# Магнитные спектры ферритов

Выправленный исходник

Магнитная проницаемость ферромагнетика (и антиферромагнетика) в переменном электромагнитном поле является комплексной величиной

$$\mu = \mu' + i\mu''$$

Вещественная и мнимая части проницаемости имеют различный характер зависимости от частоты переменного поля. Эти зависимости называются магнитными спектрами. Обобщенный вид магнитных спектров приведен на рис.1.

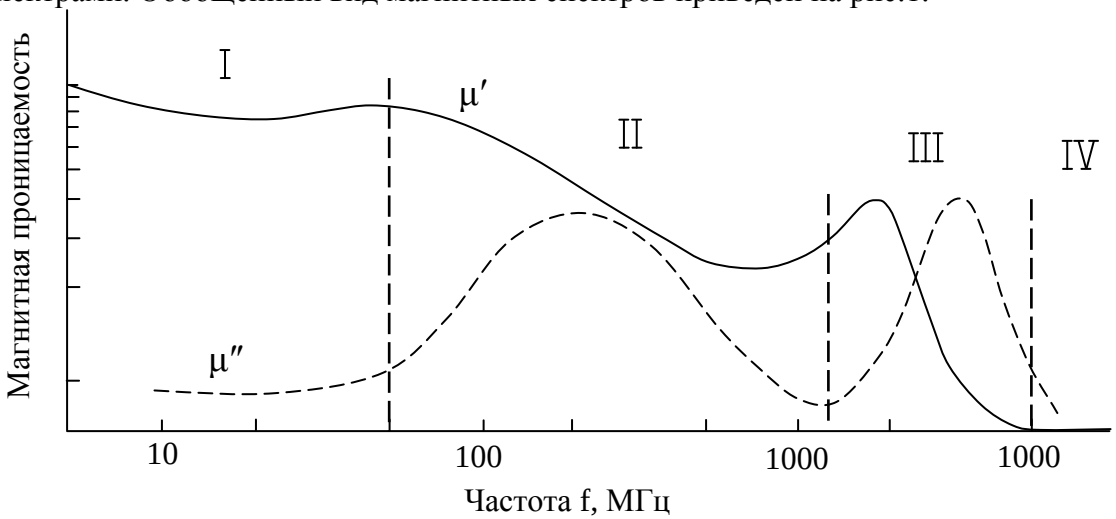


Рис. 1. Идеализированный магнитный спектр феррита

В изучении магнитных спектров существенную роль сыграл опыт Радо. Он заключался в том, что были сняты две частотные зависимость магнитной проницаемости феррита никеля ($NiFe_2O_4$):

1) спечённого, плотного (рис. 2а);

2) размельчённого (порошок) и смешанного с парафином (рис 2б).

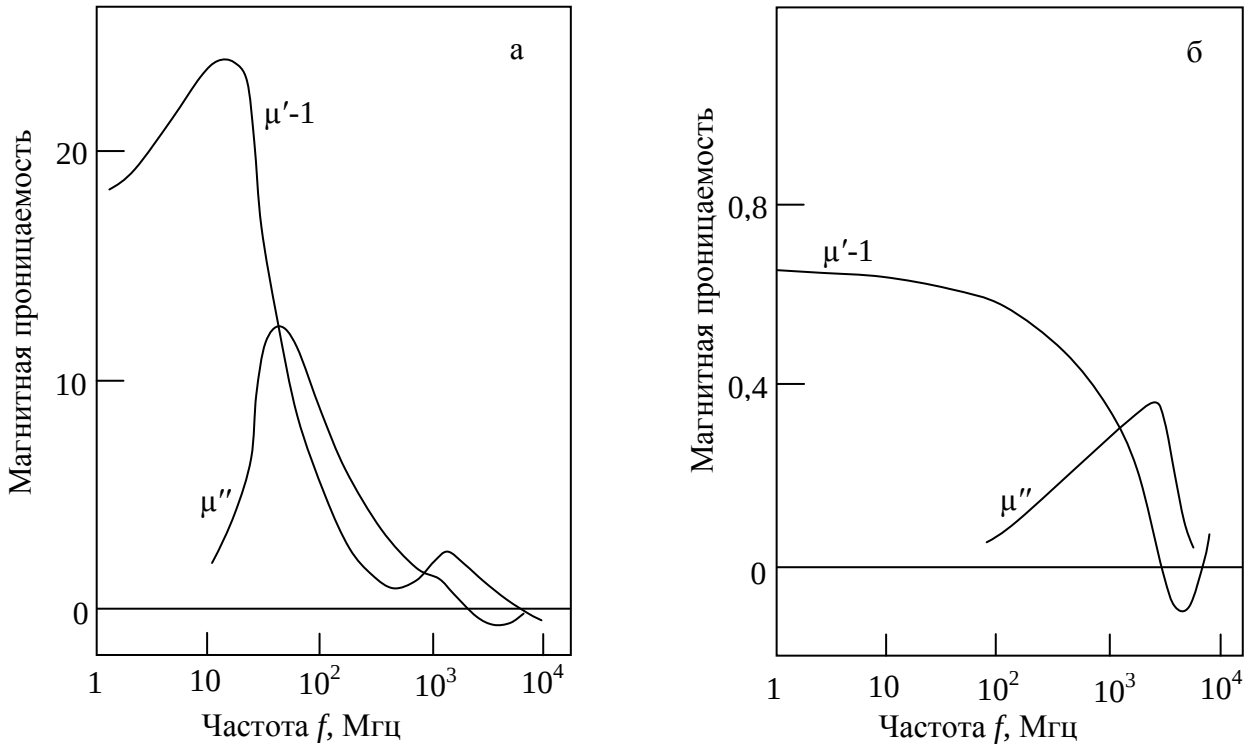


Рис 2. Магнитные спектры феррита никеля

Из рис. 2 видно, что на магнитном спектре спечённого образца два пика μ″, а у порошка всего один. Такое положение дел будет объяснено в п. III.

Различают четыре основных участка на магнитных спектрах:

I. Участок стабильности вещественной магнитной проницаемости и малых магнитных потерь.

На этом участке μ′ меняется мало или практически не меняется. Потери μ″ сравнительно малы. Скорость перемещения доменных границ под действием поля на этом участке меньше предельно возможной для данного материала. Феррит, работающий в этом частотном диапазоне , представляет ценность для радиокомпонентов высокочастотной аппаратуры из-за высокой магнитной проницаемости и малых потерь.

II. Область резонанса доменных границ (РДГ)

Это участок сильной частотной зависимости μ′ и резкого возрастания μ″.

Размер доменов в материале зависит от размеров зерна и приблизительно равен

$$d = 10^{-3}\sqrt{l}$$

где $d$ – размер домена

$l$ – размер кристаллического зерна

Рассмотрим зерно, которое состоит из 2-х доменов (рис.3а). И проследим поведение доменной границы при приложении внешнего поля.

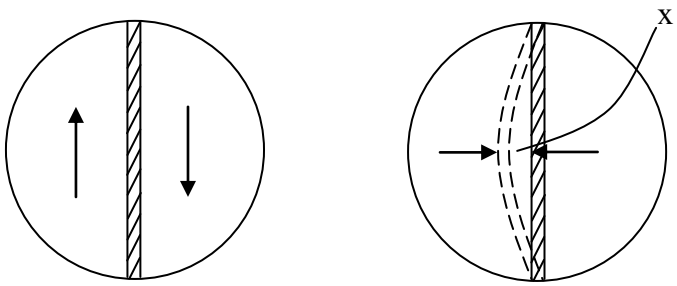


Рис. 3. Зерно, разбитое на 2 домена (модель Глобю)– а; упругий изгиб доменной границы - б

Под действием нарастающего внешнего поля граница упруго искривляется (рис.3 б), отрывается от точек закрепления на границах зерна и разгоняется(движется ускоренно) Разогнавшись, движется затем с постоянной скоростью. Такое поэтапное движение границы, где x –ее линейное смещение от равновесного положения, можно описать с помощью уравнения Дёринга:

$$m_{гр}\ddot{x} + \beta\dot{x} + \alpha x = M_S h$$

$$M_S h = V\beta$$

где $V$ =dx/dt – скорость движения доменной стенки

$\beta$ – магнитная вязкость – сопротивление магнитной среды движению доменной стенки.

$\alpha$ – квазиупругий коэффициент

$m_{гр}$ – масса границы( например $90^0$ –границы)

$$m_{гр} = \frac{1}{2\pi\delta\gamma^2}$$

$\delta$ – толщина границы.

Намагниченность можно представить как:

$$\overline{m} = \frac{2xM_S}{d}$$

Отсюда восприимчивость

$$\chi = \frac{\overline{m}}{n} = \chi_{\parallel} = \frac{2xM_S}{nd}$$

Движение доменной границы происходит в пределах зерна (для поликристаллического материала) или тела (в монокристаллическом материале).

В переменном поле у доменной границы появится собственная частота колебаний. При приложении к телу переменного поля вида

$$\tilde{h} = h_0 e^{-i\omega \cdot t}$$

восприимчивость будет

$$\tilde{\chi}_{\parallel} = \chi_{\parallel} \frac{\omega_{0гр}^2}{\omega_{0гр}^2 - \omega^2 + i \cdot \omega\omega_{rгр}}$$

откуда несложно разделить $\tilde{\chi}_{\parallel}$ на вещественную и мнимую составляющие $f'$ и $f''$.

$$\tilde{\chi}_{\parallel} = \chi_{\parallel} (f' + if'')$$

где $\omega_{0гр}^2$ - собственная частота колебаний границы, равная

$$\omega_{0гр} = \sqrt{\frac{\alpha}{m_{гр}}}$$

$\omega_{rгр}$ – частота релаксации доменной границы, равная

$$\omega_{rгр} = \frac{\beta}{m_{гр}}$$

Т. к. любая доменная граница (подобно струне или жесткой мембране) обладает собственной частотой колебаний, то при возрастании частоты, вынуждающее магнитное поле приближается по частоте к собственным колебаниям той или иной доменной границы, что приводит к резонансному поглощению электромагнитной энергии.

В материале много различных по размерам доменных границ и каждая такая граница имеет собственную частоту колебаний, поэтому оьласть дисперсии μ″ складывается из множества пиков резонансов отдельных границ (рис.4).

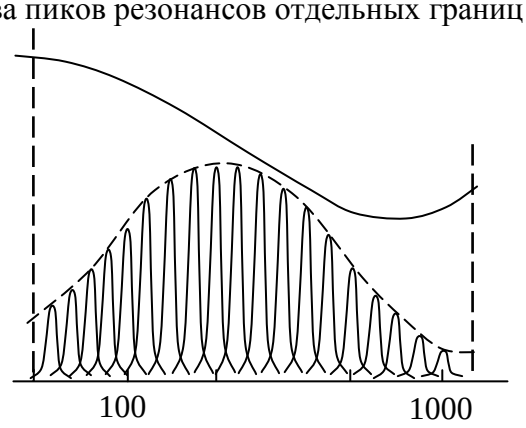


Рис. 4. Резонансы доменных границ

Частота резонанса границы зависит от её типа. Чем граница жёстче и короче, тем выше $f_{рез}$. Чем длиннее и толще, тем ниже её $f_{рез}$.

Существуют приближенные выражения, позволяющие вычислить вид μ′ и μ″ в области РДГ по магнитостатическим параметрам материала и некоторым усредненным параметрам, характеризующим микроструктуру (размер зерна, пористость и т.д.). Как правило, достоверные результаты по этим выражениям достигаются лишь в том случае, когда в них подставляются некоторые параметры измеренного магнитного спектра(т.е. результаты какого-то опыта, феномена). Выражения такие называются феноменологическими. Частоту, соответствующую резонансу доменной границы (и максимуму μ″) можно приближенно определить по формуле:

$$f_{РДГ} = 3{,}72\,\mu_0 I_S^{5/4}\left(\frac{q}{k_1}\right)^{1/8} l^{-1/4}\chi_0$$

где $\mu_0 I_S$ – намагниченность насыщения
$k_1$ – константа кристаллографической анизотропии
$l$ – средний размер зёрен поликристалла

$\chi = \frac{M_{\parallel}}{H_0}$ - статическая магнитная восприимчивость

$q$ – константа неоднородного обменного взаимодействия ($q \approx 4\cdot10^{-11}$ см$^2$).
На $f_{рез}$ сильно влияет микроструктура. Увеличивая долю мелких зёрен или уменьшая средний размер зерна можно увеличить $f_{рез}$. Пористость увеличивает $f_{рез}$, т. к. на порах движение доменной границы тормозится, она становится более жесткой (рис.5).

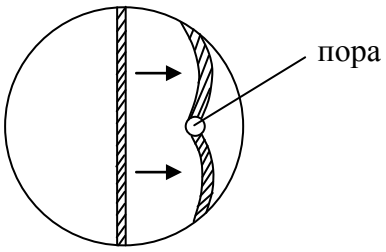


Рис. 5. Торможение доменной границы порой

Ш. Область естественного ферромагнитного резонанса

Эта область высокочастотных потерь, связанная с прецессией намагниченности в собственном внутреннем поле (поле анизотропии) магнитного материала. Естественный ферромагнитный резонанс( ЕФМР ) происходит при совпадении частоты электромагнитного поля с частотой прецессии магнитного момента во внутридоменном поле. Явление ферромагнитного резонанса во внешнем постоянном магнитном поле мы рассмотрели в гл. 2 То же явление реализуется в пределах одного домена в его«естественном» внутридоменном поле. Обобщенно эффективное поле анизотропии поликристаллического магнетика имеет вид

$$H_{эфф} = H_A + H_\lambda + H_{РД}$$

где $H_A$ - поле кристаллографической анизотропии;
$H_\lambda$ – поле магнитоупругой анизотропии, обусловленной остаточными механическими напряжениями в материале и возможно внешними механическими воздействиями;
Величина поля $H_\lambda$ в ферритах, как правило, пренебрежимо мала, ввиду малости коэффициентов магнитострикции ферритов.
$H_{РД}$ - размагничивающее поле границ доменов, зависящее от взаимной ориентации границ и вектора переменного магнитного поля

$H_{РД}$ , как известно, имеет вид

$$H_{РД} = N\cdot M_S$$

где размагничивающий фактор $N$ может в зависимости от ориентации доменной границы к вектору переменного поля $\tilde{h}$ принимать значения 0 ... 4π.

С учетом размагничивающих факторов формы для частоты (точнее, для интервала частот ЕФМР) справедлива формула Киттеля:

$$\frac{\omega}{\gamma} = \sqrt{\left[H_A + (N_{gx} + N_x + N_z)M_S\right]\cdot\left[H_A + (N_{gy} + N_y - N_z)M_S\right]}$$

где $N_i$ - размагничивающие факторы формы тела;
$N_{gi}$ – размагничивающие факторы доменных границ.

Максимальная частота ЕФМР получается при $N_z = 0$ (ось z -направление намагничивания доменов ) и $N_x + N_{qx} = N_y + N_{qy} = 4\pi/$

$$\omega_{ЕФМР\,\max} = H_A + 4\pi M_S \text{ ****}$$

Минимальная частота

$$\omega_{ЕФМР\,\min} = \gamma H_A$$

реализуется не только при $N_i \to 0$, $N_{gi} \to 0$, но и в том случае, когда поле кристаллографической анизотропии $H_A$ существенно больше суммы полей размагничивающих факторов. Таким образом, область ЕФМР в поликристаллических ферритах может быть достаточно широкой (от $10^6$ до $10^{10}$ Гц ) и может частично перекрываться с областью РДГ, в результате чего вид реального спектра оказывается гораздо сложнее, чем на рис.1

Внутри области ЕФМР реального спектра имеется максимум μ″ (реже два максимума). Ориентируясь на частоту $f'_{рез}$ этого максимума, можно решить обратную задачу: по виду экспериментального спектра определить $H_{ЭФ}$ и оценить порядок величии $H_A$ и $K_I$ :

$$H_{ЭФ}(Э) = \frac{f'_{рез}(МГц)}{2{,}8}$$

$$H_A \approx H_{ЭФ}$$

$$|K_I| = \frac{H_A \cdot M_S}{2}$$

На этих закономерностях основан один из методов определения $K_I$ в поликристаллических ферритах.

Теперь можно объяснить опыт Радо- изменение вида магнитного спектра феррита никеля (рис. 2). В плотном спечённом образце крупные кристаллиты многодоменные, а доменные стенки подвижны, поэтому имеется низкочастотный максимум потерь, обусловленный резонансом доменных границ. Второй пик, как было сказано выше, связан с прецессией магнитного момента. А в порошковом образце большинство частиц являются однодоменными, движение доменных стенок минимизировано и наличие одной области потерь( более высокочастотной), обусловлено естественным ферромагнитным резонансом.

IV. Область работы материала в СВЧ диапазоне.

На частотах, больших $\omega_{ЕФМРmax}$, в размагниченном феррите μ′→1, μ″→0. Эта область магнитных спектров определяет условия работы материала в СВЧ – диапазоне с малыми остаточными потерями. Здесь ненамагниченный феррит подобен диэлектрику.

Таким образом,

$$\omega_{ЕФМР\,\max} = H_A + 4\pi M_S \text{ *****}$$

есть низкочастотная граница СВЧ – диапазона для ферритов, работающих в условиях сохраняющейся доменной структуры (когда необходимо учитывать размагничивающие факторы границ). В внешнем магнитном поле, достаточном хотя бы для состояния технического насыщения( $M>0{,}8\text{-}0{,}9\ M_s$), феррит может работать и ниже частоты $\omega_{ЕФМРmax}$.

Магнитные спектры позволяют определить диапазон частот, в котором феррит можно наиболее оптимально использовать.

Например, параметры первой области ( значения $\mu'$ , уровня потерь, критической частоты) позволяют оценить пригодность феррита, работающего в радиочастотном диапазоне. Таких ферриты используют для создания дросселей, трансформаторных сердечников, антенных сердечников и т.д. Управление магнитостатическими параметрами феррита в соответствии с формулой *** позволяет расширить СВЧ-диапазон в сторону низких частот( в разумных пределах)

Широкий участок потерь (области 2 и 3)можно использовать для создания радио-поглощающих материалов на основе ферритов с большими участками РДГ и ЕФМР.

Роль подобных материалов в радиотехнике и электронике бурно растет. Это не только пассивная маскировка от радиолокационных средств обнаружения, но и защита

Конфиденциальной информации в компьютерах и сетях, подавление взаимных помех в электронном оборудовании автомобилей и многое другое.