

УДК 539.2; 537.312.8

КВАНТОВЫЕ ФЛУКТУАЦИИ ФАЗЫ КАК ВОЗМОЖНАЯ ПРИЧИНА КВАЗИВОЗВРАТНОЙ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ В УЛЬТРАТОНКИХ АМОРФНЫХ ПЛЕНКАХ ВИСМУТА

Б. И. Белевцев, А. В. Фомин

Исследованы квазивозвратные явления в сверхпроводимости ультратонких несплошных аморфных пленок висмута, обусловленные особенностями установления фазовой когерентности в неоднородных двумерных системах. Для исследованных пленок несплошность определяется пространственными флуктуациями толщины, в результате чего при достаточно малой средней толщине (10–15 Å) они представляют собой систему двумерных сверхпроводящих областей (размером > 1000 Å), связанных друг с другом узкими перемычками. Проводимость таких пленок не является активированной, а определяется эффектами слабой локализации и взаимодействия электронов. Показано, что квазивозвратное поведение таких пленок можно качественно объяснить при учете квантовых флуктуаций фазы в системе связанных джозефсоновских контактов, соответствующих резистивной модели. Для этого в отличие от предыдущих экспериментальных работ привлекаются не только экспериментальные зависимости электросопротивления R от температуры, но и впервые обнаруженные для ультратонких пленок немонотонные зависимости $R(I)$ и $R(V)$ (I — ток, V — приложенное напряжение). Рассмотрено также влияние магнитного поля на эти эффекты.

В последнее время в теоретических работах обсуждаются различные возможности влияния квантовых флуктуаций фазы и макроскопического туннелирования на сверхпроводящие свойства неупорядоченных гранулированных или островковых пленок [1–5]. При этом пленки рассматриваются как (чаще всего) двумерные системы связанных джозефсоновских контактов, каждый из которых в той или иной степени соответствует так называемой резистивной модели джозефсоновского контакта (resistively shunted model) [6, 7]. В резистивной модели считается, что джозефсоновский контакт шунтирован нормальным сопротивлением R_s , наличие которого придает диссипативный характер динамике джозефсоновского контакта. Для системы таких контактов обычно полагают, что $R_s = R_n$, где R_n — нормальное сопротивление всей системы. Успехом такого подхода можно считать объяснение [1–5] характерного для двумерных систем порогового значения сопротивления «на квадрат» $R_c \approx \approx 6$ кОм [8–10], выше которого фазовая когерентность не охватывает весь образец, в результате чего при понижении температуры уменьшение сопротивления под влиянием сверхпроводимости происходит не до нуля, а до некоторого конечного минимального значения.

Для достаточно разупорядоченных гранулированных металлов или островковых пленок нередко наблюдается [8–15], что после достижения минимального значения сопротивление не остается постоянным, а начинает повышаться при дальнейшем понижении температуры, т. е. на температурной зависимости сопротивления $R(T)$ имеется минимум. В общем случае считается, что такое квазивозвратное поведение обусловлено конкуренцией сверхпроводимости и локализации электронов. Были предложены различные объяснения этого явления, например основанные на учете конкуренции джозефсоновского туннелирования пар Купера и акти-

вированного туннелирования нормальных электронов (см. [16, 17] и обсуждение в [15]) или (для двумерных систем) на учете эффекта Костерлица—Таулесса [18, 19]. В последнее время появились предположения, что такого рода немонотонное поведение $R(T)$ можно (по крайней мере для двумерных ультратонких пленок) связать с влиянием квантовых флуктуаций фазы и макроскопического туннелирования [4, 5]. Эти предположения носят в основном качественный характер (например, отсутствует точное функциональное описание зависимостей $R(T)$ в области минимума) и не имеют еще достаточного экспериментального подтверждения. Кроме того, на сопротивление системы связанных джозефсоновских контактов большое влияние должны оказывать протекающий электрический ток I , приложенное напряжение V и магнитное поле H . Эти вопросы практически не затронуты в известных теоретических и экспериментальных работах, обсуждающих возможную связь квантовых флуктуаций фазы с квазивозвратными явлениями и в разупорядоченных пленках. Поэтому целесообразны дальнейшие исследования этого интересного явления. В настоящей работе мы провели экспериментальное исследование квазивозвратных явлений в сверхпроводимости ультратонких несплошных аморфных пленок висмута и рассмотрели возможное влияние на эти эффекты квантовых флуктуаций фазы и макроскопического туннелирования.

1. Методика эксперимента

Пленки осаждали в высоковакуумном криостате с He^3 и сверхпроводящим соленоидом при давлении остаточных газов $\leq 5 \cdot 10^{-9}$ Тор на пластины монокристаллического сапфира при температуре $T = 1.5 \div 2.0$ К. Скорость осаждения и толщину пленок контролировали кварцевым датчиком. Геометрические размеры пленок: длина 0.7 мм, ширина 0.3 мм. Измерения сопротивления R проводили при $0.35 \text{ К} \leq T \leq 50 \text{ К}$ и различных значениях перпендикулярного магнитного поля H (до ≈ 48 кЭ) после предварительного отогрева полученных пленок до $T \leq 50 \text{ К}$ в пределах температурной области существования аморфного Bi [20]. Зависимости $R(T, H)$ регистрировались при различных значениях приложенного напряжения V (0.0001—10 В) и тока I (10^{-8} — 10^{-4} А), что позволяло исследовать эффекты неомичности. Остальные подробности методики приведены в [21].

2. Экспериментальные результаты

В качестве меры беспорядка для исследованных пленок мы использовали величину сопротивления «на квадрат» R_{\square}^* при $T = 20 \text{ К}$ и $I, V \rightarrow 0$. Предыдущие исследования электрических и сверхпроводящих свойств аморфных пленок Bi [21, 22] показали, что пленки ведут себя как однородные при толщинах $L \geq L_c \approx 15 \text{ \AA}$. Для неоднородных пленок с $L \leq L_c$ (что соответствует $R_{\square}^* \geq 5 \text{ кОм}$) мы обнаружили изменение формы кривых $R(T)$: сопротивление при сверхпроводящем переходе падает не до нуля, а до конечного значения, причем при дальнейшем понижении температуры наблюдается рост сопротивления (рис. 1). При $T > 6 \text{ К}$ сопротивление слабо уменьшается с повышением температуры в соответствии с теорией слабой локализации и взаимодействия электронов [23]. Величина сопротивления в точке минимума уменьшается при уменьшении R_{\square}^* , но остается конечной при $R_{\square}^* \geq 5 \text{ кОм}$. Для более резистивных (по сравнению с представленным на рис. 1) образцов с $R_{\square}^* \geq 20 \text{ кОм}$ проводимость при $T > 6 \text{ К}$ является прыжковой и сильно зависит от приложенного напряжения V , но даже в этом случае наблюдается обусловленный влиянием сверхпроводимости минимум сопротивления при $T = T_{\min} \approx 2 \text{ К}$. Такие пленки являются, по-видимому, чисто островковыми, а поведение их аналогично исследованным ранее квазивозвратным явлениям в гранулированных пленках In [14, 15] и объясняется конкуренцией джозефсо-

новского туннелирования пар Купера и активированного туннелирования нормальных электронов [15-17].

В настоящей работе мы обсудим только квазивозвратное поведение не слишком резистивных пленок, которые в нормальном состоянии не обладают явной активированной проводимостью, т. е. являются хорошими металлами.

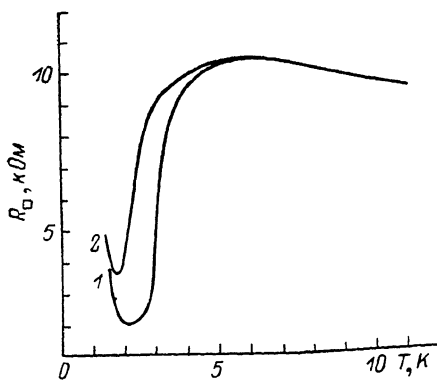


Рис. 1. Зависимости $R(T)$ пленки аморфного Bi, записанные при $V=10^{-4}$ В и $H=0$ (1) и 47 кЭ (2).

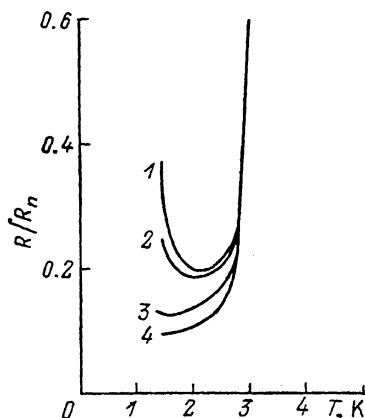


Рис. 2. Зависимости $R/R_n=f(T)$, записанные при $V=10^{-4}$ (1), 10^{-3} (2), 6.10^{-3} (3) и 10^{-1} В (4).

Зависимость $R(T)$ одной из таких пленок ($L \approx 12 \text{ \AA}$, $R_{\square}^* \approx 11 \text{ кОм}$) представлена на рис. 1. Дальнейшие иллюстрации будут также относиться к этому образцу.

Для нормального состояния такого рода пленок (при $T \geq 6 \text{ К}$) эффекты неомичности обычно весьма слабы, но в области минимума величина

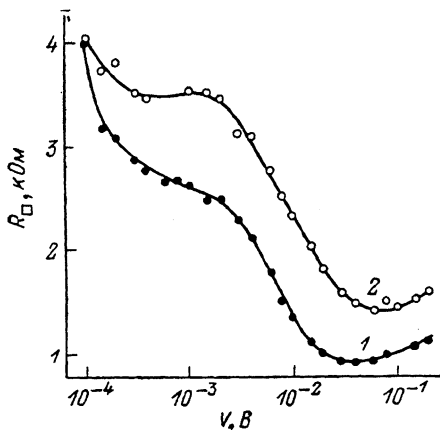


Рис. 3. Зависимости R_{\square} от $\lg V$ при $T=1.49 \text{ К}$, записанные при $H=0$ (1) и 44.5 кЭ (2).

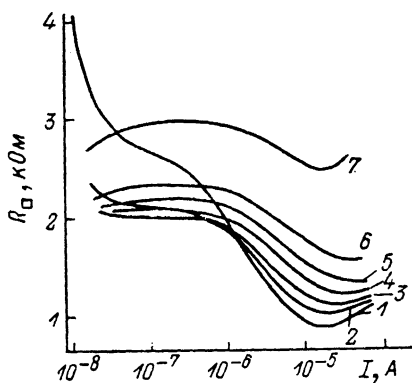


Рис. 4. Зависимости R_{\square} от $\lg I$, записанные при $T=1.49$ (1), 1.8 (2), 2.0 (3), 2.2 (4), 2.4 (5), 2.6 (6) и 2.8 К (7).

сопротивления и форма кривых $R(T)$ существенно зависят от приложенного напряжения V (рис. 2); в частности, повышение V смещает точку минимума T_{\min} в сторону низких температур. В области минимума магнитосопротивление положительно, но при понижении температуры величина его уменьшается почти до нуля (рис. 1) и даже может менять знак. Более подробно типичная зависимость $R(V)$ при $T < T_{\min}$ представлена на рис. 3. Видно, что сопротивление довольно резко падает при повышении V в области малых V ($\leq 10^{-3}$ В), но при $V \approx 10^{-2}$ В оно начинает возрастать, в результате чего на зависимости $R(V)$ имеется минимум. По-

вышение R при $V \geq 10^{-2}$ В, по-видимому, обусловлено распаривающим действием тока. В пользу этого свидетельствует уменьшение положительного МС в этой области V . Подавлению минимума на кривых $R(T)$ при повышении V (рис. 2) соответствует участок понижения R на кривой $R(V)$ (рис. 3). (Отметим, что в этом случае повышение приложенного напряжения V стимулирует сверхпроводимость, т. е. оказывает «анти-распаривающее» действие). Так как изменения величины V на несколько порядков сопровождаются относительно небольшими изменениями R (рис. 3), то такой же вид должны иметь и соответствующие зависимости $R(I)$. Действительно, зависимости $R(I)$, снятые при различных температурах (рис. 4), немонотонны и имеют минимум. Таким образом, в отличие от предыдущих исследований ультратонких пленок [8-10] возвратное поведение исследованных пленок проявляется не только на зависимостях $R(T)$, но и на зависимостях $R(V)$ и $R(I)$.

3. Обсуждение результатов

Квазивозвратное поведение исследованных пленок V_i обусловлено особенностями установления фазовой когерентности электронов в неоднородных системах, поэтому при обсуждении результатов следует учесть характер неоднородности исследованных пленок. Низкая температура подложки (≤ 4 К) определяет малую диффузионную подвижность осаждающихся атомов, высокую плотность зародышей и в конечном итоге аморфное состояние конденсата. Поэтому аморфные пленки V_i являются сплошными даже при довольно малых толщинах $L \approx 15 \text{ \AA}$. Из электронно-микроскопических исследований пленок V_i (отогретых до ~ 300 К) следует, что неоднородность их определяется главным образом пространственными флуктуациями толщины. При достаточно малой средней толщине появляются несплошности в виде узких ($< 100 \text{ \AA}$) извилистых разделительных «каналов», занимающих даже для образцов с прыжковой проводимостью всего несколько процентов площади пленок. Пленки без активированной проводимости в нормальном состоянии состоят при этом из довольно больших ($\geq 10^3 \text{ \AA}$) металлических областей весьма неправильной формы, разделенных вышеуказанными «каналами» и в некоторых местах связанных друг с другом узкими перемычками. Такая структура соответствует системе связанных джозефсоновских контактов с диссипативными элементами, свойства которой должны определяться квантовыми флуктуациями фазы и макроскопическим туннелированием [1-5]. Прежде чем подробно обсудить свойства таких систем, отметим, что определяющую роль в установлении фазовой когерентности между слабосвязанными металлическими областями играет величина энергии джозефсоновской связи E_j [7]

$$E_j = \frac{\pi \hbar}{4e^2 R_n} \Delta(T) \operatorname{th} \frac{\Delta(T)}{2kT}, \quad (1)$$

где $\Delta(T)$ — сверхпроводящая щель, R_n — туннельное сопротивление между сверхпроводящими областями (например, островками или гранулами), определяемое выражением

$$1/R_n = \frac{e^2}{\hbar} \frac{\hbar \omega_i}{E_a}. \quad (2)$$

Частота ω_i перескоков электронов между слабосвязанными областями связана с вероятностью P туннелирования через барьер

$$P \sim \omega_i^2 \sim \exp[-2\chi s], \quad (3)$$

s — толщина барьера, χ^{-1} — длина затухания волновой функции в барьере, $\chi = (1/\hbar)(2m\phi_0)^{1/2}$, где m — масса электрона, ϕ_0 — эффективная высота барьера. Энергия E_a в формуле (2) представляет собой характерную энергию рассогласования уровней по разным сторонам барьера и может опре-

делиться эффектами зарядки и другими причинами [15-17, 24]. В случае слабых барьеров ($\hbar \omega_t \gg E_a$) при достаточно низких температурах ($E_j \gg kT$) между областями, разделенными барьером, устанавливается фазовая когерентность и может протекать джозефсоновский ток. По мере возрастания мощности барьеров и энергии E_a все большую роль начинают играть эффекты протекания и активированного туннелирования. Первое связано с тем, что в реальных системах нельзя ожидать наличия строго одинаковых барьеров. Поэтому джозефсоновский ток может определяться «оптимальными» цепочками джозефсоновских контактов [7, 25]. Второе связано с тем, что (при достаточно больших E_a) энергия, необходимая для компенсации рассогласования уровней, может приобретаться за счет термической активизации, т. е. туннелирование становится активированным.

Квазивозвратное поведение неоднородных систем с существенным влиянием активированного туннелирования и прыжковой проводимостью в нормальном состоянии удовлетворительно объясняется в рамках протекательной модели сверхпроводящего перехода в неоднородных системах [25] с учетом конкуренции джозефсоновского и одночастичного активированного туннелирования [16, 17]. При этом в существенной степени учитывается кулоновская энергия зарядки малых металлических областей. В исследованных не слишком резистивных образцах с возвратным поведением (рис. 1, 2) прыжковая проводимость отсутствует, а влияние эффектов зарядки должно быть существенно ослаблено из-за большого ($\gg 10^3$ А) размера сверхпроводящих областей и наличия между ними резистивных перемычек. Поэтому, по нашему мнению, для таких пленок более подходящими являются теории [1-5], в которых рассмотрены условия глобальной когерентности в системах джозефсоновских контактов, соответствующих указанной в начале статьи резистивной модели джозефсоновского перехода [6, 7]. Динамика фазы в рамках этой модели эквивалентна броуновскому движению фиктивной частицы в периодическом потенциале («стиральная доска»). Высота потенциальных барьеров «стиральной доски» определяется величиной джозефсоновской энергии E_j [6, 7]. Сверхпроводящая когерентность соответствует локализации «частицы» в потенциальной яме. Если «частица» обладает достаточно большой вероятностью преодолеть барьер («проскальзывание фазы»), то контакт может перейти в нормальное состояние. При достаточно высоких температурах делокализация «частицы» происходит путем классического перепрыгивания через барьер. Вероятность таких перескоков экспоненциально убывает при понижении температуры, в результате чего сопротивление контакта стремится к нулю и устанавливается фазовая когерентность. При достаточно низкой температуре, однако, начинают играть роль квантовые флуктуации фазы и появляется вероятность квантового туннелирования «частицы» сквозь барьер. Учет влияния диссипации показывает [1-5], что роль макроскопического туннелирования возрастает при увеличении нормального сопротивления системы. Как показано в [1-5], для такого рода двумерных систем при $R_{\square} \geq R_c = aR_0$ (a — множитель порядка единицы, $R_0 = \pi\hbar/2e^2 \approx 6.45$ кОм — квант сопротивления) сопротивление при понижении температуры не падает до нуля, а остается конечным. Более того, согласно [2, 4, 5], сопротивление может повышаться при дальнейшем понижении температуры, образуя минимум.

Рассмотрим, в какой степени квазивозвратное поведение исследованных ультратонких пленок может быть связано с проявлениями макроскопического туннелирования. Прежде всего отметим неплохое согласие пороговой величины $R_c \approx 5$ кОм для исследованных пленок с вышеуказанным теоретическим значением. Известные модели квазивозвратного поведения диссипативных систем джозефсоновских контактов [2, 4, 5], как правило, носят только качественный характер. Наиболее подробной из них является работа [5], к которой мы и будем чаще всего обращаться. Сначала рассмотрим немонотонную зависимость $R(T)$ (рис. 1). Минимум на этой зависимости исчезает при достаточно большом приложенном на-

пряжении V (рис. 2). Это поведение можно качественно объяснить в рамках теории [5], принимая во внимание указанное выше строение ультратонких пленок висмута. Так как эти пленки состоят из довольно больших ($\geq 10^3 \text{ \AA}$) двумерных сверхпроводящих областей, соединенных немногочисленными узкими перемычками, то приложенное напряжение V должно падать в основном на этих перемычках. При достаточно больших V это может привести к понижению эффективной высоты φ_0 туннельных барьеров и к соответствующему уменьшению туннельных сопротивлений R_n и увеличению джозефсоновской энергии E_j (см. формулы (1)–(3)). Увеличение же E_j означает повышение высоты барьеров для фазовой «частицы», что должно приводить к понижению R и, согласно [5], к уменьшению I_{\min} и R_{\min} (R_{\min} — значение R при $T = T_{\min}$). Отметим, что повышение магнитного поля H должно приводить к понижению E_j и в соответствии с [5] к повышению R_{\min} , что и наблюдается для исследованных пленок (рис. 1).

В [5] утверждается также, что немонотонное поведение должно быть характерно не только для зависимостей $R(T)$, но и для токовой зависимости сопротивления. Такого рода зависимость $R(I)$ с минимумом (не отмеченная в предыдущих исследованиях [8–10]) обнаружена

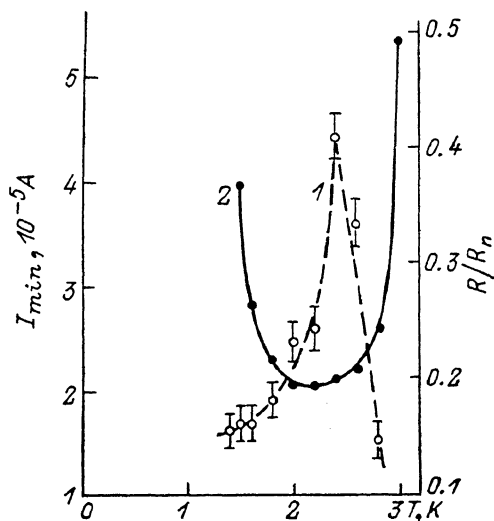


Рис. 5. Зависимости $I_{\min}(T)$ (1) и $R/R_n = f(T)$ (2).

Зависимость $R/R_n = f(T)$ зарегистрирована при $V = 10^{-4}$ В.

в настоящей работе (рис. 4). Из рис. 4 видно, что при повышении температуры положение минимума I_{\min} сначала возрастает, а затем уменьшается. Более наглядно зависимость $I_{\min}(T)$ представлена на рис. 5, на котором для сравнения приведена также немонотонная зависимость $R(T)$. Зависимость $I_{\min}(T)$ обладает довольно крутым максимумом при $T \approx 2.4$ К (примерно совпадающим по температуре с минимумом зависимости $R(T)$). При этом она является несимметричной. Левое (низкотемпературное) крыло этой зависимости более пологое, чем правое, причем при понижении температуры эта часть зависимости $I_{\min}(T)$ стремится к некоторому постоянному значению. Правое (высокотемпературное) крыло зависимости $I_{\min}(T)$ гораздо более крутое и находится в температурном интервале резкого возрастания R с повышением температуры, т. е. в области перехода из сверхпроводящего в нормальное состояние. Согласно [5], в условиях эффективного влияния квантового туннелирования фазы на величину сопротивления R величина I_{\min} должна уменьшаться по мере увеличения E_j (т. е. по мере увеличения высоты барьеров для фазовой «частицы»). В соответствии с формулой (1) величина E_j повышается с понижением температуры, но при достаточно низких температурах стремится к постоянному значению. Весьма вероятно поэтому, что в соответствии с положениями теории [5] низкотемпературная часть зависимости $I_{\min}(T)$ отражает поведение $E_j(T)$.

Проведенные исследования показали, таким образом, что квазивозвратные явления в сверхпроводимости ультратонких аморфных пленок Bi согласуются с предполагаемым влиянием квантовых флуктуаций фазы в рамках резистивной модели джозефсоновского контакта [4, 5]. В отличие от предыдущих исследований [8–10] этот вывод основан не только на немонотонных зависимостях $R(T)$, но и на зависимостях R от тока I и на-

пряжения V с учетом влияния магнитного поля H . Полученные результаты могут быть использованы для дальнейшего развития теоретических моделей квазивозвратных явлений, в неоднородных сверхпроводящих системах.

Авторы благодарны И. О. Кулику за обсуждение результатов и ценные замечания.

Л и т е р а т у р а

- [1] Chakravarty S., Ingold G.-L., Kivelson S., Luther A. // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 56. N 21. P. 2303—2304.
- [2] Simanek E., Brown R. // Phys. Rev. B. 1986. V. 34. N 5. P. 3495—3498.
- [3] Chakravarty S., Kivelson S., Zimanyi G. T., Halperin B. I. // Phys. Rev. B. 1987. V. 35. N 11. P. 7256—7259.
- [4] Fisher M. P. A. // Phys. B. 1987. V. 36. N 4. P. 1917—1930.
- [5] Zwerger W. // Phys. Rev. B. 1987. V. 35. N 10. P. 4737—4753.
- [6] Баронов А., Патерно Дж. Эффект Джозефсона. М., 1982.
- [7] Лихарев К. К. Введение в динамику джозефсоновских переходов. М., 1985. 320 с.
- [8] Orr B. G., Jaeger H. M., Goldman A. M. // Phys. Rev. B. 1985. V. 32. N 11. P. 7586—7589.
- [9] Jaeger H. M., Haviland D. B., Goldman A. M., Orr B. G. // Phys. Rev. B. 1986. V. 34. N 7. P. 4920—4923.
- [10] Jaeger H. M. // Doctor Thesis. University of Minnesota. 1987. P. 199.
- [11] Морозов Ю. Г., Науменко И. Г., Петин В. И. // ФНТ. 1976. Т. 2. № 8. С. 987—996.
- [12] Kobayashi S., Tada Y., Sasaki W. // Physica B. 1981. V. 107. N 1—3. P. 129—130.
- [13] Глухов А. М., Дмитренко И. М., Шабло А. А. // ФНТ. 1983. Т. 9. № 1. С. 29—33.
- [14] Белевцев Б. И., Комник Ю. Ф., Фомин А. В. // ФНТ. 1985. Т. 11. № 11. С. 1143—1147.
- [15] Belevtsev B. I., Komnik Yu. F., Fomin A. V. // J. Low Temp. Phys. 1987. V. 69. N 5/6. P. 401—417.
- [16] Еферов К. Б. // ЖЭТФ. 1980. Т. 78. № 5. С. 2017—2032.
- [17] Simanek E. // Phys. Rev. B. 1982. V. 25. N 1. P. 237—244.
- [18] Simanek E. // Phys. Lett. 1984. V. 101A. N 3. P. 161—163.
- [19] Jose J. V. // Phys. Rev. B. 1984. V. 29. N 5. P. 2836—2838.
- [20] Комник Ю. Ф., Белевцев Б. И., Яцук Л. А. // ЖЭТФ. 1972. Т. 63. № 6. С. 2226—2238.
- [21] Белевцев Б. И., Комник Ю. Ф., Фомин А. В. // ФНТ. 1988. Т. 14. № 11.
- [22] Белевцев Б. И., Комник Ю. Ф., Фомин А. В. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 7. С. 2182—2187.
- [23] Altschuler B. L., Aronov A. G. Modern problems in condensed matter. Amsterdam, 1985. P. 1—153.
- [24] Adkins C. J., Benjamin J. D., Thomas J. M. D. et al. // J. Phys. C. 1984. V. 17. N 26. P. 4633—4644.
- [25] Entin-Wohlman O., Kapitulnik A., Shapira Y. // Phys. Rev. B. 1981. V. 24. N 11. P. 6464—6468.

Физико-технический институт
низких температур АН УССР
Харьков

Поступило в Редакцию
6 сентября 1988 г.