

ЧАСТЬ III

ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМ

ГЛАВА VII

МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ТОКОВ

§ 29. Развитие представлений о природе магнетизма

Магнитные свойства постоянных магнитов, их способность притягивать железные предметы были известны еще древним грекам. Земля также является магнитом, и явления земного магнетизма были использованы китайцами для создания компаса, т. е. свободно вращающейся магнитной стрелки, указывающей ориентацию стран света.

В пространстве, окружающем намагниченные тела, возникает магнитное поле. Помещенная в это поле маленькая магнитная стрелка устанавливается в каждой его точке вполне определенным образом, указывая тем самым направление поля. Тот конец стрелки, который в магнитном поле Земли указывает на север, называется северным, а противоположный конец — южным. При отклонении стрелки от направления магнитного поля на стрелку действует механический крутящий момент M_{kp} , пропорциональный синусу угла отклонения α и стремящийся повернуть ее вдоль указанного направления (рис. 3.1).

Как мы видим, взаимодействие постоянных магнитов отличается от взаимодействия электрических зарядов, но сходно с взаимодействием электрических диполей, испытывающих в однородном электрическом поле результирующий момент сил, но не силу (гл. III, § 10). Подобно электрическому диполю, постоянный магнит в однородном магнитном поле стремится повернуться по полю, но не перемещается в нем.

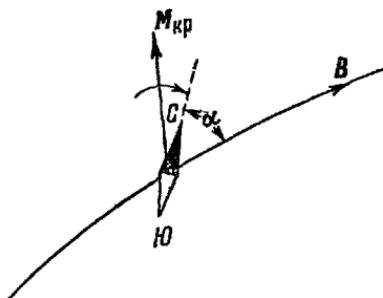


Рис. 3.1.

Существенное отличие постоянных магнитов от электрических диполей заключается в следующем. Электрический диполь всегда состоит из зарядов, равных по величине и противоположных по знаку. Эти заряды можно отделить друг от друга и расположить на различных телах, например, разрезав диполь пополам по плоскости, перпендикулярной к оси диполя. Постоянный же магнит, будучи разрезан таким образом пополам, превращается, как показано на рис. 3.2, в два меньших магнита, каждый из которых имеет и северный и южный полюсы. Никакое деление не дает возможности получить отдельно источники северного и южного магнетизма — магнитные заряды. Причина этого состоит в том, что «магнитных зарядов» (или, как иногда неточно говорят, «магнитных масс») в природе не существует.

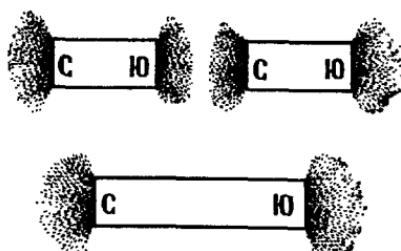


Рис. 3.2.

Однако природа этой связи тогда установлена быть не могла из-за отсутствия достаточно мощных источников тока.

В 1820 г. Эрстед открыл явление отклонения магнитной стрелки гальваническим током и тем самым сделал первый существенный шаг в выяснении характера связи электрических и магнитных явлений. Затем Гей-Люссак и Араго наблюдали намагничение железа постоянным током, идущим в проводнике. Ампер обнаружил притяжение между проводами, по которым проходят параллельные токи, и отталкивание между противоположно направленными токами. Им же была выдвинута гипотеза о том, что свойства постоянных магнитов обусловлены циркулирующими в их толще постоянными круговыми токами (молекулярными токами).

Многочисленные последующие опыты показали, что магнитное поле тесно связано с электрическим током. Электрический ток порождает в пространстве вокруг себя магнитное поле, а проходя в магнитном поле другого тока, испытывает со стороны последнего механические воздействия.

Поскольку электрический ток представляет собой поток движущихся заряженных частиц, то сказанное означает, что магнитное поле порождается движущимися зарядами и что другие движущиеся заряды испытывают в этом поле механические силы. Покоящиеся заряды взаимодействуют по закону Кулона (1.3.). Это

взаимодействие сохраняется и при любом движении зарядов. Но в случае движения зарядов возникает дополнительное магнитное поле, обусловливающее появление добавочного, магнитного взаимодействия.

Однако начинать изучение магнитного поля с рассмотрения взаимодействия отдельных движущихся зарядов было бы слишком сложно. Поле отдельно взятого движущегося заряда состоит из электрического и магнитного полей, причем оба поля определяются положением заряда в пространстве, а значит,— для движущегося заряда—зависят от времени.

Значительно проще обстоит дело в случае электрических токов в проводах. При прохождении постоянного тока в линейном проводнике последний в целом остается нейтральным, так что электрическое поле вне проводников практически отсутствует, и мы имеем возможность изучать магнитное поле в чистом виде. Кроме того, это поле в случае постоянного тока не будет зависеть от времени: каждый из движущихся в проводнике зарядов дает свой переменный вклад в общее магнитное поле, но поток заряженных частиц в каждом участке проводника не меняется со временем.

При этом, однако, возникает следующая трудность. Контур с постоянным током всегда замкнут. Очевидно, что магнитное поле контура с током зависит от его размеров и формы. От этих же величин зависит и механическое воздействие, испытываемое контуром с током, помещенным во внешнее магнитное поле.

В электростатике подобного рода трудность не имеет места; любое распределение зарядов можно рассматривать как систему точечных зарядов, взаимодействие которых легко может быть изучено. В случае магнитного поля токов этого сделать нельзя: реально неосуществим бесконечно малый отрезок постоянного тока.

Для непосредственного измерения механических воздействий в магнитном поле пробный элементарный ток целесообразно выбрать не в виде отрезка проводника с током, а в виде самостоятельного замкнутого тока—плоской рамки площадью S , обтекаемой постоянным током I . В качестве положительной нормали, или, для краткости, просто нормали, к поверхности рамки выберем нормаль, связанную с током I правилом правого винта. На рис. 3.3 изображена пробная рамка с током и единичный вектор нормали π . Как следует из опыта, в однородном магнитном поле рамка с током не перемещается в пространстве, а лишь поворачивается, т. е. на нее

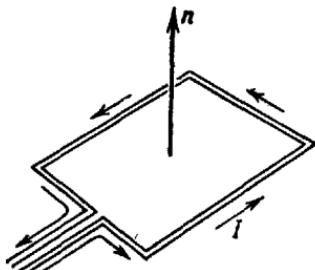


Рис. 3.3.

действует некоторый крутящий момент сил M_{kp} . Рамка находится в равновесии (устойчивом), если направление ее нормали n совпадает с направлением магнитной стрелки (от южного полюса к северному), помещенной в то же место магнитного поля (см. рис. 3.4).

Магнитное поле будем характеризовать с помощью вектора магнитной индукции B . За направление B в данной точке примем в соответствии со сказанным выше направление вектора нормали n к поверхности элементарного контура с током, установленного в положении равновесия (устойчивого) в этой точке поля. Как и в случае электрического поля, мы можем ввести для наглядности линии индукции магнитного поля. Эти линии, касательные к которым в каждой их точке совпадают с направлением

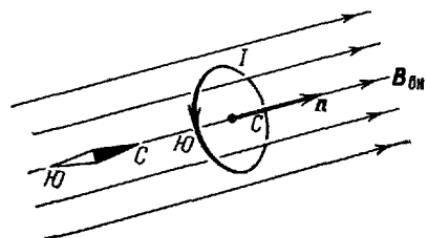


Рис. 3.4.

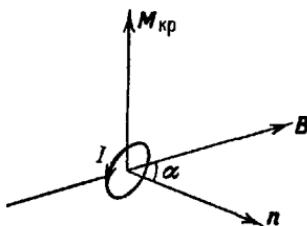


Рис. 3.5.

вектора магнитной индукции B в этой точке, изображены на том же рис. 3.4. О величине вектора магнитной индукции B мы будем судить по величине крутящего момента, испытываемого пробной рамкой при ее повороте в магнитном поле, и определим B как величину, прямо пропорциональную этому моменту:

$$B \sim M_{kp}. \quad (29.1)$$

Опыт показывает, что в данной точке поля *крутящий момент, действующий на рамку, прямо пропорционален ее площади S* (независимо от формы рамки), *току I и синусу угла α между направлением вектора индукции B и нормалью к поверхности рамки n*:

$$M_{kp} \sim IS \sin \alpha. \quad (29.2)$$

Вводя обычным образом коэффициент пропорциональности k' , численное значение которого определяется выбором системы единиц, можно объединить соотношения (29.1) и (29.2) в одно:

$$M_{kp} = k' ISB \sin \alpha. \quad (29.3)$$

Крутящий момент есть вектор. Этот вектор M_{kp} перпендикулярен к плоскости вращения, проходящей через векторы n и B , как показано на рис. 3.5, так что векторы n , B и M_{kp} образуют правую систему координат. Так как абсолютная величина векторного

произведения $[\mathbf{n} \times \mathbf{B}]$ равна $|[\mathbf{n} \times \mathbf{B}]| = 1 \cdot B \sin(\widehat{\mathbf{n}, \mathbf{B}}) = B \sin \alpha$, то соотношение (29.3) в векторной форме примет вид

$$\mathbf{M}_{kp} = k'' S [\mathbf{n} \times \mathbf{B}] = [k' I S \mathbf{n} \times \mathbf{B}]. \quad (29.4)$$

Сопоставляя (29.3) и (29.4) с формулой (10.2), мы видим, что величина $I S \mathbf{n}$ играет ту же роль, что и вектор момента электрического диполя в однородном электрическом поле. Обозначим эту величину через \mathbf{p}_m и назовем ее по аналогии магнитным моментом контура с током:

$$\mathbf{p}_m = k' I S \mathbf{n} = p_m \mathbf{n}. \quad (29.5)$$

Тогда выражение (29.4) для крутящего момента, действующего на контур с током в магнитном поле, примет вид

$$\mathbf{M}_{kp} = [\mathbf{p}_m \times \mathbf{B}], \quad (29.6)$$

так что для модуля M_{kp} имеем

$$M_{kp} = p_m B \sin(\widehat{\mathbf{p}_m, \mathbf{B}}). \quad (29.7)$$

Соотношение (29.6) позволяет определить величину вектора магнитной индукции \mathbf{B} в данной точке. Если поместить в эту точку элементарную рамку с единичным магнитным моментом $p_m = 1$ и повернуть ее плоскость вдоль линий поля так, чтобы угол $(\mathbf{p}_m, \mathbf{B}) = \alpha = 90^\circ$ и $\sin \alpha = 1$, то $B = M_{kp}$.

Таким образом, располагая пробной рамкой с известным магнитным моментом \mathbf{p}_m , мы можем изучать различные магнитные поля. Единственное условие состоит в том, что поверхность рамки должна быть настолько малой, чтобы поле в области рамки было практически однородно, т. е. вектор \mathbf{B} был бы одинаковым во всех точках на поверхности рамки.

Если контур с током достаточно велик, то уже нельзя считать магнитное поле внутри контура однородным и применять к нему формулы (29.3) — (29.7). Для нахождения воздействия магнитного поля на такой контур следует мысленно расчленить его на совокупность большого числа бесконечно малых контуров с тем же током I , как это показано на рис. 3.6. Как видно из рисунка, токи на соприкасающихся границах выделенных внутренних контуров взаимно уничтожаются, так что суммарный ток не отличается от исходного. Внутри каждого из этих элементарных контуров можно считать магнитное поле практически однородным и вычислять M_{kp}

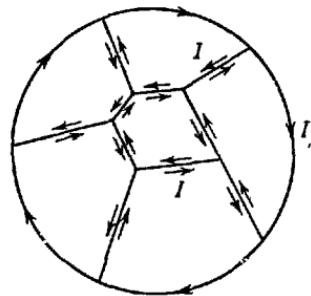


Рис. 3.6.

по приведенным выше формулам. Механическое действие магнитного поля на весь контур определится тогда сложением механических воздействий на каждый из элементарных контуров.

Помимо макроскопических токов, идущих в проводниках, в любом теле существуют микроскопические токи, создаваемые движением электронов в атомах и молекулах. Эти микроскопические молекулярные токи создают свое магнитное поле и могут поворачиваться в магнитных полях внешних токов. Если возле какого-либо тела поместить проводник с током (макроток), создающий вокруг себя магнитное поле, то под действием этого поля микроскопические токи во всех атомах будут определенным образом поворачиваться и создадут в теле дополнительное поле. Таким образом, вектор магнитной индукции \mathbf{B} характеризует результирующее магнитное поле, созданное всеми макро- и микротоками. При одном и том же токе I в проводе и прочих равных условиях величина вектора \mathbf{B} в различных средах будет иметь разные значения.

Для характеристики магнитного поля, созданного самим макротоком, введем вспомогательное понятие вектора напряженности магнитного поля \mathbf{H} , не зависящего от свойств среды. В абсолютной гауссовой системе единиц при отсутствии намагничающих тел, т. е. в вакууме *), вектор \mathbf{H} совпадает с вектором \mathbf{B} :

$$\mathbf{B}_{\text{вак}} = \mathbf{H}. \quad (29.8)$$

В системе единиц СИ $\mathbf{B}_{\text{вак}}$ отличается от \mathbf{H} постоянным численным и размерным множителем μ_0 :

$$\mathbf{B}_{\text{вак}} = \mu_0 \mathbf{H}. \quad (29.8a)$$

По аналогичному поводу (введение размерной электрической постоянной ϵ_0) мы уже сделали ряд замечаний (см. § 5). Здесь также следует отметить, что представление магнитного поля тока в вакууме $\mathbf{B}_{\text{вак}}$ в виде двух зависимым образом определяемых величин лишено физического смысла. Не обсуждая здесь вопроса о том, окупается ли это более простой записью формул, мы приводим эту систему как общепринятую.

В системе СИ величину μ_0 принято называть магнитной постоянной. В абсолютной гауссовой системе единиц при наличии среды

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad (29.9)$$

и безразмерная величина μ показывает, во сколько раз магнитное поле макроскопических токов \mathbf{H} усилено за счет поля микротоков

*.) Практически достаточно хорошим приближением часто является замена вакуума воздухом, который вследствие невысокой плотности при нормальном давлении обладает весьма слабо выраженным магнитными свойствами.

среды. Как мы видели, μ_0 этого не отражает, поскольку \mathbf{H} в системе СИ есть не физически наблюдаемая, а просто вспомогательная величина.

В системе СИ характеристикой среды является размерная величина μ_a :

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{B}_{\text{вак}} = \mu \mu_0 \mathbf{H} = \mu_a \mathbf{H}. \quad (29.10)$$

Эту величину, равную, как это следует из (29.10),

$$\underline{\mu_a} = \underline{\mu \mu_0}, \quad (29.11)$$

называют в системе СИ абсолютной магнитной проницаемостью, а величину μ — магнитной проницаемостью данной среды.

Легко видеть, что можно для общности написания формул писать в них множитель μ_0 , помня, что в гауссовой системе единиц величина $\mu_0 = 1$ и безразмерна.

Мы начнем изучение магнитных полей с простейшего случая магнитного поля линейных токов в вакууме, т. е. с изучения поля вектора напряженности \mathbf{H} .

§ 30. Магнитное поле тока

Закон Био—Савара—Лапласа

Магнитное поле постоянных токов изучалось Био и Саваром, окончательная формулировка найденного ими закона принадлежит Лапласу. Поэтому закон, с помощью которого выражается магнитное поле постоянных токов, носит название закона Био—Савара—Лапласа.

Выше отмечалась основная трудность, связанная с формулировкой такого закона. Магнитное поле линейного тока зависит не только от величины тока I , но и от формы контура с током. В электростатике поле распределенных зарядов \mathbf{E} также зависит от их расположения в пространстве. Однако там это поле можно было представить как сумму полей точечных зарядов $d\mathbf{E}$, причем поле точечного заряда могло быть непосредственно выделено и изучено. В случае постоянных токов мы также можем полагать, что результирующее поле \mathbf{H} есть сумма полей $d\mathbf{H}$, созданных отдельными элементами тока. Но измерить и изучить поле одного изолированного элемента постоянного тока невозможно: любой постоянный ток течет по замкнутому контуру.

Единственный путь преодоления этой трудности состоит в следующем.

а) Предположим, что в любой точке пространства магнитное поле \mathbf{H} , создаваемое всем током в целом, складывается из полей $d\mathbf{H}$, создаваемых элементами этого тока в этой точке. Будем считать, что для магнитных полей, как и для электрических, имеет место