(r, \theta, \varphi) = (u_r, u_\theta, u_\varphi)^T$ ,  $u_r = V$ ,  $u_\theta = \Omega$ ,  $u_\varphi = W$ , и найдем ее решение с линейной скоростью распространения возмущения по углу  $\varphi$  в виде

$W = W_*(1 + \psi(r, \theta, \varphi, t)) = (c/r_0)r \sin \theta (1 + \psi(r, \theta, \varphi, t))$ ,  $|\psi| \ll 1$ . Остальные компоненты вектора решения системы (3) будем искать в виде

$\rho(r, \varphi, \theta, t) = \rho_0(1 + q(r, \varphi, \theta, t))$ ,  $q \ll 1$ ,  $|\Omega(r, \varphi, \theta, t)| \ll 1$ ,  $|V(r, \varphi, \theta, t)| \ll 1$ .

Подставляя искомый вид решения в систему уравнений (3) и пренебрегая членами второго порядка малости, получим следующую систему уравнений для функций

$$V(r, \varphi, \theta, t), \quad \Omega(r, \varphi, \theta, t), \quad q(r, \varphi, \theta, t), \quad \psi(r, \varphi, \theta, t)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial q}{\partial t} + \left( \frac{\partial V}{\partial r} + \frac{2V}{r} \right) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial(\Omega \sin \theta)}{\partial \theta} + \frac{c}{r_0} \left( \frac{\partial q}{\partial \varphi} + \frac{\partial \psi}{\partial \varphi} \right) = 0, \\ \frac{\partial V}{\partial t} + \frac{c}{r_0} \frac{\partial V}{\partial \varphi} = 0, \quad (\vec{r}); \quad \frac{\partial \Omega}{\partial t} + \frac{c}{r_0} \frac{\partial \Omega}{\partial \varphi} = 0, \quad (\vec{\theta}) \\ \frac{\partial q}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial t} + \frac{V}{r} + \frac{\Omega \cos \theta}{r \sin \theta} + \frac{c}{r_0} \left( \frac{\partial q}{\partial \varphi} + \frac{\partial \psi}{\partial \varphi} \right) = 0, \quad (\vec{\varphi}) \end{array} \right.$$

Последняя система уравнений имеет решение в виде:

$$\left\{ \begin{array}{l} W(r, \varphi, \theta, t) = \frac{c}{r_0} r \sin \theta \left( 1 + \frac{iV_0 \cos \theta}{\omega r^2} e^{i(\omega t - k\varphi)} \right), \\ V(r, \varphi, \theta, t) = \frac{V_0 \cos \theta}{r} e^{i(\omega t - k\varphi)}, \quad \omega = \omega_*, k = 1, \\ \Omega(r, \varphi, \theta, t) = -\frac{V_0 \sin \theta}{r} e^{i(\omega t - k\varphi)}, \\ \rho(r, \varphi, \theta, t) = \rho_0 \left( 1 + \frac{iq_0}{\omega r^3} e^{i(\omega t - k\varphi)} \right). \end{array} \right.$$

Для найденного решения в первом приближении

$$V \frac{\partial(\rho W)}{\partial r} + \frac{\Omega}{r} \frac{\partial(\rho W)}{\partial \theta} \approx \rho_0 \frac{c}{r_0} (V \sin \theta + \Omega \cos \theta) = 0.$$

Таким образом, система уравнений (3) физического вакуума (эфира) на найденных решениях в первом приближении принимает вид:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho V)}{\partial r} + \frac{\rho V}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\rho \Omega)}{\partial \theta} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial(\rho W)}{\partial \varphi} = 0, \\ \frac{\partial(\rho V)}{\partial t} + \frac{W}{r \sin \theta} \frac{\partial(\rho V)}{\partial \varphi} = 0, \quad (\vec{r}) \\ \frac{\partial(\rho \Omega)}{\partial t} + \frac{W}{r \sin \theta} \frac{\partial(\rho \Omega)}{\partial \varphi} = 0, \quad (\vec{\theta}) \\ \frac{\partial(\rho W)}{\partial t} + \frac{W}{r \sin \theta} \frac{\partial(\rho W)}{\partial \varphi} = 0. \quad (\vec{\varphi}) \end{array} \right. \quad (4)$$

**Определение.** Напряженностью  $\vec{H}$  магнитного поля тока и индукцией  $d\vec{B}$  магнитного поля элемента тока (атома) в точке пространства с координатами  $(r, \theta, \varphi)$  назовем направленные по углу  $\varphi$  векторы

$$d\vec{B} = \vec{H}dz = \frac{W}{r \sin \theta} \frac{\partial(\rho W)}{\partial \varphi} dz \vec{\varphi} \approx \rho_0 \frac{\omega \sin \theta}{r^2} e^{i(\omega t - \varphi)} (q_0 + rV_0 \cos \theta) dz \vec{\varphi}. \quad (5)$$

Положим  $r_0 V_0 = q_0$ . Тогда  $|rV_0| \ll |r_0 V_0| = |q_0|$  и, следовательно,

$$d\vec{B} = \vec{H}dz \approx \rho_0 q_0 \frac{\omega \sin \theta}{r^2} e^{i(\omega t - \varphi)} dz \vec{\varphi} = const \frac{I[d\vec{l} \times \vec{r}]}{r^3}, \quad (6)$$

где  $I d\vec{l} = \omega \exp(i(\omega t - \varphi)) d\vec{z}$  - элемент тока, направленный по оси  $\vec{z}$  атома проводника, вдоль которой, как будет показано ниже, происходят колебания атома (рис. 1).

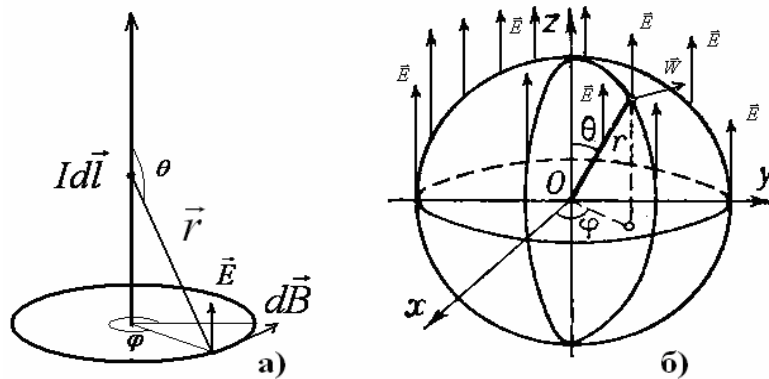


Рис. 1. Индукция  $d\vec{B}$  магнитного поля (а) и напряженность  $\vec{E}$  электрического поля (б) элемента тока  $I d\vec{l}$

Последняя формула с точностью до коэффициента совпадает с законом Био-Савара в дифференциальной форме для индукции магнитного поля проводника. Очевидно, что результирующая индукция, создаваемая в точке пространства магнитными полями различных элементов тока (атомов проводника), является векторной суммой индукций полей, создаваемых каждым элементом тока независимо от других его элементов. Следовательно, справедлив принцип суперпозиции магнитных полей, из которого вытекает, что индукция  $\vec{B}$ , создаваемая в точке  $\vec{r}$  пространства магнитным полем контура  $\gamma$  с током  $I$ , может быть найдена по формуле Био-Савара-Лапласа

$$\vec{B}(\vec{r}) = const \int_{\gamma} \frac{I[d\vec{l} \times (\vec{r} - \vec{s})]}{|\vec{r} - \vec{s}|^3},$$

где  $\vec{s}$  - вектор положения точек контура, а  $d\vec{l}$  - вектор элемента контура.

Заметим, что сила тока определяется не только частотой  $\omega$  колебаний

(дрожаний) атома, но также и волновым числом (электропроводностью проводника) передачи этих колебаний либо через эфир, либо непосредственно от атома к атому проводника. Этот вопрос требует дополнительного исследования.

**Определение.** Напряженностью  $\vec{E}$  электрического поля тока назовем суммарный вектор полей из системы уравнений (4), направленных по радиусу  $\vec{r}$  и углу  $\vec{\theta}$ :

$$\vec{E} = \frac{W}{r \sin \theta} \frac{\partial(\rho V)}{\partial \varphi} \vec{r} + \frac{W}{r \sin \theta} \frac{\partial(\rho \Omega)}{\partial \varphi} \vec{\theta} = -\frac{i \omega \rho_0 V_0 (\cos \theta \vec{r} - \sin \theta \vec{\theta}) e^{i(\omega t - \varphi)}}{r} = -\frac{i \omega \rho_0 V_0 e^{i(\omega t - \varphi)}}{r} \vec{z}. \quad (7)$$

Замечательным является тот факт, что вектор напряженности электрического поля элемента тока направлен всюду вдоль  $d\vec{l}$  (вдоль оси атома  $\vec{z}$ ) (рис. 1а, б). Таким образом, током в проводнике является бегущая по кристаллической решетке проводника волна колебаний атомов вдоль их осей с частотой  $\omega$ , вызванная волной сжатий-растяжений плотности физического вакуума, бегущей по углу  $\varphi$  вдоль каждой параллели атома с постоянной угловой скоростью  $(c/r_0) \sin \theta$  под воздействием внешней спиральной волны (2). Вектор напряженности индуцированного током электрического поля в любой точке пространства также направлен либо вдоль, либо в противоположном элементу тока  $Id\vec{l}$  направлении.

Важно также отметить, что напряженности электрического и магнитного полей элемента тока не являются напряженностями электрического  $\vec{E}_{el}$  и магнитного  $\vec{H}_m$  полей в смысле уравнений электродинамики Максвелла. Более того, так как  $\vec{H}_m = c \text{rot}(\rho \vec{u})$  [2-3], то из системы уравнений (4) и из справедливого всегда закона Фарадея  $\partial \vec{H}_m / \partial t + c \text{rot} \vec{E}_{el} = 0$ , следует, что

$$\vec{E}_{el} \approx \frac{W}{r \sin \theta} \frac{\partial(\rho V)}{\partial \varphi} \vec{r} + \frac{W}{r \sin \theta} \frac{\partial(\rho \Omega)}{\partial \varphi} \vec{\theta} + \frac{W}{r \sin \theta} \frac{\partial(\rho W)}{\partial \varphi} \vec{\varphi} = \vec{E} + \vec{H}.$$

То есть, одна, направленная вдоль оси атома, компонента напряженности электрического поля физического вакуума (эфира) является напряженностью электрического поля элемента тока и создает в собственном проводнике и в других соседних проводниках электродвижущую силу, а другая, направленная по углу  $\varphi$ , компонента напряженности электрического поля физического вакуума является напряженностью магнитного поля элемента тока. С другой стороны, найдем компоненту  $H_\varphi$  напряженности магнитного поля  $\vec{H}_m$  физического вакуума

$$H_\varphi = c \text{rot}(\rho V \vec{r} + \rho \Omega \vec{\theta} + \rho W \vec{\varphi})_\varphi \approx -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \frac{\rho_0 V_0 \cos \theta}{r} e^{i(\omega t - \varphi)} \right) \vec{\varphi} = \frac{\omega r_0 \rho_0 V_0 \sin \theta}{r^2} e^{i(\omega t - \varphi)} \vec{\varphi}.$$

Очевидно, что при выполнении равенства  $r_0 V_0 = q_0$  последнее выражение в точности совпадает с формулой (6) для напряженности магнитного поля элемента

тока. Таким образом, классический вектор напряженности магнитного поля тока (6) является одновременно компонентой векторов напряженностей как электрического, так и магнитного полей физического вакуума в смысле уравнений Максвелла (закона Фарадея).

### ЭЛЕКТРОДВИЖУЩАЯ СИЛА

Рассмотрим линейный проводник  $L$  с током  $I$  и замкнутый контур  $L_1$  вне его, стягивающий поверхность  $S$ . Как установлено выше, ток  $I$  создает вокруг проводника  $L$  магнитное поле с вектором индукции  $\vec{B}$ , индуцирующее в проводнике  $L_1$  электрическое поле с вектором напряженности  $\vec{E}$  (рис. 2).

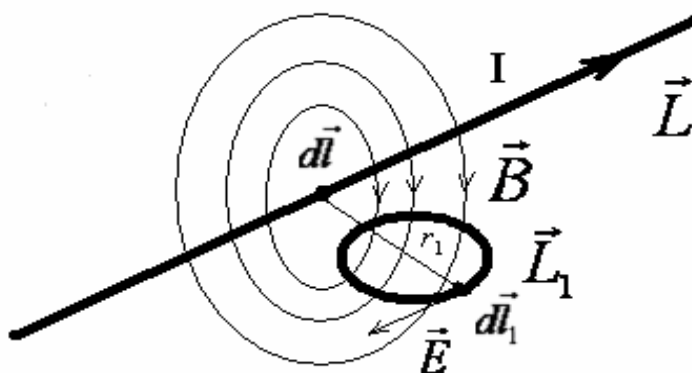


Рис. 2. К выводу электродвижущей силы

В классической электродинамике электродвижущей силой (э.д.с.)  $E$  в контуре  $L_1$ , индуцируемой током  $I$  контура  $L$  называется величина, противоположная по знаку скорости изменения потока индукции  $\vec{B}$  магнитного поля тока  $I$  через контур  $L_1$ :

$$E = \oint_{L_1} (\vec{E} \cdot d\vec{l}_1) = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \int_S (\vec{B} \cdot \vec{n}) d\sigma, \quad (8)$$

где  $\vec{n}$  - единичный вектор нормали к элементу площади  $d\sigma$ . Последнее выражение является прямым следствием закона индукции Фарадея. Э.д.с. в формуле (8) зависит от площади поверхности  $S$ , ограниченной кривой  $L_1$ , хотя совершенно очевидно, что э.д.с. индуцируется в проводнике  $L_1$  и не должна зависеть от произвольной стягиваемой им поверхности, то есть должен существовать локальный дифференциальный закон зависимости элемента э.д.с. от наводящего ее элемента

тока  $I d\vec{l}$  в контуре  $L$ . Такой дифференциальный закон является непосредственным следствием выведенной ранее формулы (7) для элемента напряженности  $\vec{E}$  электрического поля, индуцированного в элементе (атоме) проводника  $L_1$  элементом тока  $I d\vec{l}$  проводника  $L$

$$dE = \oint_{L_1} (d\vec{E} \cdot d\vec{l}_1) = - \oint_{L_1} \frac{i\omega^2 \rho_0 q_0 e^{i(\omega t - \varphi)}}{c r_1} (\vec{d}\vec{l} \cdot d\vec{l}_1) = - \frac{\rho_0 q_0}{c} \oint_{L_1} \frac{\partial I}{\partial t} (d\vec{l} \cdot d\vec{l}_1) / r_1. \quad (9)$$

Формула (9) в отличие от формулы (8) справедлива для любых (замкнутых или незамкнутых) контуров и не зависит от площадей, охватываемых контурами. Если оба контура замкнуты, то полная э.д.с., индуцируемая в контуре  $L_1$  контуром  $L$  с током  $I$  будет, очевидно, равна

$$E = - \frac{\rho_0 q_0}{c} \oint_{L_1} \oint_{L} \frac{\partial I}{\partial t} (d\vec{l} \cdot d\vec{l}_1) / r_1 = -M \frac{\partial I}{\partial t}, \quad M = \frac{\rho_0 q_0}{c} \oint_{L_1} \oint_{L} \frac{(d\vec{l} \cdot d\vec{l}_1)}{r_1}, \quad (10)$$

где  $M$  – коэффициент взаимной индукции контуров. Формула (10), полученная из уравнений физического вакуума (1), полностью совпадает с классической формулой для взаимной индукции замкнутых контуров, однако она также справедлива и для произвольных контуров и не зависит от потоков индукции через поверхности, ограниченные контурами. Как и следовало ожидать, “правило потока” не отражает существа происходящих в проводниках электромагнитных процессов. Ниже будет показано, что изменение площади контура при движении проводника в магнитном поле также не является причиной возникновения в нем электродвижущей силы.

### ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ТОКОВ. СИЛА АМПЕРА И ЗАКОН АМПЕРА

Рассмотрим два взаимодействующих элемента тока  $I_1 d\vec{l}_1$  и  $I_2 d\vec{l}_2$  (рис 3). В классической теории электромагнетизма сила взаимодействия элементов тока определяется экспериментально найденной формулой (законом) Ампера

$$d\vec{F}_{12} = \frac{\mu_0}{4\pi} [I_2 d\vec{l}_2 \times \frac{[I_1 d\vec{l}_1 \times \vec{r}_{12}]}{r_{12}^3}], \quad d\vec{F}_{21} = \frac{\mu_0}{4\pi} [I_1 d\vec{l}_1 \times \frac{[I_2 d\vec{l}_2 \times \vec{r}_{12}]}{r_{12}^3}], \quad (11)$$

где  $d\vec{F}_{12}$  – сила, с которой первый ток действует на второй, а  $d\vec{F}_{21}$  – сила, с которой второй ток действует на первый. Нетрудно убедиться в том, что в соответствии с законом Ампера параллельные токи, изображенные на рис. 3а, взаимодействуют и удовлетворяют третьему закону Ньютона  $d\vec{F}_{12} = -d\vec{F}_{21}$  (однаправленные токи притягиваются, а разнонаправленные – отталкиваются), а для перпендикулярных токов, изображенных на рис.3.б, третий закон Ньютона нарушается, причем



$d\vec{F}_{21} = 0$ , а  $d\vec{F}_{12} \neq 0$  в то время как эксперименты Ампера свидетельствовали о том, что перпендикулярные токи взаимодействовать не должны.

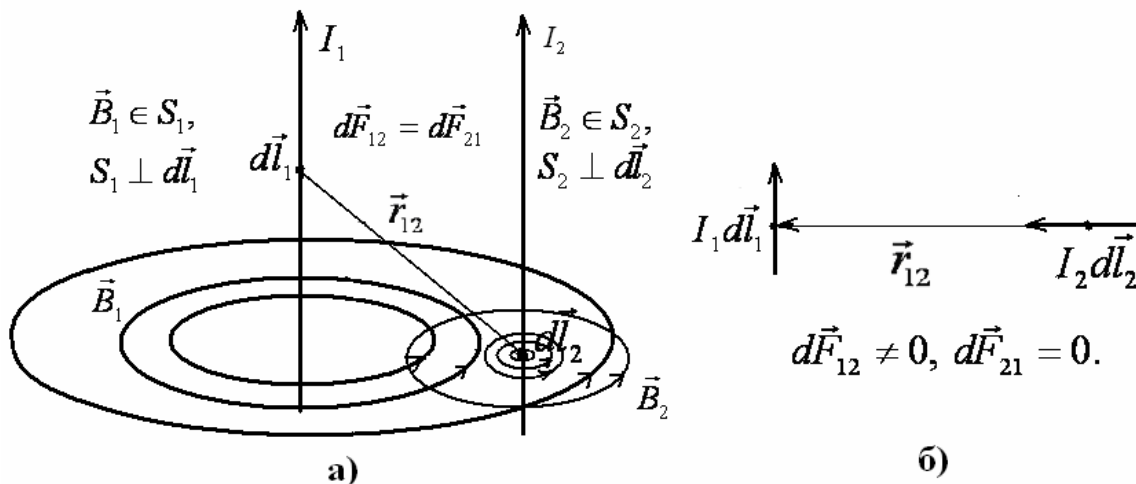


Рис. 3. Закон Ампера работает для параллельных токов и не работает для перпендикулярных токов

Покажем, что данное противоречие устраняется небольшой корректировкой закона Ампера, вытекающей естественным образом из уравнений физического вакуума (1). Ясно, что закон Ампера для силы, например,  $d\vec{F}_{12}$  можно записать в виде

$$d\vec{F}_{12} = [I_2 d\vec{l}_2 \times \vec{B}_1], \quad \vec{B}_1 = const \frac{[I_1 d\vec{l}_1 \times \vec{r}_{12}]}{r_{12}^3}, \quad (12)$$

то есть в виде векторного произведения вектора элемента тока  $I_2 d\vec{l}_2$  на вектор магнитной индукции  $\vec{B}_1$ , создаваемой элементом тока  $I_1 d\vec{l}_1$  в месте расположения элемента тока  $I_2 d\vec{l}_2$  (рис. 3а). Сила  $d\vec{F}_{12}$ , записанная в виде (12), называется силой Ампера, происхождение которой до сих пор остается одной из загадок природы и не имеет разумного объяснения с позиций современной науки. Выражение (12) является отражением укоренившегося в науке мнения о том, что сила Ампера, действующая на элемент тока, расположенный в магнитном поле, зависит исключительно от вектора магнитной индукции поля в месте расположения элемента тока. Покажем, что это не совсем так. Действительно, вектор магнитной индукции  $\vec{B}_1$  лежит в плоскости  $S_1$ , содержащей точку элемента тока  $I_2 d\vec{l}_2$  и перпендикулярной вектору элемента тока  $I_1 d\vec{l}_1$ , но, вообще говоря, не перпендикулярной элементу тока

$I_2 d\vec{l}_2$ . В свою очередь элемент тока  $I_2 d\vec{l}_2$  создает вокруг себя свое магнитное поле, векторы магнитной индукции  $\vec{B}_2$  которого лежат в плоскости  $S_2$ , перпендикулярной вектору элемента тока  $I_2 d\vec{l}_2$ , но, вообще говоря, не параллельной плоскости  $S_1$ . Рассмотрим элемент тока  $I_2 d\vec{l}_2$  и свяжем с ним цилиндрическую систему координат  $(\xi = r \sin \theta, z, \varphi)$ , ось  $z$  которой направим по направлению тока  $d\vec{l}_2$  (рис. 4). Обозначим через  $\alpha = \angle(S_1, S_2)$  – угол между плоскостями векторов магнитной индукции элементов токов  $I_1 d\vec{l}_1$  и  $I_2 d\vec{l}_2$ . Так как магнитное поле  $\vec{B}_1$  элемента тока  $I_1 d\vec{l}_1$  создается волной сжатий – растяжений плотности физического вакуума, бегущей в плоскости  $S_1$  вокруг направления  $d\vec{l}_1$  тока, то для модуля вектора  $\vec{W}_1$  проекции линейной скорости такой волны на плоскость  $S_2$  магнитной индукции элемента тока  $I_2 d\vec{l}_2$  имеет место  $|\vec{W}_1| \approx \omega_1 b \cos \alpha$ , а его направление в плоскости  $S_2$  в окрестности элемента тока  $I_2 d\vec{l}_2$  совпадает с направлением проекции вектора магнитной индукции  $\vec{B}_1$ , где  $\omega_1$  – частота колебаний тока  $I_1$ , а  $b = r \sin \theta$ ,  $r = |\vec{r}_{12}|$  (рис. 4).

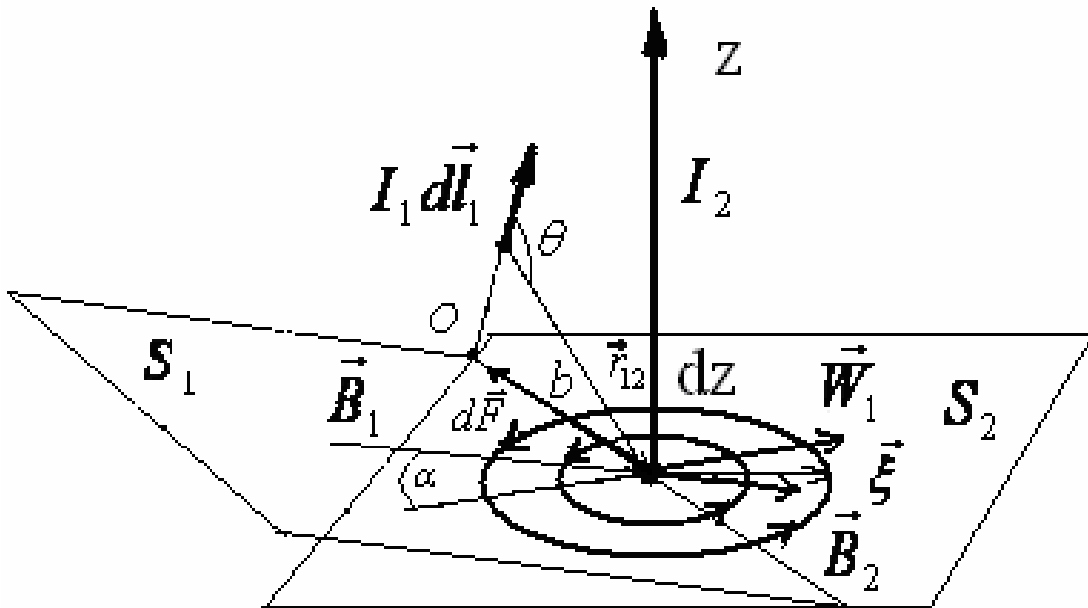


Рис. 4. К выводу закона Ампера

В свою очередь, вектор линейной скорости волны возмущений физического вакуума, порождающей магнитное поле  $\vec{B}_2$  в плоскости  $S_2$  вокруг элемента тока  $I_2 d\vec{l}_2$ , равен  $\vec{W}_2 \approx \omega_2 \xi \vec{\varphi}$ , где  $\omega_2$  – частота колебаний тока  $I_2$ . Таким образом, с одной стороны от направления  $d\vec{l}_2$  элемента тока  $I_2 d\vec{l}_2$  (справа на рис. 4, если смотреть вдоль  $\vec{B}_1$ ) направления векторов линейных скоростей возмущений физического вакуума, создаваемых в плоскости  $S_2$  токами  $I_1 d\vec{l}_1$  и  $I_2 d\vec{l}_2$  совпадают, а с другой стороны (слева от  $d\vec{l}_2$  на рис. 4) – они противоположны. Покажем, что именно это обстоятельство является истинной причиной появления силы Ампера.

Действительно, запишем уравнения физического вакуума (1) в рассмотренной выше цилиндрической системе координат

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{\xi} \frac{\partial(\xi \rho V)}{\partial \xi} + \frac{\partial(\rho Z)}{\partial z} + \frac{1}{\xi} \frac{\partial(\rho W)}{\partial \varphi} = 0, \\ \frac{\partial(\rho V)}{\partial t} + V \frac{\partial(\rho V)}{\partial \xi} + \frac{W}{\xi} \frac{\partial(\rho V)}{\partial \varphi} + Z \frac{\partial(\rho V)}{\partial z} = 0, \quad (\vec{\xi}) \\ \frac{\partial(\rho Z)}{\partial t} + V \frac{\partial(\rho Z)}{\partial \xi} + \frac{W}{\xi} \frac{\partial(\rho Z)}{\partial \varphi} + Z \frac{\partial(\rho Z)}{\partial z} = 0, \quad (\vec{z}) \\ \frac{\partial(\rho W)}{\partial t} + V \frac{\partial(\rho W)}{\partial \xi} + \frac{W}{\xi} \frac{\partial(\rho W)}{\partial \varphi} + Z \frac{\partial(\rho W)}{\partial z} = 0. \quad (\vec{\varphi}) \end{array} \right. \quad (13)$$

Как показано выше, в отсутствии магнитного поля элемента тока  $I_1 d\vec{l}_1$  система (13) имеет своим приближенным решением с точностью до членов второго порядка малости направленную по оси  $Z$  и малую по модулю компоненту вектора скорости  $Z\vec{z} = \rho_0 V_0 e^{i(\omega_2 t - \varphi)} \vec{z} / \xi$ , порождающую электрическое поле элемента тока  $I_2 d\vec{l}_2$ , и направленную по углу  $\varphi$  компоненту вектора скорости  $W_2 \vec{\varphi} \approx \omega_2 \xi \vec{\varphi}$ , порождающую магнитное поле тока  $I_2 d\vec{l}_2$ . При этом радиальная составляющая вектора скорости  $V = 0$ .

При наличии магнитного поля элемента тока  $I_1 d\vec{l}_1$  к компоненте вектора скорости  $W_2 \vec{\varphi}$  добавляется (вычитается) компонента вектора скорости, порожденная магнитным полем элемента тока  $I_1 d\vec{l}_1$ . При этом появляется радиальная компонента вектора скорости  $V \neq 0$ . Так как решить аналитически и даже приближенно

нелинейную систему (13) в данной постановке не представляется возможным, то рассмотрим отдельно два случая: в первом случае волны возмущений плотности физического вакуума, порожденные элементами токов  $I_1 d\vec{l}_1$  и  $I_2 d\vec{l}_2$ , бегут по углу  $\varphi$  в одном направлении ( $\cos \alpha > 0$ ), во втором случае волны бегут в противоположных направлениях ( $\cos \alpha < 0$ ). Оба случая описываются малыми возмущениями плотности физического вакуума в плоскости  $S_2$  в окрестности элемента тока  $I_2 d\vec{l}_2$ , порожденными магнитным полем элемента тока  $I_1 d\vec{l}_1$ , и имеют вид:

$$q = i \text{const} e^{i(\omega_2 t - \varphi - m \ln \xi)} dl_1 / r^3, \quad V = \text{const}, \quad W = \omega_1 b \cos \alpha + \omega_2 \xi.$$

Подставляя предполагаемый вид решения в систему (13) и пренебрегая членами второго порядка малости, получим:

$$\begin{cases} \frac{\partial q}{\partial t} + \frac{V}{\xi} \left( \xi \frac{\partial q}{\partial \xi} + q \right) + \left( \frac{\omega_1 b \cos \alpha}{\xi} + \omega_2 \right) \frac{\partial q}{\partial \varphi} = 0, \\ \frac{\partial q}{\partial t} + V \frac{\partial q}{\partial \xi} + \left( \frac{\omega_1 b \cos \alpha}{\xi} + \omega_2 \right) \frac{\partial q}{\partial \varphi} = 0, \quad (\bar{\xi}) \\ \frac{\partial q}{\partial t} + \frac{V}{\xi} \left( \xi \frac{\partial q}{\partial \xi} + \frac{\omega_2 \xi}{\omega_1 b \cos \alpha + \omega_2 \xi} q \right) + \left( \frac{\omega_1 b \cos \alpha}{\xi} + \omega_2 \right) \frac{\partial q}{\partial \varphi} = 0, \quad (\bar{\varphi}) \end{cases} \quad (14)$$

Полагая  $m \gg 1$ , получим одно уравнение для определения малых возмущений плотности физического вакуума

$$\frac{\partial q}{\partial t} + V \frac{\partial q}{\partial \xi} + \left( \frac{\omega_1 b \cos \alpha}{\xi} + \omega_2 \right) \frac{\partial q}{\partial \varphi} = 0.$$

Из последнего уравнения следует, что

$$\omega_2 - \frac{Vm}{\xi} - \left( \frac{\omega_1 b \cos \alpha}{\xi} + \omega_2 \right) = 0 \Rightarrow Vm = -\omega_1 b \cos \alpha.$$

Таким образом, при  $\cos \alpha > 0$  ( $V < 0$ ) радиальная волна возмущений плотности, порожденная элементом тока  $I_1 d\vec{l}_1$ , бежит к оси элемента тока  $I_2 d\vec{l}_2$ , а при  $\cos \alpha < 0$  ( $V > 0$ ) – от оси элемента тока  $I_2 d\vec{l}_2$ . При  $\cos \alpha = 0$  ( $V = 0$ ) – волны нет. Следовательно, перпендикулярные токи не взаимодействуют. В случае параллельных токов, сила давления  $\vec{F}$  радиальной волны (сила Ампера) на однонаправленный элемент тока  $I_2 d\vec{l}_2$  всюду направлена в сторону элемента тока  $I_1 d\vec{l}_1$ , а сила давления на противоположно направленный элемент тока  $I_2 d\vec{l}_2$  всюду направлена от элемента тока  $I_1 d\vec{l}_1$  (рис. 5). Плоскости векторов индукции элементов токов при этом совпадают ( $\cos \alpha = 1$  или  $\cos \alpha = -1$ ).

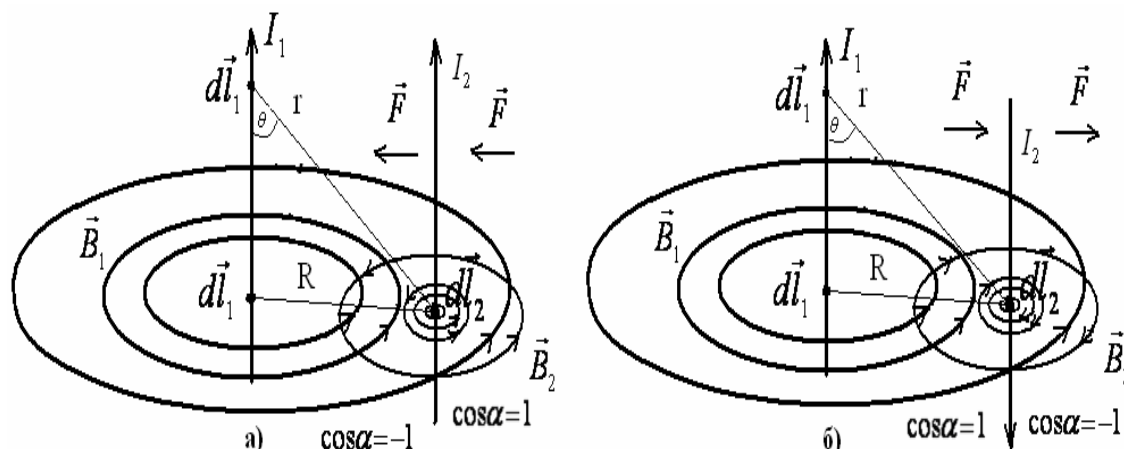


Рис.5. Взаимодействие однонаправленных (а) и разнонаправленных (б) параллельных токов

Найдем теперь величину силы Ампера из второго уравнения системы (13), пренебрегая его последним малым членом второго порядка:

$$d\vec{F} \approx \left( V \frac{\partial(qV)}{\partial \xi} + \frac{W}{\xi} \frac{\partial(qV)}{\partial \varphi} \right) dz \vec{\xi} = -const \frac{\omega_1 \omega_2 b \cos \alpha}{mr^3} e^{i(\omega_2 t - \varphi - m \ln \xi)} dl_1 dz \vec{\xi}.$$

Так как  $b = r \sin \theta$ , а  $\cos \alpha = \sin \beta = \sin(\angle(d\vec{l}_2, S_1))$ , где  $\beta$ - угол между элементом тока  $I_2 d\vec{l}_2$  и плоскостью индукции  $S_1$  элемента тока  $I_1 d\vec{l}_1$ , то вектор силы Ампера лежит в плоскости  $S_2$  и направлен в точку, являющуюся проекцией точки  $O$  (точки пересечения продолжения вектора  $d\vec{l}_1$  с плоскостью  $S_1$ ) на плоскость  $S_2$ , а его модуль имеет вид

$$|d\vec{F}| = const \frac{\omega_1 \omega_2 \sin \theta \sin \beta}{r^2} dl_1 dz = |I_2 d\vec{l}_2| |\vec{B}_1| \sin \beta. \quad (15)$$

На рис. 4 изображен случай, когда точка  $O$  уже лежит в плоскости  $S_2$ , так что вектор  $d\vec{F}$  направлен в эту точку. Нетрудно видеть, что в этом случае угол  $\beta$  является также углом между элементом тока  $I_2 d\vec{l}_2$  и вектором индукции  $\vec{B}_1$ . Следовательно, формула (15) в этом случае полностью совпадает с формулой Ампера (12), т.е.  $d\vec{F} = [I_2 d\vec{l}_2 \times \vec{B}_1]$ . В другом интересном случае, когда элементы токов  $I_1 d\vec{l}_1$  и  $I_2 d\vec{l}_2$  лежат в одной плоскости, вектор индукции  $\vec{B}_1$  лежит в плоскости  $S_2$ , так что векторы  $d\vec{l}_2$  и  $\vec{B}_1$  ортогональны, но угол  $\beta$  равен углу между ними только в случае параллельных токов. В случае непараллельных токов, лежащих в одной плоскости,

$$d\vec{F} = [I_2 d\vec{l}_2 \times \vec{B}_1 \sin \beta] = [I_2 d\vec{l}_2 \times \vec{B}_1 \cos \alpha].$$

В общем случае вектор силы Ампера не является векторным произведением вектора элемента тока на вектор индукции магнитного поля другого тока.

Таким образом, в соответствии с полученными формулами можно сделать вывод, что лежащие в одной плоскости перпендикулярные токи, изображенные на рис. 3, не взаимодействуют. Сила  $d\vec{F}_{12}$  также равна нулю, как и сила  $d\vec{F}_{21}$  несмотря на то, что вектор магнитной индукции  $\vec{B}_1$  перпендикулярен элементу тока  $I_2 d\vec{l}_2$ , но лежит в плоскости, перпендикулярной к плоскости индукции элемента тока  $I_2 d\vec{l}_2$ , так что  $\cos \alpha = 0$ .

### СИЛА ЛОРЕНЦА

Современная физическая наука описывает появление тока в проводнике при его движении со скоростью  $\vec{u}$  в магнитном поле  $\vec{B}$  действием на свободные электроны проводника силы Лоренца  $\vec{F} = [\vec{u} \times \vec{B}]$ . Считается, что появление силы Лоренца является чисто релятивистским эффектом и не может быть объяснено с позиций классической физики [1; 4-5]. Такая точка зрения на появление тока в движущемся проводнике в магнитном поле, принятая современной наукой, противоречит здравому смыслу по двум причинам: во-первых получается, что объективно происходящее в природе событие ставится в зависимость от субъективного наблюдателя и системы отсчета и, во-вторых, электроны не могут свободно перемещаться внутри проводника, так как их размер сравним с размером кристаллической решетки. Покажем, что появление тока в проводнике происходит под воздействием силы Ампера, происхождение которой подробно описано в предыдущем пункте на основе теории физического вакуума (эфира) без использования каких-либо релятивистских фокусов.

Рассмотрим, например, движение вправо второго проводника, находящегося в магнитном поле первого проводника и изображенного на рис. 5а. Движение проводника в магнитном поле равносильно действию на проводник радиальной силы со стороны эфира (силы Ампера) в противоположном (левом) направлении. Это означает возникновение решения системы уравнений физического вакуума (13) с радиальной компонентой вектора скорости  $V \neq 0$ . Одновременно появляется направленная по оси  $Z$  и малая по модулю колебательная компонента вектора скорости  $Z\vec{z}$ , порождающая электрическое поле и ток во втором проводнике, а также направленная по углу  $\varphi$  компонента вектора скорости  $W_2\vec{\varphi} \approx \omega_2\zeta\vec{\varphi}$ , порождающая магнитное поле тока второго проводника. Интересно отметить, что возникшее индукционное магнитное поле тока второго проводника удовлетворяет правилу Ленца, то есть ток направлен так (вверх на рис. 5а), чтобы своим потоком препятствовать изменению потока, который его создает (поток магнитного поля первого проводника). Действительно, если замкнуть мысленно второй проводник в контур справа, то при движении проводника вправо площадь контура уменьшается вместе с потоком через него магнитного поля первого проводника. Следовательно,

индукционное магнитное поле второго проводника справа от него по правилу Ленца должно быть направлено от нас, как и на рис. 5 а, увеличивая магнитный поток первого проводника. Если же замкнуть мысленно второй проводник в контур слева, то при движении проводника вправо площадь контура увеличивается вместе с потоком через него магнитного поля первого проводника. Следовательно, индукционное магнитное поле второго проводника слева от него по правилу Ленца должно быть направлено к нам, опять же как на рис. 5 а, уменьшая магнитный поток первого проводника. Таким образом, правило Ленца работает, но сами потоки через замкнутые контуры не имеют никакого отношения к объяснению сущности происходящих электромагнитных явлений. Следовательно, вопреки устоявшемуся в науке мнению, существует один механизм появления тока и электродвижущей силы, связанный с распространением волн в физическом вакууме (эфире), удовлетворяющих системе уравнений (1).

Покажем теперь, что сила Лоренца, действующая на заряд, движущийся в магнитном поле со скоростью  $\vec{u}$ , имеет то же объяснение. Этот случай отличается от случая появления силы Ампера тем, что по оси  $z$ , вдоль которой движется заряд, происходит не дрожание атомов, а идет волна, то есть движение заряженной элементарной частицы состоит в ее волновом перемещении в физическом вакууме (эфире) с некоторой скоростью  $u$ , следовательно, является решением системы уравнений (13). При этом на возмущение физического вакуума, создаваемое волнами, бегущими вокруг оси частицы и порождающими саму частицу [2-3], накладываются возмущения, создаваемые продольной волной сжатий-растяжений плотности физического вакуума, бегущей в направлении  $z$ , и волной, создаваемой внешним магнитным полем с индукцией  $\vec{B}$ . Без внешнего магнитного поля система уравнений (13) имеет решение:

$$q = iq_0 e^{i(\omega t - kz)}, \quad Z = u = const, \quad \omega = ku, \quad V = 0, \quad W = 0,$$

описывающее возмущение плотности физического вакуума двигающейся со скоростью  $\vec{u}$  элементарной частицей.

Случай наличия внешнего магнитного поля аналогичен случаю взаимодействия двух элементов тока, рассмотренному в предыдущем пункте и изображенному на рис. 4, при котором для силы Ампера справедлива формула Ампера. Действительно, будем считать частицу положительно заряженной, если образующие ее волны бегут в положительном направлении по углу  $\varphi$  вокруг ее оси (оси  $z$ ) в плоскости  $S$ , перпендикулярной к направлению движения элементарной частицы. Если угол  $\alpha$  является углом между вектором индукции внешнего магнитного поля и плоскостью  $S$ , то проекция на  $S$  модуля вектора  $\vec{D}$  скорости волны возмущений физического вакуума, создаваемых внешним магнитным полем, равна  $D \cos \alpha$ . Тогда, как и в случае с силой Ампера, можно рассмотреть следующие

решения системы уравнений (13), моделирующие малые возмущения физического вакуума при движении положительно заряженной элементарной частицы во внешнем магнитном поле:

$$q = iq_0 e^{i(\omega t - kz - \varphi - m \ln \xi)}, \quad V = \text{const}, \quad Z = u, \quad W = D \cos \alpha, \quad m \gg 1.$$

Подставляя искомый вид решений в (13), получим  $V = -D \cos \alpha / m$ . Таким образом, в присутствии внешнего магнитного поля появляется радиальная волна возмущений физического вакуума, бегущая к частице при  $\cos \alpha > 0$  и бегущая от частицы при  $\cos \alpha < 0$ . Учитывая, что направления вектора индукции внешнего магнитного поля и собственного поля положительно заряженной частицы совпадают справа от направления ее движения ( $\cos \alpha > 0$ ) и противоположны слева ( $\cos \alpha < 0$ ), получим, что направление радиальной волны всюду совпадает с направлением вектора  $[\vec{u} \times \vec{B}]$ . Сила давления образовавшейся таким образом радиальной волны возмущений физического вакуума на элементарную частицу и есть сила Лоренца. Ее величина может быть найдена по формуле

$$\vec{F} = F \vec{\xi} = \left( V \frac{\partial(qV)}{\partial \xi} + \frac{W}{\xi} \frac{\partial(qV)}{\partial \varphi} + u \frac{\partial(qV)}{\partial z} \right) \vec{\xi} = - \frac{ukD \cos \alpha}{m} q_0 e^{i(\omega t - kz - \varphi - m \ln \xi)} \vec{\xi}.$$

Так как  $\cos \alpha = \sin \beta$ , где  $\beta$  - угол между вектором направления движения элементарной частицы и вектором индукции внешнего магнитного поля, а величина индукции магнитного поля пропорциональна как скорости распространения волны  $D$ , так и амплитуде  $q_0$  вызванных этой волной малых возмущений физического вакуума, то получим известную формулу для силы Лоренца, действующей на движущийся в магнитном поле единичный положительный заряд

$$\vec{F} = [\vec{u} \times \vec{B}].$$

Заметим, что сила Лоренца, действующая на единичный отрицательный заряд, направлена в противоположную сторону, так как противоположно заряженные частицы порождаются противоположно направленными волнами возмущений плотности физического вакуума [2-3; 7].

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе, исходя из уравнений физического вакуума, выведенных на основе законов классической механики, получены формулы магнитной индукции и напряженностей электрического и магнитного полей элемента тока. Выведен закон Био-Савара-Лапласа, найдена корректировка закона Ампера, справедливая не только для параллельных, но также и для перпендикулярных токов. С позиций классической механики объяснено появление в проводнике электродвижущей силы, силы Ампера и силы Лоренца. Показано, что появление э.д.с. индукции в проводнике является



локальным эффектом и зависит от самого проводника и от локальных полей возмущений физического вакуума в окрестности проводника, а не от площади контура, ограниченного проводником.

Работа выполнена в компании ООО “Нью Инфлоу” (Москва, Россия).

### СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМОЙ ИНФОРМАЦИИ

1. Левич В.Г. Курс теоретической физики. Т.1. – М.: Наука, 1969.
2. Магницкий Н.А. Математическая теория физического вакуума. - Труды “Нью Инфлоу” - М. Ин-т микроэкономики, 2010, 24 с.
3. Магницкий Н.А. К электродинамике физического вакуума. // Сложные системы, 2011, т.1, 1, С. 83-91.
4. Матвеев А.Н. Электричество и магнетизм. - М., «Высшая школа», 1983.
5. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. – М. Наука, 1977.
6. Magnitskii N.A. Mathematical Theory of Physical Vacuum // Comm. Nonlin. Sci. and Numer. Simul., Elsevier, 16, 2011, p.2438-2444.
7. Magnitskii N.A. Theory of elementary particles based on Newtonian mechanics. In “Quantum Mechanics/Book 1”- InTech, 2012.

---

*Работа поступила в редакцию 10.01.2012*

## PHYSICAL VACUUM AND ELECTROMAGNETIC LAWS

**Magnitskii N.A.**

**Abstract.** In the paper, proceeding from the equations of physical vacuum deduced on the basis of laws of classical mechanics, formulas of a magnetic induction and electric and magnetic intensities fields of an element of a current are obtained. The law of Bio-Savar-Laplas is deduced, updating of the Ampere's law, taking place not only for parallel, but also for orthogonal currents is found. Occurrence of electromotive force, Ampere's and Lorentz's forces are explained from positions of classical mechanics. It is shown, that occurrence of electromotive force of induction in a conductor is local effect and depends on the conductor and on local fields of perturbations of physical vacuum in a vicinity of the conductor, but not on the square of the contour limited by the conductor.

**Keywords:** the physical vacuum, magnetic induction, classical mechanics.