

## 10.11. Ферромагнетизм

Ферромагнетизм в течение долгого времени удивляет человека и служит ему.

Магнитный железняк (магнетит) был известен в древности, и влияние на историю железа в форме стрелок компаса было, вероятно, вторым по значению, после железа в форме мечей. В течение примерно столетия наша электрическая технология сильно зависит от того обстоятельства, что один из наиболее часто встречающихся металлов обладает этим специфическим свойством.

Тем не менее только в последние годы было достигнуто нечто вроде понимания фундаментальных законов ферромагнетизма.

Мы познакомились с некоторыми свойствами ферромагнитов. В очень сильном магнитном поле сила, действующая на ферромагнитное вещество, направлена таким образом, что втягивает его в это поле, как и парамагнитные вещества. Однако вместо пропорциональности произведению поля  $\mathbf{B}$  на его градиент сила пропорциональна только самому градиенту. Как мы отмечали в конце раздела 10.4, отсюда следует, что при достаточно сильном поле магнитный момент, приобретенный ферромагнитом, достигает некоторой предельной величины. При этом направление вектора магнитного момента должно определяться полем, так как в противном случае сила не будет всегда действовать в направлении увеличивающейся интенсивности поля.

В «постоянных» магнитах мы наблюдаем магнитный момент даже в отсутствие внешнего поля, причем он сохраняет свою величину и направление и при наложении внешних полей, если они не слишком сильные. Поле самого постоянного магнита, конечно, существует всегда, и удивительно, что оно не обеспечивает ориентации своих собственных источников. Действительно, вернувшись к рис. 10.22, б или 10.25 (допустим, что на них изображен реальный магнит), вы заметите, что вектор  $\mathbf{M}$  вообще не параллелен ни  $\mathbf{B}$ , ни  $\mathbf{H}$ . Это наводит на мысль, что направление магнитных диполей обеспечивается не чисто магнитными силами, а чем-то другим.

Намагниченность, наблюдаемая в ферромагнитных материалах, гораздо больше, чем в парамагнитных. Постоянные магниты обычно имеют поля порядка нескольких тысяч гаусс. Более характерной величиной является предельное значение намагниченности, т. е. магнитный момент, приходящийся на единицу объема, приобретаемый веществом в очень сильном поле. Эта величина называется намагниченностью насыщения. Мы можем вывести намагниченность насыщения железа из табличных данных (раздел 10.1). В поле с градиентом в  $1700 \text{ гс/см}$  сила, действующая на  $1 \text{ г}$  железа, равна  $4 \cdot 10^4 \text{ дин}$ . Из уравнения (18), которое связывает силу, действующую на диполь, с градиентом, мы находим

$$m = \frac{F}{(dB/dz)} = \frac{4 \cdot 10^4 \text{ дин}}{1700 \text{ гс/см}} = 235 \text{ эрг/гс (для 1 г)}. \quad (56)$$

Для получения момента, приходящегося на кубический сантиметр, следует помножить  $m$  на плотность железа,  $7,8 \text{ г/см}^3$ . Намагниченность  $M$  равна тогда

$$M = 235 \cdot 7,8 = 1830 \text{ эрг/гс} \cdot \text{см}^3. \quad (57)$$

Мы должны сравнивать со значением поля в гауссах величину  $4\pi M$ , а не  $M$ .

Теперь, если у нас имеется длинный железный стержень, обладающий такой же намагниченностью, как постоянный магнит, то поле  $H$  внутри стержня будет совсем слабым (представьте себе, что цилиндр на рис. 10.22, б растянут вдоль оси), так что поле  $B$  в железе будет приблизительно равно  $4\pi M$ , или около  $23\ 000 \text{ гс}$ .

Интересно узнать, какому количеству спиновых электронных моментов соответствует эта намагниченность. Разделив  $M$  на момент электрона, равный, согласно рис. 10.14,  $0,93 \cdot 10^{-20} \text{ эрг/гс}$ , мы получим около  $2 \cdot 10^{23}$  спиновых моментов на кубический сантиметр.  $1 \text{ см}^3$  железа содержит около  $10^{23}$  атомов. Предельная намагниченность, по-видимому, соответствует примерно двум ориентированным спинам на атом. Поскольку большинство электронов в атоме спарено и не оказывает вообще никакого магнитного действия, то мы имеем дело, по существу, с полной ориентацией тех электронных спинов в структуре атома, которые обладают возможностью свободно располагаться в одном и том же направлении.

Один из очень интересных фактов, касающихся ферромагнитов, состоит в следующем: данное ферромагнитное вещество, например чистое железо, совершенно внезапно теряет свои ферромагнитные свойства при нагревании до определенной температуры. При температуре выше  $770^\circ \text{C}$  чистое железо ведет себя как парамагнитное вещество. При охлаждении же до температуры ниже  $770^\circ \text{C}$  его ферромагнитные свойства немедленно восстанавливаются. Переходная температура, называемая точкой Кюри (в честь Пьера Кюри, одним из первых исследовавших это явление), различна для разных веществ. Для чистого никеля она равна  $358^\circ \text{C}$ .

Что представляет собой «ферромагнитное свойство», которое так резко отличает железо при температуре ниже  $770^\circ \text{C}$  от железа при температуре выше  $770^\circ \text{C}$  и от меди при любой температуре? Это свойство заключается в *спонтанной ориентации* атомных магнитных моментов в одном направлении, которая сводится к выстраиванию осей спинов определенных электронов в каждом атоме железа. Понятие *спонтанная* подразумевает, что здесь не требуется наложения внешнего магнитного поля. В достаточно большом объеме железа, который содержит миллионы атомов, спины и магнитные моменты почти всех атомов направлены одинаково. Например, в железе при комнатной температуре, т. е. значительно ниже точки Кюри, выстраивание почти совершенно.

Если можно было бы заглянуть внутрь кристалла металлического железа и увидеть векторы элементарных магнитных моментов со стрелками, то картина была бы подобна рис. 10.26.

Неудивительно, что высокая температура разрушает этот прекрасный порядок. Можно сказать, что тепловая энергия является врагом порядка. Кристалл с упорядоченным расположением атомов, при строго определенной температуре, соответствующей точке плавления, становится жидкостью, для которой характерно менее упорядоченное расположение атомов. Точка плавления, подобно точке Кюри, различна для разных веществ. Аналогия идет еще дальше, но этот вопрос лучше оставить до изучения теплоты и статистической физики, которым вы будете заниматься в последней части курса. Сосредоточим пока наше внимание на упорядоченном состоянии. Здесь уместно задать два или три вопроса.

**В о п р о с 1.** Что заставляет спины ориентироваться и что удерживает их в таком состоянии?

**В о п р о с 2.** Каким образом спины, при отсутствии внешнего поля, могут выбирать определенное направление ориентации? Почему все диполи на рис. 10.26 направлены вверх, а не вниз, вправо или влево?

**В о п р о с 3.** Если все атомные диполи ориентированы одинаково, почему любой кусок железа при комнатной температуре не является сильным магнитом?

Ответы на эти вопросы помогут понять, хотя бы качественно, свойства ферромагнитных материалов при наложении не очень сильного и не очень слабого внешнего поля. Эти свойства объясняют многие явления, которых мы до сего времени еще не касались.

**О т в е т 1.** По причине, связанной с квантовой механикой, спином соседних атомов железа более выгодно, с энергетической точки зрения, располагаться параллельно друг другу. Это не вызвано взаимодействием магнитных моментов, которое весьма слабо. Здесь играет роль взаимодействие значительно более сильное, которое благоприятствует параллельной ориентации, например, такой  $\rightarrow\rightarrow$  или такой  $\uparrow\uparrow$  (дипольные взаимодействия не могут этого сделать; см. задачу 9.26). Теперь представим себе, что спин атома А (рис. 10.27) «хочет» быть направленным параллельно спину соседних с ним атомов В, С, D и Е и каждый из них «предпочитает», чтобы направление его спина совпадало с направлениями спинов его соседей, включая атом А. Тогда легко понять, что как только образуется большинство, возникает сильная тенденция «сделать это единогласно», распространяющаяся на многие атомы.

**О т в е т 2.** Если начальное состояние является беспорядочным, например, если железо охлаждено ниже точки Кюри в отсутствие внешнего поля, то выбор одного из возможных направлений в кристалле является делом случая. Чистое железо построено из объемноцентрированных кубических кристаллов. Каждый атом

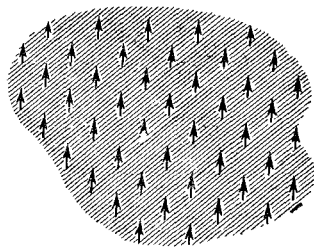


Рис. 10.26. Ориентация направлений спинов в малой области в кристалле железа. Каждая стрелка представляет собой магнитный момент одного атома железа.

имеет восемь ближайших соседей. Сама симметрия окружения оказывает влияние на физическое состояние атома, включая связи между спинами. В железе осями наиболее легкой намагниченности являются оси куба. Это значит, что спины стремятся расположиться в одном и том же направлении, но при этом предпочитают одно из шести,  $\pm \hat{x}$ ,  $\pm \hat{y}$ ,  $\pm \hat{z}$  (рис. 10.28). Из этого предпочтения следует, что ориентированным спинам нелегко изменить данное направление на

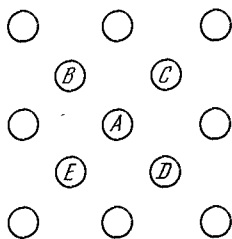


Рис. 10.27. Атом А и его ближайшие соседи в кристаллической решетке. (В действительности решетка является трехмерной.)

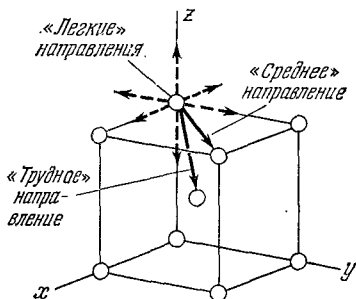


Рис. 10.28. Энергетически выгодное направление намагниченности в железе совпадает с кубической осью кристалла.

одно из эквивалентных ему направлений, которые расположены под прямым углом к данному. Для этого спинам пришлось бы пройти через ряд менее предпочтительных направлений. Это как раз то препятствие, благодаря которому возможно существование постоянных магнитов.

От в е т 3. Кажущийся немагнитным кусок железа составлен в действительности из большого числа областей («доменов»),

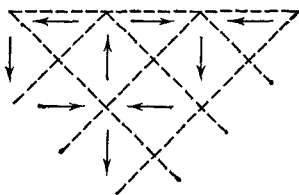


Рис. 10.29. Возможное расположение магнитных доменов в однородном кристалле железа.

в каждой из которых все спины ориентированы одинаково, но направление их ориентации отличается от направлений спинов в соседних областях. В среднем в куске «немагнитного» железа одинаково представлены все направления, поэтому макроскопического магнитного поля не получается. Даже в одиночном кристалле имеются магнитные домены. Домены являются микроскопическими образованиями, в повседневном значении этого слова. Действительно, их можно увидеть даже через микроскоп со слабым увеличением. В атомном масштабе это огромные области, и магнитный домен обычно содержит миллиарды элементарных магнитных моментов. На рис. 10.29 изображено разделение вещества на домены. Такое разделение происходит потому, что оно требует меньше энергии, чем расположение со спинами, ориентированными в одном направлении. Последнее соответствует постоянному магниту, создающему сильное поле в окружающем пространстве.

Действительно, их можно увидеть даже через микроскоп со слабым увеличением. В атомном масштабе это огромные области, и магнитный домен обычно содержит миллиарды элементарных магнитных моментов. На рис. 10.29 изображено разделение вещества на домены. Такое разделение происходит потому, что оно требует меньше энергии, чем расположение со спинами, ориентированными в одном направлении. Последнее соответствует постоянному магниту, создающему сильное поле в окружающем пространстве.

Энергия, запасенная в этом внешнем поле, больше энергии, необходимой для того, чтобы нарушить параллельную ориентацию магнитных доменов воздействием на малую часть спинов кристалла, расположенную вблизи поверхностей соприкасающихся доменов. Таким образом, доменная структура удовлетворяет условию минимума энергии.

Если намотать проволоку на железный стержень, мы поместим вещество стержня в магнитное поле, пропустив по проволоке ток. В этом поле магнитные моменты, параллельные полю, будут иметь меньшую энергию, чем моменты, антипараллельные полю или направленные как-нибудь иначе. Это дает преимущество некоторым доменам; те из них, которые обладают «благоприятно» ориентированными магнитными моментами \*), стремятся увеличиться за счет других, если это возможно. Домен «растет как клуб», т. е. увеличивая число своих членов. Это происходит на границах. Спины, принадлежащие к неблагоприятно ориентированному домену, но расположенные у границы с благоприятно ориентированным доменом, подчиняются последнему, принимая благоприятное направление. Это сдвигает доменную границу, которая представляет собой не что иное, как разделяющую поверхность между двумя ориентациями спинов. В одиночных кристаллах сдвиги границ происходят довольно слабо.

Таким образом, слабое приложенное поле может вызвать благодаря движению границы очень сильный рост доменов и, следовательно, большое общее изменение намагниченности. Зернистая структура вещества может затруднить движение доменных границ.

Если направление приложенного поля не совпадает с одним из «легких» направлений (в случае кубического кристалла, например), то переориентация неблагоприятно расположенных доменов все же не позволяет моментам расположиться точно параллельно полю. Для ориентирования моментов в одном направлении с иолем и для получения максимально возможной намагниченности необходимо значительно более сильное поле.

Рассмотрим макроскопические последствия несовпадения направления приложенного поля с одним из «благоприятных» направлений в кристалле. Нас интересует, как это отразится на магнитном поведении куска железа при различных приложенных полях. Для соответствующего эксперимента удобно воспользоваться железным тором, на который намотаны две катушки (рис. 10.30). В этом случае в железе создается практически однородное поле без краевых эффектов, осложняющих положение. Измеряя напряжение, индуцированное в одной из катушек, мы можем определить изме-

---

\*) Мы употребляем в данном случае понятие спина и магнитного момента почти в одинаковом смысле. Магнитный момент является внутренним свойством спина, и если один из них ориентирован, то, следовательно, ориентирован и другой. Для большей точности мы должны напомнить читателям, что векторы магнитного момента и углового момента количества движения в электроны направлены в противоположные стороны (см. рис. 10.14).

нение потока  $\Phi$  и, следовательно, поля  $\mathbf{B}$  внутри железа. Если просуммировать изменения поля  $\mathbf{B}$ , начиная с  $B=0$ , мы всегда будем знать, чему оно равно. Ток, протекающий в другой катушке, определяет величину  $\mathbf{H}$ , которую мы примем за независимую переменную. Если нам известны  $\mathbf{B}$  и  $\mathbf{H}$ , мы всегда можем вычислить  $\mathbf{M}$ . На графиках предпочитают изображать  $\mathbf{B}$  как функцию  $\mathbf{H}$ , а не  $\mathbf{M}$ . Типичная кривая намагничивания  $B(H)$  для железа изображена на рис. 10.31. Обратите внимание на то, что масштабы по обеим осям

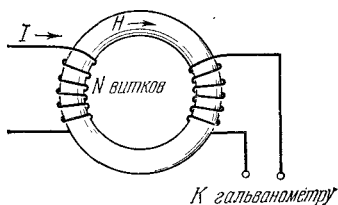


Рис. 10.30. Устройство для исследования соотношения между  $\mathbf{B}$  и  $\mathbf{M}$ , или  $\mathbf{B}$  и  $\mathbf{H}$ , в ферромагнитном веществе.

$$H = \frac{4\pi NI}{c \cdot (\text{длина окружности})}$$

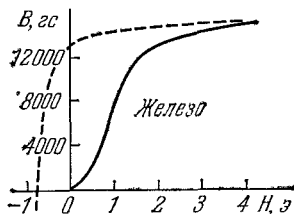


Рис. 10.31. Кривая намагничивания для довольно чистого железа. Штриховая кривая получена при уменьшении величины  $H$  от ее максимального положительного значения.

совершенно различны. Если бы в катушке не было железа, то один эрстед соответствовал бы точно одному гауссу. В действительности при поле  $H$  всего лишь в несколько эрстед  $B$  возрастает до величины в тысячи гаусс. Конечно, и  $B$ , и  $H$  в данном случае берутся в среднем по всему железному кольцу; тонкая доменная структура как таковая никогда не проявляется.

В «ненамагниченном» железе  $B=0$  и  $H=0$ ; увеличение  $H$  вызывает заметно нелинейное возрастание  $B$ , вначале медленное, затем более быстрое, затем очень медленное. В пределе постоянной оказывается намагниченность  $M$ , а не  $B$ . Однако на этой кривой, поскольку  $M=(B-H)/4\pi$  и  $H \ll B$ , разница между  $B$  и  $M$  незаметна.

Нпжня часть кривой  $B(H)$  зависит от движения доменных границ, т. е. от роста доменов, направленных «благоприятно», за счет доменов, направленных «неблагоприятно». В верхней части кривой произошло поворачивание магнитных моментов «грубой силой» в направлении, параллельном полю. Железо в данном случае представляет собой обычный поликристалл, так что только у небольшой части микрокристаллов «легкое» направление намагничивания совпадет с направлением поля.

Если мы теперь будем медленно уменьшать ток в катушке, уменьшая тем самым и  $H$ , то кривая не пойдет обратно по тому же пути. Вместо этого мы обнаружим поведение, указанное на рис. 10.31 штриховой кривой. Эта необратимость называется гистерезисом и объясняется в основном движением доменных границ, которое частично необратимо. Причины этого явления не следуют из вышесказанного, но хорошо понятны физикам, работающим в области

ферромагнетизма. Необратимость является причиной потери энергии при многих технических применениях ферромагнитных материалов, например в трансформаторах переменного тока. Но она необходима для создания постоянной намагниченности и для этой цели ее стараются увеличить. На рис. 10.32 показана соответствующая часть кривой  $B(H)$  для постоянного магнита из хорошего сплава. Заметьте, что поле  $H$  должно достигнуть величины, равной  $600 \text{ э}$  в обратном направлении, прежде чем  $B$  уменьшится до нуля. При выключении и удалении катушки остается поле  $B$ , близкое к  $13000 \text{ гс}$  и называемое *остаточным*. Поскольку поле  $H$  равно нулю, эта величина, по существу, совпадает с намагниченностью  $M$  с точностью до множителя  $4\pi$ . Сплав приобрел постоянную намагниченность; она будет существовать бесконечно долго, если сплав не подвергать действию сильных магнитных полей. Вся информация, записанная на магнитных пленках, от музыки до вычислительных программ, сохраняется благодаря этому физическому явлению. Магнитные элементы счетно-решающих приборов, магнитные запоминающие сердечники и тому подобные вещи основаны на тех же физических принципах.

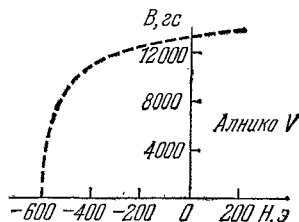


Рис. 10.32. Алико V представляет собой сплав алюминия, никеля и кобальта, применяемый для постоянных магнитов. Сравните эту часть кривой намагниченности Алико с соответствующей частью характеристики «мягкого» магнитного материала, приведенной на рис. 10.31.

## Задачи

10.1. Оцените (с точностью до множителя, равного двум-трем) величину энергии, запасенной в магнитном поле соленоида, описанного в разделе 10.1. Выразите эту энергию в джоулях. Считая, что мощность генератора постоянна и равна  $400 \text{ квт}$ , оцените время, затраченное на создание поля, считая, что полное напряжение генератора включено мгновенно. Ответ.  $U \approx 6 \cdot 10^4 \text{ Дж}$ ,  $t = 0,15 \text{ сек}$ .

10.2. *Магнитная восприимчивость воздуха.* Предполагая, что парамагнитная объемная восприимчивость данного вещества пропорциональна числу молекул в кубическом сантиметре и обратно пропорциональна абсолютной температуре, вычислите, на основании данных, приведенных в таблице раздела 10.1, объемную восприимчивость воздуха при нормальных температуре и давлении. Примерно пятая часть воздуха представляет собой кислород с молекулярным весом 32, и вы можете принять, что молекула кислорода в газе ведет себя в магнитном отношении так же, как в жидком кислороде. Ответ.  $\chi = 2,30 \cdot 10^{-8}$  (на  $\text{см}^3$ ).

10.3. *Сравнение полей от кольца с током и от бесконечно малого диполя.* В гл. 6 мы вычислили поле в точке на оси кольца с током радиусом  $b$  (см. уравнение (6.41)). Покажите, что при  $z \gg b$  величина этого поля приближается к величине поля магнитного диполя, и определите расстояние до точки на оси, в которой поле равно (с точностью до одного процента) тому полю, которое было бы создано в этой точке диполем бесконечно малого размера с таким же дипольным моментом.

10.4. *Применение формулы для поля диполя.* Соленоид, подобный описанному в разделе 10.1, расположен на фундаменте в физической лаборатории. Физик, работающий на верхнем этаже здания, выше лаборатории на  $18 \text{ м}$ , в помещении, смещенном по горизонтали на  $24 \text{ м}$ , жалуется, что поле соленоида искажает результаты его измерений. Предполагая, что соленоид работает в описанных условиях, и рассматривая его как простой магнитный диполь, вычислите поле в помещении, где работает жалующийся физик. Имеет ли он основание жаловаться?

**10.5. Земля как магнитный диполь.** На северном магнитном полюсе магнитное поле Земли направлено вертикально и равно  $0,62$  гс. Поле на поверхности Земли и выше приблизительно совпадает с полем диполя. Чему равен дипольный момент и какая сила тока (в амперах), текущего вдоль экватора, необходима для создания дипольного момента такой же величины? (Реальным источником поля Земли является, вероятно, не ток, протекающий по поверхности, а распределение тока в коре.) Ответ.  $m = 8 \cdot 10^{25}$  СГС единиц;  $I = 6 \cdot 10^8$  а.

**10.6. Магнитный момент вращающегося заряженного шара.** Шар радиусом  $R$  является носителем заряда  $Q$ , равномерно распределенного по поверхности с плотностью  $\sigma = Q/4\pi R^2$ . Этот сферический заряд вращается вокруг оси шара с угловой скоростью  $\omega$  рад/сек. Найдите его магнитный момент. (Разделите сферу на узкие полоски вращающегося заряда; определите ток, которому эквивалентна каждая полоска, и ее дипольный момент и затем проинтегрируйте по всем полоскам.) Ответ.  $QR^2\omega/3c$ .

**10.7. Исследование магнитных восприимчивостей.** Числа в таблице на стр. 349 получены не в результате действительно проведенных опытов с соленоидом, а в результате обращения к табличным значениям восприимчивости различных веществ и вычисления силы, которая действовала бы при описанных условиях. Теперь, когда вы знаете, как определяется восприимчивость и от чего зависит сила, сделайте для нескольких веществ все действия в обратном порядке — сначала вычислите восприимчивость, затем найдите ее в таблице, например, в справочнике «Handbook of Chemistry and Physics». Когда вы будете искать в справочнике значения магнитной восприимчивости, обратите внимание на единообразие магнитных свойств органических веществ и изучите таблицу для неорганических веществ, с целью обнаружить вещества с необычными парамагнитными или диамагнитными свойствами.

**10.8. Покажите, что работа, идущая на выталкивание  $1$  г парамагнитного вещества из области с величиной магнитного поля, равной  $B$ , в область с пренебрежимо малым полем, равна  $\chi B^2/2$ , где  $\chi$  — удельная восприимчивость. Затем точно вычислите, какая работа потребуется для удаления  $1$  г жидкого кислорода для условий, приведенных в таблице на стр. 349. (Это возможно, конечно, только в том случае, если  $\chi$  постоянно в пределах существующих в опыте значений поля.)**

**10.9. Магнитный момент железа в очень сильном поле.** Получите на основании данных таблицы на стр. 349 величину магнитного момента  $1$  г железа. Какому примерно количеству ориентированных электронных спинов в атоме это соответствует? (Плотность железа  $7,8$  г/см<sup>3</sup>, атомный вес 56). Ответ.  $m = 235$  эрг/гс;  $2,35$  спина/атом.

**10.10. Сила, действующая между двумя намагниченными дисками.** Вычислите полный магнитный момент  $m$  намагниченного диска, изображенного на рис. 10.23. Поле на расстоянии  $r$  см на оси диска приблизительно равно  $2m/r^3$ , если  $r$  достаточно велико и диск можно считать простым диполем. Рассмотрите теперь два таких диска:  $A$  и  $B$ . Диск  $A$  лежит на деревянном столе, причем его момент  $m$  направлен вверх. Диск  $B$  расположен над  $A$  с моментом, направленным вниз, и его боковые смещения ограничены. Определите примерно высоту, на которой  $B$  будет «парить» над  $A$ . Используйте только что описанное «приближение одиночного диполя». Оно справедливо, если вычисленная высота «парения» будет не слишком мала.

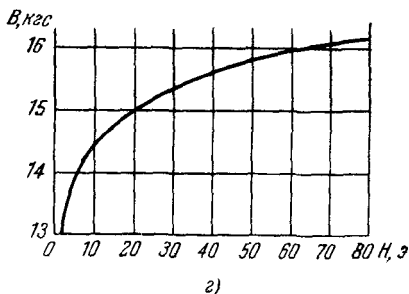
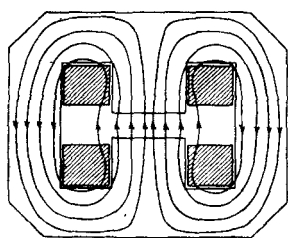
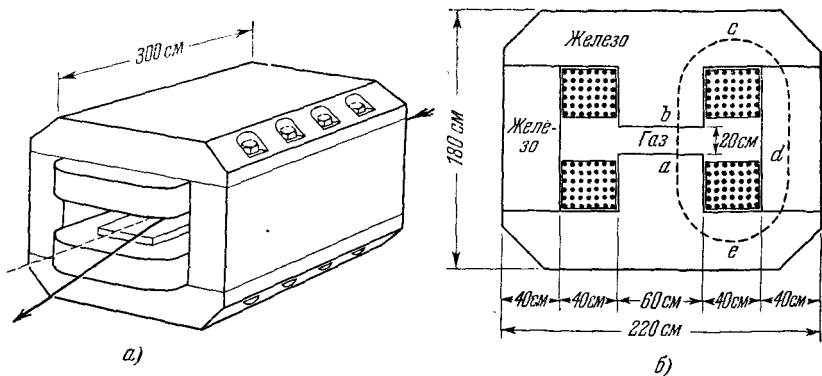
**10.11. Длинный цилиндрический стержень радиусом  $a$  обладает однородной намагниченностью  $M$ , направленной вдоль оси. Из центральной части стержня, без изменения намагниченности оставшейся части, вырезан поперечный слой толщиной  $b \ll a$ . Рассмотрите величину магнитного поля  $B$  в центре этого промежутка и в точке внутри стержня на довольно большом расстоянии от промежутка. Используйте принцип суперпозиции для вычисления разности полей в двух этих местах.**

**10.12. На железный тор с внутренним диаметром  $10$  см и внешним  $12$  см намотаны  $20$  витков провода. Пользуясь кривой намагничивания  $B - H$  (рис. 10.31), вычислите ток, требуемый для создания в железе поля величиной в  $12\,000$  гс. Ответ.  $I = 2,2$  а.**

**10.13. «Отклоняющий магнит» для исследования частиц с высокой энергией.** Для отклонения пучка частиц большой энергии в некотором опыте необходимо



магнитное поле величиной  $16\ 000\ \text{гс}$  в прямоугольном параллелепипеде длиной  $3\ \text{м}$  в направлении пучка, шириной  $60\ \text{см}$  и высотой  $20\ \text{см}$ . Подходящий для этой цели магнит показан на рис. а и б. При указанных размерах определите: 1) полное количество ампер-витков в двух катушках, необходимое для создания в зазоре поля в  $16\ \text{гс}$ ; 2) требуемую мощность в киловаттах; 3) число витков для каждой катушки и соответствующую площадь поперечного сечения проволоки, если необходимо



в)

2)

К задаче 10.13.

поле должно быть получено при последовательном соединении катушек источником питания в  $400\ \text{в}$  постоянного тока. Для выполнения задания 1) на рис. г изображена часть кривой  $B-H$  для магнитного железа Армко.

Для решения задачи следует определить линейный интеграл от  $H$  по пути  $abcdea$ . В зазоре  $H=B$ , можно принять, что величина поля  $B$  одинакова в железе и в зазоре. Силовые линии поля имеют приблизительно конфигурацию, показанную на рис. в. Длина пути в железе может быть определена приблизительно. Это не очень опасно, так как длинный путь  $bcdea$  вносит сравнительно малый вклад в линейный интеграл, по сравнению с вкладом пути в воздухе  $ab$ . (В действительности при небольшой величине поля не будет плохим приближением, если мы вообще пренебрежем полем  $H$  в железе.) Для выполнения задания 2) считайте удельное сопротивление меди  $\rho = 2,0 \cdot 10^{-6}\ \text{ом} \cdot \text{см}$  и число витков в каждой катушке  $N$ . Вы найдете, что мощность, требуемая для создания определенного числа ампер-витков, не зависит от  $N$ , т. е. что она одинакова для большого числа витков тонкого провода и для небольшого числа витков толстого провода при фиксированном полном поперечном сечении меди. Следовательно, конструктор может выбрать  $N$  и поперечное сечение проводника таким, чтобы согласовать магнит с предполагаемым источником питания. Ответ. 1)  $27\ 000$  ампер-витков; 2)  $82,5\ \text{квт}$ ; 3)  $2N=1310$  витков (655 на катушку), поперечное сечение проводника  $= 1,15\ \text{см}^2$ .