

05;06;11;12

Влияние шероховатости подложек GaAs (001) на магнитные свойства эпитаксиальных пленок Fe

© С.Л. Высоцкий, А.С. Джумалиев, Г.Т. Казаков, Ю.А. Филимонов, А.Ю. Цыплин

Саратовский филиал Института радиотехники и электроники РАН,
410019 Саратов, Россия
E-mail: fil@sfire.saratov.su

(Поступило в Редакцию 26 октября 1999 г.)

Методом ферромагнитного резонанса исследуется влияние шероховатости поверхности подложек GaAs (001) на магнитные свойства пленок Fe толщиной $t \approx 12 \dots 140 \text{ \AA}$, полученных молекулярно-лучевой эпитаксией при комнатной температуре и скоростях осаждения 9 и $3 \text{ \AA}/\text{min}$. Для пленок, выращенных на подложках с величиной среднеквадратичного отклонения амплитуды шероховатости $\sigma \approx 10$ и 30 \AA , обнаружено, что вид спектра существенно определяется соотношением толщины пленки t и величины σ . При толщинах $t \leq \sigma$ и $t \geq 3\sigma$ в спектре наблюдается одиночная линия поглощения, тогда как при $\sigma \leq t \leq 3\sigma$ — две линии поглощения. Отмеченные особенности спектров связываются с островковым характером роста пленки и влиянием шероховатости на процесс сращивания островков.

Введение

Магнитные свойства тонких эпитаксиальных металлических пленок и многослойных структур на их основе исследуются как в связи с возможностью широкого практического использования таких структур, так и их возможностью в исследованиях фундаментальных проблем магнетизма. При этом одной из активно решаемых задач является исследование влияния шероховатости границ на магнитные свойства пленок [1–13]. Показано, что шероховатость влияет на процессы перемагничивания в тонких пленках [1–3,9,10] и многослойных структурах [4,6–8], на величину параметра межслойного обмена [6] и магнитосопротивление [11] обменно-связанных пленок, а также на поля анизотропии и размагничивания тонких пленок [5,9,10]. Показано также [12,13], что характеристики шероховатости "магнитных границ" в тонкопленочной структуре могут заметно отличаться от характеристик шероховатости интерфейса. В большинстве из перечисленных работ [1–13] было отмечено, что условия, при которых становится заметным влияние шероховатости на свойства пленок, определяются не только характеристиками шероховатости, но и условиями роста пленок: параметром рассогласования постоянных решетки пленки и подложки, скоростью осаждения, температурой подложки и др. Поэтому влияние шероховатости на магнитные свойства пленок в каждом конкретном случае требует детального изучения. Цель данной работы — исследование магнитных свойств пленок Fe, полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на подложках GaAs (001) с различной шероховатостью.

Отметим, что наблюдается значительный интерес к исследованию магнитных свойств эпитаксиальных пленок Fe на подложках GaAs [14–27]. Это обусловлено, с одной стороны, кратностью с точностью не хуже 5% параметров кристаллических решеток Fe и

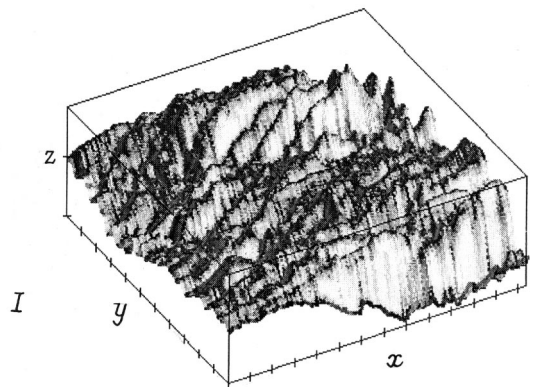
GaAs, с другой — широким использованием GaAs при разработке планарных интегральных микросхем и перспективами использования структур Fe/GaAs в устройствах спин-зависимой наноэлектроники. Для получения пленок Fe используются подложки GaAs ориентаций (110) [14–17], (001) [18–26] и (111) [27]. При этом в работе [18] отмечалось, что качество пленок Fe толщиной $t = 90 \dots 330 \text{ \AA}$, полученных МЛЭ на подложках (001), в целом оказывается хуже, чем для пленок аналогичных толщин на подложках (110), что в свою очередь связывалось с большей шероховатостью подложек GaAs (001). В работе [26] влиянием шероховатости подложки GaAs (001) связывалось наблюдение двух линий поглощения в спектре ферромагнитного резонанса (ФМР) касательно намагниченных пленок Fe толщиной $\approx 70\text{--}100 \text{ \AA}$. Было также показано [24,25], что пленки толщиной $\geq 700 \text{ \AA}$ на подложках GaAs (001) не уступают по качеству пленкам на подложках ориентации (110). Однако исследования влияния шероховатости подложек GaAs (001) на свойства пленок Fe в этих работах не проводилось.

В данной работе методом ферромагнитного резонанса (ФМР) исследованы свойства пленок Fe толщинами $t \approx 12 \dots 140 \text{ \AA}$, полученных МЛЭ на подложках GaAs (001) с различной степенью шероховатости при комнатных температурах. В качестве параметров, характеризующих шероховатость подложек, использовались абсолютные R_z и среднеквадратичные σ значения амплитуды шероховатости, которые определялись с помощью зондового атомно-силового микроскопа. При этом подложки GaAs имели качество полировки, отвечающее классу 14: $\sigma < 120 \text{ \AA}$ [28]. Основное внимание обращалось на различие магнитных свойств пленок Fe близких толщин t , полученных на подложках с разной величиной σ : $\sigma_1 \approx 30 \text{ \AA}$ и $\sigma_2 \approx 10 \text{ \AA}$. Кроме того, исследовано влияние скорости осаждения Fe на магнитные свойства пленок, выращенных на подложках с $\sigma_2 \approx 10 \text{ \AA}$.

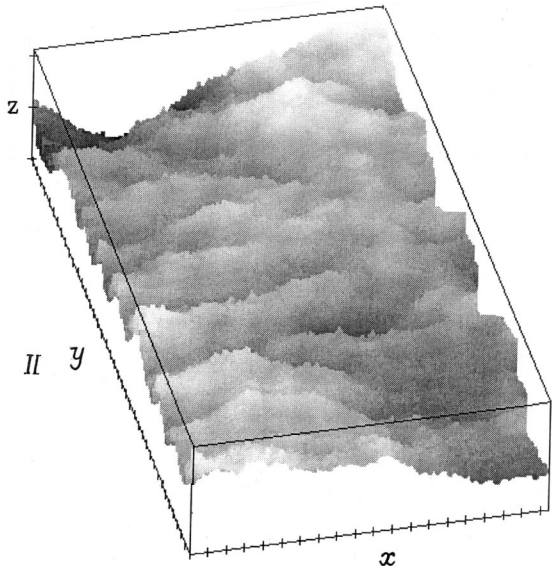
Экспериментальные результаты

Для получения пленок Fe использовалась установка МЛЭ на базе электронного спектрометра ЭС 2301, откачиваемый объем которой включал ростовую камеру для проведения МЛЭ и аналитическую камеру для исследования элементного состава поверхности с помощью оже-спектроскопии. Перемещение образцов между камерами осуществлялось с помощью манипулятора. До начала напыления давление в камере не превышало 10^{-9} Торр, а в процессе напыления было не хуже $\sim 10^{-8}$ Торр. Пленки железа выращивались при двух скоростях $v_1 \approx 9 \text{ \AA}/\text{min}$ и $v_2 \approx 3 \text{ \AA}/\text{min}$. Скорость осаждения определялась с помощью кварцевого измерителя толщины. Температура подложки была близка к комнатной.

Использовались два типа подложек GaAs (001), характеризующихся различной величиной среднеквадратичной амплитуды шероховатости поверхности: $\sigma_1 \approx 30 \text{ \AA}$ (I тип) и $\sigma_2 \approx 10 \text{ \AA}$ (II тип). Величина шероховатости



шкала $x: 1000 \text{ \AA}$ $y: 1000 \text{ \AA}$ $z: 100 \text{ \AA}$



шкала $x: 1000 \text{ \AA}$ $y: 1000 \text{ \AA}$ $z: 10 \text{ \AA}$

Рис. 1. Вид поверхности подложек GaAs (001) I и II типов.

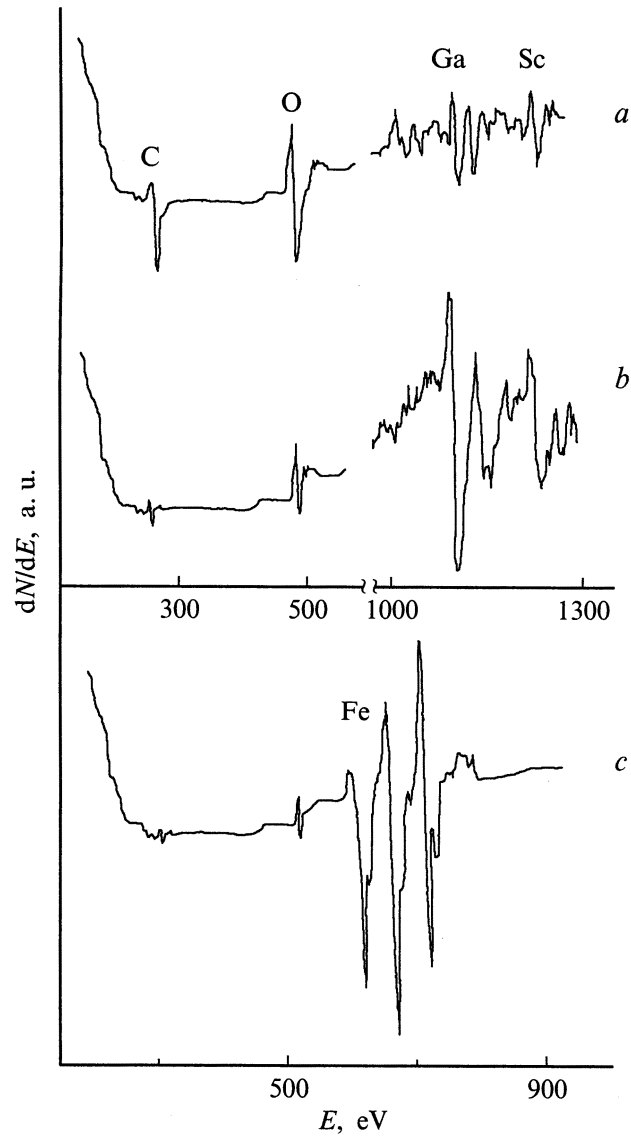


Рис. 2. Оже-спектры поверхности подложки GaAs (001): *a* — до очистки, *b* — после очистки, *c* — после напыления железа.

контролировалась с помощью атомно-силового микроскопа Solver P4-SPM-MDT в двух произвольно выбранных участках подложек. Среднеквадратичное значение амплитуды шероховатости σ рассчитывалось аналогично [29]. На рис. 1 показан рельеф поверхности подложек первого и второго типов. Можно видеть, что амплитуда шероховатости R_z подложки I типа составляет $R_z \leq 160 \text{ \AA}$, тогда как для подложки II типа $R_z \leq 50 \text{ \AA}$.

Перед напылением подложки подвергались химической очистке — 5 min в 40%-м KOH, после промывки в дистиллированной воде — раствором H_2SO_4 conc: H_2O_2 conc: H_2O (16:1:1) с последующей промывкой дистиллированной водой и сушкой. Непосредственно перед загрузкой в ростовую камеру проводилась очистка поверхности GaAs с помощью ультрафиолетового облучения и последующего отжига в течение 30 min при

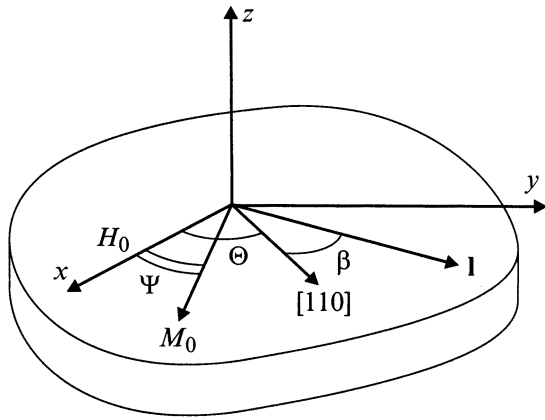


Рис. 3. Схема координат.

температуре ~ 800 К. При этом существенно снижались уровни примесей углерода и кислорода, что контролировалось по оже-спектрам поверхности. Контроль состава поверхности повторялся по окончании напыления и свидетельствовал о формировании пленки Fe (рис. 2).

Полученные пленки исследовались методом ФМР на частоте $f_0 \approx 9.8$ GHz при комнатной температуре. Образцы располагались в резонаторе таким образом, что магнитное поле $H_0 = 0.1-5$ kOe было касательно поверхности и составляло угол Θ с направлением оси [110] (рис. 3). Регистрировалась зависимость величины резонансного поля H_r от угла Θ . Точность отсчета угла Θ составляла $2-3^\circ$.

Оказалось, что в нашем случае сигнал ФМР удается наблюдать лишь для тех пленок, толщина которых t превышает некоторую критическую толщину t^* . Для пленок, напыленных при скорости v_1 , значения t^* составили $t^* \approx 30$ Å, а для пленок, выращенных при скорости осаждения v_2 , $t^* \approx 10$ Å. Отметим сразу, что для выбранного интервала шероховатости подложек ($\sigma \approx 10-30$ Å) мы не обнаружили явной связи параметров t^* и σ .

Экспериментальная ориентационная зависимость резонансного поля от угла поворота пленки $H_r(\Theta)$ сопоставлялась с расчетами зависимости $H_r(\Theta)$, которые выполнялись с учетом полей кубической $H_c = K_1/M_0$, нормальной одноосной $H_\perp = 2K_\perp/M_0$ и плоскостной одноосной $H_\parallel = 2K_\parallel/M_0$ анизотропии, где K_1 , K_\perp и K_\parallel — соответственно константы кубической, нормальной одноосной и плоскостной одноосной анизотропии. Считалось, что направление равновесной намагниченности M_0 составляет угол Ψ с направлением поля H_0 , а направление оси I одноосной плоскостной анизотропии составляет угол β с направлением оси [110] (рис. 3). Величина угла Ψ рассчитывалась из уравнения

$$-2H_0 \sin \Psi + H_c \sin 4\alpha + H_\parallel \sin 2\eta = 0, \quad (1)$$

где $\alpha = \Theta - \Psi$, $\eta = \alpha + \beta$.

Тогда выражение для определения $H_r(\Theta)$ имеет вид

$$(H + 4\pi M_0 + H_\perp) \times (H - 3H_c \sin^2 2\alpha - H_\parallel \sin^2 \eta) = f_0^2 / \gamma^2, \quad (2)$$

где $H = H_r(\Theta) \cos \Psi + H_c(2 - \sin^2 \alpha) + H_\parallel \cos^2 \eta$.

На рис. 4 и 5 показаны наиболее характерные экспериментальные ориентационные зависимости резонансного поля для пленок Fe, полученных при скоростях осаждения v_1 и v_2 соответственно. При этом пленки, выращенные при скорости v_1 , были получены на подложках как I, так и II типов, а пленки с малой скоростью осаждения были получены только на подложках II типа. Здесь же сплошными кривыми приведены рассчитанные с помощью (1) и (2) зависимости $H_r(\Theta)$ при значениях параметров пленок, указанных в таблице. На вставках к рис. 4 показан характерный вид зависимости производной отраженной от резонатора мощности, от величины постоянного магнитного поля $\frac{dP}{dH_0}(H_0)$, где расстояние между экстремумами соответствует ширине линии ФМР ΔH , а стрелкой показано положение резонансного поля H_r .

Рассмотрим сначала вид резонансных кривых $\frac{dP}{dH_0}(H_0)$ и характер зависимостей $H_r(\Theta)$, полученных для пленок Fe на подложках типа I (рис. 4) и пленки 1-4 в таблице. Из рис. 4, а можно видеть, что на частоте $f_0 = 9.8$ GHz в интервале полей $H_0 = 0.1-5$ kOe в пленках 1 и 4 наблюдается только по одной линии резонансного поглощения, которую следует связать с основной модой ФМР. При этом в пленке 1, имеющей наименьшую толщину $t_1 \approx 30$ Å, зависимость $H_r(\Theta)$ отвечает изотропной пленке (кривая 1), тогда как для пленки 4 толщиной $t_4 \approx 140$ Å ориентационная зависимость $H_r(\Theta)$ указывает на наличие анизотропии (кривая 2). Характер зависимости $H_r(\Theta)$ в пленке 4 отвечает случаю, когда в кубически анизотропной пленке, имеющей направление легкого намагничивания [100] ($K_1 > 0$),

Параметры исследованных пленок

№ пленки	t , Å	σ , Å	$4\pi M_{\text{эфф}}$, kGs	H_c , Oe	H_\parallel , Oe	$\Delta H_{\text{мин}}$, Oe
1	30	30	8.48	—	—	210
2	70	30	14.2	—	—	150
3	100	30	14.2	123	-80	100
4	140	30	15.5	—	—	190
5	30	10	16.6	232	-156	50
6	40	10	14.5	252	-70	150
7	30	10	9.8	—	—	110
8	40	10	12	194	-202	70
9	50	10	16	220	-157	80
10	12	10	8.5	44	-583	90
11	21	10	13.0	152	-267	50
			13.0	—	—	100
			13.5	32	45	60
			16.5	202	-172	30
			17.5	240	-106	30

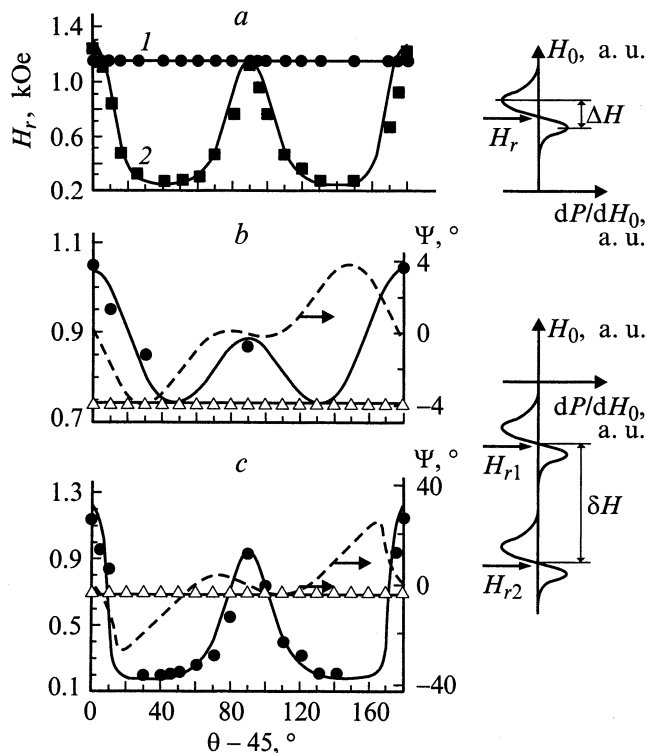


Рис. 4. Вид зависимостей $H_r(\Theta)$ для пленок на подложке I типа, *a* — пленка 1 (1) и пленка 4 (2); *b* — пленка 2; *c* — пленка 3; *b* и *c* — зависимости $\Psi(\Theta)$ для анизотропной фазы пленок 2 и 3 соответственно (штриховая кривая).

присутствует также одноосная плоскостная анизотропия с осью легкого намагничивания, направленной вдоль оси [110]. Значения эффективной намагниченности пленок $4\pi M_{\text{eff}} = 4\pi M_0 + 2K_{\perp}/M_0$ и полей анизотропии H_c и H_{\parallel} , подобранные с помощью (1), (2), приведены в таблице.

Для пленок Fe промежуточных толщин $t_2 \approx 70 \text{ \AA}$ (рис. 4, *b*) и $t_3 \approx 100 \text{ \AA}$ (рис. 4, *c*) в спектре ФМР наблюдалось по две линии поглощения, отстоящие друг от друга на величину поля $|\delta H_0| < 1 \text{ kOe}$ (вставка на рис. 4). Характер зависимостей $H_r(\Theta)$ для этих линий был различным и отвечал либо изотропному случаю (треугольники), либо случаю кубически анизотропной пленки с плоскостной одноосной анизотропией (кружки).

Отметим, что подобранные с помощью (1) и (2) значения эффективной намагниченности для анизотропного и изотропного откликов в спектре ФМР пленки 2 оказались равными, а для пленки 3 лишь незначительно отличаются (см. таблицу). Следует также подчеркнуть, что как соотношение амплитуд изотропного и анизотропного откликов, так и интервал углов Θ , в котором наблюдается анизотропный отклик (рис. 4, *b, c*), с ростом толщины пленки изменяются.

Для пленок Fe, выращенных на подложках II типа при скорости осаждения v_1 , выделить интервал толщин, для которого в спектре ФМР наблюдается две линии поглощения, не удалось. В пленке 5 толщиной

$t_5 \approx 30 \text{ \AA}$ зависимость $H_r(\Theta)$ отвечала изотропному случаю и имела вид, аналогичный кривой 1 на рис. 4, *a*. Для пленок 6 и 7 толщинами $t_6 \approx 40 \text{ \AA}$ и $t_7 \approx 50 \text{ \AA}$ характер зависимости $H_r(\Theta)$ отвечал анизотропному случаю и был аналогичен по виду кривой 2 на рис. 4, *a*. Параметры пленок 5–7, при которых достигалось наилучшее совпадение рассчитанных и измеренных зависимостей $H_r(\Theta)$, приведены в таблице. Обращает на себя внимание, что в целом пленки Fe на подложке типа II имеют более узкую линию ФМР, большие значения полей кубической и одноосной плоскостной анизотропии.

Рассмотрим теперь вид резонансных зависимостей для пленок Fe, выращенных на подложках II типа при более низкой скорости осаждения железа v_2 (рис. 5). Можно видеть, что в пленках с наименьшей 8 (рис. 5, *a*) и наибольшей 11 (рис. 5, *d*) толщинами наблюдаются одиночные линии поглощения. Отметим, что в пленке 8 толщиной $t_8 \approx 12 \text{ \AA}$ ориентированная зависимость $H_r(\Theta)$ отвечает случаю пленки с одноосной анизотропией, тогда как для пленки 11 толщиной $t_{11} \approx 50 \text{ \AA}$ вид зависимости $H_r(\Theta)$ отражает наличие как одноосной, так и кубической анизотропии.

Для пленок промежуточных толщин 9 и 10 в спектре ФМР присутствуют две линии поглощения, которые демонстрируют анизотропные зависимости $H_r(\Theta)$ (кружки и треугольники на рис. 5, *b* и *c* соответственно). Причем в пленке толщиной $t_9 \approx 21 \text{ \AA}$ вторую линию поглощения (треугольники) удалось наблюдать только в интервале углов $\Theta = 70\text{--}110^\circ$. По этой причине

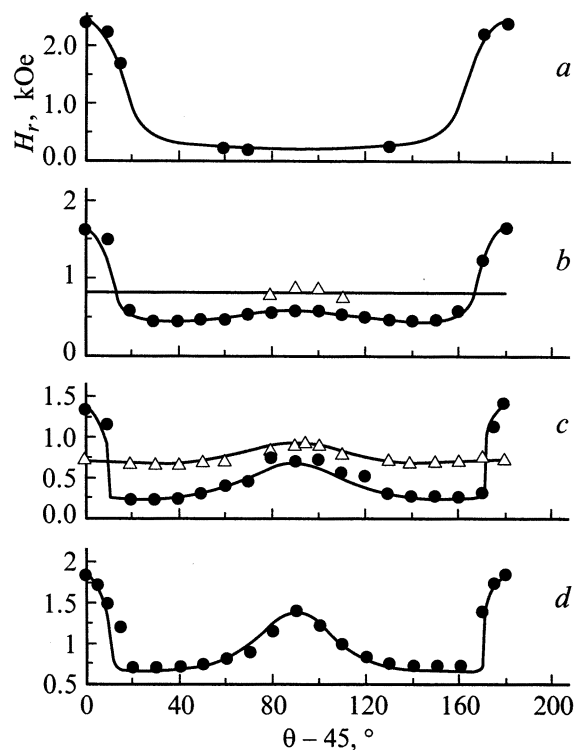


Рис. 5. Вид зависимостей $H_r(\Theta)$ на подложке II типа для пленок 8 (*a*), 9 (*b*), 10 (*c*), 11 (*d*).

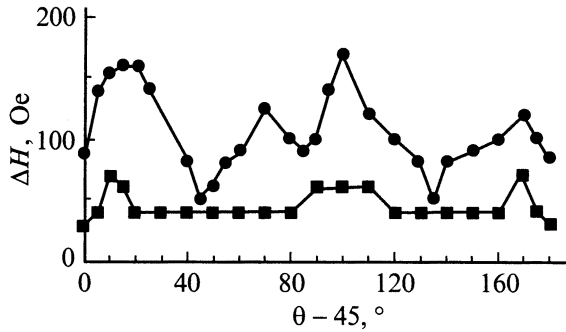


Рис. 6. Вид зависимостей $\Delta H(\Theta)$ для пленок 3(●) и 11(■).

экспериментальная зависимость $H_r(\Theta)$ для второй линии поглощения аппроксимировалась с помощью (1), (2) в пренебрежении полями анизотропии и при значении эффективной намагниченности, отвечающей первой линии поглощения в спектре ФМР (см. таблицу).

В пленке толщиной $t_{10} \approx 30 \text{ \AA}$ вторая линия поглощения (треугольники) наблюдалась во всем диапазоне изменения углов Θ . Однако и в этом случае с помощью уравнений (1) и (2) нам не удалось добиться удовлетворительного соответствия рассчитанных зависимостей $H_r(\Theta)$ с экспериментальными (рис. 5, c). Прежде всего обращает на себя внимание то обстоятельство, что добиться наилучшего совпадения экспериментальных и рассчитанных значений резонансных полей для второй линии поглощения удастся в предположении, что ось [110] становится "трудной" осью намагничивания. Этому приближению отвечает смена знака поля одноосной анизотропии в таблице. Но даже в этом случае несколько экспериментальных точек вблизи углов $\Theta \approx 0, 90$ и 180° "выпадают" из рассчитанной зависимости $H_r(\Theta)$.

Ширина линии ФМР как функция Θ для линий поглощения, демонстрирующих анизотропную зависимость $H_r(\Theta)$, принимала наибольшие значения при углах, соответствующих максимальным значениям $|\partial H_r / \partial \Theta|$. На рис. 6 для примера показаны ориентационные зависимости $\Delta H(\Theta)$ для анизотропной линии поглощения в спектре ФМР пленки 3 и пленки 11, обладающей минимальными значениями ΔH , близкими к рекордным.

Обсуждение результатов

Прежде всего отметим, что величины параметров $4\pi M_{\text{эфф}}$, H_c и H_{\parallel} в исследованных пленках и их зависимость от толщины в целом соответствуют приводимым в работах [14–18] для эпитаксиальных пленок Fe на подложках GaAs (100) и (110). Напомним, что зависимость параметров пленки от толщины связывают с влиянием неселевской поверхностной анизотропии, возникающей за счет нарушения симметрии внутрикристаллических полей на поверхности и интерфейсе пленки, и магнитоупругих полей, вызванных рассогласованием параметров

решеток пленки и подложки [14–18]. Подробное обсуждение зависимости параметров пленок от толщины не входит в цели данной работы. Однако подчеркнем, что под влиянием указанных поверхностных и интерфейсных эффектов в пленке будет возбуждаться неоднородная мода, для которой резонансное поле может быть представлено как [17]

$$H_r = (H_r)_{\text{unif}} + \frac{H_s}{N}, \quad (3)$$

где $(H_r)_{\text{unif}}$ — резонансное поле однородного ФМР, определяемое с помощью (1) и (2); H_s — поле, связанное с влиянием границ; N — число монослоев в пленке.

Для того чтобы выявить характер влияния шероховатости подложки на вид спектра ФМР и параметры пленок, обратимся к таблице и рис. 4, 5. Можно видеть, что наблюдается заметное различие в проявлении анизотропных свойств пленок близких толщин, но выращенных на подложках с различной степенью шероховатости. В самом деле, в пленках толщиной $t = 50 \dots 100 \text{ \AA}$, полученных на подложках типа I, в спектре ФМР наблюдаются как изотропная, так и анизотропная линии поглощения, тогда как для пленок, полученных на подложках типа II, начиная с толщин $t \geq 40 \text{ \AA}$, наблюдается только анизотропная линия поглощения.

Отметим, что наблюдающуюся в пленках 2 и 3, а также 9 и 10 дополнительную линию поглощения нельзя связать с возбуждением неоднородных колебаний намагниченности, характеризуемых целым числом полувольт по толщине ($n \geq 1$) и в плоскости ($k, m \geq 1$) пленки. Действительно, в пленках Fe намагниченностью $4\pi M_0 = 12 \text{ kGs}$, обменной жесткостью $A = 2 \cdot 10^{-6} \text{ erg/cm}$ и толщиной $t \leq 100 \text{ \AA}$ резонансные поля основной ($n = 0$) и первой ($n = 1$) мод спин-волнового резонанса различаются на величину.

$$\delta H_0^{(0.1)} = \frac{\pi^2 2A}{t^2 M_0} \geq 40 \text{ kOe}, \quad (4)$$

что существенно превышает не только наблюдающиеся значения δH_0 , но и доступный в эксперименте интервал изменения поля H_0 . С другой стороны, различие резонансных полей основной моды и моды, имеющей неоднородное распределение намагниченности в плоскости пленки, можно оценить с помощью дисперсионного соотношения для магнитостатических волн в касательно намагниченной ферромагнитной пленке [30]

$$\delta H_0^{(0.1)} \approx \frac{\pi^2 k t M_0}{L(1 + H_0/4\pi M_0)} < 0.1 \text{ Oe}, \quad (5)$$

где L — длина одной из сторон пленки, вдоль которой укладывается k полувольт.

Появление двух линий поглощения в спектре ФМР пленок 2, 3, 9, 10 можно объяснить тем, что при выбранных параметрах осаждения Fe и шероховатости подложек в указанных пленках формируется неоднородная текстура. При этом следует считать, что рост пленки

начинается с образования островков с их последующим перекрытием при достижении определенных толщин t_c . Причем коалесценция островков должна в нашем случае сопровождаться их рекристаллизацией, поскольку ориентированные зависимости $H_r(\Theta)$ линий поглощения в спектре ФМР пленок 2, 3, 9, 10 различны. Очевидно, что шероховатость наряду с другими параметрами роста должна влиять на величину t_c и размеры островков d . Если предположить, что началу процесса сращивания островков отвечает спектр ФМР с двумя линиями поглощения, а формированию непрерывной пленки отвечает спектр ФМР, характерный для пленок с ярко выраженной кубической анизотропией ($K_c > K_{||}$), то для выбранного нами диапазона шероховатости подложек и условий роста получим, что $t_c \sim \sigma$, а сплошная пленка формируется при $t \approx 3\sigma$.

Понятно, что в островковых пленках сигнал ФМР является по-существу усредненным по всем островкам откликом. Значение резонансного поля H_r каждого из островков будет определяться не только полями $(H_r)_{\text{unif}}(H_0, H_c, H_{||}, H_{\perp})$ и H_s , входящих в (3), но и полями размагничивания H_d . Если размеры островков взять $d = 100\text{--}1000 \text{ \AA}$ [31], то для пленок критических толщин t^* при значениях $4\pi M \approx 8 \text{ kGs}$ получим $H_d \sim 4\pi M t^*/d \approx 0.1\text{--}2 \text{ kOe}$. Такие значения H_d сопоставимы с величинами полей H_0 , H_c , $H_{||}$ и могут давать наряду с H_s заметный вклад в резонансное поле H_r (3) отдельного островка. Если островки заметно различаются по размерам, то следует ожидать заметного ослабления сигнала ФМР от пленки. Именно с этим мы связываем отсутствие сигнала ФМР в пленках докритических толщин $t < t^*$. Поскольку снижение скорости напыления v ведет к увеличению размеров кристаллитов d [31], то с этим можно связать изменение значений критических толщин от $t_1^* \approx 30 \text{ \AA}$ при $v_1 \approx 9 \text{ \AA/min}$, до $t_2^* \approx 10 \text{ \AA}$ в случае скорости $v_2 \approx 3 \text{ \AA/min}$.

Увеличением размеров островков с понижением скорости напыления можно попытаться объяснить отличие в характере ориентационных зависимостей $H_r(\Theta)$ пленок 1 и 5, с одной стороны, и пленки 8, с другой. Действительно, в пленках 1 и 5, выращенных при более высокой скорости напыления v_1 , размер островков d , видимо, оказывается настолько мал, что вклад полей H_d и H_s в значения H_r островков становится доминирующим, а из-за разброса в значениях d усредненный отклик от пленок оказывается не зависящим от значений угла Θ . Для пленки 8, выращенной при низкой скорости напыления v_2 , за счет увеличения значений d влияние указанных факторов на резонансное поле оказывается меньше и становится заметным вклад полей H_c и $H_{||}$, отражающих эпитаксиальный характер роста пленки.

С островковым характером роста пленки можно связать как изменение соотношения амплитуд изотропного и анизотропного откликов, так и расширение интервала углов Θ , в котором наблюдается анизотропный отклик, с ростом толщины пленки рис. 4, b, c, а также изменение ширины линии ФМР анизотропного отклика с

изменением Θ (рис. 6). Два последних обстоятельства можно связать с влиянием обменного взаимодействия на границах кристаллитов в тех случаях, когда направления равновесных намагниченностей M_0 внутри них не совпадают. Если, например, изотропный и анизотропный отклики в спектре ФМР пленок 2 и 3 связать с наличием в пленках изотропной и анизотропной фаз, то разориентация намагниченностей внутри указанных фаз будет определяться углом Ψ . При параметрах, отвечающих анизотропному отклику в пленках 2 и 3, получим $|\Psi| \leq 5^\circ$, $|\Psi| \leq 25^\circ$ соответственно, (штриховая кривая на рис. 4, b, c). Видно, что для углов Θ , при которых $|\Psi|$ принимает максимальные значения, в пленках 2 и 3 наблюдается только один изотропный отклик. При $\Psi \rightarrow 0$, чему отвечает намагничивание вдоль кристаллографических направлений $\langle 100 \rangle$ и $\langle 110 \rangle$ ($\Theta = \pi N/4$, N — целое), наблюдаются как изотропный, так и анизотропный отклики. Понятно также, что в этом случае вклад в величину ΔH , обусловленный неоднородностью ориентации намагниченности, отсутствует и ширина резонансной кривой оказывается минимальной (рис. 6).

Обменным взаимодействием на границах островков можно объяснить отмеченные выше трудности в подборе с помощью (1), (2) параметров H_c и $H_{||}$ для ориентационных зависимостей $H_r(\Theta)$ дополнительных линий поглощения пленок 9 и 10. Действительно, наличие обменной связи между островками в условиях вырождения их спектров ФМР должно приводить к снятию вырождения. При этом спектры ФМР должны расталкиваться аналогично тому, как это имеет место в обменно-связанных пленках [32]. В этом случае резонансные зависимости $H_r(\Theta)$ не должны иметь пересечений, что мы и наблюдаем на рис. 5, b, c.

Заключение

Таким образом, в работе исследовано влияние шероховатости подложек GaAs (001) на вид спектров ФМР на частоте 9.8 GHz пленок Fe толщиной $t \approx 12 \dots 140 \text{ \AA}$, полученных молекулярно-лучевой эпитаксией при комнатной температуре и скоростях осаждения $v_1 \approx 9 \text{ \AA/min}$ и $v_2 \approx 3 \text{ \AA/min}$. Для подложек, характеризующихся среднеквадратичными значениями амплитуды шероховатости $\sigma_1 \approx 30 \text{ \AA}$ и $\sigma_2 \approx 10 \text{ \AA}$ и выбранных параметров роста, показано следующее.

1. Вид спектра ФМР существенно определяется соотношением толщины пленки t и величины σ : при толщинах $t \leq \sigma$ и $t \geq 3\sigma$ в спектре наблюдается одиночная линия поглощения, тогда как при $\sigma \leq t \leq 3\sigma$ две линии поглощения.

2. Спектр ФМР наблюдается в пленках толщиной t больше некоторой критической толщины t^* , которая в значительной степени определяется скоростью осаждения и не имеет прямой связи с шероховатостью подложки.

Отмеченные особенности спектров ФМР связываются с островковым характером роста пленки и влиянием шероховатости на процесс сращивания островков.

Работа поддержана грантом РФФИ (№ 97-02-18614), грантами Государственной программы "Актуальные направления физики конденсированных сред", направления "Поверхностные атомные структуры" (№ 97-3.16 и 2.9.99) и частично грантом программы "Интеграция" (№ 696.3).

Список литературы

- [1] *Prosen R.J., Gran B.E., Kivel J.* // J. Appl. Phys. 1963. Vol. 34. N 4. P. 1147–1148.
- [2] *Li M., Zhao Y.-P., Wang G.-C., Min H.-G.* // J. Appl. Phys. 1998. Vol. 83. N 11. P. 6287–6289.
- [3] *He Y.-L., Wang G.-C.* // J. Appl. Phys. 1994. Vol. 76. N 10. P. 6446–6448.
- [4] *Meng X., Bian X., Muir W.B.* et al. // J. Appl. Phys. 1994. Vol. 76. N 10. P. 7084–7086.
- [5] *Cochran J.F., Muir W.B., Rudd J.M.* et al. // J. Appl. Phys. 1991. Vol. 69. N 8. P. 5206–5208.
- [6] *Han D.-H., Zhu J.-G., Judy J.H., Sivertsen J.M.* // J. Appl. Phys. 1997. Vol. 81. N 1. P. 340–343.
- [7] *Chang C.-H., Kryder M.H.* // J. Appl. Phys. 1994. Vol. 75. N 10. P. 6864–6866.
- [8] *Takeshita H., Hittori K., Fujiwara Y.* et al. // Ibid. P. 6415–6417.
- [9] *Bruno P., Bayreuther G., Beauvillain P.* et al. // J. Appl. Phys. 1990. Vol. 68. N 11. P. 5759–5766.
- [10] *Chappert C., Bruno P.* // J. Appl. Phys. 1988. Vol. 64. N 10. P. 5736–5741.
- [11] *Folkerts W., Hakkens F.* // J. Appl. Phys. 1993. Vol. 73. N 10. P. 3922–3925.
- [12] *Freeland J.W., Chakarian V., Bussmann K.* et al. // J. Appl. Phys. 1998. Vol. 83. N 11. P. 6290–6292.
- [13] *MacKay J.F., Teichert C., Lagally M.G.* // J. Appl. Phys. 1997. Vol. 81. N 8. P. 4353.
- [14] *Prinz G.A., Krebs J.J.* // Appl. Phys. Lett. 1981. Vol. 39. N 5. P. 397–399.
- [15] *Rachford F.J., Prinz G.A., Krebs J.J., Hathaway K.B.* // J. Appl. Phys. 1982. Vol. 53. N 11. P. 7966–7968.
- [16] *Krebs J.J., Rachford F.J., Lubitz P., Prinz G.A.* // Ibid. P. 8058–8060.
- [17] *Prinz G.A., Rado G.T., Krebs J.J.* // J. Appl. Phys. 1982. Vol. 53. N 3. P. 2087–2091.
- [18] *Krebs J.J., Jonken B.T., Prinz G.A.* // J. Appl. Phys. 1987. Vol. 61. N 7. P. 2596–2599.
- [19] *Gu E., Bland J.A.C., Daboo C.* et al. // J. Appl. Phys. 1994. Vol. 76. N 10. P. 6440–6442. Phys. Rev. 1995. Vol. B51. N 6. P. 3596–3604.
- [20] *Daboo C., Hicken R.J., Gu E.* et al. // Phys. Rev. 1995. Vol. B51. N 22. P. 15964–15973.
- [21] *Flippe A., Schuhl A.* // J. Appl. Phys. 1997. Vol. 81. N 8. P. 4359–4361.
- [22] *Tustison R.W., Varitimos T., van Hook J., Schloemann E.F.* // Appl. Phys. Lett. 1987. Vol. 51. N 4. P. 285–287.
- [23] *Oliver S.A., Vittoria C., Schloemann E.* et al. // J. Appl. Phys. 1988. Vol. 63. N 8. P. 3802–3804.
- [24] *Jonker B.T., Kneedler E.M., Thibado P.* et al. // J. Appl. Phys. 1997. Vol. 81. N 5. P. 4362.
- [25] *Florczak J.M., Dan Danlberg E.* // Phys. Rev. 1991. Vol. B44. N 17. P. 9338–9347.
- [26] *Высоцкий С.Л., Гульбух С.С., Джумалиев А.С.* и др. // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25. Вып. 3. С. 36–40.
- [27] *Endo Y., Okamoto S., Kitakami O., Shimada Y.* // J. Appl. Phys. 1997. Vol. 81. N 1. P. 344–349.
- [28] *Яковлев Ю.М., Генделев С.Ш.* Монокристаллы ферритов в радиоэлектронике. М.: Сов. радио, 1975. 360 с.
- [29] *Poon Chin Y., Bhushan B.* // JAP. 1996. Vol. 79. N 8. P. 5799–5801.
- [30] *Гуревич А.Г., Мелков Г.А.* Магнитные колебания и волны. М.: Физматлит, 1994. 464 с.
- [31] *Технология тонких пленок.* М.: Сов. радио, 1977. Т. 2. С. 768.
- [32] *Filimonov Yu.A., Kazakov G.T., Vysotsky S.L.* et al. // JMMM. 1994. Vol.131. P. 235–241.