

4.4. Электромагнитная индукция. Правило Ленца.

Явление электромагнитной индукции было открыто выдающимся английским физиком М. Фарадеем в 1831 г. Оно заключается в возникновении электрического тока в замкнутом проводящем контуре при изменении во времени магнитного потока, пронизывающего контур.

Магнитным потоком Φ через площадь S контура называют величину

$$\Phi = B \cdot S \cdot \cos \alpha,$$

где B – модуль вектора магнитной индукции, α – угол между вектором $\vec{B}$ и нормалью $\vec{n}$ к плоскости контура (рис. 10).

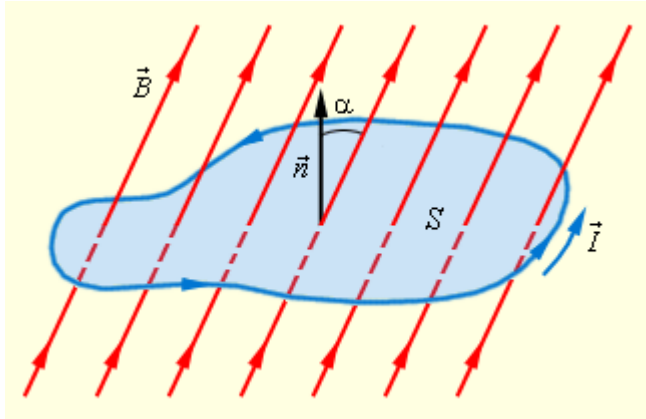


Рисунок 10.

Магнитный поток через замкнутый контур. Направление нормали $\vec{n}$ и выбранное направление $\vec{I}$

положительное направление обхода контура связаны правилом правого буравчика.

Определение магнитного потока нетрудно обобщить на случай неоднородного магнитного поля и неплоского контура. Единица магнитного потока в системе СИ называется вебером (Вб). Магнитный поток, равный 1 Вб, создается магнитным полем с индукцией 1 Тл, пронизывающим по направлению нормали плоский контур площадью 1 м²:

$$1 \text{ Вб} = 1 \text{ Тл} \cdot 1 \text{ м}^2.$$

Фарадей экспериментально установил, что при изменении магнитного потока в проводящем контуре возникает ЭДС индукции $E_{\text{инд}}$, равная скорости изменения магнитного потока через поверхность, ограниченную контуром, взятой со знаком минус:

$$E_{\text{инд}} = - \frac{\Delta \Phi}{\Delta t}.$$

Опыт показывает, что индукционный ток, возбуждаемый в замкнутом контуре при изменении магнитного потока, всегда направлен так, что создаваемое им магнитное поле препятствует изменению магнитного потока, вызывающего индукционный ток. Это утверждение называется правилом Ленца (1833 г.).

Рис. 11 иллюстрирует правило Ленца на примере неподвижного проводящего контура, который находится в однородном магнитном поле, модуль индукции которого увеличивается во времени.

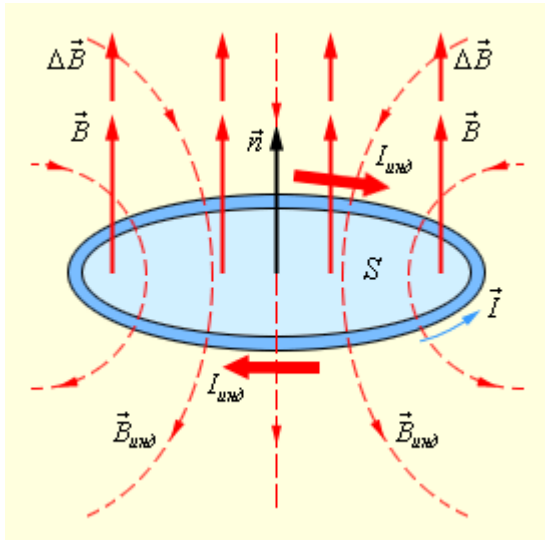


Рисунок 11.

$$\frac{\Delta \Phi}{\Delta t} > 0,$$

Иллюстрация правила Ленца. В этом примере $\mathcal{E}_{\text{инд}} < 0$. Индукционный ток $\vec{I}$

$I_{\text{инд}}$ течет навстречу выбранному положительному направлению обхода контура.

$$\frac{\Delta \Phi}{\Delta t}$$

Правило Ленца отражает тот экспериментальный факт, что $\mathcal{E}_{\text{инд}}$ и $\frac{\Delta \Phi}{\Delta t}$ всегда имеют противоположные знаки (знак «минус» в формуле Фарадея). Правило Ленца имеет глубокий физический смысл – оно выражает закон сохранения энергии.

Изменение магнитного потока, пронизывающего замкнутый контур, может происходить по двум причинам.

1. Магнитный поток изменяется вследствие перемещения контура или его частей в постоянном во времени магнитном поле. Это случай, когда проводники, а вместе с ними и свободные носители заряда, движутся в магнитном поле. Возникновение ЭДС индукции объясняется действием силы Лоренца на свободные заряды в движущихся проводниках. Сила Лоренца играет в этом случае роль сторонней силы.

Рассмотрим в качестве примера возникновение ЭДС индукции в прямоугольном контуре,

$$\vec{B},$$

помещенном в однородное магнитное поле $\vec{B}$, перпендикулярное плоскости контура. Пусть одна из сторон контура длиной l скользит со скоростью $\vec{v}$ по двум другим сторонам (рис. 12).

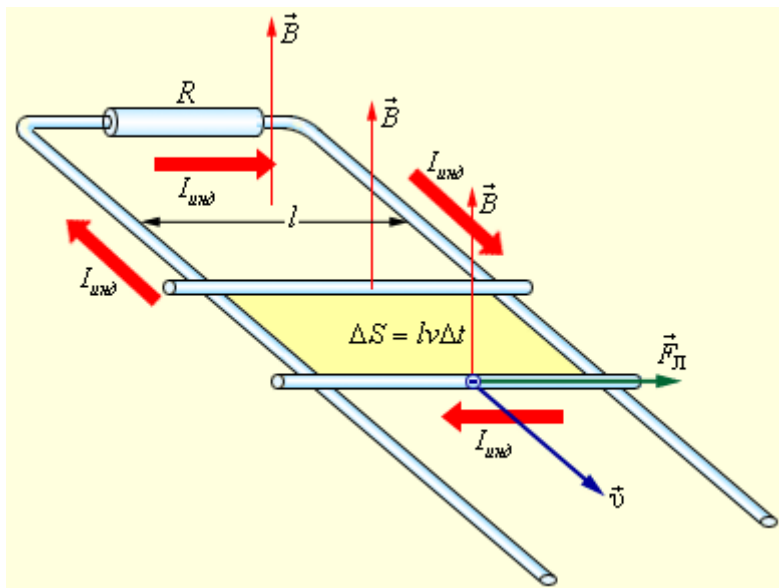


Рисунок 12.

Возникновение ЭДС индукции в движущемся проводнике. Указана составляющая силы Лоренца, действующей на свободный электрон.

На свободные заряды на этом участке контура действует сила Лоренца. Одна из составляющих этой

силы, связанная с переносной скоростью зарядов, направлена вдоль проводника. Эта составляющая указана на рис. 12. Она играет роль сторонней силы. Ее модуль равен

$$F_L = evB$$

Работа силы F_L на пути l равна

$$A = F_L \cdot l = evBl.$$

По определению ЭДС

$$\boxed{\varepsilon_{\text{инд}} = \frac{A}{e} = vBl.}$$

В других неподвижных частях контура сторонняя сила равна нулю. Соотношению для $\varepsilon_{\text{инд}}$ можно придать привычный вид. За время Δt площадь контура изменяется на $\Delta S = lv\Delta t$. Изменение магнитного потока за это время равно $\Delta\Phi = Blv\Delta t$. Следовательно,

$$|\varepsilon_{\text{инд}}| = \left| \frac{\Delta\Phi}{\Delta t} \right|.$$

Для того, чтобы установить знак в формуле, связывающей $\varepsilon_{\text{инд}}$ и $\frac{\Delta\Phi}{\Delta t}$, нужно выбрать согласованные между собой по правилу правого буравчика направление нормали $\vec{n}$ и положительное направление обхода контура $\vec{l}$.

как это сделано на рис. 4.20.1 и 4.20.2. Если это сделать, то легко прийти к формуле Фарадея.

Если сопротивление всей цепи равно R , то по ней будет протекать индукционный ток, равный $I_{\text{инд}} = \varepsilon_{\text{инд}}/R$. За время Δt на сопротивлении R выделится джоулево тепло

$$\Delta Q = R I_{\text{инд}}^2 \Delta t = \frac{v^2 B^2 l^2}{R} \Delta t.$$

Возникает вопрос: откуда берется эта энергия, ведь сила Лоренца работы не совершает! Этот парадокс возник потому, что мы учли работу только одной составляющей силы Лоренца. При протекании индукционного тока по проводнику, находящемуся в магнитном поле, на свободные

заряды действует еще одна составляющая силы Лоренца, связанная с относительной скоростью движения зарядов вдоль проводника. Эта составляющая ответственна за появление силы

$$\vec{F}_A$$

Ампера. Для случая, изображенного на рис. 12, модуль силы Ампера равен $F_A = IBl$. Сила Ампера направлена навстречу движения проводника; поэтому она совершает отрицательную механическую работу. За время Δt эта работа $A_{\text{мех}}$ равна

$$A_{\text{мех}} = -Fv\Delta t = -IBlv\Delta t = -\frac{v^2 B^2 l^2}{R}\Delta t.$$

Движущийся в магнитном поле проводник, по которому протекает индукционный ток, испытывает магнитное торможение. Полная работа силы Лоренца равна нулю. Джоулево тепло в контуре выделяется либо за счет работы внешней силы, которая поддерживает скорость проводника неизменной, либо за счет уменьшения кинетической энергии проводника.

2. Вторая причина изменения магнитного потока, пронизывающего контур, – изменение во времени магнитного поля при неподвижном контуре. В этом случае возникновение ЭДС индукции уже нельзя объяснить действием силы Лоренца. Электроны в неподвижном проводнике могут приводиться в движение только электрическим полем. Это электрическое поле порождается изменяющимся во времени магнитным полем. Работа этого поля при перемещении единичного положительного заряда по замкнутому контуру равна ЭДС индукции в неподвижном проводнике. Следовательно, электрическое поле, порожденное изменяющимся магнитным полем, не является потенциальным. Его называют вихревым электрическим полем. Представление о вихревом электрическом поле было введено в физику великим английским физиком Дж. Максвеллом (1861 г.).

Явление электромагнитной индукции в неподвижных проводниках, возникающее при изменении окружающего магнитного поля, также описывается формулой Фарадея. Таким образом, явления индукции в движущихся и неподвижных проводниках протекают одинаково, но физическая причина возникновения индукционного тока оказывается в этих двух случаях различной: в случае движущихся проводников ЭДС индукции обусловлена силой Лоренца; в случае неподвижных проводников ЭДС индукции является следствием действия на свободные заряды вихревого электрического поля, возникающего при изменении магнитного поля.

Самоиндукция. Энергия магнитного поля

Самоиндукция является важным частным случаем электромагнитной индукции, когда изменяющийся магнитный поток, вызывающий ЭДС индукции, создается током в самом контуре. Если ток в рассматриваемом контуре по каким-то причинам изменяется, то изменяется и магнитное поле этого тока, а, следовательно, и собственный магнитный поток, пронизывающий контур. В контуре возникает ЭДС самоиндукции, которая согласно правилу Ленца препятствует изменению тока в контуре.

Собственный магнитный поток Φ , пронизывающий контур или катушку с током, пропорционален силе тока I :

$$\Phi = LI.$$

Коэффициент пропорциональности L в этой формуле называется коэффициентом самоиндукции или индуктивностью катушки. Единица индуктивности в СИ называется генри (Гн). Индуктивность контура или катушки равна 1 Гн, если при силе постоянного тока 1 А собственный поток равен 1 Вб:

$$1 \text{ Гн} = 1 \text{ Вб} / 1 \text{ А}.$$

В качестве примера рассчитаем индуктивность длинного соленоида, имеющего N витков, площадь сечения S и длину l . Магнитное поле соленоида определяется формулой

$$B = \mu_0 In,$$

где I – ток в соленоиде, $n = N / l$ – число витков на единицу длины соленоида.

Магнитный поток, пронизывающий все N витков соленоида, равен

$$\Phi = B \cdot S \cdot N = \mu_0 n^2 S l I.$$

Следовательно, индуктивность соленоида равна

$$L = \mu_0 n^2 S l = \mu_0 n^2 V,$$

где $V = Sl$ – объем соленоида, в котором сосредоточено магнитное поле. Полученный результат не учитывает краевых эффектов, поэтому он приближенно справедлив только для достаточно длинных катушек. Если соленоид заполнен веществом с магнитной проницаемостью μ , то при заданном токе I индукция магнитного поля возрастает по модулю в μ раз; поэтому индуктивность катушки с сердечником также увеличивается в μ раз:

$$L_\mu = \mu L = \mu_0 \mu n^2 V.$$

ЭДС самоиндукции, возникающая в катушке с постоянным значением индуктивности, согласно формуле Фарадея равна

$$\mathcal{E}_{\text{инд}} = \mathcal{E}_L = - \frac{\Delta \Phi}{\Delta t} = - L \frac{\Delta I}{\Delta t}.$$

ЭДС самоиндукции прямо пропорциональна индуктивности катушки и скорости изменения силы тока в ней.

Магнитное поле обладает энергией. Подобно тому, как в заряженном конденсаторе имеется запас электрической энергии, в катушке, по виткам которой протекает ток, имеется запас магнитной энергии. Если включить электрическую лампу параллельно катушке с большой индуктивностью в электрическую цепь постоянного тока, то при размыкании ключа наблюдается кратковременная вспышка лампы (рис. 13). Ток в цепи возникает под действием ЭДС самоиндукции. Источником энергии, выделяющейся при этом в электрической цепи, является магнитное поле катушки.

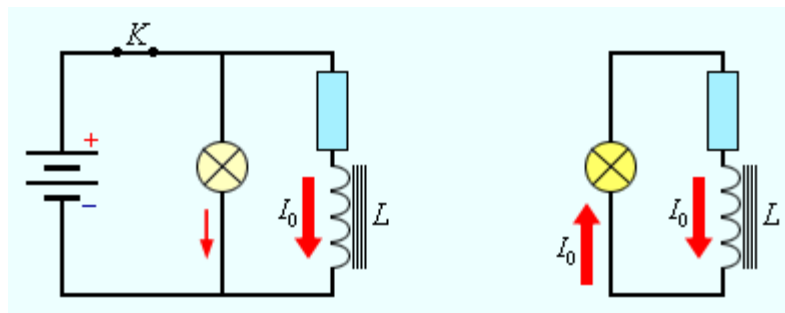


Рисунок 13.

Магнитная энергия катушки. При размыкании ключа К лампа ярко вспыхивает.

Из закона сохранения энергии следует, что вся энергия, запасенная в катушке, выделится в виде джоулева тепла. Если обозначить через R полное сопротивление цепи, то за время Δt выделится количество теплоты $\Delta Q = I^2 R \Delta t$.

Ток в цепи равен

$$I = \frac{\mathcal{E}_L}{R} = - \frac{L}{R} \frac{\Delta I}{\Delta t}.$$

Выражение для ΔQ можно записать в виде

$$\Delta Q = -L I \Delta I = -\Phi(I) \Delta I.$$

В этом выражении $\Delta I < 0$; ток в цепи постепенно убывает от первоначального значения I_0 до нуля. Полное количество теплоты, выделившейся в цепи, можно получить, выполнив операцию интегрирования в пределах от I_0 до 0. Это дает

$$Q = \frac{L I_0^2}{2}.$$

Эту формулу можно получить графическим методом, изобразив на графике зависимость магнитного потока $\Phi(I)$ от тока I (рис. 14). Полное количество выделившейся теплоты, равное первоначальному запасу энергии магнитного поля, определяется площадью изображенного на рис. 14 треугольника.

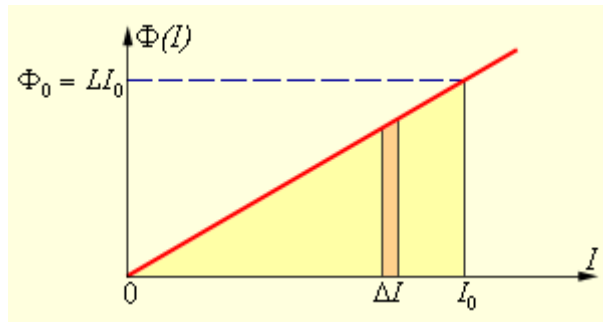


Рисунок 14.
Вычисление энергии магнитного поля.

Таким образом, энергия W_m магнитного поля катушки с индуктивностью L , создаваемого током I , равна

$$W_m = \frac{\Phi I}{2} = \frac{LI^2}{2} = \frac{\Phi^2}{2L}.$$

Применим полученное выражение для энергии катушки к длинному соленоиду с магнитным сердечником. Используя приведенные выше формулы для коэффициента самоиндукции L_μ соленоида и для магнитного поля B , создаваемого током I , можно получить:

$$W_m = \frac{\mu_0 \mu r^2 I^2}{2} V = \frac{B^2}{2\mu_0 \mu} V,$$

где V – объем соленоида. Это выражение показывает, что магнитная энергия локализована не в витках катушки, по которым протекает ток, а рассредоточена по всему объему, в котором создано магнитное поле. Физическая величина

$$w_m = \frac{B^2}{2\mu_0 \mu},$$

равная энергии магнитного поля в единице объема, называется объемной плотностью магнитной энергии. Дж. Максвелл показал, что выражение для объемной плотности магнитной энергии, выведенное здесь для случая длинного соленоида, справедливо для любых магнитных полей.