

ПРОХОЖДЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ ЧЕРЕЗ ФЕРРОМАГНИТНЫЙ МЕТАЛЛ В ОБЛАСТИ АНТИРЕЗОНАНСА

Б.Гейнрих,¹⁾ В.Ф.Мещеряков

Известно, что распространение электромагнитной волны внутри металла главным образом определяется наличием электронов проводимости. Магнитная система действует на электроны проводимости через силу Лоренца $F = e/c [vH]$, откуда следует, что особенности высокочастотной магнитной восприимчивости должны сказаться, на распространении электромагнитной волны внутри ферромагнитного металла. Обратная величина глубины проникновения в ферромагнитном металле

$$\text{Re}(k) \sim [(\mu' - 2 + \mu''^2)^{1/2} + \mu'']^{1/2},$$

где μ' и μ'' действительная и мнимая части высокочастотной восприимчивости. На рис. 1 показано изменение μ' и μ'' в зависимости от внешнего магнитного поля при $\omega/\gamma > 4\pi M$ откуда видно, что существуют две точки, вблизи которых глубина проникновения электромагнитной волны внутрь металла имеет особенность. В точке ферромагнитного резонанса (ФМР) из-за большого значения μ'' глубина проникновения электромагнитной волны сильно уменьшается. Наряду с этой точкой существует точка ферромагнитного антирезонанса (ФМАР) [1–4], где $\mu' \rightarrow 0$. Если затухание настолько велико, что групповая скорость волны меньше скорости света²⁾ (что у ферромагнитных металлов выполняется всегда), то картина скин-слоя сохраняется. В этом случае в точке ФМАР глубина скин-слоя должна сильно возрасти и должно происходить увеличение прозрачности ферромагнитного металла. Этот вопрос для случая прецессии намагниченности без обменных сил был теоретически рассмотрен Кагановым [4].

Мы исследовали прозрачность ферромагнитных пластинок пермалоя (90%Ni), толщиной $\sim 10 \mu\text{м}$ на частоте 36 Гц в зависимости от магнитного поля. Толщина пластинки была выбрана такой, чтобы глубина проникновения СВЧ поля для $\mu = 1$ была много меньше толщины образца. В нашем слу-

¹⁾ В. Heinrich – сотрудник Физического института Чехословацкой Академии наук.

²⁾ Это условие сводится к выполнению неравенства $\Delta H > \frac{4c^2}{\delta_0^2 \sigma^2} 4\pi M$, что в нашем случае дает величину $\Delta H > 0,2 \text{ э}$.

чае затухание в пластинке составляло для $\mu = 1$ приблизительно 160 дБ и интенсивность прошедшей волны вдали от области ФМАР была много меньше чувствительности супергетеродинного приемника.

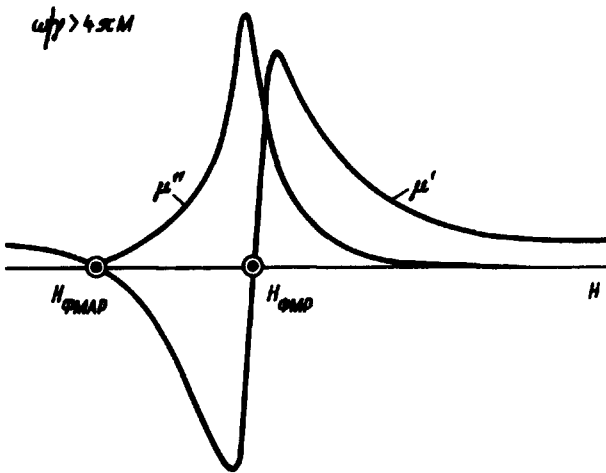


Рис. 1

Падающая на образец мощность поступала из резонатора в стенке которого в области максимума магнитной компоненты СВЧ поля было сделано отверстие связи диаметром 3 мм. Образцы приклеивались к этой стенке снаружи серебряным проводящим клеем. Сверху к образцу прижималась стенка приемного волновода с аналогичным отверстием связи. Прошедшая в волновод мощность подавалась прямо на смесительный диод супергетеродинного приемника, чувствительность которого была 10^{-12} Вт. Развязка между резонатором и волноводом была такой, что при питании резонатора клистроном мощностью 10^{-2} Вт приемник не чувствовал сигнала.

Измерения были проведены при двух ориентациях внешнего магнитного поля относительно плоскости пленки. В одном из экспериментов магнитное поле было направлено вдоль плоскости пластинки и прохождение СВЧ мощности наблюдалось, когда поляризация падающей и прошедшей волн совпадали. На рис. 2, а показаны условия эксперимента и приведены полученные результаты. Затухание СВЧ мощности в этом случае изменялось от 160 дБ при $\mu = 1$ до 80 дБ при $H = H_{\text{ФМАР}}$. Экспериментальным подтверждением того, что изменение прозрачности пленки в точке ФМАР связано с гироскопическим эффектом намагниченных d -электронов служит опыт с взаимно перпендикулярными поляризациями СВЧ волн в резонаторе в волноводе. При этом магнитное поле было приложено перпендикулярно плоскости пластинки, что при-

водило к сдвигу точки ФМАР на $4\pi M$. На рис. 2, б показаны условия эксперимента и приведены полученные результаты.

Условие ФМАР [1] имеет вид: $\omega / \gamma = V_{\text{внутр}}$ т.е. для параллельной конфигурации $(\omega / \gamma)_{\parallel} = H + 4\pi M$, а для перпендикулярной $(\omega / \gamma)_{\perp} = H$.

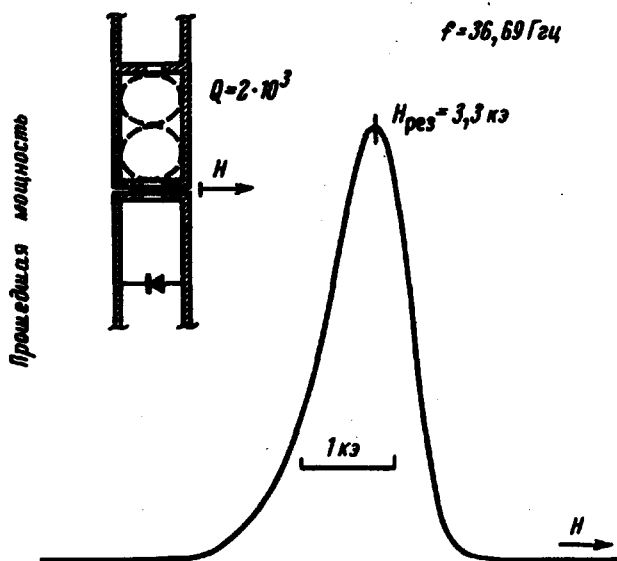


Рис. 2, а

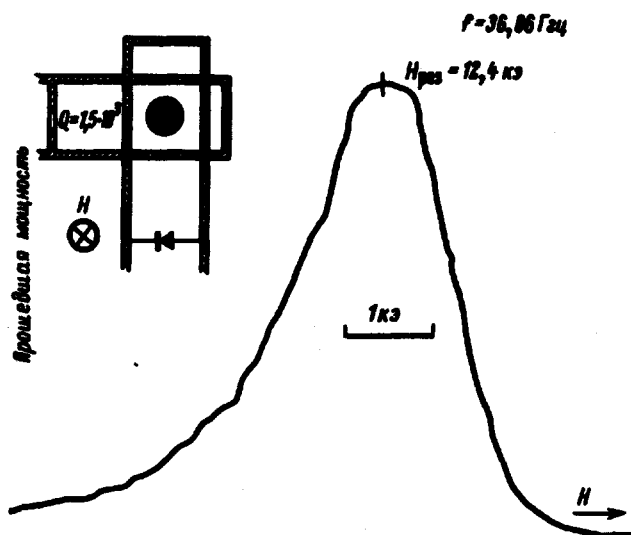


Рис. 2, б

Из сравнения этих формул с экспериментальными результатами получаем $4\pi M = 9400 \text{ э}$, $\gamma = 1,83$, что соответствует $g = 2,08 \pm 0,01$. Эти величины находятся в хорошем согласии с наблюдаемым значением резонансного поля ФМР, положение и ширина которого были измерены для случая параллельной конфигурации (см. рис. 3).

Наличие обменного взаимодействия приводит к возбуждению внутри металла наряду с обычной электромагнитной волной, также и обменной волны, волновой вектор k которой например для перпендикулярной конфигурации внешнего поля $|k| = \sqrt{\frac{2\pi}{A}} M \approx 10^6 \text{ см}^{-1}$ (A — обменная константа). Вследствие того, что ее высокочастотная восприимчивость в 10^5 раз больше, чем у обычной волны, для выполнения граничных условий необходимо, чтобы ее амплитуда была во столько же раз меньше

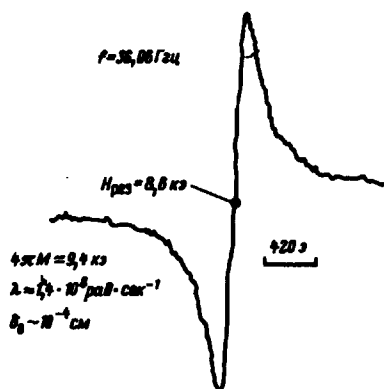


Рис. 3

амплитуды обычной электромагнитной волны. Следовательно прозрачность ферромагнитного металла в области ФМАР определяется обычной волной. Так как амплитуда прошедшей волны в ФМАР

$$h \sim \frac{k}{\text{sh}(kd)},$$

где d — толщина пластинки,

$$\text{а } k_{\parallel} = \frac{2}{\delta_0} \sqrt{\frac{\Delta H_{\parallel}}{\omega}}, \quad k_{\perp} = \frac{1}{\delta_0} \sqrt{\frac{\Delta H}{2\pi M}}, \quad \text{то в случае образцов, для кото-}$$

рых $d \geq k_{\text{ФМАР}}^{-1}$ форма и интенсивность линии ФМАР определяется затуханием. Величины константы релаксации Ландау — Лифшица — λ , вычисленные из результатов наших измерений ФМАР и ФМР, совпадают; $\lambda_{\text{эксп}} \approx 1,4 \cdot 10^8 \text{ рад} \cdot \text{сек}^{-1}$.

В заключение нам хотелось бы поблагодарить П.Л.Капицу за предоставленную возможность выполнить настоящую работу, А.С.Боровика-Романова за стимулирующий интерес к работе, ценные советы и обсуждения. Благодарим А.И.Шальникова, оказавшего существенную по-

мощь в подготовке экспериментов. Считаю своим долгом поблагодарить докторов Каганова, Бланка, Фрайта и Камберского за полезные дискуссии.

Институт физических проблем
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
21 апреля 1969 г.

Литература

- [1] I. N. Van Vleck. *Physica*, 17, 234, 1951.
 - [2] W. A. Yager F. R. Merrit. *Phys. Rev.*, 75, 318, 1949.
 - [3] L. L. Hirst. *Phys. Rev. Lett.*, 18, 229, 1967.
 - [4] К.И.Каганов. *ФММ*, 7, 288, 1959.
-