

О ШИРИНЕ ЛИНИИ ФЕРРОМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА В МЕТАЛЛАХ И СПЛАВАХ

А.Н.Волошинский, Н.В.Рыжанова, Е.А.Туров

1. Вопрос о природе ширины линии ферромагнитного резонанса (ФМР) в металлах, несмотря на давнюю историю (см., например, [1]), до сих пор остается нерешенным. Достаточно хорошо объясняется лишь часть уширения, связанная со скин-эффектом, благодаря которому магнитное СВЧ поле вместо однородной прецессии намагниченности возбуждает непрерывный набор спиновых волн со средней длиной волны порядка толщины скин-слоя. Однако вся совокупность экспериментальных данных показывает, что, наряду с этим своеобразным неоднородным уширением, существенную, а иногда и преобладающую роль (например, в сплавах) может играть обычное релаксационное уширение, связанное с затуханием поперечных компонент намагниченности, возбуж-

даемых при ФМР [2 – 8]. Феноменологически релаксационное уширение описывается с помощью параметра затухания λ , входящего в известное уравнение движения Ландау – Лифшица. Но все попытки дать микроскопический расчет параметра λ , найти его частотную и температурную зависимости, а также зависимость от концентрации (для сплавов), намагниченности и т. п. приводили к результатам, не согласующимся с экспериментом.

В настоящей статье предлагается механизм релаксации и приводятся результаты расчета ширины линии ФМР, которые позволяют объяснить многие экспериментальные закономерности как для сплавов (для которых, собственно, проводится расчет), так и, возможно, для чистых металлов с дефектами.

В основу кладется следующая идея. Как и ранее [1], причиной релаксации мы считаем процессы поглощения и испускания квантов квазиоднородной прецессии намагниченности электронами проводимости. Но при этом мы учитываем, что наряду с процессами когерентного рассеяния электронов (с сохранением квазиимпульса), в сплавах и примесных металлах имеют место также некогерентные процессы, в которых квазиимпульс не сохраняется. Именно некогерентные процессы дают наибольший вклад в ширину линии ФМР. Дело в том, что они могут быть обусловлены таким относительно сильным взаимодействием, как $s d$ - (или $s f$ -) обменное взаимодействие, которое оказывается неэффективным (из-за законов сохранения) для когерентных процессов.

Необходимо, однако, иметь ввиду, что само по себе обменное взаимодействие не может изменить суммарный спин системы, и поэтому указанный выше механизм релаксации будет работать лишь в том случае, если существует независимый (и более быстрый!) механизм релаксации для спина подсистемы электронов проводимости. Предположение о равновесности подсистемы электронов проводимости является принципиально важным для настоящей теории. Наконец, имея в виду найти чисто релаксационный вклад в ширину линии ФМР, мы пренебрегаем скин-эффектом. Это фактически означает, что глубина скин-эффекта должна быть больше размеров образца, или во всяком случае настолько велика, чтобы можно было пренебречь пространственной дисперсией магновов. Тем самым рассматривается затухание квазиоднородных колебаний намагниченности.

2. Существенная для нашей задачи часть $sd(f)$ -гамильтониана связана с беспорядком в распределении атомов компонент сплава по узлам решетки и может быть представлена в виде

$$V = \frac{1}{N\sigma} \sum_{n, \mathbf{k}, \mathbf{k}'} e^{-i(\mathbf{k} - \mathbf{k}'; \mathbf{r}_n)} \Delta (J_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}^{(n)} S_n) a_{\mathbf{k}-}^+ a_{\mathbf{k}'}^- \sigma^+ + a_{\mathbf{k}+}^+ a_{\mathbf{k}'}^- \sigma^-). \quad (1)$$

Здесь N – число элементарных ячеек основной области некоторого усредненного кристалла с эффективным периодическим потенциалом, \mathbf{k} – квазиволновой вектор электрона в этом кристалле, \mathbf{r}_n – радиус-вектор $d(f)$ -спина S_n , $\vec{\sigma} = \sum_n S_n$ – суммарный $d(f)$ -спин, который, как отмечалось, мы считаем квазиоднородным, так что $S_n = S_n \vec{\sigma} / \sigma$ ($\sigma^{\pm} = \sigma_x \pm i\sigma_y$).

Величина $\Delta (J_{kk}^{(n)} S_n)$ как раз характеризует флуктуирующую часть $sd(f)$ -обмена, связанную с беспорядком.

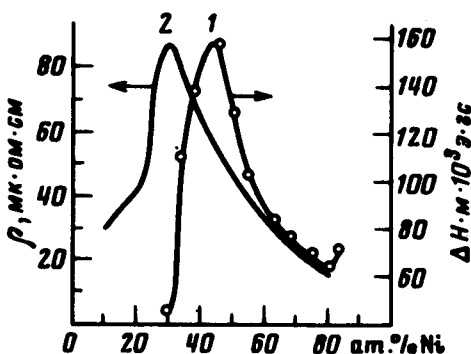
Вычисляя обычным образом [1] по теории возмущений среднюю скорость релаксации поперечной намагниченности, обусловленную взаимодействием (1), находим ширину линии ФМР по частоте, $\Delta\omega$. При этом $\Delta\omega$ оказывается пропорциональной средней квадратичной величине $(\Delta(JS))^2$, которая, как известно, определяет также обменную ("магнитную") часть остаточного электросопротивления сплава ρ_M , так что $\Delta\omega \sim (\Delta(JS))^2 \sim \rho_M$.

Окончательный результат для ширины линии по внешнему полю, $\Delta H = (\partial\omega/\partial H)^{-1} \Delta\omega$, выражается исключительно простой формулой

$$\Delta H = \frac{e^2 n k_F}{\pi^2} \frac{\rho_M \omega}{M} \quad (2)$$

Здесь e — заряд электрона, n — их число в единице объема, а $\hbar k_F$ — фермиевский квазиимпульс; ω — частота ФМР и M — намагниченность насыщения. Заметим, что поскольку спиновый беспорядок связан в данном случае с атомным, то можно ожидать, что ρ_M в зависимости от концентрации и степени дальнего порядка изменяется примерно так же, как и полное остаточное электросопротивление сплава. Ясный вид ρ_M можно найти в работе [4].

Следует также отметить другой важный результат расчета, который состоит в отсутствии явной зависимости ΔH (а следовательно и параметра затухания λ) от анизотропии формы образца и от кристаллической анизотропии, хотя они сильно влияют на $\Delta\omega$.



3. На основе формулы (2) может быть объяснен ряд экспериментальных фактов и закономерностей для ΔH в сплавах.

а) Без "натяжек" получается необходимый порядок величины ΔH . Так, для FeNi-сплавов мы получим экспериментальное значение $\Delta H \approx 10^2 + 10^3$ э, полагая $\rho_M \approx 1 + 10$ мком·см (что составляет 1 + 10% от полного сопротивления ρ_0).

б) Объясняется наблюдаемая во многих случаях линейная зависимость ΔH от ω [2, 3, 5].

в) Подтверждается экспериментальными данными для FeNi -сплавов предсказываемая формулой (2) корреляция между концентрационными зависимостями произведения $\Delta H M$ и остаточного сопротивления. На рисунке по данным работы [5] построена зависимость $\Delta H M$ от состава FeNi -сплава (кривая 1). Эта зависимость оказывается весьма похожей на концентрационную зависимость полного электросопротивления этих сплавов при 0°C (кривая 2 [6]). Если учесть, что с понижением температуры пик электросопротивления смещается в сторону больших концентраций Ni, то сходство обеих кривых становится еще более разительным.

г) Если предположить, что обратная пропорциональность между ΔH и M сохраняется и при конечных температурах, то это позволяет объяснить температурную зависимость ширины линии ($\sim 1/M(T)$), наблюдаемую в молибденовом пермаллое [7], в сплаве $\text{Ni}_{0,95}\text{Cu}_{0,05}$ [8] и в инварных сплавах [9].

4. Интересно отметить, что зависимость вида $\Delta H \sim \omega/M$ наблюдается иногда не только для сплавов, но также и для чистых металлов группы железа [2] (при достаточно высоких температурах). Возможно, что в чистых металлах, наряду с примесями, играют аналогичную роль различного рода дефекты, границы образца, что и обуславливает существование рассмотренных процессов релаксации без сохранения квазиимпульса.

Институт физики металлов
Академии наук СССР
УНЦ

Поступила в редакцию
21 октября 1976 г.

Литература

- [1] Е.А.Туров. Сб. Ферромагнитный резонанс (под ред. С.В.Вонсовского), гл. V, М., Физматгиз, 1961.
- [2] D.S. Rodbell, Physics, 1, 279, 1965.
- [3] Z. Frait, H. Mac Faden. Phys. Rev., 139, 1173, 1965.
- [4] Н.В.Рыжанова, А.Н.Волошинский. ФММ, 35, 269, 1973.
- [5] В.С.Покатилов. Кандидатская диссертация, М., 1973.
- [6] А.М.Борздыка. ДАН СССР, 65, 505, 1949.
- [7] И.М.Пузей, В.С.Покатилов. ФТТ, 16, 1039, 1974.
- [8] N. Lloyd, S. M. Bhagat. Sol. State Comm., 8, 2029, 1970.
- [9] И.М.Пузей, В.С.Покатилов. Труды МКМ-73, III, 165.