



ИПМ им.М.В.Келдыша РАН • Электронная библиотека

Препринты ИПМ • Препринт № 33 за 2024 г.



ISSN 2071-2898 (Print)
ISSN 2071-2901 (Online)

В.Д. Лахно

Биполярная теория
полевого эффекта в
высокотемпературных
сверхпроводниках

Статья доступна по лицензии
Creative Commons Attribution 4.0 International



Рекомендуемая форма библиографической ссылки: Лахно В.Д. Биполярная теория полевого эффекта в высокотемпературных сверхпроводниках // Препринты ИПМ им. М.В.Келдыша. 2024. № 33. 15 с. <https://doi.org/10.20948/prepr-2024-33>
<https://library.keldysh.ru/preprint.asp?id=2024-33>

**Ордена Ленина
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ МАТЕМАТИКИ
имени М.В. Келдыша
Российской академии наук**

В.Д. Лахно

**Биполярная теория полевого эффекта
в высокотемпературных сверхпроводниках**

Москва – 2024

В.Д. Лахно

Биполяронная теория полевого эффекта в высокотемпературных сверхпроводниках

Лежащий в основе высокотемпературной сверхпроводниковой электроники полевой эффект в настоящее время не имеет микроскопического обоснования. В работе построена микроскопическая теория полевого эффекта в высокотемпературных сверхпроводниках, основанная на трансляционно-инвариантной биполяронной теории сверхпроводимости. Показано, что в не слишком сильных полях однородное состояние бозе-конденсата таких биполяронов сохраняется, а его критическая температура увеличивается. Это может быть использовано для повышения температуры сверхпроводящего перехода в уже имеющихся высокотемпературных сверхпроводниках.

Ключевые слова: трансляционная инвариантность, полевой транзистор, электрон-фононное взаимодействие, бозе-конденсат, квантовый компьютер

V.D. Lakhno

Bipolaron theory of field effect in high-temperature superconductors

The field effect underlying high-temperature superconducting electronics currently has no microscopic justification. This work constructs a microscopic theory of the field effect in high-temperature superconductors, based on the translation-invariant bipolaron theory of superconductivity. It is shown that in not too strong fields the homogeneous state of the Bose condensate of such bipolarons is preserved, while its critical temperature increases. This can be used to increase the superconducting transition temperature in existing high-temperature superconductors.

Keywords: translational invariance, field-effect transistor, electron-phonon interaction, Bose condensate, quantum computer

Оглавление

Введение	4
1. Краткий обзор экспериментальных результатов.....	4
2. Микроскопические основы полевого эффекта.....	6
3. Теоретический расчёт T_c	6
4. Возможные приложения	10
Литература.....	11

Введение

Сразу же после открытия высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП) появились работы, предсказывающие значительный полевой эффект в ВТСП материалах [1-4].

Под полевым эффектом понимается изменение концентрации носителей тока и изменение температуры сверхпроводящего перехода, вызванные приложением электрического поля к сверхпроводнику в нормальном состоянии. В настоящее время этот эффект активно используется в сверхпроводниках с низкой концентрацией носителей тока, к которым относятся ВТСП, для создания сверхпроводниковых полевых транзисторов, применяемых в СП-электронике [5-9].

Микроскопическая теория полевого эффекта высокотемпературных сверхпроводниках настоящее время отсутствует ввиду того, что отсутствует общепринятая микроскопическая теория ВТСП. В работе [10] была построена микроскопическая трансляционно-инвариантная биполярная теория ВТСП. Ниже будет показано, что эта теория может быть применена для объяснения и расчета полевого эффекта в ВТСП.

1. Краткий обзор экспериментальных результатов

Эффект поля в веществах с металлической проводимостью обычно мал в силу экранировки этого поля большой концентрацией в них носителей тока [11]. Его величина в обычных сверхпроводниках не превышает 10^{-4} [12].

С открытием ВТСП появились новые возможности для исследования и применения этого эффекта. Благодаря необычным свойствам ВТСП, обладающих низкой концентрацией носителей тока, большой диэлектрической проницаемостью и аномально малой длиной когерентности, эффект поля может проявляться в них значительно сильнее, чем в обычных сверхпроводниках.

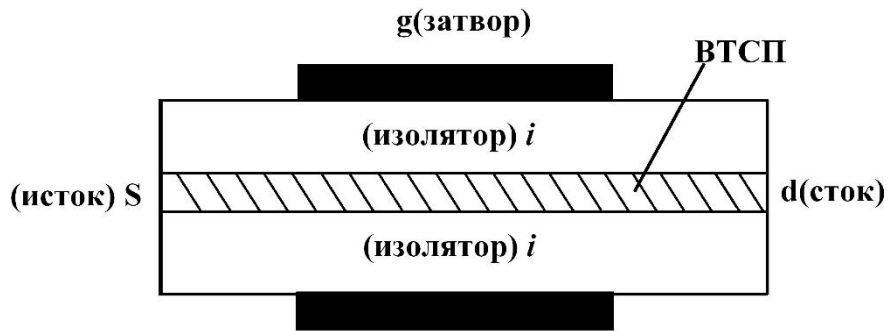


Рис. 1. Структура для изучения эффекта постоянного поперечного электрического поля в высокотемпературных сверхпроводниках: i – диэлектрические слои над и под слоем сверхпроводника.

Типичная конструкция для измерения полевого эффекта включает в себя систему электродов, тонкую пластинку или пленку диэлектрика, которую помещают на тонкий сверхпроводник, помещенный на подложку (Рис. 1). В соответствии с полупроводниковой технологией токовые электроды на рис. 1 называются истоком и стоком, а управляющий электрод на диэлектрике – затвором. Приложенный к затвору потенциал изменяет концентрацию носителей тока в сверхпроводнике. Температура сверхпроводящего перехода в ВТСП чрезвычайно чувствительна даже к небольшим изменениям концентрации носителей, что приводит к существенному сдвигу T_c под действием электрического поля. Уже в первой работе [13], посвященной исследованию влияния поля на сверхпроводимость в YBCO, был обнаружен сдвиг, достигавший 6 К.

Сильные изменения характеристик ВТСП пленок под действием электрического поля вплоть до изменения T_c на 30 К, которые наблюдались в работах [14-23], привели к созданию на основе этого эффекта полевых транзисторов со сверхпроводящим каналом и других электронных устройств [5-9], [24-34].

2. Микроскопические основы полевого эффекта

В основе предлагаемого микроскопического объяснения полевого эффекта в ВТСП лежит представление о трансляционно-инвариантных биполяронах как квазичастицах, свойства которых объясняют явление высокотемпературной сверхпроводимости. Это может показаться удивительным, поскольку локально приложенное к однородному образцу электростатическое поле нарушает его трансляционную инвариантность. Как было впервые показано в работах автора, результаты которых суммированы в монографии [10], в пределе сильного электрон-фононного взаимодействия ТИ-биполярны не переходят в свой полуклассический аналог, а их энергия лежит существенно ниже энергии пекаровского биполярона (в дальнейшем такие (би)поляроны будем называть СН-(би)поляроны, то есть (би)поляроны со спонтанно нарушенной симметрией). Таким образом, ТИ-биполярны не «замечают» локального поля, являющегося ловушкой для СН-биполяронов до тех пор, пока выигрыш в энергии делокализованных ТИ-биполяронов превышает энергию СН- биполярона, захваченного ловушкой. Будучи бозонами, ТИ-биполярны при T меньше T_c образуют бозе-конденсат. Наличие ловушки изменяет свойства бозе-конденсата. Его формирование происходит вблизи её энергетического дна с сохранением пространственной однородности бозе-конденсата во всем образце. При этом изменение химического потенциала ТИ-биполяронов в области приложенного поля приводит к изменению в этой области критического значения температуры бозе-конденсата, то есть к изменению температуры сверхпроводящего перехода.

Ниже мы проиллюстрируем сказанное на конкретном примере.

3. Теоретический расчёт T_c

В отсутствие внешнего потенциала уравнение, определяющее температуру образования бозе-конденсата ТИ-биполяронов T_c , имеет вид

$$N = \sum_k n_k, \quad n_k = \{ \exp(E_k - \mu) / T - 1 \}^{-1}, \quad (1)$$

где n_k – бозевская функция распределения ТИ-биполяронов, N – полное число ТИ-биполяронов. Выделяя из (1) бозе-конденсатную часть, получим

$$N = N_0 + N', \quad N_0 = \{ \exp(E_{bp} - \mu)/T - 1 \}^{-1},$$

$$N' = \{ \exp(E_k - \mu)/T - 1 \}^{-1}, \quad (2)$$

где N_0 – число ТИ-биполяронов в конденсате, N' – число надконденсатных частиц, μ – химический потенциал $\mu = E_{bp}$ при $T < T_c$, где E_{bp} – энергия основного состояния ТИ-биполярона. Входящая в (2) энергия возбужденных состояний ТИ-биполярона, согласно [10], имеет вид

$$E_k = [\Delta_k + E_{bp} + k^2/2M], \quad k > 0, \quad (3)$$

где $\Delta_k = \omega_k$ – фононная частота, которая имеет смысл сверхпроводящей щели:

$$\Delta_k = \omega_0, \quad (4)$$

для щели s -типа, когда фононная частота не зависит от k , и:

$$\Delta_k = \omega_0 + \Delta_0 |\cos(k_x a) - \cos(k_y a)|, \quad (5)$$

для щели $s+d$ -типа, где $M = 2m$, m – эффективная масса электрона (дырки).

С использованием (2)-(4) в случае щели s -типа получим выражение для температурной зависимости химического потенциала μ :

$$F_{3/2}[(\omega_0 - \mu + E_{bp})/T] = c, \quad c = [(n^{2/3} 2\pi\hbar^2)/MT]^{3/2},$$

$$F_{3/2}(\alpha) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \frac{x^{1/2} dx}{e^{x+\alpha}-1}, \quad M = 2m, \quad (6)$$

где $n = N/V$ – концентрация ТИ-биполяронов.

Для расчета изменения T_c ТИ-биполяронного газа при наличии внешнего потенциала u будем исходить из выражения для химического потенциала бозе-конденсата ТИ-биполяронов, который в отсутствие внешнего потенциала определяется соотношениями (6).

Будем считать, что объем, к которому приложен внешний потенциал, мал по сравнению с объемом всего СП. В силу пространственной однородности распределения ТИ-биполяронов при u по абсолютной величине меньше

критического значения, их концентрация в области приложенного поля такая же, как и в объеме всего образца.

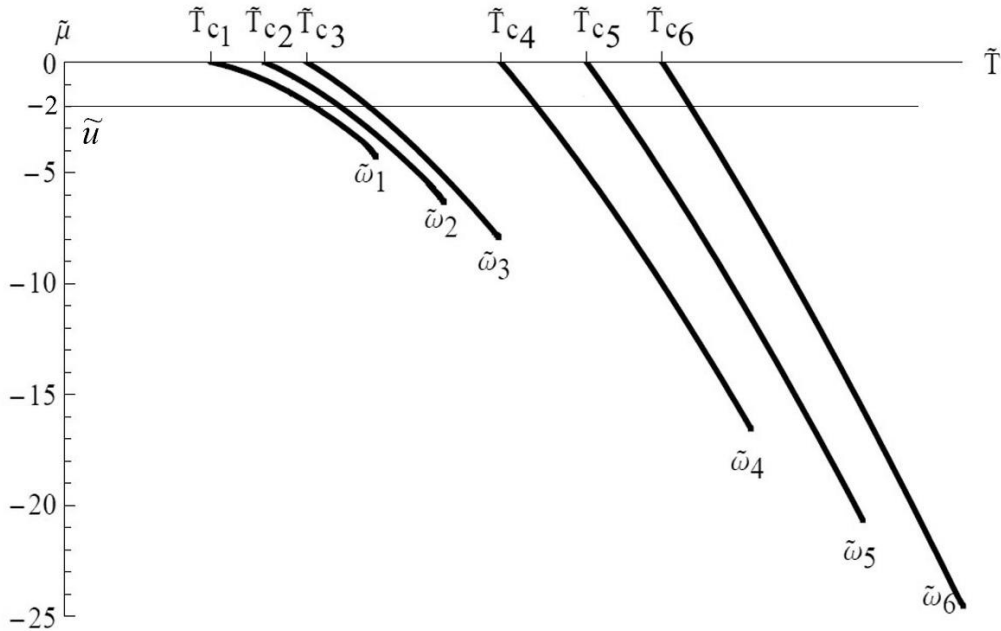


Рис. 2. Показаны температурные зависимости химического потенциала μ от температуры на отрезках $[T_{c1}, 1.31T_{c1}]$ для значений T_{ci} , $i=1, 2, 3$ и $[T_{c4}, 1.31T_{c4}]$ для $i=4, 5, 6$, соответствующие различным значениям фононной частоты $\omega_i = \omega^* \tilde{\omega}_i$, $\omega^* = 0.005 \text{ эВ}$; $\tilde{\mu} = (\mu - E_{bp})/\omega^*$, $\tilde{u} = u/\omega^*$, $\tilde{T} = T/\omega^*$. Зависимости построены для значений: $\tilde{T}_{c1} = 27.3; \tilde{T}_{c2} = 30; \tilde{T}_{c3} = 32; \tilde{T}_{c4} = 42; \tilde{T}_{c5} = 46.2; \tilde{T}_{c6} = 50; \tilde{\omega}_1 = 0.2; \tilde{\omega}_2 = 1; \tilde{\omega}_3 = 2; \tilde{\omega}_4 = 10; \tilde{\omega}_5 = 15; \tilde{\omega}_6 = 20; \tilde{u} = -2$.

На рис. 2 показаны температурные зависимости $\mu(T)$ для различных значений параметра $\omega_i = \tilde{\omega} \omega^*$, где ω_i – частота оптических фононов, $\omega^* = 0.005 \text{ эВ}$.

В простейшем случае постоянного внешнего потенциала u в сверхпроводнике в области затвора, как это показано на рис. 1, в соотношениях (1) в области поля достаточно заменить E_{bp} на $E_{bp} + u$. Это приводит к увеличению температуры образования бозе-конденсата, которая определяется точками пересечения линии $u = \text{const}$ с кривыми $\mu(T)$. Из

рисунка следует, например, что при глубине ямы $|u|=0.01\text{эВ}$ повышение температуры бозе-конденсата составит $T_c(|u|=0.01\text{эВ})/T_c(0)=1.17$ для $\tilde{\omega}_1 = 0.2$ (что соответствует $\omega_1 = 1\text{мэВ}$). С увеличением глубины потенциальной ямы и фононной частоты растет и температура СП перехода. Следует, однако, иметь в виду, что при больших ω_i приближение сильной связи для ТИ-биполяронов становится неприменимым, а при большой глубине ямы разрушается условие трансляционной инвариантности. Отметим, что внешний потенциал на управляющем электроде вследствие наличия двойного слоя и соответствующего скачка потенциала на границе сверхпроводник–диэлектрик по абсолютной величине может в сотни раз превышать величину $|u|$.

В случае щели $s+d$ -типа (5) первый член в правой части (5) соответствует вкладу волны s -типа, а второй член – вкладу волны d -типа. Из (5) вытекает следующее условие, когда основной вклад в интеграл (2) дают значения $k \approx \sqrt{2MT}$ и $ka \ll 1$. В этом случае из (2) и (5) получим: $\Delta_0 |\cos k_x a - \cos k_y a|/T \cong \Delta_0 M a^2 / \hbar^2 \ll 1$. Таким образом, при $\omega_0 \geq \Delta_0 M a^2 T / \hbar^2$ основной вклад в интеграл будет давать волна s -типа. В этом случае полученные выше результаты для случая s -типа конденсата останутся без изменения. Так, например, в случае YBCO величина ω_0/Δ_0 составляет ≈ 0.15 [35], [36], и условие s -приближения в этом случае выполняется с высокой точностью.

Полученные результаты в области их применимости являются достаточно общими и, в частности, не зависят от формы области, к которой приложено внешнее поле. При изменении знака u на противоположный (отталкивательный потенциал) ТИ-биполяронная сверхпроводимость (при конечных значениях u) вблизи T_c перестает существовать. Таким образом, вблизи T_c простым изменением знака приложенного потенциала можно переводить образец из СП-состояния в нормальное и обратно. Этот эффект в настоящее время лежит в основе работы полевых сверхпроводниковых

транзисторов. Отметим, что при температурах ниже, чем $\min[T_c(-u), T_c(u)]$, вольт-амперная характеристика при изменении знака потенциала затвора будет оставаться неизменной. Если эксперимент проводится вблизи T_c , то увеличение критической температуры в области управляющего электрода никак не скажется на величине критического тока J_c . Напротив, уменьшение T_c и, как следствие, переход области, занимаемой управляющим электродом, в резистивное состояние, приведет к уменьшению J_c . Таким образом, в эксперименте независимо от знака напряжения на затворе величина J_c будет либо оставаться неизменной, либо уменьшаться.

4. Возможные приложения

Как было отмечено выше, первые феноменологические теории полевого эффекта для случая ВТСП [1-4], а также последующие [37-40] использовали аналогию с обычным полевым эффектом в полупроводниках. Основанные на теории БКШ эти работы вряд ли в состоянии объяснить полевой эффект в ВТСП-пленках, в котором существенную роль играет малость длины когерентности. В работе [41] для объяснения явления привлекались идеи эффекта поля аналогично тому, как это делается в квантовой электродинамике.

В данной работе использован микроскопический подход, основанный на результатах трансляционно-инвариантной теории сверхпроводимости [10]. Согласно изложенной микроскопической теории, внешнее электростатическое поле нарушает однородность только обычных (не спаренных) носителей тока, меняя их концентрацию в области поля и оставляя концентрацию ТИ-биполяронов постоянной во всем образце. Это, в частности, объясняет природу возникновения островков сверхпроводимости с повышенной T_c в грязных сверхпроводниках, которая сохраняется, даже когда весь образец вне области приложенного поля переходит в нормальное состояние.

Развитая теория дает согласованную с экспериментом величину сдвига T_c в поле и может быть использована с целью повышения критической температуры сверхпроводящего перехода известных сверхпроводников. Как отмечено в [42], с помощью эффекта поля посредством изменения концентрации носителей тока можно создавать СП состояние даже в таких материалах, которые в обычных условиях СП не являются, или в кристаллах, в которых химическое допирование примесями, поставляющими носители тока невозможно. В качестве примера можно привести такое соединение как KTaO_3 , в котором с использованием эффекта поля была индуцирована СП с $T_c=0.3\text{K}$ [43].

Модуляция параметров ВТСП электрическим полем, то есть переключение СП пленки из нормального состояния и обратно, используется в таких устройствах микроэлектроники, как транзисторы, переключающие элементы – электрокриотроны, управляющие фильтры, смесители, линии задержки и другие. Эти устройства, в свою очередь, открывают путь для большого числа новых устройств с настраиваемым затвором, сквидов, магнетометров, детекторов излучения и квантовых компьютеров [7], [25], [27-28], [44, 29, 30, 31, 33].

Литература

- [1] A.F. Hebard, A.T. Fiory. Electric-Field Modulation of Low Electron Density Thin-Film Superconductors // Novel Superconductivity / Ed. S. A. Wolf and V. Z. Kresin New York: Plenum Press, 1987, p. 9-22; [doi: 10.1007/978-1-4613-1937-5_2](https://doi.org/10.1007/978-1-4613-1937-5_2).
- [2] T.M. Klapwijk, D.R. Heslinga, W.M. van Huffelen. Superconducting Field-Effect Devices // Superconducting Field Effect Devices. NATO ASI Series. 1989, F59, p. 385-408; [doi: 10.1007/978-3-642-83885-9_13](https://doi.org/10.1007/978-3-642-83885-9_13).
- [3] В.М. Генкин, С.В. Шаров. Влияние электрического поля на температуру сверхпроводящего перехода двухслойных систем сверхпроводник – полупроводник // Физика низких температур, 1988, 14 (10), с. 1087-1088.

- [4] С.А. Бразовский, В.М. Яковенко. О возможной сверхпроводимости на поверхности контакта диэлектрического La_2CuO_4 // Письма в ЖЭТФ, 1988, 48 (3), с.159-161 [S.A. Brazovskii, V.M. Yakovenko, Possible superconductivity at the surface of a contact of insulating La_2CuO_4 // JETPLett.,1988, 48 (3), p.172-175], WoS: A1988R608200015.
- [5]. Q. Chen, J. Lu, L. Liang, O. Zheliuk, A. Ali El Yumin, J. Ye. Continuous Low-Bias Switching of Superconductivity in a MoS_2 Transistor // Adv. Mater., 2018, 30, p. 1800399; [doi: 10.1002/adma.201800399](https://doi.org/10.1002/adma.201800399).
- [6] F. Paolucci, G. De Simoni, P. Solinas, E. Strambini, N. Ligato, P. Virtanen, A. Braggio, F. Giazotto. Magneto transport Experiments on Fully Metallic Superconducting Dayem-Bridge Field-Effect Transistors // Physical Review Applied, 2019, 11, p. 024061; [doi: 10.1103/PhysRevApplied.11.024061](https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.11.024061).
- [7] F. Paolucci, G. De Simoni, E. Strambini, P. Solinas, F. Giazotto, Ultra-Efficient Superconducting Dayem Bridge Field-Effect Transistor // Nano Lett., 2018, 18, 7, p. 4195–4199; [doi: 10.1021/acs.nanolett.8b01010](https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.8b01010).
- [8] M. Salluzzo, G. M. De Luca, R. Di. Capua, A. Gambardella, Z. Ristic, R. Vaglio. Electric field effect and superconducting–insulating transition in ‘123’ cuprate superconductors // Supercond. Sci. Technol., 2009, 22, p. 034010 (8 pp.); [doi: 10.1088/0953-2048/22/3/034010](https://doi.org/10.1088/0953-2048/22/3/034010).
- [9] Y. Zhou, S. Ramanathan. Correlated electron materials and field effect transistors for logic: A review // Crit. Rev. Solid State Mater. Sci., 2013, 38, p. 286–317; [doi: 10.1080/10408436.2012.719131](https://doi.org/10.1080/10408436.2012.719131).
- [10] В.Д. Лахно. Математические основы трансляционно-инвариантной биполярной теории сверхпроводимости. М.: ИПМ им. М.В. Келдыша, 2021; doi.org/10.20948/mono-2021-lakhno; V.D. Lakhno. High-Temperature superconductivity. Bipolaron Mechanism; De Gruyter: Berlin, Germany; Boston, MA, USA, 2022; doi.org/10.1515/9783110786668.
- [11] С.М. Зи. Физика полупроводниковых приборов: В 2-х книгах. Пер. с англ. 2-е перераб. и доп. изд. М.: Мир, 1984. Кн.1. 456 с. Кн.2. 456 с.
- [12] R.E. Glover, M.D. Sherill. Changes in Superconducting Critical Temperature Produced by Electrostatic Charging // Phys. Rev. Lett., 1960, 5 (6), p.248-250; [doi: 10.1103/PhysRevLett.5.248](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.5.248).
- [13] Ю.В. Гоменюк, В.З. Лозовский, В.С. Лысенко, К.И. Походня, О.В. Снитко, Т.Н. Светленко, И.П. Тягульский. Аномальное изменение свойств высокотемпературных сверхпроводников Y-Ba-Cu-O в сильных электростатических полях // ДАН УССР Сер. А, 1989, В.11, с. 49-51.
- [14] J. Mannhart. Changes in the superconducting properties of high T_c cuprates produced by applied electric fields // Modern Physics Letters B, 1992, 6, Issue 10, p. 555–571; [doi: 10.1142/S0217984992000648](https://doi.org/10.1142/S0217984992000648).

- [15] J. Mannhart, J.G. Bednorz, K.A. Müller, D.G. Schlom, J. Strobel. Electric field effect in high T_c superconductors // *J. Alloys and Compounds.*, 1993, 195, p. 519–526; [doi: 10.1016/0925-8388\(93\)90791-K](https://doi.org/10.1016/0925-8388(93)90791-K).
- [16] X.X. Xi, Q. Li, C. Doughty, C. Kwon, S. Bhattacharaya, A.T. Findikoglu, T. Venkatesan. Effects of field-induced hole-density modulation on normal-state and superconducting transport in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ // *Appl. Phys Lett.*, 1991, 59(26), p. 3470–3472; [doi: 10.1103/PhysRevLett.68.1240](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.68.1240).
- [17] J. Mannhart, J. Strobel, J.G. Bednorz, Ch. Gerber. Large electric field effects in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ films containing weak links // *Appl. Phys Lett.*, 1993, 62(6), p. 630–632; [doi:10.1063/1.108877](https://doi.org/10.1063/1.108877).
- [18] L.D. Alegria, C.G.L. Bottcher, A.K. Saydjari, A.T. Pierce, S.H. Lee, S.P. Harvey, U. Vool, A. Yacoby. High-energy quasiparticle injection into mesoscopic superconductors // *Nature Nanotechnology*, 2021, 16, p.404–408, ISSN 1748-3395; [doi: 10.1038/s41565-020-00834-8](https://doi.org/10.1038/s41565-020-00834-8).
- [19] I. Golokolenov, A. Guthrie, S.Kafanov, Y.A. Pashkin, V.Tsepelin. On the origin of the controversial electrostatic field effect in superconductors // *Nature Communications*, 2021, 12, p. 2747; [doi: 10.1038/s41467-021-22998-0](https://doi.org/10.1038/s41467-021-22998-0).
- [20] P. Orús, V.M. Fomin, J.M. de Teresa, R. Córdoba. Critical current modulation induced by an electric field in superconducting tungsten-carbon nanowires. *Sci Rep*, 2021, 11, p. 17698; [doi:10.1038/s41598-021-97075-z](https://doi.org/10.1038/s41598-021-97075-z).
- [21] J. Basset, O. Stanisavljević, M. Kuzmanović, J. Gabelli, C.H.L. Quay, J. Estève, M. Aprili. Gate-assisted phase fluctuations in all-metallic Josephson junctions // *Phys. Rev. Research*, 2021, 3(4), p. 043169; [doi:10.1103/PhysRevResearch.3.043169](https://doi.org/10.1103/PhysRevResearch.3.043169).
- [22] M.F. Ritter, N. Crescini, D.Z.Haxell, M.Hinderling, H. Riel, C. Bruder, A. Fuhrer, F. Nichele. Out-of-equilibrium phonons in gated superconducting switches // *Nature Electronics*, 2021, 5, p. 71–77; [doi:10.1038/s41928-022-00721-1](https://doi.org/10.1038/s41928-022-00721-1).
- [23] T. Elalaily, O. Kürtössy, Z. Scherübl, M. Berke, G. Fülöp, I.E. Lukács, T. Kanne, J. Nygard, K. Watanabe, T. Taniguchi, P. Makk, S. Csonka. Gate-Controlled Supercurrent in Epitaxial Al/InAs Nanowires // *Nano Letters*, 2021, 21, p. 9684–9690; [doi: 10.1021/acs.nanolett.1c03493](https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.1c03493).
- [24] J. Clarke, A. I. Braginski. *The SQUID Handbook: Fundamentals and Technology of SQUIDs and SQUID Systems* / Editor(s): John Clarke, Alex I. Braginski. (Weinheim : Wiley, 2004. 409 p.), Print ISBN:9783527402298 |Online ISBN:9783527603640; [doi:10.1002/3527603646](https://doi.org/10.1002/3527603646).
- [25] F. Giazotto, J. T. Peltonen, M. Meschke, J. P. Pekola. Superconducting quantum interference proximity transistor // *Nat. Phys.*, 2010, 6, p. 254–259; [doi: 10.1038/nphys1537](https://doi.org/10.1038/nphys1537).

- [26] E. Strambini, S. D'Ambrosio, F. Vischi, F. S. Bergeret, Yu. V. Nazarov, F. Giazotto. The ω -SQUIPT as a tool to phase-engineer Josephson topological materials // *Nat. Nanotech.*, 2016, 11, p. 1055–1059; [doi:10.1038/nnano.2016.157](https://doi.org/10.1038/nnano.2016.157).
- [27] F. Giazotto, M. J. Martínez-Pérez. The Josephson heat interferometer // *Nature*, 2012, 492, p. 401–405; [doi: 10.1038/nature11702](https://doi.org/10.1038/nature11702).
- [28] A. Fornieri, F. Giazotto. Towards phase-coherent caloritronics in superconducting circuits // *Nat. Nanotech.*, 2017, 12, p.944–952; [doi:10.1038/nnano.2017.204](https://doi.org/10.1038/nnano.2017.204).
- [29] G. N. Gol'tsman, O. Okunev, G. Chulkova, A. Semenov, K. Smirnov, B. Voronov, A. Dzardanov, A. Lipatov. Picosecond superconducting single-photon optical detector // *Appl. Phys. Lett.*, 2001, 79 (6), p. 705–707; [doi:10.1063/1.1388868](https://doi.org/10.1063/1.1388868).
- [30] T. W. Larsen, K. D. Petersson, F. Kuemmeth, T. S. Jespersen, P. Krogstrup, J. Nygård, C. M. Marcus. Semiconductor-Nanowire-Based Superconducting Qubit // *Phys. Rev. Lett.*, 2015, 115, 127001; [doi: 10.1103/PhysRevLett.115.127001](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.115.127001).
- [31] G. de Lange, B. van Heck, A. Bruno, D. J. van Woerkom, A. Geresdi, S. R. Plissard, E. P. A. M Bakkers, A. R. Akhmerov, L. DiCarlo. Realization of Microwave Quantum Circuits Using Hybrid Superconducting-Semiconducting Nanowire Josephson Elements // *Phys. Rev. Lett.*, 2015, 115, 127002; [doi:10.1103/PhysRevLett.115.127002](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.115.127002).
- [32] J. E. Mooij, T. P. Orlando, L. Levitov, L. Tian, C. H. van der Wal, S. Lloyd. Josephson persistent-current qubit // *Science*, 1999, 285 (5430), p. 1036-1039; [doi:10.1126/science.285.5430.1036](https://doi.org/10.1126/science.285.5430.1036).
- [33] J. M. Martinis, S. Nam, J. Aumentado, C. Urbina. Rabi Oscillations in a Large Josephson-Junction Qubit // *Phys. Rev. Lett.*, 2002, 89, p. 117901; [doi:10.1103/PhysRevLett.89.117901](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.89.117901).
- [34] Q-Y. Zhao, A. N. McCaughan, A. E. Dane, K. K. Berggren, T. Oortlepp. A nanocryotron comparator can connect single-flux-quantum circuits to conventional electronics // *Supercond. Sci. Technol.*, 2017, 30, p. 044002; [doi: 10.1088/1361-6668/aa5f33](https://doi.org/10.1088/1361-6668/aa5f33).
- [35] H.J.H. Smilde, A.A. Golubov, A.G. Rijnders, J.M. Dekkers, S. Hakema, D.H.A. Blank, H. Rogalla, H. Hilgencamp. Admixtures to d-Wave Gap Symmetry in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ Superconducting Films Measured by Angle-Resolved Electron Tunneling // *Phys. Rev. Lett.*, 2005, 95, p. 257001; [doi:10.1103/PhysRevLett.95.257001](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.95.257001).
- [36] J.R. Kirtley, C.C. Tsuei, A.C.J.M. Verwijs, S. Harkema, H. Hilgencamp. Angle-resolved phase sensitive determination of the in-plane symmetry in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ // *Nature Physics*, 2006, 2, p.190–194; [doi:10.1038/nphys215](https://doi.org/10.1038/nphys215).

- [37] G. de Simoni, F. Paolucci, P. Solinas. Metallic supercurrent field-effect transistor // *Nature Nanotech*, 2018, 13, p. 802–805; doi:[10.1038/s41565-018-0190-3](https://doi.org/10.1038/s41565-018-0190-3).
- [38] F. Paolucci, G. De Simoni, P. Solinas, E. Strambini, C. Puglia, N. Ligato, F. Giazotto. Field-effect control of metallic superconducting systems // *AVS Quantum Science*, 2019, 1, p. 016501; doi:[10.1116/1.5129364](https://doi.org/10.1116/1.5129364).
- [39] F. Paolucci, F. Vischi, G. de Simoni, C. Guarcello, P. Solinas, F. Giazotto. Field-Effect Controllable Metallic Josephson Interferometer // *Nano Lett*, 2019, 19, p. 6263; doi:[10.1021/acs.nanolett.9b02369](https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.9b02369).
- [40] P. Virtanen, A. Braggio, F. Giazotto. Superconducting size effect in thin films under electric field: Mean-field self-consistent model // *Phys. Rev*, 2019, B 100, p. 224506; doi: [10.1103/PhysRevB.100.224506](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.100.224506).
- [41] A. Amoretty. Avenues of Quantum Field Theory in Curved Spacetime (AQFTCS 2022) // *Journal of Physics: Conference Series*, 2023, 2531, p. 012001, IOP Publishing; doi:[10.1088/1742-6596/2531/1/012001](https://doi.org/10.1088/1742-6596/2531/1/012001).
- [42] G. Dubuis, A. T. Bollinger, D. Pavuna, I. Božović. Electric field effect on superconductivity in $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ // *J. App Phys*, 2012, 111, p. 112632; doi:[10.1063/1.4726158](https://doi.org/10.1063/1.4726158).
- [43] K. Ueno, S. Nakamura, H. Shimotani, H. T. Yuan, N. Kimura, T. Nojima, H. Aoki, Y. Iwasa, M. Kawasaki. Discovery of superconductivity in KTaO_3 by electrostatic carrier doping // *Nat. Nanotechnol*, 2011, 6, p. 408–412; doi:[10.1038/nnano.2011.78](https://doi.org/10.1038/nnano.2011.78).
- [44] E. Strambini, S. D'Ambrosio, F. Vischi, F. S. Bergeret, Yu. V. Nazarov, F. Giazotto. The ω -SQUIPT as a tool to phase-engineer Josephson topological materials // *Nat. Nanotech*, 2016, 11, p.1055–1059; doi:[10.1038/nnano.2016.157](https://doi.org/10.1038/nnano.2016.157).