

магн. колебаниями образца с $\mu = 1$ (частота к-рых обратно пропорц. размерам и не зависит от H_{e0}). Для образцов ещё больших размеров и неэллипсоидальной формы, напр. для ферритовых образцов в волноводах, к-рые используются в ферритовых СВЧ-устройствах, такая трактовка неприменима и необходимо решение соответствующих граничных эл.-динамич. задач.

Ф. р. может наблюдаться и в ненасыщенных образцах при наличии ферромагнитных доменов. Если доменная структура является регулярной, т. е. имеется неск. групп доменов с разл. ориентациями пост. намагниченности, напр. две группы с M_{10} и M_{20} , то происходят связанные колебания намагниченности в этих группах и число резонансных частот или полей равно числу групп доменов. Для наблюдения такого резонанса в нек-ром интервале значений поля H_{e0} необходимо, чтобы это поле не приводило к смещению границ доменов. Доменная структура и частоты Ф. р. для одного из случаев, когда это условие выполняется, приведены на рис. 6. Тип колебаний с частотой

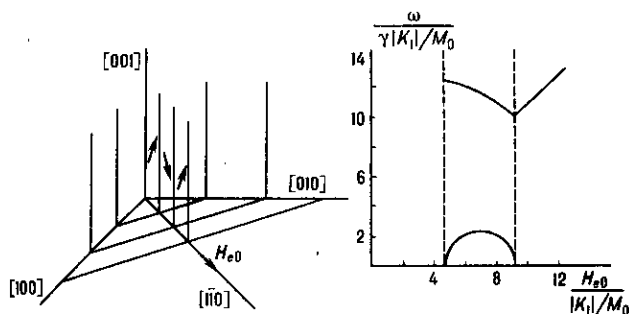


Рис. 6. Доменная структура и частоты ферромагнитного резонанса в малой сфере из кубического ферромагнетика при $K_1 < 0$ (K_1 — первая константа анизотропии).

ω_{\perp} возбуждается перем. магн. полем, перпендикулярным пост. полю H_{e0} , а тип колебаний с частотой ω_{\parallel} — перем. полем, параллельным H_{e0} .

При нерегулярной доменной структуре, к-рая, как правило, имеет место в поликристаллич. образцах, разброс ориентаций M_0 , размеров и формы доменов приводит к значит. уширению резонансных кривых. В отсутствие внеш. пост. поля поглощение эл.-магн. энергии (т. н. естественный Ф. р.) происходит в широком интервале частот:

$$\gamma \frac{2|K_1|}{M_0} < \omega < \gamma \left(\frac{2|K_1|}{M_0} + 4\pi M_0 \right).$$

При рассмотрении влияния носителей заряда на Ф. р. представляют интерес два предельных случая: $\delta \gg d$ и $\delta \ll d$, где d — наим. размер образца (для плёнки — её толщина, для сферы — диаметр), δ — глубина проникновения эл.-магн. поля в вещество (толщина скин-слоя, см. Скин-эффект). В первом случае, к-рый обычно реализуется в ферритах, электропроводность приводит к джоулевым потерям, обусловленным вихревыми токами, к-рые наводятся перем. намагниченностью. В частности, для сферы обусловленное этим эффектом уширение резонансной кривой

$$\Delta H_{\sigma} = \frac{4}{45} 4\pi M_0 \epsilon'' (k_0 R)^2,$$

где $\epsilon'' = 4\pi\sigma/\omega$, σ — уд. проводимость, $k_0 = \omega/c$, а R — радиус сферы. Оценка показывает, что в трёхсантиметровом диапазоне этот вклад в ΔH становится существенным ($\Delta H_{\sigma} \approx 1$ Э) при $\epsilon'' \approx 0,1$ и радиусе сферы $R \approx 1$ мм.

В ферритах, электропроводность к-рых носит характер термоактивированных перескоков электронов между разновалентными ионами, напр. Fe^{2+} и Fe^{3+} , существует и др. источник магн. потерь при Ф. р., связанный с электропроводностью. Он похож на упомянутый выше процесс

косвенной спин-решёточной релаксации, обусловленный ионами с сильной спин-орбитальной связью. Отличие заключается лишь в том, что теперь под действием колебаний намагниченности происходят не внутриионные, а меж-ионные переходы электронов; вследствие больших времён релаксации, связанных с этими переходами, температурные максимумы ΔH лежат теперь при более высоких температурах.

В другом предельном случае ($\delta \ll d$), характерном для металлов, колебания намагниченности при Ф. р. являются неоднородными, их амплитуды экспоненциально убывают по мере удаления от поверхности ферромагн. металла. В грубом приближении можно считать, что колебания однородны, но происходят только в поверхностном слое толщиной δ . Тогда для расчёта условий резонанса можно использовать ф-лу (6), помня, однако, что входящая в неё величина N_{33} представляет собой размагничивающий фактор для пост. полей, а остальные компоненты тензора размагничивания суть эфф. размагничивающие факторы для тонкой плёнки, прилегающей к поверхности образца.

В действительности при Ф. р. в металле на его поверхности возбуждаются спиновые волны, к-рые распространяются в глубь металла и затухают, в осн., на длине δ вследствие магн. потерь и электрич. потерь, обусловленных проводимостью металла. Теория этого процесса должна учитывать влияние обменного взаимодействия на параметры всех 4 типов волн, к-рые могут распространяться в ферромагн. металле, а также дополнит. (обменные) граничные условия на поверхности металла. В результате может быть вычислен поверхностный импеданс металла Z_S и найдена ширина резонансной линии ΔH , к-рая в данном случае определяется, как ширина кривой Z_S' (H_0) на половине её высоты. Сравнение результатов таких расчётов с экспериментом позволяет найти вклад $\Delta H_{\text{маг}}$ магн. потерь, пропорциональный параметру диссипации в урнии Ландау — Лифшица, и вклад $\Delta H_{\text{обм}}$, обусловленный проводимостью и обменным взаимодействием. В случае преобладания этого вклада и нормального скин-эффекта

$$\Delta H_{\text{обм}} \approx (2\pi/c) \sqrt{2DM_0\sigma\omega},$$

где D — постоянная неоднородного обмена (или спиновой жёсткости). Такого же порядка оказывается и сдвиг (в сторону меньших полей) $H_{\text{рез}}$. Для более точного определения вклада $\Delta H_{\text{маг}}$ может быть использовано явление антирезонанса, когда $\Delta H_{\text{обм}}$ отсутствует. Вклад $\Delta H_{\text{обм}}$ преобладает, в частности, в сантиметровом диапазоне для монокристаллов Fe, а вклад $\Delta H_{\text{маг}}$ — для монокристаллов Ni.

Применение в технике. Ф. р. часто понимается в широком смысле как совокупность явлений, происходящих в ферро- и ферримагнетиках, находящихся в постоянном (или медленно изменяющемся) магн. поле и переменном эл.-магн. поле диапазона СВЧ. При таком определении Ф. р. это явление лежит в основе всех магн. (ферритовых) устройств, используемых в технике СВЧ. Если принять более узкое определение Ф. р. как совокупности явлений, происходящих вблизи резонансных значений частоты и пост. поля, то Ф. р. в поликристаллич. ферритах используется в резонансных вентилях СВЧ-диапазона, а в монокристаллах — в ферритовых СВЧ-фильтрах. Ф. р. широко применяется для измерения параметров ферро- и ферримагнетиков: констант магн. кристаллографии, анизотропии, магнитоупругих постоянных, а также (с применением неферрич. образцов или укороченных типов колебаний в сферах) пост. намагниченности.

Нелинейные явления при ферромагнитном резонансе. Урние движения намагниченности (1) нелинейно, и при достаточно больших амплитудах перем. магн. поля возникают многочисл. нелинейные явления. Они подразделяются на два вида: одномодовые и обусловленные нелинейной связью между разл. типами колебаний (модами). Явления первого вида обусловлены прежде всего тем, что, как следует из урния (1), длина вектора M сохраняется, т. е. конец его при колебаниях движется по поверхности сферы. При этом проекция M_z намагниченности на направление