

УДК 538.221 : 539.216.2

ЭФФЕКТЫ СВЯЗИ МОД В УГЛОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ ПОЛЕЙ ФМР В ДВУСЛОЙНОЙ МАГНИТОСВЯЗАННОЙ ПЛЕНКЕ С ПЕРПЕНДИКУЛЯРНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

А. В. Кобелев, Я. Г. Смородинский

Проведено теоретическое исследование влияния межслойного взаимодействия на резонансные свойства двуслойной магнитной пленки с одноосной перпендикулярной анизотропией. Исследован широкий диапазон значений параметра взаимодействия и показано, что при ферромагнитном типе взаимодействия ($J > 0$) существует область резонансных полей H_r , в которой ФМР не наблюдается ни при каких углах наклона внешнего поля относительно пленки. При антиферромагнитном взаимодействии ($J < 0$) существует аналогичная запрещенная область углов, если модуль J меньше некоторой критической величины J_0 , и область запрещенных полей при $J < -J_0$.

Многослойные магнитные структуры исследуются в последнее время как в фундаментальном плане, так и с прикладными целями, например, в технике цилиндрических магнитных доменов (ЦМД). Многие характеристики ЦМД-пленок, такие как параметры анизотропии и намагниченности насыщения слоев, постоянные релаксации, константы связи, определяются методом ферромагнитного резонанса ФМР [1]. В работе [2] в двуслойной магнитной структуре, состоящей из пленок феррит-гранатов смешанного состава с перпендикулярной анизотропией разных знаков, обнаружены и исследованы эффекты магнитной связи между слоями. Проявление эффектов связи в релаксационных характеристиках качественно объяснено на основе выражений для восприимчивости двуслойной пленки при двух предельных ориентациях внешнего магнитного поля относительно поверхности. Однако ни в этой работе, ни в [3], где подробно исследованы магнитные фазовые диаграммы и рассчитаны полевые и толщинные зависимости частот ФМР двуслойной пленки с осью легкого намагничивания (ОЛН), лежащей в плоскости поверхности, не обращено внимания на эффекты, связанные с угловой зависимостью резонансных полей ФМР. В основе методики экспериментального определения параметров анизотропии лежит зависимость резонансного поля от угла наклона внешнего поля по отношению к поверхности, поэтому представляет интерес исследовать влияние взаимодействия на резонансные характеристики двуслойной пленки в геометрии ЦМД.

Как известно, задача определения профиля намагниченности, характерных полей перемагничивания и условий устойчивости неоднородных пленок может быть решена на основе нелинейных дифференциальных уравнений, описывающих зависимость полярного угла вектора намагниченности от координат, и граничных условий, эквивалентных учету энергии обменной связи между намагниченностями слоев через общую поверхность. Полученные численно результаты таких исследований для двуслойных [4], и тем более многослойных [5] пленок не могут быть непосредственно использованы при анализе динамических свойств.

В работе рассмотрена простая модель ЦМД-пленки, состоящей из двух непроводящих слоев с намагниченностями $M^{(1)}$ и $M^{(2)}$, константами

одноосной магнитной анизотропии B_1 и B_2 и ОЛН, направленной вдоль нормали к поверхности n (рис. 1). Отметим, что такие структуры, состоящие из слоев с анизотропией типа легкая плоскость ($B_1 < 0$) и легкая ось ($B_2 > 0$), на практике могут быть реализованы в феррит-гранатовых пленках, подвергнутых ионной имплантации. Расчет в данной работе проведен для субмикронных пленок в предположении, что намагниченности M_1 и M_2 постоянны по толщине и отличны от нуля внутри слоев, а взаимодействие учитывается посредством подмагничивающих полей, действующих со стороны одного слоя на другой. Интеграл обменного взаимодействия в условиях, когда толщина пленки достаточно мала, аппроксимируется постоянной \mathcal{J} , и для энергии пленки можно записать ¹

$$E = \int dx \left\{ \frac{1}{2} (4\pi - B_1) (nM^{(1)})^2 + \frac{1}{2} (4\pi - B_2) (nM^{(2)})^2 - M^{(1)}H - M^{(2)}H - \mathcal{J}M^{(1)}M^{(2)} \right\}. \quad (1)$$

Уравнения движения намагниченностей имеют вид

$$\frac{\partial M^{(1,2)}}{\partial t} = \gamma [M^{(1,2)} \times H_{\text{эф}}^{(1,2)}] - \frac{A_{1,2}}{M^{(1,2)}} [M^{(1,2)} \times \frac{\partial M^{(1,2)}}{\partial t}], \quad (2)$$

где

$$H_{\text{эф}}^{(1,2)} = - \frac{\delta E}{\delta M^{(1,2)}} = H + n\tilde{B}_{1,2} (nM^{(1,2)}) - \mathcal{J}M^{(2,1)}. \quad (3)$$

Обычно применяемые в экспериментах по ФМР напряженности внешних постоянных полей H_0 много больше полей анизотропии $H_A^{(1,2)} = \tilde{B}_{1,2} M_0^{(1,2)}$, где $\tilde{B}_{1,2} = B_{1,2} - 4\pi$, поэтому равновесные векторы $M_0^{(1,2)}$ можно считать параллельными H_0 [3]. При этом влияние анизотропии и межслойного взаимодействия проявляется в динамике пленки, т. е. в отклонениях маг-

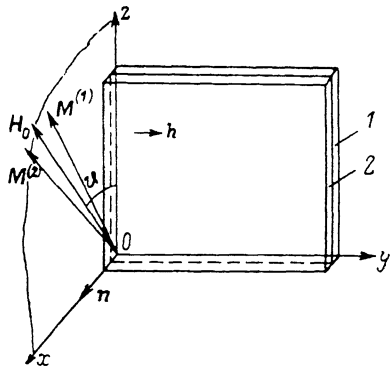


Рис. 1. Двуслойная пленка в модели однородных намагниченностей в слоях 1 и 2 с анизотропией разных знаков ($B_1 < 0$, $B_2 > 0$).

n — ось анизотропии; H_0 — постоянное внешнее поле, превышающее поля анизотропных слоев; h — радиочастотное поле.

нитных моментов $m^{(1,2)} = M^{(1,2)} - M_0^{(1,2)}$, вызванных переменным радиочастотным полем $h = H - H_0 \sim e^{-i\omega t}$.

Линеаризованные относительно m и h уравнения (2) сводятся к системе связанных алгебраических уравнений 6-го порядка для трех компонент m в двух слоях. Нули детерминанта этой системы отвечают резонансным частотам $\omega_{1,2}$ и затуханиям $\nu_{1,2}$ собственных мод колебаний двуслойной пленки. В отсутствие взаимодействия ($\mathcal{J} = 0$) их угловая зависимость получается простой

$$\omega_{1,2}^2 = \gamma^2 [H_0 (H_0 - H_A^{(1,2)}) \cos^2 \vartheta + (H_0 + H_A^{(1,2)})^2 \sin^2 \vartheta], \quad (4)$$

$$\nu_{1,2} = A_{1,2} \gamma H_0 \left[1 + \frac{H_A^{(1,2)}}{H_0} \left(1 - \frac{3}{2} \cos^2 \vartheta \right) \right]. \quad (5)$$

Две ветви независимых колебаний (4), (5) относятся к двум слоям пленки и в отсутствие затухания пересекаются (точка вырождения) при значении угла наклона

$$\vartheta_0 = \arccos \left[\frac{1}{2} \left(2 + \frac{H_A^{(1)} + H_A^{(2)}}{H_0} \right)^{-1/2} \right]. \quad (6)$$

¹ Мы не рассматриваем размерную зависимость, которую можно учесть перенормировкой \mathcal{J} и $\tilde{B}_{1,2}$.

Величина ϑ_0 слабо зависит от параметров анизотропии и, например, при $H_A^{(1)} = -H_A^{(2)}$ равна $\arctg \sqrt{2} = 36^\circ$.

Межслойное взаимодействие приводит к снятию вырождения при $\vartheta = \vartheta_0$, т. е. к раздвижке резонансных частот и возникновению двух гибридизированных ветвей колебаний. Без учета релаксации ($A_1 = A_2 = 0$) уравнение для собственных частот колебаний имеет вид

$$\omega^4 - P\omega^2 + Q = 0, \quad (7)$$

где

$$Q = a \cos^4 \vartheta + b \sin^4 \vartheta + c \cos^2 \vartheta \sin^2 \vartheta, \quad (8)$$

$$P = \omega_0^2 + [\omega_0 + \mathcal{J}(\Omega_1 + \Omega_2)]^2 - \omega_0(\omega_A^{(1)} + \omega_A^{(2)}) - \mathcal{J}(\omega_A^{(1)}\Omega_1 + \omega_A^{(2)}\Omega_2) + \{3[\omega_0(\omega_A^{(1)} + \omega_A^{(2)}) - \mathcal{J}(\omega_A^{(1)}\Omega_1 + \omega_A^{(2)}\Omega_2)] + (\omega_A^{(1)})^2 + (\omega_A^{(2)})^2\} \sin^2 \vartheta, \quad (9)$$

$$a = \omega_0^2 [\omega_0^2 - \omega_0(\omega_A^{(1)} + \omega_A^{(2)}) + \omega_A^{(1)}\omega_A^{(2)}] + \mathcal{J}\omega_0(\Omega_1 + \Omega_2)(2\omega_0 + \omega_A^{(1)} + \omega_A^{(2)}) - \mathcal{J}^2\omega_0(\Omega_1 + \Omega_2)[\omega_A^{(1)}\Omega_1 + \omega_A^{(2)}\Omega_2 - \omega_0(\Omega_1 + \Omega_2)], \quad (10)$$

$$b = \{\omega_0^2 + \omega_0(\omega_A^{(1)} + \omega_A^{(2)}) + \omega_A^{(1)}\omega_A^{(2)} + \mathcal{J}[\omega_A^{(1)}\Omega_1 + \omega_A^{(2)}\Omega_2 + \omega_0(\Omega_1 + \Omega_2)]\}^2, \quad (11)$$

$$c = [\omega_0^2 - \omega_0(\omega_A^{(1)} - \omega_A^{(2)}) - \omega_A^{(1)}\omega_A^{(2)} - \mathcal{J}(\omega_A^{(1)}\Omega_1 - \omega_A^{(2)}\Omega_2 - \omega_0(\Omega_1 + \Omega_2)) \times \\ \times [\omega_0^2 + \omega_0\omega_A^{(2)} + \mathcal{J}(\omega_0(\Omega_1 + \Omega_2) - \omega_A^{(2)}\Omega_2)] + \\ + [\omega_0^2 + \omega_0(\omega_A^{(1)} - \omega_A^{(2)}) - \omega_A^{(1)}\omega_A^{(2)} + \mathcal{J}(\omega_A^{(1)}\Omega_1 - \omega_A^{(2)}\Omega_2 + \omega_0(\Omega_1 + \Omega_2))] \times \\ \times [\omega_0^2 + \omega_0\omega_A^{(1)} + \mathcal{J}(\omega_0(\Omega_1 + \Omega_2) + \omega_A^{(1)}\Omega_1)], \quad (12)$$

$$\omega_0 = \gamma H_0, \quad \Omega_{1,2} = \gamma M_0^{(1,2)}, \quad \omega_A^{(1,2)} = \tilde{B}_{1,2}, \quad \Omega_{1,2} = \gamma H_A^{(1,2)}.$$

Решения уравнения (7) для реально существующей двуслойной пленки [2] с параметрами $M_0^{(1)} = 14.5$, $M_0^{(2)} = 10.0$ мТл, $B_1 = -12.0$ ($H_A^{(1)} = -175$ мТл), $B_2 = 14.6$ ($H_A^{(2)} = 146$ мТл) при $H_0 = 338$ мТл представлены на рис. 2, а при положительных значениях \mathcal{J} (ферромагнитное взаимодействие слоев) и на рис. 2, б при отрицательных \mathcal{J} (антиферромагнитное взаимодействие). Построены зависимости резонансных полей $H_r = \gamma^{-1}\omega_r$ от угла наклона внешнего поля ϑ .

Как видно из рис. 2, а, раздвижка решений $\omega_r^{(1)}$ и $\omega_r^{(2)}$, появляющаяся вследствие взаимодействия, наиболее существенна в окрестности значения ϑ_0 , где приводит к появлению запрещенной области резонансных полей, в которой при любых значениях угла наклона ϑ ФМР не наблюдается. Рост параметра \mathcal{J} увеличивает ширину указанной запрещенной области Δ_μ . В случае $\mathcal{J} < 0$ (рис. 2, б) поведение резонансных кривых $H_r(\vartheta)$ более сложно: при $-\mathcal{J}_0 < \mathcal{J} < 0$ (где $\mathcal{J}_0 = 3.82$ для выбранных значений параметров пленки) существует область запрещенных значений угла ϑ . Ширина этой области Δ_ϑ зависит от \mathcal{J} и при $\mathcal{J} \rightarrow -\mathcal{J}_0$ обращается в нуль. При дальнейшем усилении антиферромагнитного взаимодействия при $\mathcal{J} < -\mathcal{J}_0$ возникает область запрещенных значений резонансных полей, аналогичная случаю ферромагнитного взаимодействия. Таким образом, характер и величина раздвижки резонансных кривых в окрестности угла наклона поля, при котором совпадают собственные частоты слоев, позволяют определить знак и оценить величину параметра взаимодействия в двуслойной пленке.

Аналитические выражения для частоты $\omega_{1(2)}$ и декремента затухания $\gamma_{1(2)}$ связанных мод колебаний могут быть получены при двух предельных ориентациях поля: $\vartheta = 0$ и $\vartheta = \pi/2$. Для продольной ориентации внешнего поля относительно поверхности пленки ($\vartheta = 0$) при выполнении условия малости взаимодействия по сравнению с относительной разностью невозмущенных частот (слабая связь)

$$\mathcal{J}^2 < |\omega_{31}^2 - \omega_{32}^2| / (\Omega_1\Omega_2), \quad (13)$$

где $\omega_{01}^2 = \omega_{11}\omega_{12}$, $\omega_{02}^2 = \omega_{21}\omega_{22}$, $\omega_{11} = \omega_0 + \mathcal{J}\Omega_2$, $\omega_{21} = \omega_0 + \mathcal{J}\Omega_1$, $\omega_{12} = \omega_{11} - \omega_A^{(1)}$, $\omega_{22} = \omega_{21} - \omega_A^{(2)}$, получим $\frac{\omega_{1(2)}}{\omega_0}$

$$(\omega_{1(2)}^{\parallel})^2 = \omega_{01(2)}^2 \left[1 + 2\mathcal{J}^2 \frac{\Omega_1 \Omega_2}{\omega_{01(2)}^2 - \omega_{02(1)}^2} \left(1 + \frac{\omega_{12(21)}}{\omega_{21(12)}} + \frac{\omega_{11(22)}}{\omega_{22(11)}} \right) \right], \quad (14)$$

$$\nu^{\parallel}(\omega) = \frac{A_1(\omega_{11} + \omega_{12})(\omega^2 - \omega_{02}^2) + A_2(\omega_{21} + \omega_{22})(\omega^2 - \omega_{01}^2) + \Delta^{\parallel}}{2(2\omega^2 - \omega_{01}^2 - \omega_{02}^2 - 2\mathcal{J}^2 \Omega_1 \Omega_2)}, \quad (15)$$

$$\Delta^{\parallel} = \mathcal{J}^2 \Omega_1 \Omega_2 [A_1(\omega_{21} + \omega_{22}) + A_2(\omega_{11} + \omega_{12})], \quad \nu_{1(2)}^{\parallel} = \nu(\omega_{1(2)}^{\parallel}).$$

Для поперечной ориентации поля ($\vartheta = \pi/2$) при выполнении неравенства, аналогичного (13), с заменой $\omega_{01} \rightarrow \omega_1$ и $\omega_{02} \rightarrow \omega_2$, где $\omega_1 = \omega_{11} + \omega_A^{(1)}$, $\omega_2 = \omega_{21} + \omega_A^{(2)}$, имеем выражения

$$(\omega_{1(2)}^{\perp})^2 = \omega_{1(2)}^2 \left[1 + \mathcal{J}^2 \frac{\Omega_1 \Omega_2}{\omega_{1(2)}^2 - \omega_{2(1)}^2} \left(3 + \frac{\omega_{1(2)}^{\perp}}{\omega_{2(1)}^{\perp}} \right) \right], \quad (16)$$

$$\nu^{\perp}(\omega) = \frac{A_1 \omega_1 (\omega^2 - \omega_2^2) + A_2 \omega_2 (\omega^2 - \omega_1^2) + \Delta^{\perp}}{2\omega^2 - \omega_1^2 - \omega_2^2 - 2\mathcal{J}^2 \Omega_1 \Omega_2}, \quad (17)$$

$$\Delta^{\perp} = \mathcal{J}^2 \Omega_1 \Omega_2 (A_1 \omega_1 + A_2 \omega_2).$$

Анализ выражений (14), (16) показывает, что направление сдвига резонансных частот $[\omega^{\parallel}$ и ω^{\perp} относительно их значений для невзаимодейст-

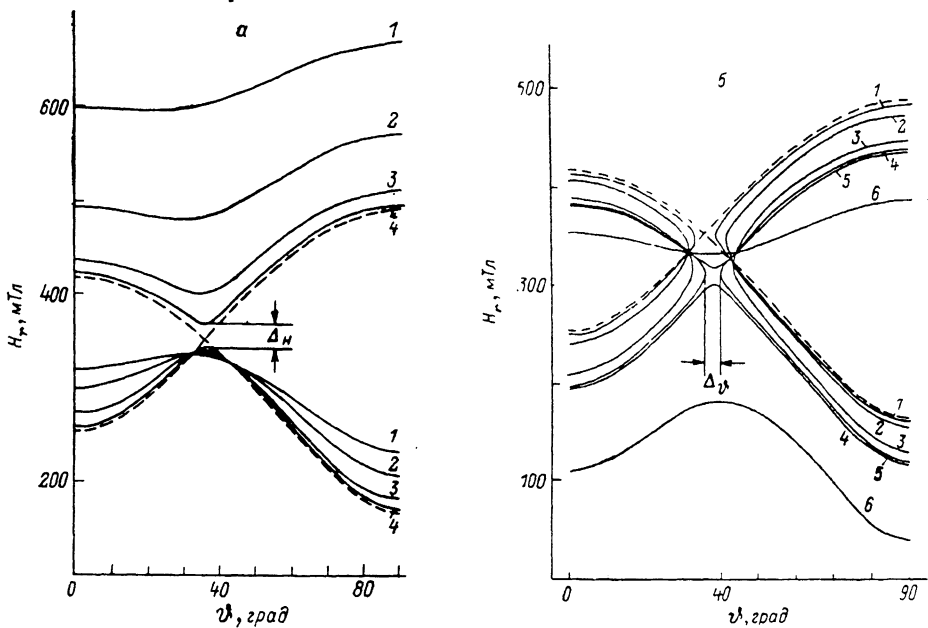


Рис. 2. Решение уравнения для резонансных полей ФМР в зависимости от угла наклона ϑ при $\omega_0/\gamma = 340$ мТл в магнитосвязанной пленке.

a : $\mathcal{J} = 10$ (1), 5 (2), 1.5 (3), 0.3 (4); b : -0.3 (1), -1 (2), -3 (3), -3.8 (4), -4 (5), -10 (6).

вующих слоев в сторону больших или меньших величин совпадает со знаком параметра \mathcal{J} , так что линейные по \mathcal{J} члены в $\omega_{01(2)}$ и $\omega_{1(2)}$, происходящие от подмагничивающих полей $\sim \mathcal{J} \Omega_{2(1)}$, вносят основной вклад. Однако для определения величины параметра \mathcal{J} по сдвигу частот ω^{\parallel} и ω^{\perp} необходимо учитывать квадратичные по \mathcal{J} слагаемые, связанные с взаимодействием мод.

В противоположном предельном случае сильной связи, когда можно пренебречь анизотропией по сравнению с межслойным взаимодействием ($|\mathcal{J}| \gg |\tilde{B}_{1,2}|$), собственные резонансные частоты двуслойной пленки не зависят от ее ориентации относительно внешнего поля и представляют основной и обменный резонансы

$$\omega_1 = \omega_0, \quad \omega_2 = \omega_0 + \mathcal{J}(\Omega_1 + \Omega_2). \quad (18)$$

Ширина запрещенной области резонансных полей, получающаяся численно (рис. 2, а, б), с ростом $|\mathcal{J}|$ увеличивается, так что ее границы определяются величинами H_0 и $H_0 + \mathcal{J} (M_0^{(1)} + M_0^{(2)})$ в соответствии с (18).

Парциальные восприимчивости слоев, определяющие резонансные свойства всей пленки, могут быть записаны для случаев продольной и поперечной ориентаций внешнего поля. Выбирая ориентацию радиочастотного поля h_y и вычисляя соответствующие компоненты намагниченности $m_y^{(1,2)} = \chi_{yy}^{(1,2)} h_y$, получим (для пленки 1)

$$\chi_{yy}^{\parallel} = K^{\parallel}(\omega) / D^{\parallel}(\omega), \quad (19)$$

$$D^{\parallel}(\omega) = \omega^4 - \omega^2(\omega_{11}\omega_{12} + \omega_{21}\omega_{22} + 2\Omega_{\mathcal{J}}^2) + (\omega_{11}\omega_{21} - \Omega_{\mathcal{J}}^2)(\omega_{12}\omega_{21} - \Omega_{\mathcal{J}}^2), \quad (20)$$

$$K^{\parallel}(\omega) = \Omega_1[\omega_{21}(\omega_{12}\omega_{22} - \Omega_{\mathcal{J}}^2) - \omega_{12}\omega^2] + \mathcal{J}\Omega_1\Omega_2(\omega_{12}\omega_{22} - \Omega_{\mathcal{J}}^2 + \omega^2), \quad (21)$$

где $\Omega_{\mathcal{J}}^2 = \mathcal{J}^2\Omega_1\Omega_2$, комбинация $\omega_{12}\omega_{22} - \Omega_{\mathcal{J}}^2$ не зависит от \mathcal{J}^2 и для учета затухания следует заменить ω_{11} на $\omega_{11} - i\omega A_1$, ω_{21} на $\omega_{21} - i\omega A_2$ и т. д. Выражение (19) сводится к полученному в [2], если положить параметр \mathcal{J} отличным от нуля только в одном слое. В этом случае обращаются в нуль члены, связанные с взаимодействием мод ($\Omega_{\mathcal{J}}^2 = 0$), однако существенно линейное по \mathcal{J} слагаемое в (21).

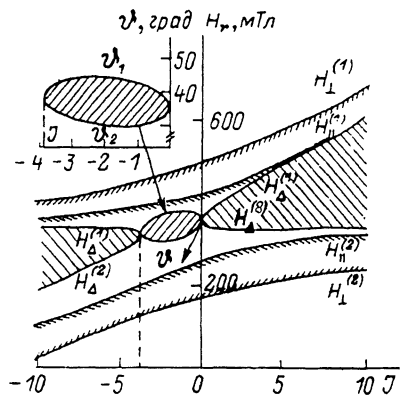


Рис. 3. Область запрещенных значений резонансных полей ΔH и углов наклона $\Delta\phi$ в двухслойной пленке при различных величинах параметра связи \mathcal{J} .

$$\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2, \quad \Delta H = H_{\Delta}^{(1)} - H_{\Delta}^{(2)}.$$

В поперечном поле соответствующее выражение для χ_{yy}^{\perp} аналогично (19)

$$D^{\perp}(\omega) = \omega^4 - \omega^2(\omega_1^2 + \omega_2^2 + 2\Omega_{\mathcal{J}}^2) + (\omega_1^2 - \Omega_{\mathcal{J}}^2)(\omega_2^2 - \Omega_{\mathcal{J}}^2), \quad (22)$$

$$K^{\perp}(\omega) = -i\omega\Omega_1[\omega_2^2 + \Omega_{\mathcal{J}}^2 - \omega^2 + \mathcal{J}\Omega_2(\omega_1 + \omega_2)]. \quad (23)$$

Отметим, что в частотной зависимости полной восприимчивости основную роль играет резонансный знаменатель $D(\omega)$.

Наконец, обсудим возможности экспериментального исследования перечисленных эффектов. На рис. 3 представлены зависимости областей запрещенных значений резонансных полей ФМР и углов наклона внешнего магнитного поля от величины параметра межслойного взаимодействия \mathcal{J} . В реально существующих пленках [2], где величину \mathcal{J} можно оценить как $|\mathcal{J}| \geq 3$, диапазон запрещенных полей может достигать 100 мТл, а область запрещенных углов 15° . Для наблюдения описанных эффектов, разумеется, необходимо, чтобы ширина резонансных линий, определяемая параметрами релаксации, была мала по сравнению с ширинами запрещенных областей резонансных полей.

Очевидно, что связь колебаний отдельных слоев в пленках имеет место независимо от знака анизотропии (как это следует из (6)) и направления ОЛН. Задача эксперимента состоит в исследовании проявлений такой связи в резонансных свойствах пленок и выяснении ее механизма.

Список литературы

[1] Cochran J. F., Heinrich B., Arrot A. S. // Phys. Rev. B. 1986. V. 34. N 11. P. 7788—7801.

- [2] Кобелев А. В., Гогин В. П., Матвеев В. А., Таширов В. Г., Романюха А. А., Швачко Ю. Н., Степанов А. П. // ЖТФ. 1989. Т. 59. № 2. С. 95—100.
- [3] Мицек А. И., Гуслиенко К. Ю. // ФММ. 1987. Т. 64. № 1. С. 43—53.
- [4] Лебедев Ю. Г., Раевский Е. Н., Миляев Ю. К., Раевский В. Я. // Микроэлектроника. 1985. Т. 14. № 6. С. 501—511.
- [5] Садков В. Б., Шматов Г. А., Крюков И. И., Филиппов Б. Н. // Преприят УрО АН СССР. Свердловск, 1988. 88/5. 40 с.

Институт физики металлов УрО АН СССР
Свердловск

Поступило в Редакцию
21 февраля 1989 г.