Магнитное поле. Лукьянов И.В.

Содержание:

Магнитное поле в вакууме.

Содержание раздела:

Понятие магнитного поля и его релятивистская природа.

Принципиальным является тот факт, что существование магнитных сил невозможно объяснить с позиций классической физики. Действительно, когда мы говорим, что два проводника, по которым текут токи, отталкиваются или притягиваются, в зависимости от направлений токов, то мы говорим о силах взаимодействия обусловленных наличием движущихся зарядов. Как известно, ньютоновская механика связывает силу и ускорение, а не силу и скорость! Объяснить наличие магнитных сил позволила специальная теория относительности (СТО).

Найдем релятивистские преобразования для проекций поперечной силы и поперечного импульса. Пусть материальная точка с массой покоя m_0 движется со скоростью u.

$$p = mu = \frac{m_0}{\sqrt{1-\frac{u^2}{c^2}}}u;$$

$$F = \frac{\Delta p}{\Delta t} \to F' = F\sqrt{1-\frac{u^2}{c^2}}$$

Рассмотрим простейший случай взаимодействия двух неподвижных точечных зарядов, в системе координат, которая движется с постоянной скоростью.

$$F = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{qQ}{r^2} \to F' = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{qQ}{r^2}\sqrt{1-\frac{u^2}{c^2}} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0 r^2}\frac{qQ}{\sqrt{1-\frac{u^2}{c^2}}} - \frac{1}{4\pi\varepsilon_0 c^2 r^2}\frac{qQu^2}{\sqrt{1-\frac{u^2}{c^2}}}$$

$$\frac{1}{4\pi\varepsilon_0 r^2}\frac{qQ}{\sqrt{1-\frac{u^2}{c^2}}} = F_{\text{эл}}' - \text{ электрическая составляющая;}$$

$$\frac{1}{4\pi\varepsilon_0 c^2 r^2}\frac{qQu^2}{\sqrt{1-\frac{u^2}{c^2}}} = F_{\text{м}}' - \text{ магнитная составляющая;}$$

$$\frac{F_{\text{м}}'}{F_{\text{эл}}'} = \frac{u^2}{c^2}$$

Отношение электрической составляющей к магнитной составляющей мало, поэтому при решении задач электростатики мы пренебрегали магнитной компонентой. По-другому дело обстоит, если мы работаем с токами. Проводник в целом электронейтрален, мы считаем, что заряд в нем распределен равномерно, нет поля диполя. Если по проводнику пустить ток, то электрические силы оказываются скомпенсированными и остается лишь магнитная составляющая, которая зависит от скорости, как видно из полученного соотношения.

Выражение для магнитной составляющей можно переписать в следующем виде (с учетом, что $v' = -v$)

$$F'_{\text{м}} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0 c^2 r^2}\frac{qQv'^2}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} = qv\frac{1}{4\pi\varepsilon_0 c^2 r^2}\frac{Qv'}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} = qv'B'$$

$$B' = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0 c^2 r^2}\frac{Qv'}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} = \frac{\mu_0}{4\pi r^2}\frac{Qv'}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$$

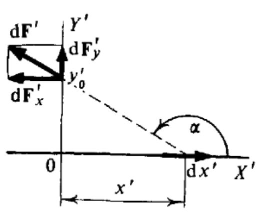
$$c^2 = \frac{1}{\varepsilon_0\mu_0};\ \mu_0 - \text{ магнитная постоянная}$$

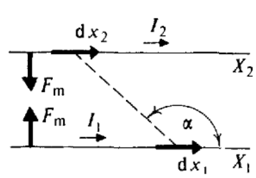
$B' -$ индукция магнитного поля точечного заряда

Сумма магнитной и электрической составляющих носит название силы Лоренца, иногда ее называют обобщенной силой Лоренца.

Необходимо понимать, что разделение полной силы (силы Лоренца) на электрическую и магнитную составляющие зависит от выбора системы отсчета. Без указания системы отсчета такое разделение теряет смысл.

Рассмотрим еще один пример. Найдем силу взаимодействия между точечным зарядом и бесконечной равномерно заряженной нитью в неподвижной системе координат К’. Пусть плотность объемного заряда нити ρ', тогда на элементе нити dx' находится заряд $dq' = \rho' dV' = \rho' S' dx'$. Тогда, по закону Кулона:





$$dF'_x = \frac{q\rho' S' dx'}{4\pi\varepsilon_0(r'^2 + x'^2)}cos\alpha$$

$$dF'_y = \frac{q\rho' S' dx'}{4\pi\varepsilon_0(r'^2 + x'^2)}sin\alpha$$

$$cos\alpha = \frac{x'}{\sqrt{r'^2 + x'^2}};\ sin\alpha = \frac{r}{\sqrt{r'^2 + x'^2}}$$

$$F'_x = F'_z = \frac{q\rho' S'}{4\pi\varepsilon_0}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{x' dx'}{\left(r'^2 + x'^2\right)^{\frac{3}{2}}} = 0, \text{т. к. функция нечетная;}$$

$$F'_y = \frac{q\rho' S'}{4\pi\varepsilon_0}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{dx'}{\left(r'^2 + x'^2\right)^{\frac{3}{2}}}$$

$$F'_y = |x' = -rctg\alpha| = \int_0^{\pi} sin\alpha d\alpha = \frac{q\rho' S'}{2\pi\varepsilon_0 r'}$$

Теперь, определим эту силу относительно системы координат К, движущейся со скоростью v. Для этого учтем, что движение происходит вдоль оси Ох, следовательно, поперечные размеры проводника не изменяются ($S = S'$). Во всех инерциальных системах отсчета электрический заряд есть величина инвариантная. Вследствие движения происходит релятивистское сокращение длины проводника. Соответственно, на единицу длины проводника, в движущейся системе отсчета, приходится больший заряд – растет объемная плотность заряда проводника.

$$\rho = \frac{\rho'}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} \rightarrow f'_y = \frac{q\rho S}{2\pi\varepsilon_0 r}$$

Полученное выражение отвечает силе кулоновского взаимодействия между точечным зарядом и бесконечной заряженной нитью, в движущейся системе координат. Однако, сила кулоновского взаимодействия не единственная сила, которая определяет взаимодействие между этими двумя объектами. Действительно:

$$F'_y = \frac{dp'}{dt'}; F_y = \frac{dp}{dt};\ p'_y = p_y$$

$$F_y = \frac{dp}{dt} = \frac{dp'}{dt'}\frac{dt'}{dt}$$

Согласно преобразованиям Лоренца:

$$x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}};\ \ x = \frac{x' + vt'}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}};\ \ \ y' = y;\ \ z' = z \qquad t' = \frac{t - \frac{xv}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}};\ \ t = \frac{t' + \frac{x'v}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

$$\frac{dt'}{dt} = \frac{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}{1 + \frac{u'_x v}{c^2}}\ ; u'_x = 0 \to F_y = F'_y\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$$

$$F_y = f'_y\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) = f'_y - f'_y\frac{v^2}{c^2}$$

Из полученной формулы видно, что помимо кулоновской силы, присутствует еще одна сила, которая много меньше кулоновской и по своему характеру является силой притяжения (этому соответствует знак минус в последнем выражении). Это сила отвечает магнитному взаимодействию. Получив этот промежуточный, но качественный, результат, мы можем перейти к объяснению известного опыта, упомянутого в самом начале. Экспериментально установлено, что если по двум параллельным проводникам пустить токи в одном направлении, эти два проводника будут притягиваться. Найдем силу этого взаимодействия. Как уже было сказано выше, силы кулоновского взаимодействия в проводнике стоком скомпенсированы. Некомпенсированным остается лишь магнитное взаимодействие. Мы вычислили силу, с которой каждый заряд одного проводника действует на соседний проводник в целом.

$$F_y = -\frac{v^2}{c^2}\frac{q\rho_1 S_1}{2\pi\varepsilon_0 r} = -\frac{1}{2\pi\varepsilon_0 c^2}qv\frac{v\rho_1 S_1}{r} = -\frac{1}{2\pi\varepsilon_0 c^2}qv\frac{I_1}{r}$$

На элементе dx_2 находится $n_2 dx_2$ зарядов, на которые действует магнитная сила

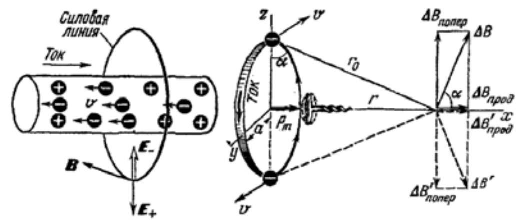
$$dF_m = F_y n_2 dx_2 = -\frac{1}{2\pi\varepsilon_0 c^2}\frac{qvn_2}{r}I_1 dx_2 = -\frac{1}{2\pi\varepsilon_0 c^2}\frac{I_2}{r}I_1 dx_2$$

$$dF_m = -\frac{\mu_0}{2\pi}\frac{I_2 I_1}{r}dx_2$$

Это выражение характеризует силу взаимодействия между двумя прямолинейными бесконечными проводниками. Условием применимости этой формулы является малость поперечных сечений проводников, по сравнению с расстоянием между ними.

Магнитное поле витка с током.

Пусть ток I течет по кольцу радиуса R. Центр кольца совпадает с началом координат. Найдем индукцию магнитного поля на оси симметрии кольца.



Учитывая, что скорость электронов проводимости много меньше скорости света в вакууме, индукцию магнитного поля, создаваемую каждым отдельным электроном можно записать в виде:

$$\Delta B = \frac{\mu_0}{4\pi r_0^2}\frac{ev}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} = \frac{\mu_0 ev}{4\pi r_0^2}$$

Вектор магнитной индукции перпендикулярен радиусу кольца и может быть разложен на две ортогональные составляющие (продольную и поперечную). Из соображений симметрии видно, что сумма поперечных составляющих равна нулю, остается только продольная компонента.

$$B = N\Delta B cos\alpha = \left|cos\alpha = \frac{R}{r_0}\right| = N\Delta B\frac{R}{r_0}$$

N – число электронов проводимости;

$$N = nV = n2\pi Rs; \quad s - \text{площадь поперечного сечения проводника}, \quad V - \text{объем проводника}, \quad n - \text{концентрация электронов проводимости}$$

$$B = N\Delta B\frac{R}{r_0} = n2\pi Rs\frac{\mu_0 ev}{4\pi r_0^2}\frac{R}{r_0} = 2\pi\frac{\mu_0 nevsR^2}{4\pi r_0^3}$$

$$nevs = I - \text{сила тока в проводнике}; B = \frac{2\mu_0 I\pi R^2}{4\pi r_0^3}$$

Отметим, что: $B = \frac{1}{c}\frac{q}{r^3}[vr]$; $E = \frac{1}{c'}\frac{q}{r^3}r \to B = \frac{1}{c''}[vE]$, то есть вектора скорости движения заряженной частицы, вектора магнитной индукции и вектора напряженности электрического поля образуют ортогональную тройку векторов.

Пусть частица движется в постоянном магнитном поле. Мы знаем, что магнитная сила работы не совершает, следовательно, ее кинетическая энергия остается постоянной. В этом случае, модуль скорости частицы должен оставаться неизменным. Траекторией ее движения является окружность, радиус кривизны которой, определяется выражением:

$$r = \frac{mv}{qB} = \frac{p}{qB}, p - \text{импульс частицы}$$

Период обращения частицы по окружности определяется следующим образом:

$$\mathrm{T} = \frac{2\pi r}{v} = \frac{2\pi}{qB}m = \frac{2\pi}{qB}\frac{m_0}{\sqrt{1-\frac{u^2}{c^2}}}$$

При малых скоростях период обращения частицы не зависит от скорости, но при приближении скорости к релятивистским значениям растет и период обращения.

Аналогичным образом найдем силу, действующую на бесконечно малый участок провода.

$$dF = edN[vB] = ne[vB]dV = [jB]dV$$

$$jdV = jsdl = Idl \qquad dF = I[dlB] \to F = \int I[dlB]$$

Найденная сила называется силой Ампера, а величина $Idl -$ линейным элементом тока. Теперь определим индукцию магнитного поля, создаваемую каждым отдельным элементом тока:

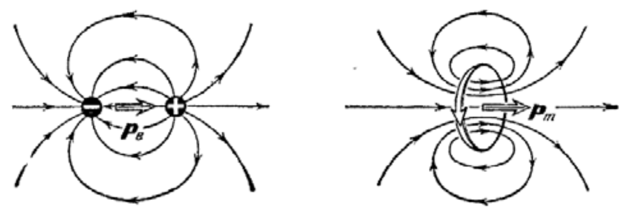
$$B = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{q}{r^3}[vr] \to dB = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{[jr]}{r^3}dV = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{I[dlr]}{r^3}$$

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{I[dlr]}{r^3}$$

Это выражение носит название закона Био – Савара – Лапласа, который позволяет вычислять магнитные поля различных объектов.

Мы увидели, что вокруг движущихся зарядов, а также проводников с током образуются магнитные поля. Магнитное поле – это особый вид материи, отличающийся от вещества, посредствам которого, осуществляется магнитное взаимодействие. Нужно помнить, что в общем случае мы имеем дело с электромагнитным полем, которое появляется вместе с появлением электрического заряда. Это поле может распасться на два: электрическое (B=0) и магнитное (E=0). Магнитная индукция – силовая характеристика магнитного поля. Силовые линии магнитной индукции замкнуты, в отличие от силовых линий напряженности электрического поля.

Следует обратить внимание на то, что если сравнивать силовые линии рамки с током и силовые линии диполя, то в ближней зоне они существенно различаются, а вот в дальней зоне, очень схожи.



Теоремы о потоке и циркуляции.

Для магнитного тока справедливы две теоремы. Первая теорема это теорема о потоке вектора магнитной индукции, пронизывающий замкнутую поверхность, которая ограничивает некоторый объем.

$$\oint BdS = 0$$

Это выражение является аналогом теоремы Гаусса в электростатике, а также выражает математически тот факт, что магнитных зарядов не существует. Стоит отметить, что это выражение входит в систему уравнений Максвелла.

Вторая теорема – теорема о циркуляции вектора магнитной индукции. Циркуляция вектора магнитной индукции по произвольному контуру пропорциональна алгебраической сумме токов, охватываемых контуром:

$$\oint Bdl = \mu_0 I$$

Ток считается положительным, если его направление связано с обходом по контуру правилом правого винта. Эта теорема может быть доказана для произвольных токов, с использованием закона Био – Савара – Лапласа. Тот факт, что циркуляция поля по замкнутому контуру не равна нулю, говорит о том, что это поле не потенциально. Такое поле называется вихревым или соленоидальным.

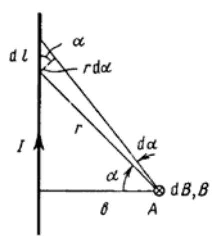
Создание и исследование магнитных полей. Поля различных объектов.

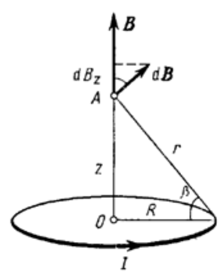
Для задач прикладной и теоретической физики является важным создание магнитных полей с определенными характеристиками. Важным частным случаем является однородное магнитное поле, которое реализуется в таких объектах как соленоид и кольца Гельмгольца.

Для намагничивания ферромагнитных образцов (речь о них пойдет в следующем разделе) используют тороиды. В этом разделе мы вычислим поля этих объектов, а также докажем однородность поля колец Гельмгольца.

Учащимся предлагается самостоятельно ознакомиться с методами измерения магнитных полей (баллистическим метод, датчик Холла и метод ЯМР).

Магнитное поле прямого тока:





$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{Idl}{r^2}cos\alpha$$

$$dlcos\alpha = rd\alpha;\ r = \frac{b}{cos\alpha} \to dB = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{I}{b}cos\alpha d\alpha$$

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{2I}{b}$$

Решим эту задачу, используя теорему о циркуляции. Очевидно, что система обладает радиальной симметрией, поэтому вектор магнитной индукции должен быть постоянен, во всех точках, равноудаленных от оси провода.

$$B2\pi r = \mu_0 I \to B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r} - \text{вне провода;}$$

$$B = \frac{\mu_0}{2\pi}\frac{rI}{a^2}$$

$$B2\pi r = \mu_0 I_r;\ I_r = I\left(\frac{r}{a}\right)^2;\ a - \text{радиус провода}$$

Отметим, что если провод внутри полый (трубка), то внутри него магнитное поле отсутствует.

Магнитное поле на оси кругового тока:

$$dB_z = dBcos\beta = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{Idl}{r^2}cos\beta$$

$$cos\beta = \frac{R}{r}; r = \sqrt{(R^2 + z^2)} \to B = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{2\pi R^2 I}{(R^2 + z^2)^{3/2}}$$

Кольца Гельмгольца. Кольцами Гельмгольца называются два коаксиальных кольцевых проводника одинакового радиуса, расположенных в параллельных плоскостях, расстояние между которыми равно радиусу колец. Необходимо доказать, что магнитное поле на оси колец Гельмгольца на середине расстояния между ними однородно.

$$B_z = \frac{\mu_0 I {r_0}^2}{2}\left[\frac{1}{({r_0}^2 + z^2)^{3/2}} + \frac{1}{({r_0}^2 + (z-d)^2)^{3/2}}\right]$$

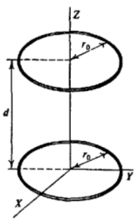
$$\frac{\partial B_z}{\partial z} = \frac{3\mu_0 I {r_0}^2}{2}\left[\frac{-z}{({r_0}^2 + z^2)^{5/2}} + \frac{z-d}{({r_0}^2 + (z-d)^2)^{5/2}}\right]$$

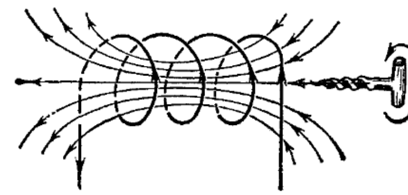
$$\frac{\partial^2 B_z}{\partial z^2} = \frac{3\mu_0 I {r_0}^2}{2}\left[\frac{5z^2}{({r_0}^2 + z^2)^{7/2}} - \frac{1}{({r_0}^2 + z^2)^{5/2}} + \frac{5(z-d)^2}{({r_0}^2 + (z-d)^2)^{7/2}} - \frac{1}{({r_0}^2 + (z-d)^2)^{3/2}}\right]$$

$$\text{При} \quad z = \frac{d}{2}; d = r_0 \rightarrow \ \frac{\partial B_z}{\partial z} = 0; \frac{\partial^2 B_z}{\partial z^2} = 0$$

Это и доказывает однородность поля вблизи точки $z = \frac{d}{2}$

Магнитное поле соленоида длины L, с n витков и током I.





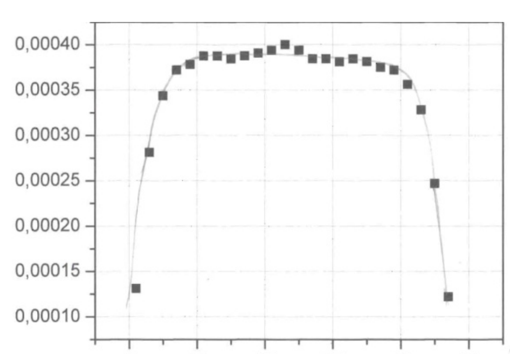
Будем считать, что витки намотаны плотно, тогда на длине соленоида dz течет ток $\frac{In}{L}dz$.

$$B = \frac{n{r_0}^2 I\mu_0}{2L}\int_{-L/2}^{L/2}\frac{dz'}{({r_0}^2+(z-z')^2)^{3/2}} = \frac{n{r_0}^2 I\mu_0}{2L}\left\{\frac{-z+\frac{L}{2}}{\left({r_0}^2+\left(z-\frac{L}{2}\right)^2\right)^{3/2}}+\frac{z+\frac{L}{2}}{\left({r_0}^2+\left(z+\frac{L}{2}\right)^2\right)^{3/2}}\right\}$$

Заметим, что поле длинного соленоида не только постоянно вдоль оси, но и однородно по его сечению. Поле тороида вычисляется аналогично.

Если вычислять поле соленоида с использованием теоремы о циркуляции, то целесообразно выбрать прямоугольный контур.

$$Bl = \mu_0 nlI \rightarrow B = \mu_0 nI - \text{внутри соленоида}$$



Экспериментальная проверка однородности поля колец Гельмгольца.

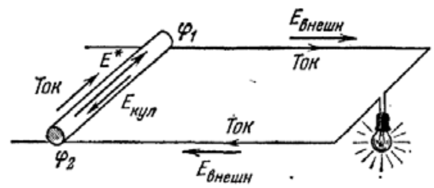
Электромагнитная индукция

Пусть проводник, в котором есть как положительные, так и отрицательные свободные носители заряда, движется со скоростью v, перпендикулярно вектору индукции магнитного поля B. В этом случае на заряды действует сила Лоренца $F = q[vB]$, направленная согласно правилу левой руки вдоль проводника. Под действием силы Лоренца происходит разделение зарядов (заряды разных знаков стремятся к различным концам проводника). Разделенные заряды создают внутри проводника кулоновское электростатическое поле. Разумеется, если проводник разомкнут, то такое разделение будет происходить до тех пор, пока сила Кулона не уравновесит силу Лоренца. Как и в случае работы источника, появление электростатического поля вызвано не распределение зарядов, а работой неэлектростатических внешних сил (в данном случае лоренцовских). Поэтому, наведенное электростатическое поле является *сторонним*. Напряженность стороннего поля будет равна:

$$E_{\text{ст}} = \frac{F_m}{q} = vB$$

Отметим, что напряженность стороннего поля определяется лишь скоростью проводника и индукцией магнитного поля. Кулоновское поле же зависит от того замкнут ли проводник на внешнюю нагрузку или разомкнут (в первом случае кулоновское поле будет меньше, чем во втором).

За направление тока принято считать направление движения положительных зарядов вдоль поля. Во внешнем участке цепи положительные заряды движутся от точки с потенциалом φ_1 к точке с потенциалом φ_2, совершая при этом работу:



$$A_{\text{внеш}} = q(\varphi_1 - \varphi_2)$$

Во внутреннем участке цепи положительные заряды движутся в обратном направлении, работа при этом совершается сторонними (не консервативными) и кулоновскими силами:

$$A_{\text{внут}} = ql(E_{\text{ст}} - E) = qlvB - q(\varphi_1 - \varphi_2)$$

Согласно связи напряжения и напряженности для ЭДС индукции можно записать следующее выражение:

$$\xi = E_{\text{ст}}l = lvB$$

Данное выражение получено в предположении, что вектор магнитной индукции перпендикулярен скорости проводника, в общем случае имеем:

$$\xi = lvBsin\alpha$$

Рассмотрим еще один случай. Пусть проводник покоится, в системе xyz, а источник магнитного поля (постоянный магнит) приближается к проводнику со скоростью v, магнит связан с системой $x'y'z'$. Очевидно, что лоренцовские силы не действуют на заряды внутри проводника, однако на опыте в контуре возникает ЭДС индукции. Приводить в движение электрические заряды могут только электрические или магнитные силы. Раз действие магнитных сил исключено, то это означает, что такое разделение произошло под действием сил электрических. Однако надо указать, что эти силы не кулоновского характера, они не потенциальны. Индуцированное таким образом электрическое поле является вихревым, его силовые линии замкнуты на себя.

В системе координат x′y′z′ на тело действует сила Лоренца, а в системе xyz – электрическая сила. Они связаны формулами теории относительности следующим образом:

$$F' = F\sqrt{1-\frac{u^2}{c^2}} \to qvB' = qE\sqrt{1-\frac{u^2}{c^2}} \to E = \frac{vB'}{\sqrt{1-\frac{u^2}{c^2}}}$$

ЭДС индукции в этих системах координат, как правило, совпадают (из-за малости скорости движения проводника), и связаны следующим образом:

$$\xi' = \xi\sqrt{1-\frac{u^2}{c^2}}$$

Последний пример еще раз подчеркивает важность указания системы отсчета при исследование электромагнитных явлений, а также показывает на «неразделимость» электрических и магнитных полей, а вернее на существование единого электромагнитного поля.

Мы пришли к выводу о том, что любое изменение магнитного поля порождает вихревое электрическое поле (такую формулировку дал Максвелл).

Введем понятие магнитного потока. Потоком вектора магнитной индукции B через площадку S называется скалярная физическая величина, численно равная произведению этих величин умноженных на косинус угла между вектором магнитной индукции и вектором внешней нормали к площадке S:

$$\Phi = BScos\varphi$$

Единица измерения магнитного потока в СИ – вебер.

$$\xi = lvB = Bl\frac{\Delta x}{\Delta t} = -\frac{\Delta\Phi}{\Delta t}$$

Знак минус появляется из-за того, что магнитный поток убывает. Несмотря на то, что это выражение выведено для частного случая, оно оказывается верным для всех случаев возникновения ЭДС индукции и выражает собой закон Фарадея:

ЭДС индукции равна скорости изменения магнитного потока, взятой с обратным знаком.

Знак минус говорит о том, что индукционный ток, который возникает в контуре, всегда имеет такое направление, при котором возникает противодействие причинам его породившим. В этом утверждении заключается правило Ленца, которое, от части, можно рассматривать как принцип минимума энергии и прямое следствие закона сохранения энергии.

Рассмотрим соленоид длины l, с ω витков, намотанных с частотой n.

$$\Phi = \omega SB = nlSB = nlS\mu\mu_0 nI = lS\mu\mu_0 n^2 I$$

$$\Phi = lS\mu\mu_0 n^2 I = LI$$

L – индуктивность соленоида. Фактически, индуктивность это коэффициент пропорциональности, связывающий магнитный поток и силу тока. Единицы измерения индуктивности – генри. Полученное выражение говорит о том, что если ток в обмотке не меняется, то и магнитный поток, также остается постоянным. Напротив, если изменить ток в обмотке, то это изменение должно породить ЭДС индукции в этой же обмотке (по этой причине эту ЭДС называют самоиндукцией).

$$\xi_\text{с} = -\frac{\Delta\Phi}{\Delta t} = -L\frac{\Delta I}{\Delta t}$$

Знак ЭДС самоиндукции определяется также по правилу Ленца.

В магнитном поле, как и электрическом, распределена энергия, с некоторой объемной плотностью. Для электрического поля плотность объемной энергии дается выражением:

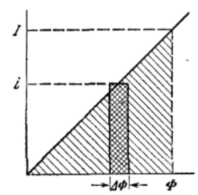
$$\omega = \frac{1}{2}\varepsilon\varepsilon_0 \mathrm{E}^2; W = \frac{CU^2}{2}$$

Получим аналогичное выражение для магнитного поля.

$$\Delta W = -\Delta A = -\Delta q \xi$$

$$\xi_{\text{c}} = -\frac{\Delta\Phi}{\Delta t}; \;\; I = \frac{\Delta q}{\Delta t} \to \Delta W = \Delta q \frac{\Delta\Phi}{\Delta t} = \Delta\Phi \frac{\Delta q}{\Delta t} = \Delta\Phi I$$

Сила тока линейно связана с магнитным потоком, через коэффициент пропорциональности L. Эта зависимость представлена на рисунке. Полная энергия поля численно равна площади заштрихованного треугольника:



$$W = \Delta\Phi I = \frac{LI}{2} I = \frac{LI^2}{2}$$

Максвелл показал, что энергия магнитного поля распределена по всему объему поля, так что плотность энергии

$$W = L\frac{I^2}{2} = lS\mu\mu_0 n^2 \frac{I^2}{2} = |H = In| = \frac{\mu\mu_0 n^2 H^2}{2n^2} V$$

$$\omega = \frac{\Delta W}{\Delta V} = \frac{\mu\mu_0 H^2}{2} = |B = \mu\mu_0 H| = \frac{B^2}{2\mu\mu_0}$$

Мы уже говорили, что разделение электромагнитного поля на электрическое поле и магнитное поле, определяется лишь системой отсчета. Поэтому плотность энергии электромагнитного поля необходимо выражать следующим образом:

$$\omega = \frac{1}{2}\varepsilon\varepsilon_0 \mathrm{E}^2 + \frac{1}{2}\mu\mu_0 H^2$$