

ДЕЙСТВИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ  
НА ПРОВОДНИКИ С ТОКОМ§ 17.1. Плоский замкнутый контур тока  
в магнитном поле

1. В § 14.2 был сформулирован закон Ампера, лежащий в основе расчета сил, действующих в магнитном поле на проводники с током. Продолжим изучение этого важного вопроса электродинамики. Рассмотрим опыт, схема которого приведена на рис. 17.1. Медный диск  $A$ , свободно вращающийся вокруг горизонтальной оси  $O$ , помещен между полюсами сильного подковообразного магнита  $C$ . Нижний край диска погружен в ртуть, налитую в ванну  $D$ . Если подшипники диска соединить с одним полюсом аккумуляторной батареи, а электрод, опущенный в ртуть, — с другим, то через диск и ртуть будет проходить ток, причем диск начнет вращаться. При указанных на рис. 17.1 направлении тока  $I$  и расположении полюсов магнита диск вращается по часовой стрелке. В случае изменения направления тока или расположения полюсов магнита диск будет вращаться против часовой стрелки. Движение диска является результатом взаимодействия между идущим в нем электрическим током и магнитным полем. Направление действующей на диск силы, а следовательно, и направление его вращения соответствуют правилу левой руки (см. § 14.2).

2. Большой интерес представляет действие магнитного поля на замкнутые проводники с током, так как на этом явлении основаны все современные электрические двигатели.

Проводник, изогнутый в виде прямоугольной рамки  $A$ , поместим в однородное магнитное поле электромагнита, полюсные наконечники которого изображены на рис. 17.2. Рамка свободно подвешена на неупругой нити  $C$ . В отсутствие тока в рамке она находится в состоянии безразличного равновесия и располагается, например, так, как показано на рис. 17.2 сплошной линией. При пропускании через рамку постоянного тока она поворачивается вокруг оси нити  $C$  таким образом, что ее плоскость располагается перпендикулярно вектору  $\mathbf{B}$  магнитной индукции поля электромагнита. Новое положение рамки показано на рис. 17.2 пунктиром. Изменяя направление

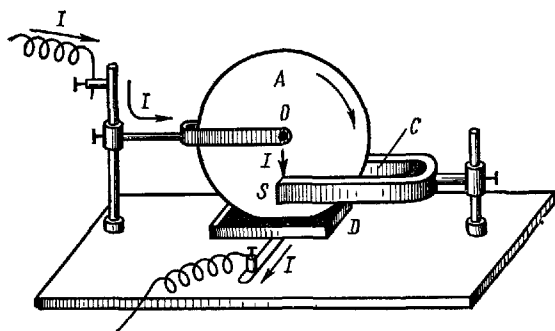


Рис. 17.1

тока и расположение полюсов электромагнита, можно убедиться в том, что рамка с током всегда устанавливается во внешнем однородном магнитном поле в таком положении, при котором собственный магнитный момент  $\vec{p}_m$  рамки (см. § 15.4) совпадает с направлением вектора  $\vec{B}$ . Иными словами, плоскость рамки с током всегда перпендикулярна вектору  $\vec{B}$ , причем из конца этого вектора ток в рамке виден идущим против часовой стрелки. Таким образом, о направлении магнитного поля можно судить по ориентации в этом поле не только магнитной стрелки (см. § 14.1), но и рамки с током. При исследовании неоднородного магнитного поля следует пользоваться рамкой возможно меньшего размера, чтобы в ее пределах неоднородность поля не была заметной.

3. Найдем выражение для момента сил, действующих в однородном маг-

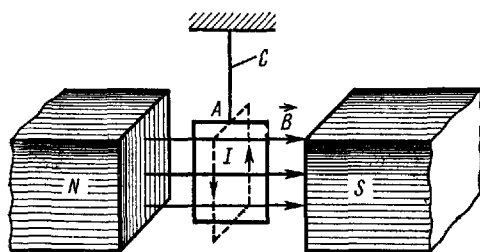


Рис. 17.2

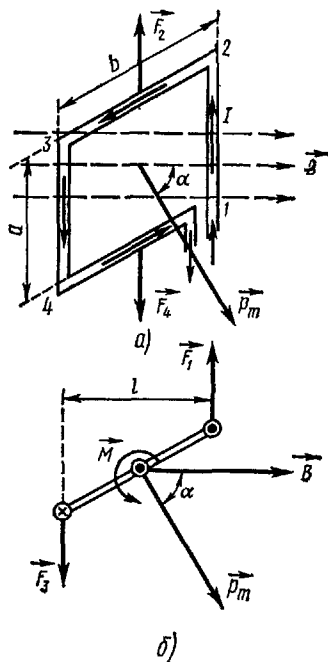


Рис. 17.3

нитном поле на прямоугольную рамку 1-2-3-4 с током  $I$  (рис. 17.3). Считаем, что стороны рамки 2-3 и 1-4 лежат в плоскостях, параллельных вектору  $\vec{B}$ , а стороны 1-2 и 3-4 перпендикулярны вектору  $\vec{B}$ . Это предположение не влияет на конечный результат, но несколько упрощает его получение.

Силы  $\vec{F}_1$  и  $\vec{F}_3$ , действующие на прямолинейные проводники 1-2 и 3-4, направлены перпендикулярно плоскости рис. 17.3, а в противоположные стороны (на рис. 17.3, б показан вид рамки сверху) и по закону Ампера численно равны

$$F_1 = F_3 = IaB. \quad (17.1)$$

Силы  $\vec{F}_2$  и  $\vec{F}_4$ , приложенные к прямолинейным проводникам 2-3 и 4-3, численно равны

$$F_2 = F_4 = IbB \sin(90^\circ - \alpha) = IbB \cos \alpha \quad (17.2)$$

и направлены вдоль вертикальной оси рамки в противоположные стороны. Поэтому они полностью уравновешивают друг друга. Резуль-

тирующий вращающий момент  $M$ , действующий на рамку, равен моменту пары сил  $F_1$  и  $F_3 = -F_1$ , т.е.  $M = F_1 l$ , где  $l = b \sin \alpha$ . Заменяв  $F_1$  по формуле (17.1), получим

$$M = IabB \sin \alpha = ISB \sin \alpha, \quad (17.3)$$

где  $S = ab$  — площадь рамки,  $IS$  — числовое значение  $p_m$  вектора магнитного момента рамки с током, а  $\alpha$  — угол между векторами  $p_m$  и  $B$ . Поэтому формулу (17.3) можно переписать в виде

$$M = p_m B \sin \alpha = p_m B \sin (\widehat{p_m B}). \quad (17.4)$$

Вращение рамки под действием пары сил  $F_1$  и  $F_3$  происходит вокруг вертикальной оси, перпендикулярной как вектору  $B$ , так и вектору  $p_m$ . Вектор вращающего момента  $M$  откладывается вдоль оси вращения так, чтобы из его конца вращение рамки под действием пары сил  $F_1$  и  $F_3$  было видно происходящим против часовой стрелки. На рис. 17.3, б вектор  $M$  направлен из-за чертежа перпендикулярно его плоскости. Из этого рисунка и формулы (17.4) следует, что вектор вращающего момента, действующего на рамку с током в магнитном поле, равен векторному произведению магнитного момента рамки на магнитную индукцию внешнего поля:

$$M = [p_m B] \quad (17.5)$$

Исходя из закона Ампера, можно доказать, что формула (17.5) справедлива для любого плоского контура тока независимо от его формы.

4. Из формулы (17.4) следует, что вращающий момент  $M$  равен нулю и контур находится в равновесии, если магнитный момент контура совпадает по направлению с вектором  $B$  или противоположен ему ( $\sin \alpha = 0$ ). При этом полный магнитный поток  $\Phi_m$  сквозь поверхность  $S$  контура, создаваемый внешним магнитным полем ( $B$ ) и собственным магнитным полем ( $B_1$ ) тока в контуре, максимален, когда векторы  $B$  и  $p_m$  параллельны (рис.

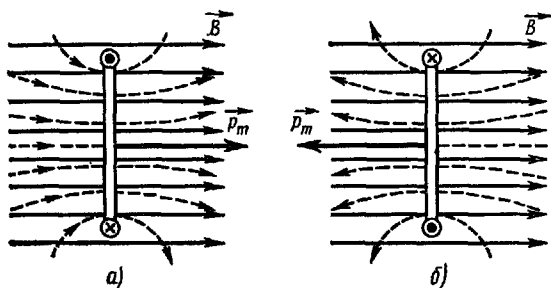


Рис. 17.4

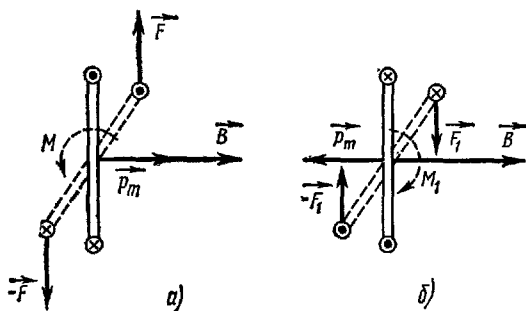


Рис. 17.5

17. 4, а), и имеет наименьшее значение, когда эти векторы противоположны по направлению (рис. 17.4, б):

$$(\Phi_m)_{\max} = BS + \int_S B_1 dS, \quad (\Phi_m)_{\min} = BS - \int_S B_1 dS.$$

Из рис. 17.2 видно, что устойчивым является только такое положение контура, при котором векторы  $\mathbf{p}_m$  и  $\mathbf{B}$  параллельны друг другу, а полный магнитный поток максимален. Это можно объяснить, если рассмотреть моменты сил, действующих на прямоугольную рамку в токе, когда она благодаря случайному внешнему воздействию слегка выведена из положения равновесия (рис. 17.5).

На рис. 17.5, а изображен случай, когда момент пары сил  $\mathbf{F}$  и  $-\mathbf{F}$ , действующих на перпендикулярные магнитному полю стороны рамки, возвращает рамку в положение равновесия. Следовательно, равновесие рамки устойчиво. Наоборот, в случае, показанном на рис. 17.5, б, момент пары сил  $\mathbf{F}_1$  и  $-\mathbf{F}_1$  вызывает дальнейшее отклонение рамки из первоначального положения равновесия, которое поэтому неустойчиво.

При любом положении витка в токе в магнитном поле на все его участки, не параллельные внешнему полю, действуют силы, деформирующие виток. На рис. 17.6 показаны направления результирующих сил, которые приложены ко всем сторонам прямоугольной рамки в токе, находящейся в состоянии устойчивого равновесия (магнитное поле направлено из-за чертежа перпендикулярно его плоскости).

Эти силы необходимо учитывать при расчете на прочность контуров, по которым идут большие токи и которые находятся в сильных магнитных полях.

5. В § 6.1 мы показали, что на электрический диполь, находящийся в однородном электрическом поле, тоже действует вращающий момент (обозначим его через  $\mathbf{M}_e$ ), равный [см. (6.3')]

$$\mathbf{M}_e = [\mathbf{p}_e \mathbf{E}], \quad (17.6)$$

где  $\mathbf{p}_e$  — электрический момент диполя.

Соотношения (17.5) и (17.6) тождественны по своей форме. Поэтому можно считать, что замкнутый контур тока ведет себя в магнитном поле так же, как вел бы себя магнитный диполь с таким же магнитным моментом  $\mathbf{p}_m$ .

6. Эта аналогия позволяет объяснить поведение контура в токе в неоднородном магнитном поле. Рассмотрим такой опыт

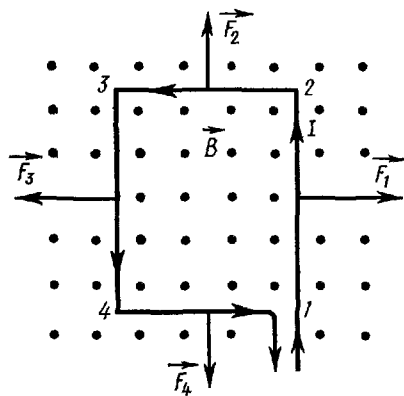


Рис. 17.6

(рис. 17.7). Вблизи одного из полюсов полюсового магнита подвешена на длинной нити круговой виток медной проволоки. Если тока в витке нет, то его магнитный момент  $p_m = IS = 0$  и неподвижный полюсовый магнит не действует на виток. При пропускании через виток электрического тока виток поворачивается вокруг оси нити так, что его плоскость оказывается перпендикулярной плоскости чертежа. При этом магнитный момент витка совпадает по направлению с полем магнита. Затем виток притягивается к полюсу магнита и занимает положение, изображенное на рис. 17.7 пунктиром.

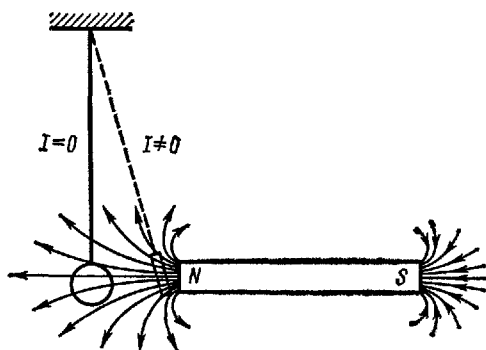


Рис. 17.7

В § 6.1 было показано, что в неоднородном электрическом поле на электрический диполь помимо момента  $M_e$ , стремящегося установить диполь в направлении внешнего поля, действует результирующая сила

$$F = p_e \frac{\partial E}{\partial l},$$

втягивающая диполь в область более сильного поля. Аналогичная сила действует на «магнитный диполь» — виток с током, находящийся в неоднородном магнитном поле:

$$F = p_m \frac{\partial B}{\partial l}. \quad (17.7)$$

Именно эта сила вызывает притяжение витка с током к полюсу полюсового магнита в опыте, изображенном на рис. 17.7.

В векторном анализе доказано, что выражение (17.7) можно представить в виде

$$F = p_{mx} \frac{\partial B}{\partial x} + p_{my} \frac{\partial B}{\partial y} + p_{mz} \frac{\partial B}{\partial z}, \quad (17.8)$$

где  $p_{mx}$ ,  $p_{my}$  и  $p_{mz}$  — проекции вектора  $p_m$  на оси декартовой системы координат.

## § 17.2. Понятие о магнитоэлектрических и электродинамических измерительных приборах

1. Действие магнитного поля на рамку с током широко используется в различных электроизмерительных приборах. В зависимости от того, каким образом в приборах создается магнитное поле, они делятся на магнитоэлектрические и электродинамические.

2. В магнитоэлектрических приборах рамка с током помещается в магнитное поле сильного подковообразного магнита. Принципиальная схема магнитоэлектрического гальванометра показана на