

## Индукцированные границами раздела состояния с несоизмеримой волной спиновой плотности в мультислоях типа Fe/Cr

© В.Н. Меньшов, В.В. Тугушев

Российский научный центр „Курчатовский институт“,  
107207 Москва, Россия

E-mail: sasha@mail.mics.msu.su

(Поступила в Редакцию 6 июля 2001 г.

В окончательной редакции 27 декабря 2001 г.)

Предложена модель магнитного упорядочения в мультиструктурах типа Fe/Cr при температурах значительно выше точки Нееля объемного хрома. Перераспределение зарядовой (и, как следствие, спиновой) плотности вблизи границ раздела Fe/Cr ведет к формированию в прослойке хрома существенно неоднородного состояния с волной спиновой плотности (ВСП). Описана пространственная структура антиферромагнитного параметра порядка в толстых прослойках. Рассчитан вклад ВСП в эффективную обменную связь между моментами соседних слоев железа. На основе полученных результатов интерпретируются данные экспериментов по туннельной спектроскопии трислоев и дифракции нейтронов на сверхрешетках Fe/Cr.

Работа частично поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований №01-02-16175.

Многослойные структуры (мультислои), содержащие переходные металлы, стали в последние годы весьма популярными объектами изучения в силу необычности их магнитных и кинетических свойств. Особенно интенсивно обсуждаются структуры типа Fe/Cr, в которых чередуются ферро- и антиферромагнитные слои железа и хрома [1,2]. Обнаружение осциллирующего по знаку эффективного обмена между моментами соседних слоев Fe в зависимости от толщины  $L$  разделяющей их прослойки Cr и температуры  $T$  уже само по себе заслуживало бы пристального внимания [3,4] ввиду важности этого эффекта как в фундаментальном, так и в чисто прикладном аспекте. Однако после выявления целого ряда других особенностей магнитных свойств структур Fe/Cr (проскальзывание фазы эффективного обмена, наличие коротких и длинных периодов его осцилляций, формирование неколлинеарных структур, обменный сдвиг петли гистерезиса, гигантское магнитосопротивление и т.д.) стало ясно, что речь идет о новом классе объектов, требующих специального изучения, в том числе и теоретического.

Даже предварительный взгляд на магнитную фазовую диаграмму, полученную из нейтронографических и магнитооптических измерений [5–7], подтверждает необходимость такого изучения. Так, непонятным является существование двух критических температур  $T_1(L)$  и  $T_2(L)$ , по-разному зависящих от толщины прослойки хрома  $L$ ; неясна причина сильного различия свойств мультислоев с толстыми ( $L > L^*$ ) и тонкими ( $L < L^*$ ) прослойками, где  $L^*$  — некоторая критическая толщина, составляющая около 30 монослоев хрома. В системах с  $L > L^*$  наблюдаются две антиферромагнитные фазы в прослойке хрома, одна из которых (так называемая „низкотемпературная“, имеющая место при  $T < T_2(L)$ ) может быть более-менее отождествлена с соответствующей фазой в объемном хrome; вторая фаза („высокотемпературная“, имеющая место при  $T_2(L) < T < T_1(L)$ )

не имеет объемного аналога. При  $L < L^*$  сохраняется лишь „высокотемпературная“ фаза, существующая ниже линии  $T_1(L)$  вплоть до самых низких температур. Напомним, что величина  $T_1(L)$  составляет порядка 550 К, резко возрастает при  $L < L^*$  и почти не меняется при  $L \gg L^*$ ; в то же время  $T_2(L)$  падает до нуля и отсутствует при  $L < L^*$ , стремясь к „объемному“ значению  $T_2(L \gg L^*) \cong T_N = 311$  К при  $L/L^* \rightarrow \infty$ .

Существуют вполне обоснованные предположения, что свойства мультислоев типа Fe/Cr(100) непосредственно связаны с формированием в прослойке хрома своеобразного антиферромагнитного порядка типа волны спиновой плотности (ВСП) [8], структура которой сильно зависит от степени совершенства поверхности раздела Fe/Cr, температуры и толщины самой прослойки. Подтверждающая эти предположения адекватная теоретическая модель, способная непротиворечиво объяснить основную совокупность имеющихся экспериментальных фактов, до сих пор отсутствует. Имеется ряд численных расчетов распределения намагниченности внутри прослойки хрома в основном состоянии (см., например, [9]), но эти расчеты не приспособлены для построения сложной термодинамики магнитных структур в изучаемых мультислоях. Вариационный подход [10] к описанию магнитной структуры внутри прослойки хрома, основанный на простейшей аналогии с объемными системами, не может объяснить даже наличие двух температур переходов и критической толщины прослойки, не говоря уже о более тонких деталях магнитной фазовой диаграммы. Кроме того, в указанном подходе игнорируется сложный характер перераспределения спиновой плотности вблизи границ раздела Fe/Cr на масштабе порядка корреляционной длины антиферромагнетизма в хrome, которая зависит от температуры и определяет область формирования ближнего порядка с ВСП, в том числе и выше объемной температуры Нееля.

Далее предлагается возможный сценарий возникновения сильно неоднородной „высокотемпературной“ фазы с ВСП в прослойке хрома. Главным механизмом формирования такого антиферромагнитного порядка при температуре  $T_1$ , значительно превышающей  $T_N = 311$  К, является, по нашему мнению, перераспределение зарядовой (и, как следствие, спиновой) плотности в прилегающих к границе раздела слоях хрома. В результате происходит изменение электронной поляризуемости, параметров энергетического спектра и заполнения зон на масштабе порядка дебаевской длины экранирования  $l_d$  вблизи интерфейса Fe/Cr; соответственно меняется условие неустойчивости парамагнитной фазы (обобщенный критерий Стонера) относительно образования ВСП в приповерхностных слоях хрома. В рамках такого подхода удается естественным образом объяснить существование „приповерхностного“ антиферромагнитного перехода, оценить его температуру  $T_1$  и найти характерный пространственный масштаб  $D \sim L^*/2$  возникающего состояния.

К сожалению, имеется серьезные обстоятельства, не позволяющие в рамках единой аналитической процедуры непрерывным образом описать магнитное упорядочение с ВСП во всем температурном интервале от  $T_1$  до  $T_2$ . Во-первых, при понижении температуры от  $T_1$  к  $T_2$  параметр порядка  $\Delta(x)$  (амплитуда спиновой плотности, выраженная в энергетических единицах,  $x$  — координата, отсчитанная от середины прослойки,  $x < L/2$ ) может стать отнюдь не малой величиной вблизи границы раздела Fe/Cr, так что условие  $\Delta(x) \ll \pi T$ , используемое при выводе разложения Гинзбурга–Ландау для функционала свободной энергии и справедливое при  $T \approx T_1$ , перестает быть применимым при всех  $x$ . Во-вторых, даже если по каким-то причинам величина  $\Delta(x)$  остается достаточно малой по сравнению с  $\pi T$  при всех  $x$  (а в глубине толстой прослойки, где  $\Delta(x)$  экспоненциально спадает по мере удаления от границ раздела, это условие всегда выполняется), с понижением температуры от  $T_1$  до  $T_2$  возникает необходимость учета высших по  $\Delta'(x)$  слагаемых в разложении Гинзбурга–Ландау. Дело в том, что именно в этом температурном интервале происходит смена знака коэффициента при низшем градиентом слагаемом с положительного на отрицательный, что, как известно [11,12], обуславливает возникновение несоизмеримой структуры с ВСП в объемном хrome. Таким образом, при описании антиферромагнитных конфигураций спиновой плотности в мультислоях Fe/Cr с изменением температуры в интервале  $T_1 > T > T_2$  и при переходе от границ прослойки к ее внутренним слоям необходимо учитывать принципиальное изменение относительной роли различных слагаемых в термодинамическом потенциале системы.

Как будет показано в данной работе, с понижением температуры происходит весьма сильное изменение формы параметра порядка  $\Delta(x)$  по толщине прослойки: если при  $T \leq T_1$  амплитуда ВСП экспоненциально спадает по мере удаления от границ раздела Fe/Cr на

длине  $\xi(t)$ , большей или порядка  $D$ , то при более низкой температуре резкий спад  $\Delta(x)$  вблизи границ сменяется в случае толстой прослойки с  $L > L^*$  более плавным затуханием, сопровождающимся осцилляциями на масштабе корреляционной длины  $\xi(T) \gg D$ , где  $\xi(T) = \xi_0(T/T_N - 1)^{-1/2}$ ,  $\xi_0$  — длина когерентности по разным оценкам составляющая в хrome от семи до десяти монослоев, т.е.  $\xi_0 < D \sim L^*/2$ . В предположении об идеально плоских границах, разделяющих слой хрома и железа, энергетически наиболее выгодным является образование только коллинеарных структур с ВСП в прослойке хрома, которые с изменением толщины  $L$  и температуры  $T$  могут менять свою симметрию относительно  $x = 0$ . Данная особенность является, по нашему мнению, ключом к объяснению наблюдаемого в экспериментах [1,4] проскальзывания фазы эффективного обмена моментов на соседних обкладках железа.

Следуя устоявшейся терминологии, будем далее называть величину  $T_2(L)$  температурой Нееля  $T_N$ , имея в виду, что отождествление этих величин формально справедливо лишь в пределе  $L/\xi \rightarrow \infty$  при постановке периодических граничных условий для параметра порядка, т.е.  $T_2(\infty) = T_N$ .

## 1. Возникновение „зарядово-индуцированного“ состояния с ВСП вблизи границы раздела Fe/Cr

Рассмотрим структурную единицу многослойной системы типа Fe/Cr(100) — тройной слой, состоящий из двух обкладок железа и прослойки хрома между ними. В области высоких температур  $T > T_N$  парамагнитная фаза объемного хрома устойчива относительно магнитного упорядочения, но наличие границ раздела Fe/Cr может эту устойчивость нарушить. Причину формирования состояния с ВСП выше точки Нееля можно качественно понять уже в рамках простой модели плоского дефекта, помещенного в одномерную среду с плотностью свободной энергии [12]

$$f(x) = c_1 \Delta^2 + c_2 v_F^2 \Delta'^2 + c_2 \Delta^4 + \frac{c_3}{2} v_F^4 \Delta'^4 + c_3 \Delta^6 + c_3 v_F^2 [2(\Delta \Delta')^2 + 3\Delta^2 \Delta'^2]. \quad (1)$$

В формуле (1) использовано известное разложение Гинзбурга–Ландау для свободной энергии системы с ВСП по степеням параметра порядка  $\Delta(x)$  в предположении, что  $|\Delta(x)| \ll \pi T$  и  $|\Delta'(x)| \ll \pi T/\xi_0$ . Это разложение выводится непосредственно из микроскопической модели ВСП, в которой причина антиферромагнитной неустойчивости связана с „нестингом“ электронного и дырочного участков поверхности Ферми металла в парамагнитной фазе. При этом  $v_F$  — фермиевская скорость квазичастиц,  $c_1, c_2, c_3$  — коэффициенты, зависящие от температуры и параметров зонной структуры, причем

$c_1$  и  $c_2$  могут менять знак при изменении температуры, а коэффициент  $c_3$  всегда положителен [11,12]. В этом разделе речь пойдет об области достаточно высоких температур, когда  $(c_1, c_2) > 0$ ; соответственно в такой ситуации равновесное значение параметра порядка, минимизирующее функционал (1), равно нулю, т.е. заведомо отвечает парамагнитной фазе. Решающее значение для формирования ВСП приобретает в этом случае дополнительная к (1) часть свободной энергии, связанная с потенциалом дефекта. Будем моделировать границу раздела Fe/Cr (100) идеальной гладкой плоскостью, расположенной перпендикулярно направлению роста структуры  $\mathbf{n}_x$ ; толщину прослойки хрома предполагаем достаточно большой (более строгий критерий приведен далее), чтобы пока исключить взаимное влияние противоположных интерфейсов. Потенциал, моделирующий взаимодействие границы раздела с зонной компонентой спиновой плотности, формирующей ВСП, будем считать быстро спадающим вблизи дефекта по сравнению с медленно меняющимся параметром порядка  $\Delta(x)$ . Вклад плоского дефекта, расположенного в начале координат  $x = 0$ , в термодинамический потенциал системы с учетом указанных приближений запишем в виде

$$\Omega_d = \frac{\nu}{2} \Delta^2(0) - \mathbf{A}\Delta(0). \quad (2)$$

Коэффициенты  $\nu$  и  $\mathbf{A}$  могут быть получены в микроскопической модели [12] и имеют различное физическое происхождение. Квадратичное по  $\Delta(0)$  слагаемое в формуле (2) описывает влияние кулоновского взаимодействия и зарядового перераспределения вблизи границы раздела Fe/Cr. Оценка коэффициента  $\nu$  в рамках модели [12] дает  $\nu \approx -U\bar{N}/|\delta|$  при  $|\delta| \sim \pi T$ , где  $U = 4\pi q_s e/l_d$ ,  $q_s$  — поверхностный заряд,  $l_d$  — длина Дебая в металле прослойки,  $\bar{N}$  — усредненная плотность состояний электронного и дырочного участков поверхности Ферми, обладающих свойством „нестинга“,  $\delta$  — выраженная в энергетических единицах разница в заполнении этих участков квазичастицами. В нашем случае  $\delta < 0$  и  $|\delta| < 0.05$  eV,  $\pi T < 0.2$  eV,  $U\bar{N} \sim 1$ , т.е.  $\nu > 20$  eV<sup>-1</sup>. Заметим, что отрицательный знак параметра  $\nu$  отвечает перетеканию электронов из Fe в Cr. Линейное по  $\Delta(0)$  слагаемое в формуле (2) обязано своим происхождением обменному взаимодействию между спинами Fe и Cr в ближайших к границе раздела монослоях. Коэффициент  $\mathbf{A}$  учитывает возможный эффект формирования локализованного момента в первом прилегающем к Fe монослое Cr [2]. В силу антиферромагнитной связи ближайших моментов железа и хрома может происходить уменьшение эффективного момента интерфейса, влияющего на зонную компоненту спиновой плотности в более удаленных слоях хрома — своеобразное магнитное экранирование. Оценка коэффициента  $A$  в рамках модели [12] дает  $A \approx JS_0\bar{N}$ , где  $J$  — обменный интеграл,  $S_0$  — эффективный момент интерфейса. В нашем случае для  $J$  разумно воспользоваться его оценкой в объемных сплавах Cr<sub>1-x</sub>Fe<sub>x</sub>:

$|J\bar{N}| < 0.05$ , что дает  $A < 0.1$ , поскольку  $S_0 < S_{Fe}$ , где  $S_{Fe} \cong 2.2\mu_B/at$  — момент железа при  $T \sim 400$ – $600$  K. Таким образом, по крайней мере при не слишком малой величине  $|\Delta(0)| > 10^{-2}$  eV, в области высоких температур  $\pi T \approx 0.2$  eV, где справедливо соотношение  $\Delta \ll \pi T$ , вклад кулоновского (квадратичного по  $\Delta(0)$ ) слагаемого может заметно превысить вклад обменного (линейного по  $\Delta(0)$ ) слагаемого. В предлагаемом подходе квадратичное по  $\Delta(0)$  слагаемое является основным и служит источником „приповерхностного“ перехода в состояние с ВСП при температуре  $T_1 > T_N$ . Такое состояние будем в дальнейшем называть „зарядово-индуцированным“. Заметим, что линейное по  $\Delta(0)$  слагаемое в формуле (2) само по себе к переходу по  $T$  не приводит, но индуцирует малую по амплитуде компоненту ВСП при любой температуре. Эту добавочную — „обменно-индуцированную“ — компоненту ВСП имеет смысл принимать во внимание только выше или в непосредственной близости от точки „приповерхностного перехода“  $T_1$ , когда „зарядово-индуцированная“ компонента ВСП отсутствует или очень мала (реально при условии  $\Delta(0) < 10^{-2}$  eV). Можно ожидать, что предлагаемый подход, учитывающий в первую очередь квадратичное по  $\Delta(0)$  слагаемое в формуле (2), приведет к более-менее разумным качественным результатам в исследуемой высокотемпературной области вдали от точки Нееля.

Опишем возникновение „зарядово-индуцированной“ ВСП в окрестности плоского дефекта, используя модельное выражение для термодинамического потенциала

$$\Omega = \int_0^\infty f(x)dx + \Omega_d, \quad (3)$$

где в  $\Omega_d$  оставим лишь первое слагаемое из выражения (2), которое  $\sim \nu\Delta^2(0)$ , причем  $\nu < 0$ . Рассмотрим случай столь высоких температур  $T > T^*$ , что в разложении  $f(x)$  (1) можно пренебречь слагаемыми, пропорциональными  $c_3$  (оценка температуры  $T^*$  дана в следующем разделе). Рассматривая выражение (3) как функционал от  $\Delta(x)$ :  $\Omega = \Omega[\Delta]$ , можно найти его стационарную функцию на классе линейно поляризованных огибающих ВСП в виде

$$\Delta(x) = \mathbf{n} \frac{v_F}{\xi} \operatorname{sh}^{-1} \left( \frac{x}{\xi} + \phi \right), \quad \operatorname{th} \phi = \frac{D}{\xi}, \quad (4)$$

где  $\mathbf{n}$  — единичный вектор поляризации,  $\xi(T)v_F\sqrt{c_2/c_1}$  — корреляционная длина,  $D = 2c_2v_F^2/\nu$  — характерный масштаб, который по аналогии с принятой в теории поверхностной сверхпроводимости [13] терминологией будем называть интерполяционной длиной. В рамках рассматриваемой модели длина  $D$  слабо зависит от температуры. Решение (4) справедливо при  $D/\xi \leq 1$ ; при  $D/\xi > 1$  имеет место только тривиальное решение  $\Delta(x) \equiv 0$ .

Исходя из формулы (4), можно выявить следующий сценарий поведения системы. При температуре  $T > T_1$  (что равносильно условию  $\xi(T) < D$ ) устойчива только парамагнитная фаза. Ниже температуры  $T_1$ , удовлетворяющей равенству

$$\xi(T) = D, \quad (5)$$

возникает „приповерхностная“ ВСП (4), так что равенство (5) можно рассматривать как своеобразный критерий Стонера для антиферромагнетизма в полубесконечной системе (3). С понижением температуры  $T < T_1$  (или  $\xi(T) > D$ ) вблизи плоского дефекта формируется распределение спиновой плотности  $\Delta(x)$ , резко спадающее по амплитуде при  $x \gg D$  и слабо меняющееся на масштабе  $x \ll D$ . Разумеется, для более корректного описания поведения параметра порядка  $\Delta(x)$  в высокотемпературной области вблизи границ раздела Fe/Cr требуется ввести целый ряд усложнений в простейшую модель (3). В первую очередь следует перейти от полубесконечной среды с одним дефектом к ограниченной с двух сторон вдоль направления  $\mathbf{n}_x$  плоскими дефектами прослойке толщиной  $L$ . Критерий (5) в этом случае справедлив только в пределе  $\xi/L \rightarrow 0$ , а в общем случае существует более сложное выражение для зависимости температуры перехода от толщины прослойки:  $T_1 = T_1(L)$ . Все указанные усложнения не меняют качественной картины и подробно рассмотрены в работе [14]. Здесь же нам важно понять происхождение и оценить критическую температуру  $T_1$  возникновения и характерный пространственный масштаб  $D$  „зарядово-индуцированной“ ВСП. Следуя этим оценкам, будем в дальнейшем использовать аппроксимации для построения модели распределения спиновой плотности по толщине прослойки хрома при температурах, довольно низких по отношению к  $T_1$ , но все еще соответствующих области парамагнитной фазы объемного хрома ( $T > T_N$ ). Подход, основанный на соотношении между  $T_1 \approx 550$  К и  $T_N = 311$  К и на существовании масштаба ближнего порядка  $D \sim (L^*/2) \approx 10\text{--}15$  монослоев хрома, оправдан во всяком случае для толстых прослоек с  $L > L^*$ .

## 2. Пространственное распределение спиновой плотности вдали от границ раздела Fe/Cr

В области температур  $T_N < T < T_1$  представим прослойку хрома толщиной  $L > L^*$  в мультиструктуре Fe/Cr (100) как условно состоящую из слоев „сильного“ и „слабого“ антиферромагнетиков. Термины „сильный“ и „слабый“ относятся соответственно к областям, примыкающим к границам раздела и находящимся в глубине прослойки. Будем предполагать, что в рассматриваемом интервале температур, достаточно низких по сравнению с  $T_1$ , все температурные изменения параметра порядка  $\Delta(x)$  происходят только в области „слабого“ антиферромагнетизма с эффективной толщиной  $2l = L - L^*$ .

Примыкающая к технологическим границам раздела область „сильного“ антиферромагнетизма толщиной  $L^*$  составляет лишь малую долю общей толщины прослойки хрома, отделяя ее глубокие слои от интерфейсов Fe/Cr. Будем считать, что в слоях „сильного“ антиферромагнетика амплитуда „зарядово-индуцированной“ ВСП не зависит от  $T$ ; ее формирование при температурах, значительно превышающих  $T_N$ , описывается нелинейными уравнениями с самосогласованными источниками на границах, решение которых (как уже указывалось выше) представляет довольно сложную самостоятельную задачу. Более того, при  $T \ll T_1$  амплитуда ВСП вблизи границ раздела  $\Delta(\pm L) \sim v_F/D(T_1)$  может оказаться вовсе не малой величиной по сравнению с  $\pi T$ , так что разложение Гинзбурга–Ландау во всей прослойке  $|x| < L/2$  может стать неприменимым. Тем не менее, в области „слабого“ антиферромагнетизма по-прежнему  $|\Delta(x)| \ll \pi T$  и можно воспользоваться выражением (1) для плотности свободной энергии. Поскольку область температур, в которой мы используем это выражение, теперь уже совсем иная, соотношения между коэффициентами  $c_1, c_2$  и  $c_3$  также изменятся. Конечно,  $c_1$  и  $c_3$  по-прежнему положительные, но параметр  $c_2(T)$  резко уменьшается и может вообще поменять знак при изменении температуры между  $T_1$  и  $T_N$ , так что пренебрежение слагаемыми, содержащими  $c_3$ , вообще говоря, недопустимо. Это делает задачу о нахождении оптимальной структуры ВСП  $\Delta(x)$  крайне сложной. Есть однако упрощающее обстоятельство, позволяющее ограничиться учетом только низших (квадратичных) по  $\Delta(x)$  членов разложения  $f(x)$  (1), правда, с определенными ограничениями. Дело в том, что в отличие от ситуации, рассмотренной в предыдущем разделе, никакого перетекания заряда и кулоновского взаимодействия на условной границе раздела между „сильным“ и „слабым“ антиферромагнетиками нет (они различаются лишь величинами амплитуд ВСП). Поэтому „поверхностный“ вклад в термодинамический потенциал „слабого“ антиферромагнетика можно записать просто в линейном по  $\Delta(x)$  приближении

$$\Omega_s = -\frac{1}{2} [\mathbf{B}(l)\Delta(l) + \mathbf{B}(-l)\Delta(-l)], \quad (6)$$

где  $l$  — половина эффективной толщины прослойки. В обозначенном температурном диапазоне всякое конкретное распределение спиновой плотности по толщине прослойки можно представить в виде суммы медленно меняющейся (с масштабом порядка корреляционной длины  $\xi(T)$ ) и быстро меняющейся (с масштабом, меньшим или порядка интерполяционной длины  $D < \xi(T)$ ) частей. Проведя усреднение по быстрой части параметра порядка, сосредоточенной на расстоянии  $D \sim L^*/2$  от границ раздела, получим для малой медленной составляющей эффективный гамильтониан с линейным по  $\Delta(\pm l)$  членом (6), где для величины коэффициента  $\mathbf{B}(\pm l)$  справедлива оценка (с точностью до множителя)  $B \equiv |\mathbf{B}(\pm l)| \approx U_0^{-1} \int |\Delta(x)| dx$ ,  $U_0$  — эффективный

потенциал ВСП в хроме, имеющий величину 0.3–0.5 eV (см. подробнее [11]); интегрирование совершается на интервале  $l < x < L/2$ . По порядку величины коэффициент  $B \sim (\pi T_1/U_0) \approx 0.5-1.0$ , т. е. не содержит никакой малости, и обменное слагаемое  $\Omega_s$  (6) является источником параметра порядка в глубине прослойки при  $|x| < l$ .

Запишем термодинамический потенциал системы с ВСП в области „слабого“ антиферромагнетизма в виде

$$\Omega[\Delta] = \frac{1}{2} \int_{-l}^l f(\Delta, \Delta', \Delta'') dx + \Omega_s[\Delta], \quad (7)$$

где  $f$  и  $\Omega_s$  заданы выражениями (1) и (6) соответственно. В таком виде формула (7) имитирует влияние обменного поля обкладок Fe на формирование ВСП в прослойке Cr, хотя смысл эффективных толщины  $2l$  и обменного потенциала  $B(\pm l)$ , разумеется, здесь совершенно иной. В частности,  $B \neq 0$ , даже если формально положить магнитный момент обкладки Fe равным нулю. Фактически термодинамический потенциал представлен в форме (7) для того, чтобы после условного варьирования „объемной“ части (интеграла от плотности  $f(x)$ ) функционала  $\Omega[\Delta]$  при заданных значениях амплитуды ВСП вблизи границ раздела Fe/Cr (где разложение Гинзбурга–Ландау либо не применимо, либо его анализ является слишком сложным) найти из линейного уравнения оптимальную конфигурацию параметра порядка  $\Delta(x)$  в глубине прослойки хрома. С формальной точки зрения это соответствует индуцированию длинноволновой компоненты  $\Delta(x)$  внешним (по отношению к области „слабого“ антиферромагнетизма) обменным полем  $\mathbf{B}(\pm l)$ , сформированным вблизи границ раздела Fe/Cr при высокой температуре  $T \approx T_1$  по механизму, изложенному в предыдущем разделе.

При нахождении экстремалей функционала  $\Omega[\Delta]$  (7) сделаем ряд дополнительных упрощающих предположений. Будем рассматривать только поперечно поляризованные структуры с ВСП, считая вектор  $\Delta(x)$  ортогональным направлению роста мультиструктуры  $\mathbf{n}_x$ :

$$\Delta(x) = n_z \Delta_z + n_y \Delta_y, \quad (8)$$

где  $\{\mathbf{n}_x, \mathbf{n}_y, \mathbf{n}_z\}$  — базис декартовой системы координат, и ограничимся только зависимостями  $\Delta(x)$  с симметричным модулем,  $|\Delta(x)| = |\Delta(-x)|$ . Зададим угол  $\varphi (0 \leq \varphi \leq \pi)$  между векторами  $\mathbf{B}(l)$  и  $\mathbf{B}(-l)$  (считая его пока неизменным внешним параметром), с которыми жестко связаны направления векторов ВСП  $\Delta(l)$  и  $\Delta(-l)$  на краях области „слабого“ антиферромагнетизма. Удобно выбрать ось  $\mathbf{n}_z$ , от которой отсчитывается угол  $\varphi$ , таким образом, чтобы решения, реализующие экстремали функционала  $\Omega[\Delta]$ , сгруппировать по двум типам граничных условий: типа I

$$\begin{aligned} \Delta_z(l) &= \Delta_z(-l) = |\Delta(l)| \cos(\varphi/2), \\ \Delta_y(l) &= -\Delta_y(-l) = |\Delta(l)| \sin(\varphi/2) \end{aligned} \quad (9)$$

и типа II

$$\begin{aligned} \Delta_z(l) &= -\Delta_z(-l) = |\Delta(l)| \cos(\varphi/2), \\ \Delta_y(l) &= \Delta_y(-l) = |\Delta(l)| \sin(\varphi/2). \end{aligned} \quad (10)$$

В дальнейшем достаточно проанализировать только решения типа I, поскольку решения типа II эквивалентны первым с заменой  $z \leftrightarrow y$ . Условия (9) или (10) соответствуют неколлинеарной структуре ВСП, вектор поляризации которой непрерывно (от монослоя к монослою) поворачивается в прослойке хрома от угла  $-\varphi/2$  при  $x = -l$  до угла  $\varphi/2$  при  $x = l$ .

В первую очередь рассмотрим температурный интервал  $T_N < T < T^*$ , где коэффициент  $c_2$  либо сравнительно мал, но положителен, либо отрицателен, и в разложении (1) необходимо удерживать пропорциональные  $c_3$  члены. Варьируя функционал  $\Omega[\Delta]$  (7), получаем уравнение Эйлера–Лагранжа

$$c_3 v_F^4 \Delta^{(4)} - 2c_2 v_F^2 \Delta'' + 2c_1 \Delta = 0 \quad (11)$$

с условиями на границах

$$\Delta_z''(\pm l) = 0, \quad \Delta_y''(\pm l) = 0, \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \pm B &= [2c_2 v_F^2 \Delta_z'(\pm l) - c_3 v_F^4 \Delta_z'''(\pm l)] \cos(\varphi/2) \\ &\pm [2c_2 v_F^2 \Delta_y'(\pm l) - c_3 v_F^4 \Delta_y'''(\pm l)] \sin(\varphi/2). \end{aligned} \quad (13)$$

Фундаментальная система решений уравнения (11) может быть записана в виде

$$\Delta_1(x) = \sin \beta x \operatorname{sh} \alpha x, \quad \Delta_3(x) = \sin \beta x \operatorname{ch} \alpha x,$$

$$\Delta_2(x) = \cos \beta x \operatorname{ch} \alpha x, \quad \Delta_4(x) = \cos \beta x \operatorname{sh} \alpha x, \quad (14)$$

где величины  $\alpha^{-1}$  и  $\beta^{-1}$  суть корреляционные длины амплитудных и фазовых флуктуаций параметра порядка

$$\begin{aligned} v_F \alpha &= \left[ \frac{1}{2} \left( \sqrt{\frac{2c_1}{c_3} + \frac{c_2}{c_3}} \right) \right]^{1/2}, \\ v_F \beta &= \left[ \frac{1}{2} \left( \sqrt{\frac{2c_1}{c_3} - \frac{c_2}{c_3}} \right) \right]^{1/2}. \end{aligned} \quad (15)$$

Решения типа I имеют форму

$$\begin{aligned} \Delta_z(x) &= A_1 \Delta_1(x) + A_2 \Delta_2(x), \\ \Delta_y(x) &= A_3 \Delta_3(x) + A_4 \Delta_4(x), \end{aligned} \quad (16)$$

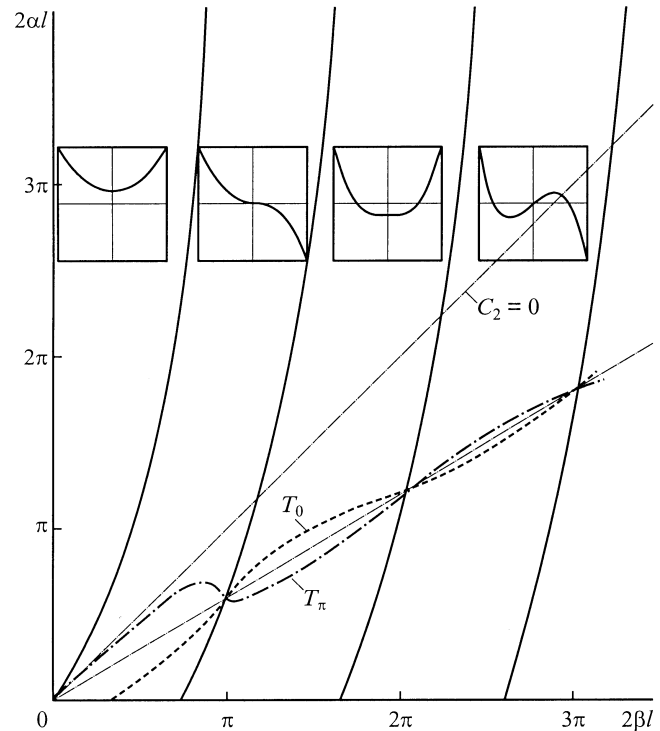
где постоянные  $A_i$ , согласно граничным условиям (12) и (13), равны

$$\begin{aligned}
 A_1 &= A_0 \cos(\varphi/2)(\sin^2 \beta l + \text{sh}^2 \alpha l) \\
 &\quad \times [2\alpha\beta \sin \beta l \text{sh} \alpha l - (\alpha^2 - \beta^2) \cos \beta l \text{ch} \alpha l], \\
 A_2 &= A_0 \cos(\varphi/2)(\sin^2 \beta l + \text{sh}^2 \alpha l) \\
 &\quad \times [2\alpha\beta \cos \beta l \text{ch} \alpha l + (\alpha^2 - \beta^2) \sin \beta l \text{sh} \alpha l], \\
 A_3 &= A_0 \sin(\varphi/2)(\cos^2 \beta l + \text{sh}^2 \alpha l) \\
 &\quad \times [2\alpha\beta \sin \beta l \text{ch} \alpha l - (\alpha^2 - \beta^2) \cos \beta l \text{sh} \alpha l], \\
 A_4 &= A_0 \sin(\varphi/2)(\cos^2 \beta l + \text{sh}^2 \alpha l) \\
 &\quad \times [2\alpha\beta \cos \beta l \text{sh} \alpha l + (\alpha^2 - \beta^2) \sin \beta l \text{ch} \alpha l], \\
 A_0 &= 2B [v_F^4 c_3 (\alpha^2 + \beta^2) P(\varphi)]^{-1}. \quad (17)
 \end{aligned}$$

Здесь  $P(\varphi)$  — определитель системы уравнений для  $A_i$  ( $i = 1, 2, 3, 4$ )

$$\begin{aligned}
 P(\varphi) &= \cos^2(\varphi/2)(\sin^2 \beta l + \text{sh}^2 \alpha l) [\beta(3\alpha^2 - \beta^2) \text{sh} 2\alpha l \\
 &\quad + \alpha(3\beta^2 - \alpha^2) \sin 2\beta l] + \sin^2(\varphi/2)(\cos^2 \beta l + \text{sh}^2 \alpha l) \\
 &\quad \times [\beta(3\alpha^2 - \beta^2) \text{sh} 2\alpha l - \alpha(3\beta^2 - \alpha^2) \sin 2\beta l]. \quad (18)
 \end{aligned}$$

Отметим два принципиальных обстоятельства, связанных с соотношениями (17), (18). Во-первых, при  $\alpha l \rightarrow \infty$  все коэффициенты  $A_i$  стремятся к нулю экспоненциальным образом ( $\exp(-2\alpha l) \rightarrow 0$ ), так что в термодинамическом пределе состояния с ВСП типа (16) отсутствуют. Во-вторых, при отрицательном коэффициенте  $c_2$  определитель  $P(\varphi)$  (18) меняет знак, обращаясь в нуль при температуре  $T_\varphi$ , которая превышает температуру Нееля в бесконечном образце  $T_N$ , даваемую соотношением (15) при  $\alpha = 0$ :  $2c_1 c_3 = c_2^2$ . Это означает, что даже в отсутствие внешнего источника ( $\mathbf{B} = 0$ ) может возникнуть неустойчивость относительно формирования совершенно особых неоднородных состояний с ВСП, обусловленных, по сути дела, чисто геометрическим фактором ограниченности прослойки с обеих сторон в направлении  $\mathbf{n}_x$ . Амплитуда таких состояний (назовем их „топологическими“) осциллирует с периодом  $\sim \beta^{-1}$  и спадает на длине  $\sim \alpha^{-1}$  ( $\beta > \alpha$ ) от границ в глубь прослойки. Решение уравнения  $P(\varphi) = 0$  дает температуру  $\max\{T_\varphi(l)\}$ , выше которой „топологические“ состояния невозможны. Именно эта температура, а не  $T_N$ , ограничивает снизу область применимости подхода на основе уравнений (11)–(13). Величина  $T_\varphi(l)$  асимптотически приближается при  $l \rightarrow \infty$  к значению  $T_\varphi(\infty)$ , не зависящему от  $\varphi$  и даваемому равенством  $3\alpha^2 - \beta^2 = 0$  или, что эквивалентно,  $c_1 c_3 = 2c_2^2$ . Заметим, что  $T_\varphi(\infty) > T_N$  при  $c_2 < 0$ , как следует из приведенных в [12] выражений для коэффициентов  $c_1, c_2$  и  $c_3$ . При конечных значениях  $l$  функция  $T_\varphi(l)$  довольно сложна:



Фазовая диаграмма индуцированных состояний с ВСП в прослойке хрома выше объемной температуры Нееля.

она осциллирует вблизи линии  $T_\varphi(\infty)$ , пересекая ее в узловых точках  $2\beta l_n = \pi n$  ( $n = 0, 1, 2, \dots$ ). На рисунке качественно представлены зависимости  $T_0(l)$  и  $T_\pi(l)$ , отвечающие линиям неустойчивости относительно возникновения „топологических“ коллинеарных состояний с симметричной и антисимметричной огибающей ВСП  $\Delta(x)$  соответственно. Заметим, что линия  $T_\pi(l)$  существует вплоть до самых малых  $l$ , и при  $\beta l \ll 1$  уравнение для  $T_\pi(l)$  упрощается:  $3v_F^2 c_2 = c_1 l^2$ . В то же время линия  $T_0(l)$  существует лишь при значениях  $l$ , превышающих некоторое критическое значение, а в пределе  $\beta l \ll 1$  неустойчивость относительно формирования симметричного коллинеарного „топологического“ состояния выше  $T_N$  отсутствует. Кривые  $T_\varphi(l)$  при  $0 < \varphi < \pi$  всегда лежат в интервале между  $T_0(l)$  и  $T_\pi(l)$ .

С повышением температуры мы достигаем области  $c_2 > 0$ , где определитель  $P(\varphi)$  (18) имеет только положительный знак. Структура параметра порядка меняется (по сравнению с его структурой при  $c_2 < 0$ ) в сторону более медленных осцилляций на фоне более резко спада амплитуды по мере удаления от границ прослойки. В пределе  $\beta/\alpha \rightarrow 0$  (что равносильно  $2c_1 c_3 \rightarrow c_2^2$  при  $c_2 > 0$ ) получаем значение температуры  $T = T^*$ , которое естественно принять за оценку введенной выше условной границы. Выше точки  $T^*$  пропорциональные  $c_3$  члены разложения (1) становятся несущественными, поэтому, опуская соответствующие слагаемые в уравнениях (11) и (13) и учитывая условие (9), найдем компоненты неколлинеарной структуры (8) типа I для

заданных параметров  $\varphi$  и  $B$

$$\begin{aligned}\Delta_z(x) &= b \cos(\varphi/2) \operatorname{sh}\left(\frac{1}{\xi}\right) \operatorname{ch}\left(\frac{x}{\xi}\right), \\ \Delta_y(x) &= b \sin(\varphi/2) \operatorname{ch}\left(\frac{1}{\xi}\right) \operatorname{sh}\left(\frac{x}{\xi}\right), \\ b &= \frac{B\xi}{c_2 v_F^2} \left(\operatorname{ch}\left(\frac{2l}{\xi}\right) - \cos\varphi\right)^{-1}.\end{aligned}\quad (19)$$

В высокотемпературной фазе  $T_1 > T > T^*$  имеется возможность явным образом самосогласовать расчетную процедуру с эффективным обменным потенциалом  $\mathbf{B}(\pm l)$  (6). Для этого построим линейные комбинации из локализованных на границах толстой прослойки ( $L \gg \xi$ ) огибающих ВСП в форме (4). При малых аргументах  $|x| \ll L - \xi$  симметричная комбинация совпадает с функцией  $\Delta_z(x)$ , а антисимметричная — с функцией  $\Delta_y(x)$  в выражении (19), если потребовать, чтобы

$$B = \frac{4v_F^2 c_2}{\xi^2} \left(\frac{\xi - D}{\xi + D}\right)^{1/2}.\quad (20)$$

Равенство (20) связывает обменную константу  $B$  на границе областей „слабого“ и „сильного“ антиферромагнетизма посредством интерполяционной длины  $D(v)$  с перераспределением зарядовой плотности вблизи поверхности раздела Fe/Cr.

Таким образом, в температурном интервале  $\max\{T_\varphi(L)\} < T < T_1(L)$  возможно существование только неоднородно упорядоченных по толщине прослойки Cr состояний с ВСП, связанных с уменьшением „поверхностной“ энергии за счет „внешнего“ (по отношению к прослойке) зарядового возмущения в приграничных слоях. Такие состояния, исчезающие в отсутствие „внешних“ источников, естественно назвать „индуцированными“, в отличие от спонтанно появляющихся при  $T \leq T_\varphi(L)$  „топологических“ состояний. Последние обязаны своим существованием только одновременному наличию двух факторов: ограниченности системы с обеих сторон вдоль направления волнового вектора ВСП и особой форме функционала свободной энергии (1), содержащего отрицательный низший градиентный член  $c_2(\Delta'(x))^2$ , предопределяющий неустойчивость относительно возникновения несоизмеримой структуры с ВСП в объеме, и положительный высший градиентный член  $c_3(\Delta''(x))^2$ , стабилизирующий эту структуру. В отсутствие любого из этих факторов „топологические“ состояния с ВСП не возникают. К сожалению, авторы не могут в рамках данной работы рассмотреть ситуацию при  $T < \max\{T_\varphi(l)\}$ , поскольку это потребовало бы учета высших по степеням  $(\Delta(x))$  слагаемых в разложении (1) и привело бы к радикальному усложнению всех расчетов. Таким образом, ограничение  $T > \max\{T_\varphi(l)\}$ , при котором  $P(\varphi) > 0$  для всех  $\varphi$  и  $l$ , является принципиальным и подразумевается в дальнейшем без дополнительных комментариев.

### 3. Энергия и сбой фазы эффективного обмена

Равновесное значение термодинамического потенциала  $\Omega[\Delta]$  (7), как несложно показать, выражается через амплитуду ВСП на границе:  $\Omega = -B|\Delta(l)|/2$ . В температурной области  $\max\{T_\varphi\} < T < T^*$  прямой расчет для конфигурации параметра порядка (9), (16) с коэффициентами  $A_i$  (17) дает величину  $\Omega$  как функцию параметра  $\varphi$

$$\Omega(\varphi) = -\frac{\Gamma}{P(0)\cos^2(\varphi/2) + P(\pi)\sin^2(\varphi/2)},\quad (21)$$

где  $P(0)$  и  $P(\pi)$  — значения определителя (18) соответственно при  $\varphi = 0$  и  $\pi$ , величина  $\Gamma$  не зависит от угла  $\varphi$  и равна

$$\begin{aligned}\Gamma &= -P(0)\Omega(0) = -P(\pi)\Omega(\pi) \\ &= \frac{2B^2\alpha\beta}{c_3 v_F^4(\alpha^2 + \beta^2)} (\operatorname{sh}^2 \alpha l + \sin^2 \beta l)(\operatorname{sh}^2 \alpha l + \cos^2 \beta l).\end{aligned}\quad (22)$$

В исследуемой области температур величины  $\Gamma$ ,  $P(0)$  и  $P(\pi)$  положительные, т.е. максимальный выигрыш в энергии достигается либо при  $\varphi = 0$ , либо при  $\varphi = \pi$ .

Выбор решения, отвечающего тому или иному значению  $\varphi$ , зависит от постановки задачи. Напомним, что описываемая здесь область „слабого“ антиферромагнитного порядка опосредованно через области „сильного“ порядка связана со спинами обкладок. Если угол  $\varphi$  фиксируется каким-либо механизмом обмена между моментами железа, не связанным с формированием ВСП в прослойке (например, через парамагнитные участки поверхности Ферми зонных электронов хрома [8,11]), или внешним магнитным полем, то вопрос о выборе оптимальной структуры с ВСП можно считать решенным на уровне формул (14)–(18), а соотношения (21), (22) не нуждаются в дальнейших комментариях.

Напротив, если энергетический выигрыш за счет образования антиферромагнитного порядка в прослойке хрома достаточно велик, то соотношение между  $\Omega(0)$  и  $\Omega(\pi)$  определяет тип коллинеарной структуры с ВСП, а вместе с ней и относительную ориентацию магнитных моментов железа в соседних обкладках. В рамках обсуждавшейся выше модели с вспомогательным вектором  $\mathbf{B}$ , имеющим симметрию параметра порядка в состоянии с соизмеримой ВСП, состояние с  $\varphi = \pi$  соответствует ферромагнитной ориентации моментов Fe при четном числе монослоев Cr в прослойке и антиферромагнитной ориентации при их нечетном числе. Если  $\varphi = 0$ , то ферро- и антиферромагнитные ориентации моментов Fe в этом рассуждении меняются на противоположные. Рассмотрим связанный с наличием ВСП вклад в эффективную энергию обмена, вычисляемую

обычно как разность

$$E_{\text{ex}} = \Omega(0) - \Omega(\pi) = \Gamma \frac{D(0) - D(\pi)}{D(0)D(\pi)}, \quad (23)$$

причем величина  $E_{AF} - E_F = (-1)^{N+1} E_{\text{ex}}$  — разница в энергиях состояний с антиферро- и ферромагнитной конфигурациями моментов железа в соседних обкладках,  $N$  — число монослоев хрома в прослойке. Знак величины  $E_{\text{ex}}$  определяется соотношением между  $P(0)$  и  $P(\pi)$  и зависит от толщины прослойки и температуры. Разность  $P(0) - P(\pi)$  обращается в нуль, если выполняется равенство

$$\text{tg}(2\beta l) = \frac{\beta}{\alpha} \frac{3\alpha^2 - \beta^2}{3\beta^2 - \alpha^2} \text{th}(2\alpha l). \quad (24)$$

Решение уравнения (24) удобно представить графически на плоскости  $(2\beta l, 2\alpha l)$  (см. рисунок): оно имеет вид семейства кривых, начинающихся в узловых точках  $2\beta l = \pi n$  ( $n = 0, 1, 2, \dots$ ) на линии „топологической“ неустойчивости  $T_\varphi(l)$  и выходящих на асимптотику  $2\beta l = \pi(n+1) - 3\beta/\alpha$  при  $\beta/\alpha \rightarrow 0$ . Каждой кривой соответствует своя (не имеющая простой аналитической формы) температурная зависимость  $l_n(T)$ . При фиксированной температуре величины  $l_n(T) \cong 2(l_n(T) + D)$  суть толщины прослойки, при которых происходит „проскальзывание“ фазы (сбой регулярного чередования знака) эффективного обмена  $(-1)^{N+1} E_{\text{ex}}$  при изменении числа монослоев  $N$  на единицу [1,2,4]. Каждая линия сбоя фазы  $l_n(T)$  формально является линией термодинамического равновесия между коллинеарными фазами с четным и нечетным параметром порядка:  $\Omega(0) = \Omega(\pi)$ . Когда длина  $l$  проходит через точку  $l_n(T)$ , функция  $\Delta(x)$  приобретает или теряет один нуль. Для иллюстрации на вставках к рисунку качественно изображены распределения  $\Delta(x)$  в прослойке с эффективной полутолщиной  $l$ , заключенной в интервале  $(l_n(T), l_{n+1}(T))$ , при малых  $n$ . Полагая  $2l_n \approx dN_n$ , где  $d$  — расстояние между соседними монослоями хрома, можно оценить критические числа монослоев, при которых происходят нулевое, первое, второе и последующие „проскальзывания“ фазы эффективного обмена. В силу зависимости величин  $\alpha(T)$  и  $\beta(T)$  (15) от температуры числа  $N_n(T)$  также меняются с температурой. Нетрудно убедиться, что в интересующей нас области температур фазовая корреляционная длина  $\beta^{-1}(T)$  растет, в то время как амплитудная корреляционная длина  $\alpha^{-1}(T)$  падает с ростом  $T$ , что связано с описанным выше поведением коэффициента  $c_2(T)$ . Таким образом, критические числа  $N_n(T)$  растут с температурой, и кроме того, как следует из уравнения (24),  $N_n(T) \approx nN_1(T)$  ( $n = 1, 2, \dots$ ), т.е. при изменении числа монослоев в прослойке хрома фаза эффективного обмена должна „проскальзывать“ с почти регулярной периодичностью.

Обратим внимание, что нулевая линия „проскальзывания“ фазы  $l_0(T)$  существует только при  $c_2 > 0$ , причем

она имеет вид  $l_0(T) = \sqrt{3/2} \xi(T)$  когда  $(\alpha l, \beta l) \ll 1$ . Однако если величина  $\beta$  становится мнимой, что отвечает подъему температуры выше  $T^*$ , уравнение (24) не имеет решений и эффект „проскальзывания“ фазы отсутствует. Это согласуется с тем фактом, что в высокотемпературной области  $T_1 > T > T^*$  самым энергетически выгодным всегда является состояние с симметричной огибающей ВСП. Действительно, для структуры (19) имеем термодинамический потенциал

$$\Omega(\varphi) = -\frac{B^2 \xi}{4c_2 v_F^2} \frac{\text{sh}(2l/\xi)}{\text{ch}(2l/\xi) - \cos \varphi} \quad (25)$$

с минимумом в точке  $\varphi = 0$ .

Как следует из формул (21)–(23) и (25), величина эффективного обмена через толстую прослойку хрома с ростом  $L$  экспоненциально затухает на длине амплитудных флуктуаций ВСП:  $\alpha^{-1}(T)$  при  $\max\{T_\varphi\} < T < T^*$  и  $\xi(T)$  при  $T^* < T < T_1$ .

Предложенная в данной работе модель сильно неоднородного по толщине прослойки хрома состояния с ВСП в мультислоях типа Fe/Cr может быть привлечена для интерпретации ряда экспериментальных результатов, полученных при исследовании этих систем. Речь идет в основном об изучении магнитной структуры мультислоев с толстыми прослойками ( $L > 20-30$  монослоев хрома) в области высоких температур (от 150 до 550 К). В экспериментах [7] (см. также обзоры [1,2]) по отражению поляризованных нейтронов на сверхрешетках Fe/Cr(100) выявлены два антиферромагнитных перехода в прослойке хрома. Первый из них авторы описывают как постепенный переход из состояния с несоизмеримой ВСП в состояние с соизмеримой (но, возможно, сильно неоднородной по толщине прослойки) ВСП. Так, для образца с  $L = 56$  монослоев с ростом температуры от 175 до 310 К наблюдается дифракционная картина двух сближающихся сателлитов на квазиимпульсе  $Q = (100)\pi/(2d)$ . Другому переходу на магнитной фазовой диаграмме на плоскости  $(T, L)$  соответствует довольно четкая граница  $T_1(L) \approx 500$  К, выше которой центральный пик исчезает; эту границу авторы интерпретируют как переход между состоянием с соизмеримой ВСП и парамагнитным состоянием. Заметим, что результаты нейтронографических и кинетических измерений на сверхрешетках, по-видимому, сильно зависят от качества поверхности раздела Fe/Cr, и в ряде экспериментов (например, [5]), где образцы выращивались в других условиях, наблюдалась лишь одна (низкотемпературная) фаза с несоизмеримой ВСП при  $T < T_N(L)$  в прослойках с толщиной  $L > 30$  монослоев. Проведенные в работе [15] измерения проводимости и гистерезиса намагниченности в эпитаксиальных сверхрешетках несколько иного состава Fe/Cr<sub>1-x</sub>Fe<sub>x</sub>(100), где  $x = 0.06$ , показали наличие двух температур антиферромагнитного перехода для случая толстой ( $L > 24$  монослоев) прослойки. Более низкая из этих температур  $T_N$  ассоциируется с переходом в состояние с „однородной“



ВСП типа фазы  $AF_0$  в объемных разбавленных сплавах  $Cr_{1-x}Fe_x$ ; как правило, на 150 К выше температуры  $T_N$  находится другая критическая температура  $T_0$  (или  $T_1$  в наших обозначениях), соответствующая переходу из „неоднородного“ состояния с ВСП в парамагнитную фазу.

Итак, можно констатировать, что эксперименты на сверхрешетках указывают на существование в области температур  $T_N(L) < T < T_1(L)$  некоторой неоднородной антиферромагнитной фазы, не имеющей аналогов в объемном хrome. К сожалению, по нейтронографическим данным весьма проблематично восстановить тонкую пространственную структуру огибающей ВСП, определяющую указанную неоднородность. Фактически можно констатировать при  $T_N(L) < T < T_1(L)$  лишь сильное размытие (уширение) на нейтронограмме центрального пика вблизи квазиимпульса  $Q = (100)\pi/(2d)$ , связанное с существованием некоторого ближнего антиферромагнитного порядка и, по-видимому, большим диффузным вкладом в рассеяние нейтронов.

Более информативным в смысле определения деталей пространственной структуры ВСП оказались эксперименты по туннельной спектроскопии так называемых оптимизированных трислоев  $Fe/Cr/Fe(100)$  с клинообразной формой прослойки и весьма совершенной структурой межфазных границ (см. ссылки в обзорах [1,2]), которая недостижима в сверхрешетках  $Fe/Cr$ . В этих экспериментах изучалась эффективная обменная связь ферромагнитных обкладок железа через прослойку хрома и, в частности, роль в этой связи антиферромагнитного упорядочения внутри прослойки. Оказалось, что, помимо ожидавшегося чередования ферро- и антиферромагнитной относительной ориентации моментов обкладок железа с изменением числа монослоев хрома  $N$  на единицу, при комнатной температуре наблюдается проскальзывание фазы (т.е. нерегулярная смена знака обмена) при  $N_i = 24, 44, 64$  ( $i = 1, 2, 3$ ); если толщина прослойки превышает  $\approx 75$  монослоев, магнитная связь между обкладками практически исчезает. Монотонный рост первой точки сбоя фазы  $N_1(T)$  с температурой от 24 до 38 монослоев прослеживается вплоть до 550 К, как бы продолжая выше  $T_N$  соответствующую зависимость полупериода длинноволновой огибающей ВСП в  $AF_1$  фазе объемного хрома [8]. Данные о зависимостях  $N_{2,3}(T)$  менее определены, но в целом свидетельствуют о росте  $N_i(T)$  в области температур  $T > T_N(L)$ .

В рамках предложенной выше модели результаты измерений  $N_i(T)$  могут быть однозначно истолкованы в пользу существования в прослойке хрома выше  $T_N(L)$  поперечно поляризованной ВСП с длинноволновой модуляцией вдоль направления роста структуры, причем величины  $N_i$  естественным образом связаны с узлами ВСП, в которых ее амплитуда обращается в нуль. Отсутствие в экспериментах линии  $N_0(T)$ , формально возникающей в нашей модели, может быть связано либо с тем обстоятельством, что реальная температура появления зарядово-индуцированного состояния с ВСП

$T_1(L)$  лежит ниже, чем рассчитанная нами температура „нулевого“ проскальзывания фазы, либо с тем, что линия  $N_0(T)$  находится в области параметров  $(T, L)$ , выходящей за рамки применимости предложенной модели.

Один из авторов (В.В.Т.) выражает благодарность Н.М. Крейнес и другим участникам семинара по физике магнитных явлений ИФП РАН за обсуждение результатов работы и полезные дискуссии.

## Список литературы

- [1] D.T. Pierce, J. Unguris, R.J. Celotta, M.D. Stiles. *J. Magn. Magn. Mater.* **200**, 2, 290 (1999).
- [2] H. Zabel. *J. Phys.: Cond. Mater.* **11**, 3, 9303 (1999).
- [3] S. Parkin, N. More, K. Roche. *Phys. Rev. Lett.* **64**, 10, 2304 (1990).
- [4] J. Unguris, R.J. Celotta, D.T. Pierce. *Phys. Rev. Lett.* **69**, 5, 1125 (1992).
- [5] E.E. Fullerton, S.D. Bader, J.L. Robertson. *Phys. Rev. Lett.* **77**, 7, 1382 (1996).
- [6] E.E. Fullerton, K.T. Riggs, C.H. Sowers, S.T. Bader. *Phys. Rev. Lett.* **75**, 2, 330 (1995).
- [7] A. Schreyer, C.F. Majkrzak, T. Zeidler, T. Schmitte, P. Bodeker, K. Theis-Brohl, A. Abromeit, J.A. Dura, T. Watanabe. *Phys. Rev. Lett.* **79**, 24, 4914 (1997).
- [8] E. Fawcett, H.L. Albrts, V.Yu. Galkin, D.R. Noakes, J.V. Yakhmi. *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1, 25 (1994).
- [9] A.M. Niklasson, B. Johansson, L. Nordstrom. *Phys. Rev. Lett.* **82**, 22, 4544 (1999).
- [10] Z.P. Shi, R.S. Fishman. *Phys. Rev. Lett.* **78**, 7, 1357 (1997); R.S. Fishman, Z.P. Shi. *Phys. Rev.* **B59**, 14, 13 849 (1999); R.S. Fishman. *J. Phys.: Cond. Matter* **13**, 2, R235 (2001).
- [11] V.V. Tugushev. In: *Electronic Phase Transitions* / Ed. by W. Hanke, Yu.V. Kopayev. *Modern Problems in Condensed Matter Sciences*. Vol. 32. North Holland, Amsterdam (1992). P. 239.
- [12] А.И. Буздин, В.Н. Меньшов, В.В. Тугушев. *ЖЭТФ* **91**, 6(12), 2204 (1986).
- [13] В.П. Минеев, К.В. Самохин. *Введение в теорию необычной сверхпроводимости*. Изд-во МФТИ, М. (1998).
- [14] M. Avignon, V. Men'shov, V. Tugushev. *Europhys. Lett.* **56**, 1, 132 (2001).
- [15] E.E. Fullerton, C.H. Sowers, S.D. Bader. *Phys. Rev.* **B56**, 9, 5468 (1997).