

ДЕТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ПРОВОДИМОСТИ НА ПОСТОЯННОМ ТОКЕ В РАЗУПОРЯДОЧЕННЫХ СИСТЕМАХ ЗА СЧЕТ ПРЫЖКОВОГО ПЕРЕМЕЩЕНИЯ ПОЛЯРОНОВ МАЛОГО РАДИУСА

Г. П. Триберис *

Афинский университет, Афины, Греция

(Получена 30 ноября 1992 г. Принята к печати 2 декабря 1992 г.)

Всесторонне исследуется процесс проводимости в разупорядоченных системах за счет прыжкового перемещения поляронов малого радиуса. Для этой цели мы используем обобщенную модель молекулярного кристалла. Это есть подходящее обобщение модели молекулярного кристалла в приложении к разупорядоченному материалу. Его существенными чертами являются: 1) зависящая от местоположения в решетке локальная энергия электрона $\epsilon_i(0)$, 2) зависящий от местоположения параметр электрон-решеточного взаимодействия A_i и соответствующая энергия связи. Используя эту модель и формулу Кубо, мы оцениваем «микроскопическую» проводимость на постоянном токе σ_{ij} для скачка поляронов малого радиуса между двумя неэквивалентными положениями i и j , микроскопическую подвижность μ_{ij} и соответственно диффузионную постоянную D_{ij} или частоту прыжков γ_{ij} . После анализа микроскопического поведения системы определяется «макроскопическая» проводимость на постоянном токе с использованием теории протекания. Получены аналитические выражения для проводимости на постоянном токе. Мы нашли, что в случае слабого внешнего электрического поля F проводимость на постоянном токе σ_0 зависит от температуры как $\ln \sigma_0 \sim [(T_0/T)^y]$, где аналитическое выражение для T_0 и величина y зависят в свою очередь от рассматриваемого случая: некоррелированный или коррелированный перескок, высокие или низкие температуры, и какова энергетическая зависимость плотности состояний в принимаемой модели.

В случае сильного внешнего электрического поля проводимость на постоянном токе $\sigma(F)$ в пренебрежении корреляциями изменяется согласно $\ln \sigma(F) \sim \ln \sigma_0 + h(F)/f(T)$, где аналитические выражения для σ_0 и $f(T)$ различны при высоких и низких температурах.

И наконец, мы приводим набор экспериментальных данных, которые находят удовлетворительное объяснение с помощью этих моделей. Выявлена также важная роль корреляций.

Введение. Когда мы исследуем поведение коэффициентов переноса таких как электропроводность, возникает комплекс вопросов, на которые требуется дать ответы. а) С какой физической ситуацией мы имеем дело? В нашем случае имеет место разупорядоченная система, где происходит образование малых поляронов. б) Как можно проанализировать микроскопическое поведение системы? Мы делаем это с помощью введения обобщенной модели молекулярного кристалла (ОММК) и использования теории линейного отклика. в) Как мы переходим от микроскопического поведения системы к тому, что мы реально (макроскопически) измеряем? Ответ дается соответствующим применением теории протекания. г) Наконец, сравнивая наши теоретические результаты с экспериментом, мы пытаемся ответить на основной вопрос теоретика: было ли это упражнением мысли? достигли ли мы реальности?

* Почтовый адрес автора: University of Athens, Department of Physics, Solid State Section, Panepistimiopolis, 15784 Zografos, Athens, Greece.

ОММК [1, 2] является обобщением модели молекулярного кристалла, предложенного Холстейном [3].

Мы рассматриваем пару соседних молекулярных позиций в решетке с векторами r_i, r_j , имеющих энергетическое разупорядочение $\varepsilon_j(0) - \varepsilon_i(0) \neq 0$, где $\varepsilon_i(0)$ — локальная энергия электрона в положении i при условии, что атомы не смещаются из-за наличия других атомов. Чем меньше $\varepsilon_i(0)$, тем больше локализована волновая функция электрона и, следовательно, больше энергия связи $E_b(i)$, т. е. $E_b(i) \neq E_b(j)$. Различие в энергиях связи означает различие в величинах параметра электрон-решеточного взаимодействия: $A_i \neq A_j$.

Матричные элементы гамильтониана системы есть

$$\langle m | H | n \rangle = \langle m | H_0 + V | n \rangle = E_{i, \{n_k\}} \delta_{ij} \delta_{\{n_k\}, \{n'_k\}} + \langle m | V | n \rangle, \quad (1)$$

где $|n\rangle = |i, \{n_k\}\rangle$ — собственные состояния H , а H_0 — гамильтониан нулевого порядка (т. е. $J = 0$, J — стандартный интеграл электронного перекрытия в теории сильной связи) с соответствующими собственными значениями:

$$E_{i, \{n_k\}} = \varepsilon_i(0) - E_b(i) + \sum_{\mathbf{k}} \hbar \omega_{\mathbf{k}} \left(n_{\mathbf{k}} + \frac{1}{2} \right). \quad (2)$$

Здесь $\{n_k\}$ представляет собой весь набор колебательных квантовых чисел (... , $n_{\mathbf{k}}, \dots$) для случая, когда заполненному центру соответствует вектор r_i , и

$$E_b(i) = \left(\frac{1}{N} \right) \sum_{\mathbf{k}} \frac{A_i^2}{2M\omega_{\mathbf{k}}^2} \quad (3)$$

есть энергия связи малого полярона.

Выражение $\langle m | V | n \rangle$ для ОММК является перекрывающейся частью гамильтониана с матричными элементами в виде

$$\begin{aligned} \langle m | V | n \rangle = \langle r_i, \{n'_k\} | V | r_j, \{n_k\} \rangle = & -J \sum_{\mathbf{k}} \delta_{r_i, r_j + \mathbf{h}} \prod_{\mathbf{k}} \left([1 - (1/N)] \times \right. \\ & \times \left(n_{\mathbf{k}} + \frac{1}{2} \right) / [2M\omega_{\mathbf{k}} (\hbar\omega_{\mathbf{k}})] [A_{r_j + \mathbf{h}}^2 \{1 - \lambda \sin [2\mathbf{k} \cdot (r_j \pm \mathbf{h})]\} + \\ & + A_{r_j}^2 \{1 - \lambda \sin (2\mathbf{k} \cdot r_j)\} - 2A_{r_j} A_{r_j + \mathbf{h}} \{ \cos (\mathbf{k} \cdot r_i) - \\ & \lambda \sin [2\mathbf{k} \cdot (r_i + \frac{1}{2} \mathbf{h})]\} \Big] \delta_{n_{\mathbf{k}}, n'_k} \pm (4/N)^{1/2} \left[\left(n_{\mathbf{k}} + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right) / 2 \right]^{1/2} \times \\ & \times [2^{1/2} M^{1/2} \omega_{\mathbf{k}} (\hbar\omega_{\mathbf{k}})^{1/2}] \left\{ A_{r_j + \mathbf{h}} \sin \left[\mathbf{k} \cdot (r_i + \mathbf{h}) + \frac{1}{4} \pi \right] - \right. \\ & \left. A_{r_j} \sin \left(\mathbf{k} \cdot r_i + \frac{1}{4} \pi \right) \right\} \delta_{n_{\mathbf{k}}, n'_k \pm 1}. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь $\lambda = \pm 1$ в соответствии с тем, является ли $\mathbf{k}\mathbf{h}$ положительным или отрицательным, а $r_j = r_i + \mathbf{h}$, где \mathbf{h} обозначает ближайших соседей.

Оценив $\langle m | V | n \rangle$, мы можем определить оператор скорости [4]

$$u_{ij} = \langle m | u | n \rangle = \left(\frac{i}{\hbar} \right) \langle m | V | n \rangle (r_j - r_i), \quad (5)$$

оператор плотности тока зарядов

$$j_{ij} = n_c q u_{ij}, \quad (6)$$

проводимость [5]

$$\sigma_{ij} = \int_0^{\infty} dt \int_0^{\beta} d\rho \langle j(-i\hbar\rho) j(t) \rangle, \quad (7)$$

подвижность μ_{ij} и соответственно коэффициент диффузии $D_{ij} = \mu_{ij}/e\beta$ или частоту перескоков

$$L_{ij} = \frac{D_{ij}}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|^2}. \quad (8)$$

2. Особые применения

Для высоких температур ($\hbar\omega_0 \ll kT$) [2]

$$L_{ij} = \gamma_0 \exp(-\varepsilon_2/kT) \begin{cases} \exp[-(E_j - E_i)/2kT] & \text{для } E_j > E_i \text{ (abs.)}, \\ \exp[(E_j - E_i)/2kT] & \text{для } E_j < E_i \text{ (emis.)}, \end{cases} \quad (9)$$

где

$$\gamma_0 = (J^2/\hbar) (\pi/4\varepsilon_2 kT)^{1/2}, \quad (10)$$

$$\varepsilon_2 = [E_b(i) + E_b(j)]/4, \quad (11)$$

$$E_i = \varepsilon_i(0) - E_b(i). \quad (12)$$

Для низких температур ($\hbar\omega_0 \gg kT$) [6]

$$\bar{L}_{ij} = \bar{\gamma}_0 \begin{cases} \exp[-(E_j - E_i)/2kT] & \text{для } E_j > E_i \text{ (abs.)}, \\ 1 & \text{для } E_j < E_i \text{ (emis.)}. \end{cases} \quad (13)$$

Здесь

$$\bar{\gamma}_0 = (\omega_0/\pi) [\pi J \exp(-2\varepsilon_2/\hbar\omega_0)/\hbar\omega_0]^2 [(4\varepsilon_2/\hbar\omega_0)^{\Delta_{ji}/\hbar\omega_0}/(\Delta_{ji}/\hbar\omega_0)]. \quad (14)$$

3. Расчет на основе теории протекания

Приняв зависимость пространственного разделения R_{ij} двух состояний равной энергии ($\sim 2\alpha R_{ij}$), где α^{-1} — пространственная протяженность волновой функции электрона, локализованного на одном центре [7], получаем собственную частоту переходов

$$\gamma_{ij} = \exp(-2\alpha R_{ij}) L_{ij}. \quad (15)$$

А. Некоррелированные прыжки

а) Слабое внешнее электрическое поле. Имея скорость собственных переходов, мы получаем среднюю равновесную вероятность перехода W_{ij}^0 в виде [1]

$$W_{ij}^0 = (W_{ij}^0 W_{ji}^0)^{1/2} = [n_i^0 (1 - n_j^0)]^{1/2} [n_j^0 (1 - n_i^0)]^{1/2} (\gamma_{ij} \gamma_{ji})^{1/2}, \quad (16)$$

где n_i^0 является равновесной вероятностью заполнения i -го центра.

Для случая высокой температуры W_{ij}^0 имеет вид [1]

$$W_{ij}^0 = \gamma_0 \exp(-2\alpha R_{ij}) \exp[-(|E_i| + |E_j| + 2\varepsilon_2)/2kT]. \quad (17)$$

Соответствующая вероятность W_{ij}^0 для низкотемпературного режима [6] есть

$$\bar{W}_{ij}^0 = \bar{\gamma}_0 \exp(-2\alpha R_{ij}) \exp[-(|E_i| + |E_j| + |E_i - E_j|)/2kT]. \quad (18)$$

Условия детального равновесия требуют

$$W_{ij}^0 = W_{ji}^0. \quad (19)$$

В присутствии слабого внешнего электрического поля F $W_{ij}(F) \neq W_{ji}(F)$. Среднее значение полезного тока от центра i к центру j составляет

$$W_{ij} - W_{ji} = \frac{1}{kT} W_{ij}^0 [qF \cdot R_{ij} + \delta\mu_i - \delta\mu_j], \quad (20)$$

где $\delta\mu_i$ — изменение химического потенциала. Следовательно, электрический ток между двумя центрами равен

$$I_{ij} = \frac{q^2}{kT} W_{ij} V_{ij}, \quad (21)$$

где

$$V_{ij} = \left\{ F \cdot R_{ij} + \frac{\delta\mu_i - \delta\mu_j}{q} \right\}. \quad (22)$$

Таким образом, задача о процессах переноса может быть трансформирована в задачу построения сетки импедансов Z_{ij} , определяемых как

$$Z_{ij} = [(q^2/kT) W_{ij}^0]^{-1}. \quad (23)$$

В нашем случае сетки импедансов образуют три типа областей: короткозамкнутые цепи, $Z_{ij} < Z_c$; разомкнутые цепи, $Z_{ij} > Z_c$; области с импедансами $Z_{ij} \sim Z_c$, которые соединяют малые кластеры с низким импедансом и образуют проводящий кластер сквозь материал.

Протекание происходит, когда

$$Z_{ij} \ll Z_c. \quad (24)$$

Обратная величина Z_c^{-1} характеризует проводимость материала, наблюдаемую макроскопически.

Следовательно, Z_{ij} может быть записана в форме

$$Z_{ij} = Z_0 \exp(\xi_{ij}), \quad (25)$$

где

$$\xi_{ij} \ll \xi_c. \quad (26)$$

Стандартное приближение теории протекания, предложенное в [8] и принимающее, что энергия электрона имеет в основном поляронное происхождение, т. е. $|E_j| \sim E_b(i)$ в наших случаях при высоких температурах [1] дает

$$\xi_{ij} = 2\alpha R_{ij} + \frac{3}{4}(E_i + E_j) \quad (27)$$

и приводит к

$$Z_c = Z_0 \exp [(T_0/T)^{2/5}], \quad (28)$$

где

$$Z_0 = kT/q^2\gamma_0 \quad (29)$$

и

$$T_0 = 8.5N_s^{1/2}\alpha^3/kN_0, \quad (30)$$

N_s — концентрация центров в решетке, N_0 — плотность состояний (обе эти величины принимаются постоянными).

При низких температурах [6]

$$\xi_{ij} = 2\alpha R_{ij} + E_i \text{ (или } E_j)/kT, \quad (31)$$

что приводит к

$$\bar{Z}_c = \bar{Z}_0 \exp [(\bar{T}_0/T)^{1/4}], \quad (32)$$

где

$$\bar{Z}_0 = kT/q^2\bar{\gamma}_0 \quad (33)$$

и

$$\bar{T}_0 = 6.49\alpha^3/N_0k. \quad (34)$$

б) *Сильное внешнее электрическое поле.* При высоких температурах [9]

$$W_{ij}(F) = \gamma_0 \exp(-\mathcal{R}_{ij}). \quad (35)$$

$$\mathcal{R}_{ij} = \mathcal{R}'_{ij}(1 + \lambda \cos \vartheta) + E'_i + E'_j. \quad (36)$$

Здесь

$$\mathcal{R}'_{ij} = 2\alpha R_{ij}, \quad (37)$$

$$E'_i = E_i/(4/3)kT, \quad (38)$$

$$E'_j = E_j/(4/3)kT \quad (39)$$

и

$$\lambda = qF/2\alpha kT. \quad (40)$$

Проводимость является результатом многих серий прыжков по этой пятимерной сетке, и, поскольку короткие прыжки предпочтительны, именно среднее «расстояние» между ближайшими соседями в этом пятимерном пространстве $\bar{\mathcal{R}}_{nn}$ определяет полную проводимость, т. е. $\sigma(F)$ изменяется как $\exp(-\bar{\mathcal{R}}_{nn})$ или $\ln \sigma(F) = \text{const}(-\bar{\mathcal{R}}_{nn})$.

Следуя [10], мы определяем $N(\mathcal{R})$ как полное число состояний в пределах области \mathcal{R}_{ij} . Тогда $P_{nn}(\mathcal{R})$ есть вероятность того, что состояние из области \mathcal{R} является ближайшим соседом в пятимерном пространстве и, наконец, среднее расстояние между ближайшими соседями $\bar{\mathcal{R}}_{nn}$ есть

$$\bar{\mathcal{R}}_{nn} = \int_0^{\infty} \mathcal{R} P_{nn}(\mathcal{R}) d\mathcal{R} / \int_0^{\infty} P_{nn}(\mathcal{R}) d\mathcal{R}. \quad (41)$$

Для высокотемпературного режима мы получаем [9]

$$\sigma(F) \sim \exp \left\{ -(\bar{T}'_0/T)^{2/5} [1 - F^2/g(T)]^{2/5} \right\}, \quad (42)$$

где

$$\bar{T}'_0 = 3.76\alpha^3 N_s^{1/2} / kN_0, \quad (43)$$

$$g(T) = (2\alpha kT/q)^2. \quad (44)$$

Для $e\alpha^{-1} F \ll 2 kT$ превращается в

$$\ln \sigma(F) \sim \ln \sigma_0 + h(F)/f(T), \quad (45)$$

где

$$\ln \sigma_0 = -(\bar{T}'_0/T)^{2/5}, \quad (46)$$

$$f(T) = \left[\frac{2}{5} (\bar{T}'_0/T)^{2/5} g(T) \right]^{-1}, \quad (47)$$

$$h(F) = F^2. \quad (48)$$

При низких температурах, когда

$$\mathcal{R}_{ij} = \mathcal{R}'_{ij} (1 + \lambda \cos \vartheta) + \tilde{E}'_i \text{ (или } \tilde{E}'_j), \quad (49)$$

$$\tilde{E}'_i = E_i / 2kT, \quad (50)$$

мы получаем [11]

$$\sigma(F) \sim \exp \left\{ - (T^*_0/T)^{1/4} [1 - F^2/g(T)]^{1/2} \right\}, \quad (51)$$

где

$$T^*_0 = 1.28\alpha^3 / N_0 k, \quad (52)$$

или для $e\alpha^{-1} F \ll \kappa T$

$$\ln \sigma(F) \approx \ln \sigma_0 + h(F)/f(T), \quad (53)$$

где

$$\ln \sigma_0 = - (T^*_0/T)^{1/4}, \quad (54)$$

$$f(T) = \left[\frac{1}{2} (T^*_0/T)^{1/4} / g(T) \right]^{-1}. \quad (55)$$

Б. Коррелированные перескоки

Из теории перколяции известно, что условия критического протекания будут выполнены в том случае, если среднее число связей на один центр превышает некоторое критическое значение. В предположении теории протекания все центры эквивалентны. Если энергии центров неодинаковы, то энергия центра влияет на Z как входящей, так и выходящей связи, т. е. возникает корреляция с соседними

сопротивлениями Z . Следовательно, отсутствие корреляций в последовательностях импедансов не соответствует действительности, несмотря на то, что в первом приближении такое казалось вполне правдоподобным. Итак, мы должны принять в расчет неизбежные корреляции между сопротивлениями связей, исходящими из одного общего центра.

В этом случае мы определяем среднее число узлов, которые связаны с центром, имеющим энергию E_i , т. е. $P(Z_c/E_i)$ [8, 12], и усредняем эту величину по E .

Таким образом, получаем условие протекания

$$\bar{P}(Z_c) = \frac{\int_0^{E_m} P^2(Z_c/E_i) N(E_i) dE_i}{\int_0^{E_m} P(Z_c/E_i) N(E_i) dE_i}, \quad (56)$$

где E_m — максимальная энергия центра на пути протекания.

При высокой температуре [13] получаем

$$\ln \sigma \sim [-(T_0^*/T)^{1/4}], \quad (57)$$

где

$$\tilde{T}_0^* = 12.5\alpha^3/N_0k, \quad (58)$$

в то время как при низких температурах [6]

$$\ln \sigma \sim [-(\tilde{T}'_0/T)^{1/4}], \quad (59)$$

где

$$\tilde{T}'_0 = 17.8\alpha^3/N_0k. \quad (60)$$

В [14, 16] было показано, что учет корреляций уменьшает величину плотности состояний в сравнении с величиной, полученной без их учета.

T	$N(E)$	Некоррелированные перескоки		Коррелированные перескоки	
		ν	T_0	ν	T_0
Низкая	$N_0 = \text{const}$	1/4	$6.49 \frac{\alpha^3}{N_0k}$	1/4	$17.8 \frac{\alpha^3}{N_0k}$
Высокая	$N_0 = \text{const}$	2/5	$8.5 \frac{N_0^{1/2} \alpha^{3/2}}{N_0k}$	1/4	$12.5 \frac{\alpha^3}{N_0k}$
Низкая	N_0E	2/5	$5.71 \frac{\alpha^{3/2}}{N_0^{1/2}k}$	2/5	$11.63 \frac{\alpha^{3/2}}{N_0^{1/2}k}$
Высокая	N_0E	4/7	$6.45 \frac{N_0^{1/4} \alpha^{3/4}}{N_0^{1/2}k}$	2/5	$4.2 \frac{\alpha^{3/2}}{N_0^{1/2}k}$
Низкая	N_0E^n $n=0, 1, 2, \dots$	$\frac{n+1}{n+4} \left\{ 0.27 \frac{(n+1)(n+2)(n+3)(n+4)\alpha^{1/n+1}}{N_0k^{n+1}} \right\}$	—	$\frac{n+1}{n+4}$	$g(n) \left\{ \frac{\alpha^3}{N_0k^{n+1}} \right\}^{1/n+1}$
Высокая	N_0E^n	$\frac{2n+2}{2n+5}$	—	$\frac{n+1}{n+4}$	—

4. Влияние модели плотности состояний, учитывающей зависимость от энергии

Как мы уже видели, проводимость на постоянном токе изменяется с температурой следующим образом:

$$\ln \sigma \sim -\xi_c = [-(T_0/T)^\nu], \quad (61)$$

где аналитическое выражение для T_0 и значение ν зависят от выбранного случая, т. е. от того, рассматриваются ли некоррелированные или коррелированные перескоки, высокие или низкие температуры.

Некоторое время назад в работе [1] было указано на необходимость учитывать тот факт, что низкоэнергетические состояния оказываются менее «плотными», т. е. вместо постоянной плотности состояний нам следует выбрать более подходящее выражение. Это приведет к изменению T_0 , равно как и температурной зависимости проводимости [15, 16].

Результаты расчета для более реалистичной модели плотности состояний приведены в таблице.

5. Сравнение с экспериментом

Теоретические результаты, приведенные выше, были использованы для анализа проводимости на постоянном токе в приложении к большому количеству разупорядоченных систем.

Так, поведение проводимости на постоянном токе различных халькогенидных стекол, таких как $\text{Ge}_x\text{Sb}_y\text{Se}_z$, As_xSe_y , проанализировано в работе [17] с использованием модели [1]. Транспортные свойства фосфоромолибденовых и фосфоровольфрамовых стекол были успешно интерпретированы [18] с помощью той же модели. Эта же модель, а также модель, описанная в [6], были использованы для анализа явлений переноса (проводимость на постоянном токе и термоэдс) в стеклах на основе $\text{As}-\text{Te}$ [19]. Транспортные свойства стеклокерамик в системах $\text{BaO}-\text{Fe}_2\text{O}_3-\text{B}_2\text{O}_3-\text{X}_2\text{O}_3$ (X : Sb, As) и проводимость на постоянном токе в стеклах, полученных из соляного геля в системе $\text{Fe}_2\text{O}_3-\text{SiO}_2$, интерпретированы соответственно в [20] и [21] с помощью моделей [1] и [13]. Авторы работы [22] объяснили явления переноса в полупроводниковых стеклах $\text{CuO}-\text{Sb}_2\text{O}_3-\text{P}_2\text{O}_5$, основываясь на работе [13].

Авторы работы [23] безуспешно применяли различные теоретические модели, пытаясь объяснить поведение проводимости на постоянном токе в условиях сильного электрического поля для пленок SiO_2 , полученных высокочастотным распылением. Экстраполируя свои экспериментальные результаты в область слабых полей и используя результаты работы [1], они подтвердили свою точку зрения на возможность осуществления процесса переноса в исследуемой системе путем перескоков поляронов. Интерпретация поведения проводимости на постоянном токе в этой системе для каждого из значений приложенного электрического поля в области высоких и низких температур дана в [9, 11].

Модель, описанная в работе [9], также использовалась в [24, 25] для объяснения экспериментальных результатов, относящихся к электронному поведению монокристаллов $\text{CdF}_2 : \text{Cd}^{3+}$. В [26, 27] для объяснения проводимости на постоянном токе в окислах $\text{Nb}-\text{W}$ использована модель, предложенная в [13]. Та же модель в сочетании с моделью [6] применена в [28] для описания проводимости на постоянном токе в аморфных пленках V_2O_5 . Анализ, представленный в [6], использовался авторами [30] для изучения термоэдс в смесях металл—изолятор. Поведение проводимости на постоянном токе в стеклах $\text{V}_2\text{O}_5-\text{P}_2\text{O}_5$ проанализировано в [14] с помощью моделей [1, 6, 13] и выявлена существенная роль корреляции для явлений переноса в аморфных материалах.

Наконец, результаты, приведенные в работах [^{1, 15}], были использованы в [^{31, 32}] для объяснения проводимости в полупроводниковой фазе различных соединений, в которых возможно проявление сверхпроводящих свойств с высокой T_c .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] G. P. Triberis, L. R. Friedman. *J. Phys. C*, **14**, 4631 (1981).
- [2] G. P. Triberis. *Phys. St. Sol. (b)*, **132**, 641 (1985).
- [3] T. Holstein. *Ann. Phys. (N. Y.)*, **8**, 343 (1959).
- [4] D. Emin. *Adv. Phys.*, **24**, 305 (1975).
- [5] R. Kubo. *J. Phys. Soc. Japan*, **12**, 1203 (1957).
- [6] G. P. Triberis. *J. Non-Cryst. Sol.*, **74**, 1 (1985).
- [7] V. Ambegaokar et al. *Phys. Rev. B*, **4**, 2612 (1971).
- [8] M. Pollak. *J. Non-Cryst. Sol.*, **11**, 1 (1972).
- [9] G. P. Triberis. *J. Phys. C*, **20**, 3707 (1987).
- [10] N. Apsley, P. H. Hughes. *Phil. Mag.*, **30**, 963 (1974).
- [11] G. P. Triberis. *J. Phys. C*, **21**, L821 (1988).
- [12] M. Pollak. *The Metal—Non-Metal Transitions in Disordered Systems* (ed. by L. P. Friedman, D. P. Tunstall), SUSSP (1978).
- [13] G. P. Triberis, L. R. Friedman. *J. Phys. C*, **18**, 2281 (1985).
- [14] G. P. Triberis. *Phys. St. Sol. (b)*, **158**, K149 (1990).
- [15] G. P. Triberis, X. Zianni, A. N. Yannacopoulos, V. C. Karavolas. *J. Phys.: Condens. Matter.*, **3**, 337 (1991).
- [16] G. P. Triberis. *Phil. Mag. B*, **65**, 131 (1992).
- [17] R. Mohan, K. J. Rao. *Mater. Res. Bull.*, **18**, 195 (1983).
- [18] U. Selvaraj, K. J. Rao. *Phil. Mag. B*, **58**, 208 (1988).
- [19] G. P. Triberis. *J. Non-Cryst. Sol.*, **87**, 86 (1986).
- [20] P. Brahma, D. Chakravorty. *J. Phys. D.: Appl. Phys.*, **23**, 706 (1990).
- [21] P. Brahma, D. Chakravorty, S. Mitra. *Eur. J. Sol. St. Inorg. Chem.*, **28**, 1139 (1991).
- [22] A. Ghosh, D. Chakravorty. *J. Phys.: Condens. Matter.*, **3**, 3335 (1991).
- [23] M. Meaudre, R. Meaudre, J. J. Hauser. *J. Non-Cryst. Sol.*, **58**, 145 (1983).
- [24] G. P. Triberis, N. Guskos, G. Kiriakidis. *Phys. St. Sol. (b)*, **147**, 349 (1988).
- [25] G. P. Triberis, N. Guskos. *Phys. St. Sol.*, **158**, K17 (1990).
- [26] C. Rüscher, E. Sabje, A. Hussain. *J. Phys. C*, **21**, 4465 (1988).
- [27] C. Rüscher, E. Sabje, A. Hussain. *J. Phys. C*, **21**, 3337 (1988).
- [28] G. P. Triberis. *J. Non-Cryst. Sol.*, **104**, 135 (1988).
- [29] L. Murawski, C. Sanchez, J. Livage, J. P. Audiere. *J. Non-Cryst. Sol.*, **124**, 71 (1990).
- [30] M. Khodja, M. Mostefa. *Sol. St. Commun.*, **79**, 427 (1991).
- [31] N. Guskos et al. *Phys. St. Sol. (b)*, **166** (1991).
- [32] G. P. Triberis et al. *Phys. St. Sol. (b)*, **171** (1992).

Редактор Л. В. Шаронова
