

ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО СОСТОЯНИЯ СВЕРХРЕШЕТОК СВЕРХПРОВОДНИК-ЗОННЫЙ АНТИФЕРРОМАГНЕТИК

В. Н. Криворучко

*Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина
Национальной академии наук Украины
340144, Донецк, Украина*

Поступила в редакцию 7 июня 1996 г.

Исследовано образование сверхпроводящей фазы в близостных сверхрешетках типа сверхпроводник-зонный антиферромагнитный металл (SC/AF) с малым периодом решетки. На основе точного решения уравнений Узаделя обсуждается возможность образования в такого типа структурах основного состояния, при котором параметр порядка ближайших сверхпроводящих слоев имеет противоположный знак (« π -фаза»). Проанализирована зависимость температуры сверхпроводящего перехода и верхнего критического поля, нормального слоям, от периода решетки, интенсивности магнитных взаимодействий в антиферромагнитном слое и состояния границы раздела слоев. Установлена нелинейная зависимость условий образования сверхпроводящего состояния слоистой SC/AF-системы от ее параметров. Сравниваются условия появления сверхпроводящей фазы в близостных сверхрешетках сверхпроводника с немагнитным, ферромагнитным и антиферромагнитным металлами.

1. ВВЕДЕНИЕ

Среди искусственных слоистых систем структуры, образованные чередующимися слоями сверхпроводящего и магнитного металлов, представляют собой идеальные объекты для исследования взаимодействия сверхпроводимости и магнетизма. Уже выполнено большое число экспериментальных и теоретических работ, посвященных изучению свойств сверхрешеток из слоев сверхпроводящего и ферромагнитного металлов (SC/FM) [1–9]. Предсказаны и в ряде случаев экспериментально установлены такие необычные свойства объектов, как сосуществование объемной сверхпроводимости и ферромагнитного упорядочения в слоях, нелинейная зависимость критических полей от температуры и др. [4–9].

Альтернированные системы сверхпроводника с антиферромагнитным металлом (SC/AF) исследованы значительно меньше (см. [1, 10–12]). Вместе с тем, например, основной ряд ВТСП-материалов получается в результате допирования слоистых антиферромагнетиков, и интенсивные антиферромагнитные корреляции спинов меди в CuO-плоскостях являются их характерной чертой. Вопрос о том, насколько тесно связаны между собой магнитные и сверхпроводящие свойства ВТСП, все еще остается открытым. В настоящее время этот и другие вопросы взаимодействия магнетизма и сверхпроводимости интенсивно дискутируются в связи с обсуждением типа симметрии параметра порядка в ВТСП-системах (см., например, [13, 14] и цитированную там литературу).

В недавней работе автора [15] получена система уравнений Узаделя для антиферромагнитных сверхпроводников, у которых один и тот же тип электронов является носи-

телем магнитных и сверхпроводящих свойств системы, а закон дисперсии электронов и дырок обладает свойством нестинга. На ее основе было исследовано образование сверхпроводящей фазы в близостных слоистых структурах SC/AF. При этом предполагалось, что толщина AF-слоя много больше соответствующей длины сверхпроводящих корреляций. Вместе с тем, технология изготовления сверхрешеток достигла в настоящее время столь впечатляющих результатов [16, 17], что изготовление решеток из слоев в несколько периодов кристаллической решетки стало вполне выполнимой задачей. Уже первые теоретические [6, 7, 18] и экспериментальные [2, 9] исследования сверхрешеток с малым периодом структуры продемонстрировали их необычные свойства, обусловленные перекрытием волновых функций конденсата соседних сверхпроводящих слоев. В частности, для решеток SC/N это приводит к количественным изменениям свойств системы [18], а для решеток SC/FM — и к появлению качественно новых состояний. Например, в системе возможна реализация состояний с нетривиальной разностью фаз между сверхпроводящими слоями (так называемая « π -фаза» [19]), обнаружена осцилляция температуры сверхпроводящего перехода по толщине ферромагнитного слоя и др. [2, 6, 7, 9].

Заметим, что свойства сверхрешетки в « π -фазе» во многом подобны свойствам сверхпроводников с d -типом спаривания [7, 9]. В связи с отмечавшейся выше дискуссией о типе спаривания в ВТСП-системах и о наличии в них слоев с сильными антиферромагнитными корреляциями вопрос о реализации « π -фазы» в тонких решетках SC/AF приобретает особую актуальность. С учетом перечисленных обстоятельств в данной работе проанализированы условия образования сверхпроводящей фазы в близостных сверхрешетках низкотемпературного сверхпроводника (SC) с зонным антиферромагнитным металлом (AF), период которых меньше либо соизмерим с характерным масштабом задачи — длинами сверхпроводящих корреляций.

В разд. 2 даны основные уравнения, описывающие переход в сверхпроводящее состояние близостных сверхрешеток SC/AF с малым периодом структуры. В разд. 3 на основе точного решения уравнений Узаделя для SC-слоя исследована возможность перехода системы в основное состояние с нетривиальной разностью фаз между ближайшими SC-слоями. В разд. 4 излагаются результаты расчета верхнего критического поля, нормального слоям, для SC/AF-систем. В этих же разделах обсуждаются условия существования близостной сверхпроводимости для сверхрешеток SC/AF, SC/N и SC/FM. Сравнение полученных теоретических результатов с существующими экспериментальными данными приведено в разд. 5. В Заключении даны выводы по работе.

2. ОБРАЗОВАНИЕ СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ ФАЗЫ В ТОНКИХ SC/AF-СВЕРХРЕШЕТКАХ. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Будем предполагать, что оба металла, SC и AF, являются «грязными», т. е. для них выполнено условие $l_{S(AF)} \ll \xi_{S(AF)}$, где $l_{S(AF)}$ — длина свободного пробега, $\xi_{S(AF)}$ — корреляционная длина в слое SC(AF). Как известно [20, 21], сверхпроводящее состояние таких металлов удобно описывать проинтегрированными по энергии и усредненными по поверхности Ферми функциями Грина.

SC-слой. Для SC-слоя имеем обычную систему уравнений Узаделя для функций Грина $G_S(\mathbf{r}, \omega)$ и $F_S(\mathbf{r}, \omega)$, описывающих нормальные возбуждения в системе и конденсат куперовских пар соответственно. Выписывая только независимые соотношения, имеем

$$-\frac{D_S}{2}\Pi(G_S(\mathbf{r},\omega)\Pi F_S(\mathbf{r},\omega) - F_S(\mathbf{r},\omega)\nabla G_S(\mathbf{r},\omega)) = \frac{\Delta_S(\mathbf{r})}{\hbar}G_S(\mathbf{r},\omega) - \omega F_S(\mathbf{r},\omega), \quad (1)$$

$$G_S^2(\mathbf{r},\omega) + F_S(\mathbf{r},\omega)F_S^+(\mathbf{r},\omega) = 1.$$

Здесь $\Pi = \nabla + 2\pi i\mathbf{A}/\Phi_0$ — градиентно-инвариантный оператор импульса, \mathbf{A} — векторный потенциал, Φ_0 — квант потока; D_S — коэффициент диффузии в SC-слое; $\hbar\omega = \pi T(2n + 1)$, $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$. Уравнение самосогласования для параметра порядка $\Delta_S(\mathbf{r})$ и функции $F_S(\mathbf{r},\omega)$ имеет стандартный вид:

$$\Delta_S(\mathbf{r}) = \pi T \lambda \sum_{\omega} F_S(\mathbf{r},\omega), \quad (2)$$

где λ — константа межэлектронного взаимодействия, формирующего сверхпроводящие корреляции электронов, и суммирование ограничено частотой Дебая Ω_D (постоянная Больцмана $k_B = 1$).

Вблизи фазового перехода в нормальное состояние $G_S(\mathbf{r},\omega) \simeq \text{sign}(\omega)$, а для аномальной функции Грина имеем линеаризованное уравнение

$$-\frac{D_S}{2}\Pi^2 F_S(\mathbf{r},\omega) = \frac{\Delta_S(\mathbf{r})}{\hbar} - \omega F_S(\mathbf{r},\omega). \quad (3)$$

Удобно далее ввести характерную длину сверхпроводящих корреляций в SC-слое $\xi_S = (\hbar D_S / 2\pi T_{c0})^{1/2}$, где T_{c0} — температура сверхпроводящего перехода объемного SC-материала. Параметр ξ_S связан с корреляционной длиной в теории Гинзбурга–Ландау $\xi_{GL}(T)$ соотношением

$$\xi_{GL}(T) = \frac{\pi}{2}\xi_S \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{-1/2}.$$

AF-слой. Магнитные свойства многих зонных антиферромагнетиков тесно связаны с особенностями их зонной структуры [22]. А именно: поверхность Ферми таких металлов обладает свойством нестинга, т. е. состоит из почти совпадающих при трансляции на некоторый волновой вектор \mathbf{Q} (вектор нестинга) электронных и дырочных участков. Переход в магнитоупорядоченное состояние сопровождается появлением на поверхности Ферми триплетной по спину диэлектрической щели. Типичными представителями зонных антиферромагнетиков являются Cr и сплавы на его основе [23]. Именно эти соединения использовались во всех известных в настоящее время экспериментальных исследованиях металлических сверхрешеток типа SC/AF. Поэтому ниже, оценивая параметры AF-слоя, мы будем подразумевать магнетики на основе хрома. Обширные экспериментальные данные по магнитным свойствам Cr и его соединений собраны в обзоре [23].

Как известно [24], металлический контакт со сверхпроводником приводит к появлению наведенной (близостной) сверхпроводимости тонкого слоя нормального металла. Наведенное сверхпроводящее состояние AF-металла описывается следующей системой независимых уравнений [15]:

$$-\frac{D_n}{2}\Pi(G_{11}(\mathbf{r},\omega)\Pi F_{11}(\mathbf{r},\omega) - F_{11}(\mathbf{r},\omega)\nabla G_{11}(\mathbf{r},\omega)) = \frac{\Delta_{1n}(\mathbf{r})}{\hbar}G_{11}(\mathbf{r},\omega) - \omega F_{11}(\mathbf{r},\omega), \quad (4)$$

$$-\frac{D_n}{2}\Pi(G_{22}(\mathbf{r},\omega)\Pi F_{22}(\mathbf{r},\omega) - F_{22}(\mathbf{r},\omega)\nabla G_{22}(\mathbf{r},\omega)) = \frac{\Delta_{2n}(\mathbf{r})}{\hbar}G_{22}(\mathbf{r},\omega) - \omega F_{22}(\mathbf{r},\omega), \quad (5)$$

$$D_n \nabla (G_{11}(\mathbf{r}, \omega) \nabla G_{12}(\mathbf{r}, \omega) - G_{12}(\mathbf{r}, \omega) \nabla G_{22}(\mathbf{r}, \omega)) - 2\omega G_{12}(\mathbf{r}, \omega) - i \frac{H_{exc}}{\hbar} (G_{11}(\mathbf{r}, \omega) + G_{22}(\mathbf{r}, \omega)) = 0, \quad (6)$$

$$D_n \nabla (G_{12}(\mathbf{r}, \omega) \nabla G_{11}(\mathbf{r}, \omega) - G_{22}(\mathbf{r}, \omega) \nabla G_{21}(\mathbf{r}, \omega)) + 2\omega G_{21}(\mathbf{r}, \omega) - i \frac{H_{exc}}{\hbar} (G_{11}(\mathbf{r}, \omega) + G_{22}(\mathbf{r}, \omega)) = 0. \quad (7)$$

Здесь аномальные функции Грина $F_{11(22)}$, как обычно, описывают конденсат куперовских пар, а функции $G_{11(22)}$ и $G_{12(21)}$ — нормальные возбуждения в системе; D_n — коэффициент диффузии в AF-слое; $\Delta_{1n, 2n}$ — зонные параметры сверхпроводящего упорядочения; магнитный параметр H_{exc} (энергия антиферромагнитного обмена) можно считать величиной действительной [25, 26]. Справедливо также условие нормировки

$$G_{ii}^2(\mathbf{r}, \omega) + F_{ii}(\mathbf{r}, \omega) F_{ii}^+(\mathbf{r}, \omega) + G_{ij}(\mathbf{r}, \omega) G_{ij}^+(\mathbf{r}, \omega) = 1,$$

где $i \neq j = 1, 2$ и по повторяющимся индексам нет суммирования.

В отношении системы уравнений (4)–(7) отметим следующее обстоятельство. Как известно, в отсутствие взаимодействий, нарушающих инвариантность по отношению к операции обращения времени, гамильтониан системы коммутирует с оператором обращения времени \hat{T} . В результате энергия обращенных во времени одноэлектронных состояний одинакова и возможно куперовское спаривание состояний (\mathbf{k}, σ) и $(-\mathbf{k}, -\sigma)$. Для (антиферро)магнитных взаимодействий типа

$$H_{int} = H_{exc} \sum_{\sigma} [\psi_{\sigma}^+(\mathbf{r}) \varphi_{-\sigma}(\mathbf{r} + \mathbf{a}) + \varphi_{\sigma}^+(\mathbf{r} + \mathbf{a}) \psi_{-\sigma}(\mathbf{r})],$$

где $\psi_{\sigma}^+(\mathbf{r})$, $\psi_{\sigma}(\mathbf{r})$ и $\varphi_{\sigma}^+(\mathbf{r})$, $\varphi_{\sigma}(\mathbf{r})$ — операторы рождения и уничтожения электронов и дырок в 1-й и 2-й зонах соответственно, \mathbf{a} — вектор трансляции, связывающий магнитные подрешетки, инвариантность нарушена: $[H_{int}, \hat{T}] \neq 0$. (Преобразование операторов $(\psi_{\sigma}^+ \varphi_{-\sigma})$ относительно операции \hat{T} аналогично преобразованию спиновых операторов $S^{\pm} = S^x \pm iS^y$.) Полный гамильтониан системы теперь коммутирует с оператором $\hat{Y} = \hat{T} \hat{R}$, где \hat{R} — оператор трансляции на вектор \mathbf{a} . При сверхпроводящем спаривании электронов из одной и той же зоны (подрешетки) это обстоятельство не существенно. Однако при наличии межзонных сверхпроводящих корреляций совместимым с AF-упорядочением оказывается не синглетный, а триплетный тип электронных сверток (можно провести определенную аналогию со сверхпроводящими фазами систем с тяжелыми фермионами [27] и ^3He [28]; см. также гл. 9 в [29]). Мы предполагаем, что сверхпроводящие свойства SC-слоя обусловлены обычным (синглетным) типом спаривания. Поскольку сверхпроводимость AF-слоя носит наведенный характер, нет оснований (например, из соображений симметрии) ожидать появления в нем триплетных корреляций. С учетом этого обстоятельства система уравнений (4)–(7) содержит только внутризонные сверхпроводящие корреляционные функции s -типа.

Зонные антиферромагнетики на основе хрома имеют довольно высокую температуру Нееля: $T_N \sim 200\text{--}300$ К [23]. Учитывая данное обстоятельство, мы ограничимся рассмотрением наиболее актуальной ситуации, когда температура магнитного упорядочения T_N существенно превышает температуру сверхпроводящего перехода SC/AF-сверхрешетки $T_c \leq T_{c0} \ll T_N$. Фактически это означает, что при исследовании условий образования сверхпроводящей фазы мы будем пренебрегать температурными изменениями

магнитных свойств AF -слоя. Кроме того, в разд. 4 будем предполагать, что верхнее критическое поле сверхпроводящего состояния не превышает полей перехода AF -слоя из антиферромагнитной фазы в фазу с иной магнитной конфигурацией.

Удобно перейти от зонных к «полным» переменным $F_{AF}(\mathbf{r}, \omega) = F_{11}(\mathbf{r}, \omega) + F_{22}(\mathbf{r}, \omega)$ и $\Delta_{AF}(\mathbf{r}) = \Delta_{1n}(\mathbf{r}) + \Delta_{2n}(\mathbf{r})$. Тогда линеаризованное уравнение для аномальной функции Грина F_{AF} приобретает вид [15]

$$\frac{D_n}{2} G_{AF}(\mathbf{r}, \omega) \Pi^2 F_{AF}(\mathbf{r}, \omega) = \omega F_{AF}(\mathbf{r}, \omega) - \frac{\Delta_{AF}(\mathbf{r})}{\hbar} G_{AF}(\mathbf{r}, \omega), \quad (8)$$

где $G_{AF}(\mathbf{r}, \omega) = \hbar \omega \operatorname{sign}(\omega) ((\hbar \omega)^2 + H_{exc}^2)^{-1/2}$. Далее воспользуемся подстановкой $F_{AF}(\mathbf{r}, \omega) = \Delta_{AF} G_{AF}(\mathbf{r}, \omega) (\hbar \omega - \pi T)^{-1}$ и придадим уравнению (8) стандартную запись:

$$\Pi^2 F_{AF}(\mathbf{r}, \omega) = k_{AF}^2 F_{AF}(\mathbf{r}, \omega), \quad k_{AF}^2 = 2\pi T (\hbar D_n G_{AF}(\mathbf{r}, \omega))^{-1}. \quad (9)$$

В рассматриваемых системах типичные температуры сверхпроводящего перехода $T_c < 10$ К [10–12], т. е. характерные частоты $\hbar \omega \sim T_c \ll T_N$. В рамках принятого нами пренебрежения температурным изменением свойств AF -слоя для k_{AF} справедливо выражение

$$k_{AF} = 2/\xi_{AF}, \quad \xi_{AF} = (2\hbar D_n / H_{exc})^{1/2}. \quad (10)$$

Здесь мы ввели характерную длину затухания сверхпроводящих корреляций в AF -слое ξ_{AF} . Отметим, что разрушение куперовских пар в AF -слое происходит значительно эффективнее, чем в нормальном немагнитном слое той же толщины: ξ_{AF} много меньше соответствующей длины затухания $\xi_N = (\hbar D_n / 2\pi T)^{1/2}$ [30] в нормальном металле с таким же коэффициентом диффузии. В этом действии антиферромагнитного обменного поля совпадает с действием ферромагнитного. Различие же состоит в том, что для FM -слоя уравнение типа (10) содержит комплексный параметр — характерный волновой вектор для FM -металла есть [4, 6]

$$k_{FM} = 2(1+i)/\xi_{FM}, \quad \xi_{FM} = (4\hbar D_n / H_{exc})^{1/2} \quad (11)$$

(здесь H_{exc} — ферромагнитное обменное поле). Последнее обстоятельство, как будет показано ниже, является принципиальным и приводит к качественному различию свойств систем SC/FM и SC/AF с малым периодом решетки.

Уравнения (3) и (9) следует дополнить граничными условиями на поверхности раздела слоев. Мы воспользуемся соотношениями вида [31, 32]

$$F_S(\mathbf{r}, \omega) = F_{AF}(\mathbf{r}, \omega), \quad \frac{d}{dr} F_S(\mathbf{r}, \omega) = \eta \frac{d}{dr} F_{AF}(\mathbf{r}, \omega). \quad (12)$$

Феноменологический параметр η зависит от характера рассеяния электронов на границе и свойств материала слоев; в общем случае его значение неизвестно. При зеркальном отражении на границе $\eta = \sigma_{AF}/\sigma_S$, где σ_{AF} (σ_S) — проводимость слоя AF (SC) в нормальном состоянии.

Отметим также, что нормальные электроны AF -слоя, проникая в SC -слой, наводят в последнем магнитные свойства — своеобразный «магнитный эффект близости». Для «чистых» сверхпроводников эффекты магнитной близости существенны вплоть до расстояний порядка ξ_S и учет этого обстоятельства необходим при рассмотрении свойств сверхрешеток из «чистых» металлов [33]. В грязном пределе ($l_S \ll \xi_S$) магнитные корреляции внутри SC -слоя проявляются на расстояниях порядка длины свободного пробега l_S , и поэтому ими можно пренебречь.

3. ТЕМПЕРАТУРА СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ПЕРЕХОДА; СОСТОЯНИЯ С НЕТРИВИАЛЬНОЙ РАЗНОСТЬЮ ФАЗ МЕЖДУ SC-СЛОЯМИ

Как уже отмечалось, для сверхрешеток из тонких слоев нормального металла существенны эффекты перекрытия волновых функций конденсата от следующих за ближайшими соседями слоев. Данное обстоятельство можно учесть, решая уравнения Узаледа для SC-слоя точно и удовлетворяя граничные условия для каждого значения ω .

Потребуем, чтобы функции $F_{S,AF}(r, \omega)$ удовлетворяли условию периодичности в виде

$$F_{S,AF}(z + L, \omega) = \exp(-i\varphi)F_{S,AF}(z, \omega), \quad (13)$$

где $L = d_S + d_{AF}$ — период решетки, а φ — разность фаз между ближайшими SC-слоями. Мы совместили плоскость xy системы координат с границей раздела слоев, а ось z выбрали ортогональной слоям. В данном разделе считаем также, что магнитное поле $\mathbf{H} = \text{rot } \mathbf{A} = 0$.

Определим температуру сверхпроводящего перехода как наибольшее значение $T(\varphi)$, при котором функция Грина конденсата куперовских пар удовлетворяет уравнениям (3), (9) и граничным условиям (13). Учитывая, что возможна реализация состояний с нетривиальной разностью фаз φ между SC-слоями, для функции $F_{AF}(z, \omega)$ ищем решение, несимметричное относительно середины AF-слоя:

$$F_{AF}(z, \omega) = C_1 \exp(k_{AF}z) + C_2 \exp(-k_{AF}z), \quad d_S \leq z \leq d_S + d_{AF}.$$

Явный вид коэффициентов C_1 и C_2 находится из граничных условий и соотношения периодичности. Имеем

$$2 \text{sh}(k_{AF}d_{AF})C_1 = F_S(0, \omega) \exp(-i\varphi - k_{AF}d_S) - F_S(d_S, \omega) \exp(-k_{AF}L),$$

$$2 \text{sh}(k_{AF}d_{AF})C_2 = F_S(d_S, \omega) \exp(k_{AF}L) - F_S(0, \omega) \exp(-i\varphi + k_{AF}d_S).$$

Удобно выполнить фурье-преобразование по переменной z и свести дифференциальное уравнение (3) к алгебраическому:

$$-\frac{\hbar D_S}{2d_S} [(-1)^m F'_S(d_S, \omega) - F'_S(0, \omega)] + \frac{\hbar D_S q_m^2}{2} F_S(q_m, \omega) = \Delta_S(q_m) - \hbar|\omega|F_S(q_m, \omega) \quad (14)$$

с $q_m = \pi m/d_S$, $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$. Значения производных $F'_S(d_S, \omega)$, $F'_S(0, \omega)$ можно выразить через значения самой функции, если в фурье-образе граничных условий (12) воспользоваться явным видом для коэффициентов C_1 и C_2 . Получаем

$$\begin{aligned} F'_S(0, \omega) \text{sh}(k_{AF}d_{AF}) = \\ = \eta k_{AF} \sum_{m'} \left\{ F_S(q_{m'}, \omega) \text{ch}(k_{AF}d_{AF}) - (-1)^{m'} \exp(i\varphi) F_S(d_S, \omega) \right\}, \end{aligned} \quad (15a)$$

$$\begin{aligned} F'_S(d_S, \omega) \text{sh}(k_{AF}d_{AF}) = \\ = -\eta k_{AF} \sum_{m'} \left\{ (-1)^{m'} F_S(q_{m'}, \omega) \text{ch}(k_{AF}d_{AF}) - \exp(i\varphi) F_S(q_{m'}, \omega) \right\}. \end{aligned} \quad (15b)$$

Используя полученные соотношения, представим функцию $F_S(q_m, \omega)$ в компактном виде:

$$F_S(q_m, \omega) = \frac{\Delta_S(q_m)}{A(q_m, \omega)} - \frac{1}{A(q_m, \omega)} \sum_{m'} B_{mm'}(\omega) F_S(q_{m'}, \omega). \quad (16)$$

Здесь введены обозначения

$$A(q_m, \omega) = \hbar|\omega| + \frac{1}{2}\hbar D_S q_m^2, \quad (17)$$

$$B_{mm'}(\omega) = \frac{\hbar \eta D_S k_{AF}}{2d_S \operatorname{sh}(k_{AF} d_{AF})} \left\{ \left[1 + (-1)^{m+m'} \right] \operatorname{ch}(k_{AF} d_{AF}) - \right. \\ \left. - \left[(-1)^m \exp(-i\varphi) + (-1)^{m'} \exp(i\varphi) \right] \right\}.$$

Значения сумм

$$\sum_m F_S(q_m, \omega), \quad \sum_m (-1)^m F_S(q_m, \omega),$$

вошедших в (16), легко найти, используя само выражение (16). Наконец, подставляя (16) в фурье-образ условия самосогласования (2), после простых, но несколько громоздких вычислений, получаем систему линейных уравнений для фурье-образа параметра порядка SC-слоя $\Delta_S(q_m)$:

$$\sum_{m'=-\infty}^{\infty} A_{mm'}(\omega) \Delta_S(q_{m'}) = 0, \quad (18)$$

$$A_{mm'}(\omega) = \left[1 - \pi T \lambda \sum_{\omega} A^{-1}(q_m, \omega) \right] \delta_{mm'} + \pi T \lambda \sum_{\omega} \gamma_{mm'} A^{-1}(q_m, \omega) A^{-1}(q_{m'}, \omega).$$

Явный вид коэффициента $\gamma_{mm'}$ приведен в Приложении (выражение (П.1)).

Система уравнений (18) имеет нетривиальные решения, если

$$\det |A_{mm'}(\omega)| = 0. \quad (19)$$

Наибольшее значение $T(\varphi)$, при котором выполняется это равенство, и есть температура сверхпроводящего перехода SC-слоя. Уравнение (19) решалось численно; некоторые детали численного метода вынесены в Приложение. На рисунках 1–3 представлены результаты вычисления температуры сверхпроводящего перехода сверхрешеток SC/AF. К обсуждению полученных результатов мы и перейдем.

Прежде всего отметим, что свойства сверхрешетки SC/AF очень чувствительны к значениям параметра $\epsilon = \xi_{AF}(\eta \xi_S)^{-1}$, характеризующего интенсивность воздействия обменного поля на куперовские пары в окрестности границы раздела слоев. При этом значения $\epsilon \gg 1$ отвечают слабому влиянию обменного поля (рис. 1, 2), а $\epsilon \sim 1$ — сильному (рис. 1, 3). В общем случае видно, что, как и для подрешеток с большим периодом [15], при каждом данном значении d_{AF} сверхпроводящее состояние реализуется, если толщина SC-слоя больше некоторой критической. Для систем с достаточно

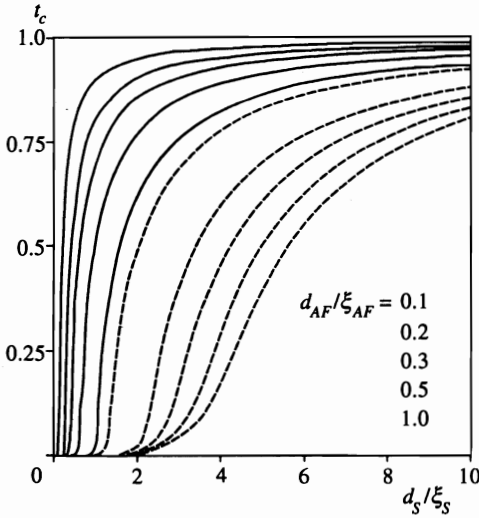


Рис. 1. Зависимость приведенной температуры сверхпроводящего перехода SC/AF-сверхрешетки $t_c = T_c/T_{c0}$ от приведенной толщины SC-слоя d_S/ξ_S и параметра состояния границы раздела ϵ . Сплошными линиями представлены результаты для $\epsilon = 10$, штриховыми — для $\epsilon = 1$

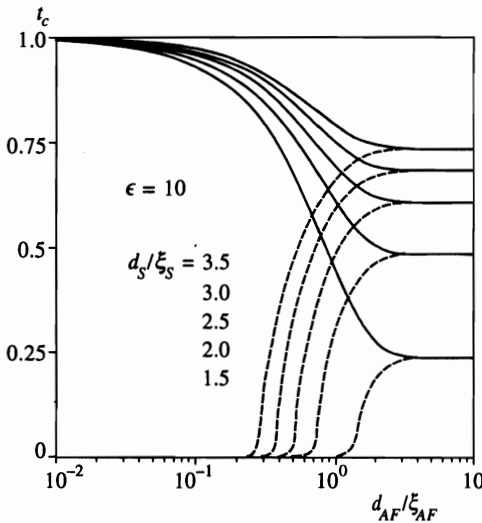


Рис. 2. Приведенная температура сверхпроводящего перехода SC/AF-сверхрешетки $t_c = T_c/T_{c0}$ как функция приведенной толщины AF-слоя d_{AF}/ξ_{AF} при слабых магнитных эффектах на границе раздела слоев ($\epsilon = 10$). Здесь и на рис. 3 сплошными линиями представлены результаты при нулевой разности фаз между SC-слоями, $T_c(\varphi = 0)$, а штриховыми — при конечной, $T_c(\varphi = \pi)$

толстыми SC-слоями с ростом d_{AF} возможен переход в режим двумерной (2D) сверхпроводимости, когда критическая температура не зависит от d_{AF} (см. результаты, представленные сплошными линиями на рис. 2, 3). При слабом влиянии обменного поля этот режим наблюдается уже для тонких SC-слоев: $d_S < \xi_S$ (рис. 2); при сильном — для толстых AF-слоев (рис. 3). Значение d_{AF} перехода в 2D-состояние в обоих предельных случаях приблизительно одно и то же: $d_{AF} \approx 2\xi_{AF}$, а вот значения критической температуры 2D-сверхпроводимости — существенно разные. По этим свойствам поведение SC/AF-сверхрешеток аналогично поведению SC/FM-структур [3, 6].

Наиболее существенные различия между системами SC/AF и SC/FM проявляются в отношении перехода в состояние с конечной разностью фаз между SC-слоями и смены рода фазового перехода в нормальное состояние. На рис. 2 и 3 сплошными ли-

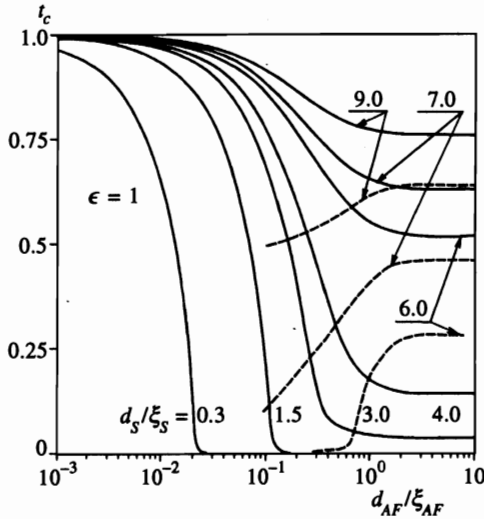


Рис. 3. То же, что на рис. 2, но при $\epsilon = 1$. Значения для $T_c(\varphi = \pi)$ приведены только в области двумерной сверхпроводимости

ниями изображена зависимость T_c от периода решетки при нулевой разности фаз между ближайшими SC-слоями, а штриховыми — при конечной разности $\varphi = \pi$. Видно, что критическая температура основного состояния, при котором параметр порядка между ближайшими SC-слоями имеет противоположные знаки, всегда ниже температуры перехода в состояние с $\varphi = 0$. Любопытно, что если при слабых магнитных эффектах значения $T_c(0)$ и $T_c(\pi)$ в режиме $2D$ -сверхпроводимости равны (см. рис. 2), то при $\epsilon \sim 1$ величина $T_c(\pi)$ сильно подавлена даже в этой области (см. результаты для $d_S > 3\xi_S$ на рис. 3).

Таким образом, « π -фаза» в сверхрешетках SC/AF не реализуется, и в этом их свойства аналогичны свойствам SC/N-систем [18]. Физическое происхождение такого поведения обусловлено тем, что в AF-слое, как и в N-слое, волновая функция куперовской пары монотонно затухает в глубь слоя, в то время как для FM-слоя это затухание носит еще и осциллирующий характер. Заметим, что аналогичные выводы об энергетической невыгодности основного состояния с конечной разностью фаз между SC-слоями получены и для решеток из «чистых» SC- и AF-слоев [7]. Микроскопический анализ на основе уравнений Горькова показывает [7], что для структур с джозефсоновской связью между SC и AF-слоями « π -фаза» отсутствует при всех разумных соотношениях между H_{ex} и энергией Ферми.

Еще в ранней работе Сарма [34] обсуждался эффект смены рода фазового перехода в сверхпроводящее состояние со 2-го на 1-й с ростом обменного магнитного поля, действующего на спины электронов. Такого типа явление предсказано недавно для тонких SC/FM-сверхрешеток [6]. Как следует из результатов нашего рассмотрения, действие антиферромагнитного обменного поля не меняет род перехода тонких SC/AF-сверхрешеток в нормальное состояние.

4. ВЕРХНЕЕ КРИТИЧЕСКОЕ ПОЛЕ $H_{c2\perp}$

Значения верхнего критического поля нормального слоям будем находить, решая уравнения Узаделя для SC-слоя точно. Однако, учитывая результаты предыдущего раздела, ограничимся рассмотрением только состояний с $\varphi = 0$.

Перпендикулярное слоям магнитное поле проникает в решетку в виде модулированных вдоль поля вихрей Абрикосова. Выполняя, как обычно, разделение переменных вида $F_{S,AF}(\mathbf{r}, \omega) = f(x, y)g_{S,AF}(z, \omega)$ для AF-слоя из (8) получаем

$$\begin{aligned} \frac{d^2}{dz^2} g_{AF}(z, \omega) &= q_N^2 g_{AF}(z, \omega), \\ -(\Pi_x^2 + \Pi_y^2) f(x, y) &= (q_N^2 - k_{AF}^2) f(x, y) = \frac{2\pi H}{\Phi_0} f(x, y). \end{aligned} \quad (20)$$

Как и для объемных сверхпроводников [35], наименьшее собственное значение уравнения (20) дает наибольшее значение $H = H_{c2\perp}$, так что

$$q_N^2 = k_{AF}^2 + 2\pi H_{c2\perp} / \Phi_0. \quad (21)$$

Функцию $g_{AF}(z, \omega)$ ищем в виде симметричном относительно середины AF-слоя:

$$g_{AF}(z, \omega) = C_N \operatorname{ch} \left[q_N \left(\frac{d_{AF}}{2} - |z| \right) \right].$$

Соотношения типа (14)–(16) также существенно упрощаются из-за условия $F_S(0, \omega) = F_S(d_S, \omega)$. В результате, следуя вычислениям предыдущего раздела, приходим к уравнениям аналогичным (18), (19), где, однако, коэффициент $A(q_m, \omega)$ (17) имеет вид

$$A(q_m, \omega) = \hbar|\omega| + \frac{\hbar D_S}{2} \left(q_m^2 + \frac{2\pi H_{c2\perp}}{\Phi_0} \right), \quad (22)$$

а параметр $\gamma_{mm'} = \gamma_{mm'}(H)$ представлен выражением (П.2) Приложения. Значения $H_{c2\perp}$ находились численным решением уравнения (19) с $A(q_m, \omega)$ (22) и $\gamma_{mm'}(H)$ (П.2). Полученные результаты представлены на рис. 4–6.

Удобно далее ввести в рассмотрение верхнее критическое поле в теории Гинзбурга–Ландау $H_{cGL} = \Phi_0 / 2\pi \xi_S^2$ и приведенное критическое поле $h_{c2} = H_{c2\perp} / H_{cGL}$. На рис. 4 показана зависимость приведенного критического поля h_{c2} от приведенной температуры $t = T/T_{c0}$ при различных условиях рассеяния электронов на границе раздела слоев ϵ и фиксированном периоде решетки. Зависимость критического поля для различных значений d_S и фиксированных ϵ , T и d_{AF} показана на рис. 5, а для различных значений d_{AF} и фиксированных ϵ , T и d_S — на рис. 6. Заметим, что в настоящее время нет публикаций, в которых вычисляется верхнее критическое поле тонких SC/FM-сверхрешеток. Поэтому ниже дано сравнение полученных результатов только с SC/N-системами.

Как обычно, для перпендикулярного слоям поля наблюдается (см. рис. 4) линейная зависимость его критической величины $H_{c2\perp}$ от температуры в широкой окрестности T_c и выход на насыщение при низких температурах. Такое поведение $H_{c2\perp}$ соответствует трехмерному характеру сверхпроводящего состояния решеток. Отметим, что значение

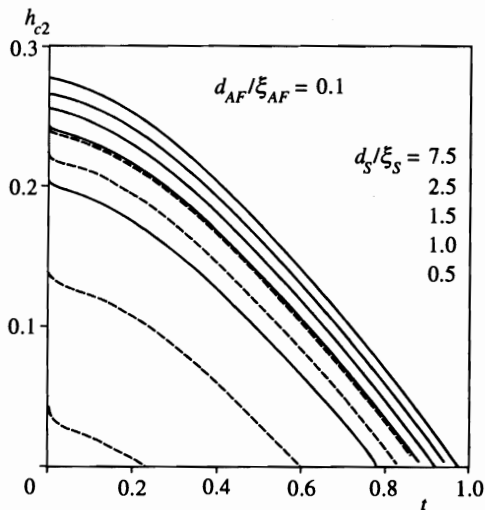


Рис. 4. Зависимость верхнего критического поля, перпендикулярного слоям SC/AF-решетки, $h_{c2} = H_{c2\perp}/H_{c2GL}$, от приведенной температуры $t = T/T_{c0}$ при различных условиях рассеяния электронов на границе раздела слоев ϵ и фиксированной толщине SC- и AF-слоев. Здесь и на рис. 5, 6 сплошными линиями представлены результаты для $\epsilon = 10$, штриховыми — для $\epsilon = 1$

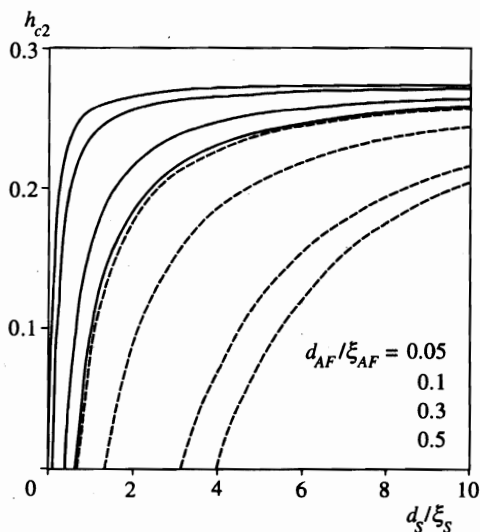


Рис. 5. Зависимость верхнего критического поля h_{c2} , перпендикулярного слоям решетки, от приведенной толщины SC-слоя, при различных значениях толщины AF-слоя и условиях рассеяния электронов на границе раздела слоев; $T = 0.1T_c$

поля $H_{c2\perp}(T=0)$ существенно зависит от толщины SC-слоя. Вместе с тем, для сверхрешеток сверхпроводника с немагнитным металлом при не слишком тонких SC-слоях $H_{c2\perp}(T)$ стремится к одному и тому же значению $H_{c2\perp}(0)$ [36, 5]. Эффекты распаривания магнитной природы, а не состояние границы раздела, являются для значения $H_{c2\perp}$ определяющими.

Из результатов, представленных на рис. 5 и 6 следует, что при каждом данном значении d_{AF} поле $H_{c2\perp} \neq 0$, если толщина SC-слоя больше некоторой критической. Значение d_{Scr} тем больше, чем больше d_{AF} , и сильно зависит от параметра ϵ . В режиме 2D-сверхпроводимости верхнее критическое поле не зависит от периода решетки (см. рис. 6); значение же $H_{c2\perp}(2D)$ существенно определяется интенсивностью рассеяния

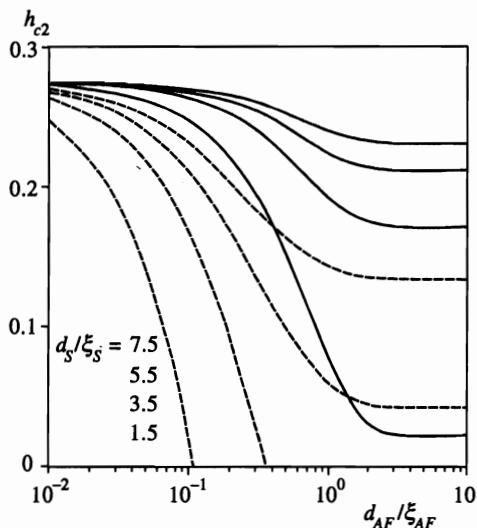


Рис. 6. Зависимость верхнего критического поля h_{c2} , перпендикулярного слоям решетки, от приведенной толщины AF-слоя при различных значениях толщины SC-слоя и условиях рассеяния электронов на границе раздела слоев; $T = 0.1T_c$.

куперовских пар на границе раздела слоев.

Выражение (21) можно переписать, используя характерные параметры задачи ξ_S , ξ_{AF} и H_{c2GL} в виде

$$q_N = \frac{2}{\xi_{AF}} \left[1 + \frac{H_{c2L}}{4H_{c2GL}} \left(\frac{\xi_{AF}}{\xi_S} \right)^2 \right]^{1/2}$$

Из такой записи видно, что поле позволяет исследовать зависимость свойств системы еще и от параметра $\kappa = \xi_{AF}/\xi_S$. Напомним, что при $H = 0$ отношение корреляционных длин слоев входит только в комбинации с параметром η , характеризующим состояние границы раздела слоев. Результаты, представленные на рис. 4–6, получены при $\kappa = 1$; варьирование κ в десять раз как в меньшую, так и в большую стороны от этого значения, меняло численные результаты не более чем на несколько процентов. На наш взгляд, это подтверждает гипотезу Дойчера и де Жена [37] о том, что подавление сверхпроводящего параметра порядка в близостных контактах сверхпроводника с магнетиком обусловлено прежде всего разрушением куперовских пар на магнитных дефектах границы раздела слоев, а не типом магнитного порядка в глубине нормального слоя.

5. СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Из-за отсутствия систематического экспериментального исследования SC/AF-систем с малым периодом решетки удается провести только качественное сравнение результатов теории с экспериментом. Так, быстрый спад температуры сверхпроводящего перехода с увеличением толщины AF-слоя при достаточно тонких SC-слоях и выход T_c на насыщение при больших значениях d_S обнаружен как в первых экспериментах по исследованию эффекта близости в контактах SC/AF [1], так и в более поздних исследованиях SC/AF-сверхрешеток [11, 12]. Вместе с тем, существует ряд неоднозначных и дискуссионных моментов. Неоднозначность в интерпретации результатов для

решеток Nd/Cr [12] обусловлена большой величиной переходного слоя между SC- и AF-металлами. Толщина его ($\approx 20 \text{ \AA}$) соизмерима с толщиной слоя Cr (30 \AA). Фактически, исследованные объекты состояли из трех альтернированных слоев; на это указывает и наблюдавшийся в [12] двухступенчатый характер перехода в сверхпроводящее состояние таких решеток.

По-видимому, наиболее детальные на сегодняшний день исследования SC/AF-систем выполнены в работе [11]. Авторы изучали условия образования сверхпроводящего состояния в сверхрешетках V/Cr, варьируя толщину SC-слоя от 98 до 197 атомных слоев ванадия, а AF-слоя — от 3 до 100 атомных слоев хрома. Было установлено, что начиная с $d_{Cr} \approx 80$ атомных слоев сверхпроводимость носит квазидвумерный характер. Температура перехода монотонно падает с ростом AF-слоя в области 3D-сверхпроводимости и обнаруживает тенденцию к насыщению в области 2D-сверхпроводимости, что согласуется с нашими результатами. Вместе с тем, в одной серии образцов (приготовленных, однако, в иных, чем остальные, условиях) в области 2D-сверхпроводимости обнаружено немонотонное поведение $T_c(d_{Cr})$.

В [10] исследовалась зависимость верхних критических полей мультислоистых систем Pb-Bi/Cr от толщины SC-слоя при фиксированной температуре. Заметим, что данные системы лучше удовлетворяют требованиям модели: Cr не смешивается с Pb и Bi, и граница раздела слоев, по-видимому, достаточно резкая. Кроме того, в решетках [10] нормальные слои были относительно тонкими: $d_{AF} = 20 \text{ \AA}$ и 75 \AA , и следует ожидать, что для систем с $d_S < 5\xi_S$ (для Pb-Bi-сплава $\xi_S \approx 200 \text{ \AA}$) интерференционные эффекты уже существенны. Для решеток с толщиной SC-слоя в интервале $1.5\xi_S \leq d_S \leq 10\xi_S$ наблюдался рост $H_{c2\perp}$ с ростом d_S . Такая зависимость поведения $H_{c2\perp}$ от толщины SC-слоя характерна и для результатов, представленных на рис. 5 и 6. Неясной, однако, остается причина заметного превышения критическим полем сверхрешеток с $10\xi_S \leq d_S \leq 15\xi_S$ критического поля объемного образца Pb-Bi сплава H_{c2}^{bulk} . Однако в области $d_S > 15\xi_S$ экспериментальные значения поля $H_{c2\perp} \approx H_{c2}^{bulk}$, что и следует ожидать из физических соображений.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как показано в настоящей работе, общие зависимости температуры сверхпроводящего перехода и верхнего критического поля $H_{c2\perp}$ от параметров системы для тонких сверхрешеток SC/AF и SC/N качественно совпадают. А именно: T_c быстро падает с увеличением нормального слоя при достаточно тонких SC-слоях и выходит на насыщение при большой толщине SC-слоя. Как и для SC/N-систем, энергетически невыгодным является переход в основное состояние с ненулевой разностью когерентной фазы между слоями; не меняется род перехода. В количественном же отношении условия образования сверхпроводящей фазы в SC/AF-системах могут существенно отличаться от таковых для SC/N-систем из-за магнитных эффектов рассеяния на границе раздела слоев. Мы установили также качественные различия между сверхрешетками SC/AF и SC/FM с малым периодом. Они проявляются прежде всего в отношении смены рода фазового перехода в нормальное состояние и перехода в сверхпроводящее состояние с конечной разностью когерентной фазы между SC-слоями.

Что же касается отмечавшейся в предыдущем разделе некоторых несоответствий теории с экспериментальными данными, то, кроме вероятных объяснений, приве-

денных авторами работ [10, 11], отметим еще и следующее. Интерпретация результатов [10, 11] проводилась в приближении одной (антиферро)магнитной фазы Ст. Вместе с тем, хром и его сплавы отличаются большим разнообразием магнитных фаз, в том числе с магнитной ячейкой, несоизмеримой с кристаллической решеткой [23]. Внешним воздействием легко осуществить переход из одной фазы в другую. В окрестности магнитных фазовых переходов следует ожидать немонотонной зависимости как температуры перехода, так и верхних критических полей сверхпроводящего состояния системы от периода решетки. Здесь мы этих вопросов не касались, так как они заслуживают, на наш взгляд, отдельного рассмотрения.

Автор выражает благодарность А. Дьяченко и Ю. Медведеву за чтение работы в рукописи и ценные замечания, а так же В. Таренкову за полезное обсуждение экспериментов [9, 11].

ПРИЛОЖЕНИЕ

Коэффициент $\gamma_{mm'}$ определен следующим выражением:

$$\begin{aligned} \gamma_{mm'} = & \left\{ \left[1 + (-1)^{m+m'} \right] [c_\omega a_\omega + \text{cth}(k_{AF} d_{AF})] - \left[(-1)^m + (-1)^{m'} \right] c_\omega b_\omega - \right. \\ & \left. - \left[(-1)^m \exp(i\varphi) + (-1)^{m'} \exp(-i\varphi) \right] \text{sh}^{-1}(k_{AF} d_{AF}) \right\} \times \\ & \times \left\{ c_\omega^{-1} + \frac{2d_S c_\omega}{\hbar^2 D_S |\omega|} + 2 \left[a_\omega \text{cth}(k_{AF} d_{AF}) - b_\omega \frac{\cos \varphi}{\text{sh}(k_{AF} d_{AF})} \right] \right\}^{-1}. \end{aligned} \quad (\text{П.1})$$

Здесь введены обозначения $c_\omega = \hbar D_S \eta k_{AF} / 2d_S$, $a_\omega = a_\omega(H=0)$, $b_\omega = b_\omega(H=0)$, а явный вид коэффициентов $a_\omega(H)$ и $b_\omega(H)$ приведен ниже (формулы (П.3) и (П.4)).

Заметим, что хотя матрица \hat{A} (18) формально является бесконечной, однако, как можно увидеть из выражения для $A_{mm'}$, $A_{mm'} \rightarrow \delta_{mm'}$, когда $m, m' \rightarrow \pm\infty$. Как правило, уже при вычислении матрицы 5×5 достигается точность результата $\sim 1\%$, которой мы и ограничивались. При вычислении простых сумм по частотам мы пользовались соотношением (см., например, [31])

$$\pi T \sum_n \frac{1}{\hbar|\omega| + x} = \lambda^{-1} - \ln \frac{T}{T_{c0}} - \Psi \left(\frac{1}{2} + \frac{x}{2\pi T} \right) + \Psi \left(\frac{1}{2} \right),$$

которое справедливо при $\hbar|\omega| \gg T, x$; здесь $\Psi(x)$ — дигамма-функция. В более сложных случаях суммирование выполнялось явно, при этом мы принимали $\hbar\Omega_D/T_{c0} = 200$ и $\lambda^{-1} = \ln(1.134\hbar\Omega_D/T_{c0})$.

Выражение для $\gamma_{mm'}(H)$ имеет вид

$$\gamma_{mm'}(H) = \left[1 + (-1)^{m+m'} \right] \xi_\omega \frac{1 + \xi_\omega a_\omega(H_{c\perp}) - (-1)^{m'} \xi_\omega b_\omega(H_{c2\perp})}{[1 + \xi_\omega a_\omega(H_{c2\perp})]^2 - \xi_\omega^2 b_\omega^2(H_{c2\perp})}. \quad (\text{П.2})$$

Здесь введены обозначения

$$\xi_\omega = \frac{\hbar D_S}{2d_S} \eta q_N \text{th} \frac{q_N d_{AF}}{2},$$

$$a_{\omega}(H) = 2d_S \operatorname{cth} \left[d_S \left(\frac{2|\omega|}{D_S} + \frac{2\pi H}{\Phi_0} \right)^{1/2} \right] \left[\hbar D_S \left(\frac{2|\omega|}{D_S} + \frac{2\pi H}{\Phi_0} \right)^{1/2} \right]^{-1}, \quad (\text{П.3})$$

$$b_{\omega}(H) = 2d_S \operatorname{sh}^{-1} \left[d_S \left(\frac{2|\omega|}{D_S} + \frac{2\pi H}{\Phi_0} \right)^{1/2} \right] \left[\hbar D_S \left(\frac{2|\omega|}{D_S} + \frac{2\pi H}{\Phi_0} \right)^{1/2} \right]^{-1}. \quad (\text{П.4})$$

Литература

1. J. J. Hauser, H. C. Theyerer, and N. R. Werthamer, *Phys. Rev.* **142**, 118 (1966).
2. H. K. Wong, B. Y. Jin, H. Q. Yang et al., *J. Low Temp. Phys.* **63**, 307 (1986).
3. L. Dobrosavljevic-Grujic and Z. Radovic, *J. Appl. Phys. Jap.* **26**, Suppl. 26-3, 1463 (1987).
4. Z. Radovic, L. Dobrosavljevic-Grujic, A. I. Buzdin, and J. R. Clem, *Phys. Rev. B* **38**, 2388 (1988).
5. B. Y. Jin and J. B. Ketterson, *Adv. Phys.* **38**, 189 (1989).
6. Z. Radovic, M. Ledvij, L. Dobrosavljevic-Grujic et al., *Phys. Rev. B* **44**, 759 (1991).
7. A. V. Andreev, A. I. Buzdin, and R. M. Osgood, *Phys. Rev. B* **43**, 10124 (1991).
8. P. Koorevaar, Y. Suzuki, R. Coehoorn, and J. Aarts, *Phys. Rev. B* **49**, 441 (1994).
9. J. S. Jiang, D. Davidovic, D. H. Reich, and C. L. Chien, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 314 (1995).
10. W. E. Yetter, E. J. Kramer, and D. G. Ats, *J. Low Tem. Phys.* **49**, 227 (1982).
11. B. Devis, J. Q. Zhenq, P. R. Ketterson, and J. E. Hilliarg, *Superlattices Microstructures* **4**, 465 (1988).
12. Y. Cheng and M. B. Stearns, *J. Appl. Phys.* **67**, 5038 (1990).
13. A. Liechtenstein, I. I. Mazin, and O. K. Andersen, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 2303 (1995).
14. A. A. Golubov, I. I. Mazin, *Physica C* **243**, 153 (1995).
15. В. Н. Криворучко, *ЖЭТФ* **109**, 649 (1995).
16. I. Bozovic, J. N. Eckstein, G. F. Virshup et al., *J. Supercond.* **7**, 187 (1994).
17. I. Bozovic, J. N. Eckstein, G. F. Virshup et al., *Bull. Electrotechn. Labor.* **58**, 117 (1994).
18. Z. Radovic, M. Ledvij, and L. Dobrosavljevic-Grujic, *Phys. Rev. B* **43**, 8613 (1991).
19. Л. Н. Булаевский, В. В. Кузий, А. А. Собянин, *Письма в ЖЭТФ* **24**, 314 (1977).
20. K. D. Usadel, *Phys. Rev. Lett.* **25**, 507 (1970).
21. А. В. Свидзинский, *Пространственно-неоднородные задачи теории сверхпроводимости*, Наука, Москва (1982), с. 312.
22. Н. И. Куликов, В. В. Тугушев, *УФН* **144**, 643 (1984).
23. E. Fawcett, H. L. Alberts, V. Yu. Galkin et al., *Rev. Mod. Phys.* **66**, 25 (1994).
24. E. L. Wolf, *Principles of Electron Tunneling Spectroscopy*, Oxford University Press, New York (1985), p. 454.
25. А. М. Исмагилов, Ю. В. Копаев, *ЖЭТФ* **96**, 1492 (1989).
26. Ю. В. Копаев, *УФН* **159**, 567 (1989).
27. Г. Е. Воловик, Л. П. Горьков, *ЖЭТФ* **88**, 1412 (1985).
28. В. П. Минеев, *УФН* **139**, 303 (1983).
29. *Сверхпроводимость в тройных соединениях. Т. 2. Сверхпроводимость и магнетизм*, под ред. М. Мейпла и Э. Фишера, Мир, Москва (1985), с. 392.
30. K. R. Biagi, V. G. Kogan, and J. R. Clem, *Phys. Rev. B* **32**, 7165 (1985).
31. P. G. de Gennes, *Rev. Mod. Phys.* **36**, 225 (1964).
32. А. В. Зайцев, *ЖЭТФ* **86**, 1742 (1984).
33. T. Tokuyasu, J. A. Sauls, and D. Rainer, *Phys. Rev. B* **38**, 8823 (1988).
34. G. Sarma, *J. Phys. Chem. Sol.* **24**, 1029 (1963).
35. А. А. Абрикосов, *Основы теории металлов*, Наука, Москва (1987), с. 520.
36. I. Banerjee and I. K. Schuller, *J. Low Temp. Phys.* **54**, 501 (1984).
37. G. Deutscher and P. G. de Gennes, in *Superconductivity*, ed. by R. D. Parks, Marcel Dekker, New York (1969), Vol. 2, p. 1005.