

в стационарном режиме имеем: $N_e = \bar{t}_e \cdot k_{ac} \cdot N_i^2 \sim 1.6 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$, где $\bar{t}_e = l/v_e$ - характерное время ухода электронов на стенку, $l = 0.5 \text{ см}$ - размер области плазмы. Таким образом, плотность электронов более чем на пять порядков меньше плотности ионов. Это подтверждает достоверность использованного в данной работе приближения двухкомпонентной ион-ионной плазмы.

Плотности паров калия $5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ соответствует температура 450 К. Эта температура будет, видимо, определять величину тепловой скорости отрицательных ионов. Если предположить распределение электрического потенциала в источнике таким, что все отрицательные ионы движутся по направлению к эмиссионному отверстию с тепловой скоростью, то эмиссионная плотность тока определится по формуле $j_- = q \cdot N_- \cdot v_-$ (q - заряд электрона, v_- - средняя скорость отрицательных ионов) и составит 32 мА/см^2 . Соответствующий полный ток ионов 16 мА.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Б е т е р о в И.М., В а с и л е н к о Г.Л., С м и р н о в Б.М., Ф а т е е в Н.В. // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. № 1. С. 31-40.
- [2] С м и р н о в Б.М. Отрицательные ионы. М.: Атомиздат, 1978. 175 с.
- [3] С м и р н о в Б.М. Возбужденные атомы. М.: Энергоиздат, 1982. 231 с.
- [4] Справочник по лазерам / Под ред. акад. А.М. Прохорова. 1978. Т. 1, М.: Сов. радио. 504 с.

Поступило в Редакцию
4 декабря 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 3

12 февраля 1990 г.

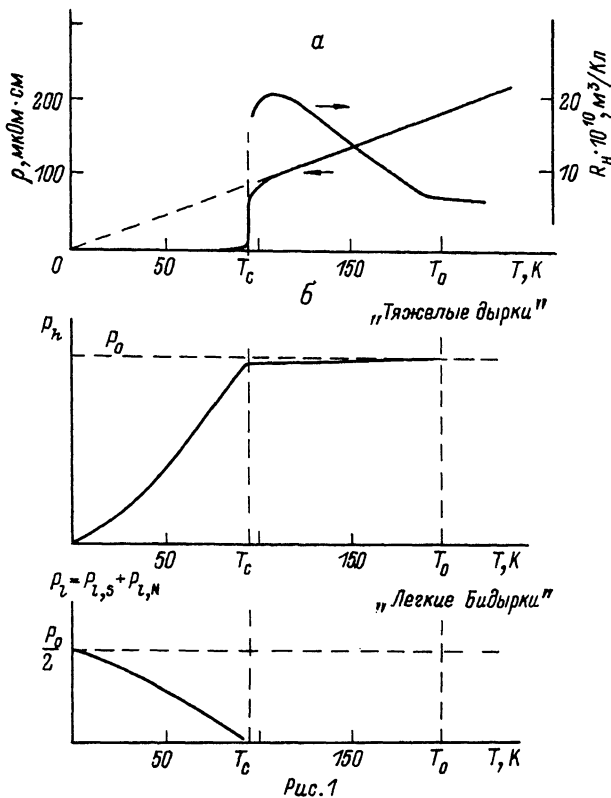
05.4

© 1990

О ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ТРАНСПОРТНЫХ ПРОЦЕССОВ В $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$

Л.Т. Г е р - М а р т и р о с я н

В настоящее время остро ощущается необходимость феноменологической модели, описывающей особенности транспортных процессов в плоскости *ab* монокристаллов высокотемпературных сверхпроводников, находящихся в нормальном состоянии. Эти особенности сводятся к следующим:



- а) Обобщенные экспериментальные зависимости удельного сопротивления и постоянной Холла от температуры.
- б) Расчетные зависимости концентрации P_h „тяжелых дырок” и P_l „легких бидырок” от температуры.

1. Удельное сопротивление ρ в широком интервале температур выше T_C линейно зависит от температуры, $\rho = \alpha T$ ($\alpha \approx \approx 0.8 \cdot 10^{-8}$ Ом м/К), отклоняясь вниз от линейной зависимости вблизи T_C [1-3] (см. рисунок, а).

2. Постоянная Холла $R_H > 0$ при увеличении температуры от T_C до $T \approx 300$ К уменьшается в ~ 3 раза [4, 5]; при $T \approx \approx 300$ К $R_H \approx 10^{-9}$ м³/Кл и не зависит от температуры [4] (см. рисунок, а).

В работе [3] рассматривается модель, содержащая два вида носителей заряда - „легкие” и „тяжелые” дырки. Такая модель позволяет описать особенности $\rho(T)$ и $R_H(T)$, но при этом приводит к очень большим, лишенным физического смысла количествам „тяжелых” носителей заряда, приходящихся на одну ячейку [3].

Можно предложить другую модель, также использующую предположение о наличии в материале носителей двух сортов, различа-

ющихся эффективными массами и подвижностями, описывающую особенности $\rho(T)$ и $R_H(T)$, но не связанную с нереальными значениями концентраций носителей заряда. Основные положения предлагаемой модели заключаются в следующем.

1. Выше некоторой температуры $T_0 > T_C$ в материале имеются только фермионы — „тяжелые дырки“ с концентрацией $\rho_h = \rho_0 = \text{const}$ и подвижностью μ_h . При этом $R_H = (|e|\rho_0)^{-1} = \text{const}$.

2. При $T \leq T_0$ начинают образовываться пары из „тяжелых дырок“ — „бидырки“ [6] с подвижностью $\mu_l > \mu_h$, поэтому их можно назвать „легкими бидырками“; эти носители заряда являются бозонами. При этом понижение температуры приводит к снижению ρ_h , а концентрация ρ_l бозонов растет, причем

$$\rho_h + 2\rho_l = \rho_0 = \text{const}.$$

3. При $T = T_C$ начинается Бозе-конденсация „легких бидырок“, обуславливающая сверхпроводящее состояние материала при $T < T_C$. Малая концентрация несконденсированных „легких бидырок“ играет роль своеобразной „затравки“.

4. При дальнейшем понижении температуры все большее число ферментов спаривается, образуя бозоны.

Вообще говоря, часть „тяжелых дырок“ может оставаться в неспаренном состоянии вплоть до $T = 0$; для определенности далее будем считать, что при $T \rightarrow 0$ все „тяжелые дырки“ превращаются в „легкие бидырки“.

Рассматривая совокупности бозонов и фермионов как газы элементарных частиц [7], находящиеся в равновесии друг с другом, можно показать, что при $t = (T/T_C) \leq 1$ $\rho_h = \rho_h(T_C) \cdot t^{3/2}$, концентрация несконденсированных бозонов $\rho_{l,N} = \rho_{l,N}(T_C) \cdot t^{3/2}$, а концентрация сконденсированных (сверхпроводящих) бозонов $\rho_{l,S} = (\rho_0/2) \cdot (1 - t^{3/2})$ соответственно (рисунок, б).

Таким образом, картина перехода в сверхпроводящее состояние весьма похожа на обычный сверхпроводящий переход в теории БКШ.

Имеющиеся в литературе данные для объемных монокристаллов и эпитаксиальных пленок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ позволяют оценить некоторые параметры предлагаемой модели: $\rho_0 \approx 0.7 \cdot 10^{28} \text{ м}^{-3}$, $T_0 \approx 290 \text{ К}$; при $T = T_C$ $\rho_l \approx 0.02 \rho_0$, $(\mu_l/\mu_h) \approx 10$; при $T \approx 300 \text{ К}$ $\mu_h \approx 3.5 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$.

Наличие небольшой концентрации „легких бидырок“ приводит к некоторому снижению $\rho(T)$ по сравнению с линейной зависимостью в области температур несколько выше T_C ; в высококачественных монокристаллах и эпитаксиальных пленках это отклонение становится заметным при $T \lesssim 120 \text{ К}$ [1,3].

Считаю приятным долгом выразить благодарность О.Г. Вендику за полезные обсуждения.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

[1] Буравов Л.И., Винников Л.Я., Емельченко Г.А. и др. Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 47. С. 50.

- [2] Авдеев Л.З., Быков А.Б., Демьянец Л.Н. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 46. С. 196.
- [3] Stormer H.L., Levi A.F.J., Baldwin K.W. et al. // Phys. Rev. B. 1988. V. 38. N 4. P. 2472.
- [4] Горлова И.Г., Зыбцев С.Г., Латышев Ю.И. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 47. С. 100.
- [5] Головашкин А.И., Красносвободцев С.И., Кучеренко И.В., Печень Е.В. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 48. С. 27.
- [6] Лушик Ч.Б., Куусманн И.Л., Фельдбах Э.Х. и др. // ФТТ. 1987. Т. 29. С. 3667.
- [7] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика, ч. 1. М.: Наука, 1976. 584 с.

Ленинградский электротехнический институт им. В.И.Ульянова (Ленина)

Поступило в Редакцию
22 июля 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 3

12 февраля 1990 г.

05.3; 07

© 1990

ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЯ В КАРБИДЕ КРЕМНИЯ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ИМПУЛЬСОВ ЭКСИМЕРНОГО ЛАЗЕРА МЕТОДОМ КАНАЛИРОВАНИЯ

К.К. Бурдель, А.С. Ахманов,
А.Ю. Поройков, А.В. Суворов,
Н.Г. Чеченин

Ранее [1] нами было установлено, что воздействие импульсов эксимерного лазера на имплантированные ионами Ga^+ образцы SiC приводит к плавлению приповерхностного слоя, начиная с энергий импульса $W \sim 0.2-0.3$ Дж·см⁻². В этой же работе было показано, что лазерное воздействие (ЛВ) с $W = 1.0$ Дж·см⁻² на кристаллический SiC вызывает интенсивное дефектообразование, генерируемое в процессе затвердевания (ресолидификации) расплавленного слоя. В настоящей работе проводится детальное исследование зависимости интенсивности дефектообразования в кристаллах SiC от энергии ЛВ, а также исследование стехиометрических нарушений при ЛВ.

Использовали образцы $SiC(6H)$ n -типа с ориентацией поверхности (0001). ЛВ производили на воздухе моноимпульсами ($\tau_{им} = 30$ нс) эксимерного ($XeCl$) лазера ($\lambda = 308$ нм) с энергиями $W = 0.83, 0.96, 1.26$ и 1.43 Дж·см⁻². Анализ проводили методом резерфордовского обратного рассеяния и каналирования