Физика низких температур, 1995, т. 21, № 2, с. 177–182 УДК 538.945

К теории сверхпроводящих сверхструктур

Г. А. Гогадзе

Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины, Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина, 47

Статья поступила в редакцию 22 марта 1994 г., после переработки 22 сентября 1994 г.

Рассмотрена модельная структура джозефсоновского типа из периодически чередующихся слоев сверхпроводящего и нормального металлов (сверхпроводящая сверхрешетка). Исследовано влияние флуктуаций фазы параметра порядка сверхпроводящих слоев на структуру спектра квазичастичных возбуждений. Сформулированы условия, при которых справедлива обсуждаемая модель.

Розглянуто модельну структуру джозефсонівського типу з шарами надпровідного і нормального металів (надпровідна надгратка), які періодично чергуються. Досліджено вплив флуктуацій фази параметра порядку надпровідних шарів на структуру спектра квазічасткових збуджень. Сформульовано умови, при яких справедлива обміркована модель.

Келдышем [1] впервые была высказана мысль о возможности реализации твердотельных периодических структур с искусственно регулируемым периодом и рассмотрен способ управления электронными свойствами системы путем создания периодических деформаций образца в поле мощной ультразвуковой волны. Идея эта была развита Эсаки и Тсу [2], которые предложили синтезировать периодические структуры из чередующихся слоев различных полупроводниковых материалов. Такие твердотельные структуры получили название сверхрешеток. Они оказались весьма перспективными с точки зрения изучения разнообразных интерференционных явлений и представляют определенный интерес при изучении нелинейных явлений в твердых телах.

Современные методы приготовления тонких пленок позволяют получать периодические структуры с произвольным периодом, который выдерживается с точностью масштаба атомных слоев. По мере развития технологии (см., например, [3–5]) экспериментаторы научились создавать металлические сверхрешетки и изучать коллективные электронные явления в таких анизотропных средах. Открывшиеся новые возможности позволили, в частности, обсудить для периодических систем проблему реализации нефононного механизма куперовского спаривания и существование в них высокотемпературной сверхпроводимости [6].

В восьмидесятые годы были синтезированы структуры, содержащие тонкие сверхпроводящие слои, разделенные слоем нормального металла [7]. Было показано [8], что свойства сверхпроводящих сверхструктур (сверхрешеток) отличаются от свойств исходных материалов, используемых при напылении образцов (верхнее критическое поле, критический ток и температура перехода T_c существенно меняются под влиянием слоистости).

В данной работе теоретически исследуются когерентные свойства сверхпроводящих сверхструктур. Речь будет идти о модельной системе джозефсоновского типа из периодически чередующихся сверхпроводящих (S) и нормальных (N) слоев фиксированной толщины (рис. 1). В системе S–N–S–N–... изучен зонный спектр квазичастичных возбуждений в условиях токового состояния и исследовано влияние флуктуаций фазы параметра порядка различных S «барьеров» на структуру спектра. Сформулированы условия, при которых справедлива изучаемая модель.

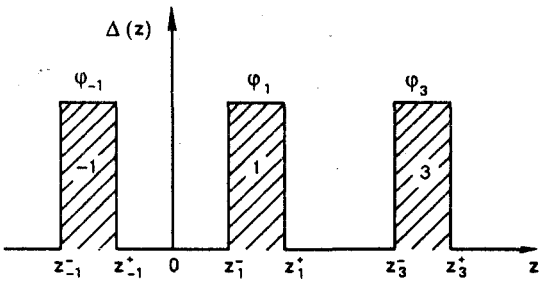

Рис. 1. Моделирование системы чередующихся контактов сверхпроводник—нормальный металл периодическим по модулю параметром порядка (период функции $\Delta(z)$ равен $d = d_N + d_S$, φ_p — фаза параметра порядка p-ой сверхпроводящей области).

© Г. А. Гогадзе, 1995

1. Плотность состояний сверхпроводящей сверхрешетки

Проанализируем квазичастичный спектр периодической SN структуры. Период такой структуры d должен быть велик по сравнению с атомным масштабом и сравним с длиной когерентности сверхпроводника $\xi(T)$, $d \geq \xi(T)$. Рассматривается искусственно созданная последовательность контактов сверхпроводник—нормальный металл, причем предполагается существование хорошего электрического контакта между смежными S и N слоями. Рассмотрение проводится в отсутствие магнитного поля.

Уравнение Боголюбова—де Жена [9] для одномерной системы в нулевом магнитном поле, записанное в матричной форме, имеет вид ($\hbar = 1$):

$$\hat{H}\Psi = E\Psi ,$$

$$\hat{H} = \begin{pmatrix} \hat{T} & \Delta(z) \\ \Delta^*(z) & -\hat{T} \end{pmatrix} , \quad \Psi(z) = \begin{pmatrix} \psi \\ \varphi \end{pmatrix} , \qquad (1)$$

где

$$\hat{T} = -\frac{1}{2m}\frac{d^2}{dz^2} - \tilde{\mu} , \quad \tilde{\mu} = \mu - \left(p_x^2 + p_y^2\right)/2m ,$$

μ — химический потенциал металла. Ось z направлена вдоль нормали к границе раздела фаз; p_x, p_y — компоненты волнового вектора электрона в плоскости этой границы.

Будем моделировать сверхрешетку периодическим по модулю параметром порядка, задаваемым ступенчатой функцией от z:

$$\Delta(z) = \Delta_0 \cdot \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \left\{ \Theta\left(z - p\frac{d_N}{2} - (p-1)\frac{d_S}{2}\right) - \right.$$

$$\left. - \Theta\left(z - p\frac{d_N}{2} - (p+1)\frac{d_S}{2}\right) \right\} \exp(i\varphi_p) , \qquad (2)$$

где Δ_0 — модуль параметра порядка; φ_p — его фаза для p-ой сверхпроводящей области; d_N и d_S ширины N и S областей соответственно; $\Theta(x)$ — функция Хэвисайда. Период функции (2) равен $d = d_N + d_S$.

Пусть разность фаз между любыми соседними сверхпроводящими «барьерами» фиксирована и равна φ (токовое состояние). Для фазы произвольного сверхпроводящего «барьера» можно записать $\varphi_p = \varphi(p+1)/2$ ($p = 1,3,5,..$). Выбранный вид функции (2) не учитывает наличие градиента фазы параметра порядка в сверхпроводящих слоях, что справедливо при толщинах нормальных слоев, значительно превышающих длину когерентности $\xi_0 = (\hbar v_F)/(\pi\Delta(T=0))$ (v_F — фермиевская скорость). Заметим также, что при расчетах необходимо использовать, строго говоря, самосогласованное выражение для параметра порядка. Однако, если характерное расстояние, на котором затухает волновая функция квазичастицы вблизи NS границы, велико по сравнению с шириной потенциальной ямы d_N, модельное описание $\Delta(z)$ в виде (2) разумно, а поправки на несамосогласованность оказываются малы.

Перейдем к нахождению дисперсионного уравнения для одночастичного спектра периодической SN-структуры. Запишем решение уравнения (1) в виде:

$$\begin{pmatrix} \psi \\ \varphi \end{pmatrix} = \exp(ip_z z) \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} , \qquad (3)$$

где $p_z = \sqrt{2m\tilde{\mu}}$. После подстановки (3) в (1) воспользуемся андреевским приближением [10] и проведем линеаризацию исходного уравнения по параметру $a_0/\xi_0 \ll 1$ (a_0 — постоянная решетки). В результате приходим к системе линейных дифференциальных уравнений первого порядка для функций u и v:

$$-iV\frac{du}{dz} + \Delta(z)v = Eu ,$$
$$iV\frac{dv}{dz} + \Delta^*(z)u = Ev , \qquad (4)$$

где $V = \sqrt{2\tilde{\mu}/m}$. Решения уравнений (4) внутри $(p-1)$-го нормального слоя имеют вид (k — волновой вектор):

$$u_{p-1} = A_{p-1}\exp(ikz) ,$$
$$v_{p-1} = B_{p-1}\exp(-ikz) . \qquad (5)$$

Внутри сверхпроводящей области решения ищем в виде:

$$u_p = A_p^- \exp(-\kappa z) + A_p^+ \exp(\kappa z) ,$$
$$v_p = B_p^- \exp(-\kappa z) + B_p^+ \exp(\kappa z) , \qquad (6)$$

где $|\kappa| = (\Delta_0^2 - E^2)^{1/2}/V$. Уравнения (4) дают связь:

$$B_p^- = \exp\left(-i(\varphi_p + \varphi_0)\right)A_p^- ,$$
$$B_p^+ = \exp\left(i(-\varphi_p + \varphi_0)\right)A_p^+ , \qquad (7)$$

$\varphi_0 = \arccos(E/\Delta_0)$. Наконец, в N области с индексом «$p+1$» имеем:

$$u_{p+1} = A_{p+1}\exp(ikz) , \qquad (8)$$
$$v_{p+1} = B_{p+1}\exp(-ikz) .$$

Сшивая решения на границах фаз, находим матрицу $\hat{\Gamma}$, связывающую амплитуды волн:

$$\begin{pmatrix} A_{p+1} \\ B_{p+1} \end{pmatrix} = \hat{\Gamma} \begin{pmatrix} A_{p-1} \\ B_{p-1} \end{pmatrix}, \quad \hat{\Gamma} = \begin{pmatrix} \gamma_1 & \gamma_2 \\ \gamma_3 & \gamma_4 \end{pmatrix}, \qquad (9)$$

где элементы матрицы $\hat{\Gamma}$ равны:

$$\gamma_1 = i \exp(-ikd_S) \frac{\operatorname{sh}(\kappa d_S - i\varphi_0)}{\sin \varphi_0};$$

$$\gamma_2 = -i \exp(i\varphi_p) \exp(-ikpd) \frac{\operatorname{sh}(\kappa d_S)}{\sin \varphi_0};$$

$$\gamma_3 = \gamma_2^*; \quad \gamma_4 = \gamma_1^*.$$

С другой стороны, можно воспользоваться обобщенной теоремой Блоха (см. Приложение) и записать:

$$\begin{pmatrix} A_{p+1} \\ B_{p+1} \end{pmatrix} = e^{iqd} \begin{pmatrix} e^{-ikd + i\varphi/2} & 0 \\ 0 & e^{ikd - i\varphi/2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_{p-1} \\ B_{p-1} \end{pmatrix}. \qquad (10)$$

Приравнивая правые части (9) и (10), получим однородное уравнение для $\begin{pmatrix} A_{p-1} \\ B_{p-1} \end{pmatrix}$. Из требования обращения в нуль определителя системы находим уравнение для квазичастичного спектра сверхпроводящей сверхструктуры в токовом состоянии [11]:

$$\cos(qd) = P(E, \varphi), \quad E < \Delta_0$$

$$P(E, \varphi) = \operatorname{ch}(\kappa d_S) \cos\left(kd_N - \varphi/2\right) - \frac{E}{(\Delta_0^2 - E^2)^{1/2}} \operatorname{sh}(\kappa d_S) \sin\left(kd_N - \varphi/2\right), \qquad (11)$$

где q — блоховский импульс; $k = E/V$, а явный вид $P(E, \varphi)$ различен в зависимости от соотношения параметров E и Δ_0 *. Приведенное в (11) выражение для $P(E, \varphi)$ справедливо в случае $E < \Delta_0$. При $\varphi = 0$ это уравнение сводится к результату ван Гельдера [13].

Анализ уравнения (11) показывает, что собственные значения энергии отсутствуют, если выполнено условие $|P(E, \varphi)| > 1$. Это условие определяет положение запрещенной энергетической зоны в спектре квазичастиц. Разрешенные уровни энергии соответствуют обратному знаку неравенства.

Таким образом, спектр одночастичных возбуждений сверхпроводящей сверхрешетки имеет зонный характер. Этот общий вывод подтверждается непосредственными расчетами числа состояний как функции энергии квазичастицы. Число состояний с энергиями, не превышающими E, равно

$$N(E) = \int_{-\infty}^{E} dE' \nu(E') = \frac{1}{L} \sum_i \Theta\left(E - E_i\right), \qquad (12)$$

где L — линейный размер системы, а суммирование проводится по всем квантовым состояниям электрона. Плотность состояний с энергиями в интервале E, $E + dE$ определяется как **:

$$\nu(E) = \frac{1}{L} \sum_i \delta\left(E - E_i\right). \qquad (13)$$

После суммирования по состояниям получим для плотности $\nu(E)$:

$$\nu(E) = \frac{1}{2\pi} \left| \frac{dq}{dE} \right|_{q=q^*} = \frac{1}{d\Delta_0} \left| \frac{P'(E, \varphi)}{\sin\left[\arccos P(E, \varphi)\right]} \right|, \qquad (14)$$

где q^* определяется условием $E = E(q^*)$, а штрих обозначает производную по энергии.

На рис. 2 показаны результаты расчета числа состояний на ЭВМ, причем сплошная линия соответствует фиксированной разности фаз φ между соседними сверхпроводящими «берегами». Горизонтальные участки кривой отражают зоны запрещенных энергий.

2. Влияние флуктуаций фазы параметров порядка

Исследуем теперь влияние фактора апериодичности на структуру спектра. Теоретически интересен случай, когда под влиянием некоторого возмущения фазы φ_p на различных S-«барьерах» принимают случайные значения. Необходимо выяснить структуру спектра такой неупорядоченной системы. С этой целью воспользуемся методом, развитым в работе [14]. Сначала определим число состояний системы, считая фазу фиксированной.

* Аналогичный спектр получен в работе [12].

** Выражение (13) представляет одномерную плотность состояний квазичастиц при фиксированных значениях компонент продольного импульса $\nu(E; p_x, p_y)$. Истинная плотность состояний получается после интегрирования $\nu(E; p_x, p_y)$ по p_x, p_y. В приближении спектра низколежащих уровней сверхрешетки, получаемого из (11), можно показать, что истинная плотность состояний имеет особенности в дискретных точках по энергии, расстояние между которыми равно расстоянию между уровнями Андреева.

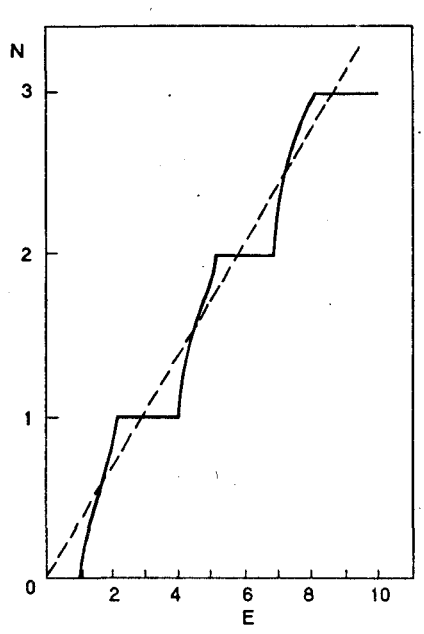

Рис. 2. Результат расчета числа состояний N как функции энергии $E(E < \Delta)$ на ЭВМ (произвольные единицы). Сплошная линия соответствует фиксированной разности фаз φ между «барьерами» (их число выбрано равным 500). Горизонтальные участки кривой отражают зоны запрещенных энергий. Пунктирная линия демонстрирует исчезновение зонного спектра, если φ принимает случайные значения.

Понижая порядок уравнения Боголюбова—де Жена (см. (4)) и вводя обозначения

$$f_1 = \mathrm{Re}\,(u + v^*),\ f_2 = \mathrm{Im}\,(u + v^*),\ \Delta(z) = \Delta_1 + i\Delta_2,$$

приходим к уравнению типа Дирака для вещественных волновых функций $\begin{pmatrix} f_1 \\ f_2 \end{pmatrix}$ (E, Δ_1, Δ_2 измеряются в единицах V):

$$\frac{df_1}{dz} = -\left(E + \Delta_1\right) f_2 + \Delta_2 f_1\,,$$
$$\frac{df_2}{dz} = \left(E - \Delta_1\right) f_1 - \Delta_2 f_2\,. \tag{15}$$

Граничные условия к ним: $f_1(0) = f_1(L) = 0$. Введем фазу волновой функции $\alpha(z, E)$, положив $f_2/f_1 = -\mathrm{ctg}\,\alpha$. Дифференцируя α по z и используя (15), получаем уравнение

$$\frac{d\alpha(z, E)}{dz} = E + |\Delta(z)|\cos(2\alpha - \varphi)\,, \tag{16}$$

где использованы обозначения $\Delta_1 = \Delta\cos\varphi$, $\Delta_2 = \Delta\sin\varphi$. Для однозначного определения фазы потребуем ее непрерывность по z. Дифференцируя уравнение (16) по E и вводя $\beta(z, E) \equiv \partial\alpha(z, E)/\partial E$, приходим к линейному дифференциальному уравнению

$$\frac{d\beta(z,E)}{dz} = 1 + 2\left[-\Delta_1\sin 2\alpha(z) + \Delta_2\cos 2\alpha(z)\right]\beta(z, E). \tag{17}$$

Согласно определению α, условие $f_1(0, E) = 0$ автоматически приводит к требованию $\alpha(0, E) = 0$. Поэтому граничное условие к уравнению (17) принимает вид

$$\beta(0, E) = \frac{\partial\alpha(0, E)}{\partial E} = 0\,. \tag{18}$$

Решение (17), удовлетворяющее условию (18), имеет вид:

$$\frac{\partial\alpha(z, E)}{\partial E} = \beta(z, E) =$$

$$= \int_0^z d\eta\,\exp\left(2\int_\eta^z d\tau\left[-\Delta_1\sin 2\alpha(\tau) + \Delta_2\cos 2\alpha(\tau)\right]\right) \geq 0. \tag{19}$$

Соотношение (19) свидетельствует, что фаза $\alpha(z, E)$ монотонно возрастает с энергией. Отсюда немедленно следует, что число собственных состояний уравнения (17) на единице интервала $(0, L)$ (с граничными условиями $\alpha(0, E) = 0$, $\alpha(L,E) = 0$) совпадает с числом значений энергий, не превышающих E:

$$N_L(E) = \frac{1}{L}\left[\frac{\alpha(L, E)}{\pi}\right]. \tag{20}$$

Символ $[x]$ обозначает целую часть x. Подчеркнем, что речь идет об энергиях $E < \Delta$.

С помощью формулы (20) легко перейти к случаю неупорядоченной системы, когда фаза φ флуктуирует. Искомое число состояний находим по формуле

$$N(E) = \lim_{L\to\infty}\frac{1}{L}\left\langle\left[\alpha(L, E)/\pi\right]\right\rangle, \tag{21}$$

где $\langle\ldots\rangle$ означает статистическое усреднение по полю случайных значений фазы параметра порядка. Пунктирная линия на рис. 2 отражает результаты машинного расчета методом Монте-Карло числа состояний сверхпроводящей сверхструктуры для случайных значений фазы φ (для случая «белого шума»). Видно, что в этом случае зонный характер квазичастичного спектра системы исчезает. Для флуктуаций тока в цепи обсуждаемая модель имеет смысл, когда выполнено условие $\omega_0\tau < 1$, где $\omega_0 = 1/(L_0C)^{1/2}$ — характерная (джозефсоновская) плазменная частота, а τ определяет время формирования уровней системы ($L_0 = \hbar/2eI_c$ — индуктивность сверхрешетки; C — ее полная емкость; I_c — плотность критического тока).

Наличие случайной фазы аналогично присутствию примесей. В несколько иной модели Овчинникова и Эрихмана для одномерного полупроводника [15] наличие примесей (даже малой концентрации) также приводит к бесщелевой плотности состояний.

В заключение отметим, что в данной работе обсуждались вопросы, связанные с зонным характером спектра квазичастичных возбуждений, в частности, их вклад в термодинамику сверхпроводника. В работе Омельянчука, Кулика и автора [16] изучены свойства *конденсата* в сверхпроводящих сверхструктурах. Показано, что спектр конденсата в них приобретает зонный характер, причем число энергетических зон конденсата является конечным, а расщепление спектра на зоны разрешенных и запрещенных энергий возникает с некоторого порогового уровня модуляции параметра порядка сверхрешеткой. Вследствие периодичности системы наряду с обычным джозефсоновским током, отвечающим нижайшей зоне, в принципе, возможны вышележащие по энергии токовые состояния конденсата в возбужденных зонах. В дальнейшем мы предполагаем исследовать ток Джозефсона и устойчивость зонных токовых состояний конденсата сверхпроводящих сверхструктур.

Работа финансирована фондом фундаментальных исследований НАН Украины и частично поддержана грантом Сороса, присужденным Американским Физическим Обществом.

Автор выражает благодарность А. Н. Омельянчуку за обсуждение работы.

Приложение

Согласно (1), имеем

$$\hat{H}(z + d)\,\Psi(z + d) = E\,\Psi(z + d) \qquad (П.1)$$

Воспользовавшись свойством $\Delta(z + d) = \Delta(z)\,e^{i\varphi}$, запишем

$$\hat{H}_1 \equiv \hat{H}(z + d) = \begin{pmatrix} \hat{T} & \Delta(z)\,e^{i\varphi} \\ \Delta(z)\,e^{-i\varphi} & -\hat{T} \end{pmatrix} . \qquad (П.2)$$

Тогда с помощью оператора трансляции $\hat{R}_d$ (П.1) может быть записано в виде $\hat{H}_1\hat{R}_d\Psi(z) = \hat{R}_d\hat{H}\Psi(z)$, что дает

$$\hat{R}_d\,\hat{H} = \hat{H}_1\,\hat{R}_d . \qquad (П.3)$$

Вводя матрицу

$$\hat{A} = \begin{pmatrix} e^{i\varphi/2} & 0 \\ 0 & e^{-i\varphi/2} \end{pmatrix} , \qquad (П.4)$$

легко убедиться, что $\hat{H}_1\hat{A} = \hat{A}\hat{H}$, или, поскольку $\hat{H}$ — эрмитова матрица,

$$\hat{A}^+\hat{H}_1 = \hat{H}\hat{A}^+ . \qquad (П.5)$$

Пусть $\hat{B}_d = \hat{A}^+\hat{R}_d$. На основании (П.3) и (П.5) имеем

$$\left[\hat{B}_d\,,\,\hat{H}\right] = 0 . \qquad (П.6)$$

Из равенства коммутатора нулю следует, что $\hat{B}_d$ и $\hat{H}$ имеют одинаковые собственные функции. Так как $\Psi(z)$ — собственная функция унитарного оператора $\hat{B}_d$, имеем уравнение:

$$\hat{B}_d \begin{pmatrix} \psi(z) \\ \varphi(z) \end{pmatrix} = \exp(i\alpha) \begin{pmatrix} \psi(z) \\ \varphi(z) \end{pmatrix} . \qquad (П.7)$$

Полагая $\alpha = qd$ (q — блоховский импульс), приходим к системе уравнений

$$\begin{aligned} \psi(z + d)\exp(-i\varphi/2) &= \exp(iqd)\,\psi(z) , \\ \varphi(z + d)\exp(i\varphi/2) &= \exp(iqd)\,\varphi(z) . \end{aligned} \qquad (П.8)$$

С другой стороны, легко показать, что выполняется соотношение

$$\hat{A}^+\hat{R}_d = \hat{R}_d\hat{A}^+ . \qquad (П.9)$$

С его помощью можно проверить, что элементы $\hat{B}_d = \hat{A}^+R_d$ образуют группу. Действительно, $\hat{B}_{2d} = \hat{B}_d^2$. Следовательно, вместо (П.8) для оператора $\hat{B}_{nd}$ справедлива система уравнений (обобщенная теорема Блоха):

$$\begin{aligned} \exp(-in\varphi/2)\,\psi(z + nd) &= \exp(iqdn)\,\psi(z) , \\ \exp(in\varphi/2)\,\varphi(z + nd) &= \exp(iqdn)\,\varphi(z) . \end{aligned} \qquad (П.10)$$

Рассмотрим решения уравнений (4) в симметричных точках «$p - 1$» N-слоя (5) и «$p + 1$»-го N-слоя (8). С их помощью на основании теоремы Блоха (П.10) приходим к уравнению (10) основного текста.

1. Л. В. Келдыш, *ФТТ*, **4**, 2265 (1962).
2. R. Tsu and L. Esaki, *Appl. Phys. Lett.* **22**, 562 (1973).
3. J. M. Dupart, J. Rosenblatt, and J. Baixeras, *Phys. Rev.* **16**, 4815 (1977).
4. A. Y. Cho, *Thin Solid Films* **100**, 291 (1983).
5. M. J. Ludowise, *J. Appl. Phys.* **58**, R31 (1985).
6. *Проблема высокотемпературной сверхпроводимости*, В. Л. Гинзбург и Д. А. Киржниц (ред.), Наука, Москва (1977).
7. I. K. Schuller, *Phys. Rev. Lett.* **44**, 1597 (1960).
8. S. T. Ruggiero, T. M. Barbee, and Jr., M. R. Beasley, *Phys. Rev.* **B26**, 4894 (1982).
9. Де Жен, *Сверхпроводимость металлов и сплавов*, Мир, Москва (1968).
10. А. Ф. Андреев, *ЖЭТФ* **46**, 1823 (1964).
11. Г. А. Гогадзе, И. О. Кулик, Л. А. Пастур, *Тез. докл. 20-го Всесоюз. сов. по физ. низ. температур.* С-46, Харьков (1979), с. 98; Г. А. Гогадзе, Дис. ... д-ра физ.-мат. наук, Харьков (1991).
12. С. В. Куплевахский, И. И. Фалько, *ФНТ* **18**, 203 (1992).
13. A. P. van Gelder, *Phys. Rev.* **181**, 787 (1969).
14. H. Schmidt, *Phys. Rev.* **105**, 425 (1957).

15. А. А. Овчинников, Н. С. Эрихман, *ЖЭТФ* 73, 650 (1977).
16. А. Н. Омельянчук, Г. А. Гогадзе, И. О. Кулик, *ФНТ* 6, 40 (1980).

On the theory of superconducting superlattices

G. A. Gogadze

A Josephson model structure which consists of periodically alternating superconducting and normal metallic layers (a superconducting superlattice) is considered. The influence of phase fluctuations of the order parameter of various superconducting layers on the spectrum structure of quasiparticle excitations is investigated. Conditions are formulated wherein the model discussed is valid.