Физика низких температур, 1996, т. 22, № 6, с. 663–665

К вопросу о природе сверхпроводимости пленок бериллия

В. И. Тутов, Е. Е. Семененко

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

Исследована зависимость температуры сверхпроводящего перехода T_c свежесконденсированных холодноосажденных пленок бериллия от плотности электронных состояний $N(0)$. Зависимость существенно отличается от расчетной по формуле БКШ для фазы α-Be. Экспериментальные и расчетные кривые $T_c(N(0))$ пересекаются при $T_c = 9{,}5$ K и $N(0) = 11 \cdot 10^{21}$ сост·эВ$^{-1}$·см$^{-3}$·спин$^{-1}$. Максимальное значение T_c метастабильной фазы (МФ) составляет 10,5 K. Даже при $N(0)$ МФ, в два раза меньшей $N(0)$ фазы α-Be, T_c МФ в сотни раз превышает T_c фазы α-Be. Это дополнительное свидетельство того, что сверхпроводимость МФ определяется не повышением $N(0)$ фазы α-Be, а иными факторами, в том числе формированием МФ в фазе, существенно отличной от α-Be.

Досліджено залежність температури напровідності T_c свіжосконденсованих холодноосаджених плівок берилію від щільності електронних станів $N(0)$. Залежність суттєво відрізняється від розрахункової по формулі БКШ для фази α-Be. Експериментальні та розрахункові криві $T_c(N(0))$ перехрещуються при $T_c = 9{,}5$ K та $N(0) = 11 \cdot 10^{21}$ стан·эВ$^{-1}$·см$^{-3}$·спін$^{-1}$. Максимальне значення T_c метастабільної фази (МФ) дорівнює 10,5 K. Навіть при $N(0)$ МФ, у два рази меншої за $N(0)$ фази α-Be, T_c МФ в сотні разів перевищує T_c фази α-Be. Це додаткове свідоцтво того, що надпровідність МФ обумовлюється не зростанням $N(0)$ фази α-Be, а іншими факторами, у тому числі формуванням МФ у фазі, суттєво відмінній від α-Be.

Пленки бериллия, полученные конденсацией металла на подложку, охлажденную жидким гелием (холодноосажденные), образуются в метастабильной фазе (МФ), сверхпроводящие параметры которой ($T_c = 10{,}5$ K, $H_{c2} = 14{,}5$ Тл) самые высокие среди однокомпонентных сверхпроводников. Эти параметры соответственно в сотни и тысячи раз превосходят таковые для стабильной массивной фазы α-Be [1,2 и литература там]. Для выяснения природы сверхпроводимости пленок бериллия важно определить структуру фазы, ответственную за свойства МФ. Прямыми методами структура МФ не определена. Известно лишь, что за сверхпроводимость ответственной является мелкокристаллическая МФ, реализуемая в узкой области параметров кристаллитов (8–30 Å) [1,2]. Эта фаза сохраняется и может быть получена и при высоких температурах при соответствующей дисперсности пленок [1–5]. Холодноосажденные пленки бериллия образуются с разупорядоченной кристаллической решеткой, с локализованным электронным состоянием. Наибольшую степень разупорядочения и соответственно степень локализации имеют самые тонкие пленки (≤ 10 Å), для которых T_c полностью подавлена. По мере увеличения толщины пленок d степень разупорядочения и локализации уменьшается, что сопровождается появлением и дальнейшим ростом T_c, вплоть до 10,5 K для пленок с наименьшей степенью локализации (толще 200 Å) [1,2]. Поведение плотности электронных состояний $N(0)$ при этом не исследовалось. Известно лишь, что для пленок с $T_c > 9$ K $N(0)$ более чем в 2 раза превышает $N(0)$ фазы α-Be [6–8]. Исследование зависимости $T_c(N(0))$ свежесконденсированных холодноосажденных пленок бериллия при вариации степени локализации может дать ценные сведения о природе сверхпроводимости МФ, в том числе возможности повышения T_c этой фазы. Этому вопросу и посвящена настоящая работа.

Пленки бериллия получали в цельнопайной стеклянной ампуле в вакууме 10^{-10} Па на подложке, охлажденной жидким гелием. Сопротивление измерялось стандартным четырехконтактным способом, T_c определялась как температура, при которой сопротивление пленки достигало $0{,}5R_n$ (R_n — сопротивление пленки в нормальном состоянии). Магнитное поле создавалось сверхпроводящим соленоидом, $N(0)$ определялась из температурной зависимости критического магнитного поля H_{c2}, перпендикулярного поверхности пленки из соотношения

© В. И. Тутов, Е. Е. Семененко, 1996

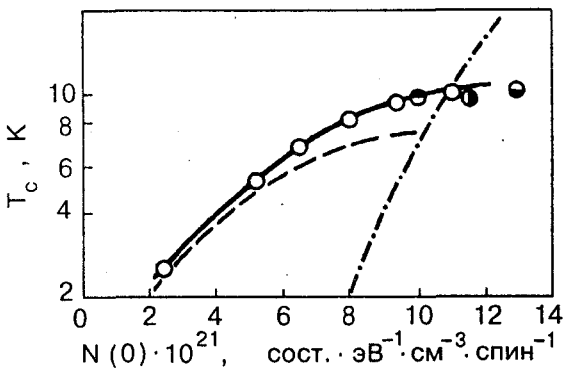

Рис. 1. Зависимость T_c пленок бериллия от плотности электронных состояний $N(0)$. Холодноосажденные пленки: данные настоящей работы (○), [6] (◓), [7] (◑), [8] (◒). Пунктирная кривая соответствует пленкам, образованным при 300 K [4]. Штрих-пунктирная кривая — расчет по формуле БКШ ($T_c = 1{,}14\Theta_D \exp(-1/(NV))$) для стабильной фазы α-Be: $\Theta_D = 1\,400$ K, $V = 1{,}9\cdot10^{-23}$ сост$^{-1}$·эВ·см^3·спин.

$(dH_{c2}/dT)|_{T_c} = -3{,}5\cdot10^{-15}N(0)\rho$ [3,4,9,10], где H_{c2} (Э); ρ (Ом·см) — удельное сопротивление пленки в нормальном состоянии; $N(0)$ (сост·эВ$^{-1}$·см$^{-3}$·спин$^{-1}$). Исследовались пленки со слабой степенью локализации ($R_\square < 6{,}45$ кОм, где $R_\square = \rho/d = R(b/l)$, а R, b, l — сопротивление, ширина и длина пленки соответственно). Результаты исследований наряду с известными литературными данными представлены на рис. 1. Значение T_c пленок монотонно возрастает с увеличением $N(0)$ при уменьшении степени разупорядочения пленок с увеличением толщины их от 40 до 120 Å. Величина ρ при этом уменьшалась от 2 400 до 840 мкОм·см ($R_\square$ от 6 000 до 670 Ом). Для самых тонких исследованных пленок $T_c = 2{,}5$ K, что почти в 100 раз превышает T_c стабильной фазы α-Be, а $N(0)$ этих пленок в 2 раза ниже $N(0)$ фазы α-Be. При равных значениях $N(0)$ пленок и фазы α-Be величина T_c пленок превосходит T_c фазы α-Be почти в 200 раз. Эти данные, на наш взгляд, убедительно свидетельствует о том, что за сверхпроводимость пленок ответственной является фаза, отличная от фазы α-Be. Этому соответствует и существенное отличие зависимости $T_c(N(0))$ для пленок Be от полученной расчетным путем для фазы α-Be по известной формуле БКШ: $T_c = 1{,}14\Theta_D \exp(-1/(NV))$. Кривые $T_c(N(0))$ пересекаются в точке $T_c = 9{,}5$ K и $N(0) = 11\cdot10^{21}$ сост·эВ$^{-1}$·см$^{-3}$·спин$^{-1}$. Этот факт, по всей вероятности, обусловливает распространенное представление о высоких T_c пленок за счет простого увеличения $N(0)$ фазы α-Be [6–8]. В соответствии с упрощенной формулой БКШ при дальнейшем увеличении $N(0)$ (при неизменных параметрах Θ_D, V) величина T_c для α-Be может существенно возрастать. Однако экспериментальная кривая $T_c(N(0))$ МФ стремится к насыщению при $T_c \simeq 10{,}5$ K. Заметим, что как для пленок Be, так и для сплавов на основе Be наиболее высокие значения T_c составляют 10,5 K [1,11,12]. Функциональная зависимость $T_c(N(0))$ в настоящей работе не определена, поскольку для МФ параметры Θ_D и V не известны. Определенно можно сказать лишь то, что Θ_D для высокодисперсных пленок ниже, чем для массивного бериллия, так как $\Theta_D \propto 1/\langle u^2\rangle$, $\langle u^2\rangle \propto 1/r$ ($\langle u^2\rangle$ — среднеквадратичное смещение атомов из своих положений равновесия, r — радиус ультрадисперсной частицы) [13,14], и уже для сравнительно крупных частиц (~ 1 000 Å) обнаружено значительное (10%) увеличение $\langle u^2\rangle$ [15]. Следует заметить, что зависимость $T_c(N(0))$ для пленок Be, образованных в атмосфере аргона при 300 K [4], аналогична таковой для холодноосажденных пленок. Это, по всей вероятности, обусловлено общностью природы сверхпроводимости пленок, полученных в разных условиях. Однако T_c у холодноосажденных пленок при всех значениях $N(0)$ выше, чем у полученных при 300 K. Для описания функциональной зависимости $T_c(N(0))$ авторы [4] использовали подгоночные параметры $\Theta_D = 10$ K и $V = 33V_{\alpha\text{-Be}}$. Это соответствовало бы тому, что пленки Be являлись бы сильносвязанным сверхпроводником, что противоречит туннельным исследованиям, согласно которым они относятся к слабосвязанным сверхпроводникам [16]. Поэтому в работе [4] делается вывод, что и высокие T_c пленок обусловлены не только повышением $N(0)$, но и другими факторами. На наш взгляд, основным фактором является формирование МФ в фазе, отличной от α-Be. Заметим, что в частичках размерами несколько тысяч ангстрем, полученных испарением бериллия в атмосфере ксенона при 300 K, найдена неизвестная в массивном Be устойчивая моноклинная структура [17].

Таким образом, зависимость $T_c(N(0))$ холодноосажденных пленок бериллия существенно отличается от расчетной для фазы α-Be, однако кривые пересекаются в точке $T_c = 9{,}5$ K и $N(0) = 11\cdot10^{21}$ сост·эВ$^{-1}$·см$^{-3}$·спин$^{-1}$. Выше точки пересечения T_c для α-Be возрастает, а T_c пленок стремится к насыщению при 10,5 K.

При изменении $N(0)$ пленок от $2{,}4\cdot10^{21}$ до $11\cdot10^{21}$ сост$\cdot$эВ$^{-1}\cdot$см$^{-3}\cdot$спин$^{-1}$ T_c изменяется от 2,5 до 9,5 К. Существенно отметить, что при равных значениях $N(0) = 4{,}8\cdot10^{21}$ сост$\cdot$эВ$^{-1}\cdot$см$^{-3}\cdot$спин$^{-1}$ T_c пленок в 200 раз превышает T_c для α-Be и даже при наименьших $N(0)$ МФ, полученных в данной работе, T_c остается в 100 раз выше T_c стабильной фазы. Это свидетельствует о том, что T_c МФ не определяется повышением $N(0)$ фазы α-Be, как это утверждалось в работах [7,8].

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Объединенного фонда правительства Украины и Международного научного фонда (грант NK 66100).

1. В. И. Тутов, Е. Е. Семененко, *ФНТ* **16**, 44 (1990).
2. В. И. Тутов, Е. Е. Семененко, *ФНТ* **18**, 1303 (1992).
3. Y. Maeda, K. Takei, M. Okamoto, K. Nakamura, and M. Igarashi, *JEEE, Trans. Magn.* **23**, 1022 (1987).
4. M. Okamoto, K. Takei, and Y. Maeda, *Jpn. J. Appl. Phys.* **26**, suppl. N3, 1323 (1987).
5. В. И. Тутов, Е. Е. Семененко, *ФНТ* **21**, 235 (1995).
6. K. Yoshichiro and R. E. Glover III, *Proc. 13th Int. Conf. on Low Temp. Phys.* (1974), p. 547.
7. V. Buck, *Z. Phys.* **B33**, 349 (1979).
8. В. М. Кузьменко, В. И. Мельников, Т. П. Черняева, В. В. Брык, *ФММ* **8**, 41 (1990).
9. T. P. Orlando, E. J. McNiff, Jr. S. Foner, and M. R. Beasley, *Phys. Rev.* **B19**, 4545 (1979).
10. L. N. Bulaevskii and M. V. Sadovskii, *JETP* **59**, 89 (1985).
11. Н. Е. Алексеевский, В. М. Закосаренко, *ДАН СССР* **208**, 303 (1973).
12. E. Bucher, F. Heiniger, J. Muller, and P. Spinzli, *Phys. Lett.* **19**, 263 (1965).
13. И. Д. Морохов, Л. И. Трусов, В. Н. Лаповок, М. А. Гурский, В. Ф. Петрунин, А. С. Иванов, Е. А. Кац, в кн.: *Ультрадисперсные частицы и их ансамбли*, Киев, Наукова думка (1982).
14. В. Ф. Петрунин, *IV Всесоюз. симпозиум «Свойства малых частиц и островковых металлических пленок», Сумы (1985)*, Киев, Наукова думка (1985).
15. В. Ф. Петрунин, С. В. Марченко, А. И. Севастьянов, Ф. А. Костылев, В. В. Горлевский, М. Е. Сенин, *Изв. АН СССР, Неорганические материалы* **20**, 60 (1984).
16. M. Okamoto, K. Takei, Y. Maeda, and M. Igarashi, *J. Appl. Phys.* **59**, 2988 (1986).
17. Y. Fucano and K. Nakao, *Jpn. J. Appl. Phys.* **20**, 477 (1981).

About the problem of the nature of superconductivity of Be films

V. I. Tutov and E. E. Semenenko

The temperature dependence of the superconductive transition T_c of the quench-condensed cool-replaced Be films on the density of the electron states $N(0)$ is studied. The dependence differs essentially from the one obtained by the calculation on the BCS formula for the α-Be phase. The curves $T_c(N(0))$ cross out on the point $T_c = 9.5$ K and $N(0) = 11\cdot10^{21}$ state$\cdot$eV$^{-1}\cdot$cm$^{-3}\cdot$spin^{-1}. The maximum value of T_c of the metastable phase (MP) is 10.5 K. Even when $N(0)$ of the metastable phase is twice as less as $N(0)$ for α-Be the T_c of MP is large than α-Be of in hundreds times. That is an additional evidence that the superconductivity of MP is not determined by the increase of $N(0)$ of α-Be phase but by the other factors including the MP formation in the phase essentially different from α-Be.