

Ампер есть сила постоянного тока $I_1 = I_2$, который вызывает в двух тонких проводниках, расположенных параллельно на расстоянии $r = 1$ м друг от друга, силу F , равную $2 \cdot 10^{-7}$ Н на метр длины L .

Именно через Ампер и уже известные механические единицы определяются все остальные электромагнитные единицы. Приведем некоторые из них, поскольку порядок их введения на основе непосредственных измерений отличается от традиционной логической последовательности изучения соответствующих понятий в современных общих курсах физики:

Единица заряда: $1 \text{ Кл} = 1 \text{ А} \cdot \text{с}$,

Единица напряжения: $1 \text{ В} = 1 \text{ В} \cdot \text{м} / \text{А}$,

Единица сопротивления: $1 \text{ Ом} = 1 \text{ В} / \text{А}$

Единица напряженности: $1 \text{ В} / \text{м}$,

Единица магнитного потока: $1 \text{ Вб} = \text{Кл} \cdot \text{Ом}$

Единица магнитной индукции: $1 \text{ Тл} = 1 \text{ Вб} / \text{м}^2$. Часто используют другую единицу (от системы СГС) – это Гаусс: $1 \text{ Гс} = 10^{-4} \text{ Тл}$ (это, по порядку значения, поле вблизи поверхности Земли). Тогда, например, поле бытового магнита составляет около 100 Гс .

Поле в среде

Магнитная проницаемость. Если в область с магнитным полем \vec{B}_0 , которое образовано в вакууме токами проводимости (например, внутри соленоида), ввести вещество (по отношению к магнитному полю будем называть любое вещество магнетиком), то структура поля и его индукция в каждой точке изменится. Это связано, во-первых, с тем, что каждый атом или молекула вещества в общем случае имеет свое микроскопическое электромагнитное поле; во-вторых, и это поле может изменяться под воздействием внешнего поля. В итоге результирующее поле \vec{B} (усредненное по физически бесконечно малому объему вещества) складывается из первичного поля \vec{B}_0 и результирующего (макроскопического) внутреннего поля \vec{B}_i , созданного веществом: $\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_i$. Важно отметить, что поле \vec{B}_i , в свою очередь, создается под влиянием возникающего результирующего поля, и в простейшем линейном приближении оказывается пропорциональным именно этому результирующему полю \vec{B} (а не полю \vec{B}_0). В результате расчет самосогласованного поля в веществе составляет сложную задачу.

Для дальнейшего напомним, что каждый атом, как микроскопический контур с током, может быть охарактеризован своим магнитным моментом \vec{p}_m , а для удельной характеристики всего объема вещества вводят вектор намагниченности $\vec{J} = \frac{\sum \vec{p}_m}{\Delta V}$. Эта физическая величина характеризует поле \vec{B}_i и может изменяться под воздействием внешнего поля. В теории показывается, что если магнетик однородный изотропный и бесконечным образом заполняет все про-

странство и не является постоянным магнитом, то ситуация с расчетом самосогласованного поля упрощается. Становится возможной скалярная пропорциональность³ $\vec{B}_i = \mu_o \vec{J}$, и более того, она оказывается совсем простой $\vec{B}_i = \chi \vec{B}_o$ (χ – магнитная восприимчивость вещества). В этом случае учет влияния среды сводится к введению скалярного коэффициента магнитной проницаемости:

$$\vec{B} = (1 + \chi) \vec{B}_o = \mu \vec{B}_o.$$

Добавим, что для обхода возникающих математических сложностей, возникающих в более сложных случаях, вводят вспомогательный вектор \vec{H} , который исторически получил название вектора напряженности магнитного поля. В современной литературе его называют просто "вектор H". Не касаясь неуместного здесь изложения общей теории магнетиков, скажем, что если среду можно считать однородной и изотропной, его связь напряженности с вектором магнитной индукции оказывается скалярной $\vec{B} = \mu \cdot \mu_o \vec{H}$.

Для важных приложений, которые будут использованы в данном практикуме, заметим, что при упомянутых здесь упрощениях вектор H приобретает простой и очень удобный физический смысл: он пропорционален полю \vec{B}_o , создаваемому токами проводимости в пустоте, до внесения магнетика. Точнее – он равен индукции этого поля в пустоте, деленной на μ_o . Для пустого соленоида, например, его значение пропорционально значению тока $H = nI$, где n – плотность намотки. Тогда индукция этого поля $B = \mu_o H$, а если внести магнетик, то поле усиливается (или ослабляется) $B = \mu \cdot \mu_o H$. Так внесение ферромагнитного сердечника усиливает индукцию поля в несколько сотен (тысяч) раз. Значения вектора H измеряются в А/м. Используются и дополнительные единицы: это единица системы СГС Эрстед ($1\text{А/м} = 1,26 \cdot 10^{-2} \text{Э}$) и более мелкая единица "гамма", употребляемая при исследованиях межпланетного пространства ($1\gamma = 1 \cdot 10^{-5} \text{Э}$, $1\text{А/м} = 1,26 \cdot 10^3 \gamma$). Так, индукции 1Тл (10 тыс. Гаусс) в воздухе соответствует напряженность 800 кА/м , а индукции 1Гс соответствует напряженность $1\text{мЭ} = 100\gamma$.

Для измерения индукции используют эффекты, в которых проявляется суммарное полное поле токов и вещества, например, эффект электромагнитной индукции в катушке с сердечником из данного вещества. Ясно что, проводя измерения значений B и H , можно определить магнитную проницаемость.

Возможные значения магнитной проницаемости обусловлены конкуренцией в веществе физических механизмов, важнейшие из которых:

1. парамагнетизм – главным образом, вращение движущегося связанного электрона во внешнем магнитном поле. В результате магнитный момент начинает прецессировать, стремясь в среднем установиться по направлению внеш-

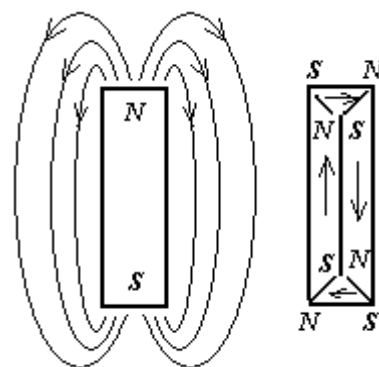
³ В общем случае каждая компонента вектора намагниченности может зависеть от всех компонент поля, и тогда необходима не скалярная, а тензорная запись условия пропорциональности.

него поля и усилить его. Процесс происходит на фоне хаотического теплового движения, которое препятствует ориентированию.

2. диамагнетизм – механизм возникновения наведенных магнитных моментов токов самоиндукции в движущихся микроскопических контурах каждого атома. Эти магнитные моменты стремятся ориентироваться против внешнего магнитного поля, ослабляя его.

3. ферромагнетизм⁴ – действует в постоянных магнитах, и исторически был первым магнитным явлением, с которым познакомился человек в практической деятельности. Значительно позже выяснилось, что в ряду других это – самый сложный эффект, для объяснения которого классических представлений совершенно недостаточно. В 1892г возникла теория доменной структуры естественных магнитов (Б.Л. Розинг, Россия), согласно которой микрокристаллики этих металлов должны быть в свою очередь разбиты на множество очень маленьких по-разному намагниченных объемов (до 10^{-14} см^3) – так называемых доменов. За счет механизма специфического взаимодействия атомов (так называемые обменные силы) домены самопроизвольно (спонтанно) намагничены в соседних областях по взаимноперпендикулярным или антипараллельным направлениям. Граница, разделяющая ферромагнитные домены⁵ между собой имеет толщину в несколько атомных диаметров. Такое разделение до определенного размера доменов, действительно, энергетически устойчиво и более выгодно, чем существование монокристаллической атомной структуры целого магнита с двумя полюсами. В этом случае магнитный поток полностью замыкается внутри кристалла так, что результирующая намагниченность образца равна нулю и энергия практически не тратится на создание внешнего поля (см. рис.). Стремление к энергетически более устойчивой конфигурации можно видеть, если свободно положить рядом два или несколько магнитиков. Однако, большой

размер доменов, таких, например, как показано на приведенном рисунке, где образец разделен всего на четыре части, невыгоден из-за энергетических затрат на поддержание формы границ. Поэтому обычно размеры доменов устанавливаются в пределах десятка-сотни микрометров. При наложении внешнего поля и по мере его увеличения, домены постепенно ориентируются в направлении этого поля⁶, создавая в ферромагнетике намагничивание,



⁴ Остался неназванным механизм антиферромагнетизма с дополнительной внутренней классификацией, применительно к конкретным классам кристаллических решеток композитных материалов (ферритов).

⁵ Существуют и диэлектрические домены, в некоторых веществах – сегнетоэлектриках. Они как правило мельче: от 0,1 до 10 мкм.

⁶ В деталях устройство доменов сложнее: домены с различной ориентацией спинов имеют плавные границы (магнитные стенки) и перемагничивание связано с движением этих сте-

которое может остаться и после снятия внешнего поля, если тепловое движение не достаточно интенсивно для разрушения организованной в образце структуры. Позже (после 1928, В. Гейзенберг, Я.И. Френкель, Я.Г. Дорфман, П. Вейсс и др.) было показано, что ферромагнетизм имеет квантовую природу и, действительно, возникает не в любых кристаллах, а лишь в тех, где параметр решетки превышает диаметр орбиты внешнего электрона более чем в 1,5 раза. Это условие выполняется для Fe, Co, Ni, Gd – в них и проявляется ферромагнетизм.

Преобладание одного из перечисленных механизмов в данном веществе определяет его соответствующее название в классификации магнетиков:

парамагнетики ($\mu \geq 1, \chi \sim 10^{-3}$),

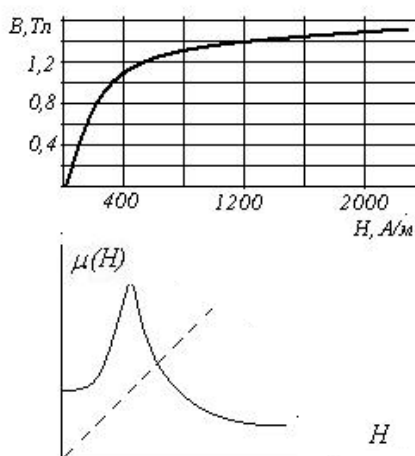
диамагнетики ($\mu \leq 1 \chi \sim 10^{-5}$),

ферромагнетики ($\mu \sim 10^4$) и т.д.

Сложность расчета характеристик магнетиков состоит, прежде всего, в том, что в намагниченности необходимо учитывать не только сумму орбитальных магнитных моментов электронов в атоме, но и внутренних (т. наз. спиновых) магнитных моментов электронов. Свойство спина является изначальным, специфическим – оно не сводится к более простому, также, как и заряд или масса, то есть не имеет механизма и дополняет орбитальное движение частиц в атоме. Ориентация спиновых моментов в атоме элемента определяется для каждого электрона законами распределения энергии микрочастиц по возможным квантовым состояниям.

Гистерезис намагничивания ферромагнетиков

Все ферромагнетики имеют нелинейную зависимость $\mu(H)$ или $B(H)$. Эта зависимость в практических случаях задается так наз. кривой намагничивания, получаемой экспериментально для каждого образца или материала (трансформаторное железо, магнитные сплавы).



На рисунке показаны обе названных зависимости. Верхняя кривая изображает зависимость индукции внутри ферромагнетика от напряженности внешнего намагничивающего поля для реального образца. Нижняя – поведение магнитной проницаемости в соответствии с законами ориентации доменов. При сопоставлении этих кривых нужно учесть связь

$$\vec{B} = \mu_0 \mu(H) \cdot \vec{H},$$

справедливую для изотропных сред, сохраняющих

нок с определенной скоростью – спиновые волны. Ныне изучение и применение этого явления представляет самостоятельную и чрезвычайно обширную область.