

ДЕЙСТВИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ТОК

§ 65. Формула Ампера и ее трактовка по Фарадею

В огромной области практических применений электричества особенно большое место занимает использование сил, действующих со стороны магнитного поля на электрический ток. В одних случаях эти силы проявляются как силы, действующие на проводники, несущие ток и помещенные в магнитное поле; в других случаях используют силы, действующие со стороны магнитного поля непосредственно на электронный поток в вакууме.

Законы действия магнитного поля на ток были установлены Ампером в 1820—1821 гг. В те же годы было выяснено, что закономерности, найденные Ампером теоретически и им же подтвержденные экспериментально, можно рассматривать как следствие закона Био и Савара, дополненного принципом равенства действия и противодействия.

Закон Био и Савара (§ 61) определяет силу dF_1 , с которой элемент dl контура тока I действует на магнитный полюс m :

$$dF_1 = \frac{ml \sin(I, r)}{r^2} \cdot dl.$$

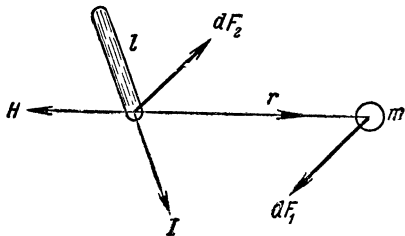


Рис. 264. Сила dF_2 , действующая со стороны магнитного полюса на элемент тока, равна по величине, но противоположна по направлению силе dF_1 , действующей со стороны элемента тока на магнитный полюс.

правленной противоположно: $dF_2 = -dF_1$ (рис. 264). В магнитном поле, образованном положительным полюсом m , силовая линия, проходящая через элемент тока, направлена в сторону, противоположную радиусу-вектору r , проведенному от элемента тока к полюсу, поэтому $\sin(I, H) = -\sin(I, r)$. Пусть магнитная проницаемость среды равна μ . Напряженность поля, вызванного полюсом m на расстоянии r от него, т. е. в том месте, где находится элемент тока,

равна $H = \frac{m}{\mu r^2}$. Значит, в приведенной выше формуле, которую мы хотим теперь переписать так, чтобы она выражала силу, с которой магнитный полюс m действует на элемент dl тока I , можно заменить $\frac{m}{r^2}$ через μH :

$$dF = \mu H I \sin(\mathbf{I}, \mathbf{H}) \cdot dl. \quad (1)$$

Эту формулу называют формулой Ампера. Она остается справедливой для всякого магнитного поля, вызванного магнитами, как угодно расположенными, или любыми контурами тока.

Сила dF будет выражена в динах, если I измерено в единицах CGSM, а dl — в сантиметрах. Направление этой элементарной силы указано на рис. 264.

Пользуясь представлением о векторном произведении (т. I, стр. 39) и рассматривая величины \mathbf{H} и $d\mathbf{l}$ как векторы, формулу Ампера можно представить в следующем виде:

$$d\mathbf{F} = \mu I [d\mathbf{l} \cdot \mathbf{H}].$$

Если прямолинейный жесткий проводник с током длиной l сантиметров находится в однородном магнитном поле, то, просуммировав элементарные силы, с которыми магнитное поле действует на каждый участок проводника, мы получим, как нетрудно сообразить, следующее выражение для результирующей силы:

$$F = \mu H I l \cdot \sin(\mathbf{I}, \mathbf{H}). \quad (2)$$

Это выражение показывает, что на прямолинейный жесткий проводник с током, помещенный в однородное магнитное поле, при данной величине тока I действует со стороны поля наибольшая сила, когда $\angle(\mathbf{I}, \mathbf{H}) = 90^\circ$, т. е. когда магнитные линии пересекают проводник под прямым углом; в этом случае

$$F_0 = \mu H I l. \quad (3)$$

Для прямого тока, ориентированного в направлении поля, сила F равна нулю.

Если проводник, несущий ток, не закреплен, то под действием поля, в которое он помещен, проводник должен прийти в движение.

Связь между направлениями силовых линий, тока и движения проводника выражается правилом левой ладони (рис. 265):

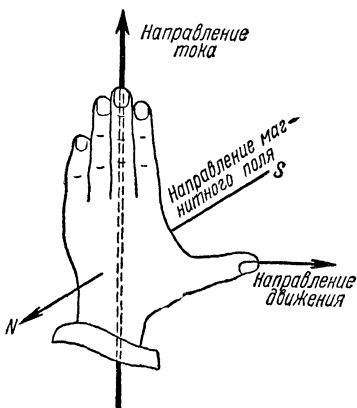


Рис. 265. Правило левой ладони для определения действия поля на ток.

Если поместить левую руку на провод так, чтобы ток в проводе шел от ладони к концам пальцев, а ладонь была обращена навстречу полю (т. е. чтобы магнитные линии «входили» в ладонь, обращенную к северному полюсу), то сила, действующая на провод, будет обращена в сторону отогнутого большого пальца. В справедливости этого правила нетрудно убедиться, рассматривая рис. 264, где сила, действующая на элемент тока, обозначена через dF_2 .

Приведенное выше формальное рассмотрение действия магнитного поля на ток полезно дополнить соображениями, вытекающими из представлений Фарадея о магнитном поле как о реальном состоянии некоторой среды. Фарадей показал, что свойства магнитного поля и яв-

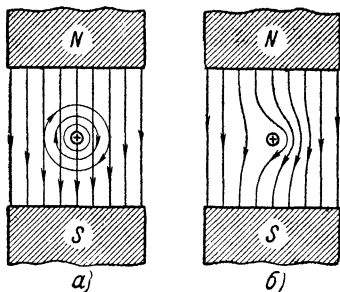


Рис. 266. Действие однородного поля на прямой ток, рассматриваемое как результат сложения полей и бокового давления силовых линий.

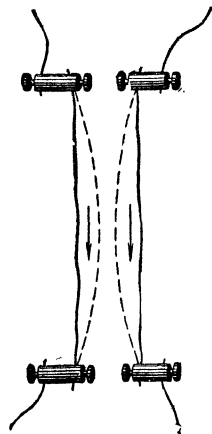


Рис. 267. Токи одного направления притягиваются, токи противоположных направлений отталкиваются.

ления, вызываемые им, в том числе и те механические силы, которые возникают в результате взаимодействия поля и тока, можно рассматривать как следствие двух основных факторов: продольного натяжения силовых линий поля и их бокового взаимного давления (§ 16).

Рассмотрим, руководствуясь концепцией Фарадея, действие магнитного поля на ток. Мы увидим, что возникающие при этом механические силы являются в результате сложения двух магнитных полей: собственного магнитного поля тока и внешнего, действующего на ток поля.

Возьмем случай проводника, перпендикулярного к магнитному полю. Представим, что ток направлен от нас в страницу этой книги ¹⁾ (рис. 266, а). Тогда его собственное магнитное поле изобразится в пересечении с плоскостью рисунка рядом концентрических окружностей, причем силовые линии будут направлены по часовой стрелке.

¹⁾ Направление тока и магнитных силовых линий в случае их перпендикулярности к плоскости чертежа принято обозначать точкой (·), если магнитное поле направлено из плоскости чертежа («острие стрелы»), и крестом (+), если линии направлены в эту плоскость («оперение стрелы»),

Допустим, что на это поле наложено второе поле, показанное на том же рис. 266, а. Если произвести сложение этих полей, причем руководствоваться правилом сложения векторов, то в результате мы получим картину, показанную на рис. 266, б. Ее происхождение, впрочем, понятно и без детального разбора: очевидно, что справа от тока, где направление силовых линий одинаково, напряженность поля должна была увеличиться, а слева — уменьшиться. Картина суммарного поля ясно показывает, что избыточное давление силовых трубок справа скажется в силе, стремящейся двигать проводник влево.

Аналогично предыдущему рассмотрим случай взаимодействия двух параллельных токов.

Опыт показывает (рис. 267), что токи одного направления (параллельные) притягиваются, токи противоположного направления (антипараллельные) отталкиваются. Объяснение этому дают рис. 268 и 269, где изображены картины магнитного поля двух токов: одинаково и противоположно направленных. На этих рисунках представлено результирующее поле Боковое давление фарадеевых

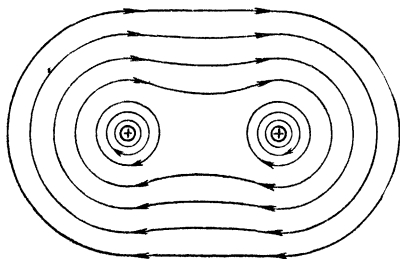


Рис. 268. Магнитное поле двух параллельных токов одного направления.

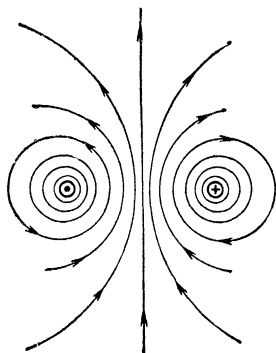


Рис. 269. Магнитное поле двух параллельных токов противоположного направления

трубок в случае параллельных токов (рис. 268) сказывается в силе, стремящейся сблизить проводники, несущие ток; в случае антипараллельных токов (рис. 269) боковое давление фарадеевых трубок сказывается в силе отталкивания токов.

Чтобы вычислить силу взаимодействия двух параллельных или антипараллельных токов, обратимся к формуле Ампера. В данном случае $\angle (\mathbf{I}, \mathbf{H}) = 90^\circ$ и, следовательно, $\sin (\mathbf{I}, \mathbf{H}) = 1$. Напряженность поля, создаваемого первым током в месте расположения второго тока (удаленного от первого на расстояние r), согласно формуле (15) § 61 равна $H = \frac{2I_1}{r}$. Стало быть, на каждый элемент тока I_2 действует сила

$$dF = \mu \frac{2I_1 I_2}{r} dl.$$

Поскольку все элементарные силы направлены одинаково, то на конечный отрезок тока длиной l будет, очевидно, действовать сила

$$F = \mu \frac{2I_1 I_2}{r} l. \quad (4)$$

Когда два прямолинейных проводника с током расположены в параллельных плоскостях под прямым углом друг к другу, как показано на рис. 270, силы взаимодействия между ними стремятся опрокинуть проводники так, чтобы направления тока в них совпали. Если бы в схеме, представленной на рис. 270, имелась только верхняя половина второго проводника, то этот проводник стал бы перемещаться в направлении тока в первом проводнике. В сказанном нетрудно убе-

даться, вспомнив правило буравчика, определяющее направление магнитных силовых линий тока, и пользуясь правилом левой ладони. Нетрудно также сообразить, что в указанных случаях силовые линии результирующего магнитного полягибают проводники таким образом, что с одной стороны проводника происходит сгущение силовых линий, а с другой—их разрежение.

В случаях, когда проводник, обтекаемый током, имеет такую форму, что отдельные участки проводника оказываются расположенными в магнитном поле, которое создано другими участками той же самой проводящей цепи, сила, действующая на элемент тока со стороны всех остальных участков проводника, определяется также формулой Ампера. Такое взаимодействие между частями одного и того же проводника наглядно обнаруживается, например, при помощи прибора, представленного на рис. 271. Ток пропускают по соленоиду, подвешенному так, что нижний конец провода касается поверхности ртути; это замыкает цепь.

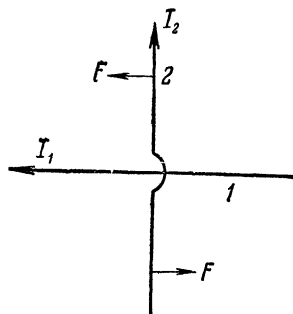


Рис. 270. Силы, действующие на токонесящий проводник 2, ориентированный перпендикулярно к току I_1 , стремятся перемещать верхнюю часть проводника 2 по направлению тока в проводнике 1, а нижнюю— в обратном направлении.

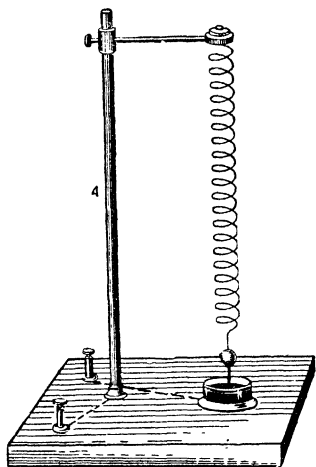


Рис. 271. Прибор для демонстрации механических колебаний, возникающих вследствие притяжения витков спирали с током.

Притяжение между витками соленоида вызывает сжатие спирали, и нижний конец провода поднимается над поверхностью ртути; тогда цепь размыкается и поэтому соленоид приобретает прежнюю длину, а нижний конец провода опять опускается в ртуть, что снова замыкает цепь; таким образом, под действием тока соленоид приходит в быстрое колебательное движение.

Поясненная выше картина взаимодействия токов как проявления сил бокового давления и натяжения силовых линий результирующего магнитного поля токов может служить не только для качественного пояснения явлений, но и для точного вычисления сил взаимодействия токов. При этом, как показал Дж. Дж. Томсон в 1893 г., получаются совершенно те же соотношения, как и из формулы Ампера. Исходя из представления о натяжении и давлении силовых трубок и трактуя магнитное поле как проявление движения электрического поля, Дж. Дж. Томсон вывел уравнения, которые до него (в 1871 г.) были получены Максвеллом иным путем, но также на основе обобщения фарадеевых представлений. Из уравнений Максвелла (которые пояснены в § 76) можно в свою очередь в качестве следствия вывести закон Био и Савара, формулу Ампера, формулы для натяжения и давления силовых трубок и вообще все основные законы электрических и магнитных явлений,

Формула Ампера как бы подытоживает ту картину взаимодействия токов, которая более детально вырисовывается из результирующего магнитного поля токов. Но формула Ампера подытоживает эту картину взаимодействия токов не для всего проводника с током, а лишь для бесконечно малого участка тока: формула Ампера определяет силу, действующую в отдельности на каждый элемент тока со стороны магнитного поля, образованного всем контуром другого тока или намагнитченными телами. В некоторых случаях геометрическое суммирование (геометрическое интегрирование) элементарных сил, выражаемых формулой Ампера, осуществляется легко [так, например, для прямолинейного проводника с током в однородном магнитном поле из формулы Ампера (1) сразу получается простая формула (2) для силы, действующей на конечный участок проводника]. Но во многих других случаях бывает трудно вычислить результирующую силу методом интегрирования формулы Ампера, и иногда бывает проще предугадать результат, рассматривая картину магнитных силовых линий.

Формула Ампера настолько важна (как основа электродинамических расчетов), что уместно подойти к ней еще с иной точки зрения; а именно, вместо того, чтобы рассматривать силу, действующую на элементарный участок проводника, уместно проанализировать силы, действующие на заряды, движущиеся в магнитном поле. Это осуществлено в § 67, где выведена так называемая формула Лорентца, определяющая силу, действующую со стороны магнитного поля на движущий заряд. «Амперова сила», действующая со стороны магнитного поля на проводник с током, в сущности представляет собой итог «лорентцовых сил», действующих со стороны магнитного поля на заряды, движущиеся в проводнике. Передача силы от зарядов, движущихся в проводнике, к самому проводнику сопряжена с тем, что концентрация носителей тока (электронов) в проводнике, который находится в магнитном поле и по которому идет ток, делается не вполне одинаковой по сечению проводника. Поток электронов в некоторой мере оттесняется от одной поверхности проводника к другой. Это сказывается в явлениях, которые рассмотрены в § 67.

Применяя формулу Ампера к случаю, когда магнитное поле образовано намагнитченным телом (и учитывая, что напряженность поля H магнита обратно пропорциональна магнитной проницаемости среды μ , так что индукция μH не зависит от свойств среды), мы видим, что согласно формуле Ампера *магнитные свойства среды никак не сказываются на силе взаимодействия тока и магнита.*

Что касается взаимодействия двух токов, то в противоположность взаимодействию магнитных полюсов, когда сила взаимодействия обратно пропорциональна магнитной проницаемости среды μ , *сила взаимодействия двух токов прямо пропорциональна μ .* Это сразу видно из формулы (4); понятно, что к тому же заключению приводит и формула Ампера, в которой в данном случае напряженность поля H , создаваемая контуром тока I_1 , по закону Био и Савара не зависит от μ , тогда как сила, действующая на элемент тока I_2 , пропорциональна произведению μH . Почему в указанных случаях влияние магнитных свойств среды столь неодинаково?

Здесь следует вспомнить сказанное в конце § 21 о влиянии диэлектрической постоянной ϵ на взаимодействие наэлектризованных тел. Там было пояснено, что в отличие от случая взаимодействия электрических зарядов, постоянных по величине, когда сила взаимодействия обратно пропорциональна диэлектрической проницаемо-

сти среды ϵ , в случае наэлектризованных проводников, потенциал которых поддерживается постоянным (за счет притекания зарядов от источников тока), сила взаимодействия прямо пропорциональна ϵ .

Нечто сходное мы наблюдаем и при магнитных взаимодействиях. Закон Кулона справедлив для полюсов постоянных магнитов с большой коэрцитивной силой, когда величина полюсов практически не изменяется при некотором сближении магнитов и почти не зависит от магнитной проницаемости среды. При указанных условиях сила взаимодействия *неизменных по величине магнитных полюсов* обратно пропорциональна μ .

Величина магнитных полюсов соленоида, обтекаемого током, пропорциональна произведению магнитной проницаемости среды на число ампер-витков, размещенных на единице длины соленоида. Стало быть, чтобы величина магнитных полюсов соленоида оставалась неизменной при замене среды, нужно изменить величину тока в соответствии с величиной магнитной проницаемости среды. Если же *величина тока поддерживается постоянной* и вакуум между двумя взаимодействующими соленоидами заменяется средой с магнитной проницаемостью μ , то произведение величин магнитных полюсов соленоидов возрастает в μ^2 раз, а так как сила взаимодействия по закону Кулона в то же время уменьшается в μ раз, то в итоге замена вакуума средой μ приводит к увеличению силы взаимодействия в μ раз.

§ 66. Работа, производимая током при перемещении проводника в магнитном поле. Электромоторы

Вследствие сил, действующих на проводник с током в магнитном поле, проводник с током, перемещаясь по направлению этих сил, может производить работу. Так происходит *преобразование энергии тока в механическую энергию*, что и используется в электромоторах и в разнообразных электродинамических аппаратах.

Закон преобразования электроэнергии в механическую энергию можно вывести из формулы Ампера. Для этого подсчитаем работу, которую совершает токопроводящий контур или часть контура при перемещении под действием сил, вызываемых внешним магнитным полем. Подсчет является наиболее простым в случае однородного поля.

Рассмотрим схему опыта, изображенную на рис. 272. Ток проходит по рельсам и по цилиндру ab . Цилиндр ab может свободно катиться по рельсам. Если перпендикулярно к плоскости, в которой расположены рельсы, создано однородное магнитное поле, то на цилиндр ab перпендикулярно к его длине будет действовать сила в направлении, указанном вытянутым большим пальцем левой руки. Величина этой силы, если величина тока I выражена в единицах CGSM, определяется формулой (3):

$$F = \mu H l I \text{ дин.}$$