

Вихревые состояния в мезоскопических сверхпроводниках

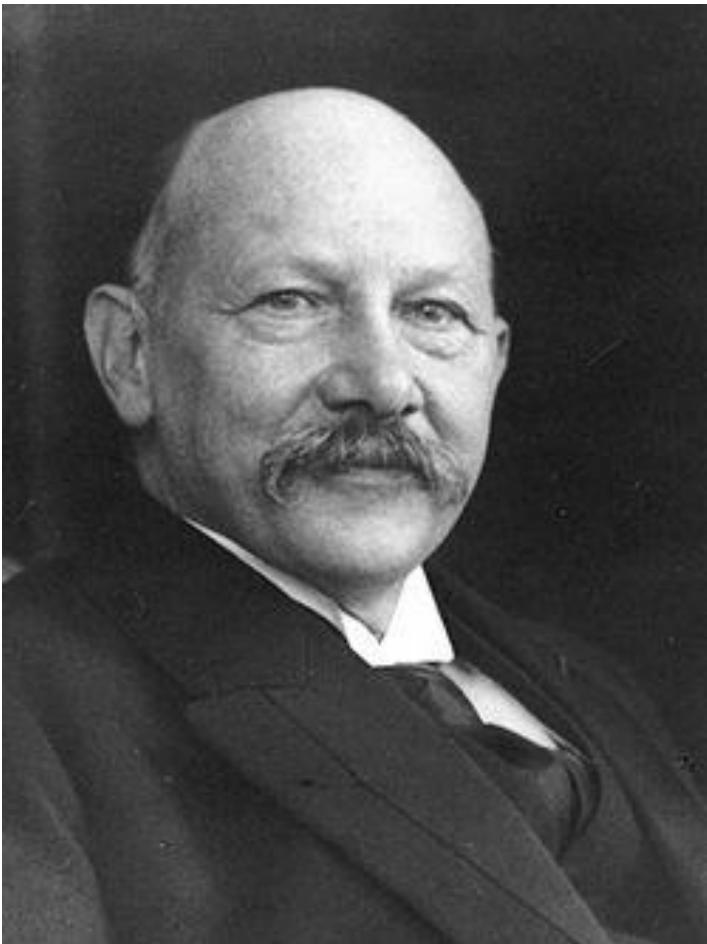
Аспирант I г. о. Ромашкин А.

2015.05.14

План

1. Что такое сверхпроводимость
2. Основные понятия и определения:
 - a) Эффект близости
 - b) Квантование завихренности
 - c) Вихревая решётка, вихри
 - Абрикосовский вихрь
 - Пирловский вихрь
 - Джозефсоновский вихрь
3. Понятие об СТМ/СТС измерениях
4. Экспериментальное наблюдение вихрей
5. Экспериментальная реализация сверхпроводящих мезоскопических структур
6. Эксперимент по наблюдению джозефсоновских вихрей. Статья

Сверхпроводимость

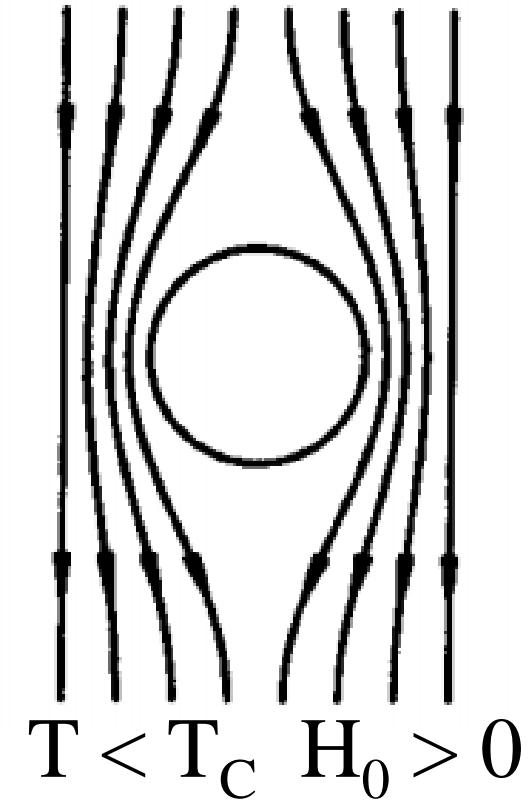
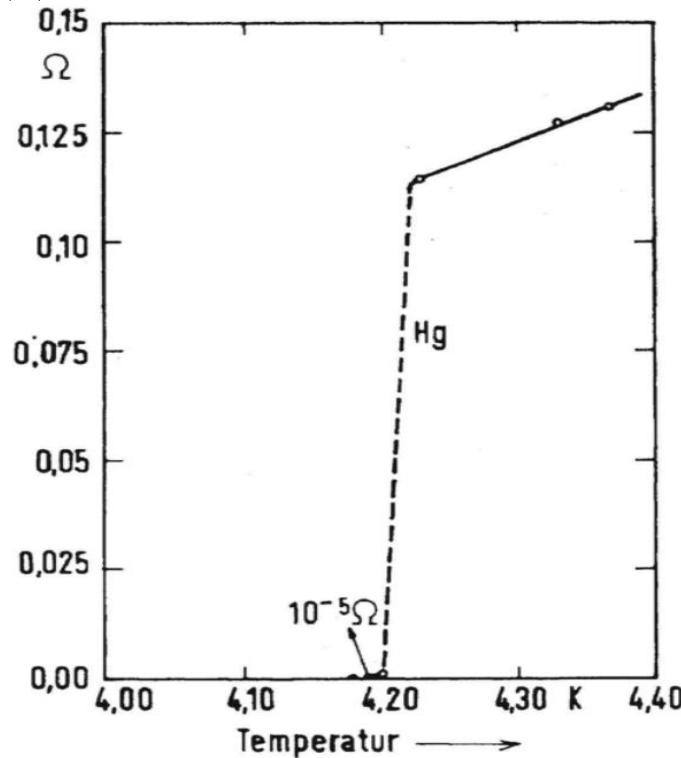


Хейке Камерлинг-Оннес
лейденский университет,
Нидерланды



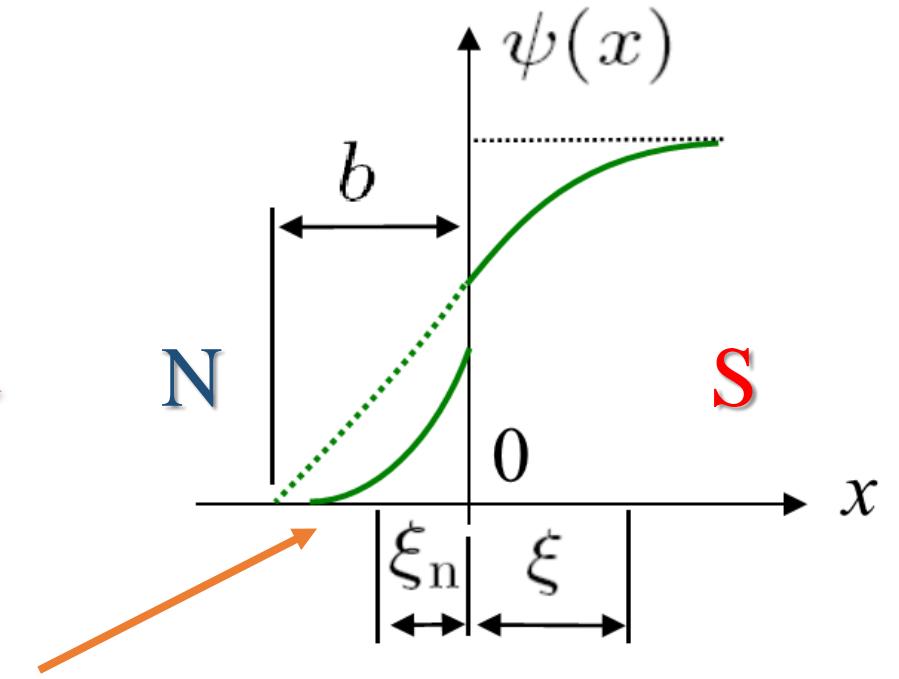
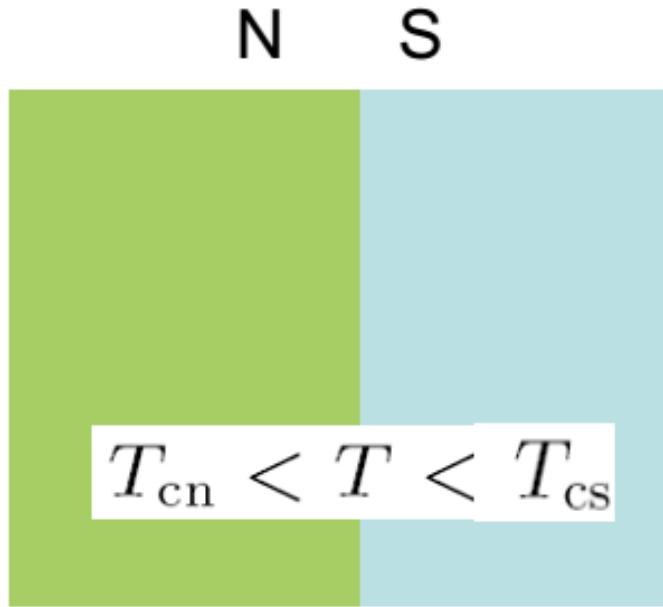
Нобелевская премия 1913 г

«за исследования свойств вещества при низких температурах, которые привели к производству жидкого гелия»



λ – конечная глубина проникновения магнитного поля!

Эффект близости



$$\Psi = \psi_0 e^{-\frac{|x|}{\xi_n}}$$

$$\xi_n \sim 0.1 - 1 \mu\text{m}$$

Квантование завихренности

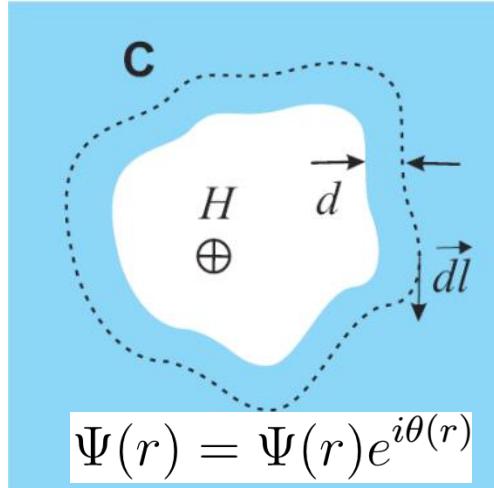
Обобщённый импульс:

$$2m\mathbf{v}_s = \hbar \nabla \theta + \frac{2e}{c} \mathbf{A}$$

Завихренность:

$$\frac{1}{2\pi} \oint_l \nabla \theta d\mathbf{l} = n$$

Квантование магнитного потока:



$$2m \oint \mathbf{v}_s d\mathbf{l} = \hbar \oint \nabla \theta d\mathbf{l} + \frac{2e}{c} \oint \mathbf{A} d\mathbf{l}$$

$$\frac{\phi_0}{2\pi} \oint \nabla \theta d\mathbf{l} = \Phi$$

$$\Phi = n\phi_0$$

$$\phi_0 = \frac{\pi \hbar c}{e} = 2.07 \times 10^{-7} \text{ Г} \cdot \text{см}^2$$

Сверхпроводники I и II рода



Нобелевская премия 2003 г

«за основополагающие работы по теории сверхпроводников и сверхтекущих жидкостей»

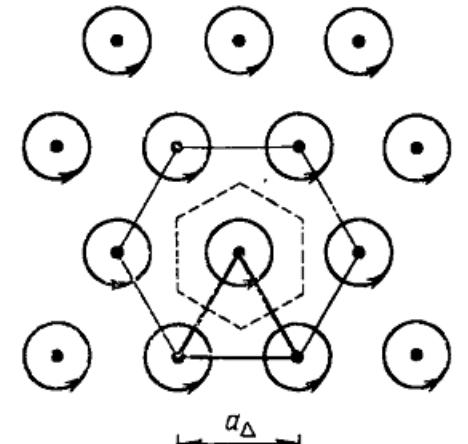
Теоретическое предсказание: 1957 г

Абрикосов А.А.

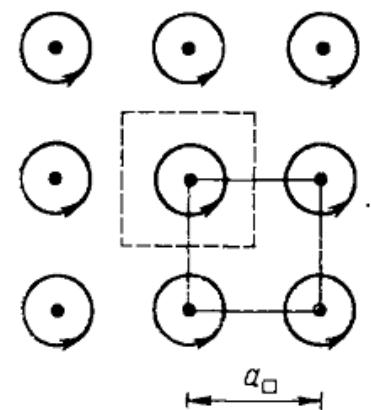
Равновесная диаграмма для массивного сверхпроводника:



Эксперимент: Шубников
Теория: Абрикосов



$$\beta_A = 1.16$$



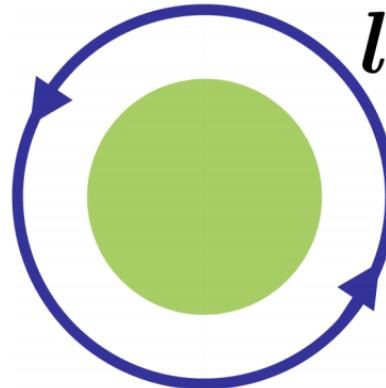
$$\beta_A = 1.18$$

В сверхпроводниках с границами распределение вихрей существенно отличается от их «идеального» равновесного распределения!

Типы вихрей

1. Абрикосовский вихрь (Абрикосов, ЖЭТФ, 1957)
2. Пирловский вихрь (Pearl, APL, 1964)
3. Джозефсоновский вихрь (Ferrel, Prange, PRL, 1963)

1. Одиночный абрикосовский вихрь



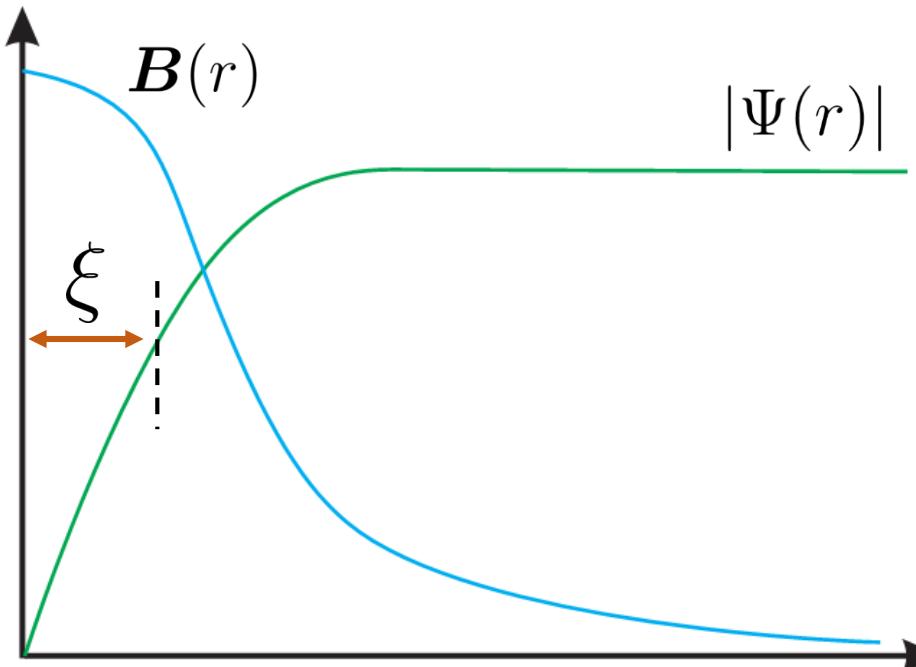
$$\nabla\theta \rightarrow \infty$$

$$\frac{1}{2\pi} \int_S \operatorname{rot} \nabla\theta d\mathbf{S} = \frac{1}{2\pi} \oint_l \nabla\theta d\mathbf{l} = n$$

$$\operatorname{rot} \nabla\theta = 2\pi n \delta(\mathbf{r}) \mathbf{e}^v$$

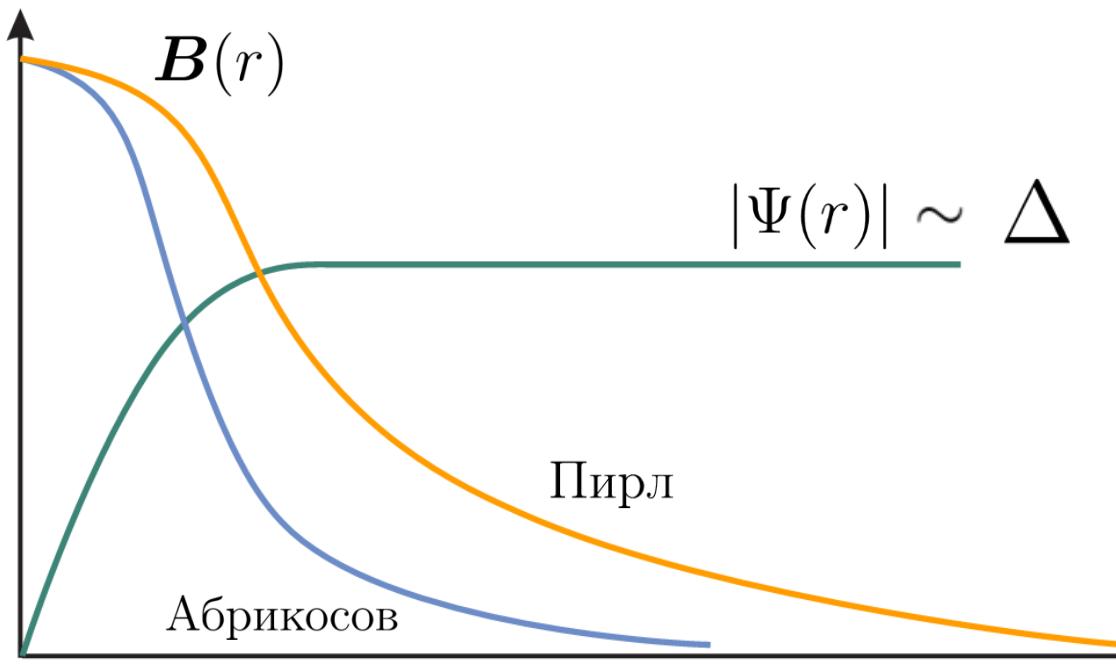
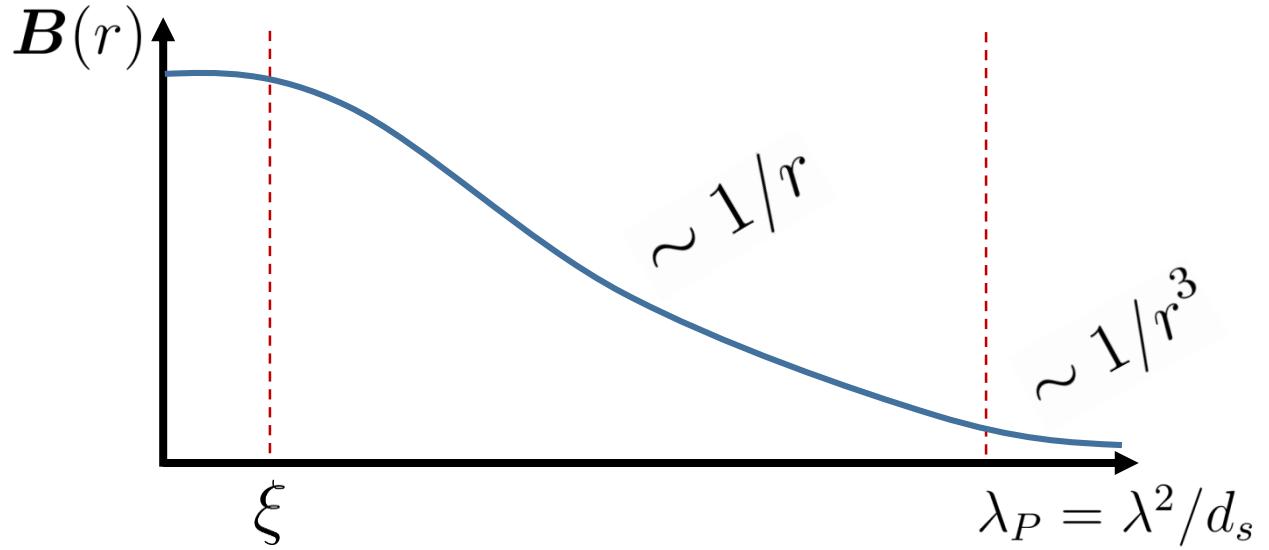
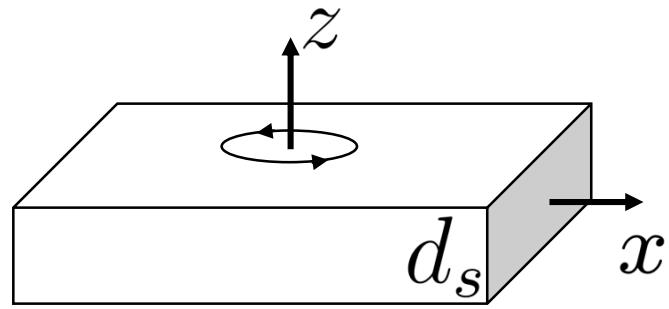
$$\mathbf{B}(r) = \frac{\phi_0}{2\pi\lambda^2} K_0(r/\lambda) \propto \begin{cases} \ln \lambda/r \\ e^{-\lambda/r} / \sqrt{\lambda/r} \end{cases}$$

Асимптотика для пси: $\Psi(r) \propto r^{|n|} e^{in\theta}$

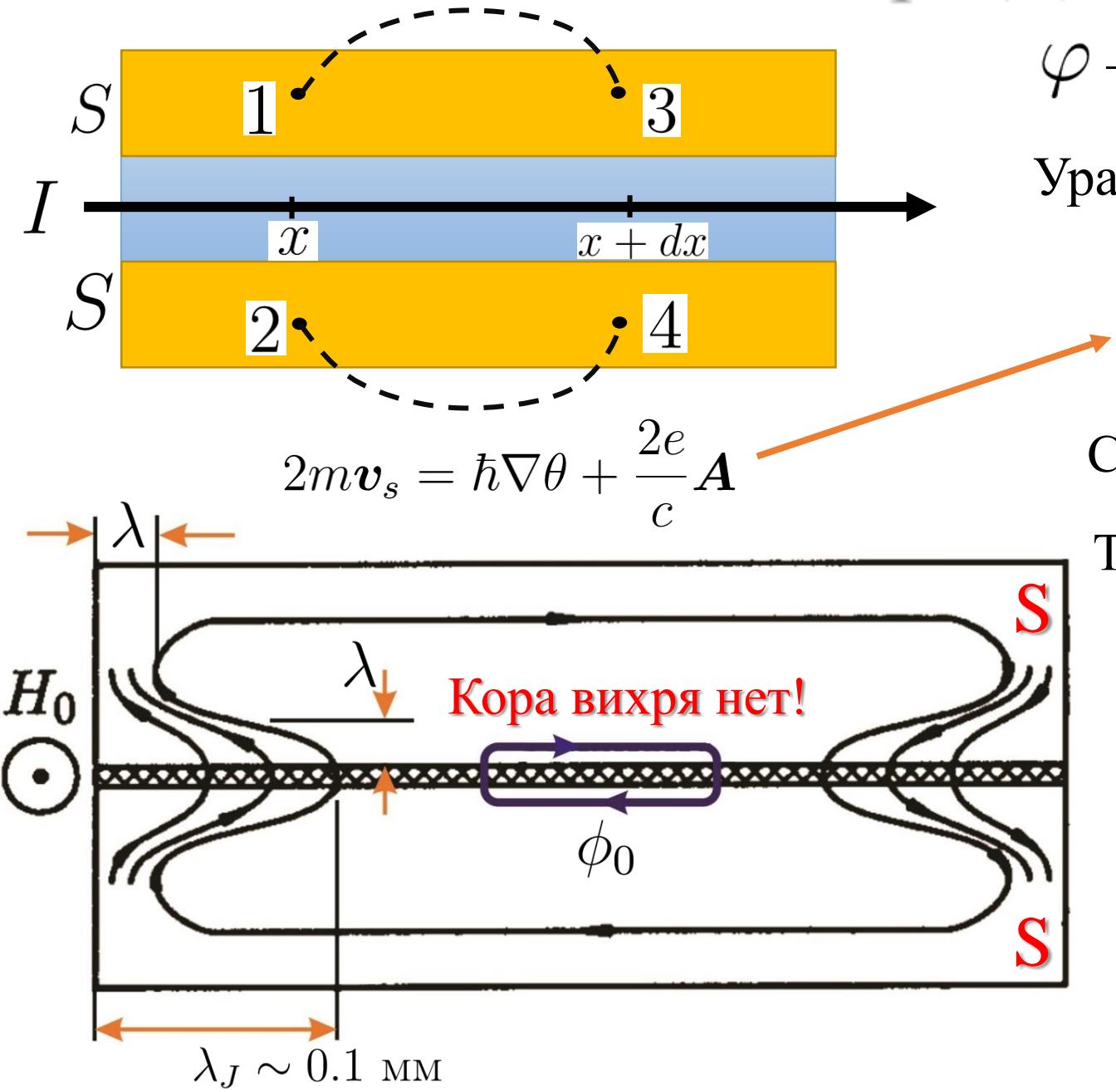


Сердцевина вихря (англ. core) – область с подавленной сверхпроводимостью

2. Вихри в тонких плёнках. Пирловский вихрь



3. Вихри Джозефсона



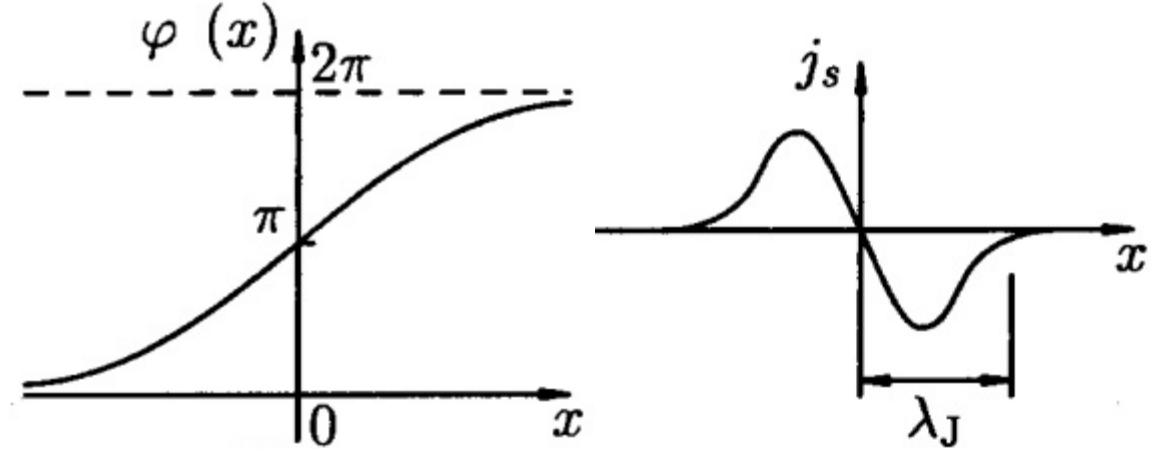
φ – разность фаз волновых функций

Уравнение Феррела-Прейнджа:

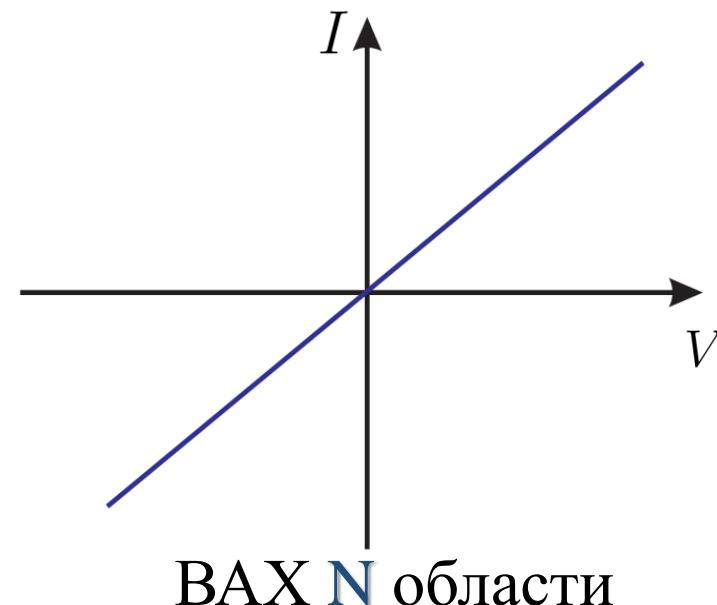
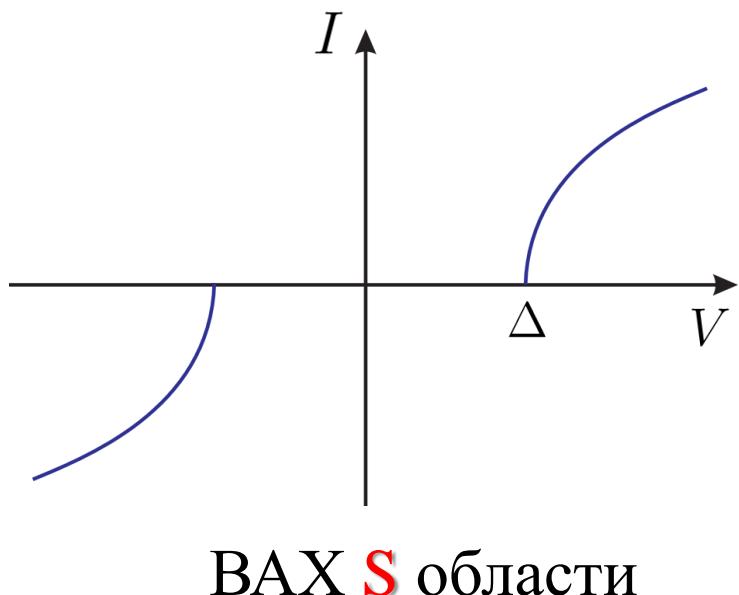
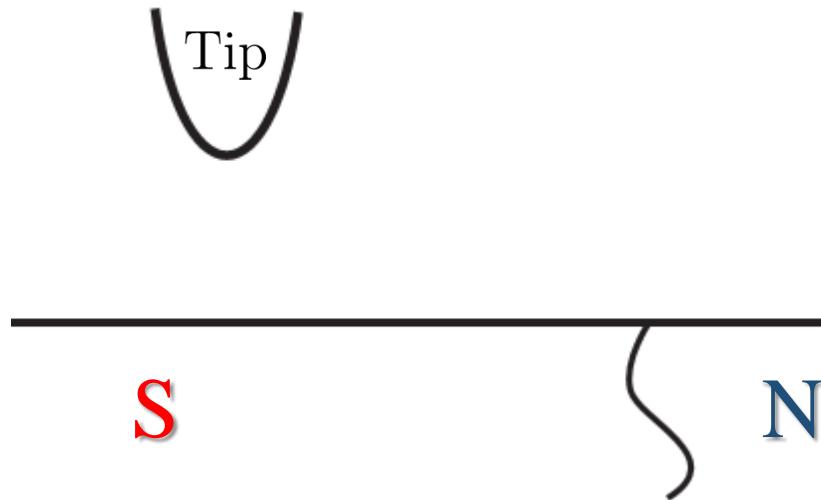
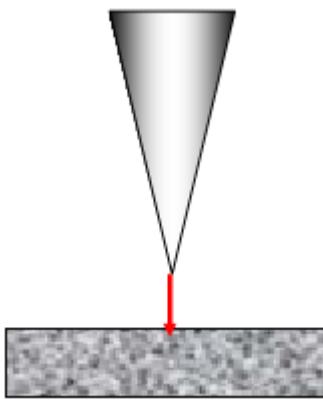
$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{1}{\lambda_J^2} \sin \varphi \quad \lambda_J^2 = \frac{c\phi_0}{8\pi^2 j_c d}$$

Слабые поля: $B = H_0 e^{-x/\lambda_J}$

Точное решение: $\varphi(x) = 4 \arctan e^{x/\lambda_J}$



СТМ/СТС измерения



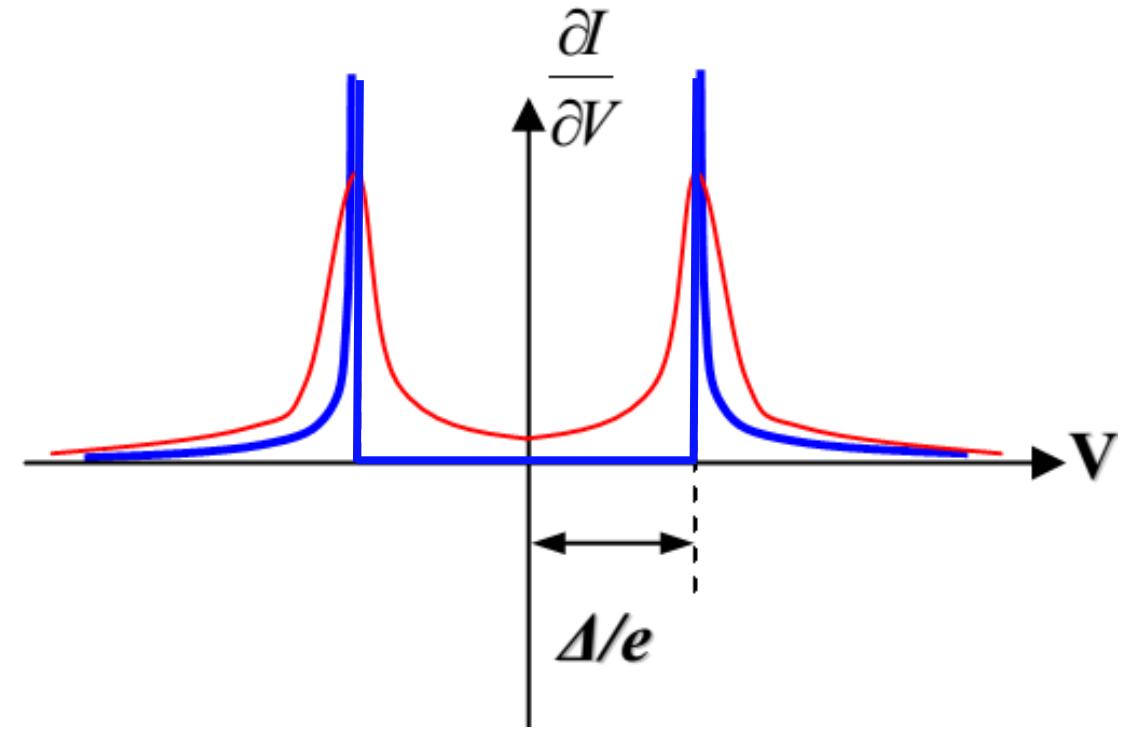
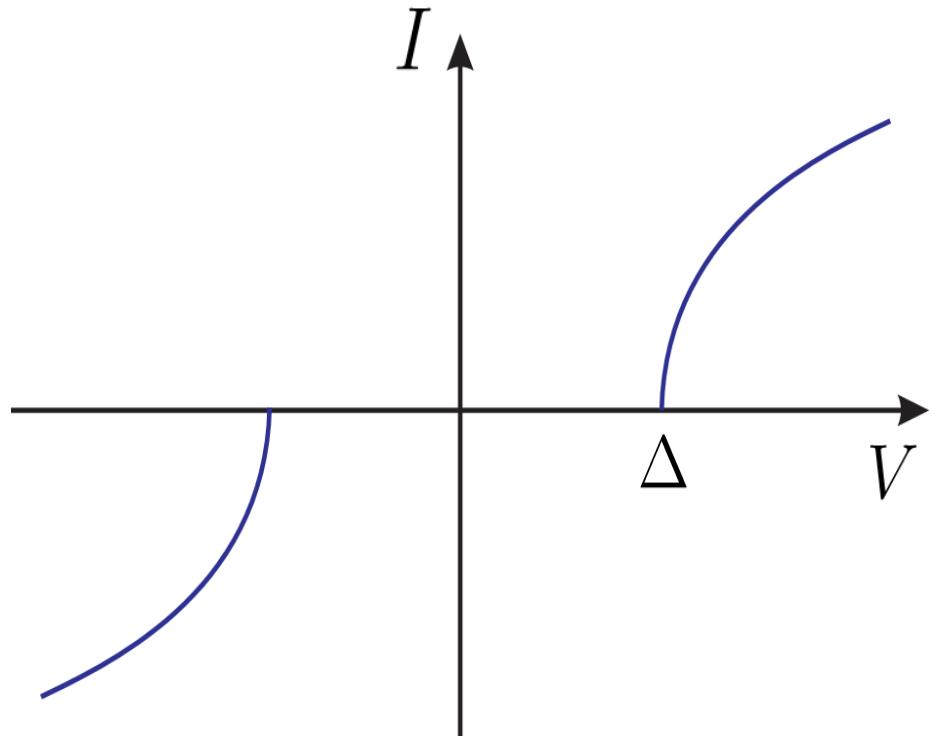
Оценка дифференциальной проводимости

1. Измерение ВАХ и численное дифференцирование
2. Измерение синхронным усилителем амплитуды тока при осциллятором изменении потенциала иглы (lock-in)

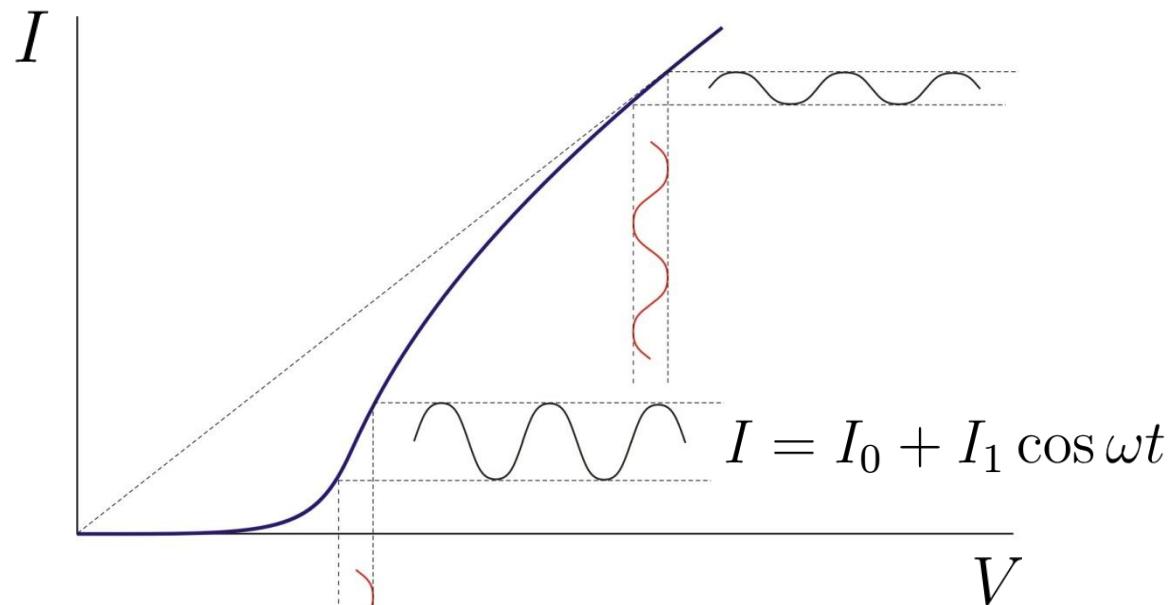
dI/dV как функция eV дает представление от локальной плотности состояний

$$\rho(eV) \sim \frac{\partial I}{\partial V}$$

1. Измерение ВАХ и численное дифференцирование



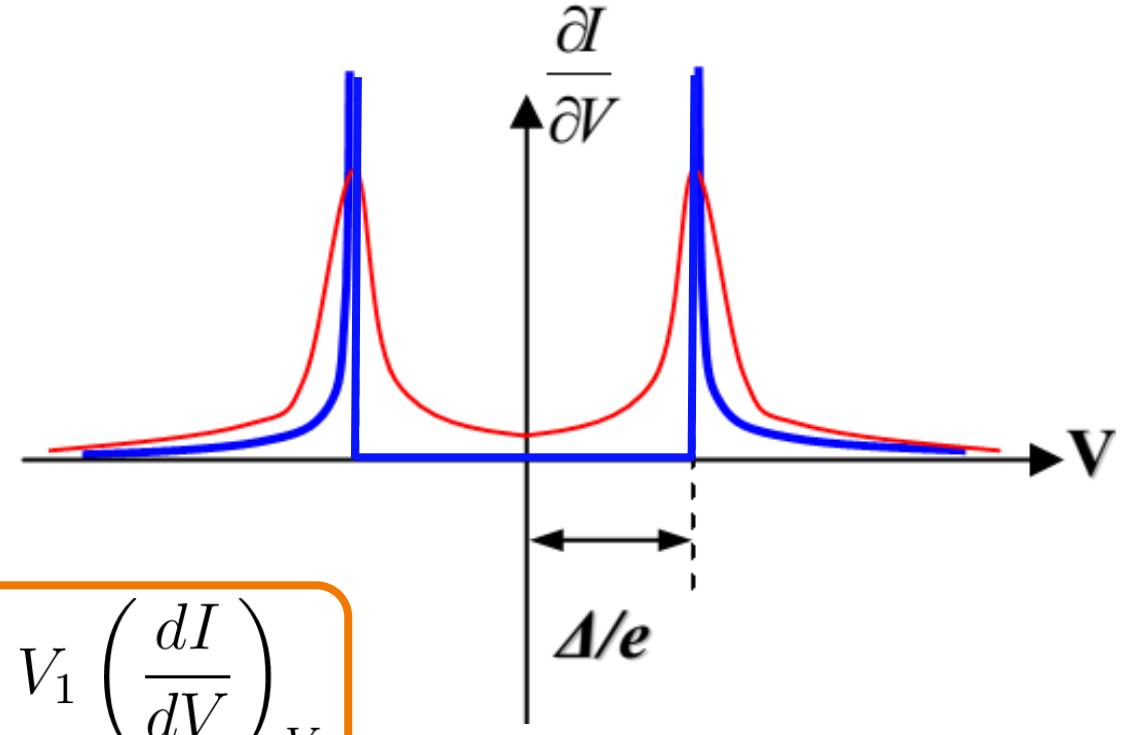
Lock-in



$$V = V_0 + V_1 \cos \omega t$$

$$V_1 = \text{const}$$

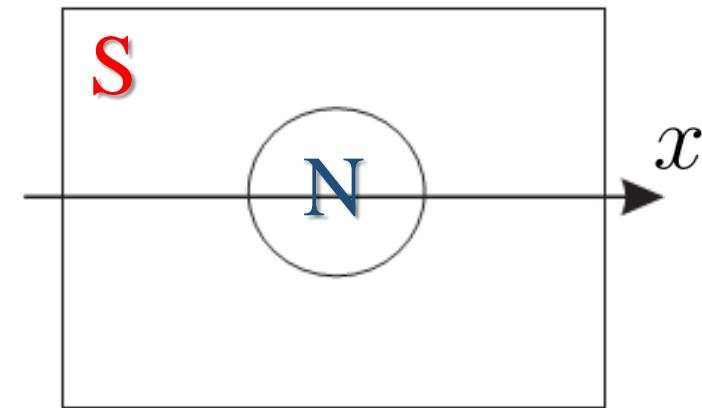
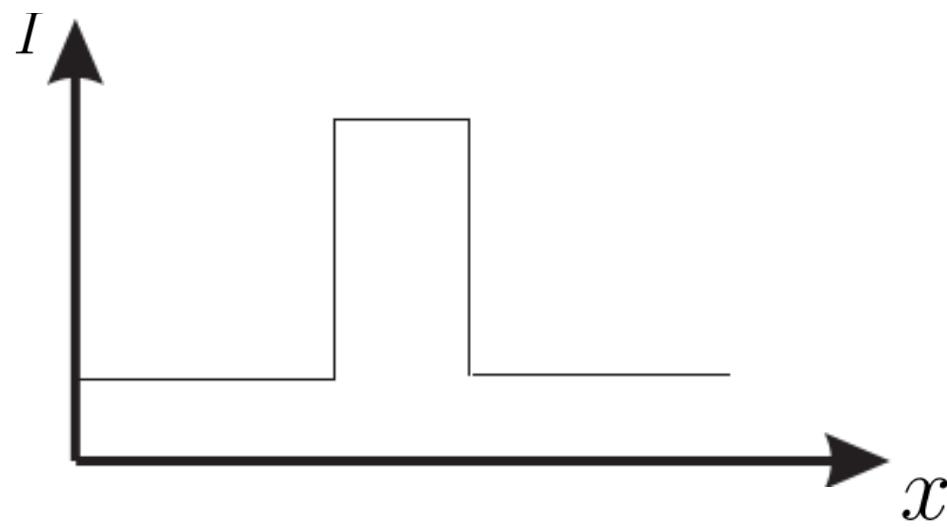
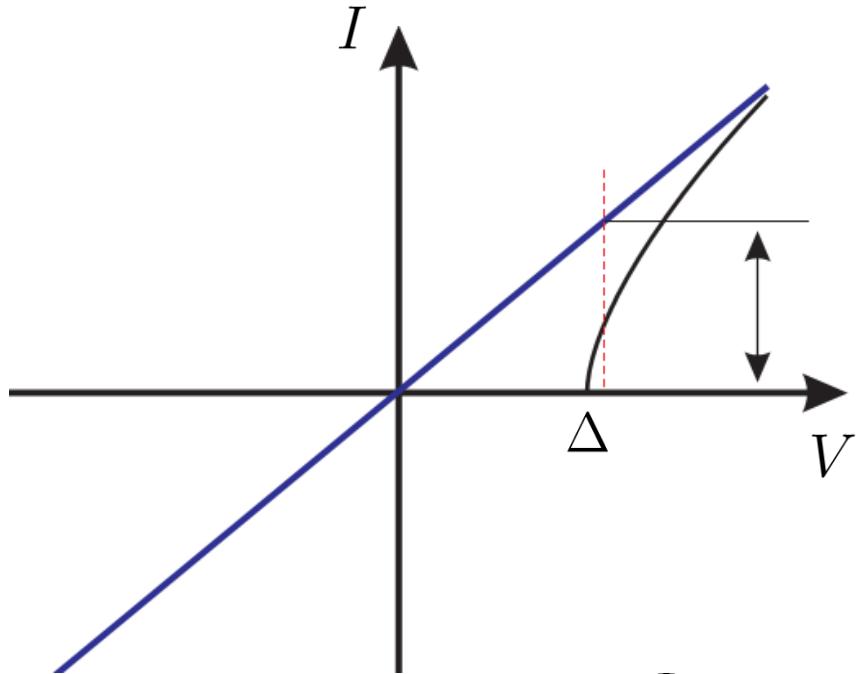
$$I = I_0 + I_1 \cos \omega t$$



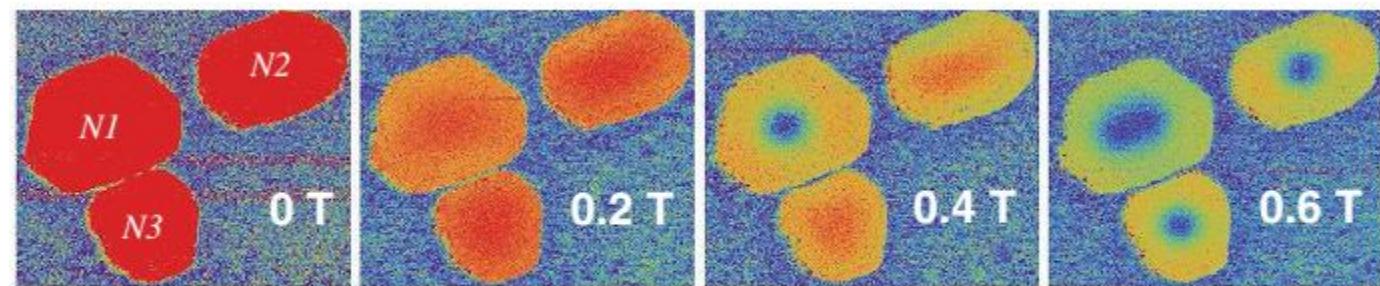
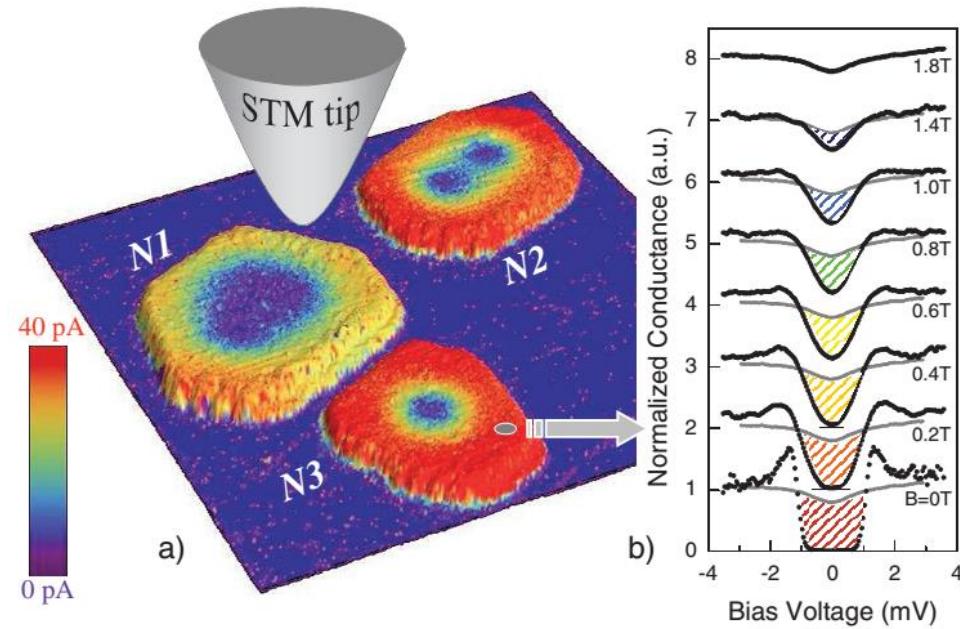
$$I_1 = V_1 \left(\frac{dI}{dV} \right)_{V_0}$$

Наблюдение вихрей

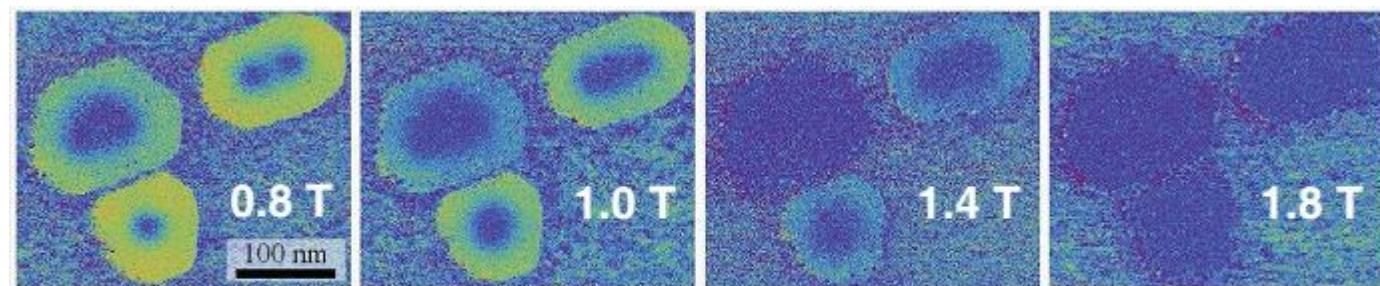
Пример: заданная высота



Экспериментальное наблюдение вихрей



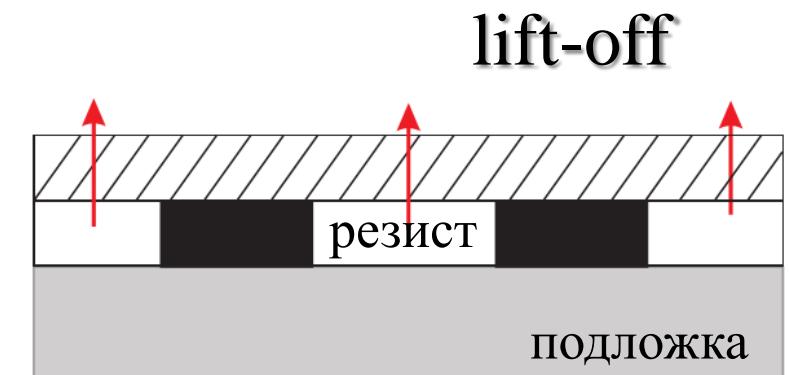
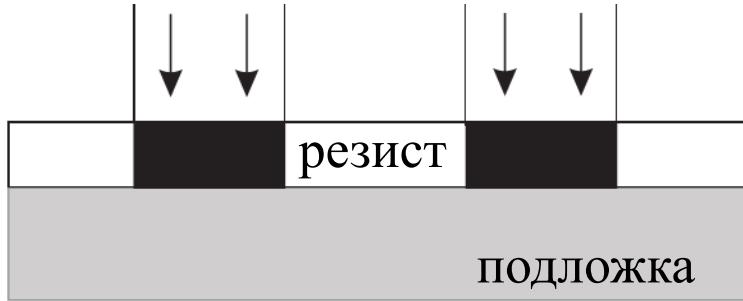
ϕ/ϕ_0	N1	N2	N3	1.0	0.8	0.6	2.1	1.6	1.1	3.1	2.5	1.7
L	0	0	0	0	0	0	1	0	0	2	1	1



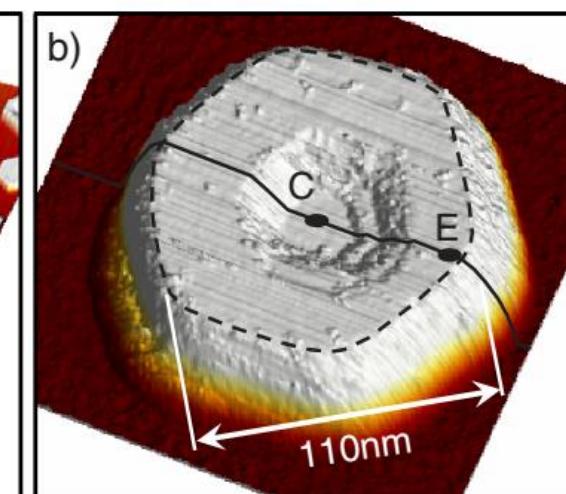
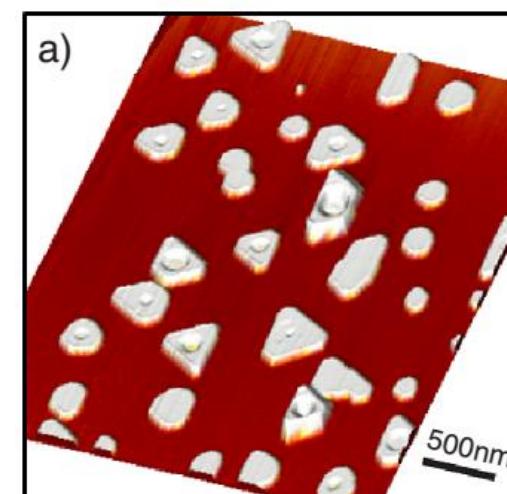
ϕ/ϕ_0	4.2	3.3	2.2	5.2	4.1	2.8	7.3	5.7	3.9	9.4	7.4	5.0
L	3	2	1	4	3	2	-	4	3	-	-	-

Экспериментальная реализация

1. Литография



2. Самоорганизация



Direct observation of Josephson vortex cores

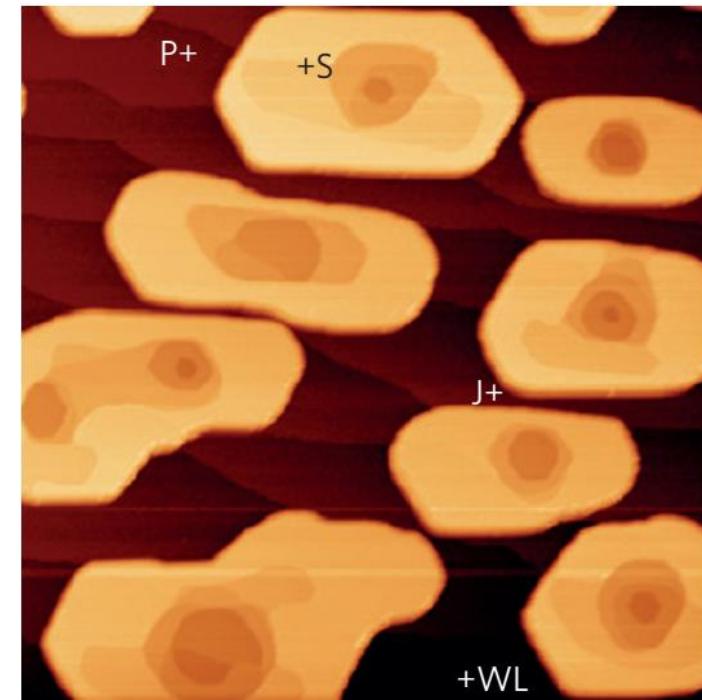
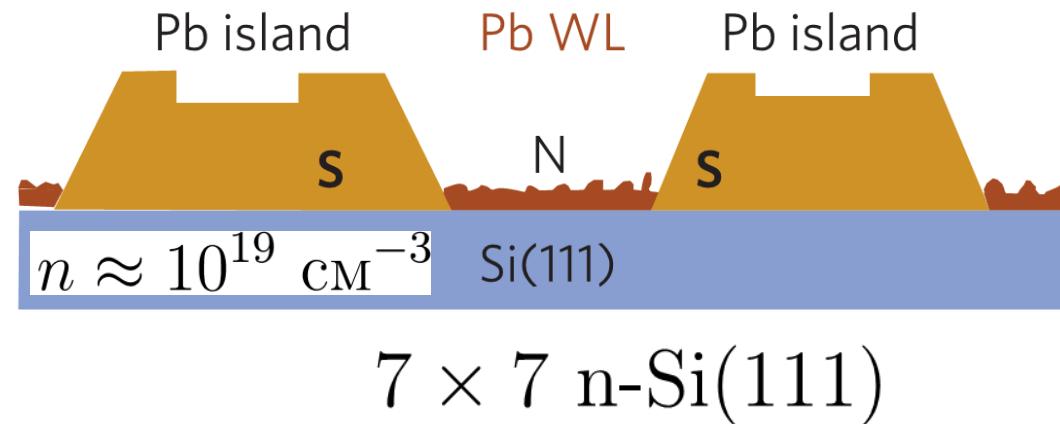
Dimitri Roditchev^{1,2}, Christophe Brun¹, Lise Serrier-Garcia¹, Juan Carlos Cuevas³,
Vagner Henrique Loiola Bessa⁴, Milorad Vlado Milošević^{4,5}, François Debontridder¹,
Vasily Stolyarov¹ and Tristan Cren^{1*}

Superconducting correlations may propagate between two superconductors separated by a tiny insulating or metallic barrier, allowing a dissipationless electric current to flow^{1,2}. In the presence of a magnetic field, the maximum supercurrent oscillates³ and each oscillation corresponding to the entry of one Josephson vortex into the barrier⁴. Josephson vortices are conceptual blocks of advanced quantum devices such as coherent terahertz generators⁵ or qubits for quantum computing⁶, in which on-demand generation and control is crucial. Here, we map superconducting correlations inside proximity Josephson junctions⁷ using scanning tunnelling microscopy. Unexpectedly, we find that such Josephson vortices have real cores, in which the proximity gap is locally suppressed and the normal state recovered. By following the Josephson vortex formation and evolution we demonstrate that they originate from quantum interference of Andreev

be manifested as a spatial modulation of the proximity mini-gap in the quasiparticle excitation spectrum of the normal region of the junction⁷. Thus, Josephson vortices could presumably have normal cores—regions where the proximity gap vanishes, making possible their detection and imaging by, for example, scanning tunnelling microscopy (STM), as is readily done for Abrikosov vortices in superconductors²¹.

With this idea in mind, we created (see Methods) a lateral SNS network of superconducting Pb nanocrystals (yellow areas in Fig. 1a) linked together by an atomically thin Pb wetting layer (brown regions in Fig. 1a). Depending on the growth conditions, the Pb wetting layer is superconducting when it is crystalline^{16,22}, whereas it is metallic when its structure is amorphous²³. The Pb islands become superconducting below a critical temperature $T_c \approx 6.5$ K (refs 24–28). The local tunnelling conductance spectra measured on top of the superconducting islands at $T = 0.3$ K $\ll T_c$

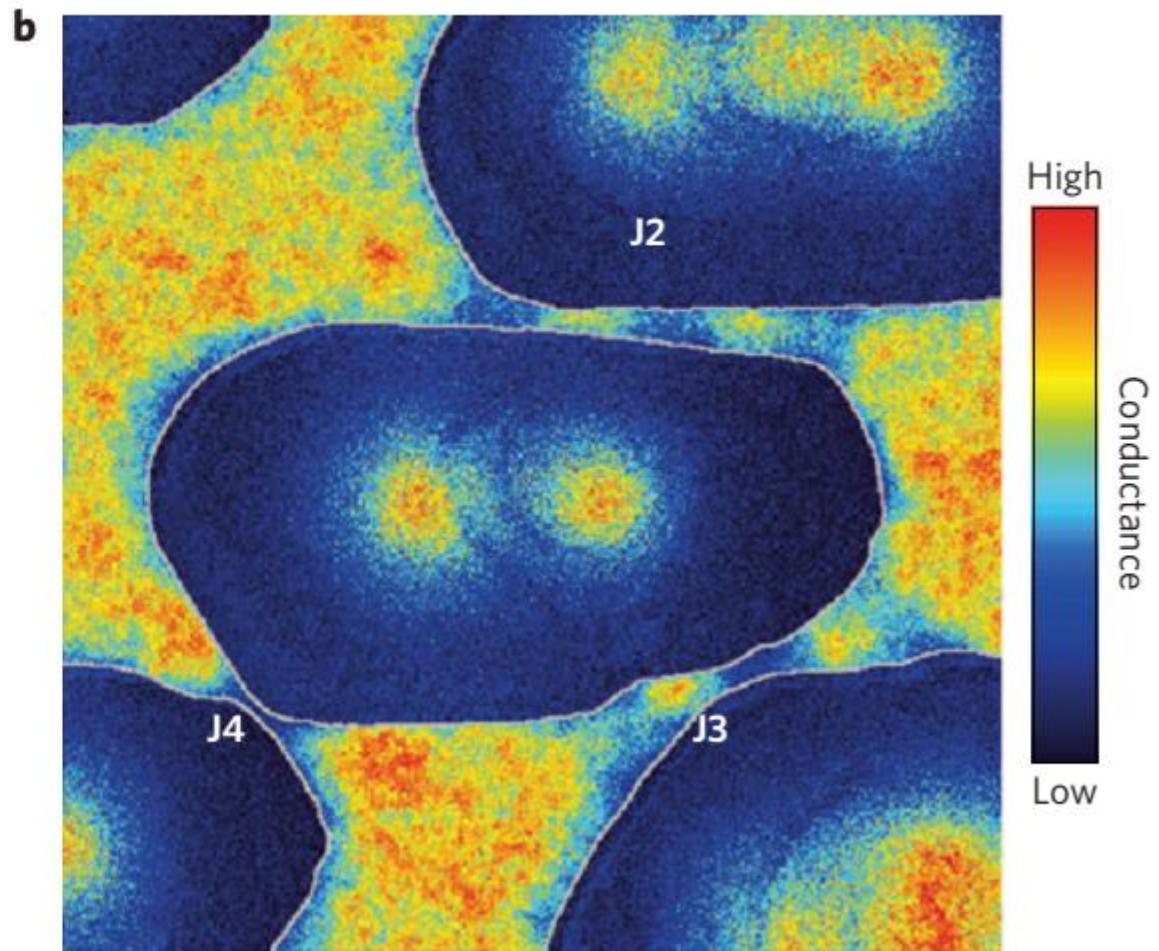
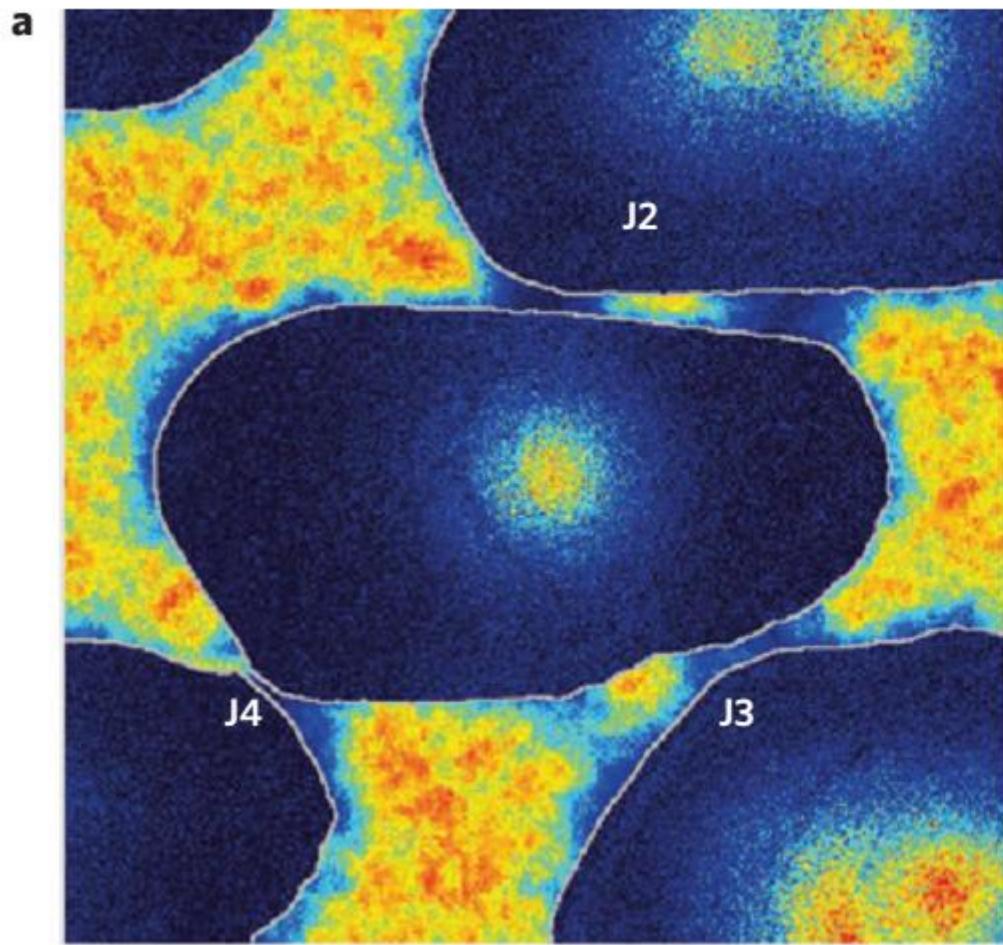
Эксперимент по наблюдению джозефсоновских вихрей



Измерения выполнены при $P < 3 \times 10^{-11}$ мбар

Снимали ВАХ $I = I(V)$, а потом численно дифференцировали dI/dV

Результаты



High
Conductance
Low

400 nm × 400 nm