

## О ПРОЯВЛЕНИИ ЭКСИТОННОГО МЕХАНИЗМА В СЛУЧАЕ ГРАНУЛИРОВАННЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

*В. Л. Гинзбург*

Экситонный механизм сверхпроводимости мог бы, по нашему мнению, ярче всего проявиться в случае систем с плоской геометрией, т. е. для "сэндвичей" диэлектрик – металл – диэлектрик и для слоистых химических соединений (см. [1] и указанную там литературу). Несомненно, однако, что добиться существенного повышения критической температуры  $T_c$  в упомянутых случаях весьма трудно. Для сэндвичей затруднения связаны с необходимостью довести металлическую пленку до предельно малой толщины, не говоря уже о подборе подходящего диэлектрика [1,2]. Для слоистых соединений основная проблема состоит во введении (например, в результате "интерхалирования") нужных диэлектрических "прослоек". Использование в качестве таких прослоек больших молекул типа пиридина [3] недостаточно эффективно [3, 4]. Возможность же создания "прослоек" полупроводникового типа с нужной экситонной полосой еще не доказана.

В свете сказанного и новых экспериментальных работ [5 – 7] особый интерес приобретают гранулированные сверхпроводники, в которых очень мелкие металлические частички (лучше всего в виде чешуек или сильно сплюснутых дисков) находятся в подходящей диэлек-

трической матрице. В этом случае, как уже подчеркивалось ранее [ 1], нет нужды создавать сплошную сверхтонкую пленку и вместе с тем открываются, по-видимому, самые широкие возможности для подбора диэлектрика.

В работе [ 6] обнаружена сверхпроводимость в системах  $Cu - Ge$ ,  $Au - Ge$ ,  $Ag - Ge$  и предполагается, что ответственной за сверхпроводимость является металлическая фаза  $Ge$  (такая фаза, устойчивая при давлениях  $p > 115$  кбар, действительно сверхпроводит с  $T_c = 5,35$  К). Однако, в [ 7] приводится другое объяснение, связанное как раз с предположением о грануляции и влиянии на частички  $Cu$ ,  $Au$ , и  $Ag$  окружающей их матрицы из полупроводникового  $Ge$ . Такая точка зрения находит известное подтверждение в связи с опытами [ 5, 7] над системой  $Al - Ge$ . В этом случае гранулированный характер пленки устанавливается различными методами, а также по ряду причин считается, что повышение  $T_c$  связано с влиянием диэлектрика.

Несомненно, существенный прогресс в понимании роли экситонного механизма в случае гранулированных сверхпроводников может быть достигнут только путем новых экспериментов. Для их интерпретации желательно, однако, иметь хотя бы весьма приближенные формулы, позволяющие оценить влияние на  $T_c$  различных параметров и, в первую очередь, размера гранул (использование с этой целью формулы, имеющейся в статье [ 8], представляется нам, недопустимым по причинам, указанным в [ 1, 9]).

Для образцов с размерами, малыми по сравнению с "длиной когерентности", эффективное взаимодействие  $V_{eff}$  можно считать равным среднему взаимодействию по объему образца [ 10, 11]. Поэтому для гранулы с объемом  $v$  можно положить

$$V_{eff} = \frac{1}{v} \int V(r) dr = \frac{V_b(v - v_s) + V_s v_s}{v}, \quad (1)$$

где при переходе к последнему выражению считается, что в "толще" гранулы ответственное за появление сверхпроводимости взаимодействие равно  $V_b$ , а в поверхностном ее слое с объемом  $v_s = S\sigma$  соответствующее взаимодействие равно  $V_s$ ; здесь  $S$  — площадь поверхности гранулы и  $\sigma$  — характерная глубина, на которую распространяется действие диэлектрика.

Взаимодействие  $V_b$  будем считать фононным, а взаимодействие  $V_s$  — экситонным и поэтому положим

$$\left. \begin{aligned} g_b &= N(0) |V_b| \text{ при } \omega < \omega_{ph}, & g_b &= 0 \text{ при } \omega > \omega_{ph} \\ g_s &= N(0) |V_s| \text{ при } \omega < \Omega_e, & g_s &= 0 \text{ при } \omega > \Omega_e \end{aligned} \right\}. \quad (2)$$

Здесь  $N(0)$  плотность состояний вблизи границы Ферми для металлической гранулы,  $\omega_{ph} \sim \frac{k\Theta_D}{\hbar}$ ,  $\Theta_D$  — дебаевская температура и

$\Omega_e = \sqrt{\epsilon} \Omega = k \vartheta_e / \hbar$  — характерная экситонная частота (подробнее см [1]). Учет кулоновского взаимодействия, если оно в достаточной мере подавлено (условие  $\ln(\omega_F / \omega_{ph}) \gg 1$ , где  $\hbar \omega_F = E_F$  — энергия Ферми в металле), мало изменяет картину и, в некоторой мере, можно считать, что кулоновское взаимодействие учтено при выборе значений  $g_b$  и  $g_s$ . В обсуждаемых условиях, в приближении слабой связи (см. [1] формула (54))

$$T_c \sim \Theta_D e^{-1/g}, \quad g = g_b (1 - \xi) + \frac{g_s \xi}{1 - g_s \xi \ln(\Theta_e / \Theta_D)}, \quad \xi = \frac{v_s}{v}. \quad (3)$$

Если

$$g_b g_s \xi (1 - \xi) \ln\left(\frac{\Theta_e}{\Theta_D}\right) \ll g_b (1 - \xi) + g_s \xi, \quad \text{то}$$

$$T_c \sim \Theta_D \left(\frac{\Theta_e}{\Theta_D}\right)^{\frac{g_s \xi}{g_b (1 - \xi) + g_s \xi}} \exp\left\{-\frac{1}{g_b (1 - \xi) + g_s \xi}\right\}. \quad (4)$$

Для гранул из материалов, которые в массивном состоянии не сверхпроводят, нужно, видимо, положить  $g_b \leq 0$ . Очевидно, при  $g_b = 0$

$$T_c \sim \Theta_e e^{-\frac{1}{g_s \xi}}. \quad (5)$$

Для сферических гранул радиуса  $r$  параметр  $\xi = 3\sigma/r$ ; для гранул в виде плоских дисков с толщиной  $2d$  и с характерным радиусом  $R \gg d$  параметр  $\xi = \sigma/d$ . Использование дисков (чешуек) предпочтительно, ибо в этом случае можно надеяться получить не слишком малые значения  $\xi$  (для хорошего металла глубина  $\sigma \lesssim 3 - 5 \text{ \AA}$ ) при не слишком малом объеме гранул. Последнее нужно для уменьшения термодинамических флуктуаций и возможности не считать существенным квантование уровней электронов в грануле. Роль поверхности и, в частности, связанный с поверхностью вклад экситонного механизма можно надеяться выяснить, изменяя параметр  $\xi$  при прочих равных условиях (при этом, конечно, изменения  $T_c$  не будут большими пока  $\xi \ll 1$ ). Для того чтобы экситонный механизм был существенен (т. е. параметр  $g_s$  был достаточно велик) в диэлектрике должны существовать экситоны с частотами  $\Omega_e \ll \omega_F$ , не слишком сильно затухающие для волновых чисел  $q \sim q_F$  ( $\hbar q_F$  — импульс на границе Ферми металла) и к тому же обладающие возможно большей силой осцилляторов [1]. Удовлетворить этим требованиям весьма нелегко и Ge по всей видимости им не удовлетворяет<sup>1)</sup>. Последнее заставляет несколько сом-

<sup>1)</sup> В этом отношении, впрочем, нет ясности, поскольку проницаемость  $\epsilon = \epsilon_1 + i\epsilon_2$  для Ge довольно сложным образом зависит от частоты  $\omega$  (см., например, [12]), а расчеты [1, 2, 9] проводились только для значительно более простой модели диэлектрика.

неваться в интерпретации данных [ 5 – 7 ] на основе экситонного механизма и, главное, позволяет настоятельно рекомендовать использовать в качестве диэлектрической матрицы в гранулированных сверхпроводниках различные диэлектрики (полупроводники) с выраженными экситонными зонами, лежащими существенно ниже энергии Ферми и металла ( в этой связи подходят значения  $\hbar\Omega_e \lesssim 1 - 2 \text{ эВ}$ , причем  $\Omega_e$  есть частота экситонов при  $q \sim q_F$  ).

Физический институт  
им. П.Н.Лебедева  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
26 октября 1971 г.

### Литература

- [ 1 ] В.Л.Гинзбург. УФН, **101**, 185, 1970; Sov. Phys. Uspekhi, **13**, 335, 1970.
  - [ 2 ] Г.Ф.Жарков, Ю.А.Успенский. ЖЭТФ, **61**, 2123, 1971.
  - [ 3 ] R.Gamble, F.J.Di Salvo, R.A.Klemm, T.H.Geballe. Science, **168**, 568, 1970; Phys. Rev. Lett., **27**, 310, 314, 1971.
  - [ 4 ] Л.Н.Булаевский, Ю.А.Кухаренко. ЖЭТФ, **60**, 1518, 1971.
  - [ 5 ] G.Deutscher, J.P.Farges, F.Meunier, P.Nedellec. Phys. Lett., **35A**, 265, 1971.
  - [ 6 ] B.Stritzker, H.Wühl. Zs. f. Phys., **243**, 361, 1971; H.L.Luo, M.F.Merriam, D.C.Hamilton. Science, **145**, 581, 1964; Н.Е.Алексеевский, В.М.Закосаренко, В.И.Цебро. Письма в ЖЭТФ, **12**, 228, 1970; **13**, 412, 1971.
  - [ 7 ] A.Fontaine, F.Meunier. Preprint, 1971.
  - [ 8 ] J.P.Narault. J. Phys. Chem. Solids, **29**, 1765, 1968.
  - [ 9 ] Д.А.Киржниц, Е.Г.Максимов, Д.И.Хомский. Препринт ФИАН, №108, 1970.
  - [ 10 ] L.N.Cooper. Phys. Rev. Lett., **6**, 689, 1961.
  - [ 11 ] Д.А.Киржниц, Е.Г.Максимов. ФММ, **22**, 520, 1966.
  - [ 12 ] G.Dresselhaus. Proc. IX Intern. Conf. on the Physics of Semiconductors, **1**, 29, 1968.
-