

Рис. 1. Частотные и полевые зависимости компонент тензора магнитной ВЧ-восприимчивости, намагниченного до насыщения изотропного ферромагнетика (без учёта потерь).

или в форме Блоха — Бломбергена:

$$R = -\omega, (M - \chi_0 H),$$

где $\chi_0 = M_0/H_0$. В рассматриваемом линейном приближении и при малых потерях эти формы эквивалентны и входящие в них параметры диссипации связаны соотношениями $\lambda = \alpha M_0 = \omega, M_0/H_0$. С учётом потерь компоненты χ' становятся комплексными, их вещественные части χ' и χ'_a проходят через нуль, а мнимые χ'' и χ''_a — через максимум вблизи $\omega = \omega_H$. В этой точке

$$\chi'_{\text{рез}} = \frac{1}{2} \chi_0, \chi''_{\text{рез}} = 0, \chi''_{\text{рез}} \approx \chi''_{a \text{рез}} = \frac{\chi_0}{2\alpha}.$$

Частотные зависимости компонент тензора магн. проницаемости $\tilde{\mu} = 1 + 4\pi\tilde{\chi}$ приведены на рис. 2.

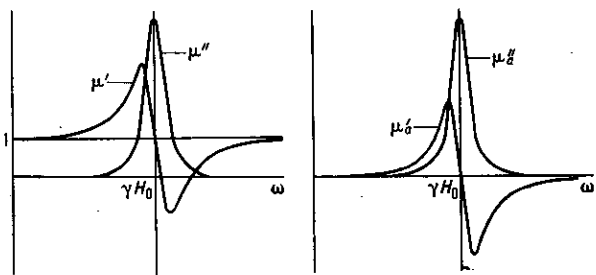


Рис. 2. Частотные зависимости компонент тензора магнитной ВЧ-проницаемости намагниченного до насыщения изотропного ферромагнетика.

Ферромагнитный резонанс в малом эллипсоиде. Для описания Ф. р. в конкретных системах, содержащих ферромагн. образцы, необходимо решать граничные эл.-динамич. задачи при соответствующих значениях параметра $\tilde{\mu}$ и диэлектрич. проницаемости $\tilde{\epsilon}$. Простейшей из таких задач является задача о Ф. р. в малом (по сравнению с длиной эл.-магн. волны) эллипсоиде, находящемся в заданных внеш. полях: постоянном H_{e0} и переменном с комплексной амплитудой h_e . Малость образца позволяет ограничиться магнитостатич. приближением, т. е. пренебречь в ур-ниях Максвелла членами $(1/c) \partial(\tilde{\epsilon}e)/\partial t$ и $(1/c) \partial(\tilde{\mu}h)/\partial t$. Тогда внутр. поле H и намагниченность M в ферромагн. эллипсоиде однородны и связаны с внеш. полем H_e соотношением

$$H = H_e - \vec{N}M, \quad (5)$$

где \vec{N} — симметричный тензор размагничивания. В осях координат, совпадающих с осями эллипсоида, он становится диагональным, и его компоненты наз. *размагничивающими факторами*; их сумма $N_x + N_y + N_z = 4\pi$. Выражения (5) справедливы для постоянных и переменных составляющих. Подставляя их в линейные ур-ния движения, мы получим зависимость m от внеш. поля: $m = \tilde{\chi}^e h_e$, где $\tilde{\chi}^e$ — внеш. динамич. восприимчивость. Тен-

зор $\tilde{\chi}^e$, как и $\tilde{\chi}$, несимметричен; в отличие от $\tilde{\chi}$, он характеризует не вещество, а образец (точнее, малый эллипсоид) из этого вещества.

Без учёта потерь компоненты $\tilde{\chi}^e$ имеют полюса при частоте

$$\omega_0 = \gamma \{ [H_{e0z} + (N_{11} - N_{33})M_0] \times [H_{e0z} + (N_{22} - N_{33})M_0] - N_{12}^2 M_0^2 \}^{1/2}, \quad (6)$$

где N_{ij} ($i, j = 1, 2, 3$) — компоненты тензора \vec{N} в системе координат, в к-рой третья ось (ось z) совпадает с направлением M_0 , а H_{e0z} — проекция H_{e0} на эту ось. Если H_{e0} направлено по одной из осей эллипсоида, то $H_{e0z} = H_{e0}$, $N_{11} = N_x$, $N_{22} = N_y$, $N_{33} = N_z$, а $N_{12} = 0$. Ф-ла (6) переходит при этом в формулу Киттеля; её частные случаи приведены в табл. Для сферы зависимость $\omega_0(H_{e0})$

Частоты ферромагнитного резонанса в малых образцах

Образец	Направление намагничивания	Размагничивающие факторы			Частоты
		N_x	N_y	N_z	
Тонкая пластина	Касательное	0	4π	0	$(\omega_0/\gamma)^2 = H_{e0}(H_{e0} + 4\pi M_0)$
	Нормальное	0	0	4π	$\omega_0/\gamma = H_{e0} - 4\pi M_0$
Тонкий цилиндр	Продольное	2π	2π	0	$\omega_0/\gamma = H_{e0} + 2\pi M_0$
	Поперечное	2π	0	2π	$(\omega_0/\gamma)^2 = H_{e0}(H_{e0} - 2\pi M_0)$
Сфера		$\frac{4}{3}\pi$	$\frac{4}{3}\pi$	$\frac{4}{3}\pi$	$\omega_0/\gamma = H_{e0}$

является наиб. простой и не содержит M_0 . Поэтому образцы в виде сферы наиб. широко используются при эксперим. исследованиях Ф. р.

При нек-рых условиях в малых образцах возможно возбуждение также неоднородных колебаний намагниченности, напр. *уокеровских колебаний* в эллипсоидах вращения, в частности в сферах и дисках.

С учётом потерь компоненты $\tilde{\chi}^e$ — диагональные χ_x^e и χ_y^e и антисимметричные χ_a^e — становятся комплексными, их мнимые части имеют максимумы вблизи частоты, определяемой ур-нием (6), к-рая и является частотой Ф. р. в малом эллипсоиде. Ширины ΔH и $\Delta\omega$ резонансных кривых [соответственно $\chi^e(H_{e0})$ при $\omega = \text{const}$ или $\chi^e(\omega)$ при $H_{e0} = \text{const}$] пропорц. параметрам диссипации λ , α или ω_r , а макс. значения этих кривых обратно пропорц. им. При малых потерях ($\alpha \ll 1$) $\Delta H = \gamma \Delta\omega \approx 2\alpha\omega_0$, и в частном случае эллипсоида вращения

$$(\chi_x^e)''_{\text{рез}} = (\chi^e)''_{\text{рез}} = (\chi_a^e)''_{\text{рез}} \equiv \chi''_{\text{рез}} = \frac{\gamma M_0}{2\alpha\omega_0},$$

так что имеет место соотношение $\Delta H \chi''_{\text{рез}} = M_0$.

Намагниченный ферромагн. эллипсоид вблизи резонансной частоты может рассматриваться как колебат. система с добротностью $Q_0 = \omega_0/\gamma \Delta H$; в случае эллипсоида вращения $Q_0 = 1/2\alpha$. В образцах из высококачеств. монокристаллов ферро- или ферримагнетиков величины ΔH малы и добротности достигают больших значений. Напр., для феррита $Y_3Fe_5O_{12}$ со структурой граната (ЖИГ) в трёхсантиметровом диапазоне $\Delta H \approx 0,3$ Э и $Q_0 \sim 10^4$.

Влияние кристаллографии, *магнитной анизотропии* на Ф. р. может быть учтено, если к величине H_{e0} в ур-нии (3) добавить, согласно ур-нию (2), эфф. поле анизотропии:

$$H_{\text{ан}} = -\partial F_{\text{ан}}/\partial M,$$

где $F_{\text{ан}}$ — энергия кристаллографич. магн. анизотропии. В случае монокристаллич. образца это приводит к зависимости резонансной частоты или резонансного поля от углов, к-рые образует вектор M_0 с осями кристаллич. решётки образца. Пример такой зависимости приведён на