

## 10.9. Поле постоянного магнита

Даже в лаборатории редко можно наблюдать однородно поляризованные шары и стержни, о которых мы писали в гл. 9. Замороженная электрическая поляризация встречается в некоторых веществах, но ее обычно трудно обнаружить из-за скопления свободных зарядов. Чтобы получить рис. 10.3, *a*, показывающий, как выглядело бы поле поляризованного стержня, необходимо было взять два заряженных диска. С другой стороны, вещества с постоянной магнитной поляризацией, т. е. с постоянной намагниченностью, легко доступны. Из некоторых сплавов и соединений ферромагнитных веществ можно сделать постоянные магниты. Вопрос о том, почему это возможно, отложим до раздела 10.11, где будет кратко изложена физика ферромагнетизма. В этом разделе, считая существование постоянных магнитов доказанным, мы изучим магнитное поле  $\mathbf{B}$  однородно намагниченного цилиндрического стержня и сравним его с электрическим полем  $\mathbf{E}$  однородно поляризованного стержня такой же формы.

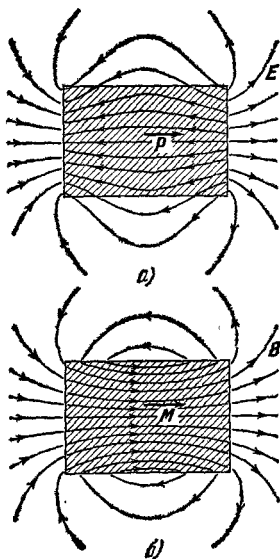


Рис. 10.22. а) Электрическое поле  $\mathbf{E}$  вне и внутри однородно поляризованного цилиндра. б) Магнитное поле  $\mathbf{B}$  вне и внутри однородно намагниченного цилиндра. В каждом случае показанное внутреннее поле является макроскопическим, т. е. средним в данной точке от атомного, или микроскопического поля.

На рис. 10.22 изображены поперечные сечения каждого из этих цилиндров. Поляризация в обоих случаях параллельна оси и однородна. Это означает, что поляризация  $\mathbf{P}$  и намагниченность  $\mathbf{M}$  имеют одинаковые величину и направление всюду внутри соответствующих цилиндров. В случае магнита это значит, что каждый кубический миллиметр постоянного магнита содержит одно и то же количество одинаково ориентированных электронных спинов. (Современные материалы для постоянных магнитов позволяют добиться очень хорошего приближения к такой намагниченности.)

Под полем внутри цилиндра мы понимаем, конечно, макроскопическое поле, определенное как среднее по объему от микроскопического поля. В этом смысле мы и показываем на рис. 10.22 силовые линии поля как внутри, так и вне стержней. Мы, разумеется, не предполагаем, что эти стержни расположены близко к друг другу; рисунки расположены рядом для сравнения. Каждый стержень изолирован в пространстве, свободном от других полей. (Какой из стержней, по вашему мнению, сильнее искажал бы поле другого, если бы они были расположены близко друг к другу?)

Поля **E** и **B** вне стержней кажутся одинаковыми. Действительно, силовые линии поля расположены совершенно одинаково. Это не должно удивлять вас, если вспомнить, что электрический и магнитный диполи имеют одинаковые «дальние поля». Каждый малый элемент магнита является магнитным диполем, каждый малый элемент поляризованного стержня (иногда называемый «электретом») представляет собой электрический диполь, внешнее поле является суперпозицией дальних полей этих элементов.

Поле **B** внутри и снаружи одинаково с полем цилиндрического слоя с током. Действительно, если бы мы очень равномерно намотали на картонный цилиндр однослойный соленоид из тонкой проволоки, то, присоединив к нему батарею, мы воспроизвели бы внутреннее и внешнее поле **B** постоянного магнита. (В конце концов, катушка нагрелась бы и батарея бы разрядилась; спины электронов обеспечивают свободный ток без трения!) Электрическое поле **E** как внутри, так и снаружи поляризованного стержня идентично полю от двух заряженных дисков, расположенных на торцах цилиндра. Обратите внимание на то, что внутренние поля **E** и **B** существенно отличаются: поле **B** направлено вправо, непрерывно на торцах цилиндра и резко меняет направление на его боковой поверхности. Вектор **E** направлен влево, проходит через поверхность цилиндра, как будто ее вообще нет, но скачкообразно изменяется (терпит разрыв) на торцах цилиндра. Эти различия объясняются существенной разницей между «внутренностью» физического электрического диполя и «внутренностью» физического магнитного диполя, изображенных на рис. 10.8. Мы называем их **физическими**, потому что их создает природа.

Если бы нас интересовало только внешнее поле, мы могли бы выбрать любую схему для описания поля нашего магнита. Мы могли бы сказать, что магнитное поле постоянного магнита создается слоем положительного магнитного заряда — поверхностной плотностью «северных» магнитных полюсов — на правом конце магнита и слоем отрицательного магнитного заряда — «южными» полюсами — на другом конце. Мы могли бы принять скалярную потенциальную функцию  $\varphi_{\text{маг}}$  такую, чтобы  $\mathbf{B} = -\text{grad}\varphi_{\text{маг}}$ . Потенциальная функция относилась бы к фиктивной плотности магнитного полюса, как электрический потенциал относится к плотности заряда. Простота скалярного потенциала по сравнению с векторным потенциалом весьма привлекательна.

Кроме того, магнитный скалярный потенциал можно связать с токами, являющимися действительным источником поля **B**, что позволяет пользоваться им, не применяя понятия о фиктивных полюсах. Вам может понадобиться такой прием, если когда-нибудь придется конструировать магниты или вычислять магнитные поля.

Однако если мы хотим выяснить, что представляет собой поле внутри магнитного вещества, то следует отказаться от фиктивного понятия магнитного полюса. Макроскопическое магнитное поле внутри постоянного магнита, действительно, похоже на поле,

изображенное на рис. 10.22, б, а не на поле рис. 10.22, а. Это было доказано экспериментально отклонением быстрых заряженных частиц в намагниченном железе, а также действием внутреннего магнитного поля на медленные нейтроны, которые гораздо легче, чем заряженные частицы, проникают в глубь вещества.

На рис. 10.23, а изображен постоянный магнит в форме небольшого диска, намагниченность которого параллельна оси симметрии. Вероятно, вам больше знакомы постоянные магниты в форме длинных стержней. Однако из некоторых новых материалов можно сделать весьма сильные магнитные диски. Размеры этого диска равны размерам электрически поляризованного диска на рис. 9.21. Намагниченность  $M$  равна 150 ед. СГС. Магнитный момент электрона равен  $0,93 \cdot 10^{-20}$  эрг/гс, таким образом, это значение  $M$  соответствует  $1,6 \cdot 10^{22}$  ориентированных электронных спинов, приходящихся на кубический сантиметр. Диск эквивалентен ленте с током, текущим вокруг ее ободка с поверхностной плотностью  $\mathcal{J} = cM$ . При ширине ободка 0,3 см ток  $I$  составляет  $0,3 \text{ см} = 0,3 \cdot 10^{10} \cdot 150$ , или  $1,35 \times 10^{12}$  ед. СГСЭ/сек. В практических единицах эта величина равна 450 а — значительно более сильный ток, чем можно получить при закорачивании аккумуляторов батареи автомобиля! Поле  $B$  в любой точке пространства, включая точки внутри диска, представляет

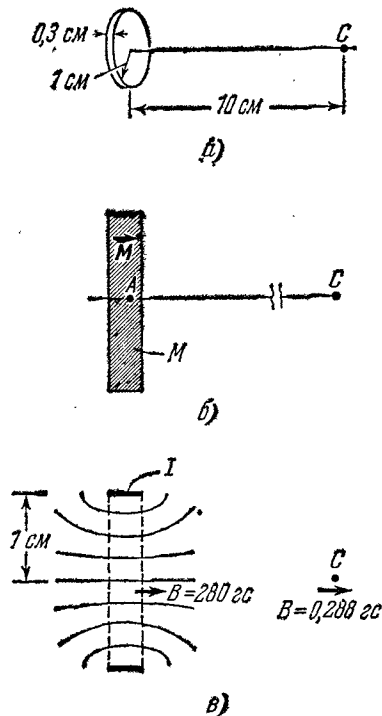


Рис. 10.23. а) Диск, равномерно намагниченный параллельно его оси. б) Поперечное сечение диска.  $M = 150$  ед. СГС ( $1,6 \cdot 10^{22}$  спинов электронов/см<sup>3</sup>). в) Эквивалентный ток представляет собой ток в  $1,35 \cdot 10^{12}$  ед. СГСЭ/сек, или 450 а, который течет по ободку диска. Магнитное поле  $B$  совпадает с магнитным полем очень короткого соленоида или приблизительно с полем простого кольца с током радиусом 1 см.

собой просто поле этой ленты с током. Например, около центра диска поле  $B$  приблизительно равно

$$B = \frac{2\pi I}{rc} = \frac{2\pi (0,3cM)}{rc} = \frac{2\pi (0,3 \cdot 150)}{1,0} = 280 \text{ гс}. \quad (47)$$

Приближенно ленту с током шириной 0,3 см можно рассматривать как простое кольцо тока. (В соответствующем приближении в электростатике мы считали, что размеры заряженных слоев велики по сравнению с расстоянием между слоями.) Что касается поля в удаленной точке, то для кольцевого тока его легко вычислить. Для

приближенного вычисления мы можем поступить так же, как делали в случае электрического поля. Это значит, что нужно определить полный магнитный момент объекта и найти далекое поле одиночного диполя.

## 10.10. Свободные токи и поле $\mathbf{H}$

Часто бывает полезно различать связанные и свободные токи. Связанные токи проявляют себя в молекулярных или атомных магнитных моментах, включая внутренний магнитный момент, присущий частицам со спином. Они соответствуют петлям с молекулярными токами, угаданными Ампером, и являются источником изучаемой нами намагниченности. Свободные токи — это обычные токи проводимости, текущие по макроскопическим путям. Такие токи можно включить и выключить, и их сила измеряется при помощи амперметра.

Плотность тока  $\mathbf{J}$  в уравнении (42) является средним макроскопическим связанных токов, поэтому в дальнейшем мы будем ее называть  $\mathbf{J}_{\text{связ}}$ :

$$\mathbf{J}_{\text{связ}} = c \operatorname{rot} \mathbf{M}. \quad (48)$$

На поверхности, где намагниченность  $\mathbf{M}$  претерпевает разрыв, например на боковой поверхности намагниченного блока (см. рис. 10.17), поверхностная плотность тока  $\mathcal{J}$  также представляет собой связанный ток.

Мы нашли, что поле  $\mathbf{B}$  вне вещества и усредненное по объему поле внутри вещества связаны с плотностью  $\mathbf{J}_{\text{связ}}$  так же, как и с любой плотностью тока. Иными словами,  $\operatorname{rot} \mathbf{B} = (4\pi/c)\mathbf{J}_{\text{связ}}$ . Но это было в отсутствие свободных токов. Если мы введем эти токи, то поле, создаваемое ими, просто наложится на поле, созданное намагниченным веществом, и мы получим

$$\operatorname{rot} \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} (\mathbf{J}_{\text{связ}} + \mathbf{J}_{\text{своб}}) = \frac{4\pi}{c} \mathbf{J}_{\text{полн}}. \quad (49)$$

Выразим  $\mathbf{J}_{\text{связ}}$  через  $\mathbf{M}$  из уравнения (48). Тогда (49) принимает следующий вид:

$$\operatorname{rot} \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} (c \operatorname{rot} \mathbf{M}) + \frac{4\pi}{c} \mathbf{J}_{\text{своб}} \quad (50)$$

и после преобразования

$$\operatorname{rot} (\mathbf{B} - 4\pi\mathbf{M}) = \frac{4\pi}{c} \mathbf{J}_{\text{своб}}. \quad (51)$$

Если определить векторную функцию  $\mathbf{H}(x, y, z)$  в любой точке пространства соотношением

$$\mathbf{H} = \mathbf{B} - 4\pi\mathbf{M}, \quad (52)$$