01;05;11

Влияние граничных условий на критическую температуру сверхпроводящих сверхрешеток

© И.Н. Аскерзаде

Институт физики АН Азербайджана,
370143 Баку, Азербайджан

(Поступило в Редакцию 15 мая 2000 г.)

Получен аналог формулы Купера для сверхпроводящей сверхрешетки, состоящей из чередующихся слоев двух материалов с толщинами a и b, при граничных условиях общего вида. Проанализировано влияние выбора граничных условий на критическую температуру и показана возможность локализации параметра порядка в слоях материала с более высокой критической температурой.

В последние годы возрос интерес к экспериментальному [1,2] и теоретическому [3–5] исследованию сверхпроводящих сверхрешеток, что стимулировано изучением высокотемпературной сверхпроводимости. Новые технологические методы напыления позволяют плавную вариацию параметров искусственно получаемых сверхрешеток. В этом отношении сверхрешетки могут использоваться для моделирования свойств различных слоистых сверхпроводников.

Пусть сверхрешетка состоит из двух чередующихся слоев сверхпроводника с толщинами a и b и общим периодом $L = a + b$. В классической постановке задачи Купера граничными условиями, накладываемыми на волновую функцию (ВФ) куперовской пары, служат условия непрерывности ВФ и его производной на границе материалов

$$\Psi_A = \Psi_B, \qquad \frac{1}{m_A}\left(\frac{\partial\Psi}{\partial z}\right)_A = \frac{1}{m_B}\left(\frac{\partial\Psi}{\partial z}\right)_B, \tag{1}$$

где $m_{A,B}$ — эффективная масса носителей тока, индексами A и B обозначены материалы по обе стороны границы.

Мы полагаем, что критическая температура слоя T_{cA} больше, чем критическая температура слоя T_{cB}. В общем случае ВФ и его производная по одну сторону границы сшиваются с линейными комбинациями Ψ и $\partial\Psi/\partial z$ по другую сторону

$$\begin{pmatrix}\Psi_A\\ \varphi_A\end{pmatrix} = \begin{bmatrix} t_{11} & t_{12}\\ t_{21} & t_{22}\end{bmatrix}\begin{pmatrix}\Psi_B\\ \varphi_B\end{pmatrix} = \hat{T}_{AB}\begin{pmatrix}\Psi_B\\ \varphi_B\end{pmatrix}, \tag{2}$$

где введены функции

$$\varphi_A = l\left(\frac{\partial\Psi}{\partial z}\right)_A, \qquad \varphi_B = l\,\frac{m_A}{m_B}\left(\frac{\partial\Psi}{\partial z}\right)_B, \tag{3}$$

где l — произвольно выбранная и фиксированная длина, $\hat{T}_{AB}$ означает матрицу перехода на границе AB.

Представляет интерес проанализировать, как влияет выбор матрицы перехода на критическую температуру сверхрешетки. С этой целью в данной работе рассматривается влияние граничных условий на плотность состояний на поверхности Ферми и соответственно на $T_c\,(a, b)$ в рамках теории БКШ в приближении эффективной массы. Такой метод был применен в рамках теории Элиашберга [6] для вычисления критической температуры при эллипсоидальной Ферми-поверхности.

Дебаевские частоты и константы четырехфермионного взаимодействия теории БКШ считаем одинаковыми; такое приближение оправдано в рамках теории слабой связи ввиду слабой зависимости T_c от ω_d, а также от порядка констант электрон-фононного взаимодействия. Мы полагаем, что слои различаются только массами. Известно, что в силу периодичности структуры сверхрешетки массы носителей перенормируется и вводится понятие продольной и поперечной эффективной массы (7). При этом электронный спектр находится методом матрицы перехода из решения уравнения Шредингера для огибающей волновой функции, удовлетворяющей обобщенным граничным условиям. Эффективные массы в разных точках зоны Бриллюэна находятся разложением энергии по волновому вектору. Как показывает анализ, вблизи верха минизоны для продольной и поперечной массы справедливо выражение

$$m_{\parallel} = h\frac{m_A \operatorname{sh} \varkappa b}{k(a+b)C_a^2}, \tag{4}$$

где

$$\begin{aligned} h =& \zeta(t_{22}^2 + \alpha^2 t_{12}^2) + \zeta^{-1}(t_{11}^2 + t_{21}^2\alpha^{-2})\\ &- 2(\alpha t_{11}t_{12} + \alpha^{-1}t_{21}t_{22})\operatorname{cth}\varkappa b,\\ m_{\perp}^{-1} =& m_A^{-1}\theta + m_B^{-1}(1-\theta),\\ \theta =& \frac{C_a^2}{2(a+b)}\,a\left(1 + \frac{\sin ka}{ka}\right),\\ C_a^2 =& 2(a+b)\left\{a\left(1+\frac{\sin ka}{ka}\right) + b\left(\frac{\operatorname{sh}\varkappa b}{\varkappa b}+1\right)\right.\\ &\left.\times\frac{1+\cos ka}{\operatorname{ch}\varkappa b + 1}\left[t_{11} - t_{12}\beta\operatorname{th}\frac{\varkappa b}{2}\right]\right\}^{-1}. \end{aligned} \tag{5}$$

Остальные обозначения такие же, как в [7]. Оценка эффективной константы взаимодействия в выражении

БКШ для вычисления критической температуры

$$T_c = \frac{2\gamma}{\pi}\,\omega_D e^{-1/\lambda_{\text{eff}}} \tag{6}$$

производится по формуле

$$\lambda_{\text{eff}} = N_{\text{eff}}(0)g. \tag{7}$$

Введение продольной и поперечной массы эквивалентно эллипсоидальной Ферми поверхности. Плотность состояний для такого спектра имеет вид

$$N_{\text{eff}}(0) = \frac{P_0}{\pi^2}\sqrt{m_{\parallel} m_{\perp}}. \tag{8}$$

Особенностью нашей модели является тот факт, что обобщенные граничные условия влияют на величину эффетивной массы и тем самым на величину критической температуры. Зависимость $T_c(a, b)$, полученная с учетом выражений для $m_{\parallel}$, $m_{\perp}$, обнаруживает следующее поведение. При обобщенных граничных условиях происходит локализация параметра порядка: при $a \Rightarrow 0$ T_c не стремится к T_{cB}, а стремится к температуре $T^* > T_{cB}$, величина которой определяется элементами матрицы перехода $\hat{T}_{AB}$. При этом слои с высокими T_c ведут себя как плоские дефекты и параметр порядка локализуется на этих дефектах. Аналогичный эффект имеет место для плоского дефекта в сверхпроводнике [8], где он обусловлен наличием таммовских уровней. При обычных граничных условиях (1) этот эффект отсутствует и мы имеем куперовский предел, т.е. T_c плавно меняется между T_{cA} и T_{cB}. Полученные результаты представляют интерес для объяснения экспериментальных данных по локализации параметра порядка на сетке дислокаций [1].

Таким образом, выбор матрицы перехода влияет на минизонную структуру электрона в сверхрешетке и тем самым на плотность состояний на поверхности Ферми. Последняя величина в свою очередь приводит к экспериментально наблюдаемому эффекту локализации в сверхпроводящих сверхрешетках.

Список литературы

[1] *Миронов О.А., Чистяков С.В., Скрылев И.Ю.* и др. // Письма в ЖЭТФ. 1989. Т. 50. С. 300–303.
[2] *Yang H.C., Wang L.M., Horng H.E.* // Phys. Rev. 1999. Vol. 59. P. 8956–8961.
[3] *Takahashi S., Hirai T., Machida M. Tachiki M.* // Physica C. 1994. Vol. 235–240. P. 2585–2586.
[4] *Баранов М.В., Буздин А.И., Булаевский Л.Н.* // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. С. 1063–1073.
[5] *Гвоздиков В.М.* // ФНТ. 1989. Т. 15. С. 636–643.
[6] *Prohammer M.* // Physica C. 1989. Vol. 157. P. 4–12.
[7] *Гашимзаде Н.Ф., Ивченко Е.Л.* // ФТП. 1991. Т. 25. С. 323–327.
[8] *Суслов И.М.* // ЖТФ. 1989. Т. 95. С. 949–959.