Физика низких температур, 1995, т. 21, №2, с. 235–237 УДК 537.6

О магнитосопротивлении двумерных пленок бериллия

Е. Е. Семененко, В. И. Тутов

Национальный научный центр. Харьковский физико-технический институт, Украина, 310108, г. Харьков, ул. Академическая, 1

Статья поступила в редакцию 10 мая 1994 г., после переработки 5 сентября 1994 г.

Исследовано магнитосопротивление (МС) чистых слаболокализованных пленок бериллия толщиной менее 100 Å в области полей 0–30 кЭ при температурах 4,2 и 2,2 К. Пленки получены при 300 К в вакууме 10^{-10} Па. Обнаружено, что полевая зависимость МС немонотонна. В области полей до 9 и 23 кЭ при 4,2 и 2,2 К соответственно имеет место положительное МС. Выше этих полей наблюдается отрицательное МС. Положительное МС достигает максимального значения $\Delta R_{\text{п}}/R_{\text{п}} = 5\cdot10^{-4}$ и $45\cdot10^{-4}$ в полях 3 и 5,5 кЭ при температурах 4,2 и 2,2 К соответственно. Особенности поведения магнитосопротивления соответствуют поведению МС пленок металла со слабым спин-орбитальным взаимодействием и свидетельствуют о наличии сверхпроводящей метастабильной модификации в исследуемых образцах с температурой сверхпроводящего перехода ~ 0,5 К.

Досліджено магнітоопір (МО) чистих слабколокалізованих плівок берилію товщиною менш ніж 100 Å в інтервалі 0–30 кЕ при температурах 4,2 та 2,2 К. Плівки утворено при 300 К у вакуумі 10^{-10} Па. Виявлено, що польова залежність МО немонотонна. В полях до 9 та 23 кЕ при 4,2 та 2,2 К відповідно має місце позитивний МО. Вище цих полів спостерігається негативний МО. Позитивний МО досягає максимального значення $\Delta R_{\text{п}}/R_{\text{п}} = 5\cdot10^{-4}$ та $45\cdot10^{-4}$ у полях 3 та 5,5 кЕ при температурах 4,2 та 2,2 К відповідно. Особливості поведінки магнітоопору відповідають поведінці МО плівок металу з слабкою спін-орбітальною взаємодією і свідчать про наявність надпровідної метастабільної модифікації у досліджених зразках з пригніченою температурою надпровідного переходу ~ 0,5 К.

В слаболокализованных двумерных металлических пленках (толщиной $d < L_\varphi$, L_T, где $L_\varphi = (D\tau_\varphi)^{1/2}$ — длина диффузии электрона проводимости за время τ_φ релаксации фазы его волновой функции; $L_T = (\hbar D/kT)^{1/2}$ — длина когерентности в нормальном металле; D — коэффициент диффузии электрона) в области низких температур проявляются квантовые эффекты, обусловленные слабой локализацией электронов и усилением электрон-электронного взаимодействия в присутствии примесного рассеяния. Эти эффекты приводят к появлению квантовых поправок к проводимости, зависящих от температуры, классически слабых магнитных полей и других параметров [1–7]. Полевая зависимость локализационного вклада для пленок металла со слабым спин-орбитальным взаимодействием характеризуется отрицательным МС (ОМС) во всей области магнитных полей. В случае сильного спин-орбитального взаимодействия ОМС имеет место в полях $H_{so} > \Phi_0/D\tau_{so}$ (τ_{so} — время спин-орбитального рассеяния; Φ_0 — квант магнитного потока), а в малых полях появляется положительное МС (ПМС).

К ПМС в малых полях приводит и квантовая поправка, связанная с рассеянием электронов на сверхпроводящих флуктуациях.

Влияние магнитного поля на другие квантовые поправки, обусловленные электрон-электронным взаимодействием, проявляется в магнитных полях, которые подавляют флуктуационную сверхпроводимость. Беспримесные, двумерные и не столь тонкие, чтобы сказывалось рассеяние на поверхностях, пленки бериллия, полученные при 300 К, представляют собой объект, в котором должны проявляться квантовые эффекты для случая слабого спин-орбитального (атомный номер $z = 4$) взаимодействия [8].

В пленках несверхпроводящих металлов со слабым спин-орбитальным взаимодействием, таких как Li ($z = 3$) [9], Mg ($z = 12$) [10] и даже Cu ($z = 29$) [11], наблюдается лишь ОМС.

В пленках сверхпроводящих металлов со слабым спин-орбитальным взаимодействием (Al, $z = 13$) определяющий вклад в аномальное магнитосопротивление в области малых полей вносит рассеяние электронов на сверхпроводящих флуктуациях, что проявляется как ПМС [12,13].

Таким образом, появление ПМС в пленках бериллия может свидетельствовать о наличии в них сверхпроводимости. Заметим, что исследования

© Е. Е. Семененко, В. И. Тутов, 1995

магнитосопротивления беспримесных холодноосажденных пленок бериллия позволили выявить локальную сверхпроводимость в виде положительного магнитосопротивления даже в слоях, находящихся в режиме сильной локализации электронов проводимости [14].

Сверхпроводящая метастабильная модификация реализуется в пленках бериллия вследствие фазового размерного эффекта в узкой области размеров кристаллитов (8–30 Å). Образование этой модификации в холодноосажденных пленках хорошо известно. Метастабильная фаза сохраняется при отжиге слоев вплоть до 350 K либо в присутствии определенных примесей, либо при толщинах пленок менее 30 Å [14–16].

Известно формирование сверхпроводящей метастабильной модификации пленок бериллия в атмосфере аргона на горячей подложке (> 300 K) [17]. Подобные пленки были получены на подложке, подогретой до 600 K [18]. Электронографические исследования показали, что при толщинах менее 30 Å слои имели структуру β-Be, а пленки толщиной 30–70 Å содержали смесь фаз β–Be и α-Be, при толщинах более 100 Å слои состояли только из стабильной фазы α-Be. Сверхпроводимость в работе [18] не исследовалась.

Получение беспримесных пленок бериллия на горячей подложке и определение их сверхпроводимости представляет определенные трудности. Это связано со сложностью получения сплошных пленок тоньше 30 Å на горячей подложке, а в более толстых слоях формируются кристаллиты более крупного размера, соответствующие стабильной модификации α-Be (T_c для α-Be составляет 0,026 K [19]). Однако можно полагать, что пленки толщиной менее 100 Å, в силу неизбежной неоднородности по размерам кристаллитов, будут содержать и кристаллиты с размерами менее 30 Å, т.е. кристаллиты метастабильной модификации.

Поэтому можно ожидать появление сверхпроводимости и в беспримесных пленках, полученных на горячей подложке.

Выяснению такой возможности посвящена настоящая работа.

Электрически сплошные пленки бериллия толщиной менее 100 Å получались при 300 K в вакууме 10^{-10} Па в герметезированной стеклянной ампуле на стеклянной обезгаженной подложке. Чистота исходного бериллия составляла 99,99.

Исследовались зависимости сопротивления от температуры в области 4,2–2,0 K и магнитного поля (0–30 кЭ). Магнитное поле, перпендикулярное плоскости пленки, создавалось сверхпроводящим соленоидом. Измерение сопротивления проводилось стандартным четырехконтактным методом.

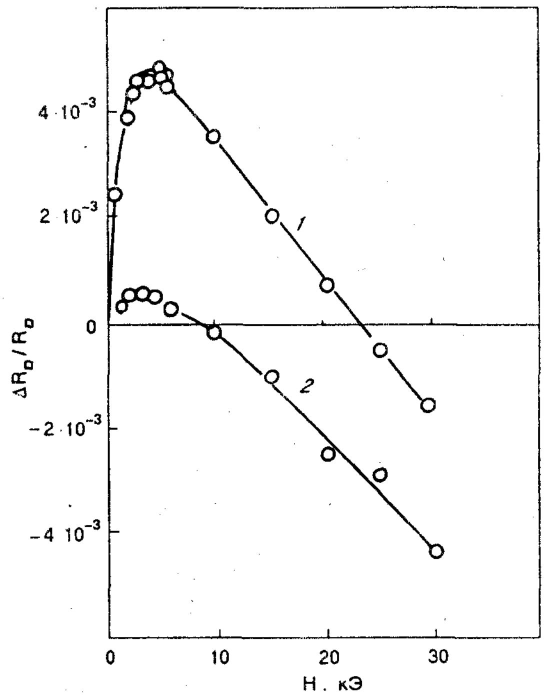

Рис. 1. Зависимость изменения сопротивления $\Delta R_\square/R_\square$ на квадрат пленки бериллия толщиной 75 Å от величины магнитного поля при различных температурах T, K: 2,2 (*1*); 4,2 (*2*); $R_\square$ = 300 Ом.

В отсутствие магнитного поля температурный ход сопротивления характеризовался логарифмической зависимостью $R(T) \sim \ln T^{-1}$.

На рис. 1 приведена зависимость изменения сопротивления $\Delta R_\square/R_\square$ от магнитного поля для пленки толщиной 75 Å и $R_\square^{4,2}$ = 300 Ом ($\Delta R_\square = R_\square(H_\perp) - R_\square(0)$, где $R_\square(H_\perp)$ и $R_\square(0)$ — сопротивление пленки на квадрат в магнитном поле и в отсутствие его соответственно). Как видно из графика, зависимости $\Delta R_\square/R_\square(H)$ существенно немонотонны. Наклон кривой $\Delta R_\square/R_\square(H)$, величина положительного магнитосопротивления, значение магнитного поля, при котором достигается максимальная величина положительного магнитосопротивления (H_m), и поля, при котором $\Delta R_\square/R_\square(H)$ имеет нулевое значение (H_0), сильно зависят от температуры. Так, максимальные значения положительного магнитосопротивления составляют $\Delta R_\square/R_\square = 45\cdot10^{-4}$ и $5{,}0\cdot10^{-4}$ при H_m = 5,5 и 3 кЭ и T = 2,2 и 4,2 K соответственно. Положительное МС наблюдается начиная с самых малых значений магнитных полей до H_0. В полях выше H_0 имеет место отрицательное МС. Наклон кривой $R(H)$ возрастает почти в семь раз при понижении температуры от 4,2 до 2,2 K. На наш взгляд, поведение всех вышеупомянутых характеристик, безусловно, определяется наличием подавленной сверхпроводимости в исследуемых пленках. Пленки бериллия относятся к металлам с самым слабым спин-орбитальным взаимодействием [8,14], поэтому ПМС, связанное со спин-орбитальным взаимодействием в беспримесных пленках, пренебрежимо мало. Если считать, что появление ПМС в основном обусловленным метастабильной фазой, а присутствие стабильной фазы на величине ПМС практически не сказывается, то значение T_c, оцененное из данных настоящей работы $\Delta G =$ $(= 1/R_{\text{п}}(H_\perp) - 1/R_{\text{п}}(0) = 1{,}8\cdot 10^{-5}\ \text{Ом}^{-1}$ в поле 5,5 кЭ при 2,2 К) и из графика зависимости $\Delta G(T/T_c)$, полученной в [12], составляет $\sim 0{,}5$ К. Коэффициент диффузии, рассчитанный из величины магнитного поля, которому соответствует максимальное МС при 2,2 К, составляет [12] $D_m = (4ckT \ln T/T_c)/(\pi e H_m) \simeq 5{,}5\ \text{см}^2/\text{с}$. Это значение, как и следует ожидать вследствие двухфазности пленок, отличается от полученного в кинетическом приближении $D_k = l v_F/3 = 35\ \text{см}^2/\text{с}$ (при $l \sim d$). В силу двухфазности тонких пленок бериллия, количественное определение характерных параметров (τ_φ, τ_{so} и др.), используемых для теоретических расчетов, затруднено, однако оценки показывают, что L_φ и $L_T > 200$ Å, т.е. исследуемые пленки являются двумерными. Известные в литературе исследования МС тонких слаболокализованных пленок бериллия, образованных при 300 К [21] и холодноосажденных и отогретых до этих температур [22] не дают истинного представления об эффектах, характерных для пленок бериллия, поскольку они проведены либо в узкой области магнитных полей (менее 4 кЭ), где проявляется только ПМС [21], либо лишь при одном значении поля (16 кЭ) и температуре (13 К), при которых получено лишь ОМС.

Таким образом, в настоящей работе впервые обнаружен немонотонный ход МС в классически слабых магнитных полях (0–30 кЭ) в двумерных слаболокализованных пленках бериллия, который соответствует поведению МС слаболокализованных двумерных пленок сверхпроводящих металлов со слабым спин-орбитальным взаимодействием.

1. E. Abrahams, P. W. Anderson, D. C. Licciardello, and T. U. Ramakrishnan, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 673 (1979).
2. B. L. Altshuler, A. G. Aronov, and P. A. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **44**, 1288 (1980).
3. B. L. Altshuler, A. G. Aronov, A. I. Larkin, and D. E. Khmelnitzkii, in: *Quantum Theory of Solids*, I. M. Lifshitz (ed.), Mir, Moskow (1982), p. 130.
4. Б. Л. Альтшулер, А. Г. Аронов, А. И. Ларкин, Д. Е. Хмельницкий, *ЖЭТФ* **81**, 768 (1982).
5. А. И. Ларкин, *Письма в ЖЭТФ* **31**, 239 (1980).
6. S. Hilami, A. I. Larkin, and Y. Nagaoka, *Progr. Theor. Phys.* **63**, 707 (1980).
7. А. А. Абрикосов, *Основы теории металлов*, Наука, Москва (1987).
8. P. M. Tedrow and R. Meservey, *Phys. Lett.* **58A**, 237 (1976).
9. Б. Л. Альтшулер, А. Г. Аронов, Б. З. Спивак, Д. Ю. Шарвин, Ю. В. Шарвин, *Письма в ЖЭТФ* **35**, 476 (1982).
10. G. Bergmann, *Phys. Rev.* **B25**, 2937 (1982).
11. М. Е. Гершензон, В. Н. Губанков, Ю. Е. Журавлёв, *ЖЭТФ* **83**, 2342 (1982).
12. Y. Bruynseraede, M. Gijs, C. Van Haesendonck, and G. Deutscher, *Phys. Rev. Lett.* **50**, 277 (1983).
13. М. Е. Гершензон, В. Н. Губанков, Ю. Е. Журавлев, *ЖЭТФ* **85**, 287 (1983).
14. В. И. Тутов, Е. Е. Семененко, *ФНТ* **18**, 1303 (1992).
15. В. И. Тутов, Е. Е. Семененко, *ФНТ* **16**, 44 (1990).
16. Е. Е. Семененко, В. И. Тутов, *Сверхпроводимость высокодисперсных конденсатов бериллия*, ЦНИИатоминформ, Москва (1990).
17. K. Takei, M. Okamoto, K. Nakamura, and Y. Maeda, *Jpn. J. Appl. Phys.* **26**, 386 (1987).
18. А. И. Бублик, Б. Я. Пинес, *ДАН СССР* **87**, 215 (1952).
19. R. I. Falge, *Phys. Rev. Lett.* **A24**, 579 (1967).
20. В. И. Тутов, Е. Е. Семененко, в кн.: *2-й Всесоюз. симп. «Неоднородные электронные состояния»*, Новосибирск (1987), с. 286.
21. А. В. Бутенко, Е. И. Бухштаб, В. Ю. Каширин, *ФНТ* **13**, 1295 (1987).
22. Б. Г. Лазарев, В. М. Кузьменко, А. И. Судовцов, В. И. Мельников, *ФММ* **33**, 985 (1972).

On magnetic resistivity of 2*D* Be films

E. E. Semenenko and V. I. Tutov

Magnetic resistivity (MR) of pure weakly localized Be films less than 100 Å thick is studied at magnetic fields ranged from 0 to 30 kOe at temperatures of 4.2 and 2.2 K. The films are obtained at 300 K in vacuum of 10^{-10} Pa. The MR behaviour is essentially nonregular. A positive MR effect occurs at magnetic fields up to 9 and 23 kOe (at 4.2 and 2.2 K, respectively). A negative MR is observed in the range above these magnetic fields. The positive MR effect reaches the maxima $\Delta R_{\text{п}}/R_{\text{п}} =$ $= 5\cdot 10^{-4}$ and $45\cdot 10^{-4}$ at fields of 3 and 5.5 kOe at 4.2 and 2.2 K, respectively. The specific behaviours of the MR effects correspond to the MR behaviour of metal films with a weak *SO* interaction. This suggests that the condensates under consideration have a superconducting metastable modification at a superconductivity temperature decreased down to 0.5 K.