

Сверхпроводимость наноструктурированного сплава Ga-Sn

© М.В. Лихолетова¹, Е.В. Чарная^{1,¶}, М.А. Аннагелдиев¹, В.М. Микушев¹, Ю.А. Кумзеров², А.В. Фокин²

¹ Санкт-Петербургский государственный университет,
Санкт-Петербург, Россия

² Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
Санкт-Петербург, Россия

E-mail: charnaya@mail.ru

Поступила в Редакцию 14 мая 2024 г.

В окончательной редакции 14 мая 2024 г.

Принята к публикации 15 мая 2024 г.

Представлены исследования сверхпроводимости сплава галлия и олова эвтектического состава, введенного в поры опаловой матрицы. Были проведены низкотемпературные измерения статической и динамической намагниченности в широком диапазоне магнитных полей. Обнаружено три сверхпроводящих перехода. На фазовой диаграмме $H-T$ в области малых магнитных полей наблюдалась положительная кривизна критических линий, которая объяснена в рамках модели, учитывающей эффект близости. Для двух переходов показано, что движение сверхпроводящих вихрей является термически активированным. Построены аррениусовские кривые и рассчитаны энергии активации для различных полей смещения. На полевой зависимости энергии активации наблюдалось резкое уменьшение активационных барьеров в области значений магнитных полей, при которых происходит изменение типа кривизны критических линий, что было связано с трансформациями в системе сверхпроводящих вихрей.

Ключевые слова: бинарный сплав Ga-Sn, сверхпроводящие переходы, нанокompозит, магнитные свойства.

DOI: 10.61011/FTT.2024.06.58251.124

1. Введение

В настоящее время активно проводятся исследования галлийсодержащих сплавов. Благодаря таким своим свойствам, как низкая температура плавления, стабильные электрические свойства, высокая теплопроводность и нетоксичность, они являются перспективными материалами в фармацевтике, медицине, нанoeлектронике и других областях [1,2]. Галлийсодержащие сплавы широко используются в качестве низкотемпературных припоев, а также рассматриваются для создания различных сверхпроводящих нанoeлектронных элементов [3,4], например, самовосстанавливающихся сверхпроводящих контактов и проводов. Особый интерес представляют сплавы Ga-In-Sn, Ga-In и Ga-Sn, благодаря перспективам применения в качестве сверхпроводящего припоя. Однако к настоящему времени сверхпроводимость сплава Ga-Sn изучена слабо, в отличие от более подробно изученных сплавов Ga-In-Sn и Ga-In. Проведены исследования сверхпроводимости только объемного Ga-Sn с различным соотношением галлия и олова [5] и сплава, близкого по составу к эвтектической точке, введенного в силикатную опаловую матрицу [6].

Наноструктурирование и, в частности, условия наноконфайнмента влияют значительно образом на сверхпроводимость металлов и металлических сплавов, что проявляется в изменении величин критических температур, критических магнитных полей, критических токов и т.д. [7–9]. Для объяснения такого поведения предлагались различные теории [10]. Изменение

сверхпроводимости было выявлено и в эвтектических наноструктурированных галлийсодержащих сплавах по сравнению с объемными сплавами [6,11,12]. У наноструктурированного Ga-Sn в опаловой матрице с размером силикатных сфер около 150 nm обнаружено два размытых сверхпроводящих перехода при температурах 6.4 и 4.7 K [6], тогда как для объемного сплава эвтектического состава наблюдался один резкий переход в сверхпроводящее состояние при температуре, близкой к критической температуре объемного олова (3.72 K) [5]. С целью более подробного изучения влияния морфологии на сверхпроводимость эвтектического сплава Ga-Sn в настоящей работе проведены исследования сплава Ga-Sn, включенного в опаловую матрицу с диаметром силикатных шаров ~ 500 nm. Измерялись статическая (DC) и динамическая (AC) намагниченности в широком диапазоне магнитных полей в температурной области сверхпроводимости сплава.

2. Эксперимент

Нанокompозит представляет собой сплав галлия и олова эвтектического состава (91.5 at.% Ga, 8.5 at.% Sn) [13], помещенный в поры опаловой матрицы. Средний диаметр силикатных шаров, равный 500 nm, был определен по изображению пустой опаловой матрицы, полученному на сканирующем электронном микроскопе Zeiss Merlin (рис. 1). Матрица представляет собой плотную кубическую упаковку шаров из аморфного кремнезема с октаэдрическими и тетраэдрическими порами. Рассчи-

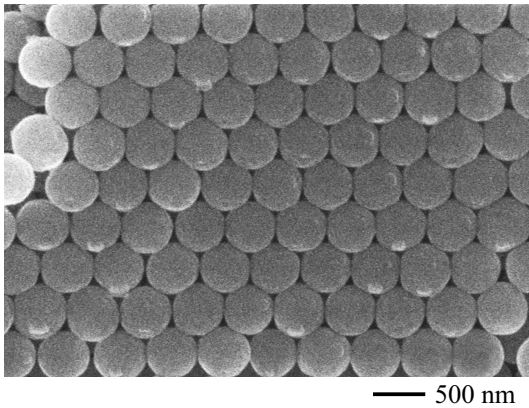


Рис. 1. Изображение пустой опаловой матрицы, полученное с помощью сканирующей электронной микроскопии.

таные для случая идеальной опаловой матрицы размеры октаэдрических и тетраэдрических пор составляют 113 и 207 нм. Поры занимают 26% от общего объема матрицы.

Жидкий эвтектический сплав Ga-Sn был внедрен в пустоты матрицы под высоким давлением до 10 kbar. Фактор заполнения определялся по разнице масс пустой и заполненной матрицы и составил примерно 85%. Из полученного нанокompозита были вырезаны пластины массой 248.51 и 54.84 mg для проведения измерений DC- и AC-намагниченности соответственно.

Измерения температурных зависимостей удельной DC-намагниченности MDC проводились на вибрационном СКВИД-магнитометре MPMS 3 (Quantum Design Inc.) в температурном диапазоне от 1.8 до 10 K и в магнитных полях смещения H_{DC} от 10 до 10 kOe. Температурные зависимости намагниченности были получены в режиме нагрева в магнитном поле после предварительного охлаждения в нулевом поле (zero-field cooled, ZFC), последующем режиме охлаждения в магнитном поле (field-cooled cooling, FCC) и в режиме нагрева в магнитном поле (field-cooled warming, FCW). Также измерялись изотермические полевые зависимости статической намагниченности M_{DC} в магнитных полях от -70 до 70 kOe при температурах 1.8, 5 и 7 K. Температурные зависимости действительной M'_{AC} и мнимой M''_{AC} частей удельной AC-намагниченности были получены на измерительном комплексе PPMS-9+Evercool II (Quantum Design Inc.) в диапазоне температур от 1.9 до 10 K в режиме FCC в магнитных полях смещения от 0 до 5 kOe и при приложении переменного магнитного поля амплитуды $H_{AC} = 1$ Oe и частоты f от 90 Hz до 7 kHz. При нулевом поле смещения также измерялись температурные зависимости AC-намагниченности при различных H_{AC} в диапазоне от 0.1 до 10 Oe. DC-восприимчивость рассчитывалась как $\chi_{DC} = M_{DC}/H_{DC}$. Действительная и мнимая части AC-восприимчивости рассчитывались как $\chi'_{AC} = M'_{AC}/H_{AC}$ и $\chi''_{AC} = M''_{AC}/H_{AC}$ соответственно.

Рентгеновские спектры были получены с помощью дифрактометра Ultima IV (Rigaku) с $CuK\alpha$ -излучением при температурах от 305 до 150 K. Для рентгенофазового анализа были использованы пакеты программ PDXL (Rigaku) и Topas 5.0 (Bruker GmbH) и базы данных ICDD PDF-2 2020 и ICSD 2021.

3. Результаты

Зависимости ZFC восприимчивости от температуры для различных магнитных полей смещения представлены на рис. 2. На кривых наблюдаются три сверхпроводящих перехода с соответствующими критическими температурами T_{c1} , T_{c2} и T_{c3} . Переходы размыты, степени экранирования магнитного поля после переходов значительно отличаются. В поле 10 Oe при температуре 1.8 K практически весь объем нанокompозита экранируется от внешнего магнитного поля. После первого и второго перехода экранируется лишь малая доля объема образца. С увеличением магнитного поля критические температуры уменьшаются и переходы размываются сильнее. В полях выше 100 Oe первый и второй переходы сливаются. Низкотемпературный переход при температуре T_{c3} отчетливо наблюдается для магнитных полей до 1.5 kOe включительно. При более высоких магнитных полях критическая температура T_{c3} смещается ниже 1.8 K. По температурам при которых происходит начало отклонения ZFC-кривой для поля 10 Oe были определены критические температуры: $T_{c1} = 7.7 \pm 0.1$, $T_{c2} = 6.3 \pm 0.1$ и $T_{c3} = 4.3 \pm 0.1$ K.

На рис. 3 показано, что кривые ZFC и FCC расходятся ниже второго перехода. Однако при температурах между T_{c2} и T_{c3} кривые находятся еще близко друг к другу. Более существенное расхождение кривых видно ниже T_{c3} . При температуре 1.8 K различие между значениями ZFC- и FCC-восприимчивостей существенно (в 176 раз для поля 10 Oe), что свидетельствует о сильном пиннинге сверхпроводящих вихрей. Ниже T_{c3} в полях до 50 Oe включительно наблюдается наличие ступеней на кривых FCC и FCW при температуре, обозначенной как T^* . При температурах меньше T^* между этими кривыми наблюдаются гистерезисы. В области гистерезиса значения FCW-восприимчивости меньше, чем FCC-восприимчивости. В магнитных полях от 100 Oe кривые FCC и FCW сливаются друг с другом, и гистерезис не наблюдается. В полях 10 и 20 Oe на кривых FCC и FCW вблизи третьего сверхпроводящего перехода наблюдается воспроизводимый пик, который с увеличением магнитного поля размывается.

На рис. 4 представлены изотермические полевые зависимости удельной DC-намагниченности $M_{DC}(H)$ при трех температурах. На гистерезисах $M_{DC}(H)$ при 5 и 7 K наблюдается частично обратимое поведение, говорящее о наличии слабого пиннинга сверхпроводящих вихрей в нанокompозите. При 1.8 K гистерезис носит необратимый характер, что свидетельствует о сильном пиннинге

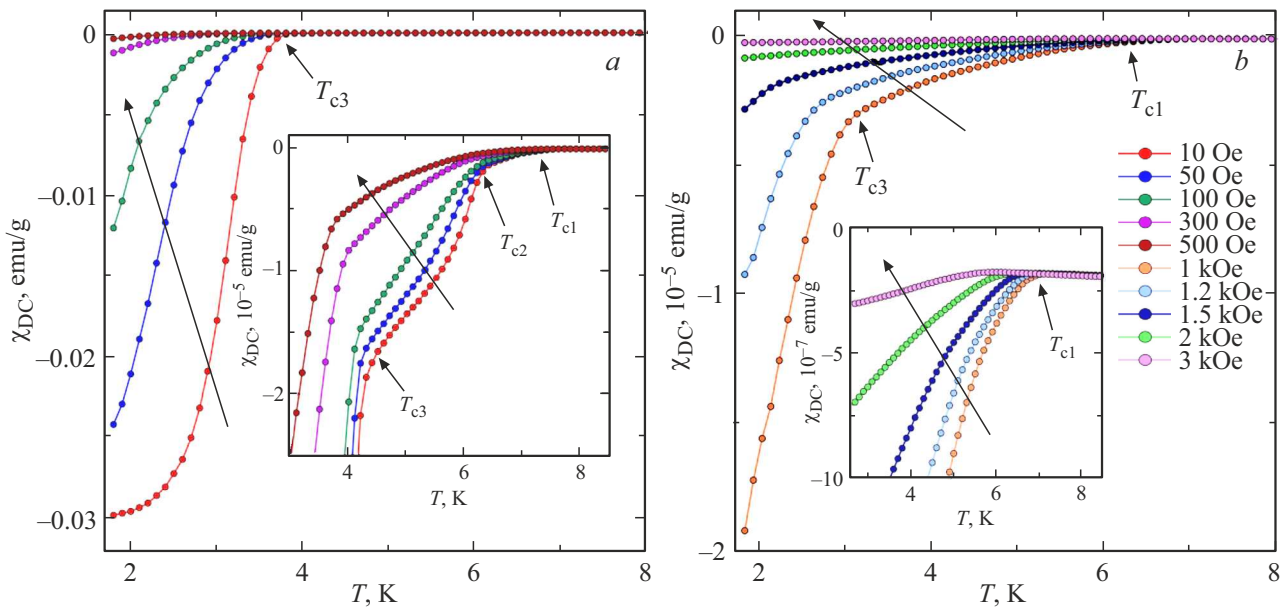


Рис. 2. Температурные зависимости DC-восприимчивости χ_{DC} в магнитных полях: *a* — от 10 до 500 Oe и *b* — от 1 до 3 kOe, полученные в режиме ZFC. На вставке *a* показана область трех сверхпроводящих переходов в увеличенном масштабе для полей от 10 до 500 Oe. На вставке *b* показана область высокотемпературного перехода в увеличенном масштабе для напряженностей поля от 1 до 3 kOe. Стрелками показано увеличение напряженности поля.

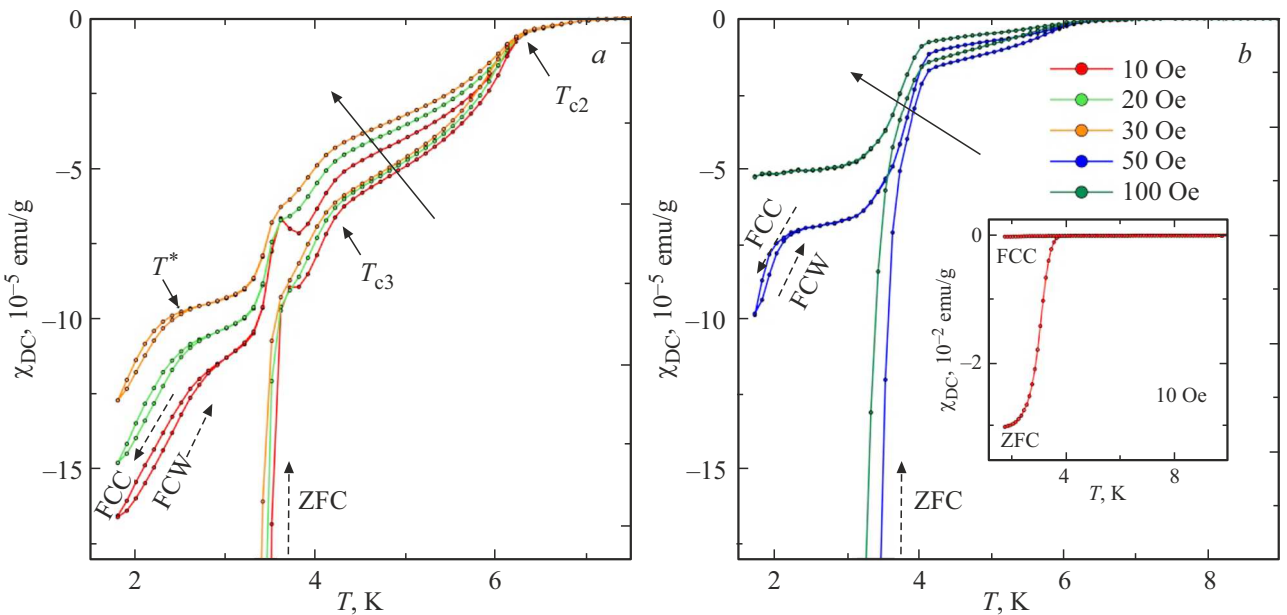


Рис. 3. Температурные зависимости DC-восприимчивости χ_{DC} , полученные в режимах ZFC, FCC и FCW при применении полей смещения: *a* — от 10 до 30 Oe и *b* — 50 и 100 Oe. Штриховыми стрелками обозначено направление хода кривых, сплошными — увеличение напряженности магнитного поля. На вставке изображены кривые ZFC и FCC в поле с напряженностью 10 Oe в уменьшенном масштабе.

вихрей в соответствии с результатами, полученными из температурных зависимостей DC-восприимчивости.

На температурной зависимости действительной части AC-восприимчивости также наблюдаются три перехода в сверхпроводящее состояние при температурах T'_{c1} , T'_{c2} и T'_{c3} (рис. 5). Переходы носят бо-

лее резкий характер, в отличие от результатов, полученных на магнитометре SQUID, ввиду более низкой чувствительности PPMS-9. Переход при температуре T'_{c2} наблюдается в магнитных полях вплоть до 1.5 kOe, в отличие от данных, полученных для DC-восприимчивости. T'_{c1} , T'_{c2} и T'_{c3} определялись как тем-

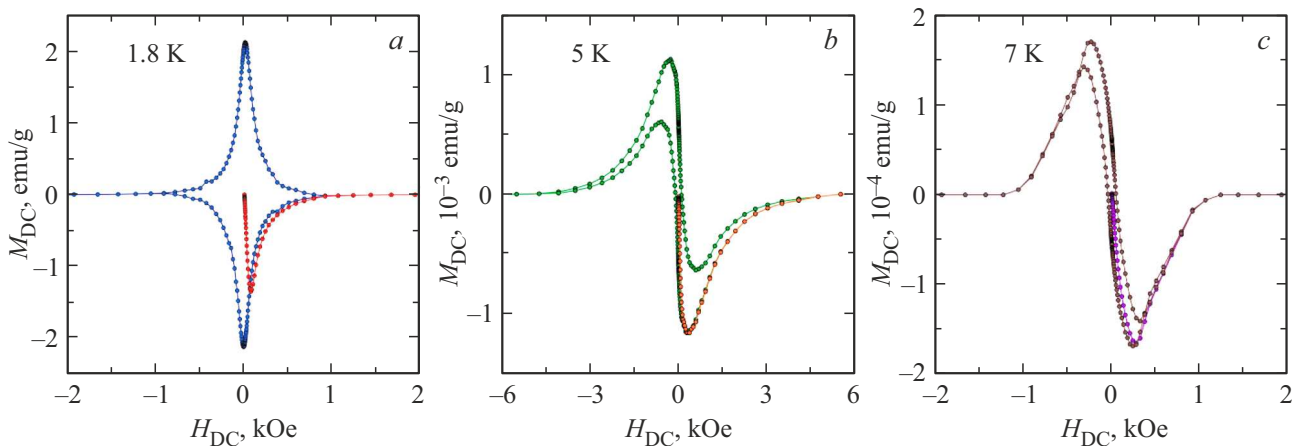


Рис. 4. Изотермические полевые зависимости удельной DC-намагниченности MDC при температурах 1.8 (a), 5 (b) и 7 K (c). На онлайн-рисунках красным, оранжевым и фиолетовым цветом изображены кривые первичной намагниченности.

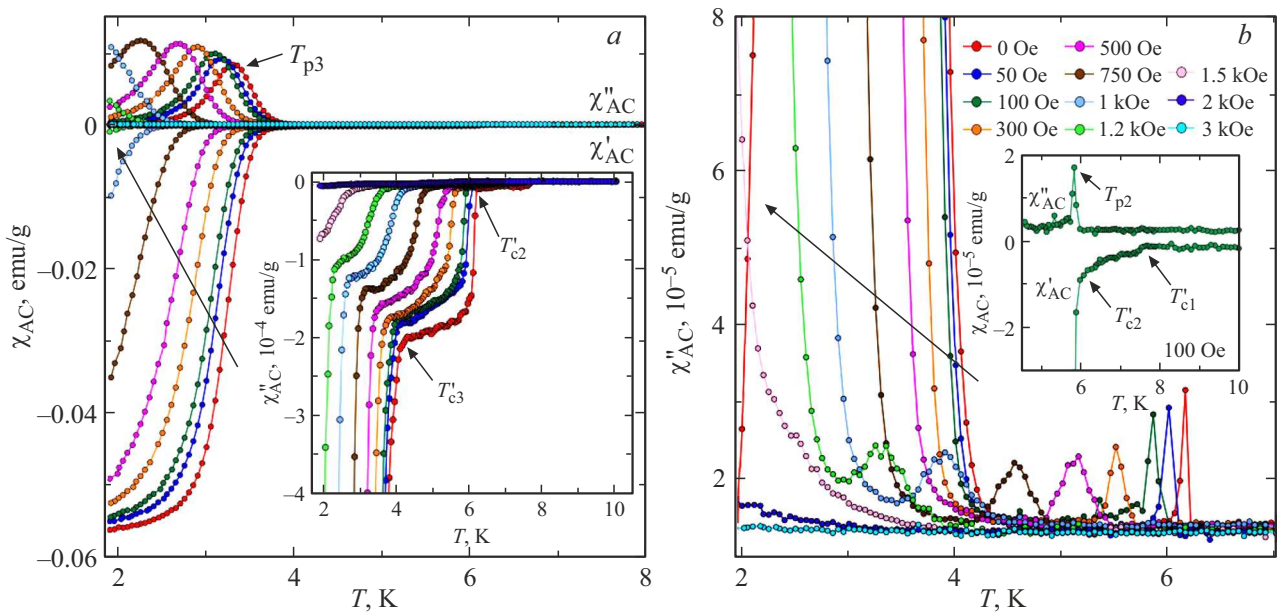


Рис. 5. Температурные зависимости: *a* — действительной (χ'_{AC}) и мнимой (χ''_{AC}) частей AC-восприимчивости, *b* — увеличенный масштаб зависимости $\chi''_{AC}(T)$ в области пика T_{p2} для различных напряженностей магнитных полей смещения. Вставка (*a*) показывает зависимость $\chi'_{AC}(T)$ в увеличенном масштабе в области критических температур T'_{c2} и T'_{c3} . Вставка (*b*) изображает температурную зависимость χ'_{AC} и χ''_{AC} для напряженности поля 100 Oe в области пика T_{p2} и критических температур T'_{c1} и T'_{c2} . Амплитуда напряженности переменного поля $H_{AC} = 1$ Oe, частота переменного поля = 1 kHz. Стрелками показано увеличение напряженности поля.

пературы, при которых происходило резкое отклонение температурной зависимости AC-восприимчивости. В нулевом поле смещения критические температуры были равны $T'_{c1} = 7.7$, $T'_{c2} = 6.2$ и $T'_{c3} = 4.3$ K. Отметим, что на температурных зависимостях действительной части AC-восприимчивости ступень при температуре T^* не наблюдается.

На мнимой части AC-восприимчивости наблюдается два пика: очень слабый пик, относящийся ко второму фазовому переходу при T_{p2} , и интенсивный пик при T_{p3} , относящийся к третьему, низкотемпературному фазовому переходу. Пик, относящийся к первому фазовому

переходу, не наблюдается, по-видимому, из-за малой амплитуды. С увеличением магнитного поля смещения положения пиков сдвигаются в область более низких температур. Отметим, что пик при T_{p2} смещается быстрее, чем при T_{p3} , что приводит к наложению этих двух пиков в больших магнитных полях.

Для удобства критические температуры для построения фазовой диаграммы в плоскости поле-температура были определены по AC-данным, так как сверхпроводящие переходы, наблюдаемые на температурных зависимостях AC-восприимчивости, не такие размытые, как для DC-восприимчивости (рис. 6).

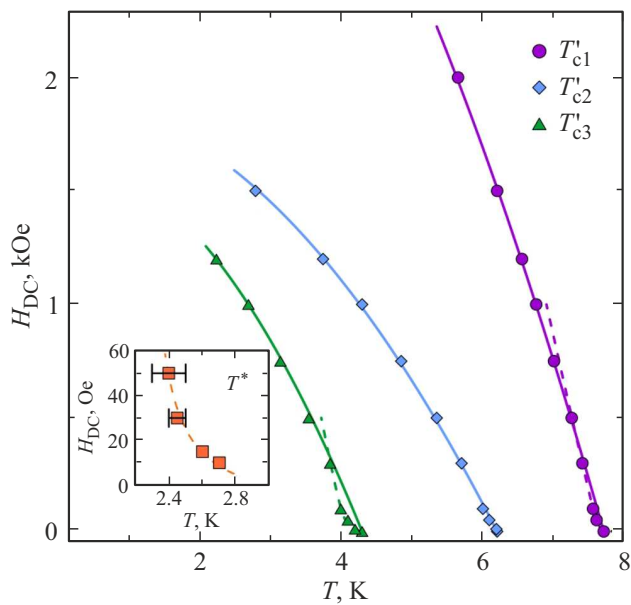


Рис. 6. Фазовая диаграмма $H-T$. Сплошными линиями изображены подгоночные кривые, построенные по двухжидкостной модели, штриховыми — по модели, учитывающей эффект близости. На вставке показана зависимость T^* от напряженности поля.

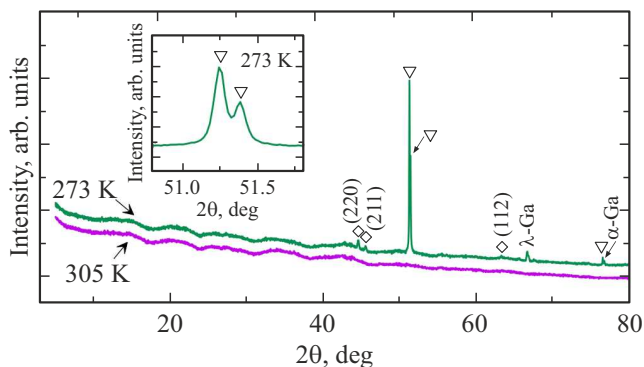


Рис. 7. Рентгеновские спектры, полученные при температурах 305 и 273 К. Ромбами обозначены пики, относящиеся к олову, треугольниками — к ранее не наблюдавшимся модификациям галлия. На вставке показана часть рентгенограммы при температуре 273 К.

Рентгенограммы были получены при нескольких температурах в режиме охлаждения с 305 до 150 К. На рис. 7 приведены спектры при двух температурах. При 305 К сплав Ga-Sn в порах опала находится в расплавленном состоянии. После охлаждения до 273 К появляется несколько пиков, соответствующих закристаллизованному сплаву. При дальнейшем охлаждении до 150 К дополнительных пиков не наблюдается.

4. Обсуждение

При исследовании объемного сплава галлия и олова различного состава наблюдался один переход в сверх-

проводящее состояние [13]. Было показано, что с увеличением концентрации олова до 10 at.% температура перехода росла, а при более высоких концентрациях температура сверхпроводимости лежала в диапазоне от 3.7 до 4.2 К. Такие температуры обусловлены образованием при кристаллизации сплава сегрегатов, обогащенных оловом. В настоящей работе выявлено три сверхпроводящих перехода выше 4 К. Температура T_{c3} близка к температуре сверхпроводимости объемного олова (3.72 К) и к температуре перехода, наблюдавшейся в объемном сплаве. Температуры T_{c2} и T_{c1} значительно выше температуры сверхпроводящего перехода в α -Ga, равной 1.08 К.

Кроме стабильного α -Ga, под воздействием различных факторов (высокого давления, уменьшения размеров и др.) могут возникать другие кристаллические структуры галлия с существенно более высокими температурами установления сверхпроводимости [14–18]. Рентгенограммы, полученные ниже 273 К (рис. 7), содержат два узких пика при $2\theta = 44.54$ и 45.52° и слабый пик при $2\theta = 63.14^\circ$, которые относятся к тетрагональной фазе олова с пространственной группой симметрии $I4_1/amd$. Пик при $2\theta = 76.63^\circ$ относится к α -Ga. Пик при $2\theta = 66.61^\circ$ может быть отнесен к тетрагональной структуре галлия, обозначенной в работе [14] как λ -Ga. Ранее эта структура наблюдалась для Ga-Sn в другой опаловой матрице [6]. Другие пики, связанные с α - и λ -Ga, не видны на рентгенограммах наноконкомпозита, скорее всего, в связи с сильной разупорядоченностью кристаллической структуры. Пики при $2\theta = 51.26$, 51.46 и 76.42° ранее не наблюдались. Их возникновение может быть связано с формированием в порах опала неизвестной структуры галлия, индуцированной наноконфайнментом.

В соответствии с полученными рентгенограммами и результатами из [6] можно предположить, что второй фазовый переход с температурой 6.3 К в малых полях относится к переходу в сверхпроводящее состояние богатых галлием сегрегатов со структурой λ -Ga, критическая температура для которых лежит в диапазоне от 6.2 до 6.5 К [7]. Общее количество таких сегрегатов относительно мало в соответствии со слабым экранированием магнитного поля, как и в работе [6], и низкой интенсивностью соответствующего рентгеновского пика. Сверхпроводящий переход при $T_{c3} = 4.3$ К обусловлен присутствием сегрегатов, обогащенных оловом. Повышение температуры перехода по сравнению с объемным оловом, по-видимому, обусловлено размерными эффектами.

Появление сверхпроводимости около 7.7 К наблюдалось ранее для наноструктурированного галлия [9,19–21]. Очень слабый диамагнетизм, возникающий в результате перехода при T_{c1} , свидетельствует об очень малом количестве структурной модификации галлия, ответственной за этот переход. Таким образом, следует предположить, что модификация галлия, которой на рентгенограмме (рис. 7) соответствуют интенсив-

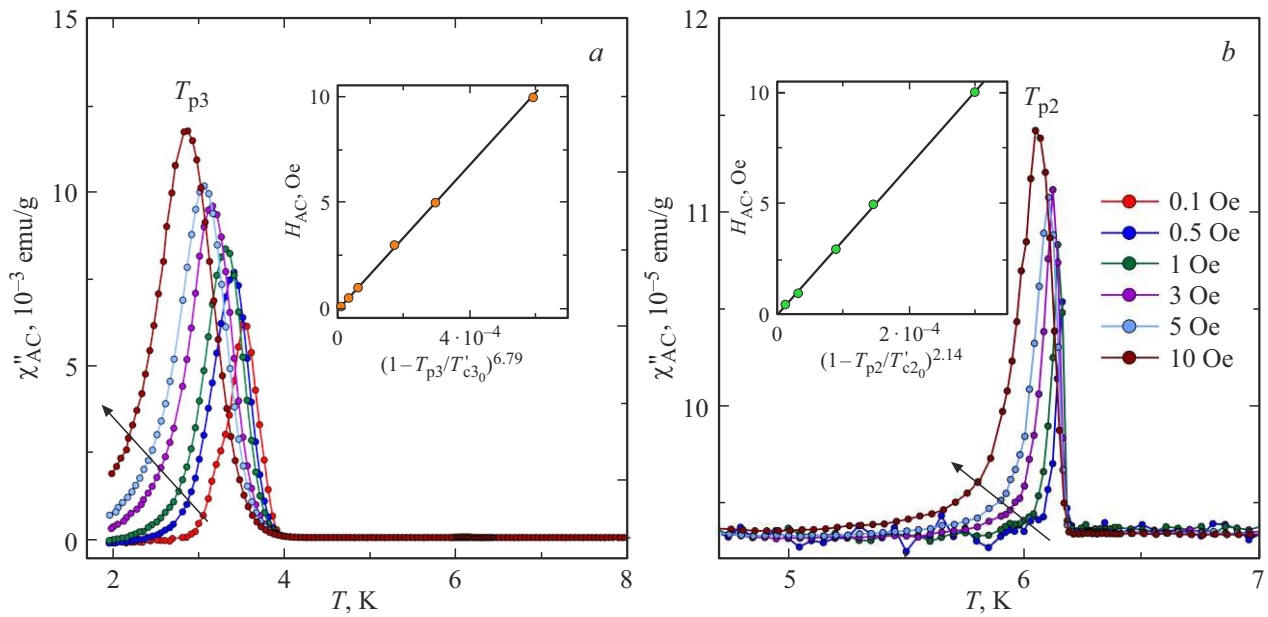


Рис. 8. Температурная зависимость мнимой части АС-восприимчивости χ''_{AC} в нулевом поле смещения в области третьего перехода (a) и второго перехода (b). Стрелками указано направление увеличения амплитуды напряженности переменного поля H_{AC} . На вставках изображены зависимости положения пиков от H_{AC} .

ные пики, отмеченные треугольниками, не может быть связана с первым сверхпроводящим переходом.

Существенное расхождение между кривыми ZFC и FCC ниже третьего сверхпроводящего перехода и необратимый характер гистерезиса $M_{DC}(H)$ говорят о наличии сильного пиннинга сверхпроводящих вихрей в грязном сверхпроводнике второго рода. В области температур между первым и третьим сверхпроводящим переходами наблюдается слабый пиннинг вихрей, так как наблюдается слабое расхождение между кривыми ZFC и FCC и частично обратимое поведение гистерезисной петли $M_{DC}(H)$.

Расхождения кривых FCC и FCW, полученных при охлаждении и нагреве, экспериментально наблюдается крайне редко. Похожие петли гистерезиса были предсказаны в [22] и экспериментально выявлялись для некоторых сверхпроводников второго рода [6,12,23]. Другой вид гистерезисного поведения между намагниченностями FCC и FCW был продемонстрирован в [24], где кривая FCC проходила ниже кривой FCW. Появляющиеся пики на кривых FCC и FCW при малых магнитных полях вблизи третьего фазового перехода также наблюдаются редко и могут быть объяснены парамагнитным эффектом Мейсснера (PME) [12,25,26].

На фазовой диаграмме $H-T$ (рис. 6) наблюдается положительная кривизна критических линий $T'_c1(H)$ и $T'_c3(H)$ в магнитных полях до 300 Oe. С увеличением магнитного поля кривизна меняется и становится отрицательной. Отрицательная кривизна линий верхнего критического поля H^n_{c2} (n — порядковый номер перехода) на фазовой диаграмме описывается в рамках

двухжидкостной модели следующим выражением:

$$H^n_{c2}(T) = H^n_{c2}(0) \left(1 - \left(\frac{T}{T'_{cn_0}} \right)^2 \right), \quad (1)$$

где $H^n_{c2}(0)$ — верхнее критическое поле при абсолютном нуле, T'_{cn_0} — температура n -го перехода в нулевом поле.

Критические зависимости для первого и третьего переходов для высоких DC-полей и для второго перехода во всем диапазоне полей хорошо описываются выражением (1), что позволило определить значения верхних критических полей $H^1_{c2}(0) = 4.3$, $H^2_{c2}(0) = 1.9$ и $H^3_{c2}(0) = 1.65$ kOe. Таким образом, по теории Гинзбурга-Ландау можно оценить значения длины когерентности ξ_n :

$$\xi_n(0) = \sqrt{\frac{\Phi_0}{2\pi H^n_{c2}(0)}}, \quad (2)$$

где Φ_0 — квант потока.

Для длин когерентности были получены следующие значения: $\xi_1(0) = 28$, $\xi_2(0) = 42$ и $\xi_3(0) = 45$ nm. Рассчитанные длины когерентности ниже размера пор опала, что, вероятно, связано с размерами сегрегатов.

Положительная кривизна критических линий наблюдалась у многих объемных и наноструктурированных сверхпроводников второго рода [6,7,11,12,14,18,24]. В работе [27] была описана модель, учитывающей влияние эффекта близости, которая позволяет описывать положительную кривизну критических линий. На рис. 6 подгоночная кривая, полученная по формуле (13) из [27], изображена штриховой линией.

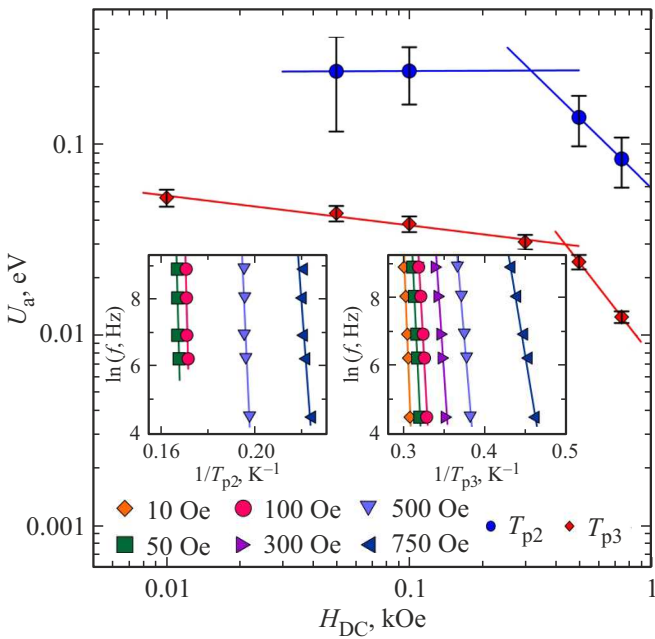


Рис. 9. Полевая зависимость энергии активации U_a для второго (кружки) и третьего (ромбы) переходов. На вставках изображены аррениусовские кривые для различных полей смещения, построенные по T_{p2} (слева) и T_{p3} (справа). Амплитуда напряженности переменного поля $H_{AC} = 1$ Oe.

На рис. 8 показаны температурные зависимости мнимой части АС-восприимчивости, полученные при приложении переменного поля различной амплитуды H_{AC} и частоты 1 kHz в нулевом постоянном поле. Видно, что с увеличением H_{AC} оба пика смещаются в область более низких температур. Зависимость положения пиков T_{p2} и T_{p3} от амплитуды АС-поля описываются степенными зависимостями: для второго фазового перехода $H_{AC} \propto (1 - T_{p2}/T'_{c20})^{2.14}$, а для третьего фазового перехода $H_{AC} \propto (1 - T_{p3}/T'_{c30})^{6.79}$, где T'_{c20} и T'_{c30} — вторая и третья критическая температуры в нулевом DC-поле. Для наноструктурированных сверхпроводников, рассматриваемых как набор сверхпроводящих гранул, предсказана степенная зависимость положений пиков от АС-амплитуды [28,29]. На рисунке показано, что показатели степени выше, чем в [29], но согласуются с результатами [12,24].

Слабая зависимость АС-восприимчивости от частоты переменного поля и значительное влияние амплитуды АС-поля свидетельствуют о термоактивационном движении сверхпроводящих вихрей. На мнимой части АС-восприимчивости были определены значения температур T_{p2} и T_{p3} для различных частот АС-поля и построены аррениусовские кривые (вставки к рис. 9). По наклону этих кривых были рассчитаны энергии активации для различных полей смещения (рис. 9). Ввиду того, что пик при T_{p2} слабый, не для всех полей удалось рассчитать энергии активации.

На полевой зависимости энергии активации наблюдается изменение характера зависимости для обоих переходов. Зависимость величины активационных барьеров от поля описывается выражением $U_a \propto H^{-\alpha}$. Для магнитных полей до 300 Oe наблюдается слабая зависимость энергии активации от поля ($\alpha = 0.01$ для второго перехода и $\alpha = 0.16$ для третьего перехода). Для магнитных полей выше 500 Oe зависимость усиливается и описывается показателями степени 1.6 и 1.2 для второго и третьего перехода соответственно. Значительное уменьшение активационных барьеров с увеличением магнитного поля ранее наблюдались как у объемных, так и у наноструктурированных сверхпроводников [30,31], в том числе у сплавов с галлием [11,24,32,33]. Поле, при котором происходит изменение вида полевой зависимости энергии активации, соответствует полю, при котором происходит изменение типа кривизны критических линий на фазовой диаграмме. Ранее это наблюдалось в [12,24,32,33] и было связано с изменениями в системе сверхпроводящих вихрей, связанными с морфологией нанокompозита.

5. Заключение

Проведенные магнитные исследования сверхпроводимости эвтектического сплава галлия и олова, помещенного в поры опаловой матрицы, выявили три перехода в сверхпроводящее состояние при температурах $T'_{c1} = 7.7$, $T'_{c2} = 6.2$ и $T'_{c3} = 4.3$ K в нулевом поле. Результаты отличаются от результатов, полученных для объемного сплава Ga-Sn и Ga-Sn в опаловой матрице с шарами меньшего диаметра. Было предположено, что первый переход связан с малым количеством сегрегатов галлия со структурой, наблюдавшейся в наночастицах чистого галлия. Второй переход обусловлен сегрегатами со структурой λ -Ga. Третий переход был отнесен к переходу в сверхпроводящее состояние сегрегатов, обогащенных оловом. При этом наблюдается увеличение T'_{c3} по сравнению с объемным оловом за счет размерных эффектов. На фазовой диаграмме в плоскости $H-T$ наблюдается положительная кривизна кривых полевой зависимости первой и третьей критических температур в области малых полей, которая переходит в отрицательную кривизну с увеличением магнитного поля. Положительная кривизна была описана в рамках модели, учитывающей влияние эффекта близости. Были обнаружены температурные гистерезисы между кривыми FCC и FCW, согласующиеся с моделью критического состояния. Вид зависимостей динамической восприимчивости от частоты и амплитуды переменного поля показали термоактивационный характер движения вихрей. Были построены аррениусовские кривые и рассчитаны величины энергии активации для различных полей смещения. На полевой зависимости энергии активации было обнаружено резкое уменьшение термоактивационных барьеров в поле, при котором происходит изменение

типа кривизны критических линий $T'_{c1}(H)$ и $T'_{c3}(H)$ на диаграмме $H-T$.

Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ № 21-72-20038. Измерения были проведены на оборудовании Ресурсных центров „Центр диагностики функциональных материалов для медицины, фармакологии и нанoeлектроники“, „Рентгенодифракционные методы исследования“ и „Нанотехнологии“ Научного парка СПбГУ.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] S. Liu, K. Sweatman, S. McDonald, K. Nogita. *Mater.* **11**, 8, 1384 (2018).
- [2] G. Bo, L. Ren, X. Xu, Y. Du, S. Dou. *Adv. Phys. X* **3**, 1, 1446359 (2018).
- [3] L. Ren, J. Zhuang, G. Casillas, H. Feng, Y. Liu, X. Xu, Y. Liu, J. Chen, I. Du, L. Jiang, S.X. Dou. *Adv. Funct. Mater.* **26**, 44, 8111 (2016).
- [4] S.-I. Shamoto, M.K. Lee, Y. Fujimura, K. Kondo, T.U. Ito, K. Ikeuchi, S. Yasuda, L.-J. Chang. *Mater. Res. Express* **8**, 7, 076303 (2021).
- [5] T.J. Anderson, I. Ansara. *J. Phase Equilib.* **13**, 2, 181 (1992).
- [6] M.V. Likholetova, E.V. Charnaya, E.V. Shevchenko, M.K. Lee, L.-J. Chang, Yu.A. Kumzerov, A.V. Fokin. *Nanomater.* **13**, 2, 280 (2023).
- [7] E.V. Charnaya, C. Tien, K.J. Lin, C.S. Wur, Y.A. Kumzerov. *Phys. Rev. B* **58**, 1, 467 (1998).
- [8] R. Würdenweber, V. Moshchalkov, S. Bending, F. Tafuri. *Superconductors at the Nanoscale. From Basic Research to Applications.* De Gruyter, Berlin (2017). 494 p.
- [9] B. Zhang, J. Lyu, A. Rajan, X. Li, X. Zhang, T. Zhang, Z. Dong, J. Pan, Y. Liu, J. Zhang, R. Lortz, Z. Lai, P. Sheng. *Mater. Today Phys.* **6**, 38 (2018).
- [10] S. Bose. *Supercond. Sci. Technol* **36**, 6, 063003 (2023).
- [11] О.Д. Шевцова, М.В. Лихолетова, Е.В. Чарная, Е.В. Шевченко, Ю.А. Кумзеров, А.В. Фокин. *ФТТ* **64**, 1, 40 (2022). [O.D. Shevtsova, M.V. Likholetova, E.V. Charnaya, E.V. Shevchenko, Yu.A. Kumzerov, A.V. Fokin. *Phys. Solid State* **64**, 1, 38 (2022)].
- [12] D.V. Smetanin, M.V. Likholetova, E.V. Charnaya, M.K. Lee, L.J. Chang, E.V. Shevchenko, Yu.A. Kumzerov, A.V. Fokin. *Phys. Solid State* **64**, 8, 942 (2022).
- [13] G. Knapp, M.F. Merriam. *Phys. Rev. A* **140**, 2A, 528 (1965).
- [14] E.V. Charnaya, C. Tien, M.K. Lee, Y.A. Kumzerov. *J. Phys. Condens. Matter* **21**, 45, 455304 (2009).
- [15] L. Bosio. *J. Chem. Phys.* **68**, 3, 1221 (1978).
- [16] R.D. Heyding, W. Keeney, S.L. Segel. *Phys. Chem. Solids J.* **34**, 1, 133 (1973).
- [17] H. He, G.T. Fei, P. Cui, K. Zheng, L.M. Liang, Y. Li, L.D. Zhang. *Phys. Rev. B* **72**, 7, 073310 (2005).
- [18] E.V. Charnaya, Y.A. Kumzerov, C. Tien, C.S. Wur. *Solid State Commun.* **94**, 8, 635 (1995).
- [19] K. Ohshima, T. Fujita. *J. Phys. Soc. Jpn.* **55**, 8, 2798 (1986).
- [20] R.W. Cohen, B. Abeles, G.S. Weisbarth. *Phys. Rev. Lett.* **18**, 10, 336 (1967).
- [21] D. Teske, J.E. Drumheller. *J. Phys. Condens. Matter* **11**, 25, 4935 (1999).
- [22] J.R. Clem, Z. Hao. *Phys. Rev. B* **48**, 18, 13774 (1993).
- [23] S. Sundar, M.K. Chattopadhyay, L.S.S. Chandra, S.B. Roy. *Supercond. Sci. Technol.* **28**, 7, 075011 (2015).
- [24] E.V. Shevchenko, E.V. Charnaya, M.K. Lee, L.-J. Chang, M.V. Likholetova, I.E. Lezova, Y.A. Kumzerov, A.V. Fokin. *Physica C* **574**, 1353666 (2020).
- [25] M.R. Koblishka, L. Púst, C.-S. Chang, T. Hauet, A. Koblishka-Veneva. *Metals* **13**, 6, 1140 (2023).
- [26] S. Chu, A.J. Schwartz, T.B. Massalski, D.E. Laughlin. *Appl. Phys. Lett.* **89**, 11, 111903 (2006).
- [27] S. Theodorakis, Z. Tešanović. *Phys. Rev. B* **40**, 10, 6659 (1989).
- [28] E.H. Brandt. *Phys. Rev. B* **55**, 21, 14513 (1997).
- [29] J.R. Clem, B. Bumble, S.I. Raider, W.J. Gallagher, Y.C. Shih. *Phys. Rev. B* **35**, 13, 6637 (1987).
- [30] G. Prando, P. Carretta, R. De Renzi, S. Sanna, H.-J. Grafe, S. Wurmehl, B. Büchner. *Phys. Rev. B* **85**, 14, 144522 (2012).
- [31] S.R. Ghorbani, X.L. Wang, M. Shabazi, S.X. Dou, K.Y. Choi, C.T. Lin. *Appl. Phys. Lett.* **100**, 7, 072603 (2012).
- [32] M.K. Lee, E.V. Charnaya, C. Tien, L.J. Chang, Y.A. Kumzerov. *J. Appl. Phys.* **113**, 11, 113903 (2013).
- [33] M.K. Lee, E.V. Charnaya, S. Muhlbaue, U. Jeng, L.J. Chang, Y.A. Kumzerov. *Sci. Rep.* **11**, 1, 4807 (2021).

Редактор Е.В. Толстякова