

Исследование многощелевой сверхпроводимости в $GdO_{1-x}F_xFeAs$ методом андреевской спектроскопии

Шаныгина Т.Е.^{1,2*}, Дормидонтов А.С.^{2†}, Кузьмичёв С.А.^{1‡•}, Садаков А.В.^{2‡},
Усольцев А.С.^{1,2,3‡}

*Аспирант; †сотрудник; •к.ф.-м.н.; ‡студент

¹ МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия

² ФИАН им. П.Н. Лебедева, Отделение физики твердого тела, Москва, Россия

³ МФТИ(ГУ), факультет Общей и прикладной физики, Долгопрудный, Россия

e-mail: tatiana.shanygina@gmail.com

Соединение $GdO_{1-x}F_xFeAs$ [1] относится к новому классу слоистых сверхпроводящих оксипниктидов $ReOFeAs$ (где $Re = La, Sm$, и т.п.; система 1111), открытых в 2008 году [2]. Поверхности Ферми оксипниктидов [3] состоят из квазидвумерных электронных и дырочных зон, в которых при $T < T_C$ могут образовываться несколько сверхпроводящих конденсатов. Теоретические и экспериментальные исследования показали, что соединения системы 1111 относятся к классу многощелевых сверхпроводников.

В наших исследованиях использовались поликристаллические образцы $GdO_{0.88}F_{0.12}FeAs$ с критической температурой $T_C = 53$ К (рис. 1). Для определения энергий сверхпроводящих щелей использовалась андреевская спектроскопия; SnS-наноконтакты на микротрещине (сверхпроводник-металл-сверхпроводник) создавались с помощью техники "break-junction" [4].

Как известно, в SnS-контакте на производных вольтамперных характеристиках (ВАХ) возникает субгармоническая щелевая структура – серия минимумов дифференциальной проводимости на смещениях $V_n = 2\phi/n e$, где $n=1,2,\dots$ [5], связанная с эффектом многократных андреевских отражений в SnS-интерфейсе (в случае двухщелевого сверхпроводника будут наблюдаться две такие структуры, соответствующие каждой из щелей). Особенности, наблюдаемые нами на $dI(V)/dV$ -характеристиках SnS-контактов, не описываются в рамках однощелевой модели: на характеристиках более 30 SnS-контактов мы воспроизводимо наблюдали две серии минимумов дифференциальной проводимости [6], соответствующих, предположительно, двум сверхпроводящим щелям, открывающимся на различных листах поверхности Ферми (см. рис. 2). Серия андреевских особенностей от малой щели представлена на рисунке 3.

Используя данные измеренных при гелиевой температуре $dI(V)/dV$ -характеристик, мы построили зависимости положений андреевских рефлексов от $1/n$ и получили две прямые линии (рис. 4), по углу наклона которых можно определить значения сверхпроводящих щелей с хорошей точностью: при $T = 4.2$ К энергия большей щели составляет в среднем

$\Delta_L = (10.5 \pm 2)$ мэВ, а малой щели – $\Delta_S = (2.3 \pm 0.4)$ мэВ. Проведённые исследования подтверждают, что в $\text{GdO}_{1-x}\text{F}_x\text{FeAs}$ реализуется двухщелевая сверхпроводимость.

Взяв для оценки критическую температуру $T_C = 53$ К, получим для большей щели значение характеристического отношения $2\Delta_L/kT_C = (4.8 \pm 1)$. Напротив, $2\Delta_S/kT_C \approx 1.1$, что заметно ниже БКШ-предела 3.52 и говорит о наведённом характере сверхпроводимости в этих зонах.

В заключение авторы выражают благодарность Ельцеву Ю.Ф., Михееву М.Г., Омеляновскому О.Е., Пудалову В.М., Хлыбову Е.П. и Чеснокову С.Н. и особую благодарность руководителю нашей лаборатории туннельных исследований профессору Пономарёву Я.Г.

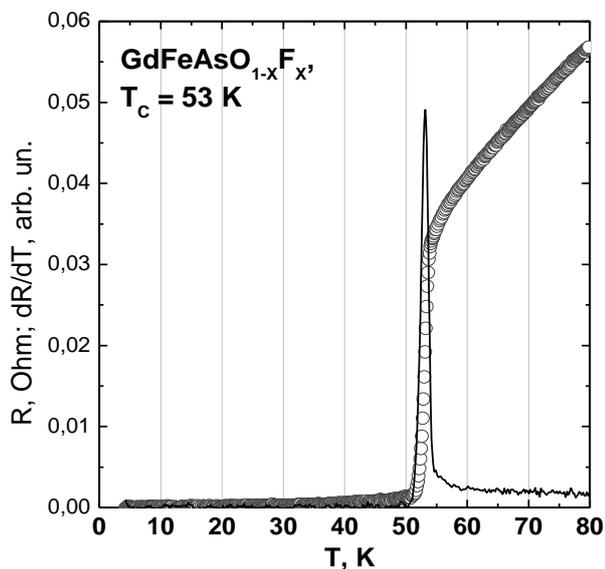


Рис. 1. Резистивная зависимость (точки) и её производная (линия) для поликристаллического образца $\text{GdO}_{0.88}\text{F}_{0.12}\text{FeAs}$ с критической температурой $T_C = 53$ К (определялась по максимуму производной).

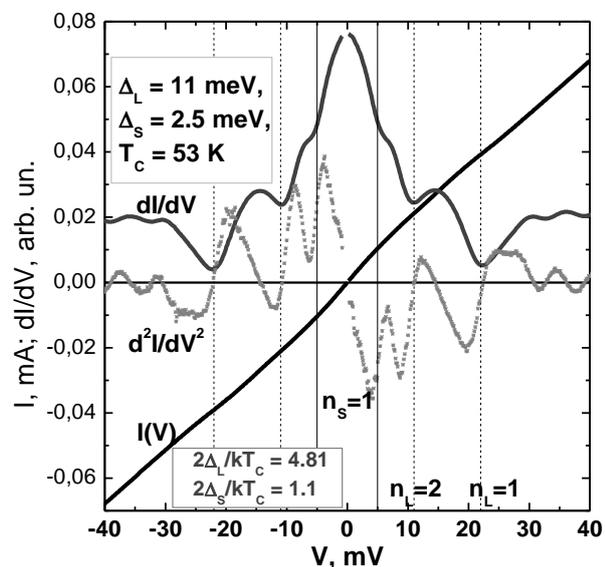


Рис. 2. $I(V)$ -, dI/dV - и d^2I/dV^2 -характеристики SnS-контакта при $T = 4.2$ К. Сплошными и пунктирными вертикальными линиями отмечены минимумы субгармонических структур от большой $\Delta_L \approx 11$ мэВ и малой щелей $\Delta_S \approx 2.5$ мэВ соответственно.

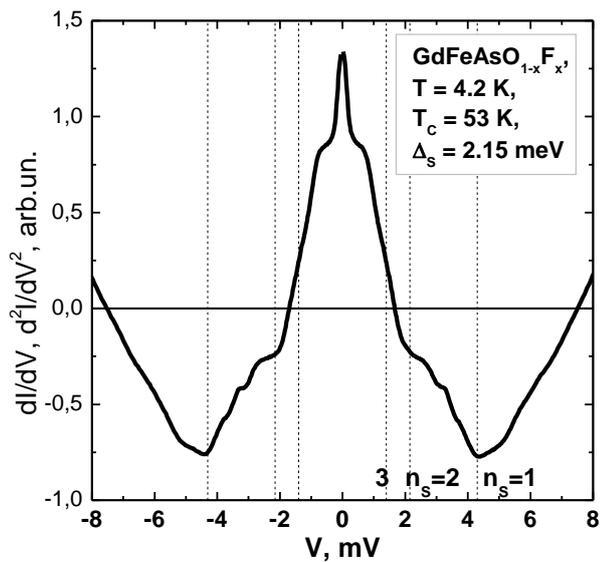


Рис. 3. dI/dV -характеристика SnS-контакта при $T = 4.2$ К. Вертикальными линиями отмечены положения андреевских рефлексов от малой щели $\Delta_s \approx 2.15$ мэВ.

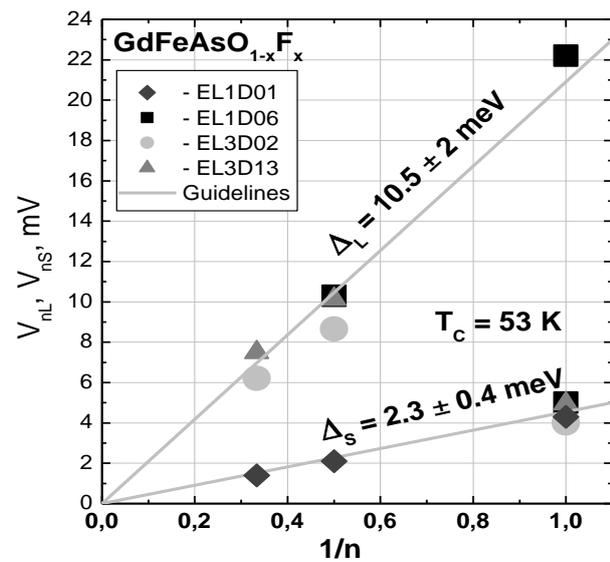


Рис. 4. Зависимость $V_{nL,S}$ от $1/n$ для исследованных SnS-контактов. Сплошные линии соответствуют средним значениям щелей $\Delta_L = 10.5$ мэВ и $\Delta_s = 2.3$ мэВ.

Литература

1. P. Cheng, L. Fang, H. Yang et al. // Science in China G. 2008, № 51(6), p. 719.
2. Y. Kamihara, H. Hiramatsu, H. Hirano, et al. // J. Am. Chem. Soc. 2008, №130, p. 3296.
3. A.I. Coldea, J.D. Fletcher, A. Carrington, et al. // Phys. Rev. Lett. 2008, №101, p. 216402.
4. J. Müller, J.M. van Ruitenbeek, L.J. de Jongh, Physica C. 1992, №191, p. 485.
5. R. Kümmel, U. Günsenheimer, R. Nicolsky // Phys. Rev. B. 1990, № 42, p. 3992.
6. T.E. Shanygina, Ya.G. Ponomarev, S.A. Kuzmichev et al., Pis'ma v ZhETF. 2011, №93, p. 95.

**Исследование возможностей упрощенного изготовления образцов ВТСП проводников
второго поколения**

Порохов Н.В.¹, Чухаркин М.Л.², Левин Э.Е.³,

*1 - РИЦ «Курчатовский институт», 2 - Московский государственный университет имени
М.В. Ломоносова, 3 - Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,
Москва, Россия*

E - mail: prorokhov@gmail.com

В настоящее время кабели на основе высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) 2-го поколения, работающие при температуре жидкого азота, представляют собой коммерческий продукт. Например, компания «SuperPower, Inc.» предлагает провода длиной до 1 км с хорошими техническими характеристиками: величиной критического тока I_C более 300 А при его плотности J_C достигающей 6,6 МА/см² [1].

Используемая технология их изготовления достаточно сложна и включает в себя получение текстурированного буферного слоя при помощи ионного пучка (Ion Beam Assisted Deposition (IBAD)) на металлических лентах-подложках, не имеющих собственной текстуры [2], а далее или химическое осаждение (Chemical Vapor Deposition (CVD)) [3] или импульсное лазерное осаждение (Pulsed Laser Deposition (PLD)) [4] для нанесения ВТСП слоя. Как и любая технология, она не является совершенной, поэтому представляет научный и практический интерес поиск более простых способов получения ВТСП проводников 2-го поколения.

К настоящему времени установились два основных подхода к изготовлению ВТСП-лент, различающихся свойствами подложки носителя. В случае если металлический носитель-подложка не обладает собственной текстурой, пригодной для осаждения YBCO пленки (подложки типа “Hastelloy”), необходимо создать промежуточный буферный слой с заданной текстурой, которая служит в качестве зародышевой для последующего формирования слоя YBCO. Альтернативный и упрощенный подход это использование в качестве носителя специальной текстурированной ленты-подложки, изготовленной по технологии Rolling-Assisted Biaxial Textured Substrate (RABiTS) из NiW сплава. В этом случае буферный слой может быть выращен без использования сложной IBAD технологии на более простом оборудовании.

В данной работе представлены результаты по разработке физических основ упрощенной технологии получения ВТСП-проводников 2-го поколения методом лазерного осаждения (абляции) на NiW подложки малых размеров. Метод лазерной абляции имеет ряд преимуществ по сравнению с другими используемыми технологиями. Наличие большой доли возбужденных атомов и ионов позволяет понизить температуру эпитаксиального роста [4]. Этот метод позволяет гибко контролировать стехиометрию переносимого вещества на

подложку при напылении многокомпонентных веществ. Лазерное напыление очень технологично, так как позволяет использовать мишени почти любого размера и формы.

В ходе работы по технологии RABiTs были изготовлены NiW ленты и проанализированы их свойства, изготовлены мишени для лазерного напыления буферных и ВТСП слоев, отработаны режимы напыления буферных слоев YSZ, CeO₂, обеспечивающих рост ВТСП-пленки с высокими электрофизическими параметрами. Были исследованы свойства напыленных золотых контактных слоев, измерены температуры перехода в сверхпроводящее состояние и оценен критический ток магнитным и транспортным способом.

Работа выполнена в рамках Государственного контракта № 01.648.12.3014 Федеральной целевой программы «Развитие инфраструктуры наноиндустрии в Российской Федерации на 2008 - 2010 годы» и Государственного контракта № Н.4Г.44.03.08.080 от 15.02.08 Федеральной целевой программы «Национальная технологическая база на период 2012 -2016 года».

Литература

1. Xie Y.Y., Knoll A., Chen Y., Li Y., Xiong X., Qiao Y., Hou P., Reeves J., Salagaj T., Lenseth K., Civale L., Maiorov B., Iwasa Y., Solovyov V., Suenaga M., Cheggour N., Clickner C., Ekin J.W., Weber C., Selvamanickam V. Progress in scale-up of second-generation high-temperature superconductors at SuperPower Inc. // *Physica C: Superconductivity and its Applications*. 2005. Т. 426-431. № II. С. 849-857.
2. Iijima Y., Kimura M., Saitoh T., Takeda K. Development of Y-123-coated conductors by IBAD process // *Physica C* 335_2000.15–19
3. Singer P. Chemical vapor deposition (CVD) // *Semiconductor International*. 2003. Т. 26. № 2. С. 86
4. Iijima Ya., Matsumoto K. High-temperature-superconductor coated conductors: technical progress in Japan // *Superconductor Science and Technology*. 2000. Т. 13. № 1. С. 68-81.

Слова благодарности

Выражаю благодарность своему научному руководителю Снигиреву О.В. за всестороннюю поддержку во время выполнения работы и благодарность Варлашкину А.В, Ракову Д.Н., Воробьевой А.Е за помощь в проведении экспериментов.

**Влияние сшивки на электрофизические свойства самовосстанавливающихся
предохранителей***Домкин К.И.**Аспирант**Пензенский государственный университет, естественнонаучный факультет, Пенза, Россия**E-mail: ego85@mail.ru*

Самовосстанавливающиеся предохранители - это резисторы с положительным ТКС, выдерживающие до 3000 переключений без замены, основу которых составляет проводящая полимерная композиция на основе полиолефинов и сополимеров с интеркалированными в нее (от 20 до 45 % (вес.)) углеродными наночастицами.

Проводимость такого материала при обычной температуре имеет перколяционный характер и определяется свойствами проводящего углеродного кластера [1] и проводящих цепочек, распределенных между цепями кристаллического полимера

Одной из основных технических операций при изготовлении самовосстанавливающихся предохранителей является сшивка полимерно-углеродного композита, которая позволяет стабилизировать основные эксплуатационные параметры СВП, придать пленке соответствующую жесткость, гибкость и получить необходимые механические характеристики.

Относительное количество образующихся поперечных связей в единице объема полиэтилена определяется показателем «степень сшивки». Степень сшивки - это отношение массы полиэтилена, охваченного трехмерными связями, к общей массе полиэтилена. Степень сшивки определяется методом экстракции. Благодаря сшивке свойства исходной композиции значительно изменяются, улучшается прочность, химическая стойкость, стойкость к горению, электрическая прочность при повышенных температурах.

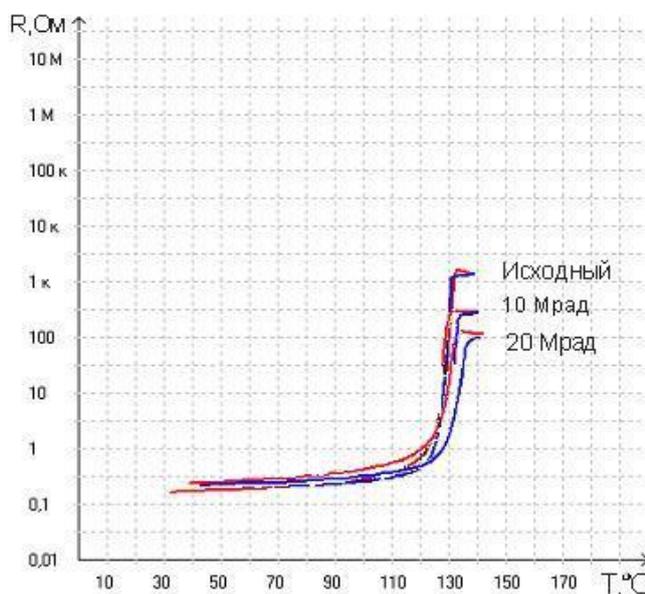


Рис.1 Температурные зависимости сопротивления облученных образцов

Сшитый полиэтилен получают перекисным, силанольным или радиационными способами. Первые два способа сшивки, особенно первый, приводят к образованию в композиции гидро-перекисных групп, способствуя сильному окислению полиэтилена, что приводит к значительному увеличению сопротивления контактов. Радиационная сшивка

заключается в воздействии на С-Н связи полиэтилена потоком заряженных частиц (\bar{e}) или γ -лучей. При таком воздействии часть связей С-Н разрывается. Углерод становится обладателем свободной связи и объединяется со свободной связью в соседней молекулярной цепочке, образуя тем самым поперечные межмолекулярные связи в аморфной области.

Способом сшивки полимерно-углеродных композитов для разрабатываемых на ФГУП «НИИЭМП» (г. Пенза) самовосстанавливающихся предохранителей [1-2] был выбран радиационный.

Основной задачей, которую было необходимо решить при выполнении данной работы, являлась оптимизация дозы радиационного воздействия. Образцы полимерно-углеродного композита были подвергнуты воздействию γ -излучения. Время облучения варьировалось от 25 мин до 150 мин, а поглощенная доза γ -излучения составила от 5 до 25 Мрад, соответственно.

На рисунке 1 приведены графики температурных зависимостей сопротивления облученных образцов с различными поглощенными дозами γ -излучения.

Большие дозы излучения незначительно влияют на начальное сопротивление композиций, но заметно снижают «позисторный эффект» сопротивления. Чем больше поглощенная доза, тем меньше «позисторный эффект». На рисунке 2 приведен график зависимости «позисторного эффекта» от величины поглощенной дозы для исследуемых полимерно-углеродных композиций.

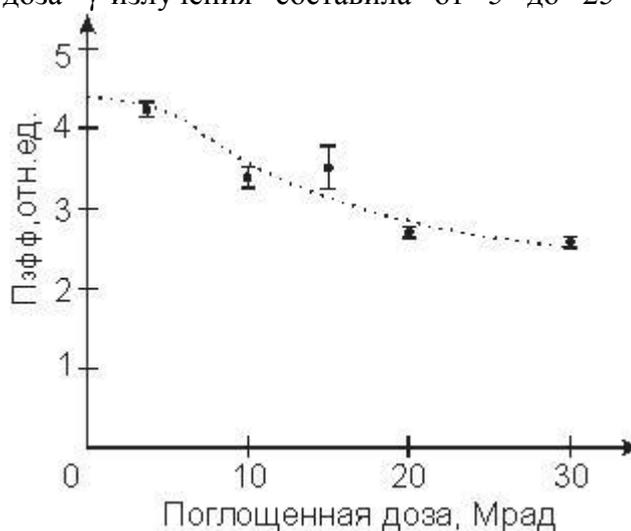


Рис.2 Зависимость «позисторного эффекта» от величины поглощенной дозы для полимерно-углеродных композиций

Оптимальной была выбрана поглощенная доза 5 Мрад. Облучение полимерно-углеродных композитов такой дозой γ -квантов делает оптимальными механическую прочность, жесткость и гибкость образцов, электрическую прочность композитов при высоких температурах, а также позволяет получить значительный (до 4,5 порядков) «позисторный эффект».

Литература

1. Каминская Т.П., Недорезов В.Г. Самовосстанавливающиеся предохранители на фазовом переходе // Надежность и качество. Труды международного симпозиума, Пенза, 21-31 мая 2007г. – Пенза. - 2007.- Т. 2. - С. 286-288.
2. Каминская Т.П., Подшибякин С.В. Сшивка полимерно-углеродных композитов для самовосстанавливающихся предохранителей // Надежность и качество. Труды международного симпозиума, Пенза, 21 мая – 1 июня 2008г. – Пенза. - 2008.- Т. 2. - С. 143-144.

Investigation of Superconducting Properties of LiFeAs by “Break-junction” Technique

Kuzmichev S.A.¹, Shanygina T.E.^{1,2}

Researcher, PhD; post-graduate student.

¹ Faculty of Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia² LPI Multiple-access Centre, P.N. Lebedev Physical Institute of the RASe-mail: kuzmichev@mig.phys.msu.ru

The “break-junction” technique [1] has been exploited to make *symmetrical* SnS-microcontacts in single-crystal samples of multigap superconductor LiFeAs with bulk $T_C = (10\div 17)$ K. The samples (thin plates about $(3 \times 1.5 \times 0.2)$ mm³) were attached with two current and two potential leads by the liquid In-Ga alloy. A microcrack in the samples could be generated by bending or straining a sample holder at $T = 4.2$ K, so that we dealt with mechanical contact of clean cryogenically cleaved surfaces. The “break-junction” technique also *allows one to change constriction properties*, i.e. to readjust contacts from one point inside the crack to another and sometimes modify a contact type from SIS- to SnS- or vice versa.

We have exploited a standard modulation technique to obtain current-voltage characteristic (CVC), $dI(V)/dV$ - and $R(T)$ -dependences (Fig. 1). Automatic installation based on AT-MIO-16X (National Instruments) digital board has been used [2]. A low-level 820 Hz modulation voltage at potential leads of a sample is automatically held stable with a help of a lock-in nanovoltmeter (operating as null-indicator) and a computer controlled digital bridge with a proportional-integral-derivative (PID) feedback signal going to ADC with multiplexer that changes AC modulation signal. The dynamic conductance of a contact is proportional to the value of the integral part of the PID.

Andreev spectroscopy (*symmetrical* SnS-contacts) has been used to define superconducting gaps energy that can be yielded directly from bias voltages of gaps peculiarities at any $T < T_C$ [3,4], so no additional calculations are required. Layered structure of superconductors allows us to observe stack contacts (Fig. 2-4) representing the consequence of SnS-junctions (intrinsic multiple Andreev reflections effect) which is similar to SIS-arrays (intrinsic Josephson effect [5]). Bias voltages at stack characteristics scale with number of contacts N in comparison with single contact’s one. Existence of natural stacks on cryogenic cleaves provides us reducing of surface defects influence which in a certain circumstance could seriously change the properties of superconductor. On using stack contacts, one could observe sharp gap peculiarities and could define values of *namely bulk gaps* much more accurately. Thus, the abilities of “break-junction” technique to deal with the bulk properties of superconductors advance the quality of this method to neutron scattering experiments. Andreev spectroscopy (SnS-contacts) is more preferable for temperature dependences $\chi(T)$ measurements because SnS-characteristics peculiarities remain well-distinguish right up the local T_C that represents temperature of contact transition to normal state and could be easily obtained. Those advantages become available if *symmetrical* SnS-contact geometry is used.

In our pioneer investigations at least two well-reproducing independent superconducting gaps are observed at SnS-characteristics leading (at $T = 4.2$ K) to energies of the large gap $\Delta_L = (2.2 \div 2.5)$ meV (Fig. 2,3) and the small gap $\Delta_S = (0.8 \div 1.0)$ meV (Fig. 4) for local $T_C \approx (10 \div 13)$ K. The BCS-ratio value obtained $2\Delta_L/k_B T_C = (4.5 \div 5.5) \gg 3.52$ whereas $2\Delta_S/k_B T_C \approx 1$ that is a result of induced superconductivity in the bands with the small gap.

The authors are grateful to I.V. Morozov, A.I. Boltalin, S. Wurmehl, B. Büchner and A.N. Vasiliev for the samples production and support. Special thanks to our scientific advisor professor Ya.G. Ponomarev. The research has been partly supported by RFBR-DFG (Project No. 10-03-91334).

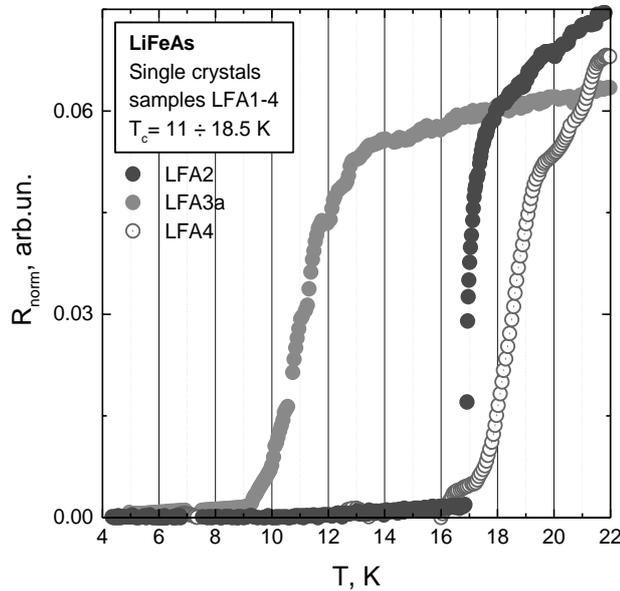


Fig. 1. Resistivity characteristics of LiFeAs single-crystals. The range of critical temperatures (determined by middle of the transition) is $T_C = 11 \div 18.5$ K.

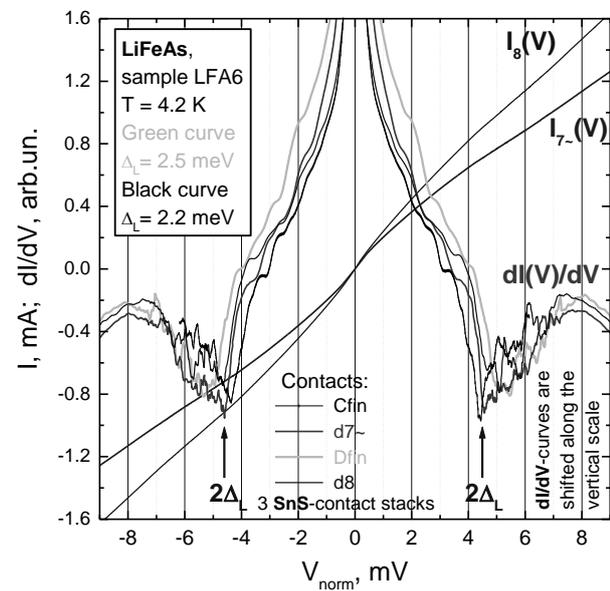


Fig. 2. $I(V)$ -, dI/dV -characteristics of several SnS stack contacts based on LiFeAs single-crystal LFA6 ($T = 4.2$ K). $2\Delta_L$ Andreev peculiarities are marked by arrows. Large gap $\Delta_L \approx 2.2 \div 2.5$ meV.

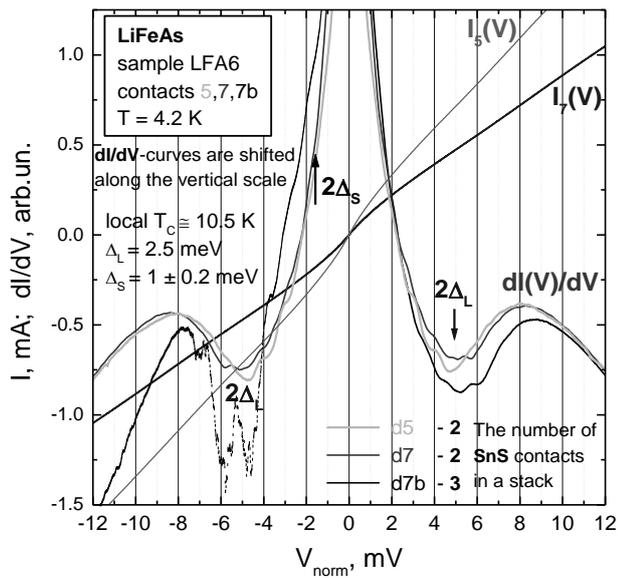


Fig. 3. $I(V)$ -, dI/dV -characteristics of SnS stack contacts based on LiFeAs single-crystal LFA6 ($T = 4.2$ K). $2\Delta_L$ peculiarities are marked. $\Delta_L \approx 2.5$ meV, $\Delta_S \approx 1 \pm 0.2$ meV.

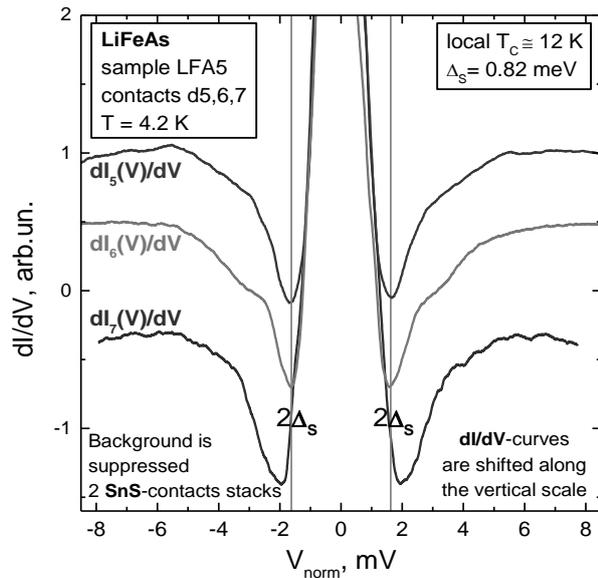


Fig. 4. dI/dV -characteristics of several SnS stack contacts based on LiFeAs single-crystal LFA5 ($T = 4.2$ K). $2\Delta_S$ Andreev peculiarities are marked. $\Delta_S \approx 0.8 \pm 1.0$ meV.

Literature

1. J. Müller et al. // Physica C 1992, **191**, p. 485.
2. Ya. G. Ponomarev et al., Phys. Rev. B 2009, **79**, p. 224517.
3. A. F. Andreev, Zh. Eksp. Teor. Fiz. 1964, **46**, p. 1823; JETP 1974, **19**, p. 1228.
4. R. Kümmel et al., Phys. Rev. B 1990, **42**, p. 3992.
5. H. Nakamura, et al., Phys. Soc. Jpn. 2009, **78**, p. 123712.

Туннельная и андреевская спектроскопия допированного висмутового купрата Bi-2212: скейлинг сверхпроводящей щели и критической температуры

Хоанг Хоай Ван, Вылевко Ю.В., Скипетров А.Е., Пономарев Я.Г.

*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия*

E-mail: vylevko@gmail.com

Критическая температура T_c допированных образцов Bi-2212 меняется с концентрацией примесных дырок p по параболическому закону [1]. В то же время существует противоречивая информация о зависимости от допирования сверхпроводящей щели Δ_s . В настоящей работе мы использовали данные туннельной (Рис. 1), внутренней туннельной и андреевской спектроскопии для определения зависимости щели Δ_s от p у Bi-2212. Пунктирные линии на Рис. 1 отмечают положение фононного резонанса, являющегося следствием нелинейного взаимодействия переменного джозефсоновского тока с фононной модой апикального кислорода O_{Sr} ($E_{phon} \approx 80$ мэВ) [2]. Этот резонанс служит надежной калибровочной меткой, позволяющей отличить одиночные SIS контакты от стопочных. Нами установлен скейлинг сверхпроводящей щели $\Delta_s(T = 4.2$ К) и критической температуры T_c (Рис. 2) во всем интервале концентраций примесного кислорода (отношение $2\Delta_s/kT_c$ близко к 7). Похожая зависимость щели Δ_s от p получена в [3]. В то же время данные, полученные в настоящей работе, расходятся с результатами работы [4]. У слабо недопированных и слабо передопированных образцов на ВАХ Bi-2212 стопочных наноконтактов обнаружена резкая дополнительная структура, которую мы связываем с присутствием протяженной сингулярности ван Хофа вблизи уровня Ферми [5].

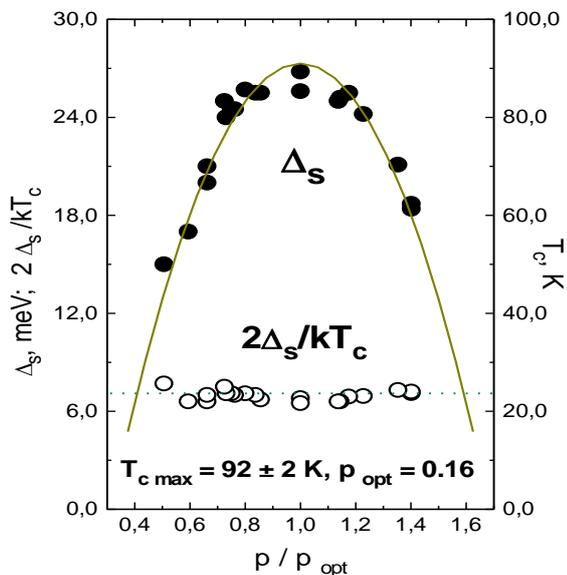
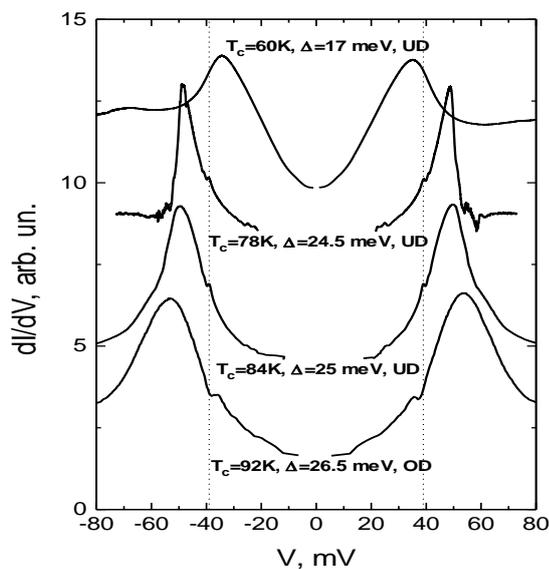


Fig. 1: dI/dV -характеристики SIS контактов на базе Bi-2212.

Fig. 2. Влияние допирования на Δ_s и T_c у Bi-2212.

*The work was supported by the RFBR Grant 08-02-00935.

References

- 1) J.L. Tallon et al., Phys. Rev. B 51 (1995) 12911.
- 2) Ya.G. Ponomarev et al., Sol. State Comm. 111 (1999) 513.
- 3) M. Le Tacon et al., Nature Phys. 2 (2006) 537.
- 4) N. Miyakawa et al., Phys. Rev. Lett. 83 (1999) 1018.
- 5) A.A. Abrikosov, Physica C 341-348 (2000) 97.

Двухщелевая сверхпроводимость и леггеттовская мода у $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ Кульбачинский С.В.^{1,2}

Аспирант

¹ МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, кафедра Физики низких температур и сверхпроводимости, vasil@mg.phys.msu.ru² Всероссийский электротехнический институт, 111250 МоскваE-mail: ru@por3.ru

Экспериментально исследован эффект многократных андреевских отражений в баллистических наноконтактах на базе оптимально допированных монокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ (YBCO) с $T_c = 93$ К (андреевская спектроскопия, техника break junction). При $T = 4.2$ К на вольтамперных характеристиках (ВАХ) наноконтактов шарвинского типа обнаружены две независимые субгармонические щелевые структуры, соответствующие щелям $\Delta_P = (33 \pm 2)$ мэВ и $\Delta_C = (6.5 \pm 0.5)$ мэВ (Рис. 1, Рис. 2). По теории Кресина и Вольфа [1,2] большая щель Δ_P относится к CuO_2 – плоскостям, а малая щель Δ_C – к CuO - цепочкам. В настоящей работе на ВАХ YBCO наноконтактов впервые обнаружена дополнительная тонкая структура при смещениях $V_{n,m} = (2\Delta_{1+m}E_0)/e\varphi$, которую можно объяснить эмиссией m леггеттовских плазмонов в процессе многократных андреевских отражений в наноконтакте [3, 4]. По данным настоящей работы энергия леггеттовской моды в YBCO составляет $E_0 = (10 \pm 2)$ мэВ (Рис. 2). Из полученных в работе результатов следует, что энергия леггеттовской моды E_0 меньше удвоенной малой щели ($E_0 < 2\Delta_C$), что делает возможным существование узкого леггеттовского резонанса и облегчает его наблюдение [5]. Определенные нами для YBCO значения большой и малой щелей находятся в хорошем согласии с данными туннельной спектроскопии и измерений поверхностного импеданса [6,7].

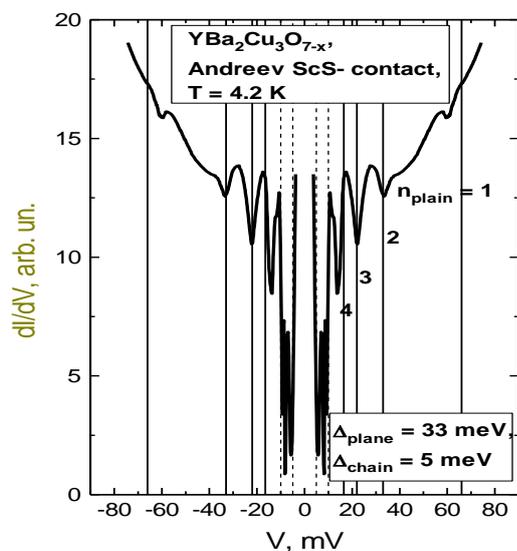


Рис. 1. dI/dV -характеристика контакта

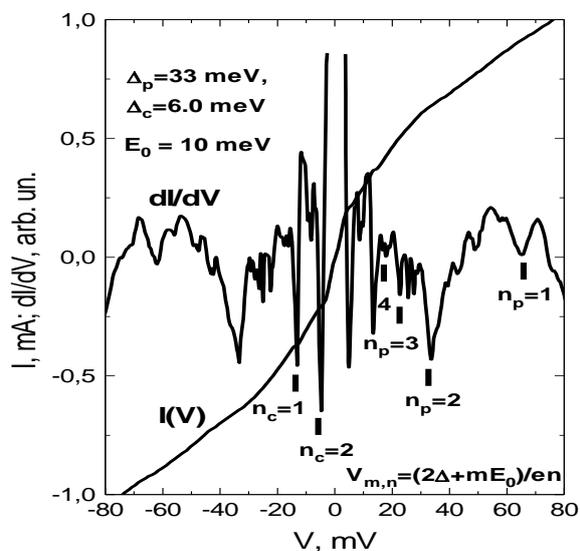


Рис. 2. Характеристики контакта ($T=4.2K$)

Литература

1. V.Z. Kresin, S.A. Wolf, Phys. Rev. B, **46**, 6458 (1992)
2. D. Adrian et al., Phys. Rev. B, **56**, 7878 (1997)
3. A.J. Leggett, Progr. Theor. Phys., **36**, 901 (1966)
4. Ya.G. Ponomarev et al., Solid State Commun., **129**, 85 (2004)
5. S.G. Sharapov et al., Eur. Phys. J. B, **30**, 45 (2002)
6. B.A. Aminov et al., Journ. Supercond., **7**, 361 (1994)
7. N. Klein et al., Phys.Rev. Lett., **71**, 3355 (1993)

Терагерцевая фононная спектроскопия висмутовых купратов**Хоанг Хоай Ван¹, Вылевко Ю.В.², Сырцов С.С.²***Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия
¹аспирант, ²студент**E-mail: vylevko@gmail.com*

Исследованы спектры оптических фононов в ВТСП Bi-2212 и Bi-2223 с помощью терагерцевой фононной спектроскопии. В работе использован метод возбуждения раман-активных фононных мод переменным джозефсоновским током в интервале частот до 25 ТГц [1, 2]. Этот метод позволил перекрыть весь фононный частотный диапазон, а также получить два двухфононных резонанса с энергиями 96 мэВ ($O_{Sr}+Sr$) и 104 мэВ ($O_{Sr}+Cu$) (Рис. 1).

В работе представлены факты, свидетельствующие в пользу сильного электрон-фононного взаимодействия [3] и скейлинга сверхпроводящей щели и критической температуры у Bi-2212 и Bi-2223 [4]. Установлено, что фононные спектры остаются практически неизменными при переходе от недодопированных образцов к передопированным [5]. Нами не обнаружена структура, связанная с “магнитным” резонансом, что указывает на слабость электрон-магнетонного взаимодействия [6]. Последнее ставит под сомнение “магнетонный” механизм спаривания в ВТСП [7].

При гелиевых температурах нами зарегистрирована гигантская неустойчивость на ВАХ естественных стопок джозефсоновских контактов у Bi-2223 (внутренний эффект Джозефсона) [8] (Рис. 2). Обнаруженное нами периодическое переключение между ветвями многоветвевой ВАХ наноступеньки может быть вызвано резонансной эмиссией 2Δ - оптических фононов в процессе рекомбинации неравновесных квазичастиц (модель Краснова [9]). Уникальность висмутовых купратов, кроме всего прочего, состоит в том, что при гелиевых температурах существуют оптические фононные моды, энергия которых сравнима с энергией удвоенной щели 2Δ . В случае, когда энергия оптического фонона E_{opt} совпадает с 2Δ , в процессе рекомбинации квазичастиц возможна эффективная передача энергии этой моде в стопках идентичных SIS-контактов при смещениях на индивидуальных контактах $V \geq 2\Delta/e$.

Ширина зоны нестабильности кратна удвоенной ширине щели у исследованных образцов. Физической причиной нестабильности на ВАХ может быть периодическое подключение к основной стопке контактов дополнительных контактов в основании наноступеньки. В равновесных условиях эти контакты заблокированы сверхтоком, критическое значение которого превосходит критический сверхток основных контактов в стопке. Интенсивная генерация 2Δ -фононов (согласно модели Краснова) в стопке может приводить к понижению критического джозефсоновского тока в контактах в основании стопки, что вызовет появление дополнительных ветвей на ВАХ и перераспределение напряжения на контактах. Условия резонанса при этом могут быть нарушены, в результате чего поток неравновесных 2Δ -фононов может прерваться. Описанный процесс может иметь

циклический характер. В случае, изображенном на Рис. 2, нестабильность при $T = 4.2$ К занимает примерно 120 мэВ, что соответствует 4Δ (т.е. двум дополнительным SIS-контактам).

К сожалению, наша аппаратура не позволяет наблюдать за переключениями на ВАХ в режиме реального времени, т. к. время измерения по одному каналу составляет ~ 50 мксек, а описанные процессы происходят значительно быстрее. Для более детального изучения процессов переключения на ВАХ требуется аппаратура типа высокоскоростного осциллографа.

Следует отметить, что обнаруженная в работе нестабильность на ВАХ Bi-2212 - и Bi-2223 -наноступенек быстро гасится с ростом температуры. Одна из возможных причин – падение сверхпроводящей щели с ростом температуры, что приводит к уходу с резонанса (условие $E_{\text{опт}} = 2\Delta$ больше не выполняется).

Сравнение амплитуды нестабильности на ВАХ (Рис. 2) со спектрами оптических фононов в висмутовых купратах позволяет заключить, что при гелиевой температуре у фазы Bi-2223 резонансы реализуются при $2\hbar\omega \cong 60$ мэВ (близкие к оптимальному допированию образцы, раман-активная оптическая мода O_{Bi}) и при $2\hbar\omega \cong 50$ мэВ (недодопированные образцы, раман-активная оптическая мода O_{Cu}). Амплитуда переключений на ВАХ кратна либо $\cong 60$ мэВ, либо $\cong 50$ мэВ. Резонанс на моде O_{Sr} с энергией $E_{O_{\text{Sr}}} \cong 80$ мэВ оказывается невозможным. У фазы Bi-2212 реализуется резонанс только при $2\hbar\omega \cong 50$ мэВ (близкие к оптимальному допированию образцы, раман-активная оптическая мода O_{Cu}). Амплитуда переключений на ВАХ кратна в этом случае только $\cong 50$ мэВ. Резонансы на оптических модах с меньшей энергией у сильно недодопированных и сильно передопированных образцов не наблюдались. Последнее, видимо, связано с уходом уровня Ферми от протяженной сингулярности ван Хофа. Резонансный характер нестабильностей на ВАХ наноступенек и корреляция резонансов со спектром оптических фононов указывает в соответствии с теорией Овчинникова, Кресина и Вольфа на фононный механизм спаривания в ВТСП [3].

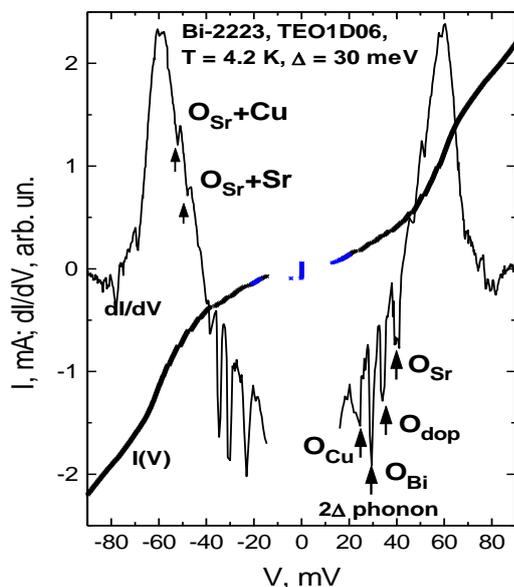


Рис. 1: $I(V)$ – и dI/dV – характеристики контакта на микротрещине в Bi-2223 ($T = 4.2$ К, $\Delta = 30$ meV).

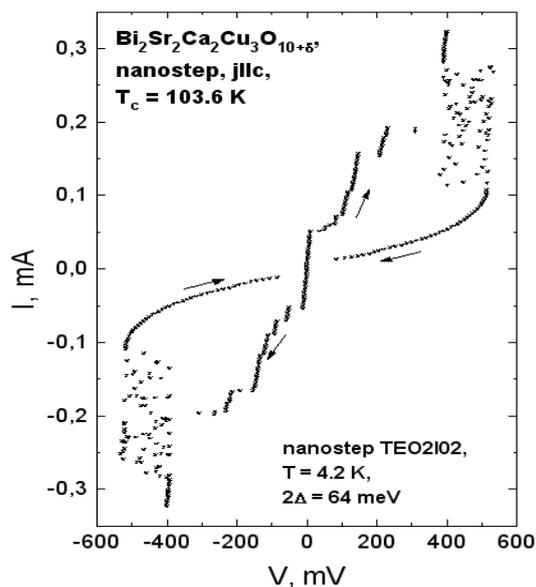


Рис 2: $I(V)$ – характеристика Bi-2223 наноступеньки, содержащая гигантскую нестабильность при $T = 4.2$ К.

Литература

1. Ya.G. Ponomarev et al., Solid State Commun., 1999, **111**, 513.
2. E.G. Maksimov, et al., Solid State Commun., 1999. **111**, 391.
3. V. Z. Kresin, S. A. Wolf, Rev. Mod. Phys., 2009, **81**, 481; E. G. Maksimov et al., Adv. Cond. Mat. Phys..2010, **2010**, 1.
4. Я.Г. Пономарев, УФН, 2002, **172**, 705; Я.Г. Пономарев, К.Г. Максимов, Письма в ЖЭТФ. 2002, **76**, 455.
5. Ya. Ponomarev et al., Phys. Stat. Sol. (c), 2009, **6**, 2072.
6. H.-Y. Kee, Pys. Rev. Lett., 2002, **88**, 257002-1.
7. M.Eschrig, Adv. Phys., 2006, **55**, 47.
8. Ya.G. Ponomarev et al., Physica C, 1999, **315**, 85..
9. V.M.Krasnov, Phys.Rev.Lett., 2006, **97**, 257003.

**Феноменологическая теория фазового перехода в высокотемпературных
сверхпроводниках**

Акопян С.С., Седракян Д.М.

Студент

*Ереванский государственный университет
факультет физики, Ереван, Армения
E-mail: saqoo91@gmail.com*

Несмотря на значительные успехи в области исследования высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП), микроскопическая природа сверхпроводимости этих материалов до сих не выяснена. Вместе с тем, в последнее время сделаны многообещающие попытки экспериментального исследования сверхпроводящего фазового перехода ВТСП Y-Ba-Cu-O. В этих работах была обнаружена новая “парамагнитная” особенность поведения в изменении энергетического состояния пленки из ВТСП в области фазового перехода. Эти успехи были достигнуты благодаря созданию высокочувствительного магнитометра, который позволяет измерять ничтожно малые изменения $\Delta\lambda$ глубины проникновения магнитного поля с частотой порядка несколько мегагерц в образце из плоского ВТСП. Метод позволяет измерять изменения $\Delta\lambda$ по абсолютной величине порядка $\Delta\lambda \sim 1 \div 3 \text{ \AA}$ с относительной точностью $\Delta\lambda/\lambda \sim 10^{-6}$.

Как известно, что сверхпроводник-это дважды “идеальный” материал, поскольку при охлаждении, начиная с некоторой температуры, он становится идеальным проводником, а также приобретает свойства идеального диамагнетика. Последнее значит что магнитное поле проникает в сверхпроводник лишь порядка микрометров.

“Парамагнитная” особенность показывает рост глубины проникновения порядка нескольких микрометров при снижении температуры вблизи фазового перехода, предшествовавшей ее уменьшению от значения δ порядка сотни микрометров до лондонской глубины проникновения λ порядка нескольких микрометров.

Цель настоящей статьи – показать, что в рамках феноменологической теории сверхпроводимости, в рамках предложенного нами специфического поведения куперовских пар можно удовлетворительно объяснить особенности поведения глубины проникновения в зависимости от температуры.

В работе получена формула для глубины проникновения и показано при каких условиях глубина проникновения может иметь максимум при температуре $T = 85.4 \text{ K}$, как показано в эксперименте.

Литература

1. The Applied Superconductivity Conference (ASC' 2000, VA, USA, September 2000), IEEE Trans. on Applied Supercond., 11 (2001).
2. S.G.Gevorgyan, T.Kiss, T.Ohyama, M.Inoue, A.A.Movsisyan, H.G.Shirinyan, V.S.Gevorgyan, T.Matsushita, M.Takeo. Supercond. Sci. Technol., 14, 1009-1013 (2001),

- С.Г.Геворгян. Изв. НАН Армении, Физика, 38, 50-65 (2003), С.Г.Геворгян. Изв. НАН Армении, Физика, 38, 123-129 (2003).
3. S.G.Gevorgyan, T.Kiss, A.A.Movsisyan, H.G.Shirinyan, T.Ohyama, M.Inoue, T.Matsushita, M.Takeo. Physica C., 363, 113-118 (2001).
- Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Статистическая физика. М., Наука, 1964.

Термоэлектрическая эффективность твердых растворов p - $(\text{Bi}_x\text{Sb}_{1-x})_{2-y}\text{Sn}_y\text{Te}_3$ в широкой области температур

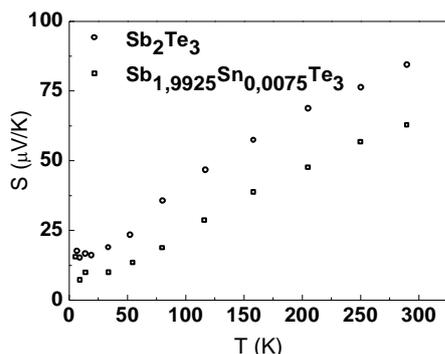
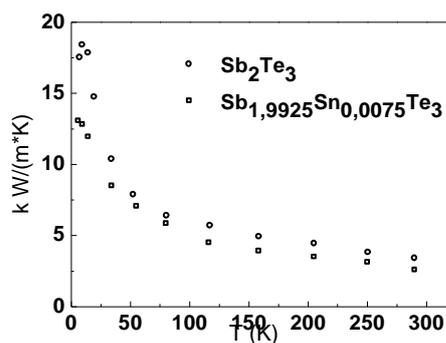
Кудряшов А. А.

Студент

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия
E-mail: aa.kudryashov@physics.msu.ru

Термоэлектрические явления позволяют непосредственно превращать тепловую энергию в электрическую (термо-ЭДС) и используются для охлаждения посредством пропускания электрического тока через контакт двух проводников (эффект Пельтье). Термоэдс металлов мала в отличие от термо-ЭДС полупроводников, что обеспечивается возможность использования последних в качестве эффективных генераторов электрического тока, а также термоэлектрических охлаждающих устройств. В настоящее время для термоэлектрических преобразователей активно используют полупроводниковые материалы на основе теллуридов висмута и сурьмы, которые в настоящее время являются самыми эффективными термоэлектриками при комнатной температуре. Однако потенциал этих материалов до конца не раскрыт. Например, легирование оловом Bi_2Te_3 приводит к образованию примесной зоны, что увеличивает термоэдс [1].

В настоящей работе рассмотрено влияние легирования оловом на термоэлектрические свойства монокристаллов твердых растворов p - $(\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x)_2\text{Te}_3$ в температурном интервале 7-300 К. На рис. 1, в качестве примера, показаны полученные температурные зависимости коэффициента Зеебека, а на рис. 2 – теплопроводности в монокристалле Sb_2Te_3 и монокристалле, легированном оловом. Коэффициент Зеебека для всех монокристаллических образцов твердых растворов $(\text{Bi}_x\text{Sb}_{1-x})_{2-y}\text{Sn}_y\text{Te}_3$ положителен, то есть основными носителями заряда в этих полупроводниках являются дырки. Как видно из рис. 1,2 добавление олова уменьшает термоэдс и теплопроводность Sb_2Te_3 во всем температурном интервале. Это связано с тем, что олово, замещая сурьму, проявляет акцепторные свойства (с одной стороны, являясь элементом IV группы, но, в первую

Рис.1 Термоэдс S для $\text{Sb}_{2-y}\text{Sn}_y\text{Te}_3$ Рис.1 Теплопроводность k для $\text{Sb}_{2-y}\text{Sn}_y\text{Te}_3$

очередь, меняя число дефектов в решетке), что приводит к повышению уровня Ферми и, следовательно, понижению коэффициента Зеебека. Электропроводность σ при легировании оловом повышается при комнатной температуре и понижается при низких температурах. Безразмерная термоэлектрическая эффективность $ZT = S^2\sigma/k$ в исследованном температурном интервале понижается при легировании Sn, что связано с понижением коэффициента Зеебека при незначительном понижении теплопроводности при легировании

оловом монокристалла Sb_2Te_3 . Аналогичные результаты получаются для твердых растворов p - $(\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x)_2\text{Te}_3$.

Литература

1. С.М. Jaworski, V.A. Kulbachinskii, J.P. Heremans, Phys. Rev. B 80, 233201-1 (2009)

Перенос электронов в эпитаксиальных пленках ZnO

Гольтяев Н.К.

Студент

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, Москва, РоссияE-mail: goltyaev@physics.msu.ru

Оксид цинка является одним из наиболее перспективных материалов для производства прозрачных электродов, применяемых для создания дисплеев и солнечных батарей [1].

В работе представлены результаты исследования эпитаксиальных пленок ZnO, синтезированных методом химического осаждения из газовой фазы (CVD) на монокристаллических подложках. Для создания образцов использовались подложки разного типа. Были получены и исследованы температурные зависимости сопротивления, представленные на рис.1, рис. 2, рис. 3, эффект Холла и магнетосопротивление пленок (рис. 4).

Таблица 1. Тип подложки, температура осаждения, толщина исследованных пленок ZnO

Обозначение образца	Подложка	Температура осаждения, °С	Реакционный газ	Толщина пленки, нм
ZnO_R_500	R-Al ₂ O ₃	500	O ₂	40
ZnO_C_500	C-Al ₂ O ₃	500	O ₂	50
ZnO_MAO_500	MgAl ₂ O ₄	500	O ₂	50
ZGO_0_R_600	R-Al ₂ O ₃	600	O ₂	140
ZnO_C_600	C-Al ₂ O ₃	600	O ₂	210
ZGO_0_Y_600	ZrO ₂ (Y ₂ O ₃)	600	O ₂	100
ZnO_MAO_600	MgAl ₂ O ₄	600	O ₂	230
ZGO_R_W_600	R-Al ₂ O ₃	600	H ₂ O	25
ZGO_Y_W_600	ZrO ₂ (Y ₂ O ₃)	600	H ₂ O	30

ЭДС Холла изменялась пропорционально магнитной индукции во всем интервале магнитных полей. На основании данных эффекта Холла определены концентрации n , подвижности μ , энергии Ферми E_F , длины свободного пробега l электронов по известным формулам (полученные результаты представлены в таблице 2):

$$(1) n = \frac{eB}{\rho_H d}, \mu = (en\rho)^{-1}, E_F = \left(\frac{3\pi^2}{2\sqrt{2}}\right)^{2/3} \frac{\hbar^2}{m} n^{2/3}, l = \sqrt{2} \frac{\mu}{e} \sqrt{mE_F} \quad (1)$$

Здесь e - элементарный заряд, B - магнитная индукция, ρ_H - холловская компонента тензора удельного сопротивления, d - толщина пленки, \hbar - постоянная Планка, m - эффективная масса электронов.

Условия осаждения и толщина исследованных пленок ZnO представлены в таблице 1. В пленках, осажденных на подложки из Al_2O_3 и ZrO_2 перенос электронов близок к зонному. В пленках ZnO, осажденных на $MgAl_2O_4$, при низких температурах существенен прыжковый перенос электронов. В пленках осажденных при $600^\circ C$ подвижность электронов выше.

Для получения дополнительной информации о механизмах переноса носителей заряда было исследовано магнетосопротивление пленок (рис.4). В слабых магнитных полях магнетосопротивление всех исследованных пленок отрицательное. Обычно такое поведение связывают либо с подавлением интерференции волновых функций магнитным полем [2], либо с изменением плотности состояний на уровне Ферми [3]. В пленке ZnO_MAO_600 в магнитных полях выше 6 Тл отрицательное магнетосопротивление переходит в положительное, что обычно объясняют «сжатием» волновых функций локализованных состояний [4], по которым происходит прыжковый перенос электронов.

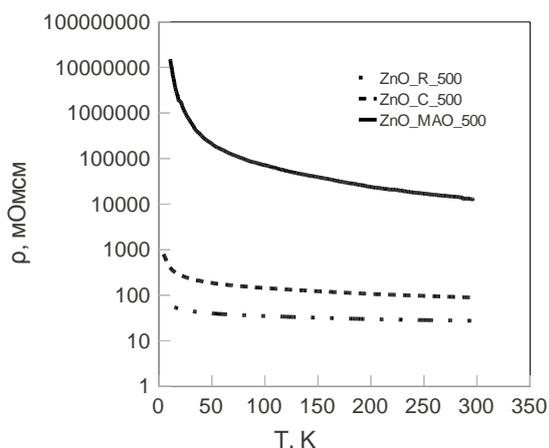


Рис. 1 Температурные зависимости сопротивления пленок ZnO, осажденных в кислороде при $500^\circ C$

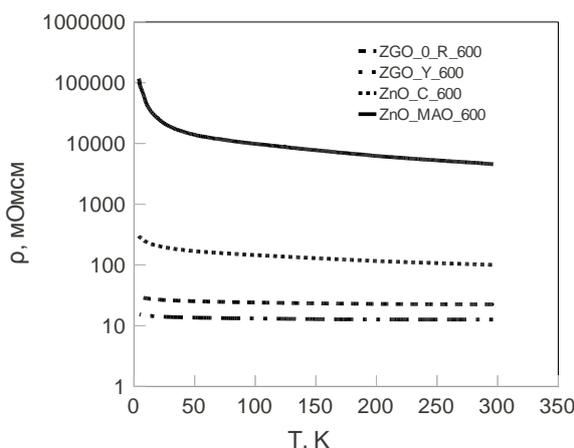


Рис. 2 Температурные зависимости сопротивления пленок ZnO, осажденных в кислороде при $600^\circ C$

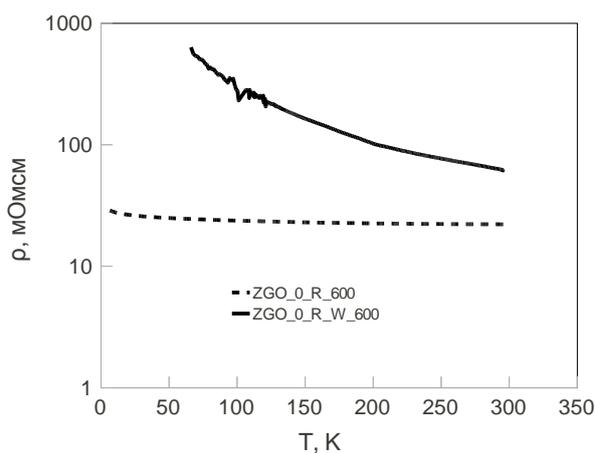


Рис. 3. Температурные зависимости пленок ZnO, осажденных при 600 °С на подложку R-Al₂O₃ в кислороде и в парах воды

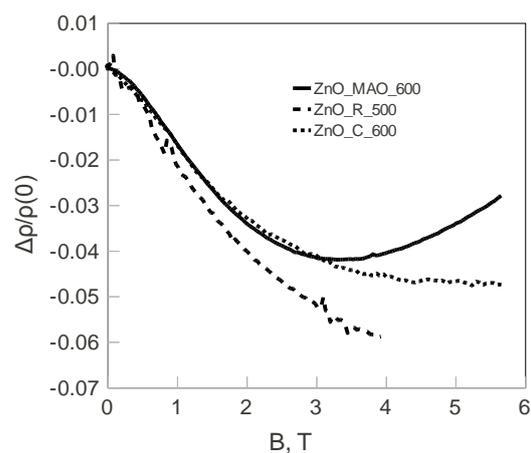


Рис. 4 Магнетосопротивление пленок ZnO при 4, 2 К

Таблица 2. Концентрации n , подвижности μ , энергии Ферми, длины свободного пробега электронов в пленках ZnO с зонным переносом электронов

Наименование пленок	$n, 10^{19} \text{ см}^{-3}$			$\mu, \text{ см}^2/(\text{Вс})$			$E_F, \text{ мэВ}$	$l, \text{ нм}$
	4,2 К	77 К	294 К	4,2 К	77 К	294 К		
ZnO_R_500	1,9	1,6	1,8	4,4	11	13	100	0,24
ZnO_C_600	0,59	0,75	1,1	3,7	5,8	5,9	40	0,14
ZGO_0_R_600	3,4	-	3,4	6,4	-	8,5	140	0,42
ZGO_0_Y_600	3,6	-	3,8	12	-	12	100	0,79

Таким образом изменение типа подложки, температуры и условий осаждения пленок ZnO существенно влияет на концентрацию, подвижность и механизм переноса электронов.

Литература

1. Ü. Özgür, et al., J. Appl. Phys. 98, 041301, (2005)
2. V. F. Mitin, V. K. Dugaev, G. G. Ihas, Applied Physics Letters 91, 202107 (2007)
3. T. C. Choy, et al. Applied Physics Letters, 92, 012120 (2008)
4. Б. И. Шкловский, А. Л. Эфрос, Электронные свойства легированных полупроводников, Москва, «Наука», 1979

Сверхпроводимость гетерофуллеридов $A_nB_mHg_xC_{60}$ ($A=K, Rb, Cs$; $B= Ga, Al, Mg, Be$; $n=1, 2$; $m=1, 2$; $x<1$)

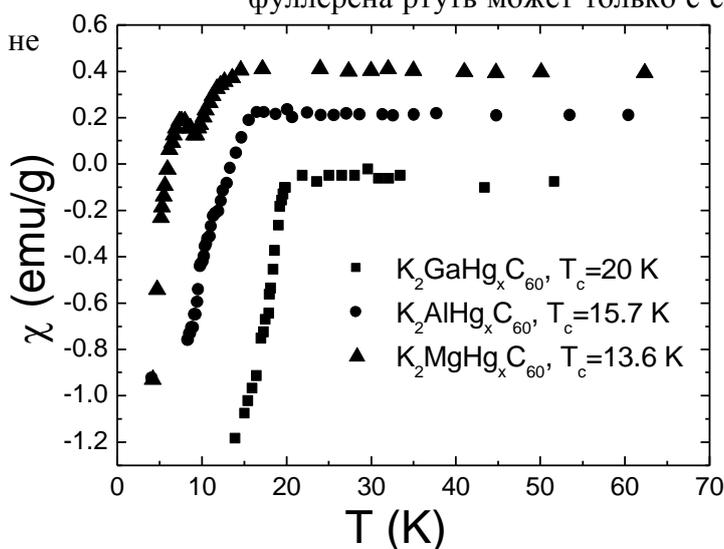
Качан И.П.

Студент

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия

E-mail: i.p.kachan@gmail.com

Кристаллический фуллерен C_{60} , получивший название фуллерит, при интеркарировании (внедрении) в него атомов металлов образует новое вещество – фуллерид. Интеркарирование фуллерита различными металлами позволяет менять его электронные свойства от полупроводниковых до металлических, а фуллериды некоторых щелочных, щелочноземельных и редкоземельных металлов обладают сверхпроводящими свойствами. Известно несколько методов синтеза фуллеридов: газофазный, через растворы фуллеренов, путем окислительно-восстановительных реакций, по обменным реакциям фуллеридов щелочных металлов с безводными галогенидами металлов в среде органического растворителя, из жидких сплавов металлов с ртутью (амальгам). В данной работе исследованы образцы $A_nB_mHg_xC_{60}$ ($A=K, Rb, Cs$; $B= In, Ga, Al, Mg, Be$; $n=1, 2$; $m=1, 2$; $x<1$), синтезированные из амальгам. Этот метод даёт возможность получать фуллериды и гетерофуллериды различных металлов с различными химическими составами и зарядовыми состояниями атомов [1]. Кроме того данный способ не накладывает ограничений, связанных с растворимостью солей металлов в среде органического растворителя. Внедриться в структуру фуллерена ртуть может только с самовнедряющимся металлом, так как сама



обладает таким свойством. Для лучшей доставки металлического реагента к молекулам фуллерена и для облегчения последующей операции отделения ртути от фуллеридов взаимодействие между компонентами проводилось в среде органического растворителя, в котором растворим сам фуллерен. При синтезе образцов исходное содержание ртути превышало содержание металла в 10-15 раз. В конечном продукте ее содержание меньше 1.

Рис.1 Температурная зависимость магнитной восприимчивости фуллеридов $K_2GaHg_xC_{60}$, $K_2AlHg_xC_{60}$, $K_2MgHg_xC_{60}$

Для всех образцов был проведен рентгенофазовый анализ (РФА) (таблица 1). По полученным

данним все гетерофуллериды, синтезированные из амальгам, являются кристаллическими веществами и содержат одну или две кристаллические фазы. Также в диапазоне от 4,2 до 297 К была снята температурная зависимость магнитной восприимчивости низкочастотным индукционным методом. По полученным зависимостям магнитной восприимчивости χ от температуры определена температура T_c перехода в сверхпроводящее состояние. Температурные зависимости магнитной восприимчивости χ трех образцов группы фуллеридов состава $K_nV_mHg_xC_{60}$ ($n=1, 2$; $m=1, 2$; $V=Al, Be, Ga, In, Mg$; $x<1$) представлены на рис 1 и для образца $Rb_2AlHg_xC_{60}$ – на рис. 2. Температуры сверхпроводящих переходов для каждого образца указаны в таблице 1. По данным РФА группы фуллеридов состава $K_nV_mHg_xC_{60}$ можно отнести к фуллеридам с ГЦК решеткой. В данной группе соединений только температура перехода T_c фуллерида $K_2GaHg_xC_{60}$ превышает T_c в K_3C_{60} (19 К) и составляет 20 К. А фуллерид $K_2InHg_xC_{60}$ не является сверхпроводником. В то время, как $K_2Hg_xC_{60}$ обладает сверхпроводящими свойствами и имеет $T_c=22$ К. Температуры сверхпроводящих переходов T_c группы фуллеридов с рубидием состава $Rb_nV_mHg_xC_{60}$ ($n=2$; $m=1$; $V=Al, Ga, In, Mg$; $x<1$) не превышают температуру T_c в Rb_3C_{60}

(28 К).

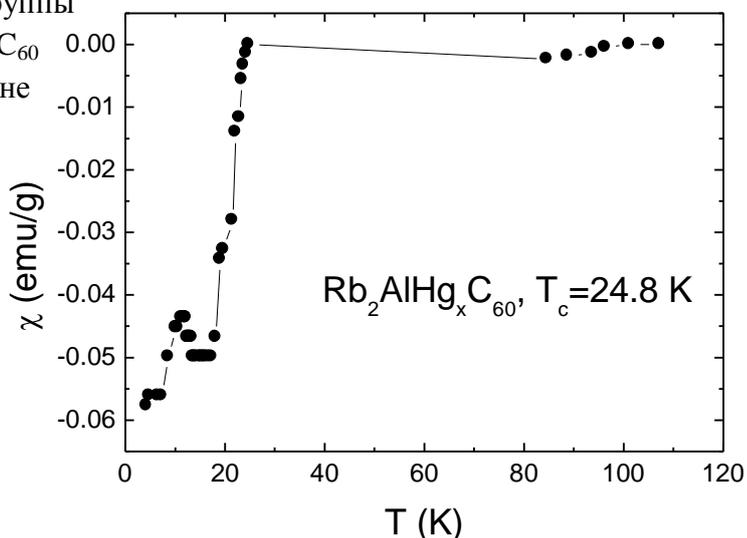


Рис.2 Температурная зависимость магнитной восприимчивости фуллерида $Rb_2AlHg_xC_{60}$

Таблица 1. Состав, температура перехода в сверхпроводящее состояние и параметр a ГЦК решетки группы фуллеридов состава $K_nV_mHg_xC_{60}$ ($n=1, 2$; $m=1, 2$; $V=Al, Be, Ga, In, Mg$; $x<1$), $Rb_nV_mHg_xC_{60}$ ($n=2$; $m=1$; $V=Al, Ga, In, Mg$; $x<1$)

Состав	T_c , К	a , Å
$K_2AlHg_xC_{60}$	15.7	14.281(1)
$K_2BeHg_xC_{60}$	12	14.278(3)
$K_2GaHg_xC_{60}$	20	14.297(1)
$K_2MgHg_xC_{60}$	13.6	14.280(3)

$\text{KMg}_2\text{Hg}_x\text{C}_{60}$	7.5	14.313(5)
$\text{Rb}_2\text{AlHg}_x\text{C}_{60}$	24.8	14.458(2)
$\text{Rb}_2\text{GaHg}_x\text{C}_{60}$	25	-
$\text{Rb}_2\text{MgHg}_x\text{C}_{60}$	21.8	14.447(2)

Литература

1. Кульбачинский В.А., Булычев Б.М., Кытин В.Г., Лунин Р.А., Сверхпроводимость и спектроскопия гомо- и гетерофуллеридов щелочных металлов и таллия, ФНТ, 37, 313 (2011).

**Исследование джозефсоновских переходов сверхпроводник – ферромагнетик-
сверхпроводник с магнитомягкой прослойкой $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$.**

Парамонов М.Е.¹ студент

Большин В.В.² к.ф.-м.н, научный сотрудник

Собанин Д.С.³ студент

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,

физико-химический факультет, Москва, Россия¹

Институт физики твёрдого тела РАН, Черноголовка, Москва, Россия²

Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия³

E-mail: ff-max@narod.ru

В последнее время большой интерес вызывают джозефсоновские переходы с ферромагнитной прослойкой. Спиновый антагонизм ферромагнетизма и сверхпроводимости приводит к возникновению осцилляций параметра порядка, наведённого в ферромагнетике за счёт эффекта близости. При надлежащей толщине ферромагнитной прослойки волновые функции сверхпроводящих берегов будут иметь разный знак, что эквивалентно спонтанной разности фаз π или инверсному ток-фазовому соотношению:

$$I = -|I_c| \sin(\varphi)$$

Включение таких контактов в замкнутый сверхпроводящий контур аналогично наложению магнитного потока, равного половине кванта ($\Phi_0/2$). Использование таких переходов позволяет избавиться от основной проблемы схем Быстрой Одноквантовой Логике (БОК-логики) – необходимость задания больших размеров логической ячейки, удерживающей квант магнитного потока. В последние годы были успешно реализованы π -контакты на основе слабых ферромагнетиков: $\text{Pd}_{1-x}\text{Ni}_x$ и $\text{Cu}_{1-x}\text{Ni}_x$.

В данной работе исследовались джозефсоновские переходы $\text{Nb-Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}\text{-Nb}$ с толщиной ферромагнитного слоя $30 \div 60$ нм. Сплав $\text{Pd}_{1-x}\text{Fe}_x$ интересен тем, что остается ферромагнитным даже при очень малых концентрациях примесей железа

(вплоть до $x \sim 10^{-6}$). Проведенные измерения аномального эффекта Холла в плёнках $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ соответствующей толщины показали температуру Кюри $\sim 10 \div 20$ К, что сопоставимо с критической температурной сверхпроводящих берегов. Для некоторых образцов наблюдались возвратные зависимости критического тока от температуры, что может быть признаком

перехода в π -состояние. Однако наиболее интересные явления наблюдались при изучении зависимости критического тока от магнитного поля. Во Зависимости $I_c(H)$ сильно отклонялась от стандартной «фраунгоферовой» формы, что свидетельствует о неоднородности магнитной прослойки. Мы связываем эти явления с влиянием крупномасштабной ($\sim 10 \text{ мкм}$) доменной структуры с намагниченностью, лежащей в плоскости образца. Впервые наблюдались гистерезисные зависимости $I_c(H)$, то есть зависимость критического тока образца от магнитной предыстории. Коэрцитивная сила прослойки PdFe составляла около $\sim \pm 3\text{Э}$. Обнаруженные явления дают возможность реализовать на основе SFS-контактов Nb-Pd_{0.99}Fe_{0.01}-Nb джозефсоновский вентиль, переключающийся между двумя состояниями: логический 0 (с высоким критическим током) и логический «1» (с низким критическим током). Такие элементы сочетают преимущества джозефсоновских логических схем (быстродействие, низкое энергопотребление и т.д.) и стабильность элементов магнитной памяти, и могут быть использованы в схемах быстрой одноквантовой логики (БОК) в качестве элементов постоянной памяти.