

05.2; 08; 09

© 1993

ВОЗБУЖДЕНИЕ ГИПЕРЗВУКА С ПОМОЩЬЮ НЕОДНОРОДНОЙ
ПО ТОЛЩИНЕ ПЛЕНКИ ЖЕЛЕЗО-ИТТРИЕВОГО ГРАНАТАЮ.В. Гуляев, П.Е. Зильберман,
А.Г. Темирязов, М.П. Тихомирова

Известно, что одним из способов возбуждения в твердом теле упругих волн (УВ) в СВЧ диапазоне является использование эффекта магнитоупругого взаимодействия. Наиболее сильно данный эффект проявляется при совпадении фазовых скоростей поперечных упругих и спиновых волн (СВ). В точке синхронизма, где фазовые скорости, а следовательно, и волновые числа СВ и УВ совпадают, возможна эффективная перекачка энергии магнитных колебаний в упругую систему. В железо-иттриевом гранате (ЖИГ) как спиновые, так и упругие волны имеют весьма низкие потери, что делает данный материал перспективным для реализации подобного механизма возбуждения УВ. Серьезной проблемой, однако, остается возбуждение коротких спиновых волн, поскольку: 1) с ростом частоты ω уменьшается длина волны звука, следовательно, необходимо возбуждать и более короткие СВ; 2) спиновые волны практически не взаимодействуют с полем электромагнитной накачки, если размеры антенны превышают длину волны. В ряде работ (например, [1, 2]) для возбуждения СВ были использованы пространственно неоднородные среды. Неоднородность возникла за счет поля размагничивания, существующего на торце намагниченного стержня ЖИГ, и приводила к постепенному изменению волнового числа СВ q от значения $q \sim 0$, обеспечивающего связь с электромагнитной волной, до величины $q \sim 10^4$ см⁻¹, достаточной для возбуждения звука на частотах ~ 500 МГц.

В данной работе приводятся экспериментальные данные, показывающие, что при использовании неоднородных по толщине пленок ЖИГ наблюдается возбуждение УВ на частотах 3–12 ГГц и имеется принципиальная возможность дальнейшего увеличения рабочей частоты. Особенности распространения спиновых волн в неоднородных пленках были рассмотрены в работе [3]. Будем считать, что эффективная намагниченность M зависит от координаты x по толщине пленки. Под M будем понимать сумму намагниченности насыщения M_{sut} и поля анизотропии H_a : $4\pi M = 4\pi M_{sut} + H_a$. Изменение $M(x)$ приводит к тому, что волновое число q спиновой волны, распространяющейся вглубь пленки, является функцией координаты x и для пленки, намагниченной нормально к поверхности, определяется соотношением:

$$\frac{\omega}{\gamma} = H - 4\pi M(x) + A \cdot q(x)^2, \quad (1)$$

где H - внешнее магнитное поле, γ - гиромагнитное отношение, $A = 4.55 \cdot 10^{-9}$ Э.см² - константа неоднородного обмена в ЖИГ. Условием эффективного возбуждения спиновой волны внешним электромагнитным полем является наличие внутри пленки слоя, содержащего точку $x = x_1$, в которой $q(x_1) = 0$. Тогда

$$\frac{\omega}{\gamma} = H - 4\pi M(x_1). \quad (2)$$

Эффективная связь между СВ и УВ возникнет в некотором слое, содержащем точку $x = x_2$, в которой волновые числа этих волн равны: $q = q_{УВ}$. При этом

$$\frac{\omega}{\gamma} = H - 4\pi M(x_2) + A \cdot \left(\frac{\omega}{V}\right)^2, \quad (3)$$

где $V = 3.85 \cdot 10^5$ см/с - скорость поперечного звука в ЖИГ. Из условий (2) и (3) видно, что перепад эффективной намагниченности между точками x_1 и x_2 должен удовлетворять условию

$$4\pi M(x_2) - 4\pi M(x_1) = A \cdot \left(\frac{\omega}{V}\right)^2. \quad (4)$$

Следовательно, амплитуда изменения намагниченности ΔM определяет максимальное значение частоты звука ω_{max} , который может быть возбужден данной пленкой:

$$\omega_{max} = V \cdot \sqrt{\frac{4\pi \Delta M}{A}}. \quad (5)$$

Экспериментально исследовались спектры поглощения нормально намагниченной пленки ЖИГ толщиной $S = 15$ мкм, эпитаксиально выращенной на подложке из гадолиний-галлиевого граната ориентации (111). На рис. 1, а представлена зависимость СВЧ мощности P , поглощенной в пленке от величины внешнего магнитного поля H при фиксированном значении частоты. Видно, что на кривой $P(H)$ имеются две различные области, разделенные перетяжкой (отмечена стрелкой). Справа от перетяжки наблюдаются осцилляции P (пики поглощения) весьма регулярного вида, слева - картина осцилляций искажена. Обозначим за ΔH расстояние по магнитному полю между областью перетяжки и правой границей области осцилляций (поле H_0 на рис. 1). Видно, что с ростом частоты (рис. 1, б) величина ΔH возрастает. Покажем, что как само по себе наличие перетяжек, так и искажение спектра в области малых магнитных полей обусловлены магнитоупругим взаимодействием

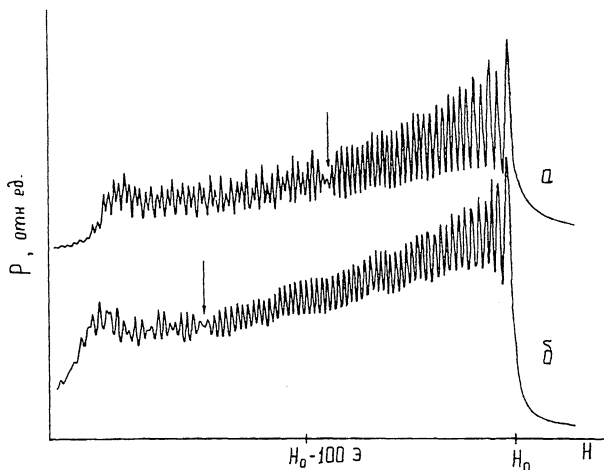


Рис. 1. Зависимость мощности, поглощенной пленкой ЖИГ от величины внешнего магнитного поля. а - $\omega/2\pi = 7854$ МГц, $H_0 = 4814$ Э; б - $\omega/2\pi = 10300$ МГц, $H_0 = 5587$ Э.

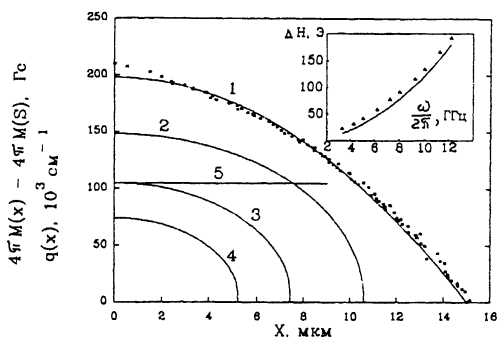


Рис. 2. Профиль эффективной намагниченности и изменение волнового числа по толщине пленки. Точки - экспериментальные значения $4\pi M(x) - 4\pi M(S)$. Кривая 1 - профиль намагниченности $4\pi M(x) = 4\pi M(0) - 4\pi \Delta M \cdot (x/S)^2$ при $4\pi \Delta M = 198$ Гс. Кривые 2-4 - изменение волнового числа $q(x)$ при 2 - $H < H^*$, $\delta H = 100$ Э; 3 - $H = H^*$, $\delta H = 50$ Э; 4 - $H > H^*$, $\delta H = 25$ Э. Линия 5 - волновое число УВ при $\omega/2\pi = 6400$ МГц. На вставке: экспериментальные точки $\Delta H(\omega)$ и расчетная кривая $\delta H^*(\omega)$.

и свидетельствуют о возбуждении УВ. На рис. 2 показан профиль изменения эффективной намагниченности исследуемой пленки, восстановленный по методике, изложенной в работе [3]. Видно, что экспериментальные точки хорошо ложатся на параболическую зависимость $4\pi M(x) = 4\pi M(0) - 4\pi \Delta M \cdot (x/S)^2$ при $4\pi \Delta M = 198$ Гс.

Зависимость $q(x)$ при параболическом изменении $M(x)$ описывается уравнением эллипса:

$$\frac{q^2}{a^2} + \frac{x^2}{b^2} = 1, \text{ где } a^2 = \frac{\delta H}{A}, \quad b^2 = \frac{S^2 \cdot \delta H}{4\pi \Delta M}, \quad \delta H = \frac{\omega}{\gamma} - H + 4\pi M(0).$$

При уменьшении H величина δH возрастает, увеличиваются размеры эллипса (рис. 2), и при некотором поле $H = H^*$ величина $q(0) \equiv$

$\equiv \sqrt{\frac{\delta H}{A}}$ достигает значения $q(0) = q_{УВ}$, то есть возникает точка синхронизма СВ и УВ. При $H < H^*$ и при том условии, что точка x_1 , удовлетворяющая (2), лежит внутри пленки, вблизи точки синхронизма возбуждается УВ. Наиболее эффективное возбуждение происходит при $H \approx H^*$, когда соотношение $q \approx q_{УВ}$ выполняется в пространственно широком слое. Поскольку взаимодействие СВ и УВ приводит к перестройке их дисперсионных зависимостей, искажается и спектр поглощения пленки при $H < H^*$. Наиболее сильное изменение спектра (перетяжка) наблюдается на правой границе данной области, то есть при $H \approx H^*$. В точке $H = H^*$ значение δH равно $\delta H^* = A \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2$. Экспериментально измеряемая зависимость $\Delta H(\omega)$ должна соответствовать зависимости $\delta H^*(\omega)$, поскольку при $\delta H = 0$ эллипс стягивается в точку, что соответствует границе области поглощения, то есть $H \approx H_0$. Сравнивая экспериментальные значения $\Delta H(\omega)$ с расчетной кривой $\delta H^*(\omega)$ (вставка на рис. 2) мы видим, что между ними имеется хорошее согласие. Некоторый постоянный для всех частот сдвиг экспериментальных значений в сторону больших ΔH может быть объяснен имеющимся отклонением реального профиля намагниченности в пленке от использованной в модельном примере параболической зависимости.

Таким образом, результаты эксперимента показывают, что при использовании неоднородных по толщине пленок ЖИГ с перепадом эффективной намагниченности $4\pi M \approx 200$ Гс, возможно эффективное возбуждение звука на частотах до 12 ГГц. Поскольку существуют пленки с большим значением $4\pi M$ [3], частотный диапазон возбуждения УВ может быть увеличен. В этом плане описанный способ возбуждения УВ представляется более перспективным, чем использование субмикронных пленок ЖИГ [4] и пленок ЖИГ с закреплением спинов на поверхности [5].

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Strauss W. // Appl. Phys. 1964. V. 35. N 3. Part 2. P. 1022-1023.
- [2] Kohane T., Schlömann E., Joseph R.J. // J. Appl. Phys. 1965. V. 36. N. 3. Part. 2. P. 1267-1268.
- [3] Зильберман П.Е., Темиряев А.Г., Тихомирова М.П. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 14. С. 79-83.

- [4] Андреев А.С., Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Кравченко В.Б., Огрин Ю.Ф., Темирязев А.Г., Филимонова Л.М. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. В. 2. С. 90-94.; // РЭ. 1985. Т. 30. В. 10. С. 992-998.
- [5] Горский В.Б., Помялов А.В. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 7. С. 61-64.

Институт радиотехники
и электроники РАН,
Фрязинская часть

Поступило в Редакцию
24 января 1992 г.