ЛИТЕРАТУРА

[1] Кубашевски О. Диаграммы состояний двойных систем на основе железа. М., 1985. [2] Canon J. E., Robertson D. L., Hall H. T.//Mater. Res. Bull. 1972. 7. P. 274. [3] Moreau I. M., Paccard L., Nozieres J. P. et al.// J. Less-Common Met. 1990. 163. P. 245. [4] Neiva A. C., Jonemine T., Landgraf F. J. S., Missel P. P.//Proc. of the 6-th Intern. Symp. on Magn. Anisotropy and Coersit. on Met. Alloys. Pittsburg, 1990. 11. P. 235. [5] Stadelimair H. H., Shneider G., Ellner M.//J. Less-Common Met. 1968. 115. P. L11. [6] Илюшин А. С. Введение в структурную физику редкоземельных интерметаллических соединений. М., 1991.

Поступила в редакцию
16.06.93

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. Т. 34, № 6

УДК 621.315.592

К ТЕОРИИ ПРЫЖКОВОЙ ПРОВОДИМОСТИ КВАЗИОДНОМЕРНЫХ НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ СИСТЕМ

И. П. Звягин

(*кафедра физики полупроводников*)

Рассмотрена анизотропия прыжковой проводимости квазиодномерных систем, связанная с особенностями формы оптимальных путей носителей. Показано, что для систем, описываемых с помощью модели R-протекания, указанные особенности не приводят к экспоненциальной анизотропии проводимости.

Хорошо известно, что проводимость неупорядоченных систем частно можно найти, используя методы теории протекания. В частности, задача о прыжковой проводимости в системе центров, координаты и энергии которых случайны, сводится к задаче связей на случайных узлах. Основные экспоненциальные температурная и концентрационная зависимости проводимости среды в этом случае определяются критическим значением темпа переходов между локализованными состояниями, отвечающим появлению в системе бесконечного кластера зацепляющихся связей. В силу того что при однородном распределении локальных центров (узлов) в пространстве существует единственный порог протекания даже для задачи с анизотропией темпов переходов, анизотропия экспоненциального множителя проводимости в этом случае отсутствует [1]. В то же время для систем с неоднородным распределением центров в пространстве ситуация может быть существенно иной. В квазидвумерных системах могут существовать два порога протекания, что приводит к появлению экспоненциальной анизотропии прыжковой проводимости [2]. Для квазиодномерных систем со слабым зацеплением между нитями, характеризуемых наличием одного порога протекания, в работе [3] также были получены различные экспоненциальные температурные зависимости продольной и поперечной прыжковой проводимости. Используя перколяционный подход, мы обсудим возможности существования экспоненциальной анизотропии прыжковой проводимости некоторых модельных квазиодномерных систем с одним порогом протекания.

Особенности рассматриваемой ситуации можно проиллюстрировать на примере хорошо известной модели анизотропного протекания на регулярной решетке [4]. Для двумерной анизотропной системы порог протекания один; граница области протекания на плоскости $(\eta_\parallel, \eta_\perp)$ определяется уравнением

$$\eta_\parallel + \eta_\perp = 1, \tag{1}$$

где $\eta_\parallel$, $\eta_\perp$ — вероятности образования продольных и поперечных связей. Вероятность образования цепочки s продольных связей равна $P_s = \eta_\parallel^s (1-\eta_\parallel)$ $\left(\sum_s P_s = 1\right)$, а среднее число связей в цепочке есть $\bar{s} = \sum_s sP_s = \eta_\parallel (1-\eta_\parallel)^{-1}$.

Для одномерных систем протекание невозможно (при $\eta_\perp=0$ имеем $\eta_\parallel=1$); протекание появляется лишь при достаточно большом числе поперечных связей. Среднее число поперечных связей, соединяющих продольную цепочку с соседними, равно $\nu_\perp=2\bar{s}\eta_\perp$; при этом учтено, что число соседних нитей равно двум. Протекание возникает, когда $\nu_\perp=\nu_c$, причем, согласно (1), $\nu_c=2$.

Появление протекания как в продольном, так и в поперечном направлении связано с переходами между цепочками. В случае сильно анизотропной системы ($\eta_\perp/\eta_\parallel\ll 1$) средняя длина цепочки велика, а среднее число поперечных связей мало, так что пути протекания содержат длинные участки, вытянутые в продольном направлении, с редкими поперечными перетяжками. Соответственно в окрестности порога протекания кратчайшие цепочки связей, соединяющие противоположные границы макроскопически большого образца в продольном и в поперечном направлениях, имеют существенно разные длины. Если принять, что связи представляют собой сопротивления одинаковой величины, то поперечное сопротивление системы будет в $(1-\eta_\parallel)^{-1}$ раз больше продольного.

Можно ожидать, что рассмотренные выше особенности формы путей протекания проявятся и в задачах о прыжковой проводимости. Рассмотрим простую модель квазиодномерной системы, в которой узлы случайно разбросаны вдоль нитей, периодически расположенных в плоскости. Задача о прыжковой проводимости такой системы эквивалентна задаче о вычислении полного сопротивления случайной сетки Миллера—Абрахамса, состоящей из сопротивлений R_{mn}, включенных между узлами, причем

$$R_{mn}=R_0\exp\{2r_{mn}/r_0\},$$

где R_0 — предэкспоненциальный множитель, для простоты полагаемый постоянным, r_0 — радиус локализации, а r_{mn} — расстояние между узлами. Пусть плотность распределения узлов вдоль цепочки есть n, а расстояние между нитями d превышает среднее расстояние между соседними центрами на нитях n^{-1}. Тогда задача сводится к задаче связей, определяемых для заданного r условием $r_{mn}<r$. Для квазиодномерной системы протекание зависит от наличия поперечных связей между цепочками; при $r<d$ таковые отсутствуют и протекания нет. Бесконечный кластер (БК) зацепляющихся связей появляется лишь при $r>d$, причем порог протекания можно найти из условия $\nu_\perp=\nu_{cr}$, где $\nu_\perp$ — среднее число поперечных связей, соединяющих фрагмент траектории, лежащий на нити, с соседними нитями, а ν_{cr} — критическое значение этого числа для задачи случайных узлов. Коль скоро средняя длина такого фрагмента велика, его сопротивление может оказаться большим по сравнению с сопротивлениями поперечных связей.

Используя пуассоновское распределение для узлов на нитях, можно найти:

вероятность существования цепочки s узлов, отстоящих друг от друга на расстояние, меньшее r, $P_s=[1-\exp\{-nr\}]^s\exp\{-nr\}$;

среднее число узлов во фрагментах траекторий, расположенных на нитях, $\bar{s}=\sum\limits_s sP_s=[1-\exp\{nr\}]\exp\{nr\}$ (оно экспоненциально велико при $nr\gg 1$);

среднее сопротивление, включенное между соседними узлами на нити,

$$\bar{R}=n\int dr\,R_0\exp\{2r/r_0\}\exp\{-nr\}=R_0\exp\{2r/r_0\}\frac{nr_0}{nr_0-2}\,\frac{\exp\{-nr\}-\exp\{-2r/r_0\}}{1-\exp\{-nr\}}.$$

Среднее число поперечных связей для рассматриваемого фрагмента цепочки связей есть $\nu_\perp=4\bar{s}n\sqrt{r^2-d^2}$. Условие $\nu_\perp=\nu_{cr}$ определяет порог протекания, при котором появляется БК:

$$r_c^2=d^2+(\nu_{cr}^2/16n^2)\,[1-\exp\{nr\}]^{-2}\exp\{-2nr_c\}.$$

Отсюда

$$\varepsilon=r_c-d\cong(\nu_{cr}^2/32dn^2)\exp\{-2nd\}$$

(это выражение справедливо при $2n\varepsilon\ll 1$). Видно, что при $nd\gg 1$ критическое значение r_c близко к d, а сопротивление поперечных связей близко к $R^{(tr)}=R_0\exp\{2d/r_0\}$.

Форма путей протекания, лежащих в БК, аналогична рассмотренной выше для задачи анизотропного протекания на решетке. Большой анизотропии можно было бы ожидать, когда полное сопротивление фрагмента цепочки связей, лежащего на нити, $R^{(l)}=\bar{s}\bar{R}=R_0\exp\{2d/r_0\}[nr_0/(nr_0-2)][\exp\{(n-2/r_0)d\}-1]$, превышает сопротивление поперечной связи R^{tr}. Это имеет место при $nr_0\gg 1$. В этом случае в непосредственной окрестности порога сопротивление поперечной перколяционной цепочки связей, лежащей в БК, превышает сопротивление продольной цепочки с тем же расстоянием между ее концами в $\{nr_0/(nr_0-2)\}\exp\{(n-2/r_0)d\}$ раз. Можно показать, однако, что для рассматриваемой модели это не приводит к экспоненциальной анизотропии проводимости. Действительно, полное сопротивление поперечной цепочки связей существенно уменьшается за счет ее спрямления путем включения сопротивлений, соединяющих узлы соседних нитей, находящихся на расстояниях порядка $\tilde{r}=\sqrt{d^2+An^{-2}}$, где A — постоянная порядка единицы. Поскольку $nd\gg 1$, имеем $\tilde{r}\simeq d+A/(2n^2d)$, и сопротивления спрямляющих поперечных связей отличаются от $R^{(\mathrm{tr})}$ в $\exp\{A/n^2r_0d\}$ раз. Поскольку $nr_0\gg 1$, эти сопротивления также должны быть включены в критическую подсетку [1], определяемую условием $d<r<d+r_0$, и экспоненциальной анизотропии проводимости нет. Это указывает на неприменимость использованной в работе [3] процедуры независимой оптимизации поперечных прыжков к рассматриваемым системам, описываемым в рамках модели R-протекания.

В заключение автор выражает признательность за частичную финансовую поддержку Российскому фонду фундаментальных исследований (грант 93-02-2408) и Американскому физическому обществу.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М., 1979. [2] Звягин И. П.//ЖЭТФ. 1993. **104**. С. 3479. [3] Нахмедов Э. П., Пригодин В. Н., Самухин А. Н.//ФТП. 1989. **31**, № 3. С. 31. [4] Redner S., Stanley H. E.//J. Phys. A. 1979. **12**. P. 1267.

Поступила в редакцию
01.12.93