

БЛИЖНИЙ МАГНИТНЫЙ ПОРЯДОК С ВОЛНОЙ СПИНОВОЙ ПЛОТНОСТИ В МУЛЬТИСЛОЯХ НА ОСНОВЕ ХРОМА

*В. Н. Меньшов, В. В. Тугушев**

*Российский научный центр «Курчатовский институт»
123182, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 12 апреля 2001 г.

Предложен механизм формирования ближнего антиферромагнитного порядка с волной спиновой плотности (ВСП) вблизи границ раздела в мультислоях типа Fe/Cr. Главной причиной возникновения магнитного упорядочения с ВСП является перераспределение зарядовой (и как следствие, спиновой) плотности в окрестности границы раздела Fe/Cr, приводящее к неустойчивости парамагнитной фазы при температуре, существенно превышающей температуру Нееля в хроме. В рамках разложения Гинзбурга–Ландау для свободной энергии системы найдены неоднородные коллинеарные структуры ВСП и построена фазовая диаграмма (зависимость температуры перехода от толщины антиферромагнитной прослойки). На основе полученных результатов обсуждаются экспериментальные данные по рассеянию нейтронов и туннельной микроскопии.

PACS: 75.70.Cn, 75.30.Fv

1. ВВЕДЕНИЕ

Необычные магнитные и кинетические свойства ряда искусственных слоистых структур на основе переходных металлов — мультислоев толщиной от нескольких десятков ангстрем до нескольких микрон — вызывают в последние годы повышенное внимание и служат предметом интенсивных дискуссий. Речь идет, в частности, о структурах типа НМ/АФМ и ФМ/АФМ, где НМ, ФМ, АФМ — соответственно нормальный, ферро- и антиферромагнитный металлы, причем в качестве АФМ используются преимущественно хром и его разбавленные сплавы. В силу определенных технологических и практических обстоятельств, связанных в первую очередь с применением подобных структур в системах магнитной записи, наибольшую популярность приобрели мультислои Fe/Cr, свойствам которых посвящены недавние обзоры [1, 2]. Данные мультислои, кроме всего прочего, явились первым примером систем с осциллирующим по знаку эффективным обменом между ФМ слоями (Fe), разделенными АФМ-прослойкой (Cr), в зависимости от толщины последней [3]. Сложная зависимость этого обмена

на от толщины прослойки и качества границы раздела Fe/Cr (наличие «коротких» и «длинных» периодов), гигантское магнитосопротивление, необычная магнитная фазовая диаграмма, полученная из нейтронографических и магнитооптических измерений, появление как коллинеарных, так и сложных неколлинеарных структур и целый ряд других экспериментальных результатов до сих пор не получили адекватного теоретического объяснения. Несомненно лишь то, что принципиально важную роль в свойствах мультислоев типа Fe/Cr играет зонный характер магнетизма в АФМ-слое и особая чувствительность этого типа упорядочения к легированию, температуре и внешним воздействиям.

Напомним, что согласно общепринятой точке зрения в объемном хроме ниже температуры Нееля $T_N = 311$ К реализуется своеобразное магнитное состояние зонных электронов — волна спиновой плотности (ВСП) [4]. Это состояние характеризуется поперечно-поляризованным, а ниже температуры спин-флип-перехода $T_{SF} = 123$ К продольно-поляризованным распределениями плотности спина,

$$\mathbf{S}(\mathbf{r}) = \sigma(x) \cos(\mathbf{Q} \cdot \mathbf{r}), \quad (1)$$

с волновым вектором $\mathbf{Q} = (2\pi/a)(100)$, где a — по-

*E-mail: sasha@mics.msu.su, vvtugushev@mail.ru

стоянная ОЦК-решетки. Амплитуда ВСП $\sigma(x) = \mathbf{n}\sigma(x)$, где $\mathbf{n} \perp \mathbf{Q}$ в поперечно-поляризованной волне и $\mathbf{n} \parallel \mathbf{Q}$ в продольно-поляризованной (\mathbf{n} — единичный вектор); $\sigma(x)$ — сложная длиннопериодическая функция, имеющая период λ несоизмеримый с a . Конкретная форма функции $\sigma(x)$ либо задается (в простейших эмпирических или вариационных схемах полагают просто $\sigma(x) = \sigma_0 \cos(qx)$, $q = 2\pi/\lambda$, $\lambda \gg a$ [5]), либо самосогласованным образом рассчитывается путем минимизации свободной энергии (например, зависимость $\sigma(x)$ имеет вид эллиптической функции в модели солитонной решетки ВСП [6]).

Магнитные фазовые диаграммы объемного хрома и его многочисленных разбавленных сплавов в настоящее время достаточно хорошо исследованы (см., например, обзор [7]). В общих чертах установлена также магнитная фазовая диаграмма слоистой структуры Fe/Cr [8–10]. В последнем случае речь идет о зависимости температуры антиферромагнитного перехода в прослойке хрома от ее толщины L . Качественным отличием от всех известных «объемных» фазовых диаграмм является наблюдение двух температур перехода, $T_1(L)$ и $T_N(L)$, в антиферромагнитное состояние типа ВСП при фиксированном составе прослойки и ее толщине $L > L^* \approx 30$ монослоев (около 45 Å). При $L < L^*$ температура $T_N(L)$ равна нулю, а температура $T_1(L)$ остается конечной (около 600 К), тогда как при $L \gg L^*$ температура $T_N(L)$ стремится к «объемному» значению $T_N(\infty) = 311$ К, а $T_1(L)$ слабо меняется вблизи $T_1(\infty) \approx 550$ К.

Природа магнитного перехода в «высокотемпературную» фазу и наличие «критической» толщины остаются до настоящего времени предметом многочисленных дискуссий, в то время как переход в «низкотемпературную» фазу довольно надежно ассоциируется с упорядочением типа перехода в состояние с несоизмеримой ВСП (ISDW) в объемном хrome. Согласно стандартной теории однопараметрического скейлинга, зависимость $T_N(L)$ должна была бы иметь вид

$$\frac{T_N(L) - T_N(\infty)}{T_N(L)} = bL^{-1/\nu},$$

где b — константа, ν — критическая экспонента для корреляционной длины, зависящая, разумеется, от типа магнитного порядка [11]. В экспериментах, однако, возникает иная зависимость $T_N(L)$, похожая на приведенную выше, но с эффективной толщиной $L_{eff} = L - L^*$ при $L > L^*$ (причем $T_N(L) = 0$ при

$L < L^*$). Более-менее ясно, что наличие толщины L^* и перехода $T_1(L)$ связано с эффектами, происходящими вблизи границы раздела Fe/Cr, хотя серьезно анализа этого вопроса до сих пор не проводилось. По не очень понятным причинам в литературе принято ассоциировать переход $T_1(L)$ с возникновением соизмеримой ВСП (CSDW), но в дальнейшем мы постараемся вообще избежать терминов «соизмеримая и несоизмеримая ВСП», справедливых для объемных систем, а популярную идентификацию $T_1(L)$ с температурой перехода в фазу с соизмеримой ВСП вообще оставляем без комментариев.

В [12] было высказано предположение, что ниже температуры $T_1(L)$ в мультислоях типа Fe/Cr происходит антиферромагнитное упорядочение в неоднородную фазу ВСП, не имеющую объемного аналога и не описываемую в общепринятых терминах соизмеримой или несоизмеримой структур ВСП. Происхождение этой новой фазы целиком обусловлено наличием границ раздела Fe/Cr и происходящим вблизи них перераспределением зарядовой и спиновой плотностей зонных электронов. Можно качественно интерпретировать такую «высокотемпературную» фазу ВСП как «индуцированный» границами раздела ближний антиферромагнитный порядок в прослойке хрома с новым характерным масштабом — интерполяционной длиной L^* .

Следует отметить, что наивная попытка [13] привлечь простейший вариационный самосогласованный подход, базирующийся целиком на аналогии со схемами, применявшимися для объемных систем с ВСП, не позволила даже качественно объяснить магнитную фазовую диаграмму мультислоев Fe/Cr, не говоря уже о тонких деталях распределения спиновой плотности внутри прослойки Cr и о конкуренции коллинеарных и неколлинеарных структур с ВСП. Численный расчет послойного распределения намагниченности [14] позволяет, в принципе, описать основное состояние структуры Fe/Cr при различных толщинах L , но не приспособлен для рассмотрения термодинамики и сложных магнитных конфигураций в областях $T < T_1(L)$ (для «тонких» структур с $L < L^*$) и $T_N(L) < T < T_1(L)$ (для «толстых» структур с $L > L^*$). К сожалению, мы не можем претендовать на количественный анализ фазовой диаграммы (T, L) для мультислоев типа Fe/Cr во всей области температур T и толщин L , однако даже предлагаемый ниже качественный подход в области ближнего порядка представляет, на наш взгляд, значительный интерес ввиду необычности и разнообразия возникающих в этой области антиферромагнитных структур.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим упрощенную одномерную модель типового элемента многослойной структуры Fe/Cr — трехслойную систему, состоящую из двух обкладок ферромагнитного металла (Fe) и прослойки слабого антиферромагнитного металла (Cr), ориентированную вдоль направления \mathbf{x} , перпендикулярного границам раздела. Поверхности Fe/Cr считаем идеально гладкими и расположенными симметрично (на расстояниях $\pm l$) от начала координат $x = 0$ в середине прослойки. Параметр антиферромагнитного порядка $\Delta(x)$ вводится стандартным образом (см., например, обзор [15]) и предполагается попеременно-поляризованным относительно оси x структуры:

$$\Delta(x) = U\sigma(x),$$

где $\sigma(x)$ — упомянутая во Введении амплитуда ВСП (1), U — эффективный потенциал ВСП, зависящий, вообще говоря, от выбора микроскопической модели (см. [5]). Представим параметр порядка в виде

$$\Delta(x) = \mathbf{n}_y \Delta_y(x) + \mathbf{n}_z \Delta_z(x), \quad \Delta(x) \perp \mathbf{n}_x, \quad (2)$$

где $\mathbf{n}_x, \mathbf{n}_y, \mathbf{n}_z$ — единичные векторы поляризации, $|x| < l$, l — полутолщина прослойки. Поскольку температура Кюри в обкладках Fe ($T_C \approx 1040$ К) намного выше всех характерных температур формирования ВСП в прослойке Cr, считаем магнитный момент в слоях Fe однородным и не зависящим от температуры.

В данной работе обсуждается область температур выше температуры Нееля в объеме антиферромагнетика ($T > T_N(\infty)$), т.е. предполагается отсутствие дальнего магнитного порядка. Вместе с тем предполагается, что флуктуации параметра порядка $\Delta(x)$, как квантовые, так и классические термодинамические, достаточно малы (размеры системы, в том числе и вдоль оси x , значительно больше межатомных расстояний, эффективная константа взаимодействия много меньше единицы), т.е. реализуются условия для рассмотрения термодинамики системы в духе теории «локального фазового перехода» [15, 16] с формальным использованием функционала свободной энергии Гинзбурга–Ландау и его исследованием в приближении среднего поля. Оценка корреляционной длины параметра порядка для стандартной модели ВСП в хроме и его сплавах [15] дает значения

$$\xi(T) = \frac{\xi_0}{\sqrt{T/T_N(\infty) - 1}},$$

где $\xi_0 \approx (5-10)a$, $a \approx 2.8 \text{ \AA}$ — постоянная ОЦК-решетки хрома. Характерные температуры, о которых

пойдет речь в данной работе, лежат в интервале $T_N(\infty) < T < T_1(L)$, $T_1(L) \approx 600$ К, $T_N(\infty) \approx 311$ К; характерные толщины $L = 2l$, где $l \geq \xi(T) \geq \xi_0 \gg a$. Таким образом, обсуждаемый подход в рамках приближения среднего поля может считаться удовлетворительным для не слишком тонких прослоек и достаточно высоких температур (но все же малых по сравнению с температурой Кюри в обкладках ферромагнетика). Поведение параметра порядка вблизи границ раздела Fe/Cr на масштабах малых по сравнению с ξ_0 в данном подходе не описывается, а просто задается через граничные условия при тех или иных разумных предположениях.

Сформулируем более конкретно предлагаемый подход в рамках разложения Гинзбурга–Ландау для свободной энергии системы F . Предполагается, что в исследуемой области температур параметр порядка $\Delta(x)$ мал ($|\Delta(x)| \ll \pi T$) и медленно меняется с координатой x ($|\partial\Delta/\partial x| \ll \pi T/\xi_0$), так что справедливо разложение функционала $F[\Delta(x)]$ в ряд по $\Delta(x)$ и его производным. Для достаточно толстых прослоек ($L > 2\xi_0$) пренебрегаем деталями пространственного изменения $\Delta(x)$ на расстояниях меньших ξ_0 вблизи границ раздела Fe/Cr, где локальное приближение для функционала $F[\Delta(x)]$ неприменимо, и записываем последний в виде суммы «объемной» и «поверхностной» частей:

$$F = F_V + F_S. \quad (3)$$

Здесь объемный вклад дается выражением

$$F_V = \frac{1}{2} \int_{-l}^l f_V[\Delta(x)] dx, \quad (4)$$

$$f_V[\Delta(x)] = c_1 \Delta^2 + c_2 v_F^2 \Delta'^2 + c_2 \Delta^4, \quad (5)$$

а поверхностный вклад —

$$F_S = \frac{\nu}{4} [\Delta^2(l) + \Delta^2(-l)] + \frac{1}{2} [\mathbf{A}(l) \cdot \Delta(l) + \mathbf{A}(-l) \cdot \Delta(-l)], \quad (6)$$

где v_F — скорость Ферми, а ν и \mathbf{A} — параметры. В системах с тонкими прослойками ($L < 2\xi_0$) разделение F на объемную и поверхностную части в форме (3)–(6), строго говоря, неверно.

Выражения (3)–(6) получаются непосредственно из микроскопической модели ВСП стандартным методом функций Грина при высокотемпературном разложении диаграммного ряда для свободной энергии (см., например, обзор [15] и приведенное там выражение для $f_V[\Delta(x)]$). Заметим, что в области

температур $T \approx T_N(\infty)$ следовало бы использовать не упрощенное разложение (5) для $f_V[\Delta(x)]$, а более сложное выражение, содержащее высшие слагаемые, пропорциональные $\Delta^6(x)$ и $(\Delta''^2(x))$. Это связано со спецификой микроскопической модели с нестингом, в которой коэффициенты при членах, пропорциональных $\Delta^4(x)$ и $\Delta'^2(x)$ в формуле (5), меняют знак в области температур $T \sim T_N$, что приводит к сложным уравнениям самосогласования для $\Delta(x)$ из-за необходимости учета высших по $\Delta(x)$ и $\Delta'(x)$ слагаемых в функционале F_V [15]. В области температур, значительно более высоких чем температура $T_N(\infty)$, которая нас здесь интересует, все коэффициенты в (5) положительны и нет необходимости выписывать слагаемые более высокого порядка.

Физический смысл как первого, так и второго вкладов в поверхностную энергию F_S сам по себе достаточно прозрачен и носит общий характер. Именно, линейное по Δ слагаемое прямо связано с эффективным обменным взаимодействием между электронными спинами ферромагнитных обкладок (Fe) и антиферромагнитной прослойки (Cr) вблизи межфазных границ. Квадратичное по Δ слагаемое обусловлено обычным перераспределением плотности заряда и наличием контактной разности потенциалов вблизи поверхности, разделяющей слои Fe и Cr. В результате происходит изменение электронной поляризуемости, параметров электронного спектра и заполнения зон вблизи границ раздела Fe/Cr, соответственно меняются условия неустойчивости парамагнитной фазы относительно формирования ВСП в приповерхностном слое хрома. Оценки параметров ν и A в выражении (6) могут быть получены из формул, приведенных в [16] для модели с нестингом электронного и дырочного участков поверхности Ферми. Если U_0 и J_0 — соответственно кулоновская и обменная части поверхностного потенциала ($U_0 < 0$, $J_0 > 0$ в выбранной модели, что соответствует перетеканию электронов из Fe в Cr в приповерхностном слое и антиферромагнитному взаимодействию спинов Fe и Cr), то в локальном приближении, считая $\Delta(x)$ медленно меняющейся функцией на масштабах действия поверхностного потенциала, получим оценку в первом порядке по U_0 и J_0 :

$$\nu \propto -U_0 \bar{N}^2 / n_0, \quad A \propto J_0 S \bar{N}. \quad (7)$$

Здесь \bar{N} — средняя плотность состояний на уровне Ферми для участков спектра с нестингом, $n_0 < 0$ — разница в заполнении электронного и дырочного участков, S — плотность спина на единицу поверхности раздела в Fe. Первое (кулоновское) слагаемое

во взаимодействии (6) превалирует при условии

$$|\Delta| \gg n_0 \bar{N}^{-1} (J_0 S / U_0),$$

а второе (обменное) — при

$$|\Delta| \ll n_0 \bar{N}^{-1} (J_0 S / U_0).$$

Поскольку при разложении Гинзбурга–Ландау параметр порядка Δ должен быть мал по сравнению с πT , роль квадратичного по Δ слагаемого в (6) должна быть проанализирована подробнее. В хrome $|n_0| \approx 0.05$, $\bar{N}^{-1} \approx 1$ эВ, так что при $|J_0 S / U_0| \ll 1$ и в области температур $T \approx 400\text{--}600$ К кулоновское слагаемое может быть велико по сравнению с обменным, даже если $|\Delta| \ll \pi T$. Потенциал U_0 связан, как уже говорилось выше, с перетеканием заряда между Fe и Cr и по порядку величины составляет

$$U_0 \approx 4\pi Qe/d$$

(Q — поверхностный заряд, d — дебаевская длина экранирования в хrome), т. е. около 1 эВ. Труднее оценить обменную составляющую J_0 из-за сложного характера распределения спиновой плотности вблизи границы раздела Fe/Cr(100). Дело в том, что первый монослой хрома на этой границе на самом деле значительно перестроен, и в нем, по-видимому, формируется не зонный, а сильный локализованный момент (около $1.5\mu_B$ на атом Cr), ориентированный антипараллельно ферромагнитному моменту Fe [2]. В результате столь сильной перестройки происходит эффективное экранирование обменного взаимодействия между спинами Fe и зонной компонентой спиновой плотности во внутренних слоях прослойки Cr, формирующей ВСП. Известно, что в разбавленных сплавах $\text{Cr}_{1-x}\text{Fe}_x$ эффективное экранирование приводит к резкому подавлению взаимосвязи локального атомного спина Fe с ВСП, что проявляется в практически полном отсутствии «замораживания» этого спина в антиферромагнитной фазе вплоть до самых низких температур [4, 17]. Оценка величины параметра $|J_0 S / U_0|$ в объемных разбавленных сплавах $\text{Cr}_{1-x}\text{Fe}_x$ дает значения порядка $(0.01\text{--}0.1) \ll 1$, и мы не видим оснований сильно от них отклоняться в случае поверхности раздела Fe/Cr. Таким образом, в модельном выражении (6) для функционала F_S роль квадратичного по Δ слагаемого, на наш взгляд, весьма велика и даже, возможно, более принципиальна, чем линейного по Δ . После всех этих необходимых разъяснений перейдем непосредственно к расчету структуры ВСП и фазовой диаграммы изучаемой модели.

**3. СТРУКТУРА БЛИЖНЕГО
АНТИФЕРРОМАГНИТНОГО ПОРЯДКА,
ИНДУЦИРОВАННОГО
ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ЗАРЯДОВОЙ
ПЛОТНОСТИ ВБЛИЗИ ГРАНИЦЫ
РАЗДЕЛА**

На наш взгляд, приведенные в разд. 2 аргументы вполне достаточны, для того чтобы в качестве исходного приближения в задаче о формировании ближнего порядка с ВСП рассмотреть ситуацию с формально равным нулю обменным вкладом в F_S , линейным по $\Delta(\pm l)$, имея в виду нарушение этого приближения при $|\Delta| \ll (A/|\nu|) \ll \pi T$. Таким образом, оставляя только квадратичный по $\Delta(\pm l)$ вклад в F_S , связанный с перераспределением зарядовой плотности вблизи границ раздела Fe/Cr, проварьируем функционал (3) по $\Delta(x)$ для нахождения оптимальной по энергии конфигурации ВСП в рамках приближения среднего поля. Несложно показать, что уравнение самосогласования имеет обычный вид:

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

с граничными условиями

$$\Delta'(\pm l) \mp \frac{|\nu|}{2c_2 v_F^2} \Delta(\pm l) = 0. \quad (9)$$

В данной работе ограничимся только случаем линейно поляризованной ВСП, когда в формуле (2) $\Delta(x) = \mathbf{n}_z \Delta(x)$, т. е. $\Delta_y(x) = 0$, $\Delta_z(x) = \Delta(x)$ — скалярная функция. В этом случае решения системы уравнений (8), (9) могут быть получены на классе эллиптических функций Якоби, так как первый интеграл уравнения (8) хорошо известен. В стандартных обозначениях [18] запишем возможные решения (симметричное и два антисимметричных) задачи (8), (9), которые затем проанализируем. Итак, симметричное решение $\Delta_+(x)$ имеет вид

$$\Delta_+(x) = \frac{v_F}{\xi} \frac{k'}{\sqrt{2k^2 - 1}} \operatorname{nc} \left(\frac{1}{\sqrt{2k^2 - 1}} \frac{x}{\xi}, k \right), \quad (10)$$

где $\xi = v_F \sqrt{c_2/c_1}$ — корреляционная длина, k — модуль эллиптической функции, зависящий от характерных длин системы и температуры:

$$\operatorname{dc} \left(\frac{1}{\sqrt{2k^2 - 1}} \frac{l}{\xi}, k \right) \operatorname{sn} \left(\frac{1}{\sqrt{2k^2 - 1}} \frac{l}{\xi} \right) = \sqrt{2k^2 - 1} \frac{\xi}{D}. \quad (11)$$

Здесь $D = 2c_2 v_F^2 / |\nu|$ — новая характерная длина (так называемая интерполяционная длина), возникающая из-за наличия слагаемого, связанного с перераспределением зарядовой плотности и пропорционального $\Delta^2(\pm l)$ в выражении (5) для поверхностной энергии. Заметим, что эта длина в рамках используемой микроскопической модели почти не зависит от температуры:

$$D \approx \frac{v_F^2 \bar{N}}{dn_0 U_0} \sim \frac{\varepsilon_F a}{n_0 U_0} \gg a,$$

если $|n_0| \ll 1$, $|\varepsilon_F/U_0| \geq 1$, что предполагается по условию задачи. Соотношение между ξ и D может быть, в принципе, произвольным и зависит от температуры, а параметр k , очевидно, лежит в интервале $1 > k^2 > 1/2$, в то время как $l/\xi < \sqrt{2k^2 - 1} K(k)$, $K(k)$ — полный эллиптический интеграл первого рода, $k' = \sqrt{1 - k^2}$ — дополнительный модуль.

Помимо симметричного решения (10), (11) существуют два антисимметричных решения $\Delta_{\pm}^{(1,2)}(x)$. Первое имеет вид

$$\Delta_{-}^{(1)} = \frac{v_F}{\xi} \frac{k'}{\sqrt{2 - k^2}} \operatorname{sc} \left(\frac{1}{\sqrt{2 - k^2}} \frac{x}{\xi}, k \right), \quad (12)$$

где параметр k определяется равенством

$$\operatorname{dc} \left(\frac{1}{\sqrt{2 - k^2}} \frac{l}{\xi}, k \right) \operatorname{ns} \left(\frac{1}{\sqrt{2 - k^2}} \frac{l}{\xi}, k \right) = \sqrt{2 - k^2} \frac{\xi}{D}, \quad (13)$$

причем $0 < k^2 < 1$, $l/\xi < \sqrt{2 - k^2} K(k)$. Второе решение имеет вид

$$\Delta_{-}^{(2)} = \frac{v_F}{\xi} \frac{1}{\sqrt{2(1 - 2k^2)}} \operatorname{sc} \left(\frac{1}{\sqrt{2(1 - 2k^2)}} \frac{x}{\xi}, k \right) \times \operatorname{dn} \left(\frac{1}{\sqrt{2(1 - 2k^2)}} \frac{x}{\xi}, k \right), \quad (14)$$

где параметр k находится из условия

$$\operatorname{cd} \left(\frac{1}{\sqrt{2(1 - 2k^2)}} \frac{l}{\xi}, k \right) \operatorname{ns} \left(\frac{1}{\sqrt{2(1 - 2k^2)}} \frac{l}{\xi}, k \right) \times \left[k'^2 \operatorname{nc}^2 \left(\frac{1}{\sqrt{2(1 - 2k^2)}} \frac{l}{\xi}, k \right) + k'^2 \operatorname{cn}^2 \left(\frac{1}{\sqrt{2(1 - 2k^2)}} \frac{l}{\xi}, k \right) \right] = \sqrt{2(1 - 2k^2)} \frac{\xi}{D}, \quad (15)$$

причем $0 < k^2 < 1/2$, $l/\xi < \sqrt{2(1-2k^2)} K(k)$.

Предельный переход $k \rightarrow 1$ ($k' \rightarrow 0$) в формулах (11) и (13) определяет границу устойчивости парамагнитного состояния относительно возникновения ВСП соответствующей симметрии. В пределе $k' \rightarrow 0$ имеем

$$\Delta_+(x) = \frac{v_F k'_s}{\xi} \operatorname{ch} \frac{x}{\xi}, \quad (16)$$

$$\Delta_-^{(1)}(x) = \frac{v_F k'_a}{\xi} \operatorname{sh} \frac{x}{\xi}, \quad (17)$$

где параметры $k'_{s,a}$ суть функции l, D и ξ :

$$k'^2_{s,a} = \left[\frac{\xi}{D} \left(\operatorname{cth} \frac{l}{\xi} \right)^{\pm 1} - 1 \right] / f_{\pm} \left(\frac{l}{\xi} \right), \quad (18)$$

$$f_{\pm}(y) = \pm 1 + \frac{1}{4} \operatorname{ch}(2y) + \frac{3y}{2 \operatorname{sh}(2y)},$$

знак $+$ ($-$) относится к решению симметричного (антисимметричного) типа. Заметим, что решение $\Delta_-^{(2)}(x)$ в рассматриваемом пределе $k' \rightarrow 0$ отсутствует. При $k'^2_{s,a} = 0$ получаем из соотношения (18) уравнения для температур перехода $T_{s,a}(l)$ в соответствующие состояния с ВСП. Для симметричного состояния, в частности, это означает, что

$$\xi^2 = Dl, \quad l \ll \xi,$$

$$\xi = D \left[1 - 2 \exp \left(-\frac{2l}{D} \right) \right], \quad l \gg \xi.$$

Удобно ввести безразмерную температуру перехода $\tau_s(l) = T_s(l)/T_N^0 > 1$, где T_N^0 — температура перехода в модели с идеальным нестингом. Тогда имеем следующие оценки для зависимости $\tau_s(l)$ в предельных случаях:

$$\tau_s^2(l) \ln [\tau_s(l)] \approx \begin{cases} \frac{D}{l} \tau_0^2, & l \ll D, \\ \tau_0^2 \left[1 + 4 \exp \left(-\frac{2l}{D} \right) \right], & l \gg D, \end{cases} \quad (19)$$

где $\tau_0 = v_F/\pi D T_N^0$. Таким образом, в толстой прослойке ($l \gg D$) температура перехода $\tau_s(l)$ стремится к конечному значению $\tau_s(\infty) > 1$, не зависящему от толщины. При $\tau_0 \gg 1$ это значение с логарифмической точностью есть

$$\tau_s(\infty) \sim \tau_0 / \sqrt{\ln \tau_0},$$

а при $\tau_0 \ll 1$ величина $\tau_s(\infty) - 1 \sim \tau_0^2$. В тонкой прослойке ($l \ll D$) с логарифмической точностью имеем

$$\tau_s^2(l) \sim \frac{\tau_0^2 D}{l \ln(D/l\tau_0^2)},$$

разумеется, в пределах применимости самого разложения Гинзбурга–Ландау в форме (4)–(6) и справедливости приближения среднего поля, о чем уже ранее говорилось.

Для антисимметричного состояния нетривиальное решение задачи (8), (9) существует лишь при $l > D$ (напомним, что мы рассматриваем только область выше объемной температуры Нееля, так что величина $\xi(T)$ конечна в интересующей нас температурной области). Вводя безразмерную температуру перехода $\tau_s(l) = T_s(l)/T_N^0$, оценим из (18) при $k'^2_a = 0$ зависимость $\tau_a(l)$ в предельных случаях:

$$\tau_a(l) - 1 \approx 3\tau_0^2 \left(\frac{l}{D} - 1 \right), \quad 0 < \frac{l}{D} - 1 \ll 1,$$

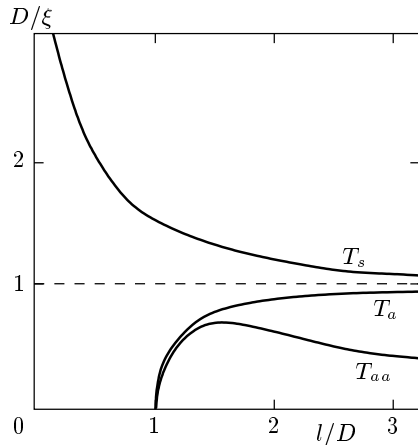
$$\tau_a^2(l) \ln [\tau_a(l)] \approx \tau_0^2 \left[1 - 4 \exp \left(-\frac{2l}{D} \right) \right], \quad \frac{l}{D} \gg 1, \quad (20)$$

и формально $\tau_a(l) = 1$ при $l/D < 1$. Ясно, что во всем диапазоне отношений l/D температура $\tau_s(l) > \tau_a(l)$, причем при $l \gg D$ величины $\tau_a(l)$ и $\tau_s(l)$ экспоненциально сближаются. Таким образом, симметричное решение (10) всегда возникает при более высокой температуре, чем антисимметричное решение первого типа (12).

Обратимся теперь к антисимметричному решению второго типа (14). Нетрудно убедиться, что оно переходит в решение первого типа (12) при $k = 0$, что дает, согласно равенствам (13) и (15), линию перехода между указанными антисимметричными решениями:

$$\frac{\sqrt{2} D}{\xi} = \sin \left(\frac{\sqrt{2} l}{\xi} \right), \quad 0 < \frac{\sqrt{2} l}{\xi} < \pi. \quad (21)$$

Решение уравнения (21) существует только при $l > D$, причем $\xi \rightarrow \infty$ как при $l/D \gg 1$, так и при $l/D \rightarrow 1$. Соответствующая температура перехода $T_{aa}(l)$, даваемая соотношением (21), всегда лежит в интервале $T_N^0 < T_{aa}(l) < T_a(l)$. Опуская детальный анализ областей возможного существования и устойчивости различных конфигураций $\Delta(x)$ ввиду его громоздкости, суммируем результаты на



рисунке, где изображены зависимости $T_s(l)$, $T_a(l)$ и $T_{aa}(l)$ во всем интервале отношения l/D . Главный вывод, вытекающий из нашего рассмотрения, состоит в следующем: неустойчивость парамагнитного состояния относительно формирования ВСП вблизи границ раздела на масштабе порядка D возникает раньше всего (т.е. при более высокой температуре) на линии $T_s(l)$, отвечающей симметричной конфигурации параметра порядка. Эта конфигурация существует при $T_N^0 < T < T_s(l)$, причем в тонких прослойках ($l < D$) никакие другие конфигурации в рамках изучаемой модели вообще возникнуть не могут. В толстых прослойках ($l > D$), в принципе, помимо симметричной могут возникнуть еще и антисимметричные конфигурации типа 1 (при $T_{aa}(l) < T < T_a(l)$) или типа 2 (при $T_N^0 < T < T_{aa}(l)$). Вопрос о том, может ли происходить смена конфигураций с симметричной на антисимметричную (поскольку $T_{aa}(l) < T_a(l) < T_s(l)$ при всех l) при понижении температуры, требует сравнения их свободных энергий, и ответ на него заранее не очевиден. Кроме того, как будет показано ниже, свободные энергии симметричной и антисимметричной (типа 1) конфигураций становятся близкими по величине в толстых прослойках при $l \gg D$, при этом, согласно (19), (20), температуры перехода $T_s(l)$ и $T_a(l)$ асимптотически сближаются друг с другом в меру малости параметра $\exp(-2l/D) \ll 1$. Это означает, что сильно возрастает роль малого обменного слагаемого в поверхностной энергии (5), не учтенного выше, но способного повлиять на выбор наиболее выгодной по энергии конфигурации при $l \gg D$. Требуется, таким образом, более подробная оценка роли этого слагаемого, которая будет проведена в следующем разделе.

4. ВЛИЯНИЕ ОБМЕННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВБЛИЗИ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА НА СТРУКТУРУ БЛИЖНЕГО АНТИФЕРРОМАГНИТНОГО ПОРЯДКА

Расчет свободных энергий F для различных конфигураций ВСП при произвольных соотношениях между величинами ξ , l и D — задача весьма громоздкая. Ситуация, однако, сильно упрощается вблизи линий неустойчивости $T_{s,a}(l)$, где $k^2 \ll 1$ и можно записать F в компактной форме, пригодной для качественных оценок.

При условии $k'^2 \ll 1$ получаем

$$F_{\pm} = -\frac{c_2 v_F^4}{4\xi^3} \operatorname{sh}\left(\frac{2l}{\xi}\right) f_{\pm}\left(\frac{l}{\xi}\right) k'_{s,a}{}^4 \quad (22)$$

соответственно для симметричной и антисимметричной структур, а значение $k'_{s,a}$ дается соотношением (18). Формула (22) справедлива при любых отношениях между длинами l и D . В случае толстой прослойки, когда $l/D \gg 1$, можно переписать (22) в виде

$$F_{\pm} = -\frac{v_F}{4D} \left(\frac{\tau_0}{\tau_{s,a}(l)}\right)^2 \times \left[1 \pm 4 \exp\left(-\frac{2l}{D}\right) - \left(\frac{\tau_{s,a}(l)}{\tau_0}\right)^2 \ln[\tau_{s,a}(l)]\right]^2, \quad (23)$$

где $\tau_{s,a}(l)$ — безразмерные температуры, введенные в разд. 3. Видно, что в пределе $l/D \rightarrow \infty$, когда $\tau_a(l) \rightarrow \tau_s(l)$, разница между энергиями симметричной и антисимметричной конфигураций экспоненциально мала по параметру $\exp(-2l/D) \ll 1$, т.е. эти состояния с ВСП становятся почти вырожденными по энергии.

В тонкой прослойке при $l < D$, когда имеется только симметричная конфигурация ниже температуры перехода $T_s(l)$, а антисимметричная конфигурация не реализуется, расчет свободной энергии дает

$$F_+ = -\frac{c_2 v_F^4}{4lD^2} \left(1 - \frac{lD}{\xi^2}\right)^2. \quad (24)$$

Вблизи температуры перехода зависимость (24) имеет вид

$$F_+ \approx -\frac{v_F}{4l} \left(\frac{\tau_0}{\tau_s}\right)^2 \left(1 - \frac{l}{D} \left(\frac{\tau_s}{\tau_0}\right)^2 \ln \tau_s\right)^2. \quad (25)$$

Таким образом, из формул (23) и (25), а также из более общих выражений для F_{\pm} следует, что всюду на фазовой диаграмме (T, l) ниже линии перехода $T_s(l)$ выгодным по энергии является состояние с ВСП, описываемое симметричным параметром

порядка $\Delta_+(x)$. Это утверждение, однако, справедливо лишь в меру пренебрежения обменным слагаемым в поверхностной энергии (5) и нуждается в корректировке при учете данного слагаемого. Особого внимания заслуживает случай, когда при $l \gg D$ линии неустойчивости $T_s(l)$ и $T_a(l)$ асимптотически сближаются, так что даже слабое возмущение, способствующее формированию антисимметричного состояния с ВСП, может резко изменить ситуацию в его пользу по отношению к симметричному состоянию.

Рассмотрим подробнее явный вид обсуждаемого обменного слагаемого в случае линейно поляризованной ВСП. С учетом уже сказанного выше относительно знака и величины обменного взаимодействия на границе раздела Fe/Cr можем записать

$$F_{ex} = -\frac{A}{2} [\Delta(l) \pm (-1)^{N+1} \Delta(-l)], \quad (26)$$

$$A = J_0 S \bar{N},$$

где знак «+» или «-» относится соответственно к случаю ферро- или антиферромагнитной относительной ориентации спинов Fe на противоположных обкладках трехслойной структуры, N — число монослоев в прослойке Cr. Обсудим случай ферромагнитной ориентации спинов на обкладках. Если N — нечетное число, то результат учета вклада (26) почти очевиден: поскольку симметричное состояние дает дополнительный выигрыш в энергии (26), равный $F_{ex} = -A\Delta_+(l)$, то оно остается предпочтительнее антисимметричного состояния при любой величине отношения l/D . Кроме того, обменный член в поверхностной энергии (5), являющийся источником параметра порядка, ведет при нечетном N к появлению симметричной ВСП всюду в области температур $T > T_s(l)$, причем величина $\Delta(x)$ мала в меру малости коэффициента A :

$$\Delta_+^{(ind)}(x) = \frac{A\xi \operatorname{ch}(x/\xi)}{2v_F^2 c_2 \operatorname{sh}(l/\xi)}.$$

Индукированный намагниченностью обкладок параметр порядка резко убывает при отходе от границы раздела в глубь прослойки, так как длина $\xi(T)$ уменьшается с ростом температуры. Когда $T \rightarrow T_s(l)$, амплитуда ВСП $\Delta_+(x)$ возрастает, так что с дальнейшим понижением T параметр порядка уже слабо зависит от A . Таким образом, качественная роль обменного взаимодействия вблизи границы раздела сводится при нечетном N главным образом к формированию индуцированного симметричного состояния с ВСП в узкой (меньше интерполяционной длины D) области вблизи этой границы при высоких температурах $T > T_s(l)$ и дополнительному

выигрышу в энергии симметричной конфигурации ниже температуры $T_s(l)$.

Гораздо интереснее обстоит дело в случае, когда N — четное число и обменное слагаемое в (5) индуцирует параметр порядка с антисимметричной конфигурацией типа 1 всюду в области температур $T > T_s(l)$:

$$\Delta_-^{(ind)}(x) = \frac{A\xi \operatorname{sh}(x/\xi)}{2v_F^2 c_2 \operatorname{ch}(l/\xi)}.$$

В тонких прослойках ($l < D$), когда температура становится несколько ниже $T_s(l)$, неизбежно возникает симметричное состояние с ВСП, сменяющее антисимметричное состояние $\Delta_-^{(ind)}(x)$ при некоторой температуре $\tilde{T}_s(l) < T_s(l)$, когда энергетический выигрыш $|F_+|$ (24) становится больше, чем величина $|F_-^{(ind)}| = A\Delta_-^{(ind)}(l)/2$. При таком сценарии роль обменного взаимодействия на границе раздела сводится при $T < T_s(l)$ в основном к сдвигу температуры перехода:

$$\delta T_s = T_s - \tilde{T}_s \approx AT_s \ll T_s.$$

Возможность существования конфигурации смешанной симметрии ниже $T_s(l)$ здесь не обсуждается, ибо в любом случае роль компоненты $\Delta_+(x)$ будет доминирующей.

Самая любопытная ситуация имеет место в толстых прослойках ($l \gg D$) при нечетном числе слоев N , когда роль слагаемого (26) оказывается решающей для выбора симметрии состояния с ВСП ниже точки перехода $T_s(l) \approx T_a(l)$. В предельном случае $l/D \rightarrow \infty$ энергии F_{\pm} (23) настолько сближаются, что обменное слагаемое (26) делает наиболее выгодным формирование антисимметричного состояния. При условии $l/D \gg 1$ можно получить следующие соотношения:

$$F_+ - F_- = -\frac{16c_2 v_F^4}{D^3} \frac{1 - D/\xi}{1 + D/\xi} \times$$

$$\times \left[3 \left(\frac{D}{\xi} \right)^3 - 3 \left(\frac{D}{\xi} \right)^2 + 1 \right] \exp \left(-\frac{2l}{\xi} \right), \quad (27)$$

$$F_{ex} = -\frac{Av_F}{D} \sqrt{1 - \left(\frac{D}{\xi} \right)^2}, \quad (28)$$

которые справедливы в широком температурном интервале $T_a(l) > T > T_{aa}(l)$. Линия перехода $\xi = D$ дает асимптотическое значение $T_s(l) = T_a(l) = T(\infty)$ при $l/D \rightarrow \infty$. Таким образом, в очень толстых прослойках с четным числом монослоев антисимметричное состояние с ВСП

оказывается энергетически наиболее выгодным, по крайней мере, вблизи температуры перехода. С уменьшением толщины прослойки (но при условии $l/D \gg 1$) выигрыш за счет вклада F_{ex} становится меньше, чем за счет разности $F_+ - F_-$, и при значениях $l < \tilde{l}$ вывод о предпочтительности симметричной конфигурации по отношению к антисимметричной вновь оказывается справедливым. Оценка величины \tilde{l} дается равенством

$$\exp\left(-\frac{2\tilde{l}}{\xi}\right) = \frac{AD^2}{16c_2v_F^3} \sqrt{\frac{(1+D/\xi)^3}{1-D/\xi}} \times \left[3\left(\frac{D}{\xi}\right)^3 - 3\left(\frac{D}{\xi}\right)^2 + 1\right]^{-1}, \quad (29)$$

которое, впрочем, не следует воспринимать слишком строго, так как оно выполняется лишь в случае предельно малых значений $A \ll 1$ и не слишком близко к линии $\xi = D$. Более реалистичным является предположение, что \tilde{l} лишь немного превышает D (т. е. $\tilde{l}/D \geq 1$), и разность $F_+ - F_-$ не слишком мала. К сожалению, в этом случае рассчитать длину \tilde{l} можно только численно, но такая задача в настоящей работе не ставится.

Случай антиферромагнитной ориентации спинов Fe на противоположных обкладках рассматривается аналогично с заменой четного числа монослоев на нечетное число или наоборот. Таким образом, если взаимная ориентация спинов Fe на противоположных обкладках задана, то в зависимости от числа монослоев Cr в толстых прослойках ($l/D \gg 1$) возникает либо симметричная, либо антисимметричная конфигурация с ВСП. Конкретным механизмом, фиксирующим такую ориентацию спинов, может быть либо внешнее магнитное поле, либо иные каналы косвенного обмена (например, через электроны парамагнитных участков поверхности Ферми в хrome, не обладающих свойством нестинга и не участвующих в формировании ВСП). Если же по каким-либо причинам внешние механизмы ориентации спинов Fe отсутствуют или несущественны, то знак « \pm » в формуле (26) определяется самосогласованно, в зависимости от числа N : при нечетном N следует выбрать знак «+», а при четном N — знак «-». Симметричная структура ВСП является при этом, очевидно, самой выгодной в соответствии с (26).

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты данной работы можно сформулировать следующим образом.

1. В мультислоях на основе хрома (в частности, в системах типа Fe/Cr, наиболее подробно изученных в настоящее время) значительно выше температуры объемного перехода T_N имеет место сильный ближний порядок с ВСП, инициированный границами раздела в слоях Cr. Механизм формирования такого ближнего порядка определяется в первую очередь перераспределением зарядовой (и, как следствие, спиновой) плотности вблизи границ раздела. Роль собственно обменного взаимодействия на этих границах (между спинами зонных электронов Cr и локальными спинами Fe в системах типа Fe/Cr) сводится главным образом к выбору структуры ВСП в ситуации, когда симметричная и антисимметричная конфигурации оказываются почти вырожденными по энергии. Такая ситуация возникает в толстых прослойках хрома с $L > L^*$, где L^* — характерная толщина, составляющая два-три десятка монослоев.

2. Характерным масштабом ближнего порядка, возникающего в прослойке хрома ниже некоторой температуры $T_1(L) > T_N(L)$, является так называемая интерполяционная длина, определяемая в основном параметрами материала прослойки и эффективным поверхностным потенциалом на границах раздела и в значительно меньшей степени температурой. В тонких прослойках ($L < 2D$) температура $T_1(L)$ резко возрастает, а в толстых ($L > 2D$) выходит на постоянное значение, не зависящее от L . Длина D велика по сравнению с расстоянием между монослоями хрома, и в рамках данной работы можно принять оценку $2D \approx L^*$, позволяющую провести качественное сравнение с некоторыми экспериментальными данными.

Обсудим две группы достаточно надежных экспериментальных результатов, позволяющих извлечь информацию о магнитной структуре в прослойке хрома. Вначале рассмотрим некоторые данные по обменной связи между ферромагнитными обкладками тройного слоя Fe/Cr/Fe, в котором прослойка хрома имеет форму клина. Весьма важен цикл работ (все ссылки можно найти в обзоре [1]) по исследованию так называемых оптимизированных тройных слоев Fe/Cr/Fe, формирующихся послойным осаждением хрома на толстую и почти идеально плоскую подложку железа (001) при температуре последней $T_{opt} \approx 570 \pm 20$ К. Пространственная конфигурация слоя хрома во фронте роста подобна широким террасам между одноатомными ступеньками со средним размером в несколько десятков нанометров. Метод сканирующей туннельной микроскопии с поляризационным анализом помимо ожидаемого чередования ферро- и антиферромагнитной связей

обкладок железа при изменении числа монослоев N хрома на единицу позволяет обнаружить при комнатной температуре проскальзывание фазы косвенного обмена при $N \approx 24, 44$ и 64 [19]. Этот факт, как принято считать, косвенно указывает на существование в прослойке Cr поперечной ВСП с амплитудной модуляцией вдоль направления роста гетероструктуры, причем для толщин с $N < N_1 \approx 24$ модуляция не меняет знака. Установлено, что температурная зависимость N_1 не обрывается вплоть до температур $T \approx 550$ К, где она достигает величины $N_1(550 \text{ К}) \approx 38$, т. е. антиферромагнитный порядок существует в прослойке Cr гораздо выше температуры объемного перехода $T_N = 311$ К. В предложенной нами модели вклад ВСП в обменную связь приводит к проскальзыванию фазы при $L = \tilde{L}$, где \tilde{L} — толщина, соответствующая смене конфигурации ВСП с симметричной на антисимметричную. Оценка $\tilde{L} \approx (N_1 + 1)a/2$, где $a/2$ — расстояние между монослоями, дает $\tilde{L} \approx 55 \text{ \AA}$ в высокотемпературной фазе. Традиционно принято связывать проскальзывание фазы косвенного обмена с наличием периодической модуляции ВСП в хrome, однако в области температур выше T_N , о которой идет речь, это предположение далеко не очевидно. Мы показали, что даже в отсутствие периодической модуляции («несоизмеримости») существование по крайней мере первого критического числа монослоев N_1 , ниже которого проскальзывание фазы отсутствует, может быть объяснено при высокой температуре $T > T_N$, когда говорить о дальнем порядке и несоизмеримости по меньшей мере некорректно. Данные о температурной зависимости второго и более высоких критических чисел монослоев (N_2, N_3, \dots), к сожалению, нам не известны, хотя появление этих чисел при $T > T_N$ означало бы существование более сложных структур с ВСП, чем найденные выше, что в принципе не противоречило бы общей концепции данной работы.

В отличие от тройных слоев Fe/Cr/Fe, исследование сверхрешеток с десятками и сотнями периодов позволяет непосредственно изучать состояние с ВСП чувствительными нейтронографическими методами. Усилиями двух групп экспериментаторов [8–10, 20] была в основных чертах построена магнитная фазовая диаграмма структур типа Fe/Cr. Была, в частности, установлена [8] критическая толщина прослойки хрома $L = L^*$, при которой исчезает традиционный антиферромагнитный порядок с несоизмеримой ВСП, имеющий место в объемном хrome ($L^* \approx 45 \text{ \AA}$). При $L < L^*$ температура Нееля $T_N(L)$ формально равна нулю, а при $L > L^*$ она рез-

ко возрастает и довольно быстро стремится к «объемному» значению $T_N(\infty) = 311$ К. Всюду ниже $T_N(L)$ картина магнитных рефлексов в рассеянии нейтронов, имеющая вид центрального пика с двумя сателлитами, достаточно хорошо интерпретируется в терминах несоизмеримой ВСП с большим периодом, практически совпадающим с аналогичным периодом в объемном хrome [9]. Однако и выше $T_N(L)$ при $L > L^*$, а также в мультислоях с $L < L^*$ наблюдаются магнитные рефлексы в форме центрального пика, отвечающие, на первый взгляд, существованию соизмеримой ВСП. Эти рефлексы сохраняются вплоть до температур $T_1 \approx 550\text{--}600$ К [10, 20]. В нашей модели такая «высокотемпературная» фаза ВСП естественным образом объясняется как состояние с ближним порядком, которое возникает ниже $T_1(L)$ и имеет характерный масштаб $D \approx L^*/2$. Таким образом, только часть прослойки толщиной около $2D$ обладает достаточно ярко выраженным антиферромагнитным порядком в температурной области $T_N(L) < T < T_1(L)$, а середина прослойки толщиной $l_{eff} = L - 2D$ остается, по существу, почти парамагнитной. Можно предположить, что именно толщина l_{eff} входит в скейлинговую зависимость $T_N(l_{eff})$ [8], обсуждавшуюся во Введении, хотя прямой расчет этой зависимости пока не проведен.

За рамками данной работы остались многие важные проблемы, в частности следующие.

1) Возможность формирования неколлинеарных структур ВСП ниже $T_1(L)$ в области применимости разложения Гинзбурга–Ландау (3)–(6) для свободной энергии $F(\Delta)$.

2) Нахождение структуры ВСП в области температур, близких $T_N(L)$. Напомним, что с понижением температуры происходит смена знака коэффициента c_2 в разложении (5) и возникает необходимость учета в этом разложении градиентных членов высокого порядка. Даже при $T \geq T_N(L)$, т. е. в области ближнего порядка, найденные нами решения для $\Delta(x)$ оказываются неприменимыми, если $c_2(T) < 0$.

3) Нахождение структуры антиферромагнитного порядка с ВСП в области низких температур $T \ll T_N(L)$. К сожалению, пока мы не можем предложить никакого подхода, кроме вариационного, для анализа этой проблемы, ввиду значительных математических трудностей, возникающих при решении уравнения самосогласования для параметра порядка $\Delta(x)$.

Последнее, что хотелось бы обсудить в данной работе, это необходимость расширения класса исследуемых мультиструктур на основе хрома. Очень интересно было бы получить нейтронографические

данные для структуры типа Co/Cr, в которой обменная связь на границе раздела намного сильнее, чем в структурах Fe/Cr, и к тому же, по-видимому, является ферромагнитной. Далее, было бы полезно исследовать структуры типа Fe/Cr_{1-x}Mn_x при малых (до 1%) концентрациях марганца, так как при этом должны наблюдаться резкое изменение типа ВСП и рост температуры перехода T_N . Перспективными с точки зрения изучения тонкостей механизма ближнего порядка с ВСП могут быть системы типа Fe/Cr_{1-x}Fe_x [21] при малых (до 3–5%) концентрациях Fe, в которых смена структуры ВСП сопровождается слабым уменьшением T_N . Указанный список можно было бы продолжить, но уже приведенные примеры показывают, как нам кажется, возможные направления исследований.

Один из авторов (В. В. Т.) выражает благодарность Б. А. Волкову, Ю. А. Успенскому и другим участникам семинара Теоретического отдела ФИАН по физике твердого тела за полезное обсуждение результатов работы.

Работа частично поддержана РФФИ (проект 01-02-16175)

ЛИТЕРАТУРА

1. D. T. Pierce, J. Unguris, R. J. Celotta, and M. D. Stiles, *J. Magn. Magn. Mat.* **200**, 290 (1999).
2. H. Zabel, *J. Phys.: Condens. Matter* **11**, 9303 (1999).
3. S. Parkin, N. More, and K. Roche, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2304 (1990).
4. E. Fawcett, H. L. Alberts, V. Yu. Galkin et al., *Rev. Mod. Phys.* **66**, 25 (1994).
5. T. M. Rice, *Phys. Rev. B* **2**, 3619 (1970).
6. K. Machida and M. Fujita, *Phys. Rev. B* **30**, 5284 (1984).
7. Н. И. Куликов, В. В. Тугушев, *УФН* **144**, 643 (1984).
8. E. E. Fullerton, K. T. Riggs, C. H. Sowers, and S. D. Bader, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 330 (1995).
9. E. E. Fullerton, S. D. Bader, and J. L. Robertson, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 1382 (1996).
10. A. Schreyer, C. F. Majkrzak, T. Zeidler et al., *Phys. Rev. Lett.* **79**, 4914 (1997).
11. K. Binder, in *Phase Transitions and Critical Phenomena*, ed. by C. Domb and J. L. Lebowitz, Academic Press, London (1983), p. 1.
12. M. Avignon, V. Men'shov, and V. Tugushev, *Proceed. JEMS01*, Grenoble, France.
13. R. S. Fishman and Z. P. Shi, *Phys. Rev. B* **59**, 13849 (1999); R. S. Fishman, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 1351 (1997).
14. A. M. Niklasson, B. Johansson, and L. Nordstrom, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 4544 (1999).
15. V. V. Tugushev, in *Modern Problems in Condensed Matter Sciences, Electronic Phase Transitions*, ed. by W. Hanke and Yu. V. Kopaev, vol. 32, North Holland, Amsterdam (1992), p. 239.
16. А. И. Буздин, В. Н. Меньшов, В. В. Тугушев, *ЖЭТФ* **91**, 2204 (1986).
17. Е. И. Кондорский, Т. И. Костина, В. П. Медведчиков, *Вестник МГУ, сер. 3* **36**, 22 (1981).
18. *Справочник по специальным функциям*, под. ред. М. Абрамовица и И. Стиган, Наука, Москва (1979).
19. J. Unguris, R. J. Celotta, and D. T. Pierce, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 1125 (1992).
20. A. Schreyer, J. F. Ankner, T. Zeidler et al., *Phys. Rev. B* **52**, 16066 (1995).
21. E. E. Fullerton, C. H. Sowers, and S. D. Bader, *Phys. Rev. B* **56**, 5468 (1997).