

между собой, как и диэлектрич. проницаемости  $\epsilon'$  и  $\epsilon''$  Крамерса—Кронига соотношениями.

$M$ . п. является одной из осн. характеристик магн. веществ и материалов. В магнитоупорядоченных средах  $M$ . п. зависит от поля  $H$ , поскольку намагниченность  $M$  в этом случае является нелинейной ф-цией  $H$ . Обычно рассматривают т. н. начальную  $M$ . п.

$$\mu_a = \lim_{H \rightarrow 0} B/H \quad (3)$$

и дифференциальную  $M$ . п.

$$\mu_d = dB/dH. \quad (4)$$

Интервал значений  $\mu$  для разл. магнетиков очень велик — от единиц до  $10^6$  в магнитно-мягких материалах.

При определении истинной  $M$ . п. реальных образцов необходимо учитывать эффекты размагничивания. Внутр. поле в образце

$$H_i = H - NM = H - N\chi H_i, \quad (5)$$

откуда

$$H_i = H/(1 + \chi N), \quad (6)$$

где  $N$  — размагничивающий фактор. Тогда  $M$ . п. тела ( $\mu_c$ ) с учётом эффектов размагничивания

$$\mu_c = \frac{B}{H} = \frac{B}{H_i(1 + \chi N)} = \frac{\mu}{1 + \chi N} = \mu \left(1 + N \frac{\mu - 1}{4\pi}\right)^{-1}. \quad (7)$$

Зависимость  $\mu(H)$  тесно связана с магнитной доменной структурой вещества и с процессами её изменения при намагничивании. Поэтому изучение этой зависимости даёт важную информацию о доменной структуре, подвижности доменных стенок и т. д.

В слабых полях  $\mu$  обычно определяется процессами смещения доменных стенок и имеет большую величину. Для т. н. процессов вращения в намагничиваемых магнитно-твёрдых материалах значение  $\mu$  меньше ( $\mu \approx M_s^2/K$ , где  $M_s$  — намагниченность насыщения, а  $K$  — константа анизотропии). Функция  $\mu(H)$  сначала растёт, достигая максимума при поле  $H \approx H_c$  ( $H_c$  — коэрцитивная сила), а затем падает. Зависимость  $\mu(H)$  может быть обратимой (в слабых полях в магнитно-мягких материалах) или необратимой. Последнее связано с гистерезисными явлениями (см. Гистерезис магнитный). Температурная зависимость  $M$ . п. определяется разл. механизмами при разных  $H$ . Так, в области, где намагничивание определяют процессы вращения,  $\mu_a \approx M_s/H_a$  ( $H_a$  — поле анизотропии). Значение  $H_a \sim K_n(T) \sim [M_s(T)]^n$  ( $K_n$  — константа анизотропии порядка  $n$ ) и, следовательно,  $\mu_a$  сильно растёт с приближением к точке Кюри  $T_c$  в соответствии с общей теорией критических явлений.

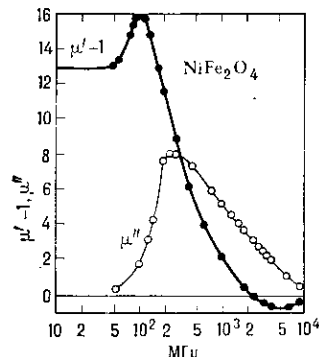


Рис. 1. Кривые  $\mu'(\omega) - 1$  и  $\mu''(\omega)$  приведён на рис. 1. для никелевого феррита.

Важную роль как в исследованиях по физике магнетизма, так и в технич. применении магн. материалов играет зависимость комплексной  $M$ . п. от частоты  $\omega$  переменного внеш. поля  $H \sim$ . Типичный вид кривых  $\mu'(\omega)$  и  $\mu''(\omega)$  имеется неск. факторов, обуславливающих дисперсию  $\mu(\omega)$ . В материалах с большой проводимостью существенную роль играют вихревые токи, приводящие к большим потерям энергии ( $\mu''$  велико). Поэтому широкого применение в технике нашли высокоомные магн. материалы (ферриты). Тем не менее и в ферритах большие значения  $\mu'$  при малых потерях  $\mu''$  наблюдаются лишь в определённом интервале частот. Это обусловлено яв-

лением ферромагнитного резонанса на частоте  $\omega_r = \gamma H_a$  ( $\gamma$  — магнито-механическое отношение). При значит. размагничивающих факторах  $\omega_r$  может возрастать до значения  $\omega_{\max} = \gamma(H_a + 4\pi M_s)$ , что при наличии доменной структуры приводит к образованию широкой частотной полосы потерь  $\omega_r < \omega < \omega_{\max}$  ввиду возможности разл. ориентации доменов относительно направления переменного поля  $H$  — с соответствующим изменением их размагничивающих факторов. Лишь при  $\omega > \omega_{\max}$  потери становятся малыми. Ещё одной причиной дисперсии  $\mu(\omega)$  являются релаксац. процессы, ответственные также за магнитную вязкость вещества. Эффект связан с отставанием намагниченности от внеш. поля. Время релаксации  $\tau = \tau_0 \exp(\epsilon_m/kT)$ , где  $\epsilon_m$  — энергия активации, а  $\tau_\infty$  есть  $\tau$  при  $T \rightarrow \infty$ . Если имеется только одно время релаксации, то  $\mu'$  и  $\mu''$  описываются ф-лами

$$\begin{aligned} \mu'(\omega) &= 1 + 4\pi\chi_\infty(1 + \omega^2\tau^2)^{-1}, \\ \mu''(\omega) &= 4\pi\chi_\infty\omega\tau(1 + \omega^2\tau^2)^{-1}, \end{aligned} \quad (8)$$

где  $\chi_\infty = M_\infty/H$ , а  $M_\infty$  — равновесное значение  $M$  при данном поле  $H$ . Ф-ции ( $\mu' - 1$ )/ $4\pi\chi_\infty$  и  $\mu''/4\pi\chi_\infty$  изображены на рис. 2. Из ф-л (8) видно, что  $\mu'$  и  $\mu''$  связаны друг с другом. Можно построить т. н. диаграммы Аржана (или Коле и Коле)  $\mu' = f(\mu'')$  (рис. 3), имеющие вид полуокружности, на к-рые укладываются значения  $\mu'$  и  $\mu''$  при разных  $\omega$  и  $\tau$ . Если дисперсия определяется в основном релаксац. механизмом, то эксперим. данные хорошо ложатся на эту полуокружность. Значение  $\epsilon_m$ , определённое из ВЧ-измерений, оказывается для мн. ферритов хорошо совпадающей со значением энергии активации  $\epsilon_p$ , полученной из измерений электросопротивления. Кроме указанных причин дисперсия  $\mu(\omega)$  может вызываться нелинейностью зависимости  $B = B(H)$  и гистерезисом.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Смит Н. Вейн Х., Ферриты, пер. с англ., М., 1962. Ю. П. Ирхин. МАГНИТНАЯ СИММЕТРИЯ — раздел симметрии кристаллов, учитывающий специфику их магнитных свойств, а именно: в  $M$ . с. принимается во внимание симметрия уравнений движения по отношению к операции обращения времени  $R$ , под действием к-рой координаты всех точек кристалла остаются неизменными, а скорости меняются на противоположные. Соответственно, под действием операции  $R$  средняя по времени микроскопическая плотность заряда  $\rho(x, y, z)$ , описывающая обычную (электрическую) структуру кристалла, не меняется, и кроме  $\rho$  рассматривается микроскопическая средняя плотность магнитного момента  $m(x, y, z)$  [или, что эквивалентно, тока  $j(x, y, z)$ ], меняющая знак под действием  $R$ . Группой магнитной симметрии кристалла называется множество преобразований (пространственных и комбинаций из  $R$  и пространственных преобразований), оставляющих инвариантными функции  $\rho(x, y, z)$  и  $m(x, y, z)$ . Если представить операцию  $R$  как замену чёрного цвета на белый, то магнитные группы совпадают с шубниковскими группами симметрии и антисимметрии.

Имеются три типа магнитных групп.

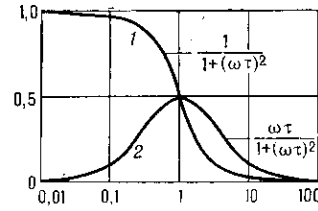


Рис. 2. Дисперсия комплексной магнитной проницаемости для релаксационного механизма, см. формулы (8).



Рис. 3. Диаграмма Аржана (или Коле и Коле) зависимости  $\mu' = f(\mu'')$ .