

Электрические и магнитные свойства нанонитей Pb и In в асбесте в области сверхпроводящего перехода

© А.В. Черняев¹, Н.Ю. Михайлин¹, Д.В. Шамшур¹, Ю.А. Кумзеров¹, А.В. Фокин¹,
А.Е. Калмыков¹, Р.В. Парфеньев¹, Л.М. Сорокин¹, А. Lashkul²

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
Санкт-Петербург, Россия

² Wihuri Physical Laboratory, University of Turku,
Turku, Finland

E-mail: chernyaevav@yandex.ru

(Поступила в Редакцию 14 апреля 2018 г.)

Изготовлены и исследованы объемные нанокompозиты на основе сверхпроводящих металлов Pb и In, введенных в матрицы природного хризотил-асбеста с внутренним диаметром нанотрубок $d \sim 6$ nm. Низкотемпературные электрические и магнитные свойства нанокompозитов демонстрируют переход в сверхпроводящее состояние с критической температурой перехода $T_c \approx (7.18 \pm 0.02)$ K для нанокompозита Pb-асбест, близкой к $T_{c \text{ bulk}} = 7.196$ K для объемного Pb. Для нанонитей In в асбесте $T_c \sim 3.5\text{--}3.6$ K из электрических измерений, что превышает $T_{c \text{ bulk}} = 3.41$ K объемного In. Показано, что температурное размытие сверхпроводящего перехода на зависимостях сопротивления от температуры $R(T)$ $\Delta T \approx 0.06$ K для Pb-асбест и $\Delta T \approx 1.8$ K для In-асбест удовлетворительно описывается флуктуационными теориями Асламазова–Ларкина и Лангера–Амбегаокара. Из резистивных измерений обнаружено, что критические магнитные поля нанонитей, экстраполированные к $T = 0$ K, для Pb ($H_c(0) \sim 47$ kOe) и In ($H_c(0) \sim 1.5$ kOe) в асбесте значительно превышают соответствующие значения для массивных материалов ($H_c^{\text{bulk}} = 803$ Oe для Pb и $H_c^{\text{bulk}} = 285$ Oe для In). Результаты электрических измерений для Pb-асбест и In-асбест согласуются с данными магнитопольевых зависимостей магнитного момента в этих нанокompозитах.

Электронно-микроскопические исследования были проведены на оборудовании Центра коллективного пользования „Материаловедение и диагностика в передовых технологиях“, функционирующего на базе ФТИ им. А.Ф. Иоффе. Работа частично поддержана Программой Президиума РАН „Наноструктуры“, подпрограмма № 1.

DOI: 10.21883/FIT.2018.10.46514.108

1. Введение

Изучение сверхпроводящих (СП) материалов с пониженной размерностью представляет интерес в связи с возможностью управления параметрами СП-перехода. Использование пористых диэлектрических матриц (асбест, опал, пористое стекло) позволяет получать наноструктуры с характерными размерами вплоть до нескольких нанометров. Однако, если металлические нанокompозиты на основе опала и пористого стекла представляют собой трехмерные проводящие структуры, то введенный внутрь асбеста металл можно рассматривать как нанонити [1,2].

Ранее на основании резистивных измерений было установлено, что для In, введенного в решетку периодических полостей искусственного опала, в котором структура металла образует регулярную трехмерную (3D) решетку наноструктур [2], критическая температура СП-перехода T_c увеличивается до $T_c \leq 4.2$ K при уменьшении характерного поперечного размера внутренних перетяжек In до величины порядка 10 nm. При этом критическое магнитное поле увеличилось на два порядка $H_c(0) \approx 22$ kOe по сравнению $H_c^{\text{bulk}} = 280$ Oe [3] для объемного In.

Металл, введенный в расплавленном виде под давлением в полости природного хризотил-асбеста, представляет собой совокупность отдельных, не связанных между собой нитей макроскопической длины (10 nm и более [4]). Нити расположены внутри параллельных ультратонких диэлектрических нанотрубок с внешним диаметром $D \approx 15\text{--}30$ nm, и внутренним диаметром $d \leq 10$ nm. Это позволяет рассматривать СП-нити нанокompозита как квазиодномерные, с меньшими по сравнению с искусственным опалом характерными диаметрами. Поскольку характерные диаметры нанонитей d_s существенно меньше глубины проникновения λ и длины когерентности ξ в массивных Pb ($\lambda_0 = 37$ nm, $\lambda_0 = 83$ nm) и In ($\lambda_0 = 64$ nm, $\lambda_0 = 440$ nm), следует ожидать проявления размерных эффектов в СП свойствах нанонитей. Также представляет интерес изучение флуктуационных явлений в области СП-перехода [5], наблюдение которых возможно при понижении размерности образца [6], а также сравнение критических параметров СП сверхпроводников с сильной (Pb, Hg) и слабой (In) связью [7] при переходе к квазиодномерному случаю изолированных нитей. Отметим, что в работе [8] обсуждались размерные и флуктуационные эффекты в нанокompозитах на

основе хризотил-асбеста с введенным внутрь сверхпроводником Sn.

2. Методика эксперимента и приготовление образцов

Образцы нанокompозитов Pb-асбест и In-асбест были получены путем введения металла в поры хризотил-асбеста из расплава под давлением [8]. Длина образцов составляла около 1 см, площадь поперечного сечения жгута из нитей $(1-2) \text{ mm}^2$. Внутренний диаметр нанонитей определялся по величине давления, при котором наблюдалось возникновение сквозной проводимости при введении металла в пористую матрицу [9], и контролировался по данным просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ). Характерный поперечный срез пучка нитей асбеста, применявшегося в настоящей работе в качестве матрицы для заполнения металлом, представлен на рис. 1, *a*. Видно, что внешний диаметр нитей асбеста имеет значительный разброс и составляет

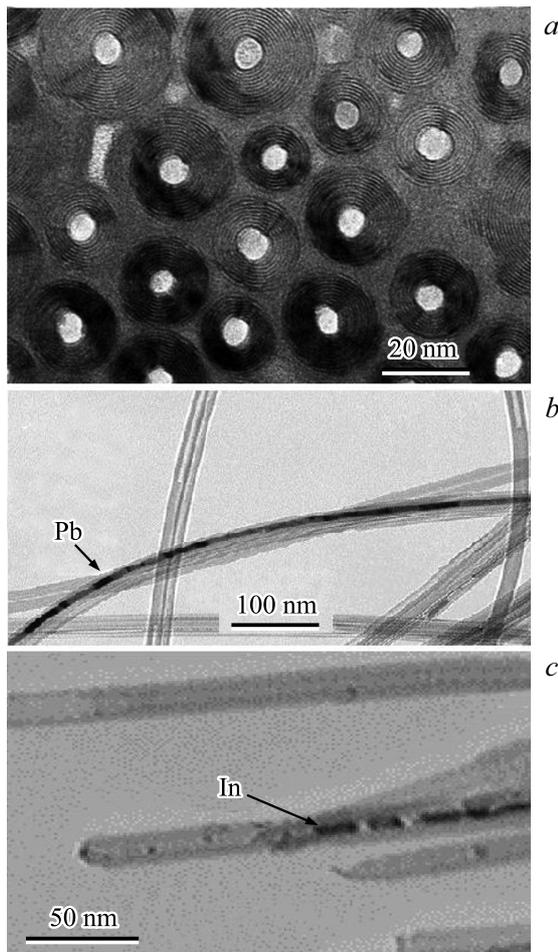


Рис. 1. Данные ПЭМ. *a* — поперечный срез асбеста, не заполненного металлом ($d = (6 \pm 1) \text{ nm}$). Плотность нанонитей $2 \cdot 10^9 \text{ mm}^{-2}$. Свинец (*b*) и индий (*c*) внутри нанотрубок асбеста.

$D \sim (15-30) \text{ nm}$, внутренний диаметр $d \sim 6 \text{ nm}$, количество нанонитей металла в образце порядка 10^9 mm^2 .

Заполненные металлом нанотрубки асбеста показаны на рис. 1, *b* и *c* для Pb и для In соответственно. Видно, что в каналах асбеста сформированы нанопроволоки металла с размерами $d_S \sim 6 \text{ nm}$, которые местами имеют заметные сужения или разрывы между ними (рис. 1, *b*). Изученные образцы, тем не менее, имеют сквозную проводимость, усредненную по всему жгуту нитей. Различный контраст изображения в пределах одной нанонити связан с несколько различающейся ориентацией атомных плоскостей Pb относительно направления падения электронного пучка.

Контакты к нанокompозитам Pb-асбест и In-асбест приготавливались токопроводящей пастой на основе Ag. На эксперименте измерялись температурные и магнитопольные зависимости электрического сопротивления $R(T, H)$ на постоянном токе по 2-х зондовой методике (включая контактное сопротивление), а также зависимости магнитного момента $M(T, H)$ в широком интервале температур $T = 300-1.35 \text{ K}$ и магнитных полей до 14 Т при двух направлениях развертки магнитного поля. Ориентация магнитного поля была поперек нанонитей при измерении сопротивления и вдоль нанонитей при измерении магнитного момента.

3. Сверхпроводящие свойства нанонитей Pb и In в асбесте: экспериментальные результаты и обсуждение

На рис. 2, *a* представлены температурные зависимости $R(T)$ электросопротивления образца нанокompозита Pb-асбест. Видно, что для Pb-асбест сопротивление падает не так резко с понижением температуры: $R(293 \text{ K})/R(20 \text{ K}) = 8$ (см. вставку к рис. 2), как для объемного Pb, для которого $\rho_{\text{bulk}}(293 \text{ K})/\rho_{\text{bulk}}(20 \text{ K}) = 35$ [12]. Этот факт обусловлен рассеянием носителей на границах, что заметно уменьшает длину свободного пробега в нанонитях металла (особенно при низких температурах [2]). Из рис. 2, *a* видно, что критическая температура СП-перехода нанокompозита Pb-асбест $T_c = 7.18 \text{ K}$ (определена по уровню $R = 0.5R_N$ на рис. 2, *a*, где R_N — сопротивление образца в нормальном состоянии перед СП-переходом), что мало отличается от $T_{c, \text{bulk}} = 7.196 \text{ K}$ для объемного Pb [13]. Согласно теории Гинзбурга-Ландау (см., например, [13,14]), следовало ожидать увеличения T_c при уменьшении сечения Pb-провода до нанометровых размеров, однако экспериментальные исследования свидетельствуют о том, что в сверхпроводниках с сильной электрон-фононной связью критическая температура СП-перехода практически не меняется при диспергировании [15].

Как видно из рис. 2, *a*, СП-переход имеет заметную ширину $\Delta T_c = 0.06 \text{ K}$, определенную между уровнями

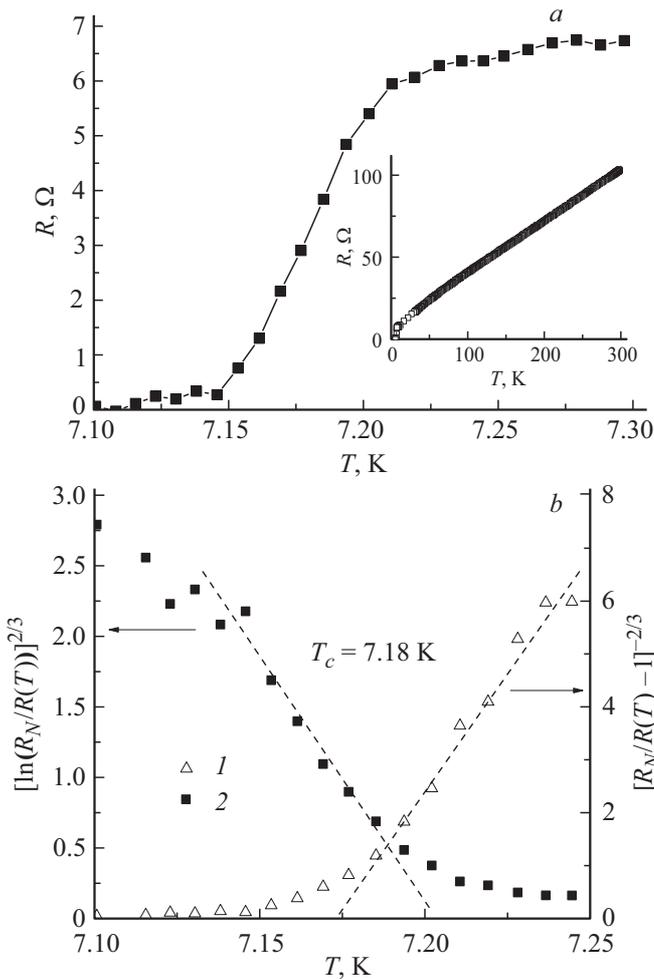


Рис. 2. *a* — сверхпроводящий переход в нанонитях Pb в асбесте; на вставке показана температурная зависимость электросопротивления образца во всем измеренном диапазоне температур. Измерения $R(T)$ проводились при токе $I = 1$ мкА. *b* — определение критической температуры СП-перехода ($T_c = 7.17$ и 7.20 К) как параметра теорий [10] и [11] соответственно для нанонитей Pb $d_s \sim 6$ нм путем экстраполяции экспериментальной зависимости $R(T)$ на рис. 2, *a*, перестроенной в координатах $([R_N/R(T) - 1]^{-2/3} - T)$ (1) и $([\ln(R_N/R(T))]^{2/3} - T)$ (2) в соответствии с формулами (1) и (2), причем флуктуационные добавки к проводимости пересчитаны в сопротивление, $R_N = 6.8$ Ohm.

сопротивления $(0.1 - 0.9)R_N$, по сравнению с переходом для объемного сверхпроводника Грода [16]. Температурное размытие краев СП-перехода связано, по-видимому, с флуктуационными эффектами, роль которых становится заметной в квазиодномерных системах с достаточно малыми размерами поперечного сечения [6]. Флуктуационные добавки сопротивления при разрушении СП-перехода со стороны низких температур и флуктуационные СП-вклады в электропроводность вблизи нормального состояния (со стороны высоких температур), приводящие к размытию СП-перехода в $R(T)$, можно описать двумя независимыми флуктуационными теориями.

Согласно рассмотрению Асламазова и Ларкина [10], в высокотемпературной области СП-перехода при $T > T_c$ возникает добавка к проводимости

$$(\sigma - \sigma_N)/\sigma_N = (\varepsilon/\Delta t_1)^{-3/2}, \quad (1)$$

где σ_N — электропроводность в N -состоянии, $\varepsilon = (T - T_c)/T_c$, T_c и Δt_1 — параметры теории, причем Δt_1 определяет область размытия СП-перехода по сопротивлению (формула относится к одномерному случаю).

При низких $T < T_c$ вместо нулевого значения $R = 0$ в СП-состоянии для идеального сверхпроводника в виде тонкой металлической нити появляется флуктуационное сопротивление [11]

$$R(T) = R_N \exp(\varepsilon/\Delta t_1)^{3/2}. \quad (2)$$

На рис. 2, *b* показаны результаты описания зависимостей $R(T)$ для нанонитей Pb при помощи флуктуационных теорий. Видно, что T_c (которая входит в теоретические зависимости как параметр), полученная графической экстраполяцией зависимостей, соответствующих формулам (1) при $T > T_c$ и (2) при $T < T_c$ близка к $T_c = 7.18$ К, определенной из эксперимента по уровню $R = 0.5R_N$ (рис. 2, *a*).

При использовании выражения для свободной энергии из теории Гинзбурга-Ландау для оценки среднего квадратичного отклонения величины параметра порядка от его среднего значения можно получить формулы для критического температурного интервала, в котором флуктуации существенны [6]. Для одномерного случая

$$\Delta T_c/T_c = (E_F/kT_c)^{2/3} (k_F^3 \xi_0^2 d_s^2)^{-2/3}. \quad (3)$$

Здесь $k_F = \sqrt[3]{3\pi^2 N_0}$ — волновой вектор электронов, $E_F = [(h/2\pi)^2/2m] \cdot (3\pi^2 N_0)^{2/3}$ — энергия Ферми, $N_0 = 4\rho/m_a = 1.3 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$ — концентрация электронов в свинце. При оценке N_0 учитывалась плотность вещества $\rho = 11.3 \text{ г/см}^3$, масса атома Pb $m_a = 344 \cdot 10^{-24} \text{ г}$ и валентность. Кроме того, учитывалась размерная зависимость длины когерентности от длины свободного пробега l_{eff} в „грязном“ пределе

$$\xi_d(T) = 0.855 \left(\frac{\xi_0 l_{eff} T_c}{T_c - T} \right)^{1/2}$$

при $T = 0$ [17], справедливая в случае $l_{eff} \ll \xi_0 = 83 \text{ нм}$. Формула (3) использовалась для оценки характерного поперечного размера сверхпроводящей нанонити. Результат оценки $d_s = 13 \text{ нм}$ приблизительно в два раза отличается от данных ТЕМ (см. рис. 1). Различие может быть связано с использованием для нанонитей Pb параметров, соответствующих массивному материалу (E_F, k_F), а также с точностью приближения $l_{eff} \approx d_s$. Это значение d_s соответствует „флуктуационным“ температурным интервалам (см. рис. 2, *a*), равным 0.05 К (практически одинаковым для обеих флуктуационных теорий [10,11]), в пределах которых „спрямляется“

экспериментальная зависимость $R(T)$, перестроенная в координатах, соответствующих теории Асламазова–Ларкина и Лангера–Амбегаокара.

На рис. 3 представлен СП–переход образца Рb-асбест в магнитном поле, перпендикулярном нанонитям, при различных фиксированных температурах ниже T_c . Отметим, что наблюдаемые величины критических магнитных полей $H_c(T)$ на уровне $R = 0.5R_N$ существенно (на порядок и более) превышают $H_c(T)$ для объемного материала ($H_{c\text{ bulk}} = 803$ Ое) [3]. Из рис. 3 видно, что положительное магнитосопротивление, связанное с разрушением сверхпроводимости в магнитном поле, насыщается в магнитных полях, зависящих от температуры. Наблюдаемое в СП-области остаточное сопротивление связано с сопротивлением контактов, величина которого, как видно из рис. 3, составляет $\sim 2\%$ от R_N . Следует также отметить значительную величину ширины перехода в магнитном поле.

Вопрос о проявлениях флуктуаций в зависимостях $R(H)$ в литературе, насколько нам известно, не рассматривался. Однако из рис. 3 видно, что флуктуации проявляются в зависимостях $R(H)$, приводя к размытию СП–перехода нанонитей свинца. Относительная ширина перехода в магнитном поле для нанонитей Рb в асбесте $[H(R/R_N = 0.9) - H(R/R_N = 0.1)]/H_c = 1.25$ и практически не зависит от температуры, тогда как для массивного Рb данная величина на порядок меньше (вставка к рис. 3). Заметим, что относительная ширина перехода по температуре при $H = 0$ для Рb-асбест $[T(R/R_N = 0.9) - T(R/R_N = 0.1)]/T_c \approx 0.01$.

На рис. 4 представлены зависимости магнитного момента нанокompозита Рb-асбест от приложенного парал-

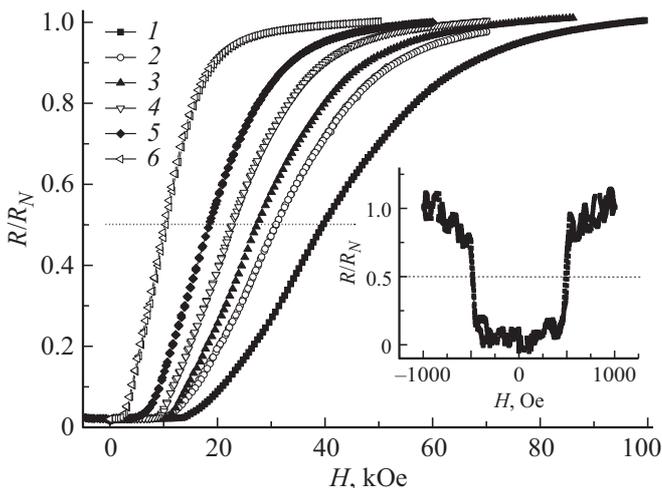


Рис. 3. Магнитопольевые зависимости электросопротивления образца Рb-асбест при различных температурах (в скобках соответствующие критические магнитные поля, кОе, определенные по уровню $R = 0.5R_N$): 1 — 3.5 (39.7), 2 — 4.5 (31.0), 3 — 5.0 (39.7), 4 — 5.5 (27.3), 5 — 6.0 (22.0), 6 — 6.5 К (18.4). Измерительный ток $I = 1$ мкА, $R_N = 7$ Ом (см. рис. 2, а). На вставке показаны зависимости $R(H)$ для массивного Рb при $T = 4.2$ К: $H_c = 0.50$ кОе.

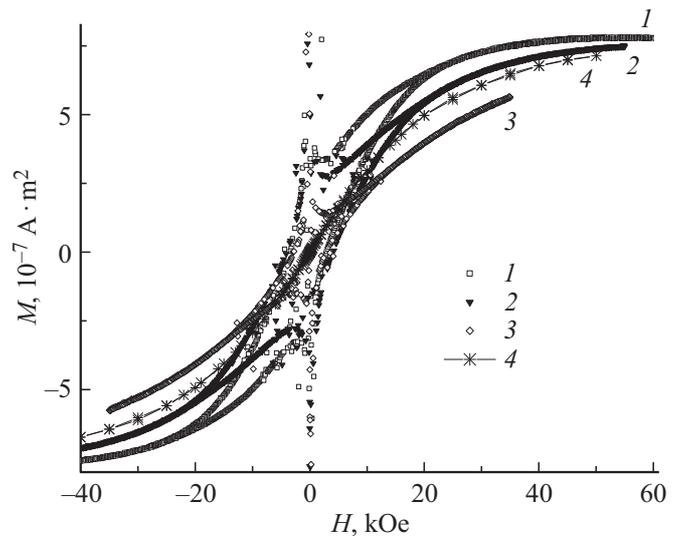


Рис. 4. Зависимости магнитного момента образца нанокompозита Рb-асбест от магнитного поля при разных T : 1 — 2.0, 2 — 3.0, 3 — 5.0 К (масса образца $m = 13$ мг) в сравнении с $M(H)$ (4) для не заполненного металлом асбеста ($m = 72$ мг) [8], для которого значения M уменьшены в 20 раз.

ельно нитям внешнего магнитного поля при разных температурах. В интервале температур $3 < T < 6.5$ К на зависимостях $M(H)$ наблюдается парамагнитный отклик в слабых полях с последующим насыщением $M(H)$. Сравнение с зависимостями $M(H)$ для не заполненного металлом асбеста (масса $m = 72$ мг), снятыми при 3.2 К, показывает, что парамагнитный отклик в Рb-асбест связан с матрицей, а именно: наклон линейной зависимости $M(H)$ определяется количеством магнитных примесей в асбесте, роль которых обсуждалась в работах [8,18]. В частности, в работе [8] было показано, что примеси в асбесте, применявшемся в нашей работе (из месторождения в Узбекистане), не являются магнитоупорядоченными, поэтому вопрос о взаимодействии магнитной подсистемы матрицы асбеста и сверхпроводящей подсистемы нанонитей металла можно не рассматривать. На фоне парамагнетизма наблюдается диамагнитная составляющая, связанная со СП–переходом нитей Рb, с гистерезисом, возникающим вследствие захвата магнитного потока в образце. Из данных рис. 4 были определены критические магнитные поля $H_{cII}(T)$, соответствующие исчезновению гистерезиса (см. вставку к рис. 5). Наблюдаемые величины критических магнитных полей $H_{cII}(T)$ (рис. 5) близки к значениям $H_c(T)$, определенным из электрических измерений.

Для сопоставления критических параметров СП–перехода, полученных из экспериментальных данных по электросопротивлению и магнитных измерений как бесконтактного метода исследований, на рис. 5 представлены значения критического магнитного поля нанокompозита Рb-асбест как функция температуры. Штриховая

кривая соответствует критическим полям массивного Pb $H_{c\text{bulk}}(T) = H_{c\text{bulk}}(0) \cdot (1 - (T/T_{c\text{bulk}})^2)$ (усилено в 10 раз), которые много меньше значений H_{cII} , полученных из магнитных измерений.

Использование эмпирической формулы $H_{c2}(0) = 0.69|\partial H_{c2}/\partial T|_{T \rightarrow T_c} \cdot T_c$, применяемой для сверхпроводников Прода, дает близкое значение второго критического поля при $T \rightarrow 0$ $H_{c2}(0) = 31$ кОе (при $|\partial H_{c2}/\partial T|_{T \rightarrow T_c} = 4.3$ кОе/К и $T_c = 7.2$ К, определенных из электрических измерений в магнитном поле (рис. 3). В рассматриваемом случае выполняется условие „грязного“ предела $l \ll \xi_0 = 83$ нм [14], поскольку длина свободного пробега l ограничена поперечным размером нити $d \approx 6$ нм. Оценка параметра Гинзбурга–Ландау $\kappa_d = \lambda_d/\xi_d$ [11] для таких нитей при $T \rightarrow 0$ дает $\kappa_d = 0.725 \cdot \lambda_d(0)/l \approx 10$, где $\lambda_d(0) = 0.615\lambda_0(\xi_0/l)^{0.5} = 85$ нм и $\lambda_0 = 36$ нм в объемном Pb [14].

Критическое термодинамическое магнитное поле нитей Pb в асбесте будет описываться формулой [19]

$$H_c^d(T) = kH_c^{\text{bulk}}(T)\lambda_d(T)/d \quad (4)$$

справедливой в пределе $d \ll \lambda(T)$. Коэффициент k в формуле (4) зависит от формы образца: $k = 4$ для частиц цилиндрической формы в магнитном поле, перпендикулярном оси цилиндра в случае электрических измерений и $k = 8$, когда ось цилиндра параллельна направлению внешнего магнитного поля) в случае магнитных измерений [19]. Результаты показаны на рис. 5 сплошной линией. Из рис. 5 видно, что экспериментальные значения близки к полученным из теории Гинзбурга–Ландау, различия в значениях критических магнитных полей H_c (при конкретной температуре) связаны с различными способами определения H_c .

Таким образом, критические магнитные поля нанонитей Pb в хризотил-асбесте с диаметром 6 нм в 30–50 раз превышают поля массивного материала, в то время как критическая температура СП–перехода для них остается близкой к T_c для массивного Pb.

Рассмотрим теперь, как влияет наноструктурирование индия при введении его в поры асбеста (аналогично Pb, обсуждавшему выше) на СП-свойства материала.

Нами были исследованы электрические и магнитные свойства нанонитей In в хризотил-асбесте при низких температурах. In, как и Pb, является сверхпроводником Прода, однако характеризуется относительно слабым электрон-фононным взаимодействием (сверхпроводник со „слабой“ связью), и в отличие от свинца, в нанонитях индия можно ожидать заметного влияния наноструктурирования не только на критические магнитные поля СП–перехода, но и критическую температуру. Ранее были изучены свойства наночастиц и сужений индия близких размеров, введенного в диэлектрическую матрицу искусственного опала [2]; было обнаружено существенное увеличение как критического магнитного поля, так и критической температуры 3-х мерной проводящей сети In в нанокompозите за счет уменьшения

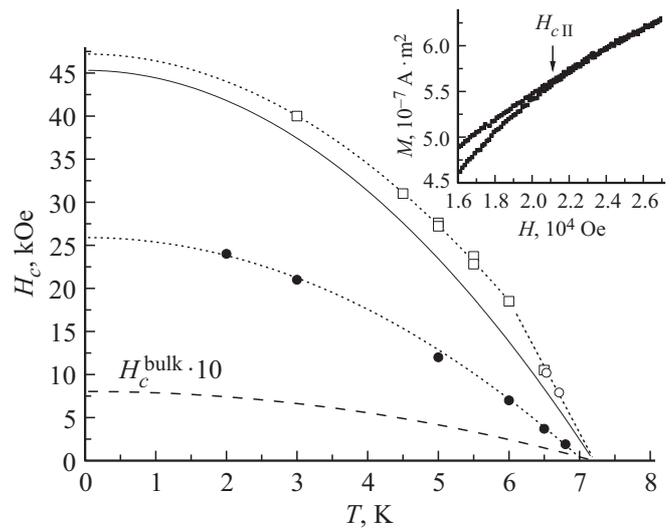


Рис. 5. Зависимости критического магнитного поля нанокompозита Pb-асбест от температуры. Экспериментальные точки показаны символами: заполненные — $H_c(T)$ из магнитных измерений, открытые — $H_c(T)$ из электрических измерений, определенные по уровню $R/R_N = 0.5$. Пунктирной кривой показаны эмпирические зависимости $H_c(T) = H_c(0) \cdot (1 - (T/T_c)^2)$, описывающие экспериментальные данные; $H_c(0) = 26$ кОе из магнитных измерений, $H_c(0) = 46$ кОе из электрических измерений. Штриховая кривая соответствует критическим полям массивного Pb, сплошная — результат расчета по теории Гинзбурга–Ландау для СП-нитей $d = 6$ нм $< \lambda_0$ при геометрическом факторе $k = 4$ (формула (4)). На вставке показан способ определения критического магнитного поля H_{cII} при $T = 3$ К из магнитных измерений.

характерных размеров сверхпроводника по сравнению с объемным In.

На рис. 6, а показана температурная зависимость сопротивления $R(T)$ образца In-асбест в области СП–перехода и в диапазоне температур от комнатной до гелиевой (на верхней вставке). Видно, что электрическое сопротивление при понижении температуры ведет себя нехарактерным образом по сравнению с обычной металлической зависимостью: в массивном In с понижением температуры наблюдается уменьшение электросопротивления $R(T)$ $\rho_{\text{bulk}}(300 \text{ K})/\rho_{\text{bulk}}(4.2 \text{ K}) = 256$ [20]. В нанокompозите In-асбест при $T < 150$ К падение $R(T)$ сменяется ростом с понижением T (см. вставки к рис. 6, а). Природа данного эффекта, возможно, связана с двухзонным методом измерений, использованным нами, при котором в измеряемое сопротивление включено неконтролируемое сопротивление контактов $R_{\text{cont}}(T)$. В то же время, на фоне монотонно растущей зависимости $R(T)$ ниже $T = 4.2$ К наблюдается падение сопротивления, связанное с переходом нитей In в сверхпроводящее состояние, что подтверждается зависимостью сопротивления нанокompозита в магнитном поле при $T < T_c$ (см. ниже, рис. 7).

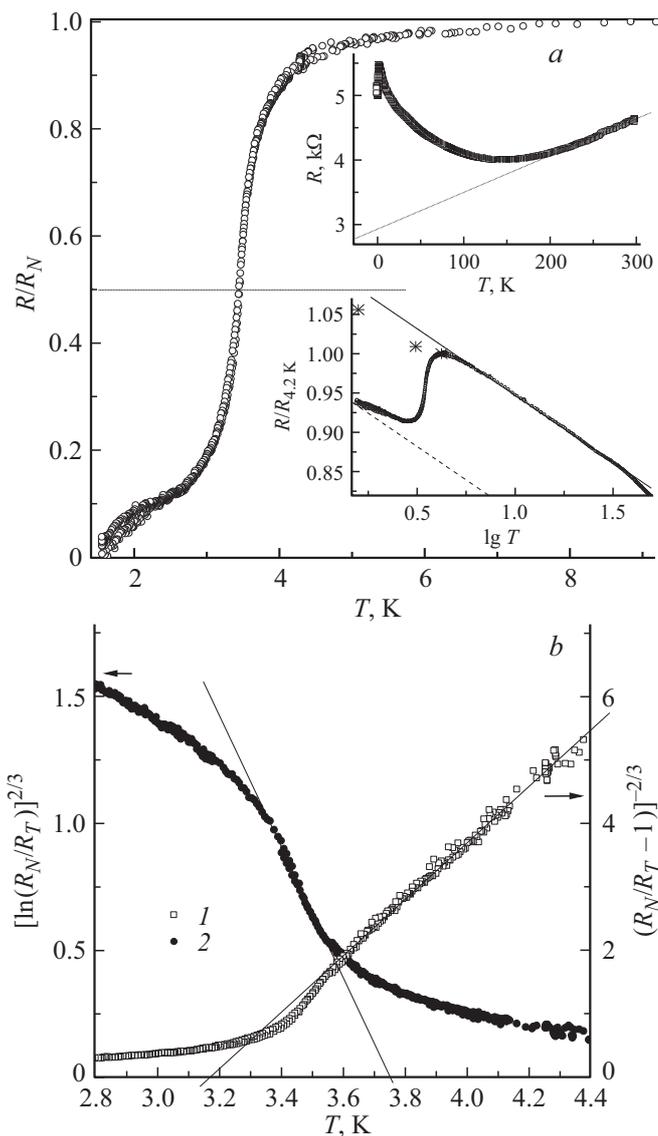


Рис. 6. СП–переход в In-асбест. *a* — разность между экспериментальной и фоновой зависимостью $R(T)$. На верхней вставке показана экспериментальная зависимость $R(T)$, на нижней — в области СП–перехода в координатах $R_N(T)/R_N(4.2\text{ К}) = -\lg T$. Символы — данные, полученные из зависимостей $R(H)$. Штриховая линия $R_N(T)/R_N(4.2\text{ К}) = (0.967 - 0.17) \cdot \lg T$ — „подставка“, которая вычиталась из экспериментальной зависимости при обработке. *b* — СП–переход для зависимостей $R(T)/R_N$, перестроенных в координатах, соответствующих флуктуационным теориям [10,11].

Рост сопротивления при понижении температуры при $T < 40\text{ К}$ может быть описан гладкой кривой, подчиняющейся закону $R_N(T) = R_0 + C \lg T$, где R_0, C — постоянные. Нормированная на R при 4.2 К кривая $R_{\text{exp}}(T)/R_{\text{exp}}(4.2\text{ К}) = 1.117 - 0.17 \cdot \lg T$ показана на нижней вставке к рис.6а сплошной линией. Видно, экспериментальные точки, полученные из измерений R от магнитного поля при $T < T_c$, близки к ней (рис. 7).

Вычитая подставку $R_N(T)/R_N(4.2\text{ К}) = 0.967 - 0.17 \cdot \lg T$ (предположительно, $R_{\text{cont}}(T)$), которая показана на нижней вставке к рис. 6, *a* штриховой линией, из экспериментальной температурной зависимости сопротивления, получаем обработанную зависимость $R(T)$ нанокompозита In-асбест в области СП–перехода (рис. 6, *a*), которая может быть описана с использованием флуктуационных теорий [10,11], аналогично описанию, выполненному для образцов Pb-асбест. Результаты экстраполяции из данных нормированного $R(T)$ при $T < T_c$ и $T > T_c$ по формулам (1) и (2) соответственно дают значения критической температуры (рис. 6, *b*): $T_c \approx 3.17\text{ К}$ и $T_c \approx 3.76\text{ К}$; отметим, что в данном интервале находится значение $T_c \approx 3.5\text{ К}$, определенное по уровню $0.5R_N$.

Результат оценки характерного поперечного размера сверхпроводящих нитей In с использованием формулы (3) дает значения $d_s = 2$ и 4 нм , удовлетворительно согласующиеся с данными ТЕМ (см. рис. 1). Эти значения d_s соответствуют флуктуационным температурным интервалам 0.2 и 0.8 К , в которых „спрямляется“ экспериментальная зависимость $R(T)$, перестроенная в координатах (рис. 6, *b*), соответствующих теориям Асламазова–Ларкина и Лангера–Амбегаокара.

Изменения сопротивления R в магнитном поле в области СП–перехода при разных температурах представлены на рис. 7. Оценки критического магнитного поля H_c на уровне $R = 0.95R_N$ при $T = 3.1\text{ К}$ и $T = 1.58\text{ К}$ дают значения 0.76 кОе и 1.21 кОе , которые при $T \ll T_c$ превышают $H_c = 280\text{ Ое}$ для объемного In.

Магнитные измерения позволяют оценить диамагнитный СП–вклад в намагниченность в условиях бесконтактных измерений. На рис. 8 представлены магнитопольевые зависимости удельного магнитного момента $M(H)$ образца In-асбест с характерным внутренним размером нанонитей асбеста $d_s = 6\text{ нм}$ при гелиевых

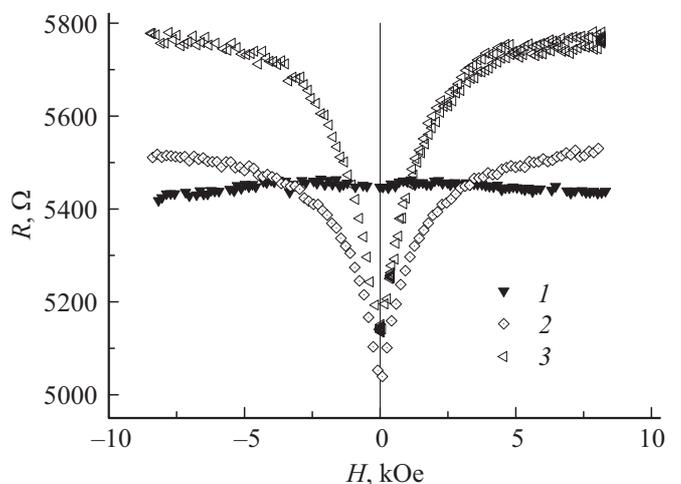


Рис. 7. Магнитопольевые зависимости сопротивления образца In-асбест в области СП–перехода H_c (определялись по уровню $R = 0.95R_N$), измеренные при $T, \text{ К}$: 1 — 4.27, 2 — 3.1, 3 — 1.58.

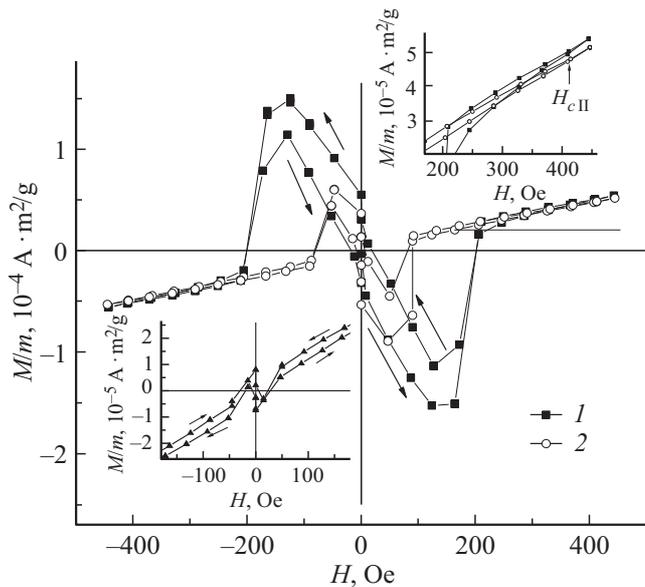


Рис. 8. Зависимости магнитного момента, приведенного к массе образца, от магнитного поля для нанокompозита In-асбест: 1 — 2.0, 2 — 3.2 К. Критическое магнитное поле $H_c = 0.41$ кОе при $T = 3.2$ К. На нижней вставке показана та же зависимость при 3.6 К. Масса образца In-асбест 35 мг. Верхняя вставка иллюстрирует способ определения критического магнитного поля.

температурах в области СП-перехода. В интервале температур $2 < T < 3.6$ К на зависимостях $M(H)$ наблюдается увеличение диамагнитного отклика, связанного со СП-переходом In, введенного внутрь матрицы асбеста. Данный эффект проявляется на фоне линейного парамагнитного сигнала, связанного с парамагнитными примесями в асбесте (см. рис. 4). Видно, что диамагнитная составляющая плавно стремится к нулю в магнитных полях $H_c(T)$, возрастающих по мере уменьшения температуры. Важной особенностью является наличие слабого диамагнитного сигнала при температурах ($T = 3.6$ К), превышающих $T_{c, \text{bulk}} = 3.41$ К для In [3]. Из данных рис. 8 в слабом магнитном поле были определены критические значения магнитных полей H_{c1} , соответствующие максимуму диамагнитного отклика, и H_{c2} — верхние критические магнитные поля, соответствующие выходу функции $M(H)$ на линейную фоновую зависимость при $H > H_{c2}$ (см. вставку на рис. 8).

Таким образом, в работе изучены проявления СП свойств композитных систем Pb-асбест и In-асбест ($d_s = 6$ нм) в асбесте. Наблюдается увеличение значений верхнего критического магнитного поля в исследованных нано композитах по сравнению с H_c для объемных материалов. Определенные из экспериментальных данных для нанонитей Pb критические поля из электрических измерений в перпендикулярной ориентации магнитного поля (например, $H_c(0) = 46$ кОе) при соответствующих T близки к значениям $H_c(T)$, оцененным из теории Гинзбурга–Ландау. Критическая температура

для нанокompозита Pb-асбест $T_c = 7.18$ близка к T_c для массивного материала (7.196 К), что, вероятно, связано с тем, что Pb является сверхпроводником с сильной связью. Для нанонитей In-асбест наблюдается размытый как по температуре, так и по СП-переход, связанный, по-видимому, с температурными флуктуациями. Форма СП-перехода в температурных зависимостях сопротивления для нанокompозитов Pb-асбест и In-асбест удовлетворительно описывается флуктуационными теориями СП: Асламазова–Ларкина и Лангера–Амбегаокара.

Список литературы

- [1] Yu.A. Kumzerov, S. Vakrushev. Nanostructures within porous materials. In: Encyclopedia of Nanoscience and Nanotechnology / Ed. H.S. Nalwa. American Scientific Publishers (2004). V. VII. 811 p.
- [2] Д.В. Шамшур, А.В. Черняев, А.В. Фокин, С.Г. Романов. ФТТ **47**, 1927 (2005).
- [3] B.W. Roberts. J. Phys. Chem. Ref. Data **5**, 581 (1976).
- [4] Yu.A. Kumzerov. Nanostructured Films and Coatings. NATO Sci. Ser. 3. High Technology / Eds G.M. Chow, I.A. Ovid'ko, T. Tsakalagos. Dordrecht–Boston–London (2000). V. 78. P. 63.
- [5] K.Yu. Arutyunov, D.S. Golubev, A.D. Zaikin. Phys. Rep. **464**, 1 (2006).
- [6] П. Хоэнберг. УФН **102**, 239 (1970).
- [7] Yu.A. Kumzerov, A.A. Naberezhnov. Low Temp. Phys. **42**, 1028 (2016).
- [8] А.В. Черняев, Д.В. Шамшур, А.В. Фокин, А.Е. Калмыков, Ю.А. Кумзеров, Л.М. Сорокин, Р.В. Парфеньев, А. Lashkul. ФТТ **58**, 443 (2016).
- [9] А.П. Карнаузов. Адсорбция. Текстура дисперсных пористых материалов. Наука, Новосибирск (1999). С. 346.
- [10] Л.Г. Асламазов, А.И. Ларкин. ФТТ **10**, 1104 (1968).
- [11] J.S. Langer, V. Ambegaokar. Phys. Rev. **164**, 498 (1967).
- [12] Таблицы физических величин / Под ред. акад. И.К. Кикоина. Атомиздат, М. (1976) С. 306.
- [13] В.В. Шмидт. Введение в физику сверхпроводников. Наука, М. (1982). С. 6, 33, 194.
- [14] А.Е. Aliev, S.B. Lee, A.A. Zakhidov, R.H. Vaughan. Physica C **15**, 453 (2007).
- [15] Н.Ю. Михайлин, Д.В. Шамшур, Р.В. Парфеньев, В.И. Козуб, Ю.М. Гальперин, Ю.А. Кумзеров, А.В. Фокин. ФТТ **60**, 1058 (2018).
- [16] А. Роуз-Инс, Е. Родерик. Введение в физику сверхпроводимости. Мир, М. (1972). С. 23–24.
- [17] Л.П. Горьков. ЖЭТФ **37**, 833 (1959).
- [18] G. Stroink, D. Hutt, D. Lim, R.A. Dunlap. IEEE Transact. Magn. **21**, 5, 2074 (1985).
- [19] В.Л. Гинзбург. ЖЭТФ **34**, 113 (1958).
- [20] Handbuch der Physik. Bd XIX, Berlin (1956).

Редактор Т.Н. Василевская