

ВЛИЯНИЕ КУБИЧЕСКОЙ АНИЗОТРОПИИ НА СПЕКТР СПИНОВЫХ ВОЛН ПРОИЗВОЛЬНО НАМАГНИЧЕННОЙ ПЛЕНКИ ЖИГ С ПЛОСКОСТЬЮ (111)

Г. Т. Казаков, А. Г. Сузарев, Ю. А. Филимонов, И. В. Шейн

Влияние кубической кристаллографической анизотропии на спектр безобменных спиновых (магнитостатических) волн в пленках ЖИГ с плоскостью (111) подробно изучалось при касательном намагничивании [1-3]. Было показано, что в зависимости от угла φ между направлением внешнего магнитного поля \mathbf{H}_0 и осью $[\bar{1}10]$ частота спиновых волн (СВ) $f = \omega/2\pi$ с фиксированным волновым числом q может быть описана функцией $f = f_0 - \delta f \cos 6\varphi$. Величина δf для практически реализуемых случаев не превосходит 2—5 МГц [2], так что

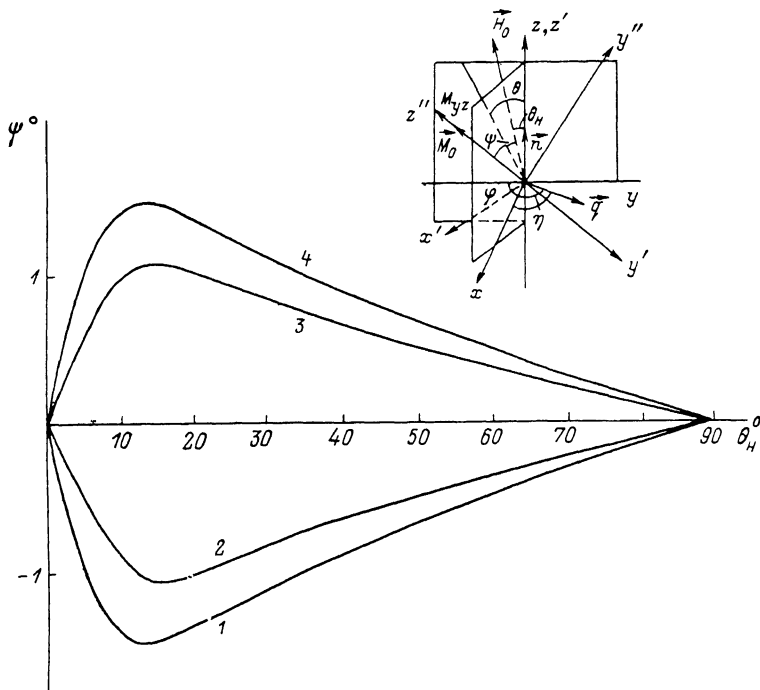


Рис. 1. Зависимость $\psi = \psi(\theta_H)$ при выбранных параметрах для различных значений φ .

1 — 0, 2 — 15, 3 — 45, 4 — 60°. Углом $\varphi = 30, 90^\circ$ отвечает $\psi = 0^\circ$. На вставке показаны используемые углы и системы координат.

спектр СВ при изменении φ меняется незначительно и, как отмечалось в [3], почти не отличается от изотропного случая.

В настоящей работе теоретически и экспериментально показано, что в случае пленки ЖИГ с плоскостью (111), намагниченной под углом θ_H к нормали, учет кубической анизотропии приводит к оси симметрии 3-го порядка, в практически реализуемых случаях спектр СВ хорошо описывается функцией вида $f = f_0 - \delta f \sin 3\varphi$, а величина δf может сравниваться с шириной самого спектра СВ ($\delta f \approx 200$ МГц). Под углом φ здесь и в дальнейшем будем понимать угол между проекцией внешнего поля на плоскость пленки и кристаллографической осью $[\bar{1}10]$.

Отметим, что дисперсионное уравнение СВ в пленке ЖИГ с кубической анизотропией, намагниченной под углом к нормали (в нашем случае ось $[\bar{1}11]$), было впервые получено и проанализировано в работе [4], но для случая, когда ось $[\bar{1}11]$, внешнее поле \mathbf{H}_0 и равновесная намагниченность \mathbf{M}_0 лежат в одной плоскости. В работе [1] был рассмотрен наиболее общий случай, когда \mathbf{M}_0 «выпадает» из плоскости, образованной \mathbf{H}_0 и осью $[\bar{1}11]$. Однако зависимость спектра СВ в произвольно намагниченных пленках ЖИГ от угла φ не исследовалась.

При измерении угловой зависимости спектра СВ в качестве осей системы координат (x', y', z') , связанной с пленкой, удобно взять соответственно кристаллографические направления $[11\bar{2}]$, $[\bar{1}10]$, $[111]$. Необходимо также ввести систему координат (x, y, z) , получающуюся из (x', y', z') поворотом на угол φ относительно оси z' , в которой будем характеризовать углом η в плоскости пленки направление распространения волны \mathbf{q} , а углом θ_H ориентацию внешнего магнитного поля \mathbf{H}_0 в плоскости (y, z) . Система координат (x'', y'', z'') , ось z'' которой совпадает с направлением равновесной намагниченности \mathbf{M}_0 , получается из системы (x, y, z) последовательными поворотами относительно осей x и y'' на углы θ и ψ соответственно (вставка на рис. 1).

Значения угла ψ , характеризующего отклонение \mathbf{M}_0 от плоскости (y, z) в пленке ЖИГ с намагниченностью насыщения $4\pi M_0 = 1750$ Гс, с учетом первой константы анизотропии ($K_1/M_0 = -43$ Э) и при внешнем поле $H_0 = 2$ КЭ рассчитывались, следуя [4], и показаны на рис. 1. Видно, что наибольшие значения ψ достигаются при $\theta_H = (10-20)^\circ$, а зависимость от угла φ имеет период 120° . Период зависимости θ (φ) также равен 120° , и для данного случая изменение θ (φ) оказывается меньше, чем ψ (φ) ($\Delta\theta_{\max}(\varphi) < 1^\circ$), а зависимость θ (θ_H) аналогична по характеру показанной в [4]. Учет угла ψ приводит в отличие от [4] к появлению у недиагональных компонент μ_{ij} ($i \neq j$) тензора магнитной проницаемости $\hat{\mu}$ в системе координат (x, y, z) как действительной, так и мнимой части, и компоненты тензора $\hat{\mu}$ в отсутствие диссипации удовлетворяют соотношению $\mu_{ij} = \mu_{ji}^*$. Мы не будем здесь выписывать ввиду громоздкости дисперсионное уравнение для СВ в произвольно намагниченной пленке ЖИГ с плоскостью (111), путь вывода которого аналогичен описанному в [1-4], а рассмотрим лишь случай, когда угол $\eta = 90^\circ$ и в пленке ЖИГ распространяются прямые и обратные объемные СВ [4]. Более того, мы ограничимся анализом зависимости длинноволновой ($q \rightarrow 0$) граничной частоты $\omega_{q \rightarrow 0}$ спектра объемных СВ, поскольку именно СВ, имеющие малые значения q , наиболее легко наблюдаются экспериментально и используются в различных устройствах [5]. В нашем случае граничную частоту $\omega_{q \rightarrow 0}$ можно представить в виде

$$\omega_{q \rightarrow 0}^2 = L_x L_y + \omega_M [L_y \sin^2 \psi \cos^2 \theta + L_x \sin^2 \theta - P_{xy} \gamma M_0 \sin \psi \sin 2\theta] - \gamma^2 M_0^3 P_{xy}^2, \quad (1)$$

где γ — гиромагнитное отношение,

$$\begin{aligned} L_x &= \gamma (H_{z''}^{3\phi} - M_0 P_{xx}), \quad \omega_M = \gamma 4\pi M_0, \quad L_y = \gamma (H_{z''}^{3\phi} - M_0 P_{yy}), \\ H_{z''}^{3\phi} &= \frac{K_1}{M_0} \left\{ -(A^2 - 1)^2 - \frac{4}{3} A^4 - \frac{2\sqrt{2}}{3} R \cos \theta \sin 2\psi [\sin^2 \psi - 3B^2] + \right. \\ &\quad \left. + \frac{2\sqrt{2}}{3} T \sin 2\theta \cos^2 \psi [B^2 - 3 \sin^2 \psi] \right\} + H_0 \cos(\theta - \theta_H) \cos \psi - 4\pi M_0 A^2, \\ P_{xx} &= \frac{K_1}{M_0^2} \left\{ -\sin^2 \theta - 7 \sin^2 \psi \cos^4 \theta - \sqrt{2} R \cos \theta \sin 2\psi [6B^2 - 3 \sin^2 \theta - \sin^2 \psi + 1] + \right. \\ &\quad \left. + \sqrt{2} T \sin 2\theta \left[\frac{1}{2} \sin^2 2\psi (3 + \sin^2 \theta) - 1 \right] \right\}, \\ P_{yy} &= \frac{K_1}{M_0^2} \{ A^2 (3 \cos 2\theta - \sin^2 \theta - 2) - \cos^2 \theta - \sqrt{2} R \sin 2\psi \cos \theta (3 \sin^2 \theta - 1) + \\ &\quad + \sqrt{2} T \sin 2\theta (1 - 2B^2) \}, \\ P_{xy} &= \frac{K_1}{M_0^2} \left\{ \frac{1}{2} \sin 2\theta \sin \psi [7A^2 - 1] - \sqrt{2} R B [\cos 2\theta (2 \cos 2\psi - 1) + A^2] + \right. \\ &\quad \left. + \sqrt{2} T \sin \psi [\cos 2\theta (2 \cos^2 \psi + 2B^2 - 1) + A^2] \right\}, \\ R &= \cos 3\varphi, \quad T = \sin 3\varphi, \quad A = \cos \psi \cos \theta, \quad B = \cos \psi \sin \theta. \end{aligned}$$

В формуле (1) зависимость от угла φ содержится в явном виде в членах T и R и в неявном виде входит через углы θ и ψ , причем во всех случаях период равен 120° . Поэтому можно ожидать, что угловая зависимость $f_{q \rightarrow 0}(\varphi)$, определяемая (1), в общем случае имеет ось симметрии не ниже 3-го порядка. При выполнении условия

$$H_0 \cos(\theta - \theta_H) \cos \psi - 4\pi M_0 \cos^2 \theta \cos^2 \psi \gg \frac{K_1}{M_0}, \quad (2)$$

которое реализуется, в частности, при выбранных значениях параметров, в (1) можно пренебречь членами 2-го порядка малости по K_1/M_0 . Кроме того, при углах θ , не слишком близ-

ниях к 90° или 0° , условие (2) позволяет исключить в выражении (1) зависимость от ψ , поскольку в нашем случае $|\psi| < 1.5^\circ$ (рис. 1), и считать $\theta(\varphi) = \text{const}$. Тогда выражение (1) можно записать в виде

$$f = f_0 - \delta f \sin 3\varphi, \quad (1')$$

где

$$f_0 = C + \frac{\gamma K_1}{2M_0} \frac{D}{C}, \quad \delta f = \frac{\gamma K_1}{2M_0} \frac{E}{C},$$

$$C = (\gamma N (\gamma N + \omega_M \sin^2 \theta))^{1/2}, \quad N = H_0 \cos(\theta - \theta_H) - 4\pi M_0 \cos^2 \theta,$$

$$D = \gamma N \left[\cos^2 \theta \left(3 + 6 \sin^2 \theta - \frac{17}{3} \cos^2 \theta \right) - \sin^2 \theta \right] + \omega_M \left[\sin^2 \theta \cos^2 \theta - \frac{4}{3} \cos^4 \theta \right] \sin^2 \theta,$$

$$E = -(\gamma N \frac{10\sqrt{2}}{3} \sin^2 \theta + \omega_M \sqrt{2} \left[\frac{2}{3} \sin^2 \theta + 1 \right] \sin^2 \theta) \sin 2\theta T.$$

На рис. 2 показана зависимость $f_{q \rightarrow 0} = f_{q \rightarrow 0}(\varphi)$, рассчитанная по формуле (1) при выбранных выше значениях параметров. Расчет по формуле (1') дает совпадение не хуже 3%, причем

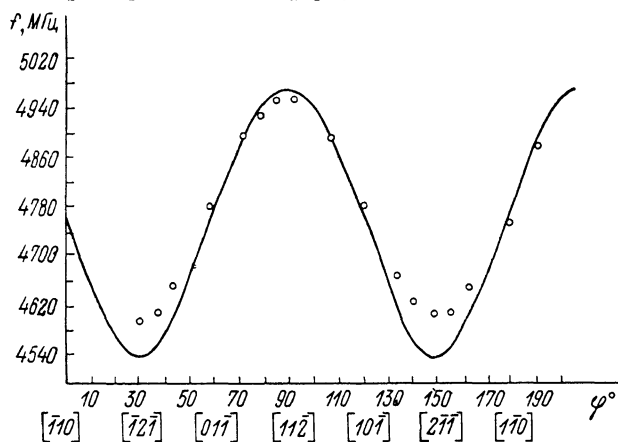


Рис. 2. Зависимость $f_{q \rightarrow 0} = f_{q \rightarrow 0}(\varphi)$ при выбранных параметрах и $\theta_H = 30^\circ$.

Сплошная линия — теоретический результат, кружки — эксперимент. Кристаллографические направления совпадают с проекцией H_0 на плоскость пленки при соответствующих значениях φ

величина δf , входящая в (1'), оказывается ≈ 206 МГц, тогда как значение δf , найденное из (1), составляет ≈ 213 МГц. Таким образом, зависимость $f_{q \rightarrow 0}(\varphi)$ при сделанных выше предположениях можно описать функцией вида (1'). Обращает на себя внимание сильная «независимость» спектра СВ при совпадении в плоскости пленки проекции H_0 осями $[11\bar{2}]$ и $[\bar{1}\bar{1}2]$ — граничная частота меняется на величину ≈ 420 МГц.

При углах θ , близких к 0 и 90° , как видно из (1), члены при T и R имеют в общем случае один порядок малости, и, следовательно, в угловой зависимости $f(\varphi)$ необходимо учитывать вклад как $\cos 3\varphi$, так и $\sin 3\varphi$. При $\theta = 90^\circ$ зависимость от угла φ в выражении (1) остается лишь в члене P_{xy} и совпадает с зависимостью, показанной в [2], а при $\theta = 0^\circ$, как легко видеть из (1'), $f_{q \rightarrow 0}(\varphi) = \text{const}$, и влияние анизотропии проявляется в сдвиге частоты $f_{q \rightarrow 0}$ на величину $-\gamma(4K_1/3M_0)$.

Экспериментально зависимость $f_{q \rightarrow 0}(\varphi)$ в спектре объемных волн наблюдалась для пленки ЖИГ с плоскостью (111) размером 10×10 мм², толщиной 19 мкм, $4\pi M_0 = 1750$ Гс, шириной линии ФМР $2\Delta H = 0.6$ Э. Волны возбуждались и принимались антеннами шириной 20 мкм, расстояние между которыми могло меняться, что позволяло измерять волновое число СВ q методом подвижного зонда [6]. Вращение пленки ЖИГ осуществлялось с точностью $\pm 3^\circ$. Угловая зависимость частоты $f_{q \rightarrow 0}$, измеренная при $\theta_H = (30 \pm 2)^\circ$, $H_0 = 2$ КЭ, показана на рис. 2. Как видно, наблюдается удовлетворительное соответствие результатов теории и эксперимента.

Расхождение в теоретическом и экспериментальном результатах может быть вызвано неточностью в определении значений θ_H и H_0 и пренебрежением в расчетах второй константной анизотропии.

В заключение отметим, что обнаруженное влияние кубической анизотропии на угловую зависимость спектра СВ в пленках с плоскостью (111), намагниченных под углом к нормали, может облегчить измерение констант анизотропии и быть использовано при оптимизации параметров устройств на основе СВ.

Авторы благодарят Дудко Г. М. за обсуждение результатов работы, Ильина С. В. за помощь в определении кристаллографических направлений.

Литература

- [1] Берегов А. С. // Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1984. Т. 27. № 10. С. 9—16.
 [2] Чивилева О. А., Гуревич А. Г., Эмирян Л. М. // ФТТ. 1987. Т. 29. Вып. 1. С. 110—115.
 [3] Берегов А. С. // Изв. вузов. Радиофизика. 1983. Т. 26. № 3. С. 363—369.
 [4] Lemons R. A., Auld V. A. // J. Appl. Phys. 1981. Vol. 52. N 12. P. 7360—7371.
 [5] Ванне Г. М. // Обзоры по электротехнике. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1984. № 8 (1060). 80 с.
 [6] Казаков Г. Т., Тихонов В. В., Зильберман П. Е. // ФТТ. 1983. Т. 25. Вып. 8. С. 2307—2312.

Институт радиотехники и электроники
АН СССР. Саратовский филиал

Поступило в Редакцию
25 декабря 1987 г.

01; 09; 10

Журнал технической физики, т. 59, в. 2, 1989 г.

ИЗЛУЧЕНИЕ СЛОЯ СИНФАЗНЫХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ-ОСЦИЛЛЯТОРОВ

В. Л. Братман, С. В. Самсонов

При изучении эффектов пространственного заряда в ряде разновидностей релятивистских электронных лазеров удобно ввести специфический элементарный источник в виде тонкого слоя электронов, совершающих синфазное движение по идентичным периодическим траекториям. Такой источник представляет определенный самостоятельный интерес и с точки зрения получения когерентного коротковолнового излучения. Найдем поле указанного источника, представляя его в виде бесконечной плоскости с постоянной поверхностной плотностью заряда σ , которая движется как целое, оставаясь параллельной самой себе (рис. 1). В этом случае смещения $\mathbf{r}_0(t)$ и скорости $\dot{\mathbf{r}}_0(t)$ частиц, образующих плоскость, одинаковы, а объемные плотности заряда и тока $\sigma\delta(x-x_0(t))$ и $\sigma\dot{\mathbf{r}}_0(t)\delta(x-x_0(t))$ зависят от одной пространственной координаты x и времени t .

Перпендикулярная к плоскости составляющая магнитного поля, очевидно, отсутствует ($H_x=0$), а перпендикулярная составляющая электрического поля — квазистатическое поле E_x , удовлетворяющее уравнению Пуассона, определяется выражением

$$E_x = 2\pi\sigma \operatorname{sign}(x - x_0(t)). \quad (1)$$

При произвольной зависимости тангенциальной скорости зарядов $\dot{\mathbf{r}}_{0\tau}$ от времени параллельные плоскости составляющие поля представляют собой комбинацию квазистатического магнитного поля и полей, распространяющихся в обе стороны от источника плоских волн, создаваемых соответственно постоянной и переменной составляющими тангенциального поверхностного тока $i = \sigma\dot{\mathbf{r}}_{0\tau}$. Вблизи плоскости параллельные составляющие полей удовлетворяют граничным условиям на движущейся поверхности (см., например, [1])

$$\left\{ \mathbf{H} - \frac{1}{c} [v_x \mathbf{e}_x, \mathbf{E}] \right\}_{\tau} = \frac{4\pi}{c} [i, \mathbf{e}_x],$$

$$\left\{ \mathbf{E} + \frac{1}{c} [v_x \mathbf{e}_x, \mathbf{H}] \right\}_{\tau} = 0, \quad (2)$$

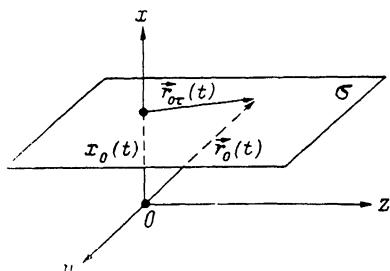


Рис. 1. Элементарный источник в виде плоскости, состоящей из зарядов, движущихся с релятивистской скоростью по идентичным траекториям.