МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ВЕЩЕСТВА

1. Диа- и парамагнетики

Одной из основных макроскопических характеристик веществ, ко­торая используется для описания их магнитных свойств, является век­тор намагниченности *М* — суммарный магнитный момент единичного объёма вещества. В ряде веществ между намагниченностью *М* и на­пряжённостью магнитного поля *Н* имеет место линейная зависимость:

** (4.1)

где скалярная величина магнитная восприимчивость единичного объёма вещества. Вещества с отрицательной магнитной восприимчиво­стью (χ< 0) называют диамагнетиками, а вещества с χ > 0 принадле­жат к классу парамагнетиков.

Магнитные свойства твёрдых тел определяются поведением электро­нов, входящих в состав атомов и молекул, из которых состоят эти те­ла. Движение атомных электронов может быть количественно описано только с помощью квантовой механики, хотя ряд правильных выводов может быть сделан на основе классических соображений.

При внесении любого тела в магнитное поле в электронной обо­лочке каждого его атома в силу закона электромагнитной индукции возникают индуцированные токи, т. е. добавочное круговое движение электронов, обусловленное прецессией электронных орбит относитель­но направления внешнего магнитного поля. Эти токи создают индуци­рованный магнитный момент, направленный противоположно внешне­му магнитному полю. Это — проявление общефизического принципа Ле-Шателье-Брауна, согласно которому *всякая равновесная система при слабом внешнем воздействии ведёт себя так, чтобы уменьшить последствия этого воздействия* (в электромагнетизме это называют правилом Ленца).



Связанная с диамагнетизмом отрицательная намагниченность обыч­но невелика χ ~10-8- 10-4). В отсутствие внешнего поля атом (моле­кула) чистого диамагнетика не обладает магнитным моментом: магнит­ные моменты электронов в атомах (молекулах) диамагнетиков взаимно скомпенсированы. В частности, это имеет место в атомах и молекулах с целиком заполненными оболочками: в атомах инертных газов, в мо­лекулах водорода, азота.

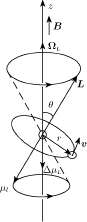


Рис. 4.1. Прецессия

электронной «орбиты»

в магнитном поле

Рассмотрим одну из электронных орбит ато­ма. Пусть электрон с зарядом -е и массой *те* движется со скоростью *v* по круговой орбите ра­диуса г, а его орбитальный момент количества движения *L* лежит в плоскости рис. 4.1 и на­правлен под углом ***θ*** к некоторой оси *z.* С момен­том импульса *L* связан орбитальный магнитный момент , который направлен в противополож­ную сторону, поскольку заряд электрона отрица­тельный. При включении магнитного поля с ин­дукцией *В,* направленной вдоль оси *z,* на атом начинает действовать механический момент

****

который перпендикулярен плоскости рис. 4.1 и направлен от нас. Уравнение движения атома бу­дет иметь вид



Аналогичное хорошо известное в механике урав­нение описывает угловую прецессию волчка. В нашем случае это уравнение описывает пре­цессию электронной орбиты с угловой частотой

ΩL=μLB/L

и направленной вдоль магнитного поля. Поскольку *L =* mevr*,* а =1/2evr, то

ΩL=Be/2me

Эта частота называется **ларморовой угловой частотой.** Следует отме­тить, что ни направление, ни величина ларморовой угловой частоты не зависят от угла*θ.*

Прецессия электронной орбиты приводит к дополнительному вращению электрона вокруг поля B, налагающемуся на его орбитальное движение. Это дополнительное движение эквивалентно замкнутому току Прецессия электронной орбиты приводит к дополнительному вра­щению электрона вокруг поля В, налагающемуся на его орбитальное движение. Это дополнительное движение эквивалентно замкнутому то­ку *Δi* в плоскости, перпендикулярной вектору B:



Этот ток создает магнитный момент



где S- площадь контура, который описывает электрон в результате прецессии вокруг поля B. *.* Если рассматривать сферически-симметрич­ное распределение заряда электрона, то расчёт показывает, что *S =*

*=2/3π<r2>*, где <г2> — средний квадрат расстояния электрона от ядра. Поэтому



Появление этого момента и приводит к намагничиванию вещества в направлении, противоположном полю, т.е. к диамагнетизму. Магнитный момент атома, содержащего Z электронов, находится суммированием магнитных моментов отдельных электронов:



Сумму можно заменить произведением Z<a2>, где <a2> -средний квадрат расстояния электронов от ядра. Тогда



Умножив полученное выражение на число атомов n в единице объёма, получим намагниченность M:



Магнитная восприимчивость



Положив *а* ~ 10 -10 м, *п* ~ 5·10 -28 м 3, получим, что χ≈ -10-6 Z.

Эта оценка находится в хорошем согласии с экспериментальными ре­зультатами.

Из полученного выражения для магнитной восприимчивости диа-магнетиков следует, что она не зависит ни от температуры, ни от ве­личины напряжённости поля и растёт пропорционально порядковому номеру элемента.

Диамагнитный эффект свойствен всем веществам (независимо от того, имелся ли у атома собственный магнитный момент или нет и как он был ориентирован), однако у некоторых веществ он перекрывается более сильным *парамагнитным* эффектом. В отличие от диамагнетиз­ма парамагнетизм характерен для веществ, частицы которых (атомы, ионы, молекулы) обладают собственным магнитным моментом в отсут­ствие внешнего магнитного поля. Этот магнитный момент обусловлен как движением электронов в оболочке атома (орбитальный магнитный момент), так и наличием собственных магнитных моментов у электро­нов и ядер **(спиновый** магнитный момент). Например, в кристаллах мед­ного купороса (CuSO4) содержатся ионы меди, у которых электроны на внутренних оболочках имеют суммарный магнитный момент, не рав­ный нулю. Изолированный атом меди имеет нечётное число электронов (29). На внешней оболочке 4s имеется всего один электрон, и именно его магнитный момент является магнитным моментом атома меди. Поэто­му пары меди, как и пары натрия, являются парамагнетиками. Однако при переходе в твёрдое состояние (в процессе кристаллизации) атомы меди теряют этот электрон, он уходит от своего атома и уже принад­лежит всему кристаллу. «Застывшие» в узлах решётки ионы меди уже не имеют магнитного момента и поэтому не обладают парамагнитным эффектом. Обобществлённые электроны (электроны проводимости) об­разуют электронный газ, который является парамагнетиком, посколь­ку состоит из частиц, обладающих собственным магнитным моментом. Такой парамагнетизм называют **парамагнетизмом Паули.** Но медь яв­ляется диамагнетиком, и это означает, что диамагнетизм ионов меди преобладает над парамагнетизмом свободных электронов.

Отличительной особенностью парамагнетиков является их слабая намагниченность во внешнем магнитном поле при комнатной темпера­туре. В отсутствие магнитного поля энергия диполь-дипольного взаи­модействия между двумя соседними магнитными моментами атомов с межатомным расстоянием ~5·10 -8 см составляет ~10 -5 эВ, а энергия

теплового движения на атом ~7,5·10 -2 эВ. Такое превосходство тепло­вой энергии приводит к равномерному пространственному распределе­нию магнитных моментов, а следовательно, к отсутствию намагничен­ности у парамагнетиков. Но когда начинает действовать внешнее маг­нитное поле, оно выстраивает магнитные моменты так, что магнитных моментов, направленных по полю, становится больше, чем направлен­ных против поля, и с ростом поля намагниченность парамагнетиков растёт по закону (4.1). Магнитная восприимчивость парамагнетиков всегда положительна, а по величине χ~ 10-6 ~ 10-4 (система СИ).

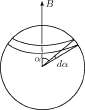


Рис. 4.2

Найдём температурную зависимость магнит­ной восприимчивости парамагнетика. Пусть сред­нее число атомов в единице объёма равно *N,* а аб­солютная величина магнитного момента атома *μБ.* В магнитном поле с индукцией *В* энергия магнит­ного диполя, составляющего с направлением поля угол α,

*U = — μБ B cos а.*

Используя распределение Больцмана, запишем число атомов из единичного объёма, магнитные моменты которых направлены под углами от *а* до *а* + *da* в малом телесном угле *dΩ* = 2πsinαdα (рис. 4.2):



где *No —* нормировочная константа. Полное число атомов в единице объёма **(4.2)**



Поскольку проекция магнитного момента атома на направление поля равна *μБ* cosα, то суммарный магнитный момент всех атомов единицы объема будет равен

(4.3)



Магнитный момент электрона *μБ= ,* В магнитном поле с B=1,0 Тл магнитная энергия *μБB~***10-4эВ.** Поэтому в не слишком больших полях и не слишком низких температурах показатель экспоненты много меньше единицы.

В этом приближении из совместного решения (4.2) и (4.3) получим, что намагниченность



Магнитная восприимчивость



Температурная зависимость восприимчивости парамагнетиков вида *1/Т* называется законом Кюри.

В очень сильных полях, когда магнитная энергия внутриатомного диполя сравнима с тепловой *(В* ~103 Тл при комнатной температу­ре), все магнитные моменты в парамагнетике могут ориентироваться по полю — наступает магнитное насыщение.

В случае парамагнетизма свободных электронов, образующих элек­тронный газ в металлах, не все электроны могут участвовать в пере­ориентировке своих магнитных моментов, а только небольшая часть, которая пропорциональна тепловой энергии *кТ* (квантовый эффект). Поэтому у некоторых металлов парамагнетизм не зависит от темпера­туры.

Ферромагнетизм

Помимо диа- и парамагнетиков, которые слабо реагируют на внеш­нее магнитное поле, в природе существуют вещества, способные сильно намагничиваться даже в небольших магнитных полях. Такие вещества относят к классу ферромагнетиков. Это — железо, никель, кобальт, га­долиний и многочисленные сплавы этих металлов между собой и с дру­гими металлами. Ферромагнитными свойствами обладают некоторые сплавы элементов, которые порознь не являются ферромагнитными (например, сплавы меди и марганца), и ряд неметаллических веществ (ферриты).

Зависимость намагниченности *М* от напряжённости магнитного по­ля *Н* у всех ферромагнетиков оказывается нелинейной, поскольку маг­нитная восприимчивость **χ** у ферромагнетиков не является констан­той и зависит от *Н.* Если у диа- и парамагнетиков **χ**составляет все­го 10-8- 10-3 , то у ферромагнетиков магнитная восприимчивость до­стигает значений 104-105. Кроме того, у ферромагнетиков (особенно монокристаллических) наиболее ярко проявляется тензорный характер магнитной восприимчивости χ, обусловленный анизотропией вещества. Степень намагничивания ферромагнитного вещества можно характеризовать не только вектором намагниченности M, но и вектором магнитной индукции B в данном веществе:

**B=μ0(H+M).**

При **M** *=*χ**H**

**B=μ0(1+χH)=μμ0H (4.4)**

Величина *μ =* 1 + *χ* носит название магнитной проницаемости вещества. Если у диа- и парамагнетиков *μ* отличается от единицы всего на сотые доли процента, то у ферромагнетиков *μ* практически совпадает с *χ* (всистеме СИ).

Отметим, что в системе СГС, где *В =* (1+4πχ) H, χ в 4π раз меньше, чем в системе СИ.

Атомы ферромагнетика, как и атомы парамагнетика, обладают собственным магнитным моментом и в отсутствие внешнего магнитного поля. Учёт взаимодействия элементарных магнитных моментов, заключающийся в прибавлении к макроскопическому полю H поля, пропорционального намагниченности (подобно приёму учёта поля соседей в диэлектрике введением поля поляризуемости с коэффициентом 4π/3), противоречит опыту, поэтому вводится эмпирическая постоянная λ, т.е. вместо поля H нужно использовать величину Н+λM. Используя полученную формулу для намагниченности, получим

и соответственно



где имеет размерность температуры.

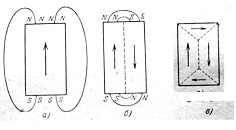


Зависимость 1/χ от температуры называется законом Кюри-Вейса и представляется прямой, пересечение которой с осью абсцисс определяет характеристическую температуру. Если эта величина положительна, существует температура, ниже которой восприимчивость принимает огромные значения. Это справедливо для ферромагнетиков, остальные вещества ведут себя подобным образом вблизи абсолютного нуля. Для T> θ ферромагнетики ведут себя как парамагнетики.

Результаты экспериментов для постоянной λ для ферромагнетиков дают величину 104 , т.е.поле, пропорциональное намагниченности, оказывается порядка 107 эрстед (хотя поле соседних узлов решетки около 10 3 эрстед).

Огромная величина поля, связанная с намагниченностью, нашла своё объяснение в квантовой теории при введении так называемого обменного взаимодействия электронов, т.е. эти силы имеют электростатическую природу. Характерная энергия этого взаимодействия порядка 10 -13 эрг. В результате этого взаимодействия устойчивое состояние ферромагнетика соответствует полной намагниченности, хотя в реальности оказываются намагничены микроскопические области размером порядка несколько микрометров, а в целом образец ненамагничен. Следует отметить, что величина магнитного поля в домене примерно совпадает с полем насыщения ферромагнетика. Области полной намагниченности назвали доменами, размер которых является следствием конкурирующих вкладов в полную энергию ферромагнетика: обменной энергии, энергии анизотропии и магнитной энергии. Пример разбиения кристалла на домены приведён на рисунке, где полная энергия уменьшается от a)до в).

Рис.4.3.1



Помимо обменных (близкодействующих) сил между атомами дей­ствуют дальнодействующие силы магнитного диполь-дипольного вза­имодействия. Энергия такого взаимодействия будет минимальна при антипараллельном расположении магнитных моментов соседних ато­мов. Поэтому при определённом поперечном (перпендикулярном маг­нитному моменту) размере домена оказывается энергетически выгодно

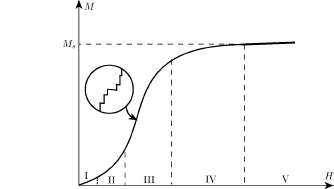


Рис. 4.3. Начальная кривая намагничивания ферромагнетика

иметь соседний домен с противоположно направленным магнитным мо­ментом.

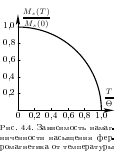
Между доменами существуют переходные слои (в железе их толщина ~10 -5 см), в которых направление магнит­ного момента атомов плавно переходит от направления в одном домене к направлению в соседнем. Такие слои называют «стенками Блоха».Энергия этих слоёв пропорциональна их площади.

Суммарный магнитный момент ферромагнитного образца в отсут­ствие внешнего магнитного поля неоднозначен: его величина и направ­ление зависят от предыстории образца. В одних случаях он равен ну­лю (полностью размагниченный образец), а в другом случае он может иметь очень большое значение (например, постоянный магнит).

Если ферромагнетик, находящийся в состоянии полного размагни­чивания *(М =* 0), намагничивать в медленно нарастающем магнитном поле, то мы получим зависимость *М(Н),* которую называют начальной кривой намагничивания. Эту кривую обычно разделяют на пять услов­ных участков (рис. 4.3). Участок I — область обратимого намагничива­ния, где *М = χ~Н.* В этой области происходят процессы упругого сме­щения границ доменов: увеличивается размер тех доменов, магнитный момент которых близок к направлению магнитного поля, и уменьша-

ются размеры доменов с противоположным направлением магнитного момента. Участок II характеризуется квадратичной зависимостью *М* от *Н.* В этой области также идёт процесс смещения границ, но одно­временно как обратимый, так и необратимый. Область максимальной скорости роста намагниченности (III) соответствует необратимым сме­щениям «стенок Блоха»: им приходится преодолевать «препятствия» в виде примесей, дислокаций и дефектов кристаллической решётки. Когда стенка наталкивается на такое препятствие, она останавливает­ся и держится, пока поле не достигнет определённого значения, при котором она внезапно срывается. Таким образом, движение доменной стенки приобретает скачкообразный характер (скачки Баркгаузена).

Фрагмент кривой намагничивания в этой области в увеличенном масштабе показан на рис. 4.3. Скачкообразное движение стенок при­водит к быстрому изменению намагниченности образца, что вызывает появление вихревых токов, а следовательно, диссипацию энергии. Вы­деление тепла внутри образца и приводит к необратимому движению доменных стенок.



В достаточно сильных полях движение стенок прекращается и энергетически выгод­ным становится поворот магнитных момен­тов тех оставшихся доменов, у которых маг­нитный момент не совпадает с направлени­ем поля (область IV). И, наконец, при неко­тором значении поля (участок V) все маг­нитные моменты выстраиваются по полю — намагниченность образца достигает насыще­ния.

Магнитные и другие физические свой-

ства ферромагнетиков существенным образом зависят от температуры. Например, намагниченность насыщения *Мs* имеет наи­большее значение при *Т =* 0 (Ms(O)) и монотонно уменьшается до нуля при температуре θ, которую называют ферромагнитной точкой Кюри (рис. 4.4).



Выше этой температуры θ тепловое движение разупорядочивает магнитную структуру доменов и ферромагнетик переходит в парамагнитное состо­яние. В отсутствие внешнего магнитного поля переход ферромагнетик-парамагнетик является фазовым переходом II рода.

Мы уже знаем, что для парамагнетиков зависимость магнитной вос­приимчивости от температуры имеет вид закона Кюри (χ ~ *1/Т).* Ана­логичная зависимость восприимчивости ферромагнетиков от температуры при температурах выше θ описывается законом Кюри—Вейсса:

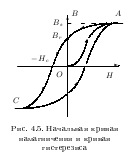


χ=

где *С —* постоянная Кюри, θP - температура Кюри (как правило

*θp* > 0).

На практике магнитные свойства ферромагнетиков обычно изучают путём измерения зависимости индукции магнитного поля *В* от напря­жённости магнитного поля *Н* в веществе *(В = f(H)).* Исследование образца, естественно, начинают с полностью размагниченного состоя­ния *(Н =* О, *В =* 0). Если теперь монотонно увеличивать напряжён­ность поля *Н*, то изменение *В* происходит по известной нам начальной кривой намагничивания (кривая *О А* на рис. 4.5).



Эта кривая практически совпадает с кривой намагничивания на рис. 4.3, поскольку вклад в *В* намагниченно­сти *М* существенно больше, чем *Н.* Ско­рость подъёма кривой *О А* характеризует­ся дифференциальной магнитной проницаемостью



Дифференциальная магнитная проницаемость обычного железа с ростом **H** сначала увеличивается, а затем начинает резко падать, приближаясь к единице при насыщении.

Дойдя до некоторой точки *А,* лежащей достаточно да­леко в области насыщения (здесь *Bs* — индукция насыщения)1, начнём уменьшать напряжённость поля *Н.*

Обратный путь не идёт по начальной кривой, а проходит выше неё.

При *Н =* 0 в образце сохраняется некоторое намагничивание. Величина *Вг*, достигаемая в точке *Н =* 0 при возвращении из состояния насыще­ния, носит название остаточной индукции2. Значение *В =* 0 достигается лишь при некотором отрицательном значении *Н = —Нс.* Величина *Нс* называется коэрцитивной силой3. Среди ферромагнетиков принято раз­личать

магнитожёсткие (с *Нс* > 103 А/м) и магнитомягкие матералы

. *s* — saturated (англ.) — насыщенный

*2 г* — remained (англ.) — оставшийся

3 с — coercitive (англ.) — принудительный В точке С наступает насыщение для намагничивания в противоположную сторону.

Постараемся теперь вернуться в точку А. Магнитное состояние вещества характеризуется теперь точками кривой С А, лежащими низке начальной кривой намагничивания. Строго говоря, кривая не пройдёт и через точку А, а окажется ниже неё. Вновь уменьшая магнитное поле, мы пройдём поэтому по кривой, расположенной ниже кривой АС, не попадём в точку С и начнём движение к А по некоторому новому пути. Магнитные циклы, таким образом, обычно оказываются незамкнутыми. Многократно проходя один и тот же цикл, образец приближается к предельному замкнутому циклу (кривой гистерезиса), не зависящему от начального состояния. Описанная картина наиболее отчётливо проявляется в тех случаях, когда образец не доводится до насыщения. При заходе в область насыщения намагничивание зависит главным образом от Н и лишь в очень слабой степени от истории образца. Предельные циклы устанавливаются при этом сразу (т. е. при однократном прохождении цикла) или почти сразу. В соответствии с этим на рис. 4.5 не сделано различия между частным циклом и предельным.

Можно показать, что площадь петли гистерезиса пропорциональна энергии, теряемой в единице объёма вещества за время цикла:

Действительно, если к соленоиду подсоединён источник напряжения с эдс E подсоединён к соленоиду с длиной *l*, сечением S и числом витков N, отбираемую от источника мощность можно записать так



Тогда в единице объёма энергия потерь за цикл





**3. Размагничивающий фактор**

Когда мы говорим о кривой намагничивания *В(Н)* какого-то фер­ромагнитного материала, то речь идёт о локальной связи между индук­цией и величиной магнитного поля внутри этого вещества. Подчеркнём, что в зависимости *В(Н)* имеется в виду не внешнее магнитное поле, а именно поле внутри данного материала. На практике для снятия пет­ли гистерезиса мы обычно помещаем во внешнее однородное магнитное поле ферромагнитный образец, имеющий конечные размеры. Однород­ная намагниченность по всему объёму образца будет иметь место толь­ко для образцов, имеющих форму эллипсоидов вращения, в частности, для шара, для очень тонкой пластинки и для тонкого и длинного цилин­дра. Во всех этих случаях величина магнитного поля внутри образца будет меньше внешнего магнитного поля. Рассмотрим в качестве приме­ра образец, имеющий форму цилиндра длиной l и диаметром *d (d* << l).

Пусть ось симметрии цилиндра направлена вдоль внешнего магнит­ного поля величиной *H0.* Цилиндр будет практически однородно на­магничен с некоторой намагниченностью *М.* Найдём величину индукции магнитного поля на оси цилиндра в точке, равноудалённой от торцов. С одной стороны, используя связь между *В, М* и *Н,* можно записать

## Ввн = μ0(Hвн + М), (4.5)

где *Нвн* — величина поля внутри образца. С другой стороны, намаг­ниченный цилиндр можно рассматривать как цилиндрическую поверх­ность диаметра *d* с однородным кольцевым поверхностным током плот­ностью:

*j = M.*

Эти молекулярные токи создают собственное магнитное поле, которое по направлению совпадает с внешним полем *Но,* а по величине равно:



Индукцию магнитного поля найдём как суперпозицию внешнего поля и поля молекулярных токов:

(4.6)



Приравнивая (4.5) и (4.6), получим





Разность между внешним и внутренним полями называют размагничи­вающим полем*:*



И тогда связь поля внутри и поля внешнего

******

*и магнитная проницаемость образца*

***.***

Коэффициент пропорциональности между размагничивающим по­лем и намагниченностью образца обозначают через *Np* и называют раз­магничивающим фактором или коэффициентом размагничивания. Его величина зависит только от геометрических размеров образца и может изменяться в пределах от 0 до 1.



См. [4]. Задача *№* 5.5.

Полученное выражение для *Np* цилиндра с параметрами *d/l* << 1 всё равно остаётся приближённым выражением, хотя и с достаточно хорошим приближением. А вот точные значения размагничивающего фактора могут быть рассчитаны только в отдельных частных случаях:

1. бесконечно длинный цилиндр с конечным размером диаметра:   
   в случае продольного внешнего магнитного поля *Np* = 0, в случае   
   поперечного — *Np* = 1/2;
2. для шара *Np =* 1/3;
3. в случае *бесконечно* тонкой пластинки при поперечном внешнем  
   магнитном поле *Np* = 1, а при продольном — *Np =* 0.

В лабораторных условиях для исследования зависимости *В(Н)* ферромагнитных материалов обычно используют образцы тороидальной фор­мы. Если на тор намотать равномерную намагни­чивающую обмотку (рис. 4.6), то поле *Н* внутри тора на окружности радиуса *R* будет пропорцио­нально току I в обмотке, а его величину можно рассчитать по теореме о циркуляции вектора H:



(4.7)

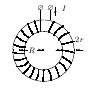


Рис. 4.6. Тороидальный образец с намагничива­ющей обмоткой



'

# где *No* — число витков намагничивающей обмот­ки. Напряжённость магнитного поля в тороидальном образце зависит от *R,* поэтому при г << *R* мы будем иметь достаточно однородную на­магниченность образца.

4. Измерение напряжённости магнитного поля в образцах

Рассмотрим ферромагнитный образец, име­ющий форму тора с поперечным разрезом (рис. 4.7).

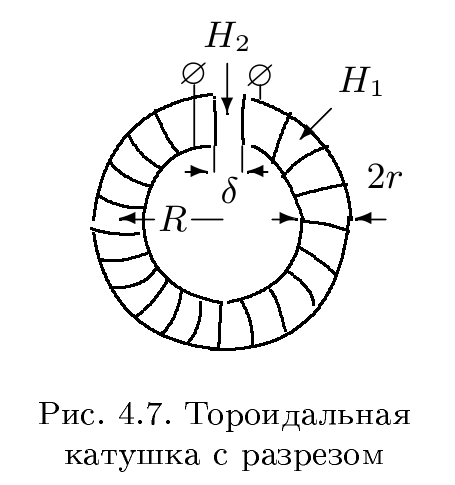


Рис. 4.7. Тороидальная катушка с разрезом

Пусть ширина разреза *S* существенно мень­ше радиуса сечения тора г, который в свою очередь мал по сравнению со средним радиу­сом тора *R.* Обозначим через *No* число витков намагничивающей обмотки и через I — силу намагничивающего тока. Пусть *Н* — напря­жённость магнитного поля в образце, а *Н2* — в зазоре. По теореме о циркуляции вектора *Н* имеем

(4.8)



Чтобы найти из этой формулы *Н1* и *H2,* нужно установить связь между ними. Для этого используем нeпрерывность нормальных состав­ляющих вектора магнитной индукции *В* на границах разреза. Замечая, что в образце *В =μ0 μH1 ,* а в зазоре В2 = μ0H2, и приравнивая *В1* и B2, найдём, что μ*Н1 = H2.* Заменяя с помощью этой формулы *H2* в формуле (4.8), получим

и, следовательно,



Из этих формул следует ряд важных выводов. Отметим, прежде всего, что напряжённости поля в образце и в зазоре (при μ=const) пропорциональны силе намагничивающего тока. После того, как установлена величина коэффициента пропорциональности, измерение напряжённости может быть заменено измерением тока.

## В образце без зазора, когда ,



# При наличии даже небольшого зазора второе слагаемое в знаменате­ле (4.9) существенно превосходит первое из-за большой величины *μ.* В этом случае также нетрудно определить напряжённость поля в воз­душном зазоре. В самом деле, пренебрегая первым слагаемым в знаме­нателе (4.10) по сравнению со вторым и заменяя единицей коэффици­ент (μ-1)/μ, найдём, что в достаточно больших зазорах (т.е. почти всегда)



Как следует из формулы (4.12), размеры магнитного ярма (части маг­нитной цепи, заполненной веществом с большим */л)* практически не ска­зываются на напряжённости магнитного поля в зазоре. Мало сказыва­ется на ней и форма ярма. Поэтому ярма электромагнитов — устройств, предназначенных для создания больших магнитных полей в воздушных зазорах, — могут иметь самые разные формы.

Воздушные зазоры электромагнитов можно использовать для иссле­дования ферромагнитных образцов.



# 5.Измерение индукции в образце

Одним из самых удобных и надёжных методов измерения индукцииB является метод, основанный на законе электромагнитной индукции. Электродвижущая сила, возникающая в контуре при изменении пронизывающего контур магнитного потока Ф(В), равна



Так как магнитный поток Ф(В) равен произведению индукции *В* на площадь образца, формула (4.13) позволяет определить производную от индукции *В.* Чтобы измерить саму величину *В,* необходимо иметь в составе аппаратуры интегрирующий прибор. В качестве последнего чаще всего применяют милливеберметр (работа 3.4.1) или баллисти­ческий гальванометр, отклонение стрелки которого при определённых условиях пропорционально интегралу от протекшего через него тока (работа 3.4.4), или интегрирующую RС-цепочку (работа 3.4.5).

6. Измерение магнитной восприимчивости диамагнетиков и парамагнетиков

Магнитная восприимчивость тел может быть определена методом измерения сил, которые действуют на тела в магнитном поле. Суще­ствуют два классических метода таких измерений: метод Фарадея и метод Гюи. В методе Фарадея исследуемые образцы, имеющие форму маленьких шариков, помещаются в область сильно неоднородного маг­нитного поля и измеряется сила, действующая на образец. При этом для расчёта магнитной восприимчивости необходимо знать величину градиента магнитного поля в месте расположения образца. В методе Гюи используется тонкий и длинный стержень, один из концов которо­го помещают в зазор электромагнита (обычно в область однородного поля), а другой конец — вне зазора, где величиной магнитного поля можно пренебречь. Закон изменения поля — от максимального до ну­левого — в этом случае несуществен.

Для геометрии нашего эксперимента детальный расчёт магнитного поля при наличии в зазоре стержня достаточно сложен. Те или иные приближения в расчёте могут привести к значительным погрешностям в определении изменения энергии системы при виртуальном перемеще­нии стержня и соответственно в значении действующей на стержень силы.

С другой стороны, поскольку отличие *В* от(определяемое ве­личиной χ) для всех изучаемых нами образцов не превышает 0,1%, поля



Найдём выражение для магнитной силы, дей­ствующей на тонкий цилиндрический стержень, расположенный между полюсами электромагни­та (рис. 4.8). Пусть площадь поперечного сече­ния образца равна s, его магнитная восприимчи­вость — *µ,* a поле



Рис. 4.8.

Расположение образца в зазоре

электромагнита

зазоре равно *Н.*

Воспользуемся общим выражением для силы, действующей на магнитный диполь с магнитным моментом *m* во внешнем поле:



Нас интересует магнитная сила, действующая на образец вдоль оси *z:*



Выберем бесконечно малый объём стержня *d,V = s dz,* где *dz* — малый элемент длины цилиндра на произвольной высоте *z.* Магнитный мо­мент такого элемента объёма *dmy = =µHysdz.* Поскольку *dmx = dmz =* = 0, то магнитная сила равна



Так как в образце отсутствуют токи проводимости и токи смещения, то rot *Н* = 0, а



**

После замены производной в выражении для *dFz* окончательно получим



Полагая, что у верхнего конца стержня *Ву* = 0, а у нижнего *Ву = В,* после интегрирования по длине стержня получим



Если *χ* > 0 (парамагнетик) — стержень втягивается в зазор, если мень­ше (диамагнетик) — выталкивается из него.

По смыслу вывода *В* в формуле (4.14) — поле в образце. Если при­равнять его измеренному нами полю в зазоре, можно пользоваться (4.14) в качестве расчётной формулы.

Полагая равными в стержне и в зазоре векторы *Н,* придём к соот­ношению



Напомним, что при переходе через границу раздела сред сохраня­ются нормальная составляющая вектора *В* и тангенциальная составля­ющая вектора *Н.* Поэтому точная величина силы лежит где-то между значениями, определяемыми формулами (4.14) и (4.15), отличие между которыми лежит за пределами точности эксперимента.

Можно привести такие соображения: Поскольку стержень длинный, и коэффициент размагничивания для такой геометрии равен 1/2, получим значения B и Н внутри образца

,



что также показывает справедливость (4.15) для ≈1.

Формулы (4.14) и (4.15) совпадают, если пренебречь отличием *μ* от единицы. Поэтому в качестве окончательной принимаем формулу (4.15). Эта формула может быть получена также из энергетических со­ображений (см. работу 3.4.1).

Подчеркнём ещё раз, что все эти приближения справедливы только для случая || << 1.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Сивухин Д.В.* Общий курс физики. Т. III. Электричество. — М.: На­  
   ука, 1983. Гл. 3, §§ 74-79.
2. *Калашников С.Г.* Электричество. — М.: Наука, 1977. Гл. 11.
3. *Кингсеп А. С, Локшин Г.Р., Ольхов О.А.* Основы физики. Т. I. — М.:  
   Физматлит, 2001. Ч. 2, гл. V, §§ 5.2, 5.3.
4. *Сборник* задач по общему курсу физики. Ч. 2. Электричество и маг­  
   нетизм. Оптика / под ред. В.А. Овчинкина — М.: Физматкнига, 2004.

ПРИЛОЖЕНИЕ. РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ:Стержень в магнитном поле.

