

Из (47.17) и (47.18) вытекает связь между напряженностью магнитного поля H и вектором магнитной индукции B в среде:

$$\underline{B = \mu_0 \mu H = \mu_a H}, \quad (47.22)$$

которую мы обосновали в § 29.

В заключение следует отметить, что соотношение (47.10), которое определяет поле H' , создаваемое самим магнетиком, строго справедливо лишь в случае бесконечно длинного стержня. Если намагниченное тело имеет конечные размеры, то зависимость H' от J имеет более сложный характер и линии H' выходят из магнетика наружу в вакуум, как это примерно изображено на рис. 3.85 для однородного намагниченного шара. В этом случае определение вспомогательного расчетного вектора H по формуле (47.13) является чисто формальной операцией, H уже будет зависеть не только от внешних макроскопических токов, но и от намагничения магнетиков.

§ 48. Ферромагнетизм

Особняком от рассмотренных случаев стоит очень важная для техники группа ферромагнитных тел. Свое название они получили от латинского наименования основного представителя этих тел — железа (*ferrum*). К ферромагнитным веществам, кроме железа, относятся кобальт, никель, гадолиний, некоторые сплавы и химические соединения.

Ферромагнитные тела сильно намагничиваются уже в сравнительно слабых полях. Как показали опыты Э. Х. Ленца и Б. С. Якоби, произведенные еще в 1839 г., в таких полях $H' \gg H$, но можно, как и для парамагнетиков, считать, что $J \sim H$ и $B \sim H$. Однако коэффициенты пропорциональности χ и μ у ферромагнетиков имеют очень большие значения и достигают десятков тысяч.

Бурное развитие электротехники во второй половине XIX века позволило получать большие токи и создавать сильные магнитные поля. Широкое применение железных сердечников для концентрации магнитных полей поставило перед физиками задачу детального исследования намагничения железа в зависимости от внешнего магнитного поля. Эта задача была решена в 1872 г. А. Г. Столетовым.

Для измерения H и B он использовал замкнутое железное кольцо прямоугольного поперечного сечения S с длиной по осевой линии l . Первичная обмотка этого сердечника, состоявшая из w_1 витков, замыкалась на батарею, и через нее проходил постоянный ток I . При этом внутри сердечника, на который был намотан этот соленоид, возникало магнитное поле, напряженность которого согласно (33.15) равнялась

$$H = k \frac{4\pi l w_1}{l}. \quad (48.1)$$

При включении тока в первичной обмотке сердечник намагничивался, и магнитный поток, пронизывающий сердечник, возрастал от нуля до

$$\Phi_{\max} = BS, \quad (48.2)$$

где B — магнитная индукция в сердечнике. Этот магнитный поток пронизывал витки вторичной обмотки, надетой на сердечник и соединенной с гальванометром. При изменении магнитного потока во вторичной обмотке индуцировалась э. д. с., равная согласно (41.10)

$$\mathcal{E}_{\text{инд}} = -w_2 \frac{d\Phi}{dt}, \quad (48.3)$$

где w_2 — число витков в этой обмотке, и шел переменный ток (R — полное сопротивление катушки и гальванометра)

$$i = \frac{\mathcal{E}_{\text{инд}}}{R} = -\frac{w_2}{R} \frac{d\Phi}{dt}. \quad (48.4)$$

Этот ток за время dt переносил через гальванометр заряд

$$dq = idt = -\frac{w_2}{R} d\Phi. \quad (48.5)$$

Полный заряд q (импульс тока), проходивший через гальванометр,

$$q = \int_0^q dq = \int idt = -\frac{w_2}{R} \int_0^{\Phi_{\max}} d\Phi = -\frac{w_2}{R} \Phi_{\max} = -\frac{w_2 S}{R} B \quad (48.6)$$

измерялся по первому отбросу гальванометра. Отсюда могла быть рассчитана величина B :

$$B = -\frac{qR}{w_2 S}. \quad (48.7)$$

Зная B и H , можно было согласно (47.12) найти величину намагничения J . Составив вторичную обмотку из нескольких секций с различным числом витков и комбинируя их включение, Столетов имел возможность пропускать

через первичную обмотку различные токи I и находить J при различных значениях H .

В результате тщательных опытов Столетов установил, что зависимость J и H для железа имеет вид, изображенный на рис. 3.86. В слабых полях J круто нарастает с ростом H , быстрее, чем по линейному закону. Далее рост J замедляется и намагничение стремится к некоторому предельному значению $J_{\text{нас}}$, при котором

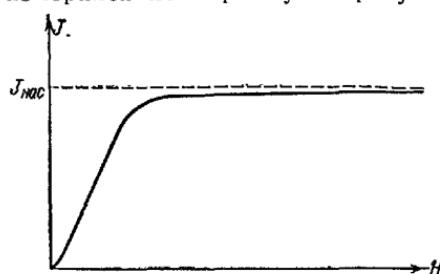


Рис. 3.86

поворачиваются по полю все молекулярные магнитики. Поскольку

$$B = \mu_0 \left(H + \frac{k}{k'} \cdot 4\pi J \right), \quad (48.8)$$

то зависимость B от H имеет вид, изображенный на рис. 3.87. В слабых полях B круто возрастает с ростом H вследствие быстрого роста J . В сильных полях второе слагаемое в (48.8) остается практически постоянным ($J = J_{\text{нас}}$) и B увеличивается только за счет непосредственного увеличения H .



Рис. 3.87.

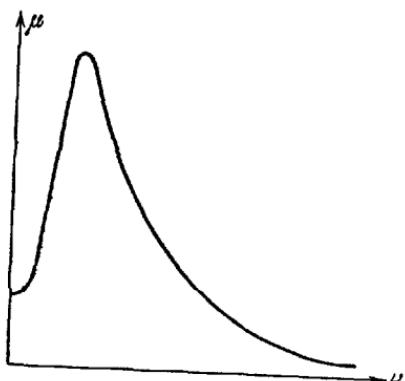


Рис. 3.88

Если чисто формально распространить формулу (47.22) на ферромагнитные тела и определить магнитную проницаемость как отношение

$$\mu = \frac{B}{\mu_0 H}, \quad (48.9)$$

то μ в этом случае является сложной функцией H , примерный характер которой изображен на рис. 3.88.

Магнитная проницаемость для ферромагнетиков

$$\mu = \frac{B}{\mu_0 H} = 1 + \frac{k}{k'} \cdot 4\pi \frac{J}{H} \quad (48.10)$$

в слабых полях имеет очень большую величину (так как $J \gg H$) и несколько возрастает с ростом H . В сильных магнитных полях $J = \text{const} = J_{\text{нас}}$ и с ростом H отношение $J/H \rightarrow 0$, а $\mu \rightarrow 1$.

Кривая зависимости B от H , изображенная на рис. 3.87, носит название основной кривой намагничения. Если намагнить ферромагнетик до некоторого состояния, соответствующего точке A на рис. 3.89, а затем начать уменьшать напряженность магнитного поля H , то установившиеся по полю молекулярные магнитики начнут дезориентироваться не сразу и уменьшение B будет происходить медленнее, чем увеличение этой величины с ростом H .

При уменьшении H до нуля часть молекулярных магнитиков остается ориентированной по первоначальному направлению поля. Таким образом, при снятии внешнего поля ферромагнитное тело, остается намагниченным и представляет собой постоянный магнит с некоторым остаточным намагничением $B_{ост}$ и соответствующей остаточной индукцией

k

$$B_{ост} = \mu_0 \cdot \frac{4\pi J_{ост}}{k}. \quad (48.11)$$

Для полного размагничивания образца необходимо, как видно из рис. 3.89, приложить магнитное поле обратного направления и величины H_k . Величина H_k называется коэрцитивной (задерживающей) силой. В результате при попеременном изменении направления намагничивающего поля H зависимость B от

H будет изображаться петлеобразной кривой, носящей название петли гистерезиса (изменение B будет запаздывать по отношению к изменению H).

Для изготовления постоянных магнитов применяют ферромагнитные вещества с большим остаточным намагничением и большой коэрцитивной силой («жесткие» стали). Для изготовления сердечников применяют «мягкие» магнитные материалы с малой коэрцитивной силой и большой магнитной проницаемостью, т. е. с очень крутым подъемом кривой зависимости B от H .

Вследствие гистерезиса понятие магнитной проницаемости можно применять для ферромагнетиков лишь к основной кривой намагничения. Из рис. 3.89, например, видно, что для постоянного магнита при выключении внешнего поля $H \rightarrow 0$ имеется остаточное намагничение $B_{ост} \neq 0$. Из (48.9) тогда получилось бы, что

$$\mu = \frac{B_{ост}}{0} = \infty. \quad (48.12)$$

Детальное изучение свойств ферромагнитных тел показало, что в последних отдельных микроскопических областях (доменах) намагничены до насыщения даже в отсутствие внешнего поля. Однако направление намагничения в каждой такой области (размерами $\sim 10^{-4}$ см) различно, и в среднем магнитный момент макроскопического объема равен нулю. Покраинка поверхность ферромагнетика мельчайшими железными опилочками, Н. С. Акулов смог показать, что опилочки скапливаются у «полюсов» этих

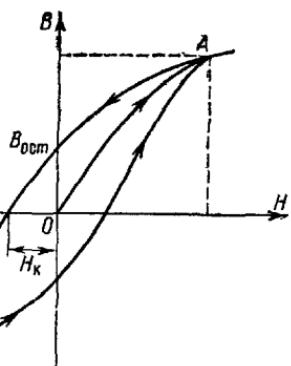


Рис. 3.89

областей и делают тем самым видимыми границы между доменами.

При внесении ферромагнетика во внешнее магнитное поле начинают поворачиваться и ориентироваться по полю магнитные моменты отдельных атомов, как в парамагнитных телах, а сразу целые области так называемого спонтанного (самопроизвольного) намагничения. Поэтому с ростом H магнитная индукция B возрастает очень быстро, и относительная магнитная проницаемость $\mu = B/\mu_0 H$ имеет очень большие значения уже в слабых полях. Так как домены поворачиваются по полю скачком, то основная кривая намагничения $B=f(H)$ на графике с достаточно растянутой шкалой, или, образно говоря, при рассматривании через лупу, будет иметь ступенчатый вид (рис. 3.90).

В достаточно сильных магнитных полях все домены повернутся по полю, и наступит магнитное насыщение. При выключении внешнего поля единственным фактором, действующим на ориентацию доменов, останется тепловое движение, которое будет дезориентировать домены. Однако вследствие значительной энергии, необходимой для поворота доменов, процесс размагничивания будет затруднен; этим и вызван гистерезис, показанный на рис. 3.89.

Для определения природы носителей ферромагнетизма Эйнштейн и де Гааз в 1915 г. поставили следующий опыт. Ферромагнитный стерженек, подвешенный на кварцевой нити, был намагничен до насыщения. При этом все элементарные магнитики устанавливались по полю. Затем, изменяя направление тока в соленоиде, обвивавшем стержень, последний резко перемагничивали. При этом все элементарные магнитики поворачивались на 180° . Поскольку магнитный момент каждого электрона, как указывалось выше, связан с его механическим моментом, то стержень начинал вращаться. Для усиления эффекта Эйнштейн и де Гааз перемагничивали стержень с частотой, совпадающей с частотой собственных крутильных колебаний стержня, т. е. достигали резонанса.

Измеряя полный магнитный и полный механический моменты стержня, Эйнштейн и де Гааз обнаружили, что их отношение равно

$$\frac{p_m}{L_{\text{мех}}} = \frac{e}{2m}, \quad (48.13)$$

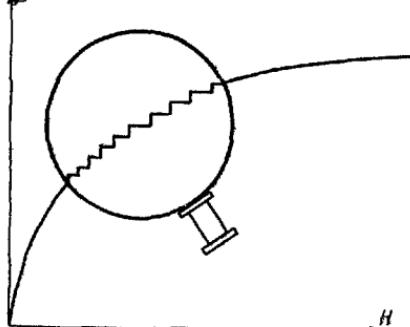


Рис. 3.90

как и ожидалось. Однако этот результат оказался ошибочным. Указанное отношение в действительности равно e/mc . Теоретически это удалось объяснить лишь после открытия спина электрона (см. § 46).

К тому же выводу пришли в 1917 г. А. Ф. Иоффе и П. Л. Капица. В их опытах намагниченный железный стержень быстро нагревался. Для каждого ферромагнетика существует своя определенная температура, при которой области спонтанного намагничения разрушаются и ферромагнетик превращается в обычное парамагнитное тело. Эта температура носит название точки Кюри и для железа равна примерно 753°C . По достижении точки Кюри стержень размагничивался, магнитные и механические моменты отдельных элементарных магнетиков поворачивались хаотически во все стороны, и по закону сохранения момента количества движения весь стержень приходил во вращение.

При анализе направления вращения стержня в опытах Эйнштейна и де Гааза, Иоффе и Капицы следует учитывать, что вследствие отрицательного заряда электрона векторы его магнитного и механического моментов направлены в противоположные стороны (см. рис. 3.78).

В течение многих лет оставался невыясненным вопрос о природе сил, удерживающих параллельно друг другу спины электронов внутри каждой области спонтанного намагничения (домена). В 1928 г. Гейзенберг и Я. И. Френкель показали, что эти силы носят квантовый характер и обусловлены волновыми свойствами электронов. В те же годы Н. С. Акуловым были заложены основы современной теории технической кривой намагничения и установлена тесная связь вида этой кривой с анизотропией магнитных свойств ферромагнитных кристаллов, а также с изменением их размеров при намагничении (так называемая магнитострикция).

Как мы видели выше, в ферромагнетиках вследствие гистерезиса при уменьшении внешнего магнитного поля H до нуля намагничение тела полностью не исчезает. Обозначим вектор намагничения в таком постоянном магните через J_0 . Возникает вопрос, как расчитывать векторы B и H , т. е. поле постоянного магнита, в отсутствие внешних макроскопических токов. Решим эту задачу на двух простых примерах.

Пример 1. Рассмотрим однородно намагниченный тороид, диаметр которого $D = l/\pi$ во много раз больше толщины δ . Линии вектора намагничения J_0 представляют собой окружности, проходящие в тороиде. Как мы видели (см. (47.12)), полное магнитное поле B , создаваемое всеми молекулярными токами, может быть рассчитано как поле эквивалентного тока, обтекающего поверхность тороида, и величина этого тока на единицу длины равна

$$\frac{I_m}{l} = \frac{J_0}{k'} = I_{\text{ед.}} \quad (48.14)$$

Как указывалось в § 33, к тонкому тороиду применима формула (33.15) для соленоида:

$$B = \mu_0 H_{\text{сол}} = \mu_0 k \cdot 4\pi \frac{I}{l} = \mu_0 k \cdot 4\pi I_{\text{ед}} = \mu_0 \frac{k}{k'} 4\pi J_0. \quad (48.15)$$

Подставляя это значение B в (47.13), мы найдем величину H :

$$H = \frac{B}{\mu_0} - \frac{k}{k'} \cdot 4\pi J_0 = \frac{k}{k'} \cdot 4\pi J_0 - \frac{k}{k'} \cdot 4\pi J_0 = 0. \quad (48.16)$$

Поскольку снаружи тороида J_0 , B и H равны нулю тождественно, то, таким образом, для намагниченного тороида повсюду

$$H = 0. \quad (48.17)$$

Если обмотать тороид проволокой и пропускать по ее виткам микроскопический ток I , то вектор H уже не будет равен нулю и определится величиной макроскопического внешнего тока I по формуле (33.15). То обстоятельство, что при этом изменится величина вектора намагничения J , не изменит величины H , поскольку, как мы только что доказали, однородно намагниченный тороид создает не поле H , а только B .

Значит, в случае однородно намагниченного тороида вектор H определяется только внешними токами I и не зависит от J . Как мы увидим в следующем примере, такая простая связь между H и I сохраняется только для тороида или бесконечно длинного прямого соленоида. Именно поэтому А. Г. Столетов после тщательного теоретического анализа выбрал для нахождения истинной зависимости J от H , в отличие от своих предшественников, схему опыта, описанную в начале этого параграфа.

Пример 2. Рассмотрим изображенный на рис. 3.91 круглый стержень длины l и площадью поперечного сечения $S = \pi R^2$ с однородным намагничением $J_0 = \text{const}$, направленным вдоль оси стержня. Для нахождения полного макроскопического поля B поступим так же, как и в предыдущем примере, и заменим намагничение J_0 эквивалентным током на единицу длины стержня $J_0/k' = I_{\text{ед}}$. Поскольку в этом случае нельзя применить формулу (33.15), справедливую лишь для бесконечно длинного соленоида, то разобьем поверхности токи на ряд бесконечно тонких колец толщиной dy каждое, находящихся на расстоянии y от центральной плоскости. Ток, обтекающий кольцо, будет равен

$$dI = \frac{J_0}{k'} dy = I_{\text{ед}}. \quad (48.18)$$

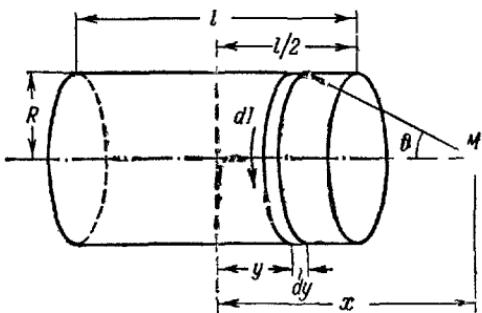


Рис. 3.91.

Ограничимся определением полного поля лишь для точек, расположенных на оси. В точке M , находящейся на расстоянии x от центра соленоида

и на расстоянии $x - y$ от выделенного кольца с током dI , полное поле, создаваемое этим кольцом, согласно (30.15) равно

$$dB = \mu_0 k \frac{2\pi R^2 dI}{[R^2 + (x-y)^2]^{3/2}} = \mu_0 k \frac{2\pi I_{\text{ед}} R^2}{[R^2 + (x-y)^2]^{3/2}} dy. \quad (48.19)$$

Обозначим через ϑ угол между осью стержня и прямой, направленной из точки наблюдения M к кольцу с током dI . Тогда из рис. 3.93 видно, что

$$\cos \vartheta = \frac{x-y}{\sqrt{R^2 + (x-y)^2}}. \quad (48.20)$$

При переходе к следующему кольцу, т. е. при перемещении на dy (при $x = \text{const}$ и $R = \text{const}$), $\cos \vartheta$ изменяется на

$$d(\cos \vartheta) = -\frac{R^2 dy}{[R^2 + (x-y)^2]^{3/2}}. \quad (48.21)$$

Знак минус в (48.21) связан с тем, что при перемещении вправо ($dy > 0$) угол ϑ растет, а его косинус соответственно убывает ($d(\cos \vartheta) < 0$). Сопоставляя (48.19) с (48.21), получим

$$dB = -\mu_0 k \cdot 2\pi I_{\text{ед}} d(\cos \vartheta). \quad (48.22)$$

Для нахождения $B_{\text{оси}}$ для намагниченного стержня выражение (48.22) надо проинтегрировать в пределах от $\vartheta = \vartheta_1$, соответствующего прямой, направленной на левый край стержня ($\cos \vartheta_1 = \frac{x + (l/2)}{\sqrt{R^2 + [x + l/2]^2}}$), до $\vartheta = \vartheta_2$, соответствующего углу прямой, направленной на правый край стержня ($\cos \vartheta_2 = \frac{x - (l/2)}{\sqrt{R^2 + [x - l/2]^2}}$). Тогда получим

$$B_{\text{оси}} = \mu_0 k \cdot 4\pi I_{\text{ед}} \frac{\cos \vartheta_1 - \cos \vartheta_2}{2}. \quad (48.23)$$

Для бесконечно длинного соленоида $\vartheta_1 = 0$, $\cos \vartheta_1 = 1$, а $\vartheta_2 = \pi$, $\cos \vartheta_2 = -1$ и $B = \mu_0 k \cdot 4\pi I_{\text{ед}}$, как в предыдущем примере. Для конечного соленоида B достигает максимума в центре соленоида при $x = 0$ и равно

$$B_{\text{макс}} = \mu_0 k \cdot 4\pi I_{\text{ед}} \frac{l/2}{\sqrt{R^2 + (l/2)^2}} < \mu_0 k \cdot 4\pi I_{\text{ед}}. \quad (48.24)$$

Подставляя полученные значения B в (48.13), найдем значения H на оси:

$$H_{\text{вне стержня}} = \frac{B}{\mu_0} = k \cdot 4\pi I_{\text{ед}} \frac{\cos \vartheta_1 - \cos \vartheta_2}{2} > 0 \quad (48.25a)$$

и

$$H_{\text{внутри стержня}} = \frac{B}{\mu_0} - k \cdot 4\pi I_{\text{ед}} = k \cdot 4\pi I_{\text{ед}} \left\{ \frac{\cos \vartheta_1 - \cos \vartheta_2}{2} - 1 \right\} < 0. \quad (48.25b)$$

Для конечного намагниченного стержня (как это следует из (48.25)) вспомогательный вектор H отличен от нуля как снаружи, так и внутри стержня, даже в отсутствие внешних макроскопических токов. Вне стержня H направлен, так же как и B , в положительную сторону оси (см. (48.25, a)), учитывая, что $\vartheta_1 < \vartheta_2$, а $\cos \vartheta_1 > \cos \vartheta_2$). В противоположность этому внутри стержня H направлен против B (см. (48.25b)).

На рис. 3.92, *a* показаны линии вектора B . Как всегда, эти линии не имеют источников и замкнуты на себя. На рис. 3.92, *b* показаны линии вектора H . Этот вектор при переходе через границы стержня меняет свое направление на обратное, как будто

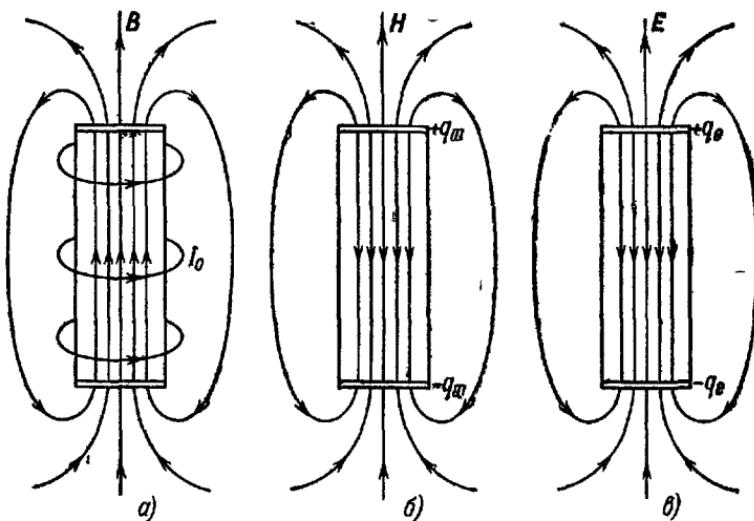


Рис. 3.92.

на этих границах расположены «источники» вектора H , на верхней—положительные, а на нижней—отрицательные («стоки»). По аналогии с электростатикой (рис. 3.92, *c*) можно сказать, что на границах стержня расположены фиктивные «магнитные заряды» $\pm q_m$, являющиеся концами микроскопических магнитных диполей, заполняющих стержень.

На этом же примере можно убедиться, что связь между фиктивными магнитными зарядами q_m и вектором H определяется законом, аналогичным закону Кулона:

$$H = k \frac{q_m}{r^2} \frac{r}{r}. \quad (48\ 26)$$

Действительно, представим себе круглую пластинку радиуса R , равномерно покрытую зарядами с плотностью $\sigma_m = \frac{q_m}{S} = \frac{q_m}{\pi R^2}$. Будем искать напряженность поля, создаваемую этой пластинкой на оси на некотором расстоянии x от ее плоскости (см. рис. 3.93). Разобьем эту пластинку мысленно на концентрические кольца переменного радиуса Q и ширины dQ . Площадь такого кольца будет $2\pi Q dQ$ и заряд $dq_m = \sigma_m \cdot 2\pi Q dQ$. В точке M составляющие напряженности поля, перпендикулярные к оси, от противо-

положных участков этого кольца взаимно скомпенсируются, и суммарная составляющая вдоль оси будет равна

$$dH_{\text{оси}} = k \frac{dq_m}{r^2} \cos \alpha = k \frac{\sigma_m 2\pi r d\rho}{r^2} \frac{x}{r} = k \frac{\pi \sigma_m x d(\rho^2)}{(x^2 + \rho^2)^{3/2}}. \quad (48.27)$$

Интегрируя поля, создаваемые отдельными кольцами, найдем поле всей пластиинки:

$$H_{\text{оси}} = \int_{\rho=0}^{\rho=R} dH_{\text{оси}} = k \cdot 2\pi \sigma_m \left[1 - \frac{x}{\sqrt{x^2 + R^2}} \right] = k \cdot 2\pi \sigma_m (1 - \cos \vartheta). \quad (48.28)$$

Намагниченный стержень, рассматривавшийся нами выше для расчета $H_{\text{оси}}$, можно заменить двумя пластинками с поверхностной плотностью фиктивных магнитных зарядов $\pm \sigma_m$ (см. рис. 392, б). Тогда согласно (48.28) напряженность поля H в некоторой точке на оси внутри стержня будет равна

$$H_{\text{оси, внутри стержня}} = -k \cdot 2\pi \sigma_m (1 - \cos \vartheta_1) + \\ + k \cdot 2\pi \sigma_m (1 - \cos \vartheta_2) = k \cdot 4\pi \sigma_m \left[\frac{\cos \vartheta_1 - \cos \vartheta_2 - 1}{2} \right]. \quad (48.29)$$

Сопоставляя (48.29) с (48.25б), мы видим, что магнитное поле H намагниченного стержня может быть представлено как поле, создаваемое фиктивными магнитными зарядами (полюсами), расположенными на противоположных границах стержня с поверхностной плотностью

$$\sigma_m = \pm I_{\text{ед}} = \pm J_0/k' \quad (48.30)$$

и полным магнитным зарядом («магнитной массой»)

$$q_m = \sigma_m S = I_{\text{ед}} S = \frac{J_0 S l}{k' l} = \frac{P_m V}{k' l}. \quad (48.31)$$

Из (48.31) следует, что полный магнитный момент всего стержня $P_m V = J_0 S l$ действительно равен произведению величины противоположных магнитных зарядов $\pm q_m$ на расстоянии между ними l .

Исторически сложилось так, что постоянные магниты были известны и их магнитные поля были изучены задолго до того, как было открыто магнитное поле тока и вскрыт механизм магнитных явлений. Поэтому долгое время вектор H рассматривался как основной и вся магнитостатика строилась аналогично электростатике. Используя длинные тонкие намагниченные стержни с удаленными противоположными полюсами, Кулон экспериментально определил, что их взаимодействие определяется законом

$$F = k \frac{q_m q_m'}{r^2} \frac{l}{r}, \quad (48.32)$$

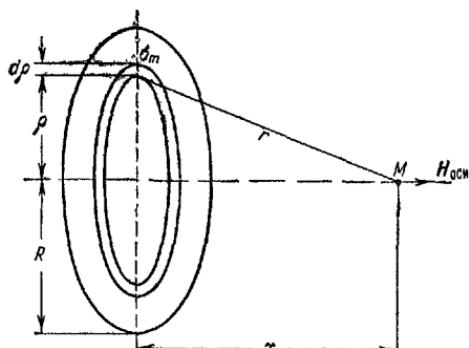


Рис. 3.93.

аналогичным закону Кулона для электрических зарядов. Отсюда, далее, был определен вектор напряженности магнитного поля

$$\mathbf{H} = \frac{\mathbf{F}}{q' m} \quad (48.33)$$

как сила, действующая на единичный магнитный полюс.

Лишь после открытия Эрстеда начало выясняться, что эта аналогия с электростатикой является чисто внешней. Если такая аналогия до некоторой степени и допустима, то аналогом вектора \mathbf{E} в магнетизме является вектор \mathbf{B} , а не \mathbf{H} . Реальное электрическое поле, действующее на электрические заряды, есть поле \mathbf{E} , а не введенное для удобства расчетов поле \mathbf{D} . Точно так же поле \mathbf{B} является реальным полем, действующим на токи, а поле \mathbf{H} вводится для удобства расчетов.

Возвращаясь к рис. 3.92, в, на котором приведено для сравнения поле цилиндрического диэлектрика с зарядами $\pm q$ на основаниях, мы можем констатировать, что в этом случае:

- 1) вне вещества поля \mathbf{B} ($=\mathbf{H}$) и \mathbf{E} ($=\mathbf{D}$) по своей структуре тождественны;
- 2) внутри вещества реальные поля \mathbf{B} и \mathbf{E} совершенно различны, в частности направлены в противоположные стороны;
- 3) структура реального поля \mathbf{E} совпадает со структурой вспомогательного поля \mathbf{H} .

Подчеркнем, что реальные поля, действующие на заряды и токи, есть поля \mathbf{E} и \mathbf{B} , а поля \mathbf{D} и \mathbf{H} являются вспомогательными, вводимыми для удобства расчетов. Следует помнить, что вспомогательное поле \mathbf{D} называется индукцией электрического поля и также индукцией магнитного поля \mathbf{B} называется реальное магнитное поле.

В то же время вспомогательное поле \mathbf{H} носит название напряженность магнитного поля, как и напряженность реального электрического поля \mathbf{E} .

Эта досадная неувязка терминологии возникла исторически и связана со способом введения проницаемостей ϵ_a и μ_a : $\mathbf{D}=\epsilon_a \mathbf{E}$ и $\mathbf{B}=\mu_a \mathbf{H}$ (а следовало бы $\mathbf{D}=\epsilon_a \mathbf{E}$ и $\mathbf{H}=\mu_a \mathbf{B}$).