

ГЛАВА XXII

ОБЪЯСНЕНИЕ ФЕРРОМАГНЕТИЗМА
И ДИАМАГНЕТИЗМА МОЛЕКУЛЯРНЫМИ
ТОКАМИ

Об электромагнитных теориях магнетизма

832.] В параграфе 380 мы видели, что взаимодействие магнитов может быть в точности представлено путем притяжений и отталкиваний воображаемой субстанции, называемой «магнитной материей». Мы привели основания того, почему не следует предполагать, что эта магнитная материя перемещается от одной части магнита к другой на заметное расстояние, как это кажется на первый взгляд, когда мы намагничиваем стержень. Мы пришли к гипотезе Пуассона, что магнитная материя сосредоточена в отдельных молекулах намагниченного вещества, так что намагниченная молекула есть такая, в которой противоположные виды магнитной материи более или менее удалены друга от друга в направлении противоположных полюсов молекулы, но так, что ни одна частица магнитной материи не может быть фактически отделена от молекулы (параграф 430).

Эти аргументы полностью устанавливают тот факт, что намагничивание есть явление, по существу относящееся не к большим массам железа, но к молекулам, т. е. к отдельным частям вещества, которые столь малы,

что никаким механическим способом мы не в состоянии их разделить пополам так, чтобы северный полюс мог бы быть отделен от южного полюса. Но установление природы магнитной молекулы требует дальнейших исследований. В параграфе 442 мы видели, что имеются серьезные основания полагать, что акт намагничивания железа или стали отнюдь не состоит в придании магнитных свойств молекулам, из которых они составлены, но что эти молекулы уже являются магнитными даже в ненамагниченном железе. В последнем состоянии оси молекул безразлично ориентированы по всем направлениям и акт намагничивания состоит в таком повороте молекул, что их оси или становятся все параллельными одному направлению или, по меньшей мере, отклоняются к этому направлению.

833.] Однако мы до сих пор не пришли еще к объяснению природы магнитной молекулы, т. е. мы не открыли ее сходства с какой-либо другой лучше нам известной вещью. Поэтому мы должны внимательно рассмотреть гипотезу Ампера, а именно, что магнетизм молекулы обусловлен электрическим током, постоянно циркулирующим по некоторому замкнутому пути около молекулы.

Можно точно имитировать действия любого магнита в точках, внешних по отношению к нему, при помощи листа электрических токов, надлежащим образом распределенных по его внешней поверхности. Но действие магнита в точках, находящихся внутри него, совершенно отлично от действия электрических токов на соответствующие точки. Отсюда Ампер заключил, что если магнетизм должен быть объяснен посредством электрических токов, эти токи должны циркулировать в пределах молекулы магнита, а не должны течь от одной молекулы к другой. Так как мы не можем экспериментально измерить магнитное действие в какой-либо точке, находящейся внутри молекулы, эта гипотеза не может быть отвергнута тем же путем, как мы можем отвергнуть гипотезу токов конечных размеров, текущих внутри магнита.

Кроме того, мы знаем, что электрический ток, проходящий от одной части проводника к другой, встречает сопротивление и порождает тепло, так что если бы имелись токи обычного рода вокруг частей магнита заметных размеров, имелся бы налицо постоянный расход энергии, необходимый для их поддержания, и магнит был бы постоянным источником тепла. Отношения токов к молекулам, в пределах которых ничего неизвестно относительно существования сопротивления, мы можем утверждать, не боясь впасть в противоречие, что ток, циркулируя в молекулах, не встречает сопротивления.

Таким образом, согласно теории Ампера все явления магнетизма имеют своей основой электрические токи, и если бы мы могли наблюдать магнитную силу внутри магнитной молекулы, мы нашли бы, что она подчиняется в точности тем же самым законам, как и сила в области, окруженной любым другим электрическим током.

834.] Говоря о силе внутри магнитов, мы предположили, что измерения делаются в маленьком углублении, выдолбленном в веществе магнита (параграф 395). Мы, таким образом, были приведены к необходимости рассмотреть две различные величины, магнитную силу и магнитную индукцию, каждая из которых рассматривается в пространстве, из которого изъята магнитная материя. Мы не предполагали, что можем проникнуть внутрь магнитной молекулы и наблюдать силу, действующую внутри нее.

Если мы примем теорию Ампера и будем рассматривать магнит не как непрерывное вещество, намагниченность которого изменяется от точки к точке, согласно какому-то легко понимаемому закону, но как собрание молекул, в пределах каждой из которых циркулирует система электрических токов, дающих основу к очень сложному распределению магнитной силы, тогда направление силы внутри молекулы будет обычно обратным направлению средней силы в ее соседстве, и магнитный потенциал, если он существует, будет

функцией стольких степеней сложности, сколько имеется молекул в магните.

835.] Но все же, несмотря на видимую сложность, которая в основном обусловлена сосуществованием множества более простых частей, математическая теория магнетизма значительно упрощается принятием теории Ампера и распространением наших математических концепций на внутренность молекулы.

Прежде всего два определения магнитной силы сводятся к одному, именно, к определению магнитной силы для пространства вне магнита. Далее, составляющие магнитной силы повсюду удовлетворяют условию, которому подчиняются составляющие индукции, а именно:

$$\frac{dx}{dz} + \frac{dy}{dz} + \frac{dz}{dz} = 0. \quad (1)$$

Другими словами, распределение магнитной силы имеет ту же самую природу, как и распределение скорости несжимаемой жидкости.

Наконец, три векторные функции—электромагнитное количество движения, магнитная сила и электрический ток—связаны более простым образом друг с другом. Все они являются векторными функциями и получаются одна из другой посредством одной и той же операции пространственного дифференцирования, которую Гамильтон обозначил при помощи символа ∇ .

836.] Но мы теперь рассматриваем магнетизм с физической точки зрения и должны поэтому исследовать физические свойства молекулярных токов. Мы допускаем, что ток циркулирует в молекуле и что он не встречает сопротивления. Если L есть коэффициент самоиндукции молекулярной цепи и M —коэффициент взаимной индукции между этой цепью и какой-то другой цепью, затем, если γ есть сила тока в молекуле, а γ' —сила тока в другой молекуле, уравнение для силы тока γ будет:

$$\frac{d}{dt}(L\gamma + M\gamma') = -R\gamma. \quad (2)$$

Так как по гипотезе сопротивление отсутствует, $R = 0$, и потому, интегрируя, получаем:

$$L\gamma + M\gamma' = \text{const} = L\gamma_0. \quad (3)$$

Предположим, что площадь проекции молекулярной цепи на плоскость, перпендикулярную к оси молекулы, есть A , причем эта ось определяется как нормаль к плоскости, на которой проекция является наибольшей. Если действие других токов производит магнитную силу X в направлении, наклон которого к оси молекулы есть θ , количество $M\gamma'$ становится $XA \cos \theta$, и мы в качестве уравнения тока имеем:

$$L\gamma + XA \cos \theta = L\gamma_0, \quad (4)$$

где γ_0 есть величина γ , когда $X = 0$.

Отсюда вытекает, следовательно, что сила молекулярного тока полностью зависит от его первичного значения γ_0 и от интенсивности магнитной силы, производимой другими токами.

837.] Если мы предположим, что первичного тока нет, но что ток целиком обязан своим происхождением индукции, тогда

$$\gamma = -\frac{XA}{L} \cos \theta. \quad (5)$$

Отрицательный знак показывает, что направление наведенного тока противоположно направлению вызывающего индукцию тока и что его магнитное действие таково, что внутри цепи он действует в направлении, противоположном магнитной силе. Другими словами, молекулярный ток действует подобно малому магниту, полюсы которого ориентированы по направлению одноименных полюсов наводящего магнита.

Но это является действием, обратным действию молекул железа, находящегося под воздействием магнита. Молекулярные токи в железе, следовательно, не возмущаются индукцией. Но в диамагнитных веществах эффекты такого рода наблюдаются, и это является объяснением диамагнитной полярности, которое было впервые дано Вебером.

Теория диамагнетизма Вебера

838.] Согласно теории Вебера в молекулах диамагнитных веществ существуют определенные пути, вдоль которых электрический ток может циркулировать без сопротивления. Очевидно, если предположить, что эти пути пересекают молекулу в любых направлениях, это сводится к тому, чтобы считать молекулу идеальным проводником.

Если начать с допущения линейности цепи в пределах молекулы, сила тока будет дана уравнением (5).

Магнитный момент тока является произведением его силы на площадь цепи, или γA , а составляющая этого момента в направлении намагничивающей силы есть $\gamma A \cos \theta$ или согласно (5)

$$-\frac{XA^2}{L} \cos^2 \theta. \quad (6)$$

Если в единице объема имеется n таких молекул и если их оси распределены безразлично по всем направлениям, тогда среднее значение $\cos^2 \theta$ будет $\frac{1}{3}$, и интенсивность намагничения вещества будет:

$$-\frac{1}{3} \frac{nXA^2}{L}. \quad (7)$$

Отсюда неймановский коэффициент намагничения будет:

$$k = -\frac{1}{3} \frac{nA^2}{L}. \quad (8)$$

Намагничение вещества, следовательно, происходит в направлении, противоположном намагничивающей силе, или, другими словами, вещество это диамагнитно. Намагничение также в точности пропорционально намагничивающей силе и не стремится к конечному пределу, как это имеет место в случае обычной магнитной индукции (см. параграф 442 и далее).

839.] Если оси молекулярных путей ориентированы не безразлично в любых направлениях, но так, что

в некоторых направлениях они преобладают, тогда сумма

$$\sum \frac{A^2}{L} \cos^2 \theta,$$

распространенная на все молекулы, будет иметь различное значение в зависимости от направления линии, от которой меряется θ , и распределение этих значений в различных направлениях будет аналогично распределению значений моментов инерции по осям, проведенным в различных направлениях через ту же самую точку. Такое распределение может объяснить описанные Плюккером (Plücker) магнитные явления, обусловленные наличием осей в теле, которые Фарадей назвал магнитно-кристаллическими явлениями (см. параграф 435).

840.] Рассмотрим теперь, каков будет эффект, если вместо электрического тока, циркулирующего по определенному пути внутри молекулы, мы предположим, что вся молекула является идеальным проводником.

Начнем с того случая, когда тело имеет форму ациклическую, т. е. если тело не имеет формы кольца или просверленного тела, и предположим, что это тело со всех сторон покрыто тонкой скорлупой из идеально проводящей материи. В параграфе 654 мы доказали, что замкнутый лист идеально проводящей материи любой формы, первоначально свободный от токов, становится под влиянием внешней магнитной силы током-листом, действие которого в любой внутренней точке таково, что оно сводит магнитную силу к нулю.

Чтобы как следует понять этот случай, полезно вспомнить, что распределение магнитной силы по соседству с таким телом аналогично распределению скоростей в несжимаемой жидкости по соседству с непроницаемым телом той же самой формы.

Очевидно, что если другие проводящие слои помещаются внутри первого слоя, то, поскольку они не подвержены действию магнитной силы, никаких токов в них возбуждено не будет. Отсюда в твердом теле из идеально проводящего материала эффект магнитной

силы заключается в генерировании системы токов, которые полностью находятся на поверхности.

841.] Если проводящее тело имеет форму сферы радиуса r , можно доказать (при помощи метода, изложенного в параграфе 672), что ее магнитный момент равен $-\frac{1}{2}r^3X$. Если несколько таких сфер распределены в среде так, что в единице объема заключен объем проводящей материи, равный k' , тогда, подставляя $k_1 = \infty$, $k_2 = 1$ и $p = k'$ в уравнение (17) параграфа 314, мы находим коэффициент магнитной проницаемости, беря его равным обратной величине сопротивления в том же параграфе, а именно:

$$\mu = \frac{2-2k'}{2+k'}, \quad (9)$$

откуда получаем для магнитного коэффициента Пуассона -

$$k = -\frac{1}{2}k' \quad (10)$$

и для неймановского коэффициента намагничивания при помощи индукции

$$\kappa = -\frac{3}{4\pi} \frac{k'}{2+k'}. \quad (11)$$

Так как математическая концепция идеально проводящих тел приводит к результатам, отличным от всех явлений, которые мы можем наблюдать в обычных проводниках, придется продолжить наше исследование этого вопроса.

842.] Возвращаясь к случаю проводящего пути в форме замкнутой кривой площади A , как в параграфе 836, мы имеем для момента электромагнитной силы, стремящейся увеличивать угол θ :

$$\gamma \gamma' \frac{dM}{d\theta} = -\gamma X A \sin \theta = \quad (12)$$

$$= \frac{X^2 A^2}{L} \sin \theta \cos \theta. \quad (13)$$

Эта сила положительна или отрицательна в зависимо-

сти от того, будет ли θ меньше или больше прямого угла. Отсюда магнитная сила, действующая на идеально проводящий путь, стремится повернуть его ось перпендикулярно к магнитным силовым линиям, т. е. так, чтобы плоскость проводящего пути сделалась параллельной силовым линиям. Эффект подобного рода можно наблюдать, помещая мелкую медную монету или медное кольцо между полюсами электромагнита. В тот момент, когда магнит возбуждается, кольцо поворачивается и ориентирует свою плоскость в направлении оси магнита; но эта сила исчезает, как только токи затухают вследствие сопротивления меди*).

843.] Мы до сих пор рассматривали только тот случай, в котором молекулярные токи полностью возбуждаются внешней магнитной силой. Изучим теперь соотношение веберовской теории магнитно-электрической индукции молекулярных токов и амперовой теории обычного магнетизма. Согласно Амперу и Веберу молекулярные токи магнитных веществ не возбуждаются внешней магнитной силой, но уже находятся в них, так что молекула испытывает действие и смещается благодаря электромагнитному действию магнитной силы на проводящую цепь, по которой течет ток. Когда Ампер разрабатывал эту гипотезу, явление индукции электрических токов не было еще известно, и он не делал никаких предположений в отношении существования или определения силы молекулярных токов.

Мы, однако, теперь вынуждены применять к этим токам те же самые законы, которые Вебер применял к своим токам в диамагнитных молекулах. Мы должны только предположить, что первичное значение тока γ , когда нет действия магнитной силы, не является нулем, а равно γ_0 . Сила тока, когда магнитная сила X действует на молекулярный ток площади A , ось которой наклонена под углом θ к линии магнитной силы, есть:

$$\gamma = \gamma_0 - \frac{XA}{L} \cos \theta, \quad (14)$$

*) Faraday, «Exp. Res.» (2310) и далее.

и момент пары сил, стремящихся повернуть молекулу так, чтобы угол θ увеличился, есть:

$$-\gamma_0 X A \sin \theta + \frac{XA^2}{2L} \sin 2\theta. \quad (15)$$

Отсюда, полагая

$$A\gamma_0 = m, \quad \frac{A}{L\gamma_0} = B, \quad (16)$$

уравнение равновесия (параграф 443) становится таким:

$$X \sin \theta - BX^2 \sin \theta \cos \theta = D \sin (\alpha - \theta). \quad (17)$$

Составляющая магнитного момента тока в направлении X есть:

$$\gamma A \cos \theta = \gamma_0 A \cos \theta - \frac{XA^2}{L} \cos^2 \theta = \quad (18)$$

$$= m \cos \theta (1 - BX \cos \theta). \quad (19)$$

844.] Эти условия отличаются от условий веберовской теории магнитной индукции членами, содержащими коэффициент B . Если BX мало по сравнению с единицей, результаты будут приближаться к результатам веберовской теории магнетизма. Если BX велико по сравнению с единицей, тогда результаты будут приближаться к результатам веберовской теории диамагнетизма.

Но чем больше γ_0 — первичное значение молекулярного тока, тем меньше будет B , и если L также велико, то это также уменьшит B . Если, далее, ток течет по кольцевому пути, значение L зависит от $\ln \frac{R}{r}$, где R есть радиус средней линии кольца и r — радиус его сечения. Следовательно, чем меньше сечение кольца по сравнению с его площадью, тем больше будет L — коэффициент самоиндукции и тем ближе будут результаты приближаться к первоначальной теории Вебера. Здесь, однако, будет та разница, что, по мере того как X — намагничивающая сила — увеличивается, временный магнитный момент не только достигает максимума, но затем уменьшается по мере увеличения X .

Если когда-либо будет экспериментально доказано, что временное намагничение какого-нибудь вещества сначала увеличивается, а затем уменьшается по мере непрерывного увеличения намагничивающей силы; очевидность существования этих молекулярных токов будет, я думаю, доведена почти до степени настоящего доказательства *).

845.] Если молекулярные токи в диамагнитных веществах ограничены определенными путями и если молекулы способны быть отклоненными подобно молекулам магнитной субстанции, тогда по мере увеличения намагничивающей силы диамагнитная полярность будет всегда увеличиваться, однако не в такой степени, как намагничивающая сила, если последняя велика. Малая абсолютная величина диамагнитного коэффициента показывает, что отклоняющая сила, действующая на каждую диамагнитную молекулу, должна быть малой по сравнению с силой, действующей на магнитную молекулу, так что любой результат, имеющий своим основанием это отклонение, не имеет шансов быть замеченным. Если, с другой стороны, молекулярные токи в диамагнитных телах могут свободно течь через все вещество молекул, то диамагнитная полярность должна быть строго пропорциональна намагничивающей силе, и ее величина дает возможность определить объем всего пространства, занятого идеально проводящими массами, а если мы знаем число молекул, то и размер каждой из них.

*) (До сего времени не было найдено никаких указаний на этот эффект, хотя профессор Юинг (Ewing) искал подтверждения в весьма сильных магнитных полях. См. Ewing and Low, On the Magnetisation of Iron and other Magnetic Metals in very Strong Fields, Phil. Trans., 1889, A, стр. 221.)



ГЛАВА XXIII

ТЕОРИИ ДЕЙСТВИЯ НА РАССТОЯНИИ

Объяснение формул Ампера, данное Гауссом и Вебером

846.] Притяжение между элементами ds и ds' двух цепей, по которым проходят электрические токи силы i и i' , будет согласно формуле Ампера

$$\frac{ii' ds ds'}{r^2} \left(2 \cos \epsilon + 3 \frac{dr}{ds} \frac{dr}{ds'} \right), \quad (1)$$

или

$$-\frac{ii' ds ds'}{r^2} \left(2r \frac{d^2r}{ds ds'} - \frac{dr}{ds} \frac{dr}{ds'} \right). \quad (2)$$

Силы токов даны в электромагнитных единицах (см. параграф 526).

Мы должны истолковать смысл следующих величин:

$$\cos \epsilon, \quad \frac{dr}{ds} \frac{dr}{ds'} \quad \text{и} \quad \frac{d^2r}{ds ds'}.$$

Наиболее очевидное явление, основанное на прямом отношении между токами, в котором мы должны искать истолкование, есть относительная скорость электричества в обоих элементах.

847.] Рассмотрим поэтому относительное движение двух частиц, имеющих постоянные скорости v и v' , вдоль элементов ds и ds' соответственно. Квадрат