

СПИНОВАЯ ДИНАМИКА ДВУХСЛОЙНЫХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПЛЕНОК

© А.И.Мицек

Институт металлофизики Академии наук Украины,
252680 Киев, Украина
(Поступила в Редакцию 28 января 1993 г.
В окончательной редакции 12 ноября 1995 г.)

Собственные моды ферромагнитных пленок, состоящих из пар субпленок с одинаковыми (или разными) решетками, рассчитываются в квантовой модели плоских моноатомных слоев. Магнитная восприимчивость χ выражается через однородные и неоднородные функции Грина. Последние описывают возбуждение магнонов однородным магнитным полем спин-волновой резонанс. Найдены две ветви ферромагнитного резонанса, частоты которых испытывают аномалии в окрестности фазового перехода. Одна из частот ферромагнитного резонанса в случае одинаковых субпленок имеет обычный вид, вторая имеет обменный сдвиг. Сдвиг пропорционален параметру A_{-11} обмена через интерфейс. Функциональные зависимости сдвига от толщин субпленок d_j определяются константами перпендикулярной анизотропии K_{\perp} . Спектры магнонов также образуют две ветви. Их обменные сдвиги $\sim A_j/d_j$, где A_j — параметр обменного взаимодействия внутри субпленки j .

Ферромагнитные (ФМ) сверхрешетки представляют класс систем, имеющих наряду с микро- и макропериодичность. Многослойная ФМ-пленка должна рассматриваться как совокупность потенциальных ям. Квантование волнового вектора k в каждой яме, образуемой субпленкой, искажается при учете взаимодействия через интерфейс. Для интерпретации эксперимента поэтому используются два предельных подхода. Первый — для длинных волн ($2\pi/k \gg d_j$, где d_j — толщина субпленки j). Он используется в основном для сверхрешеток с малым макропериодом ($d_j \sim 1$ nm). Второй — для коротких волн ($2\pi/k \lesssim d_j$). Он используется для субпленок j с большим числом моноатомных слоев n_j .

Подчеркнем, что интерфейс является двумерным дефектом и теоретически исследуем явления ферромагнитного резонанса (ФМР), а также спин-волнового резонанса (СВР) в системе пар субпленок с толщинами $d_{1,2} \gtrsim 10$ nm. Некоторые следствия теории [1] для макропериодических магнетиков подтверждают данные [2] для температурной зависимости намагниченности M пленок Fe(110)/Ag. В тонких пленках ($n_{\text{Fe}} \leq 3$), вместо закона Блоха ($\sim T^{3/2}$) наблюдается линейная зависимость $\Delta M(T) \sim T$. Линейный ход $M(T)$ (см. также [3]) характерен для плоских (двумерных) ферромагнетиков. Это позволяет использовать

квантовые спин-волновые методы [1]. Вблизи интерфейса учитываем искажения решетки.

Слоистые магнетики различаются типом взаимодействия через интерфейс. Далее мы ограничимся следующими случаями ближкодействующего взаимодействия. Рассмотрим, например, ферритмагнитно-связанные пленки (Gd, Tb/FeCo [4]). Влияние состояния одной из их субпленок на намагничивание другой, мягкой субпленки FeCo, наблюдается в полях $H \ll H_c^{(2)}$. Вследствие большой разности коэрцитивностей субпленок $H_c^{(j)}$ состояние пленки GdTb при этом практически не меняется. При этом сильную корреляцию электронной структуры субпленок подтверждает эффект гигантского магнетосопротивления в полях до 1 Т в пленках Fe(15 Å)/Cr(15 Å) [5]. Ближкодействующий характер обменного взаимодействия в них подтверждается сильной зависимостью эффекта магнетосопротивления от осаждения на интерфейсе примеси третьего металла (V, Mn, Ge, Ir, Al). Доминирующая роль перпендикулярной магнитной анизотропии K_{\perp} в Co/Cu при толщинах субслоев менее 15 Å также возможна в основном при ближкодействующем обменном взаимодействии через интерфейс [6]. Сильная зависимость взаимодействия доменных стенок субслоев в пленках пермаллой/С от толщины d_C [7] указывает на ближкодействующий тип обменной связи.

Решетка субпленки Fe в Fe/Cu вблизи интерфейса плавно меняется от ОЦК к ГЦК [8]. Поэтому связь субпленок через интерфейс считаем возмущением. Даже антиферромагнитная (АФМ) связь субпленок разрушается малым полем $H < 1$ Т (в Fe/Gd_{0.4}Fe_{0.6}) [9]. Поле спин-флопа уменьшается при нанесении Au на интерфейс. В пленках Fe/Cr гигантское (до 100%) магнетосопротивление при спин-флопе наблюдается для доминирующей K_{\perp} [10]. Большое магнетосопротивление в композиционно модулированных по толщине аморфных пленках Co-Zr авторы [11] объясняют аналогично [10], вводя систему кластеров с разным магнитным порядком.

Среди различных методов определения взаимодействия субпленок отметим наблюдение [12] связанных стенок Нееля и линий Блоха. Представление о том, что связь между стенками разных субпленок осуществляют ионы Со, приводит к созданию «искусственного ферромагнетика» [13], — аморфной пленки (Y-Co)/(Gd-Co)/(Z-Co). Аморфная пленка считается состоящей из кластеров. От размера кластеров зависит ее коэрцитивная сила $H_c(T_S)$ [14]. В пленке Fe/Ag [14] наблюдается изменение размера кластера от 40 до 300 Å при изменении температуры подложки T_S . Неровности интерфейса влияют на взаимодействие субпленок [15]. Свойства интерфейса характеризует поверхностная анизотропия [16], ее константа k_s сильно возрастает при наличии редкоземельных (РЗ) ионов. Интересно также, что вблизи интерфейса в субпленке Со появляется ОЦК-структура [17] в пленках Со/Fe и Со/Сг при $d_{Co} < 2$ или 1.5 nm соответственно. Эти пленки, как и Со/Au, исследуются в связи с «гигантским» магнитооптическим эффектом [18] в Со/Au при $d_{Co} < 1$ nm.

ФМР в двухслойных пленках имеет две ветви на частотах около 9.3 GHz [19], нижняя из которых соответствует перенормированной частоте Киттеля, другая — имеет обменный сдвиг согласно теории [20]. Соответственно СВР на частоте 9.2 GHz также имеет две ветви [21]. Детальное исследование ФМР и магновов методом Мандельштама-Бриллюэна в двухслойных пленках выполнено в [22]. Отметим теорию Грюнберга [23], альтернативную теории [20] и интерпретирующую данные спиновой динамики без учета однородного ФМР для пар одинаковых субпленок. Этот подход противоречит данным работы [22] и экспериментов, подобных приведенному в ней.

Для разрешения противоречия возникает проблема полного расчета спиновой динамики двухслойных пленок, которая решается в данной статье. Эксперимент требует рассмотрения как ФМ-, так и АФМ-взаимодействия между субпленками. Если субпленки имеют одинаковые решетки, но разные точки Кюри $T_c^{(j)}$, возникает особенность температурной зависимости среднего спина $S_{mT}(T)$ моноатомных слоев m вблизи интерфейса (см. [24]), что изменяет спиновую динамику вблизи нижней T_c . Этот вопрос рассмотрен в разделе 1. Детальная теория ФМР субпленок с разными решетками приводится в разделе 2. Возбуждение однородным переменным магнитным полем магновов и их спектры рассчитываются в разделе 3. Сравнение с экспериментом и выводы даются в разделе 4. Ограничиваемся предельным случаем коротких магновов ($k \gtrsim 2\pi/d_j$). Введение хорошо определенного волнового вектора в j -субпленке ограничивает сверху величину A_{-11} параметра обменного взаимодействия через интерфейс ($A_{-11} \ll A_j$), где A_j — внутреннее обменное взаимодействие в субпленке).

1. ФМР вблизи нижней T_c для субпленок с одинаковыми решетками

Пленка состоит из пар ФМ-субпленок, имеющих одинаковые решетки и разное число моноатомных слоев (n_1 для $z > 0$ и n_2 для $z < 0$) (рис. 1). Верхняя субпленка в изолированном состоянии имеет меньшую температуру Кюри $T_c^{(1)} < T_c^{(2)}$, что в случае двух субпленок ГЦК-пермаллоя может быть связано с разной концентрацией Fe в них, другой пример — Co/Ni. Обменное взаимодействие между моноатомными слоями внутри субпленок (моменты S_r и J_R в узлах r и R) считаем однородным и равным соответственно A_S и A_J . Взаимодействие через интерфейс A_{-11} выделяет средний спин монослоя «-1»

$$S_{1T} = \langle S_{1r} \rangle \gg \langle S_{2r} \rangle = S_T, \quad \langle J_R \rangle = J_T, \quad T \rightarrow T_c^{(1)} - 0. \quad (1)$$

Поскольку обменное взаимодействие является близкодействующим, можно считать средние спины S_T и J_T одинаковыми для всех внутренних моноатомных слоев. Рассмотрим симметричную конфигурацию магнитного насыщения $H \parallel 0z \parallel S_T \parallel J_T$. При этом гамильтониан \mathcal{H} запишем в виде

$$\mathcal{H} = - \sum A_S S_{1r} S_{r'} - \mu_1 H_S \sum S_{mT}^z - \mu_2 H_J \sum S_R^z - \sum A_{-11} S_{1r} J_r - \dots \quad (2)$$

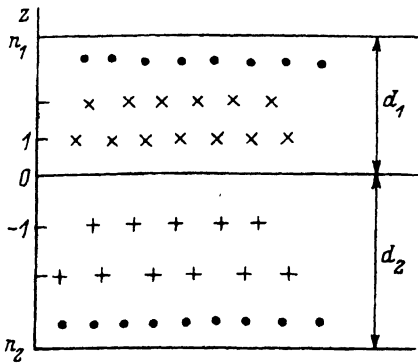


Рис. 1. Пленка, состоящая из субпленок с толщинами d_1 ($z > 0$, число моноатомных слоев n_1) и d_2 ($z < 0$, n_2).

Выделены моноатомные слои ± 1 , прилегающие к интерфейсу.

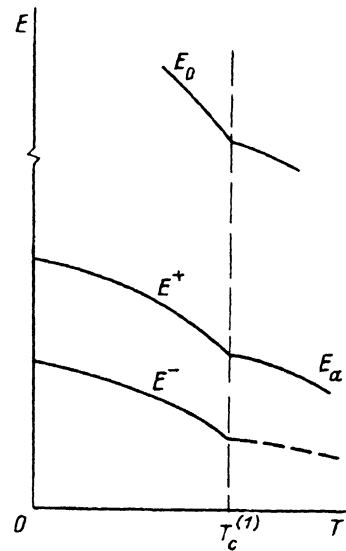


Рис. 2. Зависимость частот ФМР от температуры T в окрестности меньшей температуры Кюри $T_c^{(1)}$ верхней субпленки.

$E^{+,-}$ — акустические ветви, E_0 — оптическая.

Далее разлагаем спиновые плотности в ряды Фурье

$$S_r = S_0 + \sum S_k e^{ikr}, \quad S_k = \frac{1}{N_S} \sum S_r e^{-ikr}, \quad J_R = J_0 + \sum J_k e^{ikR},$$

$$J_k = \frac{1}{N_J} \sum J_R e^{-ikR}, \quad S_{1r} = S_{10} + \sum S_{1k_{\parallel}} e^{ik_{\parallel} r}, \quad S_{1k} = \frac{1}{N_{S_{\parallel}}} \sum S_{1r} e^{-ik_{\parallel} r},$$

где $N_S = N_{S_{\parallel}} n_1$, $N_J = N_{J_{\parallel}} n_2$ — полные числа спинов субпленок.

Однородная часть гамильтониана, описывающая ФМР, есть

$$\mathcal{H}_0 = - \sum H_j \mu_j N_j j_0^z - N_{\parallel} (A_0 S_0 S_{10} + A_{-11} S_{10} J_0 + K_s S_{10}^z J_0^z) - \dots, \quad (4)$$

где учтена поверхностная анизотропия ($k_s > 0$), а возможное различие $N_{S_{\parallel}} \neq N_{J_{\parallel}} \neq N_{\parallel}$ учитывается перенормировкой обменных параметров в круглой скобке в (4); $j = S, J$. Вводим функции Грина [1]

$$G^{(S,1,J)} = \langle\langle (S_{0,10}^+, J_0^+ | S_0^-) \rangle\rangle, \quad [S_{10}^+, S_{1k}^-]_- = \frac{2}{N_{S_{\parallel}}} S_{1,-k}^z, \quad k = k_{\parallel}. \quad (5)$$

Для них получаем уравнения движения

$$\begin{pmatrix} E - E_S & A_S & 0 \\ A_S S_T & E - E_1 & A_{-11} S_{1T} \\ 0 & A_{-J} & E - E_J \end{pmatrix} \begin{pmatrix} G^S \\ G^1 \\ G^J \end{pmatrix} = \frac{2S_T}{N_S} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (6)$$

где

$$\begin{aligned} \bar{E}_{\pm S} &= E_j + \bar{A}_{\pm S}, \quad \bar{A}_S = A_S S_T / n_1, \quad \bar{A}_{-j} = A_{-11} S_{1T} (J_T) / n_2, \quad \mu_j = \mu_{Bj}, \\ j &= S_1 J, \quad E_j = \mu_j (H - H_{oj} + H_{A\perp}^j), \quad E_1 = A_S S_T + A_{-11} J_T. \end{aligned} \quad (7)$$

Параметр поверхностной анизотропии k_s включен здесь в A_{-11} .

Оптическая обменная ветвь возбуждений $E_{ex}^{(h)} \cong E_1$ быстро понижается при $T \rightarrow T_c^{(1)} - 0$ (рис. 2). Нижние (акустические) ветви получаем как остальные два определителя матрицы (6)

$$\begin{aligned} E^{+,-} &= \frac{1}{2} \{ \bar{E}_J + E_S + \rho (\bar{A}_S - \bar{A}_{-J}) \pm [(\bar{E}_J - E_S)^2 + 2\rho (E_S - \bar{E}_J) (\bar{A}_S + \bar{A}_{-J}) + \\ &+ \rho^2 (\bar{A}_S - \bar{A}_{-J})^2 + 4\rho \bar{A}_{-J} \bar{A}_S]^{1/2} \}, \quad \rho = A_{-11} S_{1T} / E_1. \end{aligned} \quad (8)$$

При $T < T_c^{(1)} / 2$ имеем для $E_J \gg E_S$

$$E^+ = E_J + A_{-11} S_{1T} \left(\frac{1}{n_1} \right),$$

$$E^- = E_S + A_{-11} S_{1T} / n_2, \quad n_2 \gg n_1, \quad (8a)$$

т.е. «раздвижку собственных частот» изолированных субпленок. Функция Грина равна

$$G^S = \frac{2S_T / N_S}{E^+ - E^-} \left(\frac{E^+ - \bar{E}_J}{E^- - E^+} + \frac{\bar{E}_J - E^-}{E^- - E^-} \right). \quad (9)$$

В случае $|E_J - E_S| \ll \bar{A}_{-s}$ имеем

$$E^+ \cong E_J + A_{-11} S_{1T} / n_1 \cong E_{ex}, \quad E^- \cong E_S \cong E_K, \quad n_2 \gg n_1. \quad (10)$$

При $T \rightarrow T_c^{(1)} - 0$ имеем

$$E^+ \cong \bar{E}_J - \rho \bar{A}_{-J}, \quad (11)$$

$$E^- \cong E_S \cong \mu_1 (H - H_0), \quad (12)$$

но интенсивность сигнала на нижней частоте (12) падает пропорционально $S_T(T)$ и должна исчезать выше $T_c^{(1)}$. При $A_{-11} > 0$ (ФМ-связь субпленок), согласно (12), имеем нижнюю частоту, близкую к обычной (Киттеля), и верхнюю (обменную), сдвинутую относительно киттельевской на величину обменного (поверхностного) вклада. При $A_{-11} < 0$ (АФМ-связь) нижняя, обменная частота удовлетворяет условию $E_{ex} < E_K$.

При $T > T_c^{(1)}$ имеем $S_T = 0$, $\rho \cong S_{1T} / J_T$ и получаем две ветви: акустическую E_a и оптическую E_0 (рис. 2).

$$E_a \cong E_J, \quad E_0 \cong A_{-11} (J_T + S_{1T} / n_2). \quad (13)$$

Подмагничивание разупорядоченной субплетки определяет добавочную частоту E_{0s} (12), которая при $A_{-11} \lesssim 10^{-2} A_J$ может быть $\lesssim 10^{11}$ Hz.

2. ФМР в субплёнках с разными подрешетками

Разные параметры $a_{1,2}$ решеток субплёнок обуславливают их деформации вблизи интерфейса [8]. Поэтому к (1) добавляется средний момент монослоя «-1» — J_{1T} . Вместо (2) имеем

$$\mathcal{H} = -K_s \sum S_{1r}^z J_{-1R}^z - E_S \sum S_r^z - E_J \sum J_R^z - \sum A_S S_{1r} S_{r'} - \sum A_J J_{-1R} J_{R'} - \sum A_{-11} S_{1r} J_{-1R} - \dots \quad (14)$$

для симметричной конфигурации насыщения вдоль нормали Oz . Используем разложения в ряды Фурье плотностей моментов (3) и выделяем однородную часть гамильтониана

$$\mathcal{H}_0 = -E_S N_S S_0^z - E_J N_J J_0^z - N_{\parallel} (K_s S_{10}^z J_{-10}^z + A_{-11} S_{10} J_{-10}) - N_S A_S S_0 S_{10} - N_J A_J J_0 J_{-10} - \dots \quad (15)$$

Вводим функции Грина (5), к которым добавляем величины

$$G^{-1} = \langle\langle J_{-10}^+ | S_0^- \rangle\rangle, \quad (16)$$

через которые выражается динамическая однородная магнитная восприимчивость

$$\chi^{+-}(0) = C_0 (n_1^2 G^S + n_1 n_2 G^J + n_1 G^1 + \dots). \quad (17)$$

В (17) входят слагаемые разного порядка по числам слоев n_j .

Уравнения движения для функций Грина (16) записываются в виде

$$\begin{pmatrix} E - \bar{E}_S & \bar{A}_S S_T & 0 & 0 \\ A_S S_{1T} & E - (E_{10} + A_{-J}) & A_{-S} & 0 \\ 0 & A_{-J} & E - (E_{-10} + A_{-S}) & A_J A_{1r} \\ 0 & 0 & \bar{A}_J J_{1T} & E - E_J \end{pmatrix} \begin{pmatrix} G^S \\ G^1 \\ G^{-1} \\ G^J \end{pmatrix} = \frac{2S_T}{N_S} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (18)$$

где обозначения совпадают с (7), и при этом

$$A_{-S(J)} = (A_{-11} + K_s) S_{1T} (J_{1T}), \quad E_{-10} = A_J J_T, \quad E_{10} = A_S S_T. \quad (19)$$

Собственные значения матрицы (18) дают частоты ФМР: две акустические и две оптические.

Акустические ветви ФМР $E^i \ll E_{\pm 10}$ находим, разлагая дисперсионное уравнение по малым параметрам

$$\rho_{S(J)} = A_{-11} J_{1T} (S_{1T}) / E_{\pm 10}. \quad (20)$$

Энергии нижних ветвей ФМР равны

$$E^{+,-} = \frac{1}{2} \{ E_J + E_S + D_{\pm} \pm [(E_J - E_S)^2 + D_{\pm}^2 + 2(E_J - E_S)D_{\pm}]^{1/2} \}, \quad (21)$$

где

$$D_{+,-} = A_{-11} [(S_{1T}/n_1) \pm (J_{1T}/n_2)]. \quad (22)$$

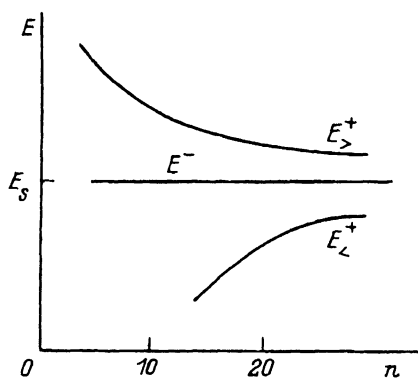


Рис. 3. Акустические частоты ФМР пар одинаковых субслоек для ФМ-взаимодействия через интерфейс ($A_{-11} > 0$, ветвь $E_{>}^+$) и для АФМ-взаимодействия ($A_{-11} < 0$, ветвь $E_{<}^+$) в зависимости от числа монокристаллических слоев $n_1 = n_2 = n$.

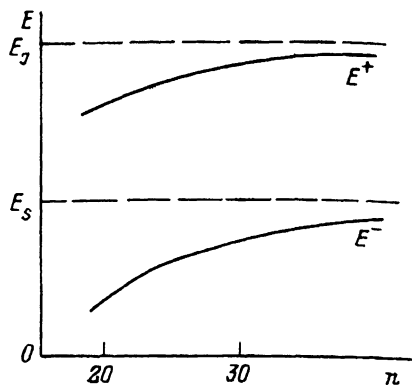


Рис. 4. Акустические частоты ФМР при АФМ-связи субслоек с разными исходными частотами ФМР ($E_J > E_S$, $J > S$, $A_{-11} < 0$) в зависимости от числа монокристаллических слоев $n_1 = n_2 = n$.

Детальное сравнение с экспериментом возможно в частных случаях (21). Рассмотрим системы пар одинаковых ФМ-субслоек с гигантским магнетосопротивлением, разделенных относительно толстым ($\gtrsim 10 \text{ \AA}$) немагнитным интерфейсом. Полагаем в (21) $S = J$ и т.д., получаем (рис. 3)

$$E^+ = E_S + D_+ = E_S + 2S_{1T}(A_{-11} + K_s)/n(1 + 2\rho), \quad n = n_1, \quad (23)$$

$$E^- = E_S = g\mu_B(H - H_0 + H_{A\perp}). \quad (24)$$

Нижняя частота — обычная (киттельевская), верхняя (при ФМ-связи) сдвинута относительно нижней на величину обменного вклада D_+ . Для $n \lesssim 10$ обменная ветвь E^+ сдвинута на $10^{11} - 10^{12}$ Hz, или на величину, соответствующую резонансному полю $H_r \sim 10^5$ Oe. При АФМ-связи ($A_{-11} < 0$) для наблюдения обменной ветви E^+ нужно приложить поле $H > H_r$, что и подтверждается экспериментально [22].

Другой предельный случай — сочетание сильно и слабо анизотропных субслоек. $H_{A\perp}^S \ll H_{A\perp}^J$. В этом случае имеем $E_J \gg E_S, D_{+,-}$. Для $A_{-11} < 0$ получаем (рис. 4)

$$E^+ \cong E_J + A_{-11}S_{1T}/n_1, \quad E^- \cong E_S + A_{-11}J_{1T}/n_2, \quad n_j \gtrsim 10^2, \quad (25)$$

когда обменные сдвиги малы по сравнению с $E_{J,S}$. Однако для сверхрешеток (РЗ/ПМ), при $n_j \lesssim 10$, когда $D_{+,-}$ не мало, получаем две ветви ФМР (рис. 5) для $n_1 = n_2 = n$ и $A_{-11} > 0$

$$E^+ = D_+ + E_J/(1 + Q) + E_S/(1 + 1/Q), \quad Q = J_{1T}n_1/S_{1T}n_2, \quad (26)$$

$$E^- = E_J/(1 + 1/Q) + E_S/(1 + Q). \quad (27)$$

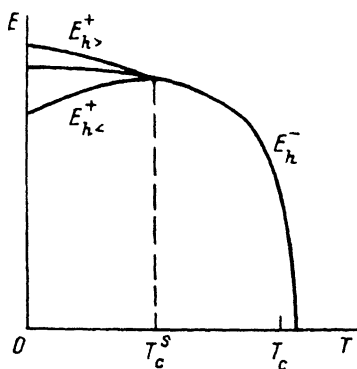
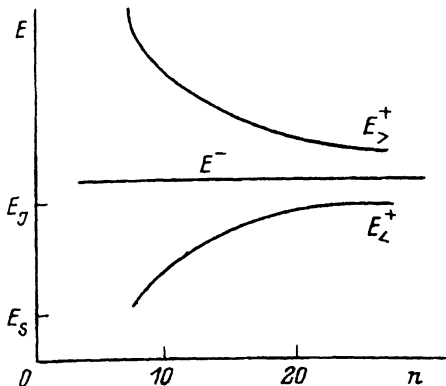


Рис. 5. Частоты ФМР очень тонких субпленок ($J|A_{-11}| > |E_J - E_S|n$) для ФМ-связи ($A_{-11} > 0$, ветвь $E_{>}^+$) и для АФМ-связи через интерфейс (ветвь $E_{<}^+$) в зависимости от числа n монослоев в субпленках.

Рис. 6. Зависимости «оптических» частот ФМР от температуры T для ФМ- ($E_{h>}^+$) и АФМ-связи ($E_{h<}^+$) через интерфейс.

Значения частот, определяемые выражениями (26) и (27), сильно отличаются от частот ФМР-изолированных субпленок. Верхняя частота E^+ либо высока ($\approx 10^{11}$ Hz при $A_{-11} > 0$), либо требует для своего наблюдения большого поля H_r . Нижняя частота E^- при наличии точки компенсации T_0 намагниченности пленки должна убывать в области выше T_0 как J_T^p , где $p \approx 3$, согласно общей теории [1] РЗ-магнитной анизотропии. В случае АФМ-связи ($A_{-11} < 0$) эффект обменной связи в (23) усиливается. Функцию Грина G^s получаем в виде (9). Аналогично имеем

$$\langle\langle J_0^+ | J_0^- \rangle\rangle \approx \frac{2J_T/N_J}{E^+ - E^-} \left(\frac{E^+ - \tilde{E}_S}{E - E^+} + \frac{\tilde{E}^S - E^-}{E - E^-} \right). \quad (28)$$

Интенсивности ФМР на обеих частотах зависят от многих параметров и в каждом частном случае должны анализироваться отдельно.

Оптические частоты $E_h \gg \tilde{E}_{S,J}$ находим из (18) в виде

$$E_h^{+,-} \approx \frac{1}{2} \{ E_{10} + E_{-10} + A_{-J} + A_{-S} \pm [(E_{10} - E_{-10})^2 + (A_{-J} + A_{-S})^2 + 2(A_{-J} - A_{-S})(E_{10} - E_{-10})]^{1/2} \}. \quad (29)$$

В случае одинаковых субпленок находим

$$E_h^- \approx E_{10}, \quad E_h^+ \approx E_{10} + 2A_{-11}S_{1T}, \quad E_{10} = A_S S_T, \quad S_{1T}(T_c^s) = 0. \quad (30)$$

Частота E^+ сдвинута вверх (вниз) относительно обменной (оптической) частоты E_{10} субпленки при ФМ- (АФМ)-связи субпленок (рис. 6). Отметим полную симметрию относительно обменного сдвига ($\sim A_{-11}$) частот акустического (23) и оптического (30) ФМР.

3. Спектры магновов и их возбуждение однородным СВЧ-полем

В ограниченных магнетиках возможно возбуждение неоднородных мод (магновов) однородным СВЧ-полем. Возбуждение магновов (СВР) в ФМ-пленках накладывается на спектр ФМР, хотя и не дает оснований, как в [23], «запрещать» ФМР в пленках, как однородных, так и составных. В пределе достаточно слабой связи субпленок ($\rho_{S,J} \ll 1$) в (20) рассматриваем собственные моды волн с длинами $\lambda_m < d_j$. Каждая из j субпленок является потенциальной ямой в квантовых числах

$$k = \{k_{\parallel}, k_z\}, \quad k_z^{(j)} = 2\pi m/n_j, \quad (31)$$

m — целое число, $H \parallel Oz \parallel n$. Энергии магновов изолированных субпленок определяются выражением

$$\varepsilon_k^j = E_j + 2j[A_j(0) - A_j(k)], \quad j = S, J. \quad (32)$$

Найдем перенормировку энергий магновов (32), обусловленную взаимодействием A_{-11} через интерфейс.

Используя разложение моментов в ряды Фурье (3), добавляем к однородному гамильтониану (15) обменные гамильтонианы субпленок и неоднородную часть (14), зависящую только от $k_z = k$,

$$\mathcal{H}[k_z] = -N_{S\parallel} \sum_k A_S(k) S_k S_{10} - N_{J\parallel} \sum_k A_J(k) J_k J_{10} - \dots \quad (33)$$

где не дописаны очевидные члены, квадратичные по фурье-компонентам моментов S_k, J_k . Соответствующие объемные члены уже учтены в (32). Возбуждение СВР однородным полем описывается неоднородной магнитной восприимчивостью в приближении магнитного отклика

$$\chi^{+-}(E, k) = C_0 \{ \mu_1 n_1 G_k^{SS} + \mu_2 n_2 G_k^{JJ} + \dots \}, \quad (34)$$

где функции Грина равны

$$G_k^{SS} = \langle\langle S_k^+ | S_{10}^- \rangle\rangle, \quad G_k^{JJ} = \langle\langle J_k^+ | J_k^- \rangle\rangle, \quad G_k^j = \langle\langle j_k^+ | S_{10}^- \rangle\rangle. \quad (35)$$

Вклад (34) добавляется к магнитной восприимчивости (17).

Полная система уравнений движения имеет интегральную форму, в матричном виде это отражено операторами суммы \hat{T}_σ .

$$\begin{pmatrix} E - E_S & \bar{A}_S S_T & 0 & 0 & 0 & 0 \\ A_S S_{1T} & E - \bar{E}_{10} & A_{-S} & 0 & \hat{T}_\sigma A_S(k) S_{1T} & 0 \\ 0 & A_{-J} & E - \bar{E}_{10} & A_J J_{1T} & 0 & \hat{T}_\sigma A_J(k) J_{1T} \\ 0 & 0 & \bar{A}_J J_{1T} & E - \bar{E}_J & 0 & 0 \\ 0 & \bar{A}_S(k) S_T & 0 & 0 & E - \bar{\varepsilon}_k^S & 0 \\ 0 & 0 & A_J(k) J_T & 0 & 0 & E - \bar{\varepsilon}_k^J \end{pmatrix} \begin{pmatrix} G_0^S \\ G_0^J \\ G_0^{-1} \\ G_0^S \\ G_0^J \end{pmatrix} = \frac{2}{N_{S\parallel}} \begin{pmatrix} 0 \\ S_{1T} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (36)$$

где

$$\tilde{\varepsilon}_k^S = \varepsilon_k^S + \bar{A}_S S_{1T}, \quad \tilde{\varepsilon}_k^J = \varepsilon_k^J + \bar{A}_J J_{1T}, \quad \hat{T}_\sigma = \sum_k \dots \quad (37)$$

Нижние два уравнения (36) выделены, из них имеем

$$G_k^S = \frac{A_S(k) S_T}{E - \tilde{\varepsilon}_k^S} G_0^1, \quad G_k^J = -\frac{\bar{A}_S(k) J_T}{E - \tilde{\varepsilon}_k^J} G_0^{-1}, \quad (38)$$

что позволяет свести систему (36) к системе (18), решенной ранее в разделе 2. За счет взаимодействия с магнонами (43) перенормируются элементы матрицы (18)

$$\tilde{E}_{10} \rightarrow E_{10}[k] = E_{10} + \sum \frac{A^2(k)}{E - \tilde{\varepsilon}_k^S} S_T S_{1T} / n_j, \quad (39)$$

и аналогично полученной $E_{-10}[k]$ вместо E_{10} . Поправки (39), как и (37), имеют малость $\sim 1/n_j$. Поэтому при $n_j \lesssim 10$ эти перенормировки существенны. Энергия магнона ограничена снизу величиной

$$\text{Inf}(\tilde{\varepsilon}_k^j) = E_j + 2A_j j_T (2\pi/n_j)^2 + A_j j_{1T} / n_j, \quad j = S, J, \quad (40)$$

и не зависит от обмена A_{-11} через интерфейс. Результат (40) отличается от результатов микромагнитных расчетов [23]. Возникает сомнение в применимости микромагнитных расчетов при толщинах $d_j \sim 10$ nm субпленок. Тем более что нет однозначности в выборе граничных условий на интерфейсе (см. [25]).

Входящие в (36) однородные функции Грина G_0^\pm находим из уравнений, получающихся из (36) в пределе высоких энергий $E \sim \varepsilon_k^S \gg E^{+,-}$,

$$\begin{pmatrix} E - \tilde{E}_{10} & A_{-S} \\ A_{-J} & E - E_{10} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} G_0^1 \\ G_0^{-1} \end{pmatrix} \cong \frac{2}{N_{S\parallel}} \begin{pmatrix} S_{1T} \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (41)$$

откуда имеем

$$G_0^1 \cong \frac{2S_{1T}}{N_{S\parallel}} \frac{1}{E^+ - E^-} \left(\frac{E_h^+ - E_{-10}}{E - E_h^+} + \frac{E_{-10} - E_h^-}{E - E_h^-} \right). \quad (42)$$

При $E \ll E_{\pm 10}$ получаем

$$G_k^S \cong \frac{A_S(k)}{E - \tilde{\varepsilon}_k^S} \frac{2S_{1T}}{N_S} \frac{E_{-10}}{E_h^+ E_h^-}. \quad (43)$$

Аналогично получаем

$$G_k^{JJ} = \frac{2J_{1T}}{N_J} \frac{E_{10}}{E_h^+ E_h^-} \frac{A_J(k)}{E - \tilde{\varepsilon}_k^J}. \quad (44)$$

Функции Грина (43), (44) имеют обычный порядок малости по параметру $1/N_j$, поэтому их малый вес в динамической восприимчивости (34) объясняет более слабые, чем ФМР, сигналы СВР. СВР на частотах, соответствующих энергиям магнонов $\tilde{\varepsilon}_k^j$ (40), должен отличаться как зависимостью от толщин субпленок ($n_{1,2}$), так и шириной линии ΔH_k , которая может заметно отличаться от ширины линии ФМР ΔH_0 .

Квантовая теория составных (многослойных) магнитных пленок позволяет связать динамические магнитные характеристики пленки с параметрами субпленок и интерфейсов. При теоретическом изучении ФМР и СВР плодотворной оказывается модель параллельных поверхности моноатомных слоев Валенты (см. [1]). Динамическая восприимчивость равна взвешенной сумме двухвременных функций Грина и представляет собой линейную комбинацию чисел n_j моноатомных слоев субпленок j . Полюса однородных функций Грина лежат на частотах ФМР. Интерфейсы как плоские дефекты приводят к неоднородным функциям Грина типа $\langle\langle S_k | S_0 \rangle\rangle$ для волнового вектора $k \parallel n$ (n — нормаль к пленке). Они описывают возбуждение СВР однородным полем СВЧ и вносят в $\hat{\chi}$ вклады, линейные по n_j .

Наиболее существенные выводы работы следующие.

1) В точках фазовых переходов перестраиваются ветви магнитных спектров. Вблизи нижней T_c одной из субпленок сохраняются две (по числу субпленок) ветви спектра. Это обусловлено сохранением («затягиванием») спинового порядка в примыкающей к интерфейсу части разупорядоченной субпленки. Две ветви магнонов (СВР) при $k \rightarrow 0$ близки к акустическим частотам ФМР пары субпленок.

2) Пленки, состоящие из пар одинаковых субпленок, имеют обычную ветвь ФМР (называемую часто киттелевской) и магнонов. Кроме того, появляется обменно-сдвинутая ветвь. Ее сдвиг определяется параметром обмена через интерфейс A_{-11} . Он обратно пропорционален числу n моноатомных слоев. Поэтому в сверхтонких (олигатомных) субпленках ($n < 10$) обменная ветвь либо оказывается слишком высока (при $A_{-11} > 0$, т.е. ФМ-связи субпленок), либо уходит в отрицательную частотную область (при $A_{-11} < 0$, АФМ-связь), что требует для ее наблюдения большого резонансного поля $H_z \sim 10$ Т. Это подтверждается данными ФМР и рассеяния Мандельштама-Бриллюэна [22].

3) Аксиоматическое исключение в [23] однородного ФМР из интерпретации резонансных данных в слоистых пленках противоречит общей теории. Этой аксиоме противоречит многолетняя практика достаточно точного определения параметров анизотропии, обмена и т.п. методами ФМР и СВР в самых разных неоднородных ФМ-средах. Расчетные характеристики ФМР слоистых пленок (при заданных параметрах субпленок и интерфейсов) хорошо согласуются с данными статистических измерений. Теория ФМР учитывает данные структурного анализа окрестностей интерфейсов, т.е. сильные неоднородности атомного строения. Современная теория СВР не позволяет учесть эти неоднородности. В большинстве интересных случаев это даже не позволяет количественно сравнить теорию СВР [23] с экспериментом в реальных многослойных структурах.

4) Отметим, что классические теории СВР (см. [23] и др.) не позволяют достаточно корректно решить проблему определения волнового вектора k . С этим связана проблема граничных условий. Без решения этих проблем количественная интерпретация данных СВР на основе существующих теорий будет оставаться неоднозначной и неубедительной.

- [1] Мицек А.И. Фазовые переходы в кристаллах с магнитной структурой. Киев (1989). 320 с.
- [2] Gutierrez C.J., Qiu Z.Q., Tang H. et al. Phys. Rev. **B44**, 5, 2190 (1991).
- [3] Qiu Z.Q., Gutierrez C.J., Mercader R.C. et al. J. Appl. Phys. **69**, 8, Pt. 2A, 5286 (1991).
- [4] Mergel D. J. Appl. Phys. **69**, 8, Pt. 2A, 4520 (1991).
- [5] Baumgart P., Gurney B.A., Wilhoit D.R. et al. J. Appl. Phys. **69**, 8, Pt. 2A, 4792 (1991).
- [6] Федосюк В.М., Шелер М.У., Касютич О.И., Козич Н.Н. Поверхность. Физика, химия, механика, **11**, 115 (1991).
- [7] Gupta H.O., Niedoba H., Heyderman L.J. et al. J. Appl. Phys. **69**, 3, Pt. 2A, 4529 (1991).
- [8] Guo H., Ma X., Yang L. et al. J. Magn. Magn. Mater. **99**, 1-3, 199 (1991).
- [9] Donomae H., Shinjo T., Motokawa M. J. Magn. Magn. Mater. **99**, 5, 477 (1991).
- [10] Fullerton Enc.E., Schuller J.K., Parker F.T. et al. J. Appl. Phys. **69**, 8, Pt. 2A, 4804 (1991).
- [11] Valanju A.P., Kim D.Y., Walser R.M. J. Appl. Phys. **69**, 8, Pt. 2B, 5367 (1991).
- [12] Niedoba H., Hayderman L.J., Gupta H.O. J. Appl. Phys. **69**, 8, Pt. 2B, 5865 (1991).
- [13] Diény B., Givord D., Ndjaka J.M.B. J. Magn. Magn. Mater. **93**, 3, 503 (1991).
- [14] Zhang Y.X., Lion S.H., DeAngelis R.J. et al. J. Appl. Phys. **69**, 8, Pt. 2A, 5273 (1991).
- [15] Birtwistle J.K., Li J.P., Hill E.W. J. Appl. Phys. **69**, 8, Pt. 2A, 8977 (1991).
- [16] Shan Z.S., Sellmyer D.J. Phys. Rev. **B42**, 15, 10433 (1990).
- [17] Houdy Ph., Boher P., Giron F. et al. J. Appl. Phys. **69**, 8, Pt. 2B, 5667 (1991).
- [18] Ferre J., Penissard G., Meyer P. et al. J. Appl. Phys. **69**, 8, Pt. 2A, 5004 (1991).
- [19] Вознюк Б.П. ФТТ **33**, 2, 438 (1991).
- [20] Мицек А.И., Гуслиенко К.Ю. ФММ **64**, 1, 43 (1987).
- [21] Kordecki R. J. Appl. Phys. **70**, 10, Pt. 2, 6418 (1991).
- [22] Cochran J.F., Rudd J.M., From M. et al. Phys. Rev. **B45**, 9, 4678 (1992).
- [23] Grunberg P. J. Appl. Phys. **57**, 7, 3673 (1985).
- [24] Мицек А.И. ФММ, **12**, 9 (1991).
- [25] Pashaev Kh.M., Mills D.L. Phys. Rev. **B43**, 2, 1187 (1991).