

1

ГЛАВА

УРАВНЕНИЯ МАКСВЕЛЛА КАК РЕЗУЛЬТАТ ОБОБЩЕНИЯ ОПЫТНЫХ ФАКТОВ

В данной главе, следуя индуктивному методу и опираясь на небольшое число опытных фактов, будут выведены основные уравнения макроскопической электродинамики—уравнения Максвелла. Вместе с тем для более глубокого усвоения основ электродинамики и для уяснения ее места среди других физических дисциплин безусловно будет полезен анализ взаимосвязи ряда экспериментальных фактов и таких фундаментальных физических законов, как законы сохранения энергии и импульса. Применяя эти законы к системе заряженных частиц и порожденному ими электромагнитному полю, мы приходим к необходимости сопоставлять полю такие физические характеристики, как плотности энергии и импульса, что позволяет рассматривать электромагнитное поле как самостоятельную материальную сущность.

§ 1. АНАЛИЗ ОСНОВНЫХ ОПЫТНЫХ ФАКТОВ

Электродинамика возникла на основе анализа и обобщения многих экспериментальных фактов. Перечислим наиболее важные из них, сыгравшие решающую роль в процессе ее становления.

Закон сохранения электрического заряда. Уже в простейших опытах по электризации тел трением и через влияние было установлено, что все они прекрасно согласуются с гипотезой о существовании двух видов «электрических жидкостей» — положительной и отрицательной (Ш. Дюфэ, Б. Франклин, Р. Симмер, М. Фарадей)*, взаимно притягивающихся, но отталкивающих себе подобную. Количество содержащейся в назлектризованном теле «электрической жидкости» стали называть *электрическим зарядом* Q этого тела, а о величине его судили по степени электрического влияния данного тела на другое.

Как выяснилось, электрический заряд не может быть уничтожен — при непосредственном контакте заряженных тел он лишь перераспределяется между ними. Это как раз и составляет содержание *закона сохранения электрического заряда*, физический смысл которого стал ясным лишь после открытия в 1897 г. английским

* См.: Тиндаль Дж. Лекции об электричестве. СПб., 1885; Льюиси М. История физики. М., 1970.

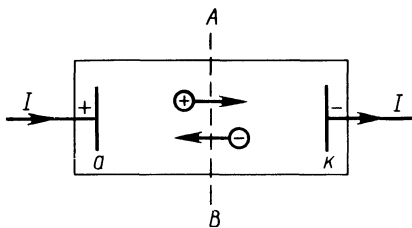


Рис. 1.1

физиком Дж. Дж. Томсоном первой элементарной частицы — электрона. В классических опытах Р. Милликена (1909) было установлено, что заряд любого тела кратен заряду электрона ($e = -4,803242 \times 10^{-10}$ СГС_q), так что роль «электрических жидкостей» должны играть свободные электроны и ионы. Обозначая их заряды e_i , найдем, что полный заряд в некотором объеме V равен

$$Q = \sum_{i \in V} e_i, \quad (1.1)$$

где $i \in V$ означает, что суммирование проводится по всем зарядам из объема V .

Если объем V окружен замкнутой поверхностью S , то закон сохранения электрического заряда означает, что Q может измениться только в том случае, когда заряды e_i пересекают поверхность S . Вводя силу электрического тока I , равную количеству электричества, вытекающего из объема V за 1 с, закон сохранения электрического заряда можно записать в виде

$$dQ/dt = -I. \quad (1.2)$$

Задача 1.1. Пусть через ванну с электролитом течет постоянный ток I (рис. 1.1). Если процесс установившийся, то положительные ионы нейтрализуются на катоде K приходящими туда электронами. Поэтому сила тока положительных ионов равна $I^+ = I$. Аналогично, отрицательные ионы нейтрализуются на аноде a , и поэтому их сила тока равна $I^- = I$. В результате через сечение AB ванны проходит ток $I^+ + I^- = 2I$, что явно противоречит закону сохранения заряда (1.2). В самом деле, если окружить катод замкнутой поверхностью, то сила входящего в нее тока равна $2I$, а выходящего — I . Таким образом, на катоде должен накапливаться положительный заряд. Однако ничего подобного на опыте не наблюдается. Как можно разрешить этот парадокс? Указать ошибку в рассуждениях.

Закон Кулона для электрических зарядов. Этот закон был установлен французским ученым Ш. Кулоном в 1785 г. и определяет силу взаимодействия двух точечных покоящихся электрических зарядов e_1 и e_2 , находящихся на некотором расстоянии r друг от друга в точках \mathbf{r}_1 и \mathbf{r}_2 соответственно. Тогда сила, действующая на первый заряд со стороны второго, равна

$$\mathbf{F}_{12}^{(e)} = e_1 e_2 \mathbf{r} / r^3, \quad (1.3)$$

где $\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$, $r \equiv |\mathbf{r}|$.

Здесь и в дальнейшем при изложении законов электродинамики мы используем абсолютную систему единиц Гаусса (СГС). В основу этой системы положены механические единицы (сан-

тиметр, грамм и секунда), а единичный заряд определяется из закона Кулона, записываемого в форме (1.3).

Интересно отметить, что Кулон установил этот закон довольно грубо, непосредственно измеряя силу взаимодействия двух зарядов с помощью крутильных весов. Однако еще в 1771 г., т. е. за 14 лет до Кулона, английский физик *Г. Кавендиш* с помощью необычайно простого опыта сумел вывести закон $1/r^2$ с гораздо большей точностью, но результат свой не опубликовал. Сейчас опыт Кавендиша известен каждому школьнику, однако не все догадываются, что из него непосредственно следует закон Кулона.

Кавендиш взял металлический шар и две плотно облегающие его металлические полусферы с ручками из изолятора (рис. 1.2). Зарядив шар, он обжал его полусферами, а затем разнес их. Заряд шара, измеренный после этого, оказался равным нулю. Отсюда Кавендиш и сделал вывод, что между двумя точечными зарядами должна действовать сила вида $1/r^2$.

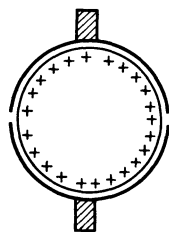


Рис. 1.2

Задача 1.2. *Предположив центральный характер взаимодействия двух электрических зарядов, т. е. записав силу взаимодействия в виде $\mathbf{F}_{12} = e_1 e_2 f(r) \mathbf{r}/r$, найти вид функции $f(r)$ на основании результатов опыта Кавендиша. Исследовать, как изменились бы эти результаты, если бы закон взаимодействия не подчинялся зависимости $1/r^2$.*

Закон Кулона позволяет ввести понятие электрического поля, задаваемого напряженностью \mathbf{E} , т. е. силой, действующей на единичный положительный заряд. В частности, всякий неподвижный точечный заряд e окружен электрическим полем с напряженностью

$$\mathbf{E} = e\mathbf{r}/r^3. \quad (1.4)$$

Опыт показывает, что напряженности электрического поля от нескольких неподвижных зарядов складываются как обычные векторы. Это означает, что для электрических сил справедлив четвертый закон механики, или принцип независимости действия сил. Обычно это положение формулируется в виде гипотезы о линейности взаимодействия, больше известной как принцип суперпозиции.

Задача 1.3. *Очень наглядным является изображение электрического поля с помощью линий напряженности, т. е. линий, в каждой точке которых направление касательной совпадает с направлением вектора напряженности \mathbf{E} поля. Воспользовавшись принципом суперпозиции, найти картину линий напряженности электрического поля, создаваемого двумя равными и противоположными по знаку точечными зарядами $e_1 = -e_2 = -e$, разнесенными на расстояние l (рис. 1.3). Рассмотреть предельный случай асимптотического поля ($r \gg l$).*

Взаимодействие магнитов и токов. С удивительными свойствами магнитов люди познакомились еще в далекой древности,

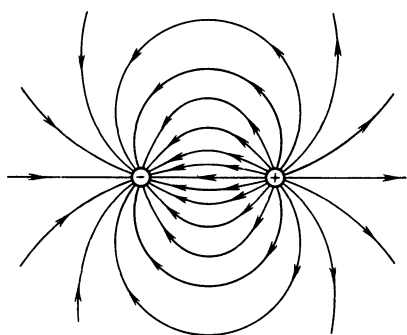


Рис. 1.3

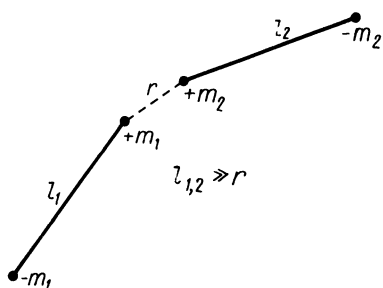


Рис. 1.4

но первое их систематическое экспериментальное изучение было проведено английским врачом и физиком *В. Гильбертом* в конце XVI в. Результаты его исследований были обстоятельно изложены в труде «О магните», вышедшем в 1600 г. В числе многих других Гильберт отметил два следующих свойства магнита:

а) магнит имеет два полюса: положительный (северный) и отрицательный (южный), причем одноименные полюсы отталкиваются, а разноименные — притягиваются;

б) невозможно получить магнит с одним полюсом.

Количественный закон взаимодействия магнитных полюсов был установлен гораздо позже (1785) Кулоном одновременно с законом (1.3) для электрических зарядов. Эти законы оказались совпадающими по форме. А именно: если взять две достаточно длинные магнитные спицы (рис. 1.4) и пренебречь влиянием далеких полюсов, то сила взаимодействия двух ближайших полюсов

$$F_{1,2}^m = m_1 m_2 r / r^3. \quad (1.5)$$

Здесь $m_{1,2}$ — магнитные массы (или заряды) полюсов. Кроме того, мы ограничились взаимодействием в пустоте, так как среда существенно искажает его.

Закон (1.5) позволяет по аналогии с электрическим полем ввести *магнитную индукцию* (не совсем удачное название, сложившееся исторически), равную силе, действующей на единичный магнитный заряд. Так, точечный магнитный заряд m оказывается окруженным магнитным полем с индукцией

$$\mathbf{B} = m\mathbf{r}/r^3. \quad (1.6)$$

Однако аналогия с электрическим полем здесь и кончается, ибо уже второе свойство магнитов, отмеченное Гильбертом, говорит о существенно различной природе магнитного и электрического полей. В самом деле, в отличие от электрических зарядов магнитные заряды невозможно отделить от их антиподов.

В том, что это действительно так, можно убедиться очень просто: отломив северный полюс магнита, мы увидим, что в месте разлома опять появляются полюсы противоположных знаков (рис. 1.5). Это свойство очень просто объясняется с точки зрения представлений о молекулярной структуре вещества. Действительно, достаточно лишь предположить, что каждая молекула представляет собой элементарный магнетик с магнитными зарядами полюсов $\pm m_i$, чтобы убедиться, что в любом объеме V , заключающем какое-то число молекул, суммарный магнитный заряд оказывается равным нулю:

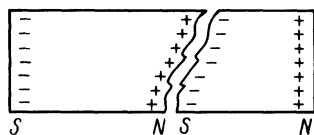


Рис. 1.5

$$\sum_{i \in V} m_i = 0. \quad (1.7)$$

Но истинная природа магнетизма стала проясняться лишь после знаменитого опыта *Г. Эрстеда* (1820), обнаружившего магнитное действие электрических токов. Поднеся компас к проводнику с током, он увидел, что магнитная стрелка устанавливается перпендикулярно проводу (рис. 1.6). Дальнейшие исследования французских физиков *Ж. Б. Био* и *Ф. Савара* показали, что магнитное поле спадает обратно пропорционально расстоянию от провода. *П. С. Лаплас*, узнав об этих опытах, высказал предположение, что, по-видимому, каждый элемент тока создает магнитное поле, индукция которого меняется по закону $1/r^2$. В дальнейшем эта гипотеза была подтверждена и положена в основу закона *Био—Савара—Лапласа* (1820), определяющего магнитную индукцию элемента тока Idl (рис. 1.7):

$$dB = \frac{I}{c} [dlr] \frac{1}{r^3}, \quad (1.8)$$

где c — *электродинамическая постоянная*, имеющая размерность скорости и равная 299 792 458 м/с*.

Однако все исследователи исходили из неверного представления, предполагая, что проводник с током сам становится магнитом, почему и проявляет магнитное действие. Вскоре в опытах *Фарадея* (1821), а затем *Эрстеда* и *Ампера* было обнаружено и обратное воздействие магнитного поля на токи. Именно: оказалось, что сила, действующая в магнитном поле **V** на элемент тока Idl , равна

$$dF = \frac{I}{c} [dlB]. \quad (1.9)$$

* Исходя из этого значения, решением Генеральной конференции по мерам и весам 1983 г. принято новое определение метра.

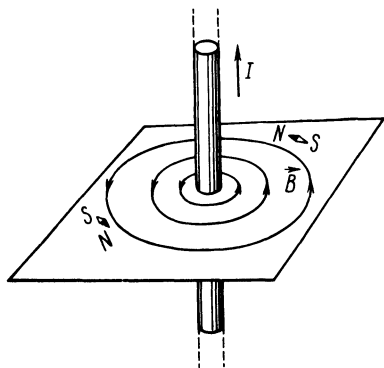


Рис. 1.6

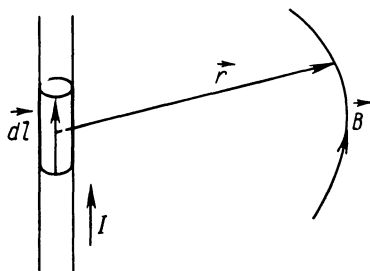


Рис. 1.7

Этот факт уже никак нельзя было объяснить, задавая какое-либо распределение магнитных масс вдоль провода, так как сила, действующая на них, была бы направлена вдоль \vec{B} в противоречии с (1.9).

Здесь-то и выступил с необычайно смелой гипотезой Ампер. Он предположил, что не проводник с током является магнитом, а сам магнит эквивалентен системе замкнутых токов (гипотеза молекулярных токов Ампера). Правильность своей точки зрения Ампер сумел доказать рядом убедительных опытов по взаимодействию токов между собой. Постулировав некоторый закон взаимодействия двух элементов тока, он вывел с его помощью закон Био—Савара—Лапласа и закон Кулона для магнитных полюсов. Кроме того, он сумел показать, что катушка с током ведет себя как прямой магнит (рис. 1.8) и что круговой ток эквивалентен магнитному листку (знаменитая теорема эквивалентности Ампера).

Закон взаимодействия двух элементов тока (рис. 1.9) может быть непосредственно

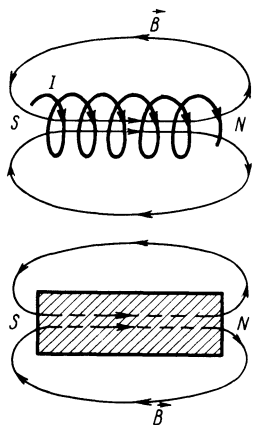


Рис. 1.8

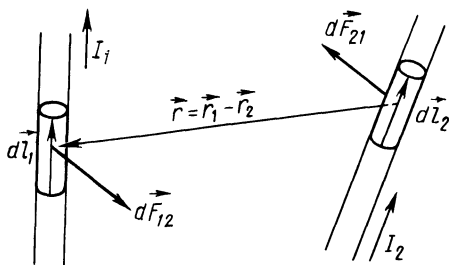


Рис. 1.9

выведен из (1.8) и (1.9):

$$d\mathbf{F}_{12} = \frac{1}{c^2} I_1 I_2 [d\mathbf{l}_1 [d\mathbf{l}_2 \mathbf{r}]] \frac{1}{r^3}. \quad (1.10)$$

Очевидно, что он не согласуется с третьим законом механики:

$$d\mathbf{F}_{12} + d\mathbf{F}_{21} = \frac{1}{c^2} I_1 I_2 [d\mathbf{l}_2 (d\mathbf{l}_1 \mathbf{r}) - d\mathbf{l}_1 (d\mathbf{l}_2 \mathbf{r})] \frac{1}{r^3} \neq 0.$$

Однако никакого противоречия здесь нет, ибо (по закону сохранения заряда) все реальные токи должны быть замкнутыми, а при взаимодействии двух замкнутых контуров C_1 и C_2 действие уже равно противодействию, поскольку

$$d\mathbf{F}_{12} + d\mathbf{F}_{21} = -\frac{I_1 I_2}{c^2} [d\mathbf{l}_2 (d\mathbf{l}_1 \nabla_1) + d\mathbf{l}_1 (d\mathbf{l}_2 \nabla_2)] \frac{1}{r},$$

и поэтому, согласно соотношению $\oint_C (d\mathbf{l} \nabla) \varphi = 0$, имеем

$$\oint_{C_1} \oint_{C_2} (d\mathbf{F}_{12} + d\mathbf{F}_{21}) = 0.$$

Таким образом, с точки зрения Ампера, магнитные заряды не существуют, а единственным источником магнитного поля является электрический ток. В связи с этим магнитное поле \mathbf{B} физически более правильно определять не из закона Кулона (1.5), а из формулы Ампера (1.9) как силу, действующую на элементарный ток.

Одним из важных следствий закона Био—Савара—Лапласа является следующее правило, или закон Ампера, утверждающий, что работа, совершаемая магнитным полем над единичным магнитным зарядом при обнесении его вокруг постоянного тока I по любому замкнутому контуру C , ориентированному по току, равна $4\pi I/c$, т. е.

$$\oint_C (\mathbf{B} d\mathbf{l}) = \frac{4\pi}{c} I. \quad (1.11)$$

Задача 1.4. Вывести закон Ампера из закона Био—Савара—Лапласа, предварительно показав, что индукция магнитного поля, создаваемого замкнутым током I , может быть вычислена по формуле

$$\mathbf{B} = -\frac{1}{c} I \text{grad } \Omega, \quad (1.12)$$

где Ω — телесный угол, под которым виден контур тока из точки наблюдения.

Задача 1.5. Записав получающуюся из опыта Эрстеда силу $d\mathbf{F}_m$, действующую на магнитный заряд m со стороны элемента тока $|d\mathbf{l}|$, в виде $d\mathbf{F}_m = mI [d\mathbf{l} \mathbf{r}] f(r)/r$, найти функцию $f(r)$, используя тот опытный факт, что магнитное поле вне равномерной тороидальной обмотки с током отсутствует (если пренебречь составляющей тока вдоль тороида).

Задача 1.6. Вывести из формулы Ампера (1.9), что на точечный заряд e , движущийся в магнитном поле со скоростью \mathbf{v} , действует сила Лоренца

$$\mathbf{F} = e [\mathbf{v} \mathbf{B}]/c. \quad (1.13)$$

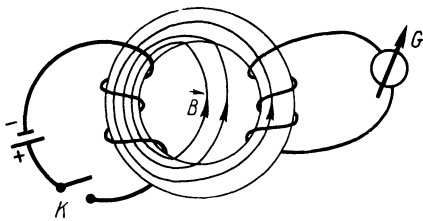


Рис. 1.10

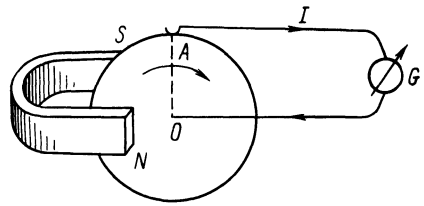


Рис. 1.11

Закон электромагнитной индукции Фарадея. В 1831 г. вышла работа английского физика *М. Фарадея*, в которой он описал ставший теперь классическим эксперимент, открывший новую главу электродинамики. В этом эксперименте, обнаружившем единство и взаимосвязь электрического и магнитного полей, мы впервые встречаемся с качественно новым объектом — *электромагнитным полем*.

Фарадей взял железное кольцо с двумя обмотками, в одну из которых включил гальванометр *G*, а в другую — источник тока (рис. 1.10). При замыкании или размыкании ключа *K* стрелка гальванометра отклонялась. Токи, появившиеся при этом, Фарадей назвал *индукционными*. Их появление он связывал с тем, что линии магнитной индукции, возникавшие вблизи первичной обмотки при замыкании ключа *K*, расширяются, стремясь заполнить железное кольцо, и при этом пересекают вторичную обмотку.

В правильности этих заключений Фарадей убедился, выполнив еще один опыт (рис. 1.11): в металлическом диске, вращающемся в поле постоянного магнита, также обнаруживаются индукционные токи. Много раз повторяя свои опыты в различных вариантах, Фарадей пришел к выводу, что при всяком пересечении проводником магнитных линий индукции в последнем появляется индукционный ток, причем протекший заряд ΔQ пропорционален числу пересеченных силовых линий $\Delta \Phi$ и обратно пропорционален электрическому сопротивлению проводника *R*, т. е.

$$R\Delta Q = \Delta \Phi / c. \quad (1.14)$$

Следует отметить, что за несколько лет до Фарадея американский физик *Дж. Генри* провел похожие эксперименты (рис. 1.12, *a, б*), но, считая, что накопленных фактов еще недостаточно, не торопился опубликовать свои результаты*.

Сформулированное Фарадеем положение (1.14) получило название *закона электромагнитной индукции*. Но надо сказать, что формулировка Фарадея при всей своей общности страдает рядом

* Так, еще в 1829 г. *Д. Генри* наблюдал явление самоиндукции. См.: *М. Уилсон*. Американские ученые и изобретатели. М., 1964.

недостатков, затрудняющих ее использование. Прежде всего в (1.14) смешиваются две существенно различные причины, порождающие $\Delta\Phi$. Именно: пересечение проводником магнитных силовых линий может происходить либо вследствие движения проводника, либо вследствие изменения магнитного поля. В каждом из этих двух случаев $\Delta\Phi$ считается по-разному. Наконец, входящее в (1.14) электрическое сопротивление R —совершенно конкретная характеристика проводящего контура—не позволяет использовать этот закон для описания процессов в окружающем пространстве, к чему так стремился сам Фарадей.

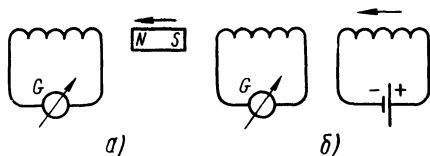


Рис. 1.12

Последний недостаток можно исправить, если привлечь открытый в 1827 г. немецким физиком Г. Омом закон, в котором сопротивление R контура выражается через силу I тока и электродвижущую силу (э.д.с.) \mathcal{E} , равную работе, совершаемой над единичным зарядом при обходе им замкнутого контура:

$$R = \mathcal{E} / I. \quad (1.15)$$

Чтобы исправить первый недостаток, т. е. унифицировать определение $\Delta\Phi$, Максвелл ввел связанный с контуром S магнитный поток

$$\Phi = \int_S (\mathbf{Bn}) dS, \quad (1.16)$$

где S —натянутая на контур S правоориентированная поверхность (см. задачу 14 приложения), и предложил отождествить $\Delta\Phi$ с приращением Φ . В таком случае [если учесть законы (1.2) и (1.15)] вместо (1.14) получится

$$\mathcal{E} = - \frac{1}{c} \frac{d\Phi}{dt}. \quad (1.17)$$

Это и есть максвелловская формулировка закона электромагнитной индукции Фарадея.

Задача 1.7. Показать, что формулировки Максвелла и Фарадея закона электромагнитной индукции эквивалентны только для четко определенных и топологически неизменных (односвязных) контуров. Рассмотреть в качестве примеров опыт Фарадея (см. рис. 1.11) и опыт с тороидом (рис. 1.13; тороидальная обмотка с током охвачена металлическим челноком D , позволяющим перевести щупы гальванометра G , не разрывая его цепи, из точки A в точку B). Каким будет показание гальванометра?

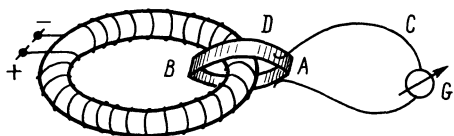


Рис. 1.13

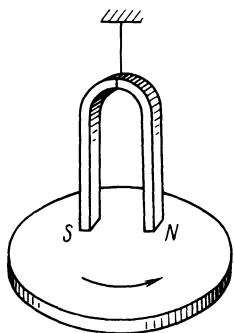


Рис. 1.14

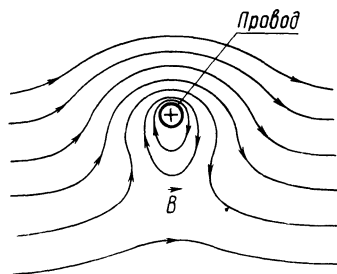


Рис. 1.15

Заметим, что знак минус в (1.17) отражает *правило Ленца* (1834), устанавливающее направление индукционного тока или э.д.с. индукции \mathcal{E} . Согласно ему, индукционный ток направлен так, что противодействует вызвавшей его причине.

Задача 1.8. Вывести правило Ленца из закона сохранения энергии, предположив, что энергия электромагнитного поля положительна.

Задача 1.9. Объяснить опыт Араго (1824), в котором вращающийся медный диск увлекал подвешенный над ним магнит (рис. 1.14).

При анализе экспериментов с магнитным полем Фарадей уподоблял магнитные силовые линии тонким и упругим резиновым шнурам, стремящимся сократиться и одновременно расширяться в поперечном направлении. Таким образом, по Фарадею, линии индукции испытывают продольные натяжения и оказывают поперечное давление на своих соседей. На основе этих представлений Фарадей установил два правила, которые нашли широкое применение в электротехнике и известны как правила «мотора» и «динамо».

Чтобы их сформулировать, рассмотрим проводник с током в магнитном поле \mathbf{V}_0 . Полная магнитная индукция \mathbf{V} , очевидно, складывается из \mathbf{V}_0 и индукции \mathbf{V}_1 собственно тока, т. е. $\mathbf{V} = \mathbf{V}_0 + \mathbf{V}_1$. Тогда правило «мотора» гласит: проводник с током в магнитном поле движется в сторону слабейшего поля в его окрестности (из рис. 1.15 видно, что соответствующая сила обусловлена стремлением линий индукции «выпрямиться»). Согласно правилу «динамо», ток, индуцированный в движущемся проводнике, стремится увеличить индукцию магнитного поля в области, куда движется проводник.

Задача 1.10. Обосновать правила «мотора» и «динамо».

Задача 1.11. Показать, что закон Ампера (1.11) следует из закона электромагнитной индукции Фарадея и закона сохранения энергии.

Указание: обнести магнитный заряд вокруг провода с током и рассчитать работу э.д.с. индукции.

Электромагнитные свойства вещества. До сих пор мы рассматривали взаимодействие зарядов и токов в вакууме, не

учитывая влияния окружающей среды. Однако это влияние весьма существенно. Чтобы понять поведение вещества в электромагнитном поле, необходимо принять во внимание его молекулярную структуру и прежде всего то, что заряды, входящие в его состав, могут под действием внешних силовых полей либо перемещаться в пределах одной молекулы, т. е. оставаться *связанными*, либо переходить от одной молекулы к другой, т. е. быть *свободными*.

Обычно свободными являются электроны в металлах и ионы в электролитах и ионизованных газах. Они-то и вносят основной вклад в ток проводимости. В случае внешних электрических полей \mathbf{E} , малых по сравнению с молекулярными полями, ток проводимости удовлетворительно описывается *линейным законом Ома*

$$I = U_{12}/R_{12}, \quad (1.18)$$

где приложенное к образцу между точками 1 и 2 напряжение

$$U_{12} = \int_1^2 (\mathbf{E}dl). \quad (1.19)$$

Важной характеристикой образца является его *проводимость* R_{12}^{-1} . Отнесенная к образцу длиной 1 см и площадью поперечного сечения 1 см², она называется *удельной электрической проводимостью* или *электропроводимостью* σ . В общем случае σ зависит от температуры T , концентрации примесей, напряженности \mathbf{E} поля и других факторов. По электропроводимости σ все вещества условно делят на три группы: *проводники* ($\sigma > 10^{16} \text{с}^{-1}$), *диэлектрики* ($\sigma < 10^2 \text{с}^{-1}$) и *полупроводники* ($10^2 \text{с}^{-1} < \sigma < 10^{16} \text{с}^{-1}$).

Поскольку диэлектрики имеют относительно низкую электропроводимость, их поведение в электрическом поле в основном определяется связанными зарядами. Последние, смещаясь под действием внешнего поля \mathbf{E}_0 , созданного, например, конденсатором, между обкладками которого помещен исследуемый образец, приводят к поляризации вещества, проявляющейся в ослаблении напряженности \mathbf{E} поля внутри диэлектрика:

$$\mathbf{E}_0 = \varepsilon \mathbf{E}, \quad (1.20)$$

где ε — *диэлектрическая проницаемость* вещества.

Зависимость (1.20) является очень грубым упрощением, справедливым лишь для не очень сильных полей и изотропных сред. Гораздо чаще связь \mathbf{E}_0 и \mathbf{E} является тензорной и нелинейной

$$E'_0 = \varepsilon^{ik}(\mathbf{E}) E_k \quad (1.21)$$

или еще более сложной*.

Для большинства газообразных веществ диэлектрическая проницаемость ε лишь немного превышает 1 ($\varepsilon - 1 \sim 10^{-4} \div 10^{-3}$), но в жидкостях и кристаллах она может быть весьма значительной

* По поводу правила суммирования см. Приложение.

($\varepsilon \sim 10^2$). Особый интерес представляют *сегнетоэлектрики*, имеющие $\varepsilon \sim 10^4$. Для них характерно наличие областей с чрезвычайно высокими внутренними полями — *доменов*. При наложении электрических полей, превышающих некоторое критическое значение, может произойти пробой диэлектрика, в результате чего он превращается в проводник (резко растет σ).

Магнитные свойства сред также весьма разнообразны. Вещества, искажающие приложенное внешнее магнитное поле \mathbf{B}_0 , называются *магнетиками*. В отличие от диэлектриков здесь принято выражать внутреннее поле \mathbf{B} образца через внешнее поле \mathbf{B}_0 , т. е.

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{B}_0, \quad (1.22)$$

где μ — *магнитная проницаемость* вещества (хотя по аналогии с диэлектриками более естественно было бы назвать так величину $1/\mu$). Как и (1.20), соотношение (1.22) является очень грубым приближением, верным лишь для слабых полей, и в большинстве случаев должно быть заменено более сложным.

Надо отметить, что всем веществам присущ *диамагнитный эффект*, т. е. эффект ослабления поля (для чистых *диамагнетиков* $\mu < 1$). Обусловлен он тем, что при включении внешнего магнитного поля \mathbf{B}_0 в веществе наводятся индукционные токи, которые по правилу Ленца ослабляют поле. Но эффект этот обычно очень слаб ($1 - \mu \sim 10^{-6} \div 10^{-4}$), и на него накладываются более сильные, вызванные молекулярными токами (*парамагнетизм*). Последние всегда ориентируются по внешнему полю и усиливают его (для парамагнетиков $\mu > 1$). Для большинства веществ парамагнитный эффект тоже очень слаб ($\mu - 1 \sim 10^{-6} \div 10^{-4}$) и существенно зависит от температуры. Однако имеются вещества с резко выраженной доменной структурой (*ферромагнетики*), для которых $\mu \sim 10^3$ и зависимость \mathbf{B} от \mathbf{B}_0 сильно нелинейна. Некоторые из них сочетают ферромагнитные и диэлектрические свойства (*ферродиэлектрики*).

Особого внимания заслуживает явление *сверхпроводимости*, открытое голландским физиком *Г. Камерлинг-Оннесом* (1911). Проявляется оно при чрезвычайно низкой температуре у некоторых металлов и сплавов и состоит не только в полном исчезновении сопротивления ($\sigma = \infty$), но и в выталкивании из образцов магнитного поля (*эффект Мейсснера*). Тем самым сверхпроводник ведет себя как идеальный диамагнетик ($\mathbf{B} = 0$ эквивалентно $\mu = 0$). Удивительные свойства сверхпроводников получили объяснение лишь совсем недавно (1957).

§ 2. УСЛОВИЕ МАКРОСКОПИЧНОСТИ И ЗАКОН СОХРАНЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЗАРЯДА

Ознакомившись с основными опытными фактами, лежащими в основе электродинамики, их необходимо, следуя индуктивному методу, сопоставить друг с другом, проверить взаимную согласованность и установить минимальный набор фундаменталь-