

Контактно-индуцированный магнетизм в наноструктурах на основе хрома с монослоями немагнитных металлов

© В.Н. Меньшов, В.В. Тугушев

Российский научный центр „Курчатовский институт“,
123182 Москва, Россия

E-mail: vnmenshov@mail.ru,
vvtugushev@mail.ru

(Поступила в Редакцию 2 ноября 2005 г.
В окончательной редакции 17 февраля 2006 г.)

Исследовано магнитное упорядочение в слоистых структурах типа Cr/ X (1 ML) со встроенными в матрицу хрома моноатомными слоями (ML) ряда немагнитных металлов ($X = \text{Sn, V, Ag, Au}$). Проанализирован механизм индуцирования или модификации волны спиновой плотности (ВСП) в этих системах, связанный с перераспределением зарядовой и спиновой плотностей вблизи интерфейса Cr/ X . Подробно рассмотрена полуфеноменологическая модель, позволяющая в рамках функционала Гинзбурга–Ландау качественно описать изменение структуры ВСП в окрестности плоского одиночного немагнитного дефекта. Рассчитана пространственная конфигурация ВСП в сверхрешетке типа [Cr(t)/ X (1 ML)] и установлены зависимости параметров ВСП от температуры T , типа металла X и периода сверхрешетки t . На основе полученных результатов интерпретируются эксперименты по мессбауэровской спектроскопии.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект № 04-02-16938).

PACS: 75.70.Cn; 75.30.Fv

1. Введение

Исследование коллективных спин-поляризованных состояний зонных электронов в слоистых наноструктурах на основе магнитных переходных металлов (мульти-слоях, бислоях, сэндвичах и т.п.) с недавнего времени выделилось в самостоятельный раздел наномagnetизма. В этих структурах возможна реализация сложных и неоднородных ферромагнитных (ФМ), антиферромагнитных (АФМ) или смешанных конфигураций спиновой плотности, не существующих в объемных материалах. Имеется принципиальное понимание того обстоятельства, что важнейшую роль в формировании данных конфигураций играют процессы перераспределения зарядовой и спиновой плотностей вблизи внутренних границ раздела слоев (интерфейсов).

Особое место среди рассматриваемых систем занимают слоистые структуры типа Cr/ X , которые можно считать тестовыми для исследования роли контактных явлений в наномagnetных материалах. В них слои слабого зонного АФМ (Cr) чередуются со слоями нормального металла ($X = \text{V, Sn, Ag, Au}$), сильного зонного АФМ ($X = \text{Mn}$) или сильного зонного ФМ ($X = \text{Fe, Co}$). Как известно [1], в объемном хrome имеет место специфический тип зонного АФМ — волна спиновой плотности (ВСП). В системах Cr/ X вблизи интерфейсов происходят значительная трансформация ВСП и ее интерференция с другими коллективными состояниями зонных электронов, например сильным зонным ФМ в Cr/Fe или сильным зонным АФМ в Cr/Mn. В результате возникают довольно сложные и пространственно неоднородные спиновые конфигурации, обуславливающие целый ряд необычных магнитных и транспортных свойств обсужда-

емых объектов. Например, в мультислоях и сэндвичах Cr/Fe впервые были обнаружены такие яркие эффекты, как гигантское магнитосопротивление, длинно- и короткопериодические осцилляции эффективного взаимодействия между ФМ-слоями при изменении толщины разделяющей их прослойки Cr, проскальзывание фазы этого взаимодействия, неколлинеарные конфигурации намагниченностей соседних ФМ-слоев и т.д. [2–4].

Интенсивное развитие технологии молекулярно-лучевой эпитаксии позволило в последние годы реализовать принципиально новые наноструктуры типа [Cr(t)/ X (1 ML)] с дискретными периодическими вставками в матрицу основного материала (Cr) монослоев (ML) легирующего материала X . Расстояние между соседними монослоями (период структуры) при этом составляет $t = Na/2$, где $a \approx 2.8 \text{ \AA}$ — постоянная ОЦК решетки хрома, а число N варьируется от нескольких единиц до нескольких десятков. Даже в технологически совершенных структурах неизбежно имеют место разрывы и нарушения регулярного расположения атомов внутри монослоев, поэтому в определенном смысле „дискретные сплавы“ [Cr(t)/ X (1 ML)] занимают промежуточное положение между объемными разбавленными сплавами хрома Cr $_{1-y}$ X $_y$ ($y \ll 1$) и стандартными структурами Cr/ X с соизмеримыми по величине толщинами слоев хрома и легирующего металла.

Как хорошо известно, магнитные свойства ультратонких (от нескольких единиц до нескольких десятков ангстрем) слоев хрома существенно отличаются от магнитных свойств объемного материала [2–4]. В обзоре [5] было отмечено, что мессбауэровская спектроскопия на ядрах изотопа олова ^{119}Sn может быть использована как мощный инструмент для изучения локальных магнитных

свойств объемного хрома и его сплавов. Используя встроенные в матрицу Cr моноатомные или бимоноатомные слои Sn, группа японских исследователей [6–11] предложила уникальную методику магнитных измерений, позволяющую извлечь при помощи мессбауэровской спектроскопии, требующей большой концентрации атомов-зондов ^{119}Sn , информацию о локальной структуре ВСП в наноструктурах на основе Cr. В процессе эпитаксии атомы Sn замещают атомы Cr, создавая лишь небольшое деформационное напряжение в матрице вблизи интерфейсов Cr/Sn. При этом сверхтонкое поле H_{hf} на узлах ^{119}Sn пропорционально амплитуде спиновой плотности в слоях хрома вблизи интерфейса Cr/Sn [12]. Поэтому, измеряя величину H_{hf} на узлах ^{119}Sn в сверхрешетках $[\text{Fe}/\text{Cr}/\text{Sn}(1\text{ ML})/\text{Cr}]$, можно непосредственно (а не косвенным образом, см. дискуссию в [3]) оценить вызываемое ФМ-обкладками железа изменение спиновой плотности внутри прослойки АФМ хрома. Более того, было обнаружено, что немагнитный монослой олова не является пассивным зондом, предназначенным лишь для считывания мессбауэровского сигнала, но сам принципиальным образом влияет на формирование спинового порядка в матрице хрома вблизи интерфейса Cr/Sn. Так, в работе [6] на сверхрешетке $[\text{Cr}(t)/\text{Sn}(1\text{ ML})](100)$ с периодом $t = 5\text{--}40\text{ \AA}$ при комнатной температуре было обнаружено сверхтонкое поле большой величины $H_{hf} = 11\text{--}13\text{ T}$; это прямо указывает на существование АФМ-порядка, зарождающегося при температуре $T_N(t)$, значительно превышающей температуру Нееля объемного хрома $T_N^{\text{Cr}} = 311\text{ K}$. Нейтронно-графический анализ мультислоев $[\text{Cr}(t)/\text{Sn}(1\text{ ML})](100)$ показал, что при низких температурах в образцах с периодом $t > 42\text{ \AA}$ формируется несоизмеримая ВСП со сложной модуляцией вдоль оси роста пленки; характерный период и амплитуда ВСП контролируются изменением расстояния между монослоями Sn [7,8]. Недавно эффект усиления АФМ-упорядочения за счет введения монослоев Sn нашел подтверждение также для структур с иной кристаллической ориентацией $[\text{Cr}(t)/\text{Sn}(1\text{ ML})](110)$ [9].

При мессбауэровских исследованиях сложных многокомпонентных наноструктур типа $[\text{Cr}/\text{Sn}(1\text{ ML})/\text{Cr}/X]$ ($X = \text{V}, \text{Ag}, \text{Au}$) было установлено, что температура Нееля, амплитуда и конфигурация ВСП существенно зависят от типа металла X и толщины слоя Cr [10–11]. АФМ-порядок усиливается вблизи интерфейса Cr/(Ag,Au) и подавляется вблизи интерфейса Cr/V, причем в структуре $[\text{Cr}/\text{Sn}(1\text{ ML})/\text{Cr}/\text{V}]$ величина сверхтонкого поля на узле ^{119}Sn при комнатной температуре вообще становится почти равной нулю, если монослой Sn находится на расстоянии ближе, чем 10 \AA от интерфейса Cr/V.

Таким образом, эксперимент ясно показывает, что ВСП в наноструктурах на основе хрома существенным образом модифицируется под влиянием встроенных монослоев немагнитных металлов, возникая в ряде случаев даже при температурах, существенно превышающих

температуру Нееля объемного хрома. К сожалению, современная теория зонного магнетизма [13] была разработана для объемных материалов и плохо приспособлена для описания контактных явлений в слоистых наноструктурах. Поэтому ввиду сложности последовательного микроскопического рассуждения спинового упорядочения в системах типа $[\text{Cr}(t)/X(1\text{ ML})]$ воспользуемся далее специальным подходом к расчету сложных конфигураций спиновой плотности, примененным ранее [14–16] для описания магнитного порядка в слоистых системах типа Cr/Fe. Этот подход в значительной мере базируется на результатах исследования ближнего магнитного порядка в разбавленных сплавах хрома и был, возможно не слишком удачно, назван „схемой зарядово-индуцированной ВСП“. Как нам теперь представляется (см. далее), предпочтительнее использовать более точный термин: „контакто-индуцированная ВСП“. Далее распространим схему [14–16] на структуры типа $[\text{Cr}(t)/X(1\text{ ML})]$ с монослоями немагнитного металла ($X = \text{Sn}, \text{V}, \text{Ag}, \text{Au}$). Случай магнитных металлов ($X = \text{Fe}, \text{Ni}, \text{Co}, \text{Mn}$) требует отдельного анализа и в настоящей работе не исследуется.

2. Формирование ВСП в окрестности плоского одиночного немагнитного дефекта

Рассмотрим задачу о формировании ВСП в бесконечном трехмерном кристалле, имеющем объемно-центрированную кубическую решетку с „локально“ нарушенной вдоль одного из направлений трансляционной симметрией (пусть для определенности это будет ось, ортогональная плоскости (100)). Причиной этого нарушения могут быть, например, граница кристалла с вакуумом, граница раздела слоев в гетероэпитаксиальных структурах, имплантированный в матрицу основного вещества тонкий слой легирующего материала и т.д. Предполагается, что объемная система (матрица) переходит из парамагнитной фазы в состояние с ВСП ниже некоторой критической температуры T_N^0 . Наличие макроскопических квазидвумерных неоднородностей может существенно повлиять на форму и параметры ВСП в рассматриваемых структурах. Для качественного описания этого влияния используется хорошо известная модель плоского одиночного немагнитного дефекта (см., например, [17]).

При определенных условиях распределение спиновой плотности $\mathbf{S}(\mathbf{r})$ в системе с ВСП удачно описывается в рамках разложения термодинамического потенциала системы Ω по степеням параметра порядка $\Delta(x)$. Запишем функцию $\mathbf{S}(\mathbf{r})$ в виде

$$\mathbf{S}(\mathbf{r}) = \mathbf{n}\Delta(x) \cos(2\pi x/a)/g, \quad (1)$$

где \mathbf{n} — вектор поляризации и g — эффективный потенциал ВСП [18,19]. Если формально предположить, что дефект является идеальной бесконечной плоскостью, то

естественно рассматривать пространственную структуру ВСП как неоднородную только вдоль одного направления e_x , перпендикулярного этой плоскости. В приближении слабой связи $g\bar{N} \ll 1$, где \bar{N} — средняя плотность состояний на уровне Ферми, выполняются условия для описания системы в рамках теории среднего поля. При этом, как хорошо известно (см., например, [19]), формальное наличие малой величины в знаменателе формулы (1) не ведет к какому-либо противоречию, так как в используемой модели ВСП параметр порядка пропорционален $\exp(-1/g\bar{N})$ и стремится к нулю гораздо быстрее, чем эффективный потенциал g . Запишем разложение Гинзбурга–Ландау для термодинамического потенциала Ω в виде суммы

$$\Omega = \Omega_V + \Omega_s, \quad (2)$$

„объемной“ и „поверхностной“ составляющих. Для первой из них используем известное разложение по степеням параметра порядка $\Delta(x)$ и его производных $\Delta'(x)$

$$\Omega_V[\Delta] = \frac{1}{2} \int (c_1 \Delta^2 + v_F^2 c_2 (\Delta')^2 + c_2 \Delta^4) dx, \quad (3)$$

где v_F — фермиевская скорость квазичастиц; c_1 и c_2 — коэффициенты, зависящие от температуры и деталей зонной структуры, причем коэффициент $c_1 \sim T - T_N^0$ меняет свой знак при переходе через точку Нееля объемного АФМ T_N^0 . Формула (3) выводится непосредственно из микроскопической модели ВСП, в которой АФМ-неустойчивость обусловлена „нестингом“ электронного и дырочного участков поверхности Ферми металла в парамагнитной фазе [18,19]. При этом предполагается, что $|\Delta(x)| \ll \pi T$ и $|\Delta'(x)| \ll \pi T / \xi_0$ (ξ_0 — длина когерентности электронно-дырочной пары; в чистом хrome $\xi_0 \approx (3-5)a$). Будем обсуждать только принципиальную сторону вопроса о формировании ВСП вблизи плоского дефекта, не касаясь тонкого аспекта, связанного с ее возможной несоизмеримостью в объемном материале. Поэтому считаем коэффициент c_2 положительным и удерживаем в функционале (3) только слагаемые $\sim c_2 (\Delta')^2$ и $\sim c_2 \Delta^4$ (см. подробное обсуждение случая $c_2 < 0$ в обзоре [19]). Параметр порядка $\Delta(x)$, отвечающий минимуму функционала (3) при $c_2 > 0$, равен нулю в парамагнитной фазе и имеет постоянное значение $\Delta_0 = \sqrt{|c_1|/2c_2}$ в фазе с соизмеримой ВСП.

Взаимодействие участвующих в формировании ВСП электронов с плоским дефектом задается при помощи эффективного потенциала $U(x)$, резко спадающего на длине $d \sim a$. Поскольку корреляционная длина ВСП $\xi(T) > \xi_0 > d$, термодинамический потенциал системы можно записать в виде (2), причем форма „поверхностной“ составляющей Ω_s подбирается под конкретную физическую систему. Например, потенциал

$$\Omega_s = v \Delta^2(0)/2 \quad (4)$$

моделирует ситуацию объемного АФМ с идеально плоским немагнитным дефектом, расположенным в начале

координат $x = 0$. Реальным прообразом такого дефекта является монослой немагнитного металла X , встроенный в матрицу Cr, т.е. функционал (2)–(4) описывает в этом случае трехслойную структуру Cr/ $X(1\text{ ML})$ /Cr. В первом порядке по взаимодействию $U_0 \bar{N}$ справедлива оценка: $v \sim -U_0 \bar{N}^2 / n_0$, $U_0 d = \int U(x) dx$, где n_0 — разница в заполнении электронного и дырочного участков поверхности Ферми, характеризующая отклонение от идеального „нестинга“ (в чистом хrome $n_0 < 0$) [19].

Физический смысл слагаемого (4) заключается в следующем. В узком слое вблизи плоского дефекта происходит изменение электронной поляризуемости, параметров спектра квазичастиц и заполнения энергетических зон матрицы. Как следствие, меняются условия неустойчивости парамагнитной фазы относительно перехода в АФМ-состояние (обобщенный критерий Стонера–Хаббарда) по сравнению с однородной системой. Природа потенциала $U(x)$, изменяющего электронную поляризуемость матрицы, может быть различной (перераспределение зарядовой плотности, деформация решетки, образование интерфейсных состояний и т.д.) и зависит от конкретного типа плоского дефекта. Например, в структурах типа Cr/Fe с достаточно толстыми слоями железа перераспределение зарядовой плотности играет определяющую роль в изменении электронной поляризуемости матрицы вблизи интерфейса [14]. Это связано с тем, что Fe является ярко выраженным электронным донором по отношению к Cr, но в то же время кристаллические решетки этих металлов почти идеально соответствуют друг другу [2,3], так что можно в первом приближении не учитывать слабый эффект эпитаксиального напряжения вблизи интерфейса Cr/Fe. Слагаемое (4) появляется благодаря перетеканию электронов из слоя Fe в матрицу Cr на глубину порядка дебаевской длины экранирования в хrome $l_D \approx 3-5 \text{ \AA}$. Поскольку объем дырочного кармана на части поверхности Ферми хрома, ответственной за формирование ВСП, превосходит объем электронного кармана [1], добавление электронов из железа можно трактовать как улучшение „нестинга“ вблизи интерфейса Fe/Cr, что отвечает выбору параметров $U_0 < 0$ ($|U_0| \sim e^2 / l_D$), $n_0 < 0$ и соответственно $v < 0$ в формуле (4).

В работах [14–16] было показано, что появление слагаемого типа (4) вызывает модификацию АФМ-порядка вблизи интерфейса Cr/Fe на масштабе порядка корреляционной длины ВСП в хrome $\xi(T) \gg l_D$. Очевидно, что данный вывод имеет весьма общий характер, т.е. вблизи любого плоского дефекта в виде границы раздела Cr/ X , где металл X имеет отличную от Cr валентность, будет иметь место перераспределение зарядовой плотности на масштабе l_D и как следствие спиновой плотности на масштабе $\xi(T)$. Однако крайне сложно установить, как связаны параметры потенциала $U(x)$ с типом металла X в каждом конкретном случае. Заранее совершенно не ясно, например, как следует выбирать знак и величину U_0 в случае $X = V$ или $X = \text{Sn}$. Дело в том, что для эпитаксиальных структур типа [Cr(t)/ $X(1\text{ ML})$]

актуальной является проблема механической адаптации примесного монослоя X к решетке Cr . Действительно, вблизи плоского дефекта на длине релаксации l_s неизбежны деформации кристаллической структуры матрицы с амплитудой до нескольких процентов постоянной решетки, что может сказаться на условиях устойчивости системы относительно формирования ВСП. Поскольку в обсуждаемой системе $\xi(T) \gg l_s \approx l_D$, эпитаксиальные напряжения можно рассматривать в рамках функционального подхода (1)–(3) как локальные неоднородности, вносящие вклад в эффективный потенциал $U(x)$. Вообще говоря, вопрос о том, какой вклад в $U(x)$ — „зарядовый“ или „деформационный“ — доминирует в случае того или иного типа дефекта X , остается открытым. Поэтому термин „контактно-индуцированная ВСП“ представляется наиболее адекватным для обозначения любого механизма перестройки магнитного порядка вблизи интерфейса Cr/X , связанного с существованием в функционале квадратичного по параметру порядка $\Delta(x)$ локального члена типа (4).

Далее будем задавать величину и знак локального взаимодействия электронов матрицы с дефектом как феноменологические параметры модели. В зависимости от соотношения между коэффициентами ν и c_1 можно выделить следующие варианты модификации ВСП вблизи плоского немагнитного дефекта: 1) $\nu < 0$, $c_1 > 0$ — „наведенная“ ВСП; 2) $\nu < 0$, $c_1 < 0$ — „усиленная“ ВСП; 3) $\nu > 0$, $c_1 < 0$ — „ослабленная“ ВСП.

Для структуры типа $[\text{Cr}(t)/X(1 \text{ ML})]$ можно получить пространственное распределение параметра порядка $\Delta(x)$ как экстремаль функционала (2–4) [19]. Выше точки объемного перехода ($c_1 > 0$) плоский дефект порождает при $\nu < 0$ состояние с ВСП, локализованной на корреляционной длине $\xi(T) = \nu_F \sqrt{c_2/c_1}$,

$$\Delta(x) = \frac{\nu_F}{\xi(T)} \left[\text{sh} \left(\frac{|x|}{\xi(T)} + \phi \right) \right]^{-1}, \quad \text{th } \phi = \frac{D_-}{\xi(T)},$$

$$D_- = \frac{2c_2\nu_F^2}{|\nu|}. \quad (5)$$

Равенство $\xi(T) = D_-$ определяет температуру возникновения состояния (5) с ближним АФМ-порядком. Ниже точки T_N^0 имеет место деформация ВСП следующего вида:

$$\Delta(x) = \Delta_0 \left[\text{th} \left(\frac{\Delta_0|x|}{\nu_F} + \varphi_{\pm} \right) \right]^{\pm 1},$$

$$\text{sh}(2\varphi_{\pm}) = \frac{4D_{\pm}\Delta_0}{\nu_F}, \quad D_{\pm} = \pm \frac{2c_2\nu_F^2}{\nu}, \quad (6)$$

где знак плюс или минус отвечает случаю $\nu > 0$ или $\nu < 0$ соответственно. Как видно из формулы (6), в зависимости от знака ν ВСП вблизи плоского дефекта либо усиливается ($\Delta(x) > \Delta_0$ при $\nu < 0$), либо ослабляется ($\Delta(x) < \Delta_0$ при $\nu > 0$) на корреляционной длине $\xi(T) = \nu_F/\Delta_0$. Выше была введена так называемая интерполяционная длина D_{\pm} , которая в используемой микроскопической модели почти не зависит от температуры [14,16].

Таким образом, в рамках сравнительно простой модели для зонного АФМ со встроенным в него плоским немагнитным дефектом удается показать, что вносимые им перераспределение зарядовой плотности и искажение решетки ведут к возникновению (в области $T > T_N^0$) или существенной перестройке (в области $T < T_N^0$) состояния с ВСП.

Хотя простейшей системой, для описания которой применим наш подход, является трехслойная структура $\text{Cr}/X(1 \text{ ML})/\text{Cr}(100)$, результаты без труда можно перенести также на некоторые другие структуры. Если источником изменения условий появления ВСП является граница раздела Cr/X между достаточно толстыми слоями Cr ($x > 0$) и другого металла X ($x < 0$), „поверхностная“ компонента имеет вид $\Omega_s = \nu\Delta^2(0)/4$, а формулы (6) и (7) формально справедливы для полупространства $x > 0$. Здесь $U(x)$ имеет смысл эффективного потенциала, возникающего на масштабе $d \approx (l_D, l_s)$ вблизи интерфейса Cr/X из-за контактной разности потенциалов и различия кристаллических решеток Cr и металла X . Отметим также, что рассмотрение без труда может быть обобщено на случай дефекта с произвольной кристаллографической ориентацией, а не только (100).

Постановка вопроса о пространственной конфигурации ВСП нуждается в серьезной модификации при описании структур с близко расположенными плоскими дефектами, например сверхрешеток типа $[\text{Cr}(t)/X(1 \text{ ML})]$. Если период сверхрешетки t существенно превосходит удвоенную корреляционную длину, $t \gg 2\xi(T)$, форма ВСП, разумеется, слабо отличается от полученной выше в модели изолированного плоского дефекта. Это отличие, однако, становится существенным при $t \sim 2\xi(T)$. Подробное рассмотрение задачи о формировании ВСП в структурах с периодически расположенными плоскими дефектами будет проведено в следующем разделе.

3. Пространственная структура ВСП в сверхрешетке $[\text{Cr}(t)/X(1 \text{ ML})]$

Многослойную периодическую наноструктуру $[\text{Cr}(t)/X(1 \text{ ML})]$ можно рассматривать как матрицу хрома, в которой монослои Cr периодически замещаются вдоль одной из кубических осей монослоями немагнитного металла X . Считаем, что система не ограничена ни в одном из направлений, а идеально плоские монослои металла X располагаются на расстоянии $t = Na/2$ друг от друга. Следует отметить, что используемый подход в рамках приближения среднего поля является удовлетворительным для не слишком малого периода t структуры: $t \sim \xi(T) > \xi_0 > d > a$. Мы пренебрегаем деталями изменения $\Delta(x)$ вблизи плоскости дефекта на расстояниях, меньших длины когерентности ξ_0 , где локальное приближение для функционала Ω неприменимо. Вне этого тонкого слоя записываем Ω в форме (2), причем „поверхностная“

составляющая Ω_s теперь имеет вид

$$\Omega_s = v \sum_i \Delta^2(x_i)/2, \quad x_i = t(2i + 1)/2, \quad (7)$$

x_i — координата i -го X -монослоя, $i = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$. Минимизацией функционала (2), (3), (7) получаем уравнение

$$v_F^2 c_2 \Delta'' - c_1 \Delta - 2c_2 \Delta^3 = 0, \quad (8)$$

которое описывает конфигурация параметра порядка вдали от плоского дефекта, а поведение $\Delta(x)$ вблизи дефекта на малых по сравнению с длиной ξ_0 масштабах в данном подходе учитывается через граничные условия

$$\Delta(x_i + 0) = \Delta(x_i - 0),$$

$$\Delta'(x_i + 0) - \Delta'(x_i - 0) = \frac{v \Delta(x_i)}{v_F^2 c_2} \quad (9)$$

в каждой плоскости $x = x_i$. Условия (9) определяют в заданном температурном интервале амплитуду и масштаб пространственных изменений огибающей ВСП в зависимости от периода t и параметра связи v . Задача (8)–(9) имеет множество решений. Нас интересует только основное состояние системы, в котором период $\Delta(x)$ совпадает с технологическим периодом структуры. Поэтому далее ограничимся анализом только тех решений задачи (8)–(9), которые удовлетворяют условию $\Delta(x) = \Delta(x + it)$.

Если параметр $v < 0$, в высокотемпературной области $c_1 > 0$ формируется дальний магнитный порядок со следующим распределением огибающей ВСП в пределах элементарной ячейки сверхрешетки $|x| < t/2$

$$\Delta(x) = \frac{v_F k'}{\xi_k} \operatorname{nc}\left(\frac{x}{\xi_k}, k\right), \quad (10)$$

где $k' = \sqrt{1 - k^2}$, $\xi_k = \sqrt{2k^2 - 1} \xi$, $1 > k^2 > 1/2$. Здесь и далее решения задачи представлены через эллиптические функции Якоби [20]. Как следует из условий (9), параметр k связан с характерными длинами системы ξ , D_- , t следующим образом:

$$\operatorname{dc}\left(\frac{t}{2\xi_k}, k\right) \operatorname{sn}\left(\frac{t}{2\xi_k}, k\right) = \frac{\xi_k}{D_-}, \quad \frac{t}{2\xi_k} < K(k), \quad (11)$$

где $K(k)$ — полный эллиптический интеграл первого рода. Длина D_- была введена в (6). Устремляя $k \rightarrow 1$ в (11), определим условие устойчивости парамагнитного состояния относительно возникновения неоднородной ВСП (10), из которого можно найти температуру Нееля $T_N = T_N(t, D_-)$ для сверхрешетки с $v < 0$. При условии $t \gg D_- \cong \xi$ величина T_N лишь немного превышает T_N^0 . Если же $t \ll \xi < D_-$, отношение $T_N/N_N^0 \sim \sqrt{D_-/t}$ может стать формально сколь угодно большим — конечно, пока $t > 2\xi_0$.

В низкотемпературной области $T_s < T < T_N^0$ (характерная температура T_s будет оценена ниже) $v < 0$ огибающая ВСП на интервале $|x| < t/2$ имеет вид

$$\Delta(x) = k' \Delta_k \operatorname{nc}\left(\frac{\Delta_k x}{v_F}, k\right), \quad (12)$$

где $k' = \sqrt{1 - k^2}$, $\Delta_k = \sqrt{2}\Delta_0/\sqrt{1 - 2k^2}$, $0 < k^2 < 1/2$. Величина $\sqrt{2}\Delta_0/v_F$ играет роль обратной корреляционной длины ниже точки Нееля, т.е. при $T < T_N^0$. Подставляя функцию (12) в (9), найдем, что модуль k удовлетворяет уравнению

$$\operatorname{sn}\left(\frac{\Delta_k t}{2v_F}, k\right) \operatorname{dc}\left(\frac{\Delta_k t}{2v_F}, k\right) = \frac{v_F}{D_- \Delta_k}, \quad \frac{\Delta_k t}{2v_F} < K(k). \quad (13)$$

В области еще более низких температур $T < T_s$ зависимость параметра порядка от координаты выражается формулой ($|x| < t/2$)

$$\Delta(x) = \Delta_k \operatorname{dc}\left(\frac{\Delta_k x}{v_F}, k\right), \quad (14)$$

где $\Delta_k = \sqrt{2}\Delta_0/\sqrt{1 + k^2}$, $0 < k < 1$. При этом k удовлетворяет уравнению

$$(k')^2 \operatorname{sc}\left(\frac{\Delta_k t}{2v_F}, K\right) \operatorname{nd}\left(\frac{\Delta_k t}{2v_F}, k\right) = \frac{v_F}{D_- \Delta_k},$$

$$\frac{\Delta_k t}{2v_F} < K(k), \quad k' = \sqrt{1 - k^2}. \quad (15)$$

Как следует из (15), в случае слабого рассеяния носителей заряда на плоском дефекте, $(\Delta_0 D_-/v_F) \gg 1$, и (или) большого периода сверхрешетки, $(\Delta_0 t/v_F) \gg 1$, дополнительный модуль мал, $(k')^2 \ll 1$, и распределение (14) для огибающей ВСП близко к однородному: $\Delta(x) = \Delta_0 [1 + (k')^2 \operatorname{ch}(2\Delta_0 x/v_F)/2]$.

В точке $T = T_s$ зависимость $\Delta(x)$ (12) плавно сменяется зависимостью (14). Температура $T_s = T_s(t, D_-)$ как функция параметров системы определяется уравнением

$$\frac{\sqrt{2}D_- \Delta_0}{v_F} = \operatorname{ctg}\left(\frac{\Delta_0 t}{\sqrt{2}v_F}\right), \quad 0 < \frac{\Delta_0 t}{\sqrt{2}v_F} < \frac{\pi}{2}, \quad (16)$$

которое можно получить предельным переходом $k \rightarrow 0$ в (13) и (15). Уравнение (16) обозначает условную границу, по одну сторону которой лежат состояния с сильно неоднородным профилем ВСП по элементарной ячейке сверхрешетки, по другую — состояния, близкие по своей структуре к соизмеримой фазе однородного АФМ.

Профиль пространственного распределения ВСП $\Delta(x)$ (10)–(11), (12)–(13) и (14)–(15) показывает монотонное усиление магнитного порядка при движении вдоль оси x от середины слоя Sg к границе Sg/X . На рис. 1 для некоторых значений периода t изображена зависимость параметра порядка в середине слоя $\Delta(0)$ и на границе

$\Delta(t/2)$ от обратной корреляционной длины. Амплитуда ВСП падает с увеличением толщины слоя Cr и с ростом температуры, полностью исчезая в критической точке $T_N = T_N(t, D_-)$.

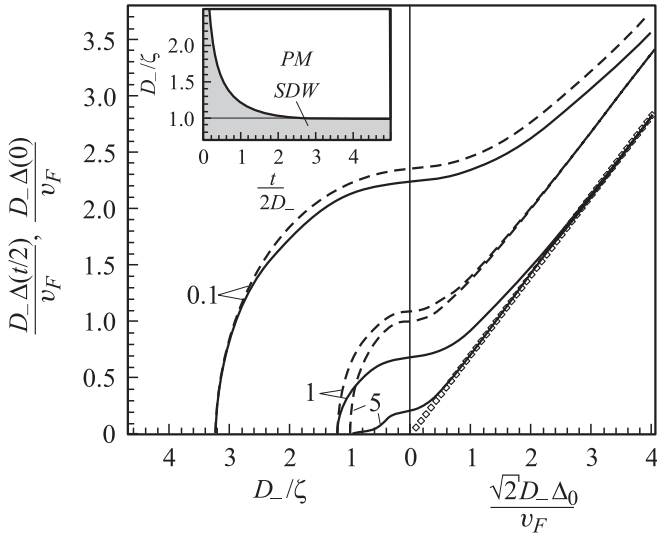


Рис. 1. Амплитуда спиновой плотности в середине слоя Cr $\Delta(0)$ (минимум, сплошная линия) и на границе $\Delta(t/2)$ (максимум, штриховая линия) как функция обратной корреляционной длины для трех различных значений толщины t ($\frac{t}{2D_-} = 0.1, 1.0, 5.0$) в случае $\nu < 0$. Точки — амплитуды ВСП от обратной корреляционной длины для объемного зонного АФМ. На вставке представлена магнитная фазовая диаграмма мультиструктуры [Cr/X(1 ML)] с $\nu < 0$.

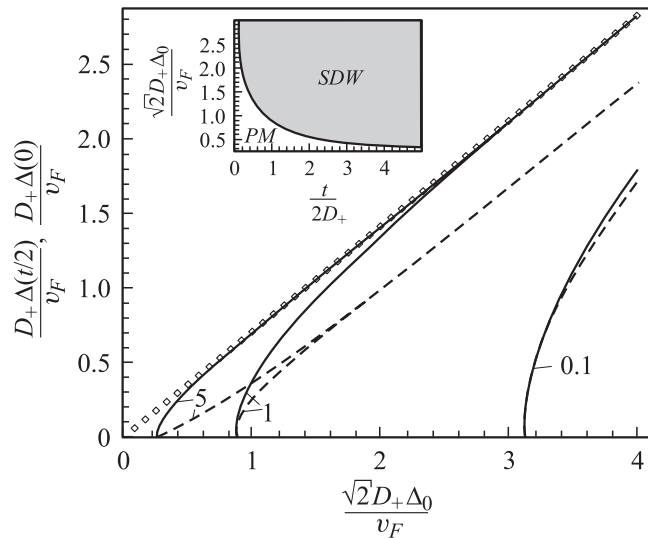


Рис. 2. Амплитуда спиновой плотности в середине слоя Cr $\Delta(0)$ (максимум, сплошная линия) и на границе $\Delta(t/2)$ (минимум, штриховая линия) как функция обратной корреляционной длины для трех различных значений толщины t ($\frac{t}{2D_+} = 0.1, 1.0, 5.0$) в случае $\nu > 0$. Точки — зависимость амплитуды ВСП от обратной корреляционной длины для объемного зонного АФМ. На вставке представлена магнитная фазовая диаграмма сверхрешетки [Cr/X(1 ML)] с $\nu > 0$.

Основному состоянию с ВСП в сверхрешетке с положительным параметром $\nu > 0$ отвечает единственное решение задачи (8)–(9). На интервале $|x| < t/2$ оно имеет вид

$$\Delta(x) = k\Delta_k \text{cd}\left(\frac{\Delta_k x}{v_F}, k\right), \quad (17)$$

где $\Delta_k = \sqrt{2}\Delta_0/\sqrt{1+k^2}$, $0 < k < 1$. Уравнение для определения параметра решения (17) k по форме совпадает с уравнением (15) с той оговоркой, что в нем необходимо сделать замену $D_- \rightarrow D_+$ (длина D_+ определена в (7)). Поэтому в пределе $k \rightarrow 0$ получаем уравнение в форме (16) (где $D_- \rightarrow D_+$), которое имеет смысл условия возникновения дальнего порядка с неоднородной ВСП в форме (17). На рис. 2 на вставке приведена фазовая диаграмма, из которой видно, что АФМ-порядок отсутствует в сверхрешетке с периодом t , который меньше некоторого критического значения $t^* = t^*(T, \nu)$. В структуре с $\nu > 0$ температура АФМ-упорядочения всегда ниже объемной температуры Нееля: $T_N(t, D_+) < T_N^0$. Вблизи точки Нееля $T_N(t, D_+)$, где $k \rightarrow 0$, огибающая ВСП (17) принимает простой вид $\Delta(x) = \sqrt{2}k\Delta_0 \cos(\sqrt{2}\Delta_0 x/v_F)$.

В случае же слабого рассеяния носителей заряда на плоском дефекте, $(\Delta_0 D_-/v_F) \gg 1$, и (или) большого периода сверхрешетки, $(\Delta_0 t/v_F) \gg 1$, дополнительный модуль мал, $(k')^2 \ll 1$, и распределение (17) близко к однородному: $\Delta(x) = \Delta_0 [1 - (k')^2 \text{ch}(2\Delta_0 x/v_F)/2]$.

Профиль пространственного распределения ВСП $\Delta(x)$ (17) показывает монотонное ослабление магнитного порядка при движении вдоль оси x от середины слоя Cr к границе Cr/X. На рис. 2 для некоторых значений периода t изображена зависимость параметра порядка в середине слоя $\Delta(0)$ и на границе $\Delta(t/2)$ от обратной корреляционной длины. Амплитуда ВСП падает с уменьшением толщины слоя Cr и с ростом температуры, полностью исчезая в точке перехода $T_N = T_N(t, D_-)$.

4. Заключение

Обсудим некоторые интересные экспериментальные результаты [6–11], касающиеся магнитных свойств структур [Cr(t)/Sn(1 ML)] и [Cr/Sn(1 ML)/Cr/X]. Прежде всего необходимо сделать предположения о знаке потенциала дефекта $U_0\{X\}$. Этот феноменологический параметр, описывающий эффекты перераспределения электронной плотности и искажения решетки вблизи межслоевой границы Cr/X, может иметь тот или иной знак в зависимости от сорта металла X. Известно, что моноатомные вставки V, Ag, Au и Sn растут эпитаксиально со слоями матрицы Cr, формируя кубическую объемно-центрированную или тетрагональную решетку с соседними атомами Cr. Поэтому можно предположить, что „деформационный“ вклад в потенциал $U_0\{X\}$ сравнительно мал по сравнению с „кулоновским“ вкладом. Влияние эффекта перетекания заряда между слоем X и Cr на величину и знак $U_0\{X\}$ можно оценить,

опираясь на хорошо установленные данные о свойствах разбавленных сплавов на основе хрома $\text{Cr}_{1-y}\text{X}_y$ ($y \ll 1$) [5].

В сплаве $\text{Cr}_{1-y}\text{V}_y$, как известно, реализуется только несоизмеримая ВСП, а температура Нееля почти линейно уменьшается от 311 К до нуля с ростом концентрации ванадия y от нуля до 4 at.% [5]. С точки зрения приближения „жесткой зоны“ это означает, что атомы V, растворенные в Cr, действуют как электронные акцепторы, ухудшая „нестинг“ [18]. С другой стороны, фазовая диаграмма сплава $\text{Cr}_{1-y}\text{Sn}_y$ имеет область соизмеримой ВСП в интервале $300 < T < 400$ К при $y > 0.5$ at.% [5]. Иными словами, Sn играет роль электронного донора в матрице Cr, хотя приближение „жесткой зоны“, строго говоря, неприменимо к сплавам хрома с непреходными металлами [18]. Концепция „контактно-индуцированной ВСП“ позволяет трактовать монослой X и интерфейсы Cr/X как источники „локального“ допирования матрицы Cr. При этом интерфейс Cr/V (Cr/Sn) или монослой V(Sn) в матрице Cr можно рассматривать как „локальный акцептор (донор)“ с положительным (отрицательным) эффективным потенциалом $U_0\{V\} > 0$ ($U_0\{Sn\} < 0$).

Выше мы пренебрегли деталями поведения ВСП на масштабах порядка длины когерентности ξ_0 вблизи границ Cr/X, предполагая, что функция $\Delta(x)$ плавно меняется в узкой приграничной области. В таком случае магнитный момент в слоях Cr, непосредственно прилегающих к монослою металла X, пропорционален величине $\Delta(t/2)$. В мультислоях [Cr(t)/Sn(1 ML)] АФМ-порядок сохраняет когерентность через немагнитный монослой [6,10], так что сверхтонкое поле на узлах ^{119}Sn определяется величиной $H_{hf} \sim \Delta(t/2)$. Зависимости $\Delta(t/2)$ от корреляционной длины для трех различных значений t представлены на рис. 1 и 2. Таким образом, наша теория качественно верно объясняет следующие экспериментальные результаты для [Cr(t)/Sn(1 ML)]: а) изменение величины сверхтонкого поля $H_{hf}(t, T)$ как функции температуры и толщины слоя Cr; б) значительное увеличение магнитного момента на атомах хрома вблизи интерфейса Cr/Sn; в) стабилизацию АФМ-порядка в тонких слоях Cr ($t < 40 \text{ \AA}$) при температуре, заметно превышающей объемную температуру Нееля. Что касается трехкомпонентной системы [Cr/Sn(1 ML)/Cr/V], то ее магнитные свойства определяются конкуренцией между эффективными потенциалами различного знака и величины: $U_0\{V\} > 0$ и $U_0\{Sn\} < 0$. Этот случай в работе явно не рассматривался ввиду громоздкости соответствующих вычислений, но главные его особенности могут быть понятны в рамках проанализированной выше простой модели. В частности, наш подход объясняет коллапс ВСП в структуре [Cr(t)/X] с $U_0 > 0$ и периодом, меньшим некоторого критического значения t^* .

Список литературы

- [1] E. Fawcett. Rev. Mod. Phys. **60**, 1, 209 (1988).
- [2] H. Zabel. J. Phys.: Cond. Matter **11**, 48, 9303 (1999).
- [3] D.T. Pierce, J. Unguris, R.J. Celotta, M.D. Stiles. J. Magn. Magn. Mater. **200**, 1–3, 290 (1999).
- [4] R.S. Fishman. J. Phys.: Cond. Matter **13**, 13, R235 (2001).
- [5] E. Fawcett, H.L. Alberts, V.Yu. Galkin, D.R. Noakes, J.V. Yakhmi. Rev. Mod. Phys. **66**, 1, 25 (1994).
- [6] K. Mibu, S. Tanaka, T. Shinjo. J. Phys. Soc. Japan **67**, 14, 2633 (1998).
- [7] K. Mibu, M. Takeda, J. Suzuki, A. Nakanishi, T. Kobayashi, Y. Endoh, T. Shinjo. Phys. Rev. Lett. **89**, 28, 287 202 (2002); K. Mibu, T. Shinjo. J. Phys. D: Appl. Phys. **35**, 19, 2359 (2002).
- [8] M. Takeda, K. Mibu, T. Shinjo, Y. Endoh, J. Suzuki. Phys. Rev. B **70**, 10, 104 408 (2004).
- [9] N. Jiko, K. Mibu, M. Takeda. Phys. Rev. B **71**, 1, 014 414 (2005).
- [10] K. Mibu, A. Aimokhtar, A. Nakanishi, T. Kobayashi, T. Shinjo. J. Magn. Magn. Mater. **226–230**, part 2, 1785 (2001).
- [11] A. Almokhtar, K. Mibu, A. Nakanishi, T. Kobayashi, T. Shinjo. J. Phys.: Condens. Matter. **12**, 44, 9247 (2000).
- [12] H. Momida, T. Oguchi. J. Magn. Magn. Mater. **234**, 1, 126 (2001).
- [13] Т. Мория. Спиновые флуктуации в магнетиках с коллективизированными электронами. Мир, М. (1988).
- [14] M. Avignon, V. Men'shov, V. Tugushev. Europhys. Lett. **56**, 1, 132 (2001); В.Н. Меньшов, В.В. Тугушев. ЖЭТФ **120**, 4, 899 (2001).
- [15] В.Н. Меньшов, В.В. Тугушев. ЖЭТФ **122**, 5(11), 1044 (2002).
- [16] В.Н. Меньшов, В.В. Тугушев. ЖЭТФ **125**, 1, 136 (2004); **127**, 3, 643 (2005).
- [17] А.П. Леванюк, С.А. Минюков. ФТТ **25**, 2617 (1983).
- [18] Н.И. Куликов, В.В. Тугушев. УФН **144**, 4, 643 (1984).
- [19] V.V. Tugushev. In: Electronic Phase Transitions / Eds W. Hanke, Yu.V. Kopaev. Modern Problems in Condensed Matter Sciences. North Holland, Amsterdam (1992). Vol. 32. P. 239.
- [20] Справочник по специальным функциям / Под ред. М. Абрамовица, И. Стиган. Наука, М. (1979).