

## Эффект Джозефсона в нанографитовых пленках

© С.Г. Лебедев

Институт ядерных исследований РАН,  
117312 Москва, Россия  
e-mail: lebedev@inr.ru

Поступило в Редакцию 1 июня 2022 г.  
В окончательной редакции 1 июня 2022 г.  
Принято к публикации 26 сентября 2022 г.

В нанографитовых пленках впервые при измерении вольт-амперных характеристик обнаружен джозефсовский ток при комнатной температуре, что подтверждает сделанные ранее наблюдения в нанографитовых пленках эффектов слабой сверхпроводимости: зануление температурной зависимости при 650 К постоянного напряжения на образце при воздействии переменного СВЧ напряжения из-за обратного эффекта Джозефсона, а также наблюдение в магнитном силовом микроскопе локальных областей со структурой магнитных вихрей при комнатной температуре. Полученное значение критического тока  $0.8 \mu\text{A}$  значительно ниже ожидаемой величины для сверхпроводящей щели, а также для пиннинга на барьере Бина–Левингстона. Предложены меры повышения критического тока.

**Ключевые слова:** эффект Джозефсона, нанографитовая пленка, сверхпроводимость, комнатная температура.

DOI: 10.21883/JTF.2022.12.53755.149-22

### Введение

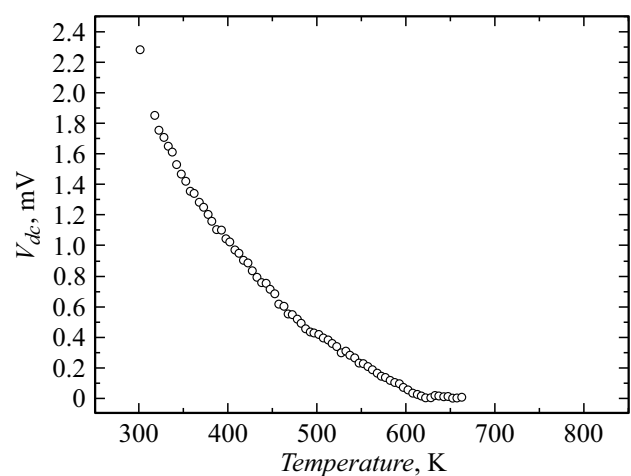
Исследования сверхпроводимости продолжаются уже более 110 лет. Сначала изучались чистые металлы, температуры сверхпроводящего перехода  $T_c$  в которых были относительно низки  $< 20 \text{ K}$ . Затем началась эра высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП), представленной перовскитами и слоистыми соединениями  $T_c$  которых ныне приближается к 200 К. При высоких давлениях в гидридах серы, лантана и иттрия  $T_c$  еще выше (см., например, [1,2]). В 2020 г. в журнале Nature опубликован новый рекорд для гидрида серы  $T_c = 15^\circ\text{C}$  при давлении 267 GPa [3].

В последнее время проявляется значительный интерес к электромагнитным свойствам наноструктур. В теоретическом плане знаменательны работы В.З. Кресина и Ю.Н. Овчинникова [4,5] по гигантскому усилению сверхпроводящего спаривания в металлических нанокластерах. В теоретической работе К.Н. Югай [6] описаны особенности сверхпроводимости нанокластеров. В низкоразмерных системах необходимо учитывать граничные эффекты, которые начинают играть фундаментальную роль. Если в объемных системах на электрон со стороны ионов действуют в среднем одинаковые, но разнонаправленные силы, то на границе эта симметрия нарушается. На электрон, находящийся, скажем, на левой границе нанокластера, действует кулоновская сила притяжения со стороны ионов, направленной от границы вправо вглубь системы. С другой стороны, на электрон, находящийся на правой границе нанокластера, действует такая же кулоновская сила, направленная от границы вглубь системы, т.е. справа налево. Таким образом, электроны на левой и правой границах системы эффективно притя-

гиваются между собой. Показано, что сверхпроводящее спаривание в указанной системе может сохраняться при температуре 300 К и выше.

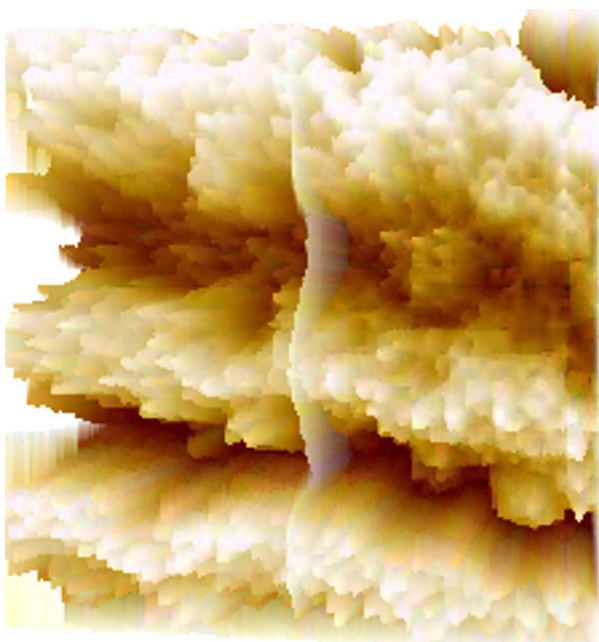
Исследования нанографитовых пленок, проведенные в течение 30 лет [7–12], продемонстрировали наличие так называемой „слабой сверхпроводимости“ при комнатной температуре и даже выше вплоть до 650 К (рис. 1).

Данный результат получен при исследовании температурной зависимости обратного эффекта Джозефсона: наведении постоянного напряжения при воздействии СВЧ сигнала. Картина аналогична процессам, многократно зафиксированным при исследованиях традиционных низкотемпературных [13] и высокотемпературных [14] сверхпроводников.

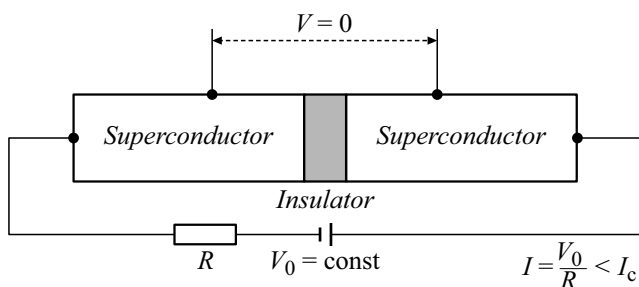


**Рис. 1.** Температурная зависимость обратного эффекта Джозефсона. Наведенное СВЧ сигналом постоянное напряжение зануляется при  $T = 650 \text{ K}$ .

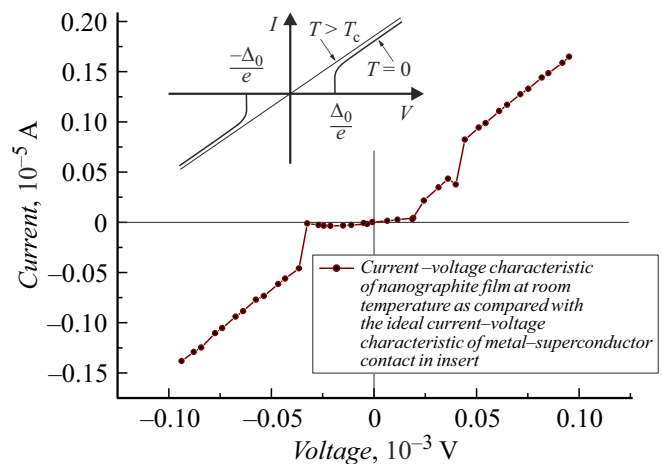
Согласно имеющимся экспериментальным данным [12], нанографитовые пленки представляют собой наноразмерные графитовые гранулы, размером 30–50 Å, внедренные в матрицу аморфного углерода. Наличие слабой сверхпроводимости может свидетельствовать о существовании сетки сверхпроводящих гранул в несверхпроводящей матрице. При этом возможны варианты объединения сверхпроводящих гранул в единый сверхпроводящий кластер или изолированных сверхпроводящих гранул. Детектирование постоянного напряжения на гранулярной структуре при облучении ее переменным электромагнитным излучением является сущностью нестационарного обратного эффекта Джозефсона. Данный эффект предполагает образование единого сверхпроводящего кластера с общей фазовой когерентностью, сохраняющейся при достаточно низких протекающих токах, когда структура магнитных вихрей, обнаруженная в нанографитовых пленках [12] (рис. 2), остается неподвижной при относительно слабых силах



**Рис. 2.** Структура магнитных вихрей, обнаруженная с помощью магнитного силового микроскопа в локальной области  $1 \times 1 \mu\text{m}$  нанографитовой пленки при комнатной температуре.



**Рис. 3.** Схема измерения ВАХ контакта сверхпроводник–изолятор–сверхпроводник.



**Рис. 4.** ВАХ нанографитовой пленки при малых токах и комнатной температуре.

Лоренца, не способных оторвать вихри от центров пиннинга. При более высоких токах силы Лоренца отрывают вихревую решетку от центров пиннинга, структура вихрей приходит в движение, растет электросопротивление, общая фазовая когерентность разрушается и сверхпроводимость исчезает.

Другим проявлением сверхпроводящей когерентности нанографитовой структуры стало бы наблюдение стационарного эффекта Джозефсона, т.е. протекания сверхпроводящего тока при нулевом напряжении. На рис. 3 представлена схема измерения вольт-амперной характеристики (ВАХ) контакта сверхпроводник–изолятор–сверхпроводник (SIS).

При отсутствии нагрузочного сопротивления, в качестве которого выступает сопротивление измерительного прибора, ток через контакт будет течь при отсутствии напряжения. Однако при измерении вольтметр покажет ненулевое напряжение  $V = IR_N$  при  $I < I_c$ , где  $I_c$  — критический ток джозефсоновского контакта, а  $R_N$  — внутреннее сопротивление измерительного прибора. При  $I > I_c$  ВАХ становится омической. Соответствующая ВАХ представлена на вставке рис. 4.

В основной рамке рис. 4 представлена экспериментальная ВАХ нанографитовой пленки, измеренная при комнатной температуре. Две указанные ВАХ подобны. Разница состоит в значении напряжения перехода ВАХ на омическую ветвь. Для нанографитовой пленки эта величина не равна значению сверхпроводящей щели, поскольку напряжение перехода соответствует началу движения магнитных вихрей при отрыве их от центров пиннинга.

Для анализа ВАХ на рис. 4 проведем необходимые оценки параметров нанографитовой пленки. Если исходить из данных рис. 1 по критической температуре нанографитовой пленки 650 К, то длина когерентности составит

$$\xi(0) = \frac{\hbar v_F}{\pi \Delta(0)} \sim 2 \text{ nm}, \tag{1}$$

где  $v_F = 10^6$  m/s — скорость электронов на уровне Ферми,  $\Delta(0) = 56$  meV — сверхпроводящая щель при нулевой температуре. Длина проникновения магнитного поля в нанографитовую пленку

$$\lambda(0) = \left( \frac{mc^2}{4\pi e^2 n_s} \right)^{1/2} = 0.95 \text{ nm}, \quad (2)$$

где  $m = 0.03m_e$  — эффективная масса электрона в графитовых структурах [15],  $n_s = 10^{28}$  m<sup>-3</sup> — число сверхпроводящих электронов. Полученная величина  $\lambda(0)$  на несколько порядков величины превышает толщину нанографитовой пленки  $\sim 1$  μm. Первое критическое поле начала проникновения магнитных вихрей в нанографитовую пленку составит

$$H_{C1} = \frac{\Phi_0}{4\pi\lambda(0)^2} \ln \left( \frac{\lambda(0)}{\xi(0)} \right) = 0.22 \cdot 10^{-8} \text{ T}, \quad (3)$$

где  $\Phi_0 = 2 \cdot 10^{-15}$  Wb — квант магнитного потока. Как видно, первое критическое поле весьма низкое, что позволяет магнитному полю Земли легко проникать в нанографитовую пленку. Верхнее критическое поле разрушения сверхпроводимости составит

$$H_{C2} = \frac{\Phi_0}{2\pi\xi(0)^2} = 78 \text{ T}. \quad (4)$$

Проникающие в нанографитовую пленку вихри закрепляются барьером Бина–Левингстона [16], преодоление которого происходит при увеличении магнитного поля до величины, соответствующей 70% от термодинамического магнитного поля [17]:

$$0.7H_{cm} = 0.7 \frac{\Phi_0}{2\sqrt{2}\pi\lambda\xi} = 4.41 \cdot 10^{-6} \text{ T}, \quad (5)$$

что более чем в тысячу раз превышает величину нижнего критического поля (3). Величина критического тока депиннинга вихрей с барьера Бина–Левингстона составит  $I = 2H_{cm} \sim 9$  μA, что на порядок превышает величину критического тока  $\sim 0.8$  μA, которую можно извлечь из данных на рис. 4. Одно из возможных объяснений полученного различия может быть связано с термоактивационным механизмом преодоления барьера Бина–Левингстона при высоких критических температурах.

Полученное значение джозефсоновского тока рис. 4 очень мало по сравнению как с величиной сверхпроводящей щели, так и стоком распаривания. Увеличение критического тока можно ожидать после облучения нанографитовой пленки в пучках ионов, создающих колонковидные дефекты — цилиндрические области изолятора, пересекающие пленку по толщине и являющиеся эффективными центрами пиннинга магнитных вихрей. Как показано в работах, при диаметре колонковых дефектов, близких по размеру к длине когерентности  $\xi$ , ток депиннинга составляет [18–20]:

$$j_d = 0.252 \frac{a^2 e H_{cm}^2}{\pi \hbar \xi} = 10^9 \text{ A/m}^2, \quad (6)$$

где  $a$  — радиус цилиндрического дефекта. Указанная величина на 7 порядков превышает критический ток рис. 4, что открывает перспективу увеличения критических токов нанографитовых пленок при ионном облучении.

## Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] А.П. Дроздов, М.И. Еремец, И.А. Троян, В. Ксенофонтов, С.И. Шилин. *Nature*, **525**, 73 (2015).
- [2] M. Somayazulu, M. Ahart, A.K. Mishra, Z.M. Geballe, M. Baldini, Y. Meng, V.V. Struzhkin, R.J. Hemley. *Phys. Rev. Lett.*, **122** (2), 027001 (2019). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.122.027001>
- [3] E. Snider, N. Dasenbrock-Gammon, R. McBride, M. Debessai, H. Vindana, K. Vencatasamy, K.V. Lawler, A. Salamat, R.P. Dias. *Nature*, **586** (7829), 373 (2020). DOI: 10.1038/s41586-020-2955-8
- [4] В.З. Кресин, Ю.Н. Овчинников. *УФН*, **178** (5), 449 (2008). DOI: 10.3367/UFNr.0178.200805a.0449
- [5] V.Z. Kresin, Y.N. Ovchinnikov. *Phys. Rev. B*, **74** (2), 024514 (2006). DOI: 10.1103/PhysRevB.74.024514
- [6] К.Н. Югай. *Вестник Омского ун-та*, **2** (68), 104 (2013); К.Н. Югай. *Вестник Омского ун-та*, (4), 88 (2010).
- [7] S.G. Lebedev, S.V. Topalov. *Bull. Lebedev Phys. Institute*, **12**, 14 (1994).
- [8] S.G. Lebedev. *J. Phys. Chem. Solids*, **75** (9), 1029 (2014).
- [9] S.G. Lebedev. *Nucl. Instruments and Methods Phys. Res., A*, **521**, 22 (2004).
- [10] S.G. Lebedev. *Internat. Rev. Phys. (IREPHY)*, **2**, 312 (2008).
- [11] S.G. Lebedev. *Unconventional Electromagnetics in Carbonaceous Materials* (Nova Science Publishers, Inc., 2010), ISBN: 9781616681746
- [12] S.V. Lebedev. *J. Materials Science: Mater. Electron.*, **31** (23), 20883 (2020).
- [13] J.T. Chen, L.E. Wenger, C.J. McEwan, E.M. Logothetis. *Phys. Rev. Lett.*, **58** (19), 1972 (1987).
- [14] R. Munger, H.J.T. Smith. *Phys. Rev. B*, **44** (1), 242 (1991).
- [15] B.T. Kelly. *Physics Graphite*. (1981), 477 p. ISBN: 0 85334 960 6
- [16] C.P. Bean. *Phys. Rev. Lett.*, **8** (6), 250 (1962).
- [17] C.P. Bean. *Rev. Modern Phys.*, **36** (1), 31 (1964).
- [18] G.P. Mikitik. *Phys. Rev. B*, **104** (9), 094526 (2021). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.104.094526>
- [19] K.R. Joshi, N.M. Nusran, M.A. Tanatar, K. Cho, W.R. Meier, S.L. Bud'ko, P.C. Canfield, R. Prozorov. *Phys. Rev. Appl.*, **11** (1), 014035 (2019). <https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.11.014035>
- [20] A.V. Samokhvalov, A.S. Melnikov. *J. Experiment. Theor. Phys.*, **126** (2), 224 (2018). <https://doi.org/10.1134/S1063776118020048>