

Выводы:

1. Собственные шумы системы Лоренца, вызываемые флуктуациями параметров системы и принадлежащие частотной области инерциальных воздействий, приводят в течение конечных временных интервалов Δt_i к появлению последовательных многократных бифуркаций, вызывающих смену областей фазового пространства с различными состояниями равновесия; величина Δt_i пропорциональна интенсивности действующих шумов.

2. Воздействием на параметры ДС можно обеспечить требуемое состояние системы в конце каждого из интервалов Δt_i , и, значит, можно стабилизировать или стохатизировать систему Лоренца.

3. Минимальные значения мощности и энергии внешнего воздействия, необходимые для гарантированного управления состоянием ДС, определяются прежде всего параметрами δ и r системы и дисперсиями собственных шумов ДС.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Странные аттракторы. / Под ред. Синай Я.Г., Шильникова Л.П., М.: Мир, 1981. 253 с.
- [2] Хакен Г. Лазерная светодинамика. / Пер. с англ. М.: Мир, 1988. 320 с.
- [3] Афанасьев В.В., Польский Ю.Е. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. В. 11. С. 30-33.
- [4] Афанасьев В.В., Польский Ю.Е. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. В. 11. С. 52-56.
- [5] Грибков Д.А., Кузнецов Ю.И. // Вестник МГУ. Сер. 3. 1989. Т. 30. № 1. С. 83-84.

Поступило в Редакцию
22 июня 1990 г.
В окончательной редакции
17 января 1991 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 8

26 апреля 1991 г.

05.4

© 1991

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО КОНТАКТА
 $YBa_2Cu_3O_7$ С НЕКОТОРЫМИ ПОЛУПРОВОДНИКАМИ

Б. Венгалис, А. Юкна,
Н. Шикторов

Большинство металлов, исключая, по-видимому, лишь Ag и Au, нанесенные на высокотемпературный сверхпроводник $YBa_2Cu_3O_7$ (далее 123) обедняют его поверхность кислородом [1, 2]. В ре-

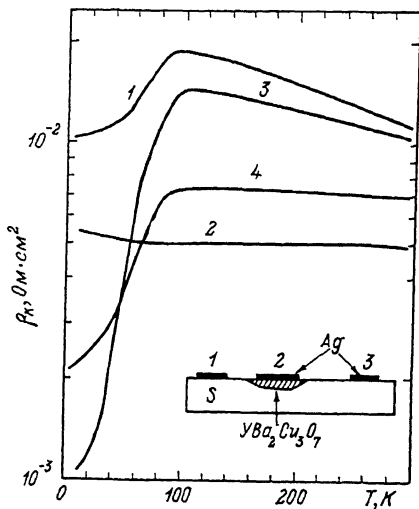


Рис. 1. Температурные зависимости электросопротивления контактов ($S/YBa_2Cu_3O_7$), $S=Pb_{0.8}Sn_{0.2}Te$ (1), $GeTe$ (2), Bi (3) и Sb (4). На вкладке схема расположения контактов.

зультате у поверхности 123 образуется несверхпроводящая прослойка, толщина которой зависит от ряда факторов. В случае $d \gg \chi$ ($\chi \cong 20 \text{ \AA}$ – наибольшая корреляционная длина в 123), она полностью определяет электрические свойства контакта ($M/123$). В то же время, при $d \lesssim \chi$ могут быть получены различные туннельные структуры: переходы $S-I-N$ типа с высоким значением дифференциального электросопротивления R_{kd} , соответствующем нулевому смещению [3], либо туннельные контакты близостного типа с $R_{kd} \rightarrow 0$ [4-6].

Интерес к электрическому контакту ($S/123$) (S – полупроводник) обусловлен возможностью управления его электрическими свойствами со стороны полупроводника. Серьезным препятствием этому является несовместимость полупроводниковой и сверхпроводниковой технологий: требуется насытить поверхность 123 кислородом, не окисляя нанесенный на эту поверхность слой S .

Целью данной работы было изготовление и исследование электрического контакта ($S/123$), где S – сильно легированные полупроводники: $Pb_{0.8}Sn_{0.2}Te$, $GeTe$ и $Cu_{2-x}Se$, а также полуметаллы Bi и Sb . Теллуриды $Pb-Sn$ и Ge – узкозонные проводники с концентрациями дырок $p \sim 10^{18}$ и 10^{21} см^{-3} соответственно, $Cu_{2-x}Se$ – полупроводник ($E_g = 0.78 \text{ эВ}$ [7]) со смешанной электронно-ионной электропроводностью. Изменению $x = (0.01-0.2)$ в нем соответствует $p = (10^{19}-6 \cdot 10^{21}) \text{ см}^{-3}$. Наконец, в Bi и Sb электрический ток переносится электронами и дырками с концентрациями $n = p = 3 \cdot 10^{18}$ и 10^{20} см^{-3} соответственно.

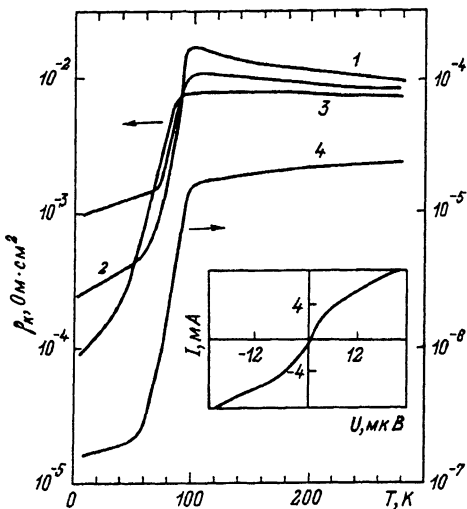


Рис. 2. Те же зависимости в случае $S \equiv \text{Cu}_{2-x}\text{Se}$, $x = 0.01$ (1), 0.03 (2) и 0.1 (3), с соответствующими концентрациями дырок ρ : $2 \cdot 10^{19}$, $3 \cdot 10^{20}$ и $1.5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$. Кривая 4 соответствует электросопротивлению контакта ($\text{Ag} / 123$).

Весьма качественные контакты с воспроизводимыми электрическими свойствами были получены нами механическим прижатием соприкасающихся веществ путем прессования. Для изготовления контакта ($S / 123$) использовали плотную сверхпроводящую керамику $123 T_c (R = 0) = 90 \text{ K}$, полученную горячим прессованием. На ее поверхность напыляли пленку Ag . Куски этой керамики (полученные дроблением), имеющие плоскую металлизированную поверхность ($Q^{\text{Ag}} = 2-3 \text{ мм}^2$), после отжига при $T = 400 \text{ }^\circ\text{C}$ в атмосфере кислорода помещались в прессформу и засыпались порошком размельченного вещества S . С использованием давления $P = 10 \text{ T/см}^2$ были получены таблетки вещества S толщиной $2-3 \text{ мм}$, диаметром 12 мм со встроенным образцом 123 (см. вкладку на рис. 1).

Для нахождения электросопротивления контакта ($S / 123$) — R_K^S пропускали ток $1 \ll 1 \text{ mA}$ между зондами 1 и 2 (см. вкладку на рис. 1) и измеряли напряжение между выводами 2 и 3: $U_{23} = I(R_K^S + R_K^{\text{Ag}}) + U_{03} + U_{\text{шаг}}$. Падения напряжений в объеме 123 — U_{03} и на контакте ($\text{Ag}/123$) — $(I R_K^{\text{Ag}})$ оценивали из отдельных измерений (см. кривую 4 на рис. 2). Обе они, а также так называемое шаговое напряжение $U_{\text{шаг}}$, во всех случаях оказывались незначительными по сравнению с напряжением на контакте ($S / 123$).

На рис. 1 и 2 представлены температурные зависимости удельных электросопротивлений различных контактов — $\rho_K = R_K^S Q^S$ (Q^S — площадь контакта). Кривые 1, 2, 3 на рис. 2 получены для

$Cu_{2-x}Se$, $Cu_{1,97}Se$ и $Cu_{1,90}Se$ с концентрациями дырок $\rho = 2 \cdot 10^{19}$, $3 \cdot 10^{20}$ и $1,5 \cdot 10^{21}$ $см^{-3}$ соответственно. Сравнивая между собой эти, а также аналогичные зависимости на рис. 1, полученные для родственных материалов (1 и 2,3 и 4), можно заметить, что увеличению концентрации свободных носителей в материале S в области температур $T > T_c$ соответствует уменьшение ρ_k^S .

С понижением T при $T < T_c$ обращают внимание характерные спады зависимостей $\rho_k^S(T)$, аналогичные отмеченным ранее для низкоомных контактов (Ag , $Au/123$) [4-5] (см. также кривую 4 на рис. 2). Исчезновение электросопротивления контакта ($Ag/123$) - R_k^{Ag} объяснялось эффектом близости и тунелированием пар из сверхпроводника в металл [4, 5]. Отличные от нуля значения R_k^{Ag} при $T < T_c$ связывались с появлением Шоттки барьера, обусловленного исчезновением сверхпроводимости на поверхности сверхпроводника [2]. В нашем случае ввиду меньших концентраций свободных носителей по сравнению с металлами можно было бы ожидать появления аналогичных барьеров и со стороны материалов S . Однако отсутствие явной корреляции между концентрациями и значениями ρ_k^S при $T < T_c$ указывает на то, что туннельные свойства изучаемых контактов ($S/123$) определяются в основном приповерхностной областью сверхпроводника. Второстепенную роль здесь, по-видимому, играют зонная структура и вид электропроводности используемых веществ S . Отсутствие падающего участка $\rho_k^S(T)$ для контакта ($GeTe/123$), по-видимому, можно объяснить тем, что $GeTe$, в отличие от других выбранных нами материалов, является сегнетоэлектриком. Возможно, что электрические поля в сегнетоэлектрических доменах, проникая в приповерхностную область сверхпроводника, способствуют разрыву связей $Cu-O$.

На падающем участке зависимостей $\rho_k^S(T)$ все исследованные нами контакты имели нелинейные вольтамперные характеристики (см. вставку на рис. 2), которые по своему виду не отличались от аналогичной зависимости для контакта ($Ag/123$) [6].

Исследованные нами контакты ($S/123$), по-видимому, представляют собой совокупность различных контактов. Тем не менее полученные нами результаты показывают принципиальную возможность получения туннельных контактов полупроводник-высокотемпературный сверхпроводник, обладающими нелинейными резистивными свойствами.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] W a g e n e r T.J., G a o Y., V i t o m i r o v I.M., A l d a o C.M., J o y c e J.J., C a p a s s o C., W e n w e r J.H., C a p o n e D.W. // Phys. Rev. 1988. V. 38. N 1. P. 232-239.

- [2] Suzuki M., Fujii T., Mori K., Muta K., Watari T. // Jap. J. Appl. Phys. 1988. V. 27. N 10. P. 2003-2004.
- [3] Curvitch M., Valles J.M., Cuccolo Jr. A.M., Dynes R.C., Garno J.P., Schneemeyer L.F. // Phys. Rev. Lett. 1989. V. 63. N 9. P. 1008-1011.
- [4] Jin J., Davis T.H., Tietel R.B., Van Dover R.C., Sherwood R.C., O'Bryan H.M., Kammbt G.W., Fastnacht R.A. // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 54. N 25. P. 2605-2607.
- [5] Akoh H., Kasahara T., Yamano K., Takada S. Tokyo: ISEC - 89. P. 525-528.
- [6] Wieseck A.D. // Appl. Phys. Lett. 1988. V. 53. N 13. P. 1216-1218.
- [7] Венгалис Б., Вапацка К., Шикторов Н., Юкна А. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 7. С. 1999-2002.

Институт физики полупроводников
АН Литвы

Поступило в Редакцию
1 ноября 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 8

26 апреля 1991 г.

01;04

© 1991

О СЕРФИНГЕ ЗАРЯДОВ НА ПРОДОЛЬНОЙ ВОЛНЕ В ПЛАЗМЕ БЕЗ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Н.С. Ерохин, Н.Н. Зольникова,
Л.А. Михайловская

Ранее [1] было показано, что в релятивистской теории возможно неограниченное ускорение заряженных частиц, захваченных продольной волной, которая распространяется в однородной плазме поперек внешнего магнитного поля H_0 с фазовой скоростью $v_\phi \equiv c\beta_\phi < c$. Для реализации этого эффекта необходимо, чтобы амплитуда электрического поля продольной волны E_0 превышала пороговое значение $E_{th} = \gamma_\omega H_0$ (где $\gamma_\omega = 1/(1-\beta_\phi^2)^{1/2}$, соответствующее возникновению вечного удержания захваченных частиц в потенциальной яме, создаваемой ускоряющей волной. Для поперечной волны, распространяющейся с $\beta_\phi < 1$ в газе, находящемся в магнитном поле, неограниченное ускорение было рас-