

спектрометрической методики на разным образом приготовленных объектах может дать полезную в принципиальном отношении информацию.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Strobel P., Carroni J.J., Chailout C. et al. // Nature, 1987. V. 327. P. 306-308.
- [2] Burger J.P., Lesueur L., Nicolas M. et al. // J. Physique. 1987. V. 48. P. 1419-1427.
- [3] Энергии разрыва химических связей. Потенциалы ионизации и сродство к электрону. Справочник. (Под ред. Кондратьева В.Н.) М.: Наука, 1974. 351 с.
- [4] Мержанов А.Г., Боровинская И.П. // ДАН СССР. 1972. Т. 204. С. 366-368.
- [5] Hewat A.W., Carroni J.J., Chailout C. et al. // Solid State Commun. 1987. V. 64. N 3. P. 301-307.

Институт структурной
макрокинетики АН СССР

Поступило в Редакцию
17 сентября 1988 г.
В окончательной редакции
4 апреля 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 11

11 июня 1989 г.

05.2

К ВОПРОСУ ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ПАРАМЕТРА ДИССИПАЦИИ ΔH_k БЕГУЩИХ СПИНОВЫХ ВОЛН

А.Г. Гуревич, О.А. Чивилева

В нашей статье [1], посвященной методике измерения параметра диссипации бегущих спиновых (магнитоэлектрических) волн в пленке, было показано, что для поверхностной безобменной спиновой волны в свободной пленке (волны Дэймона-Эшбаха) параметр диссипации ΔH_{k1} связан следующим образом с ω_c -параметром затухания волны, отнесенным ко времени ее распространения:

$$\omega_c = \frac{\delta \Delta H_{k1}}{2} \left(1 + \frac{1}{2} \cdot \frac{\omega_M}{\omega_H} \right), \quad (1)$$

где $\omega_H = \gamma H_{i0}$, $\omega_M = \gamma 4\pi M_0$, H_{i0} - внутреннее постоянное поле, а M_0 - постоянная намагниченность. При этом было использовано следующее соотношение между "шириной кривой" ΔH_k ¹ и параметром

¹ В работе [1] ширина кривой обозначалась $2\Delta H_k$, так что ΔH_k было полушириной.

диссипации ω_r , входящим (см., например, [2]) в уравнение движения намагниченности в форме Блоха-Бломбергена:

$$\Delta H_{k1} = \frac{2\omega_r}{\gamma}. \quad (2)$$

Однако вопрос о соотношении между различными параметрами диссипации, в частности, для случая бегущих спиновых волн в пленках, является предметом дискуссий. Например, в статье [3], посвященной затуханию магнитостатических волн, было использовано другое соотношение

$$\Delta H_{k2} = \frac{2\omega\alpha}{\gamma}, \quad (3)$$

где α — параметр диссипации в уравнении движения в форме Гильберта.

Задача данной заметки — показать, что оба определения (2) и (3) в данном случае (распространение магнитостатических волн) могут быть использованы, однако определение (2) является более удобным, поскольку приводит к меньшей зависимости ΔH_k от внешних параметров.

Заметим прежде всего, что, поскольку величины α и ω_r (в случае слабых переменных полей и малой диссипации) связаны следующим образом [2]:

$$\omega_r = \alpha \omega_H, \quad (4)$$

определение (2) может быть записано в виде

$$\Delta H_{k1} = \frac{2\alpha \omega_H}{\gamma}. \quad (5)$$

Если бы нас интересовала ширина кривой ферромагнитного резонанса в эллипсоиде, то в этом случае, действительно, было бы справедливо выражение (3) и несправедливо выражение (5) [2]. При определении ширины резонансной кривой компонент внутреннего тензора магнитной восприимчивости $\tilde{\chi}$ вещества выражения (3) и (5) совпали бы, так как для этих компонент резонанс имеет место при $\omega = \omega_H$. В интересующем же нас случае бегущих магнитостатических волн ширина резонансной кривой не имеет непосредственного смысла, и величина ΔH_k представляет собой просто параметр диссипации в единицах магнитного поля. Определения его (3) и (5) в этом случае, вообще говоря, не совпадают, но являются совершенно равноправными.

Единственным разумным критерием для выбора того или иного определения (как и всегда при выборе формы параметров диссипации, да и вообще параметров в уравнении движения) может явиться меньшая зависимость ΔH_k от внешних параметров. В данном случае таковыми являются величины ω или ω_H .

В эксперименте, описанном в [1], ω изменялась в узких пределах, ω_H была постоянной, и оба определения могли быть использованы. При измерении же затухания спиновых волн в широком диапазоне частот 2–9 ГГц [4] различие величин ΔH_k , определенных согласно (3) и (5), становится весьма существенным. Изменение величины ΔH_{k1} в этом частотном диапазоне составляло $\sim 40\%$, в то время как величина ΔH_{k2} изменялась бы в 8 раз. Как показано в [4], изменение затухания поверхностной волны в диапазоне $\sim 2\text{--}4$ ГГц обусловлено процессами трехмагнонного расщепления. В диапазоне $\sim 4\text{--}9$ ГГц, где эти процессы запрещены, параметр затухания не должен существенно зависеть от частоты, что и имеет место для ΔH_{k1} . Величина же ΔH_{k2} изменяется в этом диапазоне в 2 раза. Из этого примера видно, что несмотря на равноправие обоих определений параметра диссипации ΔH_k для бегущих спиновых волн, определению (5) или (2) следует отдать предпочтение, так как оно обеспечивает большее постоянство параметра диссипации при изменениях ω и ω_H .

Пользуясь случаем, заметим, что связь между параметром $T_k = 1/\omega_T$ и мнимой частью волнового вектора k'' , т.е. декрементом волны, полученная в [3] путем довольно длинных рассуждений с введением „виртуальной“ мнимой части частоты и рассмотрением резонатора Фабри–Перо, может быть найдена „мгновенно“, если перейти к системе координат, движущейся с групповой скоростью волны.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Гусев Б.Н., Чивилева О.А., Гуревич А.Г., Эмирян Л.М., Наронович О.Б. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. В. 3. С. 159–163.
- [2] Гуревич А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука. 1973. 592 с.
- [3] Stancil D.D. // J. Appl. Phys. 1986. V. 59. N 1. P. 218–224.
- [4] Гусев Б.Н., Гуревич А.Г., Анисимов А.Н., Чивилева О.А., Винник М.А., Березин И.Л. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 10. С. 2969–2974.

Физико-технический
институт им. А.Ф. Иоффе
АН СССР, Ленинград

Поступило в Редакцию
22 февраля 1989 г.