

# Рекордно высокая критическая температура среди висмутидов класса 122: случай $\text{BaAg}_{1.8}\text{Bi}_2$ со структурой моноклинно искаженного $\text{CaBe}_2\text{Ge}_2$

А. В. Садаков<sup>+1)</sup>, А. С. Усольцев<sup>+</sup>, В. А. Власенко<sup>+</sup>, С. Ю. Гаврилкин<sup>+</sup>, А. И. Шилов<sup>+</sup>, К. С. Перваков<sup>+</sup>,  
Е. О. Рахманов<sup>\*</sup>, И. В. Морозов<sup>\*</sup>

<sup>+</sup> Центр высокотемпературной сверхпроводимости и квантовых материалов им. В. Л. Гинзбурга,  
Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

<sup>\*</sup> Химический факультет, МГУ имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 12 ноября 2024 г.

После переработки 18 ноября 2024 г.

Принята к публикации 20 ноября 2024 г.

Новый сверхпроводник  $\text{BaAg}_{1.8}\text{Bi}_2$ , с ранее неизвестным вариантом моноклинно искаженной структуры  $\text{CaBe}_2\text{Ge}_2$  (пр.гр.  $C2/m$ ) получен в виде монокристаллов в результате кристаллизации из висмутитового флюса. Изучение зависимостей магнитной восприимчивости и сопротивления от температуры и магнитного поля показали, что данное соединение переходит в состояние сверхпроводимости при температуре  $T_c = 5.4\text{ К}$ . Согласно найденному значению параметра Гинзбурга–Ландау  $\kappa = 27$ , данный сверхпроводник относится к сверхпроводникам второго рода, значения первого и второго критического поля составляют  $H_{c1}(0) = 53\text{ Э}$ ,  $H_{c2}(0) = 2.1 \times 10^4\text{ Э}$ , плотность критического тока достигает  $4.4\text{ кА/см}^2$  при  $2.5\text{ К}$ . Можно предположить, что, аналогично некоторым сверхпроводящим висмутидам семейства 112, за сверхпроводимость в данном соединении отвечает плоскоквадратная подрешетка висмута, содержащаяся во флюоритоподобном слое  $[\text{BiAg}_{0.8}]$ , а не слои  $[\text{AgBi}]$ , в которых наблюдается локальное разупорядочение атомов Ag. Это могло бы объяснить необычно высокое значение  $T_c$  для висмутидов, относящихся к структурному типу  $\text{CaBe}_2\text{Ge}_2$  и его производным.

DOI: 10.31857/S0370274X25010128, EDN: NKRYVZ

**1. Введение.** Открытие сверхпроводящих слоистых ферроарсенидов в 2008 г. [1] активизировало интерес исследователей к поиску новых сверхпроводников среди аналогичных по составу висмутидов, так как в этом случае появляется возможность найти вещества, демонстрирующие наряду со сверхпроводящими, топологические свойства, характерные для висмут-содержащих соединений [2, 3]. Большинство сверхпроводящих ферроарсенидов имеют высокую симметрию, так, например,  $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$  имеет тетрагональную сингонию [4], равно как и  $\text{LiFeAs}$  и его аналоги [5].

Среди висмутидов, сходных по составу со сверхпроводящими ферроарсенидами, можно выделить соединения со стехиометрией  $AETM_2\text{Bi}_2$ , где  $AE$  – щелочноземельный элемент (ЩЗЭ),  $TM$  –  $d$ -металл. Оказалось, что висмутиды, изоструктурные 122 семейству железосодержащих сверхпроводников (пр.гр.  $I4/mmm$ , структурный тип  $\text{ThCr}_2\text{Si}_2$ ) встречаются довольно редко. Первый представитель

данного семейства  $\text{BaMn}_2\text{Bi}_2$  был получен только в 2013 г. Этот висмутид проявляет антиферромагнитные свойства, а частичное замещение бария на калий приводит к появлению металлической проводимости, усилению магнитной анизотропии и, возможно, появлению сверхпроводимости [6, 7]. В 2023 году было синтезировано еще одно семейство висмутидов со структурой  $\text{ThCr}_2\text{Si}_2 - ATM_2\text{Bi}_2$  ( $A = \text{K, Rb, Cs}$ ;  $TM = \text{Zn, Cd}$ ), в которых наблюдается определенный дефицит электронов а также присутствует взаимодействие  $\text{Bi}\cdot\text{Bi}$  между соседними слоями [8].

Многие висмутиды со стехиометрией  $AETM_2\text{Bi}_2$  относятся к другому структурному типу, а именно,  $\text{CaBe}_2\text{Ge}_2$  (пр.гр.  $P4/nmm$ ) и его производным. В отличие от описанных выше соединений со структурой  $\text{ThCr}_2\text{Si}_2$ , в них присутствуют не только антифлюоритоподобные слои  $[\text{TMBi}]$ , но и чередующиеся с ними инвертированные флюоритоподобные слои  $[\text{BiTM}]$ , в которых атомы  $\text{Bi}$  и  $TM$  меняются местами: атомы  $\text{Bi}$  образуют правильную квадратную подрешетку с расстоянием  $\text{Bi}\cdot\text{Bi}$  около  $3.45\text{ \AA}$ ,

<sup>1)</sup>e-mail: andrey.sadakov@gmail.com

выше и ниже которой по оси  $c$  располагаются атомы  $TM$ , образуя тетраэдрические полиэдры  $[BiTM_4]$ , соединенные общими ребрами. Чередующиеся слои  $[BiTM]$  и  $[TMBi]$  объединяются в трехмерный каркас с помощью связей  $Bi-TM$ , а в образовавшихся полостях размещаются катионы  $AE^{2+}$  [9–12]. Недавно была обнаружена сверхпроводимость для соединений  $SrPd_2Bi_2$  ( $P4/nmm$ ) и  $BaPt_2Bi_2$  ( $P2_1/m$ ) с критической температурой 1.9 и 2.0 К соответственно [11, 12], причем последнее соединение относится к структурному типу  $BaAu_2Sb_2$ , – производному от  $CaBe_2Ge_2$ .

Образцы нового висмутида  $BaAu_{1.8}Bi_2$  кристаллизуются в необычном варианте моноклинного искажения структурного типа  $CaBe_2Ge_2$ . Проведенные исследования [10] показали, что ближайший аналог  $BaAu_{1.8}Bi_2$  –  $BaAg_{1.8}Bi_2$ , впервые синтезированный в работе [9], имеет такое же строение. Особенность кристаллического строения висмутидов  $BaTM_{1.8}Bi_2$  ( $TM=Ag, Au$ ) состоит в наличии порядка 20 % вакансий в позициях переходного металла, окружающих плоскую квадратную сетку атомов висмута в слое  $[BiTM_{0.8}]$ , причем эти вакансии закономерным образом приводят к локальному разупорядочению позиций  $TM$  в соседнем слое  $[TMBi]$ .

Аналогичная сетка с близким расстоянием  $Bi \cdot Bi$  присутствует в так называемом семействе 112 висмутидов [13, 14], среди которых наибольшим  $T_c$  обладает  $CeNi_{0.8}Bi_2$  с  $T_c = 4.2$  К [13, 15]. В работе [14] именно такой слой считается ответственным за проявляемые сверхпроводящие свойства. Отличие структуры 112 от  $BaAg_{1.8}Bi_2$  заключается в том, что в структуре 112 слои висмута ничем не декорированы, в то время как в структурах  $BaTM_{1.8}Bi_2$  ( $TM = Ag, Au$ ) слои  $Bi \cdot Bi$  окружены связанными с ними атомами переходного металла. Квантовохимические расчеты, выполненные в работе [10], предсказали, во-первых, металлический характер проводимости в  $BaTM_{1.8}Bi_2$ , а кроме того, показали определенное сходство электронного строения этих новых соединений со сверхпроводниками семейства 122.

Таким образом, исследование нового представителя висмутидов 122 с квадратной подрешеткой  $Bi \cdot Bi$ , который обладает рекордной критической температурой в своем классе и нетривиальной зонной структурой [10] представляют большой интерес для научного сообщества. Более того, вопрос, является ли наличие подрешетки  $Bi \cdot Bi$  определяющим для “усиления” сверхпроводимости в данном классе соединений, представляет серьезный вызов как для экспериментаторов, так и для теоретиков.

## 2. Экспериментальные детали, синтез и характеристика.

*1.1. Экспериментальные установки.* Рентгено-спектральный микроанализ элементного состава (РСМА) был выполнен с помощью электронного растрового микроскопа JEOL JSM-7001F. Рентгеноструктурный анализ (РСА) проводился на монокристалльном дифрактометре Tongda TD-5000 при температуре 293 К.

Измерения температурной зависимости магнитной восприимчивости и петель магнитной необратимости были проведены на установке Quantum Design PPMS-9, измерения температурной зависимости первого критического поля производились на установке Quantum Design MPMS-XL-7. Электротранспортные измерения зависимости сопротивления от температуры и магнитного поля были проведены на установке Cryogenic CFMS-5.

*1.2. Методика синтеза.* Монокристаллы  $BaAg_{1.8}Bi_2$  были получены кристаллизацией из висмутового расплава аналогично работам [9, 10]. Все манипуляции по приготовлению реакционной смеси проводили в сухом перчаточном боксе в атмосфере аргона. Простые вещества в мольном соотношении  $Ba : Ag : Bi = 1 : 2 : 8$  помещали в алундовый тигель, который герметично заваривали в ниобиевый контейнер в атмосфере аргона (давление около 1 атм). Полученный металлический контейнер запаивали в вакуумированную кварцевую ампулу и помещали в муфельную печь. Ампулу нагревали до температуры 1050 °С со скоростью 100 °С/ч, выдерживали при этой температуре в течение суток, далее охлаждали со скоростью 3 °С/ч до температуры 450 °С, сутки отжигали при 450 °С, а затем печь выключали. Для отделения полученных монокристаллов от флюса остывшую реакционную массу в виде застывшего королька извлекали из тигля и перекладывали в новую кварцевую ампулу, поверх королька помещали некоторое количество кварцевой ваты, ампулу вакуумировали и запаивали, вносили в разогретую до 400 °С печь на 20 мин для расплавления флюса, а затем ампулу быстро извлекали, переворачивали и подвергали центрифугированию.

*1.3. Характеризация образцов.* Кристаллы представляли собой толстые пластины серого цвета прямоугольной формы с типичными размерами до  $8 \times 8 \times 1$  мм<sup>3</sup> с неровной поверхностью, параллельной кристаллографической плоскости  $ab$ . Оказалось, что полученное вещество деградирует при контакте с влажной воздухом, поэтому отделение кристаллов от остатков флюса, их хранение и подготовка для проведения различных измерений проводились в сухом аргоно-

вом боксе с содержанием воды и кислорода не более 0.1 ppm. Для предотвращения взаимодействия кристаллов с кислородом и влагой атмосферы, отобранные и подготовленные для измерений монокристаллы транспортировались до измерительных установок в герметичных сосудах, заполненных сухим аргоном, а для проведения транспортных измерений и определения критического тока после монтажа контактов на образце он покрывался вакуумной смазкой “Ariezon L”.

Количественный состав полученных кристаллов, установленный с помощью РСМА, соответствует формуле  $\text{Ba}_{1.00(5)}\text{Ag}_{1.91(3)}\text{Bi}_{2.08(7)}$ , что хорошо коррелирует как с литературными данными [7], так и с результатами монокристалльного рентгеновского эксперимента. Для подтверждения кристаллического строения полученного вещества от нескольких монокристаллов были отделены небольшие кусочки с линейными размерами  $\sim 0.1 \times 0.1 \times 0.1 \text{ мм}^3$ , которые использовались для определения параметров элементарной ячейки. Проведенный эксперимент подтвердил, что полученное вещество –  $\text{BaAg}_{1.8}\text{Bi}_2$ . Рентгеноструктурное исследование, проведенное для трех монокристаллов, показало одинаковые параметры элементарной ячейки в пределах погрешностей: моноклинная сингония, пр.гр.  $C2/m$ ,  $a = 6.930(2)$ ,  $b = 6.9515(18)$ ,  $c = 11.614(3) \text{ \AA}$ ,  $\beta = 90.06(3)^\circ$ . Эти значения находятся в хорошем соответствии с величинами найденными в работе [10]:  $a = 6.9058(7)$ ,  $b = 6.9047(7)$ ,  $c = 11.5384(12) \text{ \AA}$ ,  $\beta = 90.010(5)^\circ$ . Некоторое увеличение параметров объясняется различием в температуре проведения РСА: в этой работе измерения выполнены при комнатной температуре, тогда как в [10] измерения проводились при температуре 116 К. На рисунке 1а приведена микрофотография кристалла  $\text{BaAg}_{1.8}\text{Bi}_2$ . Размеры кристалла, использованного для проведения измерений сопротивления –  $1.9 \times 0.9 \times 0.1 \text{ мм}^3$ .

По сравнению с работой [10] соотношение реагентов и температурный режим, используемый для синтеза  $\text{BaAg}_{1.8}\text{Bi}_2$ , были несколько оптимизированы, что позволило получить более крупные и качественные монокристаллы. Это, в свою очередь, облегчило задачу по приготовлению образцов для проведения магнитных и транспортных измерений, так как вследствие гигроскопичности, все подготовительные манипуляции проводились в сухом боксе.

### 3. Результаты и обсуждение.

**3.1. Второе и первое критические поля.** Из измерений температурной зависимости магнитной восприимчивости и сопротивления монокристалла  $\text{BaAg}_{1.8}\text{Bi}_2$  представленных на рис. 1b была опре-

делена критическая температура, как температура, при которой сопротивление образца обращается в ноль,  $T_c = 5.4 \text{ К}$ . Для определения величины второго критического поля были проведены измерения температурной зависимости сопротивления  $R(T)$  в магнитных полях до 1.5 Тл, результаты которых представлены на рис. 1с. При вводе поля сверхпроводящие переходы смещаются в сторону более низких температур, при этом не наблюдается значительного уширения переходов, что говорит о слабых термических флуктуациях в данном сверхпроводнике [16]. На вставке к рис. 1с показана измеренная зависимость второго критического поля от температуры  $H_{c2}(T)$ . Оценка значения второго критического поля при  $T \rightarrow 0$  согласно модели WHH [17] дает  $H_{c2}(0) = 2.1 \times 10^4 \text{ Э}$ . На вставке рис. 1d представлены результаты измерения зависимости магнитного момента образца от внешнего магнитного поля при различных температурах, от 3 К до  $T_c$ . Видно, что зависимости  $M(H)$  претерпевают отклонение от мейснеровского линейного хода, характерное для сверхпроводников второго рода. Магнитное поле, в котором происходит отклонение кривой намагниченности от линейной зависимости, соответствует первому критическому полю. С учетом размагничивающего фактора ( $N = 0.78$ , определенного согласно работе [18]) нашего образца была построена зависимость первого критического поля от температуры (рис. 1d, основная панель, оранжевые символы). Экспериментальные данные хорошо описываются моделью для  $s$ -волнового сверхпроводника, по которой было получено значение  $H_{c1}(0) = 53 \text{ Э}$ . Далее, пользуясь формулами для глубины проникновения и длины когерентности:

$$\lambda(0) = \sqrt{\frac{\phi_0(\ln \kappa + 0.5)}{4\pi\mu_0 H_{c1}(0)}}; \quad \xi(0) = \sqrt{\frac{\phi_0}{2\pi\mu_0 H_{c2}(0)}} \quad (1)$$

получена оценка величины  $\lambda(0) = 344 \text{ нм}$  и  $\xi(0) = 12.5 \text{ нм}$ , и найдено значение параметра Гинзбурга–Ландау  $\kappa = 27$  [19]. Последнее значение также свидетельствует о том, что изучаемый материал является сверхпроводником 2-го рода.

**3.2. Плотность критического тока и его поведение в магнитном поле.** На рисунке 2а представлены петли магнитной необратимости монокристалла  $\text{BaAg}_{1.8}\text{Bi}_2$  при различных температурах во внешнем магнитном поле, перпендикулярном плоскости  $ab$ . На экспериментальных петлях магнитной необратимости наблюдается  $s$ -образный изгиб, что обычно связывается с магнетизмом в образце [20]. При вычитании функции Ланжевена вида:  $L(H) = \coth(C \cdot H) - 1/(C \cdot H)$ ,  $C = \mu_0/(k_B \cdot T)$ ; где  $k_B$  –

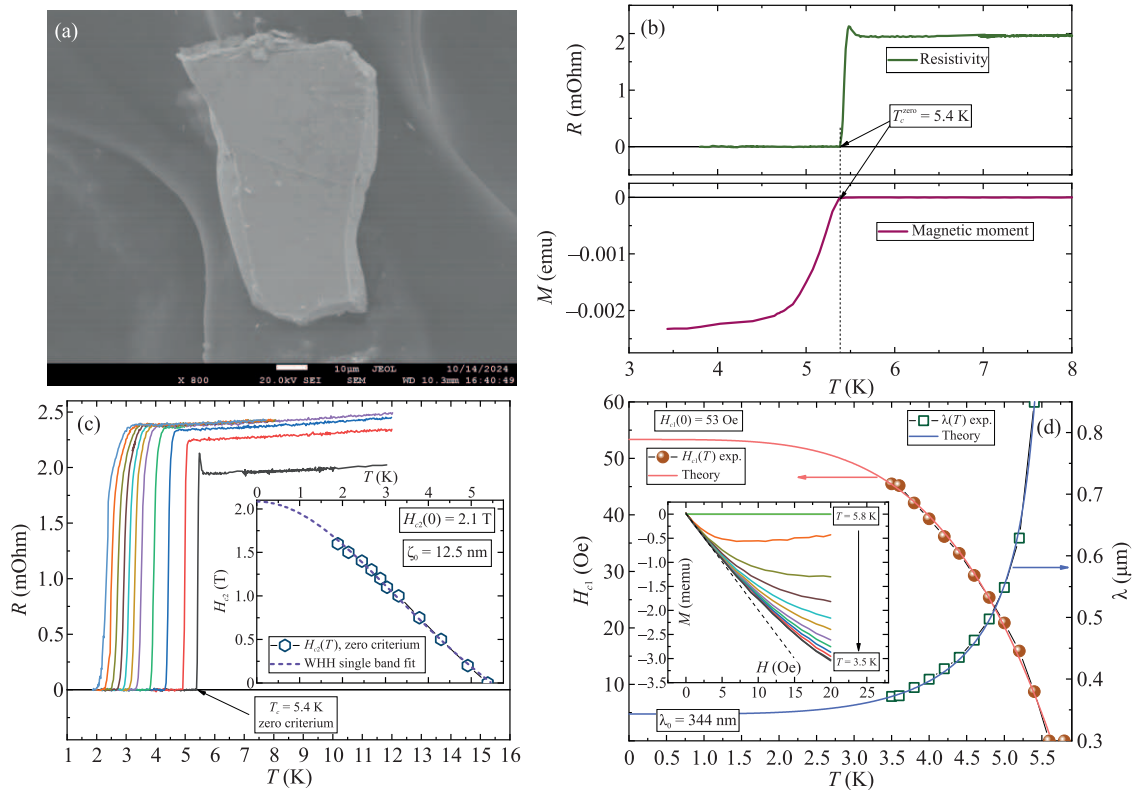


Рис. 1. (Цветной онлайн) (а) – Микрофотография монокристалла BaAg<sub>1.8</sub>Bi<sub>2</sub>. (б) – Температурные зависимости сопротивления и восприимчивости в поле 0 Тл. (с) – Температурные зависимости сопротивления в магнитных полях. Вставка – оценка  $H_{c2}(0)$  по модели WHH. (д) – Зависимость магнитного момента от внешнего поля

константа Больцмана, которая характерна для парамагнетизма, были получены полностью симметричные петли магнитной необратимости, представленные на рис. 2b.

Согласно модели критического состояния, предложенной Бином [21] для жестких сверхпроводников второго рода, была рассчитана плотность критического тока в приближении геометрической формы параллелепипеда по формуле:

$$J_c = \frac{20\Delta M}{a(1 - a/3b)}, \quad \text{где } a < b.$$

Полученные значения плотности критического тока в зависимости от приложенного внешнего магнитного поля представлены на рис. 2с в двойном логарифмическом масштабе. В малых полях при вводе поля, до примерно 50 Э для нашего соединения при низких температурах наблюдается эффект Мейснера (или полное экранирование магнитного поля). При дальнейшем увеличении магнитного поля вихри Абрикосова начинают проникать в объем сверхпроводника, наблюдается так называемый режим уединенных вихрей, за которым обычно следует степенная

зависимость вида  $J_c \sim B^{-a}$ , где  $a$  – показатель степени, связанный с типом пиннинга вихрей Абрикосова в данной системе. На рисунке 2с наблюдается степенной спад плотности критического тока с показателем степени, находящимся в интервале  $0.84 < a < 1$ , что согласуется с теоретическими значениями для случая коллективного пиннинга [22].

Известно, что в сверхпроводниках II рода температурная зависимость плотности критического тока говорит о характере пиннинга в данной системе. Согласно модели, предложенной в работах [23–25], зависимость нормированной плотности критического тока ( $J_c/J_c^{\max}$ ) от нормированной температуры ( $T/T_c$ ) должна описываться двумя основными механизмами пиннинга – типа  $\delta l$  и  $\delta T_c$ .

Пиннинг вихрей Абрикосова типа  $\delta l$  возникает при преобладании малых точечных дефектов, а в случае  $\delta T_c$  пиннинга преобладают протяженные, крупные дефекты больше длины когерентности, которые локально могут влиять на величину критической температуры в данной области. Согласно вышеуказанной модели, зависимость нормированной плотности критического тока от нормированной

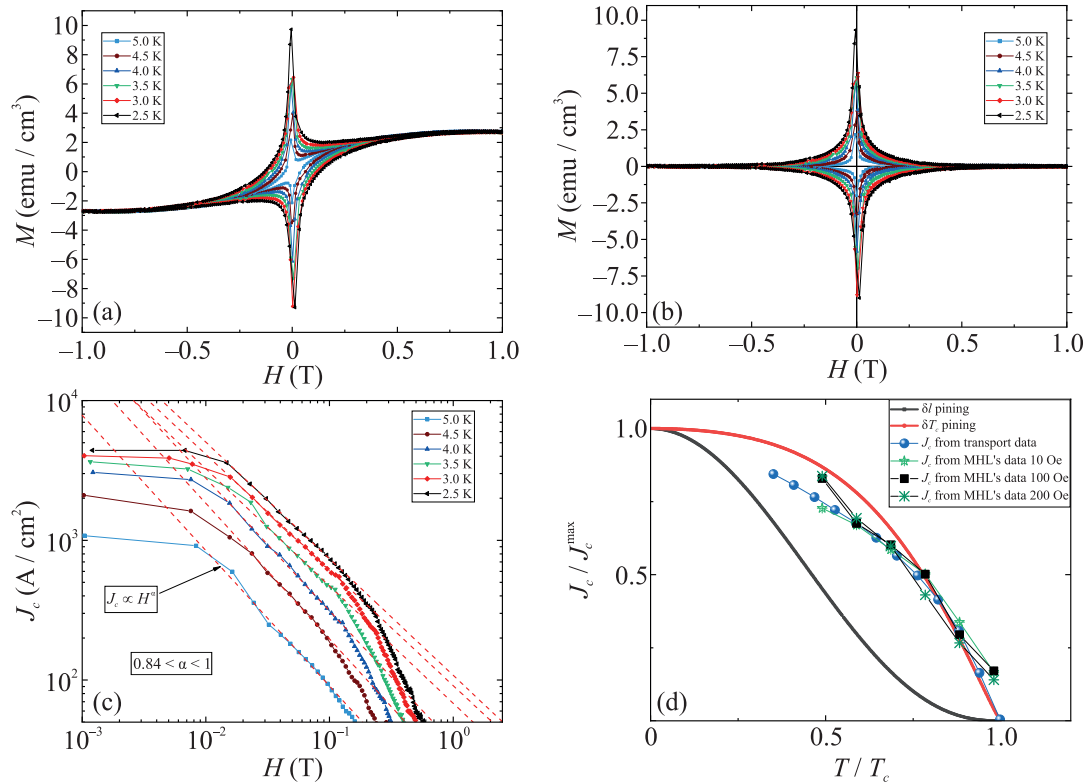


Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимость магнитной восприимчивости от внешнего поля при различных температурах до (а) и после (б) вычитания парамагнитного вклада. (с) – Моделирование критической плотности тока по модели Бина. (д) – Нормированные значения плотности тока, модельные кривые  $l$  и  $T_c$  обозначены черной и красной линиями соответственно

температуры  $t = T/T_c$  имеет следующий вид: (i)  $J_c(t)/J_c(0) = (1 - t^2)^{7/6}(1 + t^2)^{5/6}$  для  $\delta T_c$  пиннинга, и  $J_c(t)/J_c(0) = (1 - t^2)^{7/6}(1 + t^2)^{-1/2}$  для  $\delta l$  пиннинга. Следует отметить, что значение плотности критического тока необходимо брать в поле, при котором взаимодействие между вихрями мало, т.е. в режиме уединенного вихря. Для сравнения на рис. 2d представлены нормированные плотности тока, полученные в различных малых полях из магнитометрических измерений и прямых транспортных измерений  $J_c(t)$  в нулевом поле четырехконтактным способом. Видно, что наблюдается хорошее согласие экспериментальных данных, полученных разными способами. Из сопоставления измеренных зависимостей с модельными можно сделать вывод о преобладании  $\delta T_c$  пиннинга в системе  $\text{BaAg}_{1.8}\text{Bi}_2$ . Аналогичное преобладание  $\delta T_c$  пиннинга также наблюдалось в железосодержащих сверхпроводниках системы  $\text{FeSe}$  [26]. Однако в родственных железосодержащих системах класса 122 ( $\text{BaFe}_2\text{As}_2$  с различными типами допирования), наблюдается более сложная картина пиннинга. В частности, для случая изовалентного замещения атомов мышьяка на фосфор было показа-

но преобладание  $\delta T_c$  пиннинга, в то время как при электронном либо дырочном легировании основной вклад вносил  $\delta l$  [27, 28].

**4. Выводы.** Новый сверхпроводник  $\text{BaAg}_{1.8}\text{Bi}_2$ , с ранее неизвестной кристаллической структурой моноклинно искаженного  $\text{CaVe}_2\text{Ge}_2$  (пр.гр.  $C2/m$ ) получен в виде монокристаллов в результате кристаллизации из висмутового флюса. Изучение температурных и полевых зависимостей магнитной восприимчивости и сопротивления показали, что данное соединение демонстрирует металлическую проводимость и переходит в состояние сверхпроводимости при температуре  $T_c = 5.4$  К. Такое высокое значение критической температуры для данного семейства сверхпроводников, возможно, связано с особенностями связи между близкорасположенными атомами висмута. Согласно найденному значению параметра Гинзбурга–Ландау  $\kappa = 27$ , данный сверхпроводник относится к сверхпроводникам второго рода, значения первого и второго критического поля составляют  $H_{c1}(0) = 53$  Э,  $H_{c2}(0) = 2.1 \times 10^4$  Э, плотность критического тока при минимальной измеренной температуре составляет  $J_c(2.5) = 4.4$  кА/см<sup>2</sup>. Из

анализа температурной зависимости плотности критического тока сделан вывод о доминирующем вкладе  $\delta T_c$  пиннинга.

**Финансирование работы.** Работа выполнена при финансовой поддержке гранта # 075-15-2021-1353 Министерства науки и высшего образования Российской Федерации.

**Конфликт интересов.** Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. H. Hosono, *Physica C: Superconductivity* **469**, 314 (2009).
2. H. Lee, Y.-G. Kang, M.-C. Jung, M. J. Han, and K. J. Chang, *NPG Asia Mater* **14**, 36 (2022).
3. J. Song, S. Kim, Y. Kim et al. (Collaboration), *Phys. Rev. X* **11**, 021065 (2021).
4. A. S. Sefat, M. A. McGuire, R. Jin, B. C. Sales, D. Mandrus, F. Ronning, E. D. Bauer, and Y. Mozharivskij, *Phys. Rev. B* **79**, 094508 (2009).
5. M. J. Pitcher, D. R. Parker, P. Adamson, S. J. C. Herkelrath, A. T. Boothroyd, R. M. Ibberson, M. Brunelli, and S. J. Clarke, *Chem. Commun.* **19**, 5918 (2008).
6. S. Calder, B. Saparov, H. B. Cao, J. L. Niedziela, M. D. Lumsden, A. S. Sefat, and A. D. Christianson, *Phys. Rev. B* **89**, 064417 (2014).
7. B. Saparov and A. S. Sefat, *J. Solid State Chem.* **204**, 32 (2013).
8. A. I. Shilov, K. S. Pervakov, K. A. Lyssenko, V. A. Vlasenko, D. V. Efremov, S. Aswartham, S. V. Simonov, I. V. Morozov, and A. V. Shevelkov, *Z. Anorg. Allg. Chem.* **649**, e202200298 (2023).
9. Z.-M. Sun, J.-Y. Xie, D.-C. Pan, and J.-G. Mao, *J. Alloys Compd.* **430**, 71 (2007).
10. A. I. Shilov, E. O. Rakhmanov, K. A. Lyssenko, A. N. Kuznetsov, I. V. Morozov, and A. V. Shevelkov, *Crystals* **14**, 155 (2024).
11. X. Gui, L. Xing, X. Wang, G. Bian, R. Jin, and W. Xie, *Inorg. Chem.* **57**, 1698 (2018).
12. W. Xie, E. M. Seibel, and R. J. Cava, *Inorg. Chem.* **55**, 3203 (2016).
13. R. Retzlaff, A. Buckow, P. Komissinskiy, S. Ray, S. Schmidt, H. Mühlig, F. Schmidl, P. Seidel, J. Kurian, and L. Alf, *Phys. Rev. B* **91**, 104519 (2015).
14. H. Mizoguchi, S. Matsuishi, M. Hirano, M. Tachibana, E. Takayama-Muromachi, H. Kawaji, and H. Hosono, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 057002 (2011).
15. H. Chen, L. Li, Q. Zhu, J. Yang, B. Chen, Q. Mao, J. Du, H. Wang, and M. Fang, *Sci. Rep.* **7**, 1634 (2017).
16. R. Lortz, F. Lin, N. Musolino, Y. Wang, A. Junod, B. Rosenstein, and N. Toyota, *Phys. Rev. B* **74**, 104502 (2006).
17. N. R. Werthamer, E. Helfand, and P. C. Hohenberg, *Phys. Rev.* **147**, 295 (1966).
18. R. Prozorov and V. G. Kogan, *Phys. Rev. Appl.* **10**, 014030 (2018).
19. C. Poole, H. Farach, R. Creswick, and R. Prozorov, *Superconductivity*, Elsevier, Amsterdam (2014).
20. Q. Xu, S. Zhou, B. Schmidt, A. Mücklich, and H. Schmidt, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* **267**, 3558 (2009).
21. C. P. Bean, *Phys. Rev. Lett.* **8**, 250 (1962).
22. S. Demirdis, Y. Fasano, S. Kasahara, T. Terashima, T. Shibauchi, Y. Matsuda, M. Konczykowski, H. Pastoriza, and C. J. van Der Beek, *Phys. Rev. B* **87**, 094506 (2013).
23. R. Griessen, Wen Hai-hu, A. J. J. van Dalen, B. Dam, J. Rector, H. G. Schnack, S. Libbrecht, E. Osquiguil, and Y. Bruynseraede, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 1910 (1994).
24. H. G. Schnack, R. Griessen, J. G. Lensink, C. J. van Der Beek, and P. H. Kes, *Physica C: Superconductivity* **197**, 337 (1992).
25. W. Hai-hu, R. Griessen, D. G. de Groot, B. Dam, and J. Rector, *J. Alloys Compd.* **195**, 427 (1993).
26. S.-G. Jung, J.-H. Kang, E. Park, S. Lee, J.-Y. Lin, D. A. Chareev, A. N. Vasiliev, and T. Park, *Sci. Rep.* **5**, 16385 (2015).
27. Л. Я. Винников, Т. М. Артемова, И. С. Вещунов, Д. Жигадло, Я. Карпински, Г. Л. Сун, Ч. Т. Лин, П. Попович, *Письма в ЖЭТФ* **90**, 325 (2009).
28. Л. Я. Винников, А. Г. Трошина, И. С. Вещунов, Д. Аналитис, И. Фишер, Ю. Лиу, Ч. Т. Лин, Л. Фанг, Ю. Уэлл, В. К. Квук, *Письма в ЖЭТФ* **96**, 728 (2012).