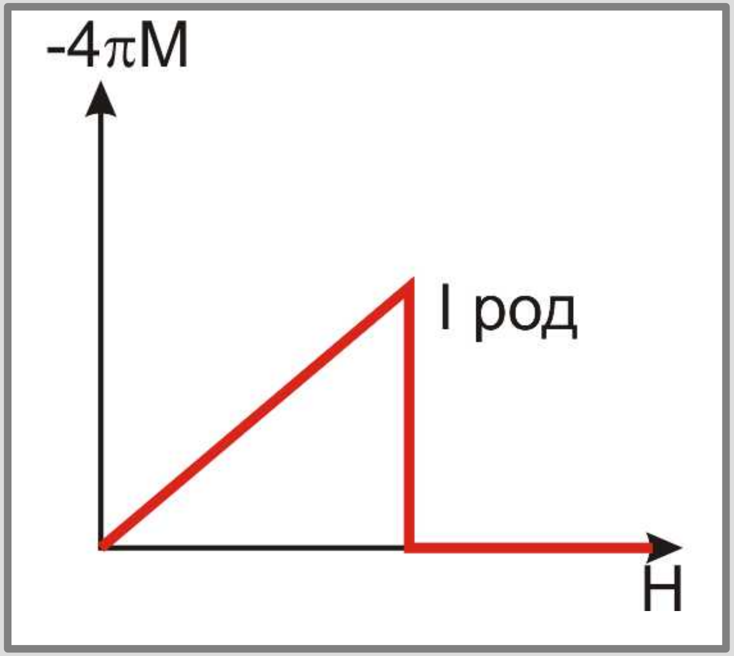
Квантовая макрофизика.

Лекция 9:
Электродинамика сверхпроводников.
Основы микроскопики сверхпроводников.
Сверхпроводники II рода.

Часть 1. Уравнения Лондонов

Связь свободной энергии сверхпроводника с полем разрушения сверхпроводимости.



Сверхпроводник первого рода идеальный диамагнетик вплоть до поля разрушения сверхпроводимости.

$$f_s(H,T)=f_s(H=0,T)+\frac{1}{8\pi}H^2=f_{s0}(T)+\frac{1}{8\pi}H^2$$

Уравнения Лондонов.

двухжидкостная модель+
модель свободных электронов:

$$n = n_n + n_s$$

Уравнения Лондонов.

двухжидкостная модель+
модель свободных электронов:

$$n = n_n + n_s$$

$$\vec{j}_s = -e\, n_s \vec{V}_s$$

$$m \frac{d\vec{V}_s}{dt} = -e\vec{E}$$

$$\frac{d\vec{j}_s}{dt} = \frac{n_s e^2}{m}\vec{E}$$

Уравнения Лондонов.

двухжидкостная модель+
модель свободных электронов:

$$n = n_n + n_s$$

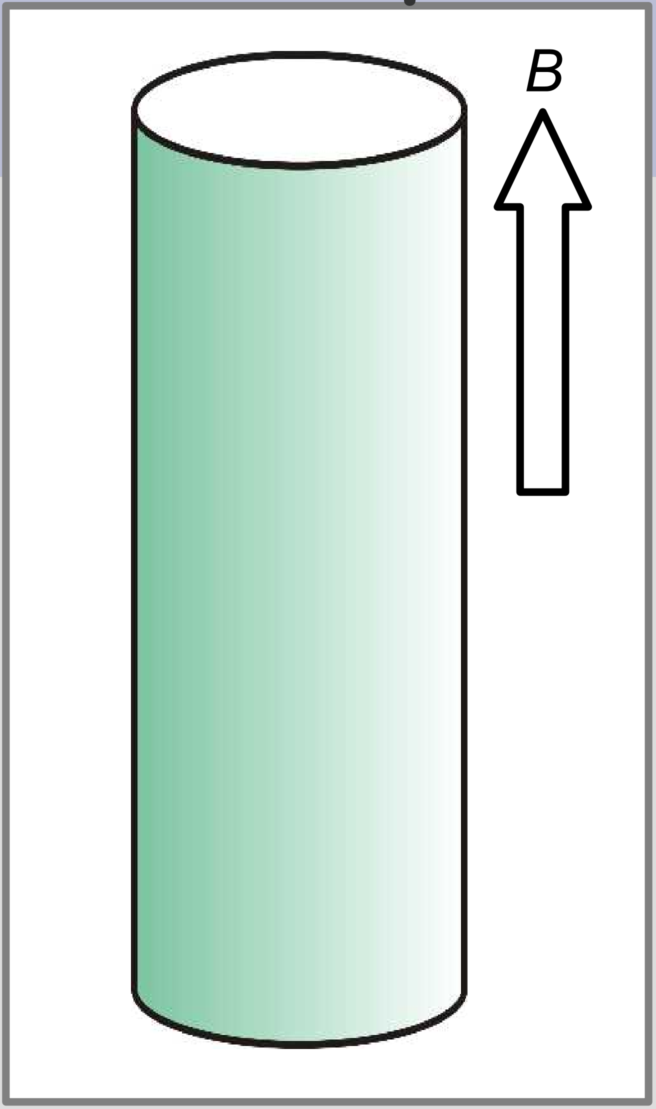
В стационарных условиях напряжённость электрического поля внутри сверхпроводника равна нулю

$$\vec{j}_s = \ldots$$

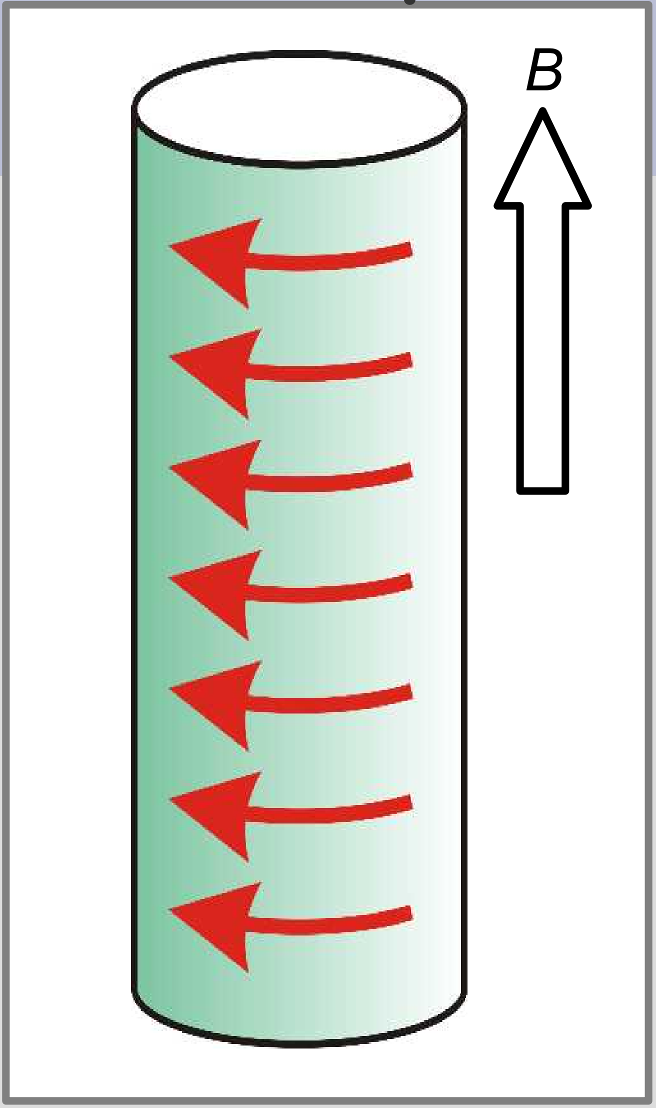
$$m \frac{d}{d\ldots} \ldots$$

$$\frac{d\,\vec{j}_s}{d\,t} = \frac{n_s e^2}{m} \vec{E}$$

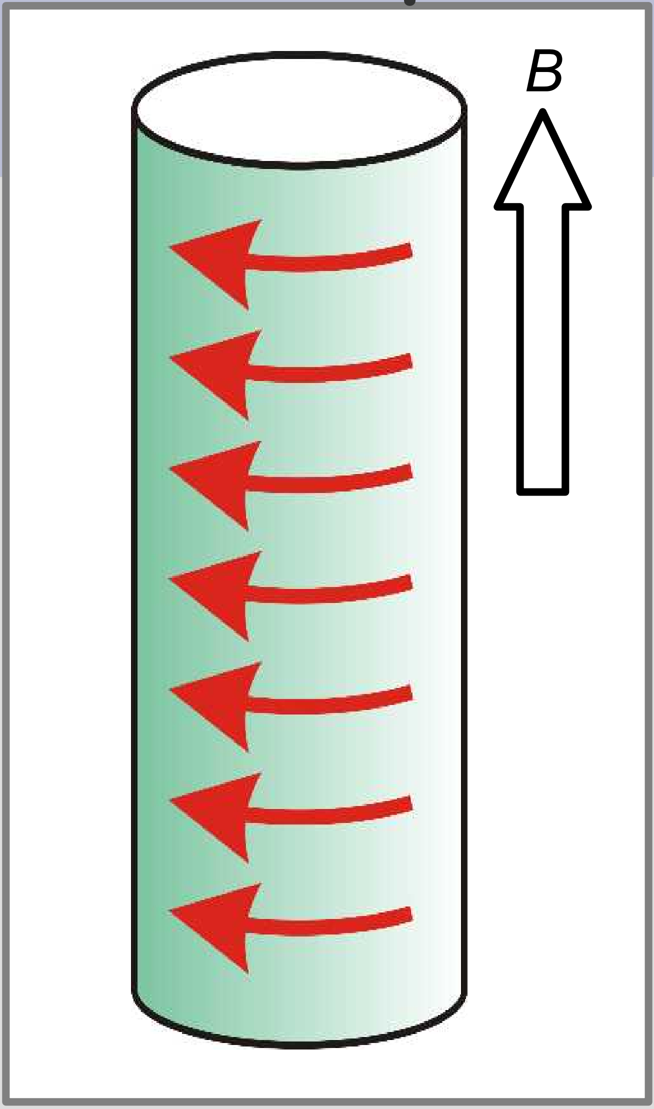
Уравнения Лондонов.



Уравнения Лондонов.



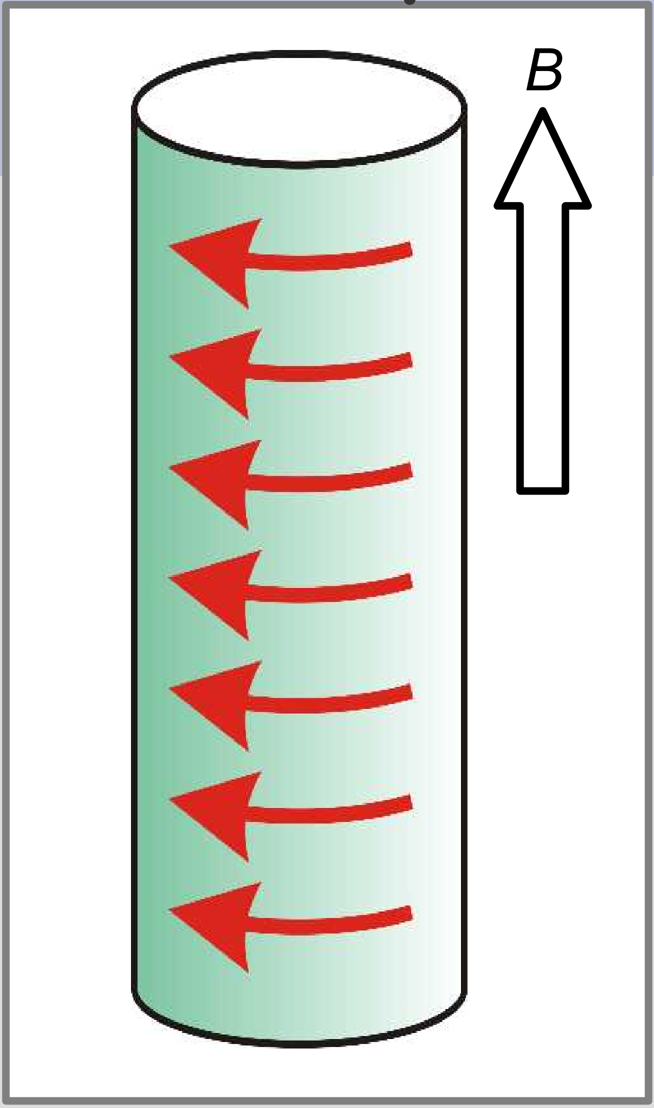
Уравнения Лондонов.



$$rot\,\vec{H} = \frac{4\pi}{c}\vec{j}_s$$

$$w_{кин} = n_s \frac{m V_s^2}{2} = \frac{m}{2 e^2 n_s} j_s^2$$

Уравнения Лондонов.



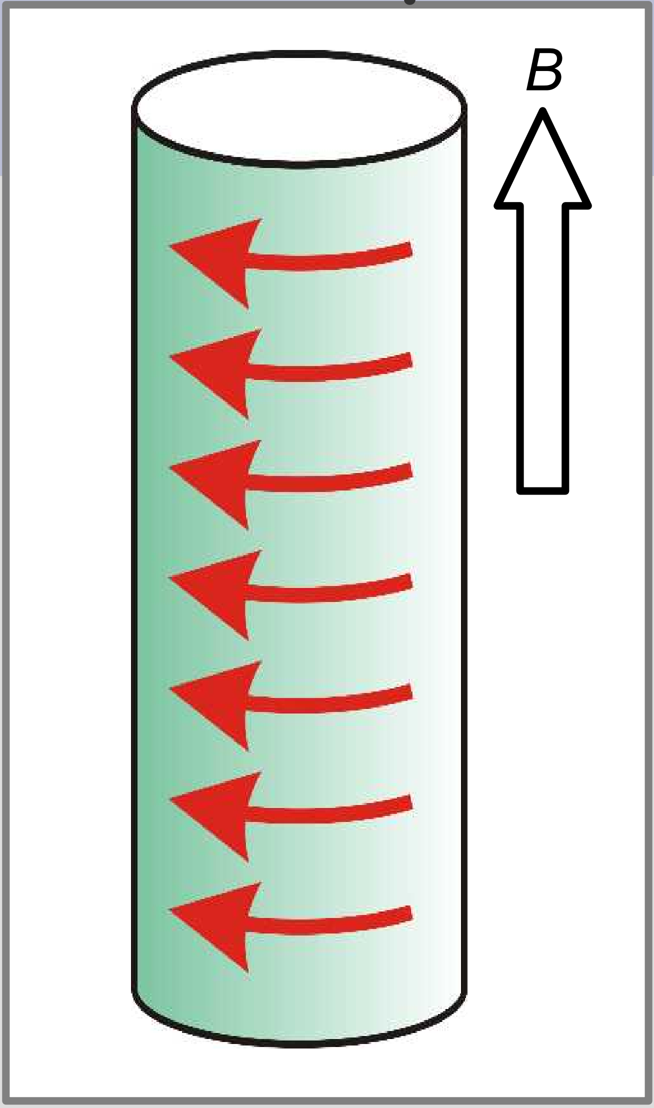
$$rot\,\vec{H} = \frac{4\pi}{c}\vec{j}_s$$

$$w_{кин} = n_s \frac{m V_s^2}{2} = \frac{m}{2 e^2 n_s} j_s^2$$

$$w_{кин} = \frac{\lambda^2}{8\pi}\left(rot\,\vec{H}\right)^2$$

$$\lambda^2 = \frac{m c^2}{4\pi n_s e^2}$$

Уравнения Лондонов.



$$rot\,\vec{H} = \frac{4\pi}{c}\vec{j}_s$$

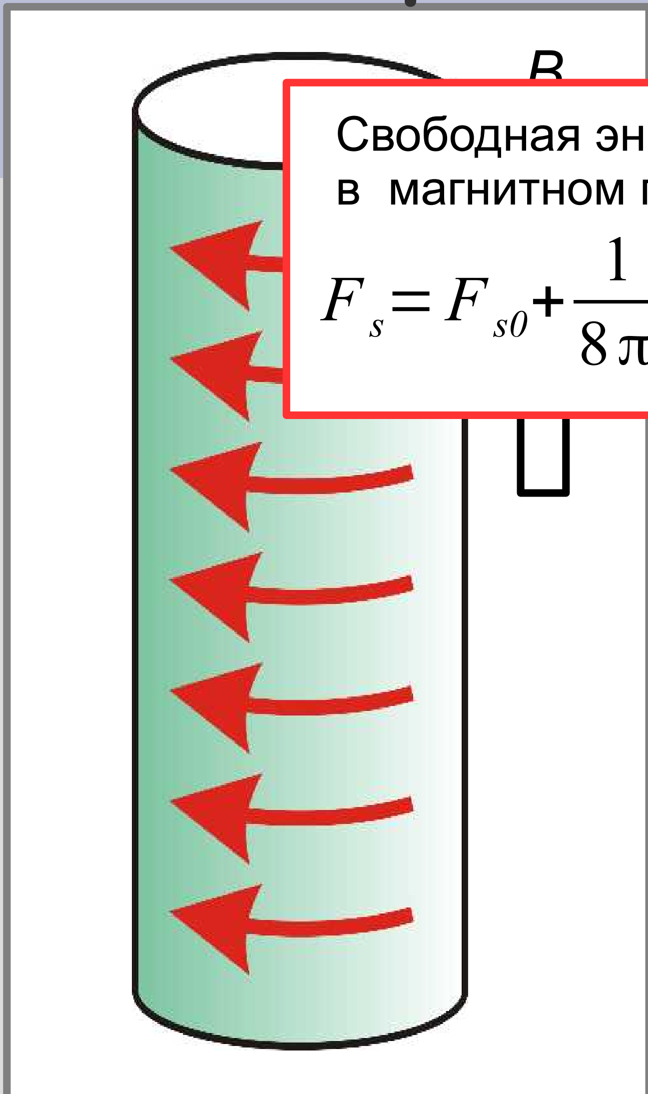
$$w_{кин} = n_s \frac{m V_s^2}{2} = \frac{m}{2 e^2 n_s} j_s^2$$

$$w_{кин} = \frac{\lambda^2}{8\pi}\left(rot\,\vec{H}\right)^2$$

$$\lambda^2 = \frac{m c^2}{4\pi n_s e^2}$$

$$\lambda = \sqrt{\frac{m c^2}{4\pi n_s e^2}} \sim \sqrt{\frac{m c^2}{Ry}\frac{1}{\sqrt{n_s a_0}}} \sim 10^{-5}\ \text{см} = 100\ \text{нм}$$

Уравнения Лондонов.



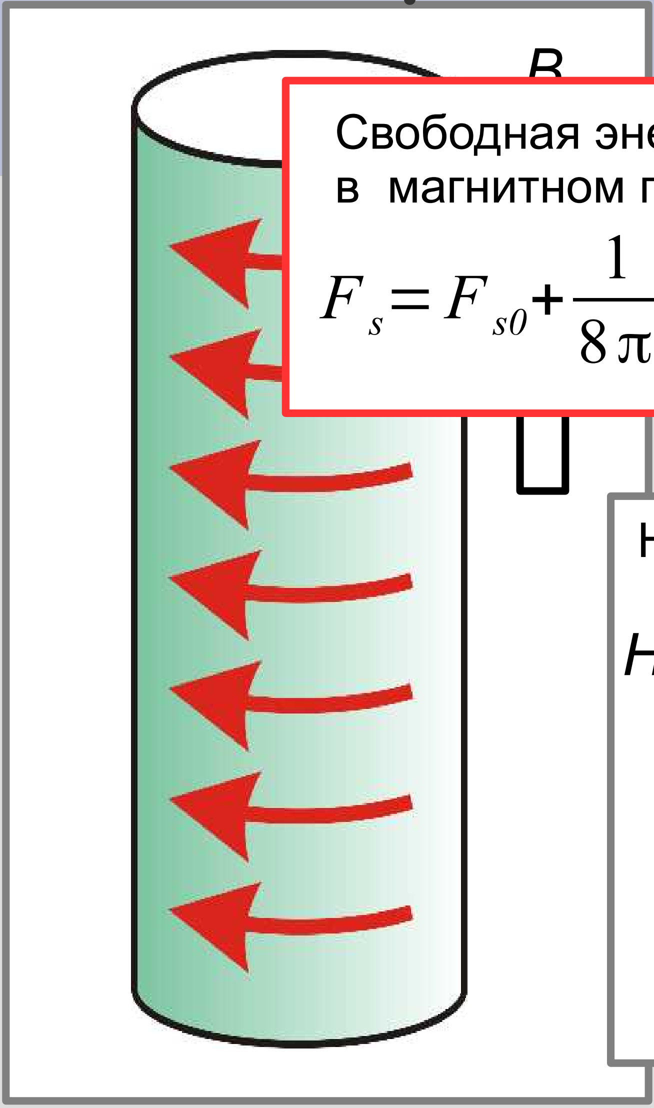
Свободная энергия сверхпроводника
в магнитном поле

$$F_s = F_{s0} + \frac{1}{8\pi}\int \left(H^2 + \lambda^2 rot^2 \vec{H} \right) dV$$

$$w_{кин} = \frac{\lambda^2}{8\pi}\left(rot\,\vec{H} \right)^2$$

$$\lambda^2 = \frac{m c^2}{4\pi n_s e^2}$$

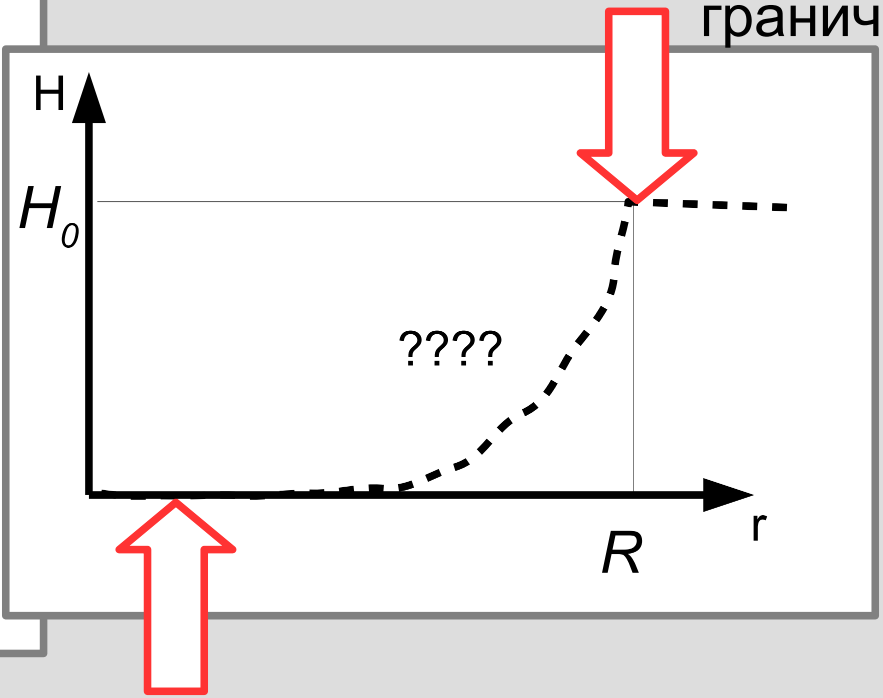
Уравнения Лондонов.



Свободная энергия сверхпроводника
в магнитном поле

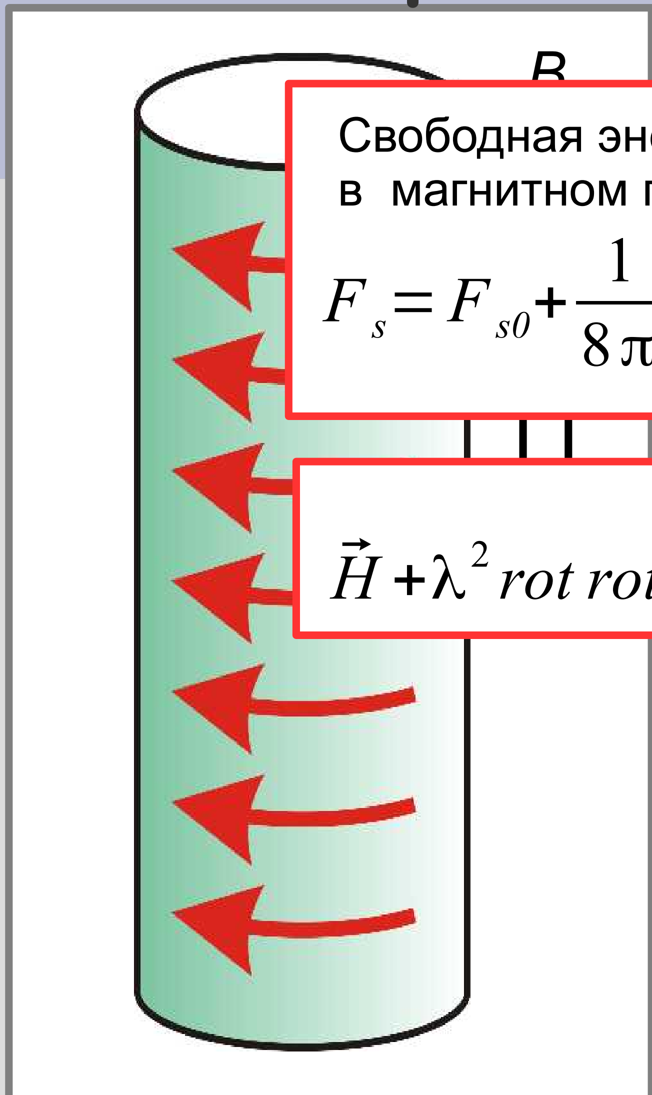
$$F_s = F_{s0} + \frac{1}{8\pi}\int \left(H^2 + \lambda^2 rot^2 \vec{H} \right) dV$$

граничное условие



Эффект Мейснера

Уравнения Лондонов.



Свободная энергия сверхпроводника
в магнитном поле

$$F_s = F_{s0} + \frac{1}{8\pi}\int \left(H^2 + \lambda^2 rot^2 \vec{H} \right) dV$$

$$\vec{H} + \lambda^2 \, rot \, rot \, \vec{H} = 0$$

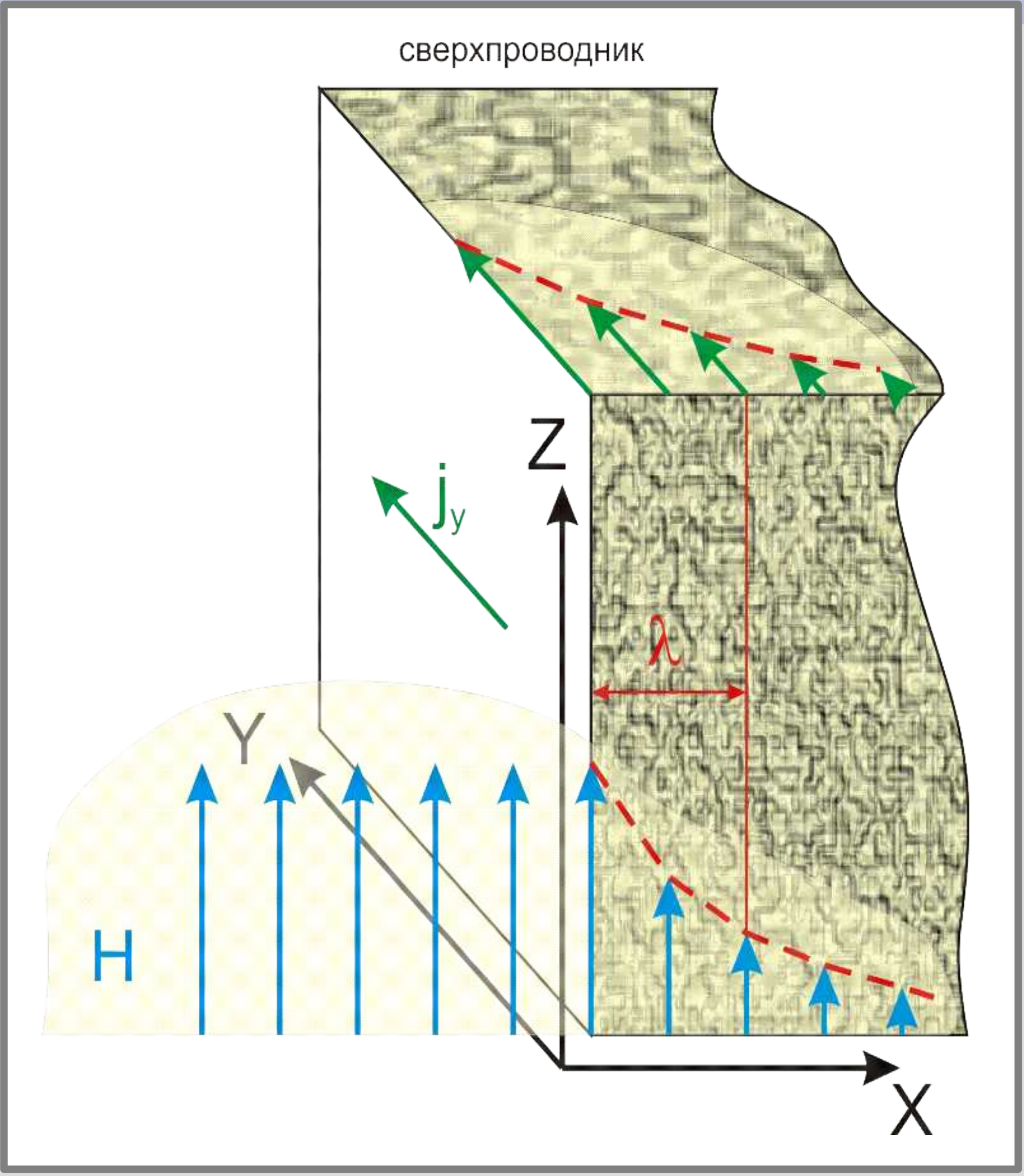
Второе уравнение
Лондонов

Проникновение поля в сверхпроводник.

$$\vec{H}+\lambda^2\, rot\, rot\, \vec{H}=0$$

$$OZ: \quad H_z-\lambda^2\frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2}=0$$

$$H_z(x)=H_z(0)\,e^{-x/\lambda}$$



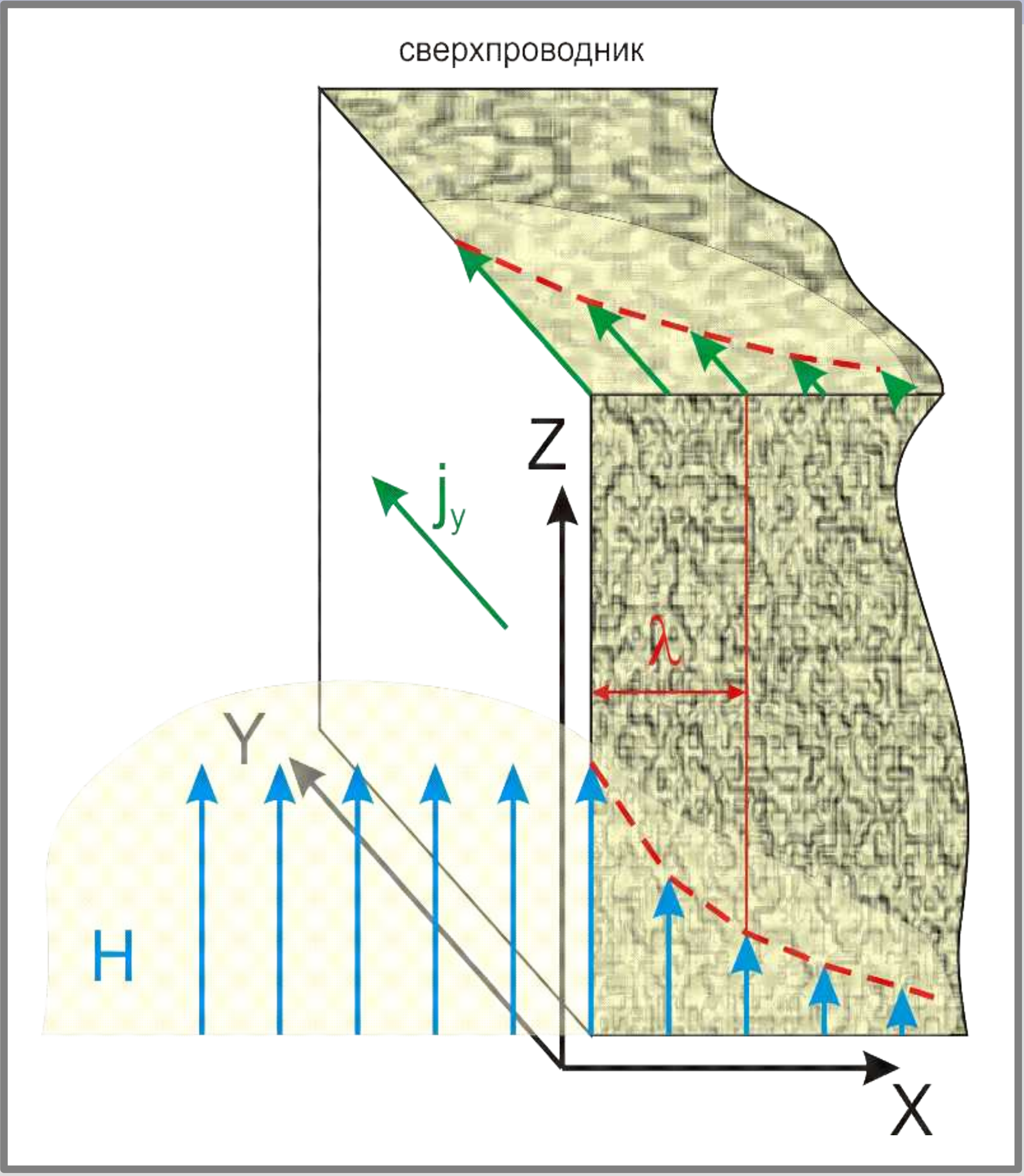
Проникновение поля в сверхпроводник.

$$\vec{H}+\lambda^2 \, rot\, rot\, \vec{H}=0$$

$$OZ: \quad H_z-\lambda^2\frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2}=0$$

$$H_z(x)=H_z(0)e^{-x/\lambda}$$

$$j_y(x)=-\frac{c}{4\pi}\frac{\partial H_z}{\partial x}=j_0 e^{-x/\lambda}$$



Часть 2. Квантовое обобщение уравнения Лондонов. Квантование потока.

Квантовое обобщение уравнения Лондонов.

... Пусть при T=0 *по каким-то причинам* макроскопически большое количество электронов оказывается в одном состоянии...

$$\Psi(r) = C\sqrt{n_s}\, e^{i\,\Theta(\vec{r})}$$

Квантовое обобщение уравнения Лондонов.

... Пусть при T=0 *по каким-то причинам* макроскопически большое количество электронов оказывается в одном состоянии...

$$\Psi(r) = C\sqrt{n_s}\, e^{i\,\Theta(\vec{r})}$$

квантовая механика

$$\hat{H} = \frac{1}{2\mu}\left(\hat{\vec{p}} - \frac{(-q)}{c}\vec{A}\right)^2$$

в магнитном поле

$$\mu \vec{V}_s = \hbar \vec{\nabla}\Theta + \frac{q}{c}\vec{A}$$

Квантовое обобщение уравнения Лондонов.

... Пусть при T=0 *по каким-то причинам* макроскопически большое количество электронов оказывается в одном состоянии...

$$\Psi(r) = C\sqrt{n_s}\, e^{i\Theta(\vec{r})}$$

квантовая механика

$$\hat{H} = \frac{1}{2\mu}\left(\hat{\vec{p}} - \frac{(-q)}{c}\vec{A}\right)^2$$

в магнитном поле

$$\mu \vec{V}_s = \hbar \vec{\nabla}\Theta + \frac{q}{c}\vec{A}$$

$$\vec{V}_s = \frac{\hbar}{\mu}\vec{\nabla}\Theta + \frac{q}{\mu c}\vec{A}$$

Квантовое обобщение уравнения Лондонов.

$$\vec{V}_s = \frac{\hbar}{\mu}\vec{\nabla}\Theta + \frac{q}{\mu c}\vec{A}$$

$$\vec{j}_s = -nq\vec{V}_s = -\frac{c}{4\pi\lambda^2}\left(\vec{A} + \frac{\Phi_0}{2\pi}\vec{\nabla}\Theta\right), \quad \Phi_0 = \frac{2\pi\hbar c}{q}$$

$$\frac{4\pi}{c}\vec{j}_s = rot\,\vec{H} = rot\,rot\,\vec{A}$$

Квантовое обобщение уравнения Лондонов.

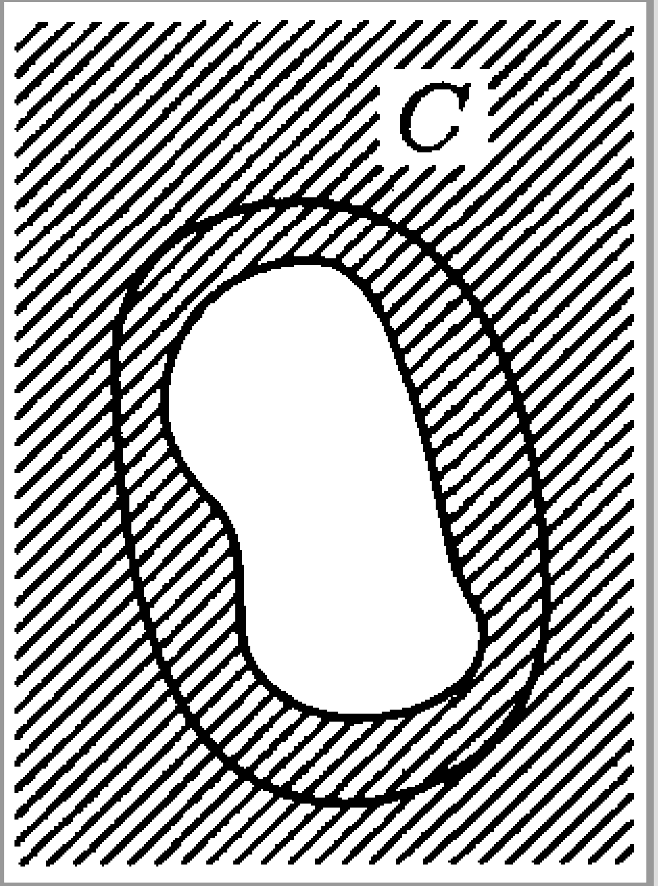
$$\vec{V}_s = \frac{\hbar}{\mu}\vec{\nabla}\Theta + \frac{q}{\mu c}\vec{A}$$

$$\vec{j}_s = -nq\vec{V}_s = -\frac{c}{4\pi\lambda^2}\left(\vec{A} + \frac{\Phi_0}{2\pi}\vec{\nabla}\Theta\right), \quad \Phi_0 = \frac{2\pi\hbar c}{q}$$

$$\frac{4\pi}{c}\vec{j}_s = rot\,\vec{H} = rot\,rot\,\vec{A}$$

$$\boxed{\lambda^2 rot\,rot\,\vec{A} + \vec{A} = -\frac{\Phi_0}{2\pi}\vec{\nabla}\Theta}$$

Квантование магнитного потока.

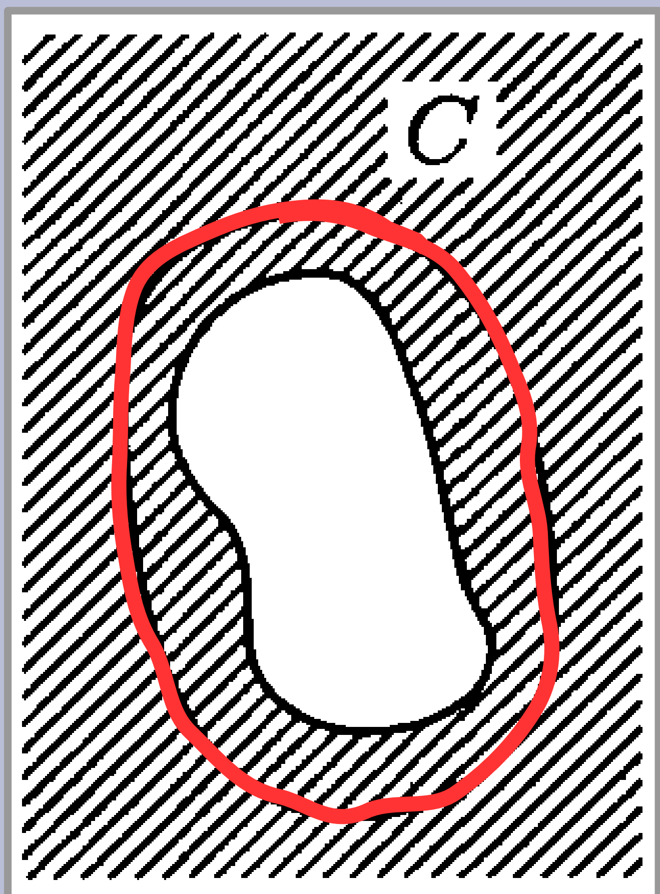


$$\vec{j}_s = -\frac{n_s q}{\mu}\left(\hbar\vec{\nabla}\Theta + \frac{q}{c}\vec{A}\right) = -\frac{c}{4\pi\lambda^2}\left(\vec{A} + \frac{\Phi_0}{2\pi}\vec{\nabla}\Theta\right)$$

Цилиндрическая полость в массивном сверхпроводнике и контур обхода этой полости вдали от границ. Из книги Шмидта

Квантовани тного потока.

$$j_s = 0$$

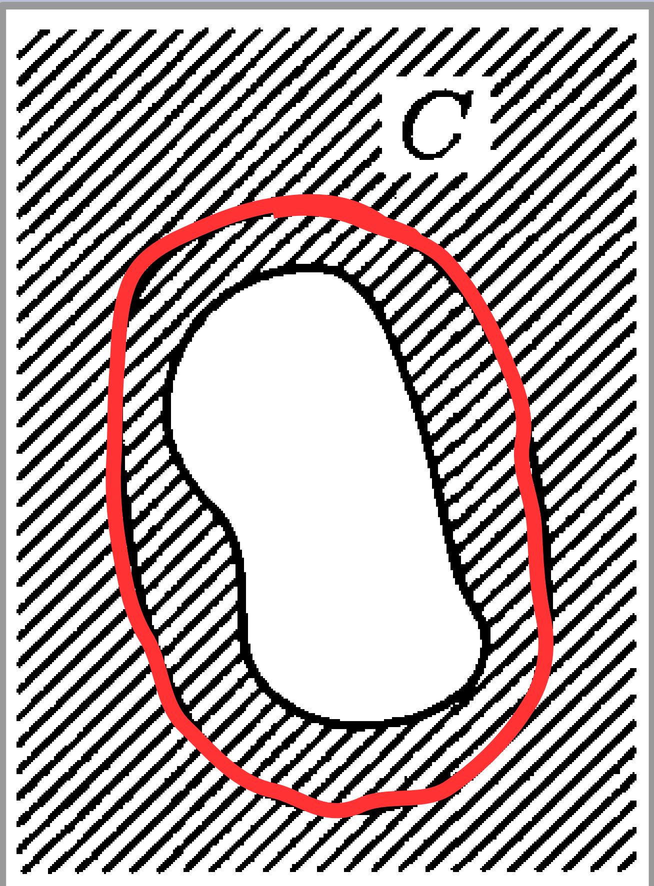


$$\vec{j}_s = -\frac{n_s q}{\mu}\left(\hbar\vec{\nabla}\Theta + \frac{q}{c}\vec{A}\right) = -\frac{c}{4\pi\lambda^2}\left(\vec{A} + \frac{\Phi_0}{2\pi}\vec{\nabla}\Theta\right)$$

Цилиндрическая полость в массивном сверхпроводнике и контур обхода этой полости вдали от границ. Из книги Шмидта

Квантовани тного потока.

$$j_s = 0$$



Цилиндрическая полость в массивном сверхпроводнике и контур обхода этой полости вдали от границ. Из книги Шмидта

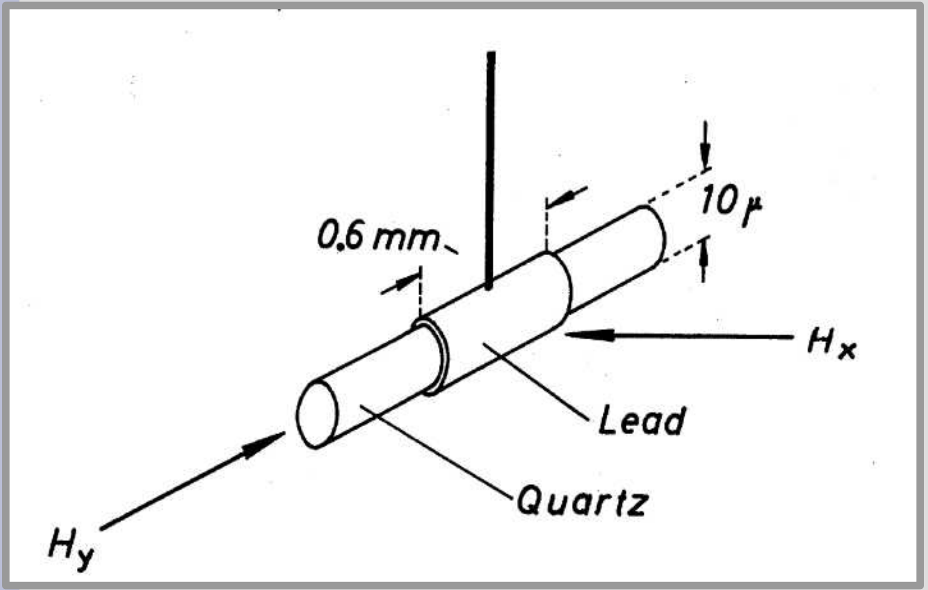
$$\vec{j}_s = -\frac{n_s q}{\mu}\left(\hbar\vec{\nabla}\Theta + \frac{q}{c}\vec{A}\right) = -\frac{c}{4\pi\lambda^2}\left(\vec{A} + \frac{\Phi_0}{2\pi}\vec{\nabla}\Theta\right)$$

$$n\Phi_0 = \oint \vec{A}\,d\vec{l} = \int rot\,\vec{A}\,d\vec{S} = \Phi$$

$$\Phi_0 = \frac{2\pi\hbar c}{q}$$

$$\frac{hc}{e} = 4.12\cdot 10^{-7}\,\text{Гс}\cdot\text{см}^2$$

Эксперимент по измерению кванта потока.

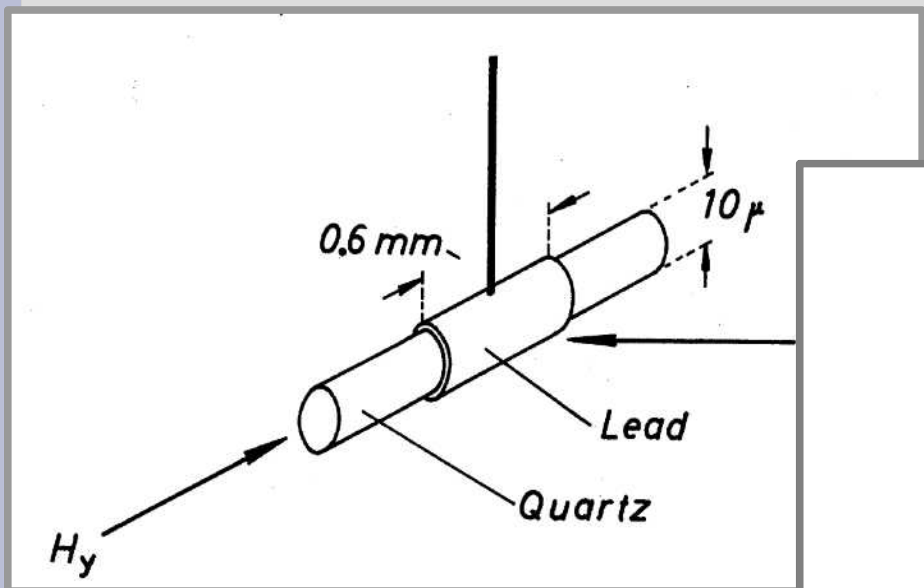


$$\Phi_0 = \frac{2\pi\hbar c}{q}$$

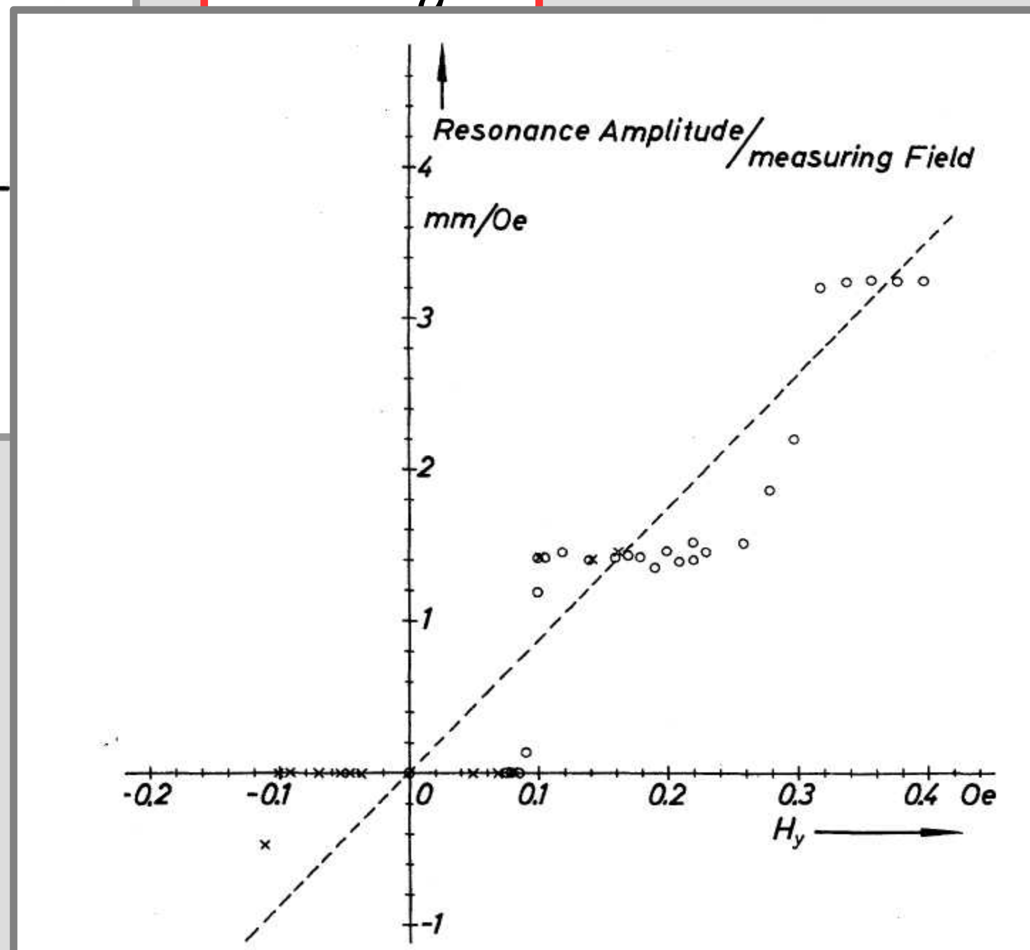
Эксперимент Долла и Небауэра по измерению квантования потока в сверхпроводящем кольце. Слева: схема образца и прикладываемых полей. Справа: зависимость нормированного отклика на вынуждающее поле от поля, создающего исходный магнитный поток.

R.Doll and M.Naebauer, Experimental proof of magnetic flux quantization in a superconducting ring, Physical Review Letters, 7, 51 (1961)

Эксперимент по измерению кванта потока.



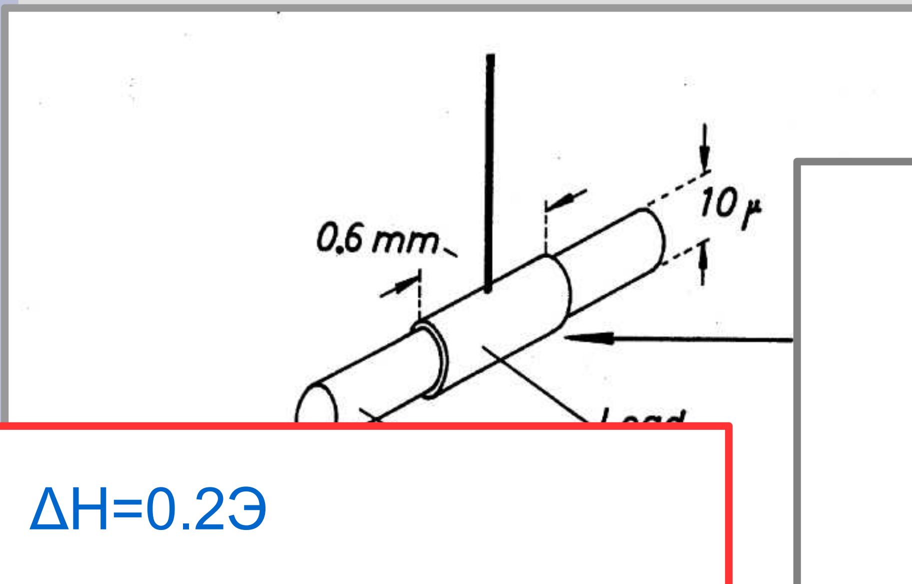
$$\Phi_0=\frac{2\pi\hbar c}{e}$$



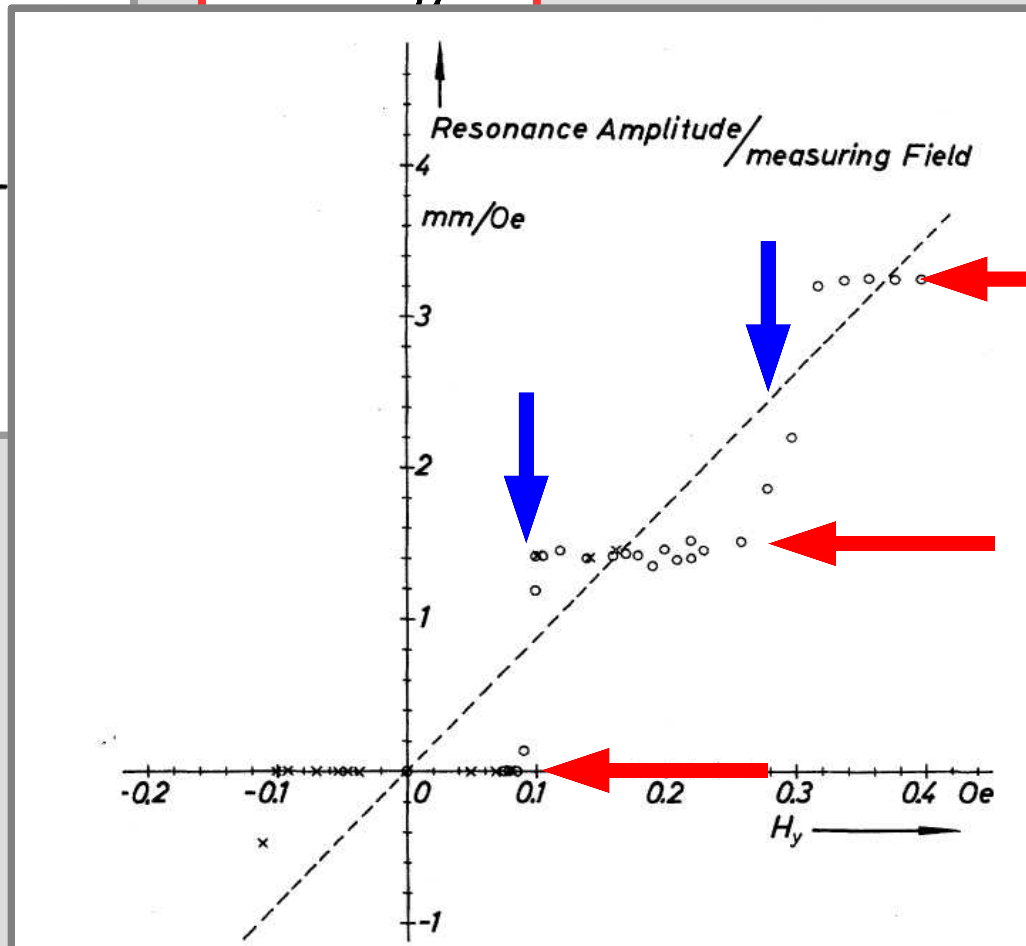
Эксперимент Долла и Небауэра по измерению квантования потока в сверхпроводящем кольце. Слева: схема образца и прикладываемых полей. Справа: зависимость нормированного отклика на вынуждающее поле от поля, создающего исходный магнитный поток.

R.Doll and M.Naebauer, Experimental proof of magnetic flux quantization in a superconducting ring, Physical Review Letters, 7, 51 (1961)

Эксперимент по измерению кванта потока.



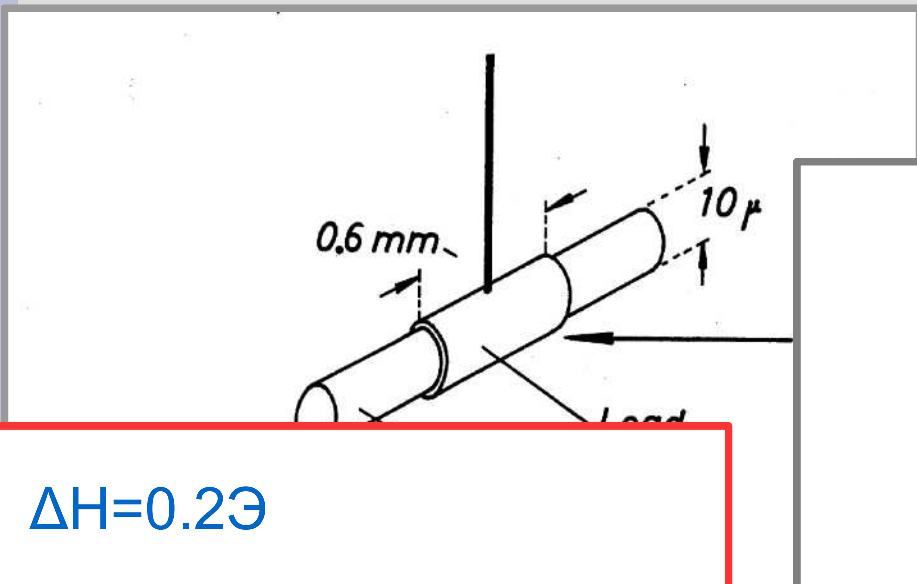
$$\Phi_0 = \frac{2\pi\hbar c}{e}$$



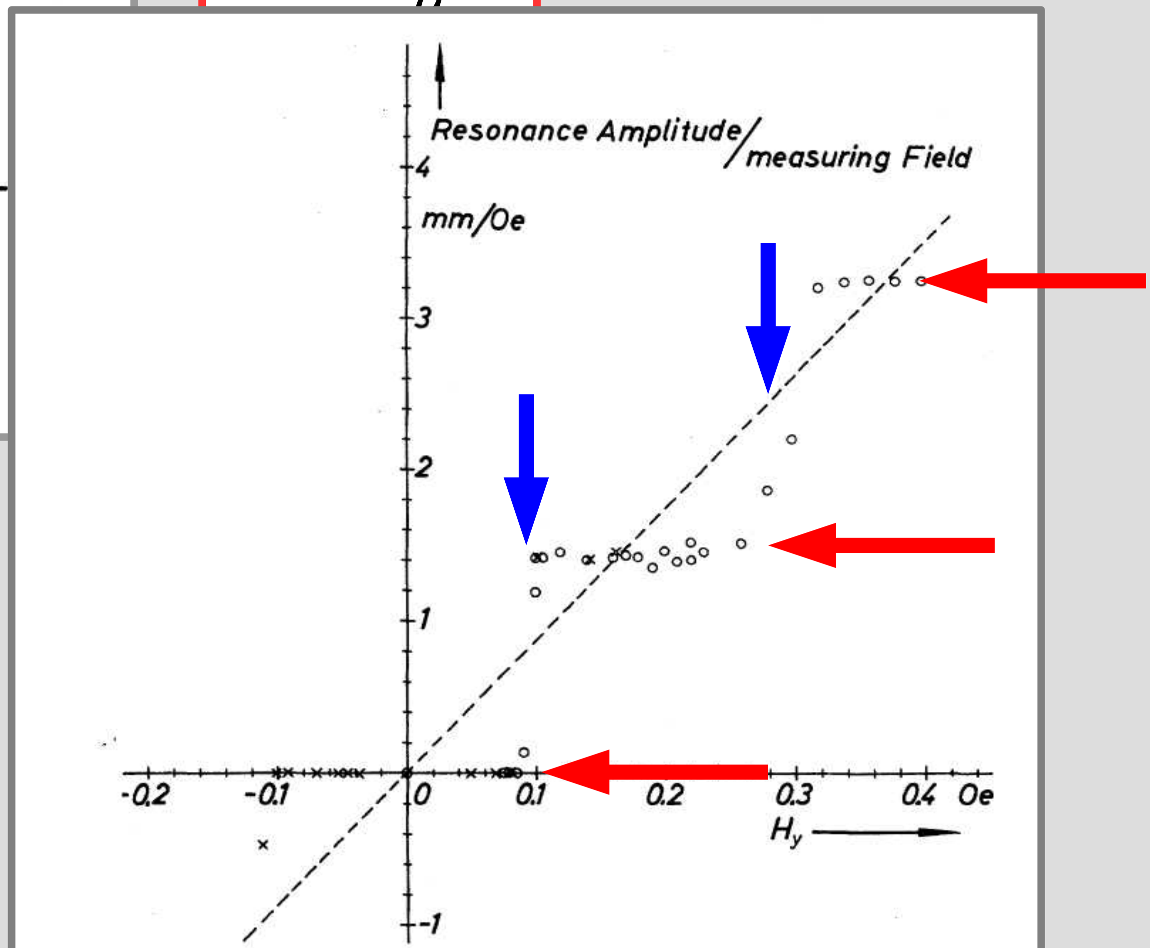
ΔH=0.2Э

Review Letters, 7, 51 (1961)

Эксперимент по измерению кванта потока.



$$\Phi_0=\frac{2\pi\hbar c}{e}$$



ΔH=0.2Э

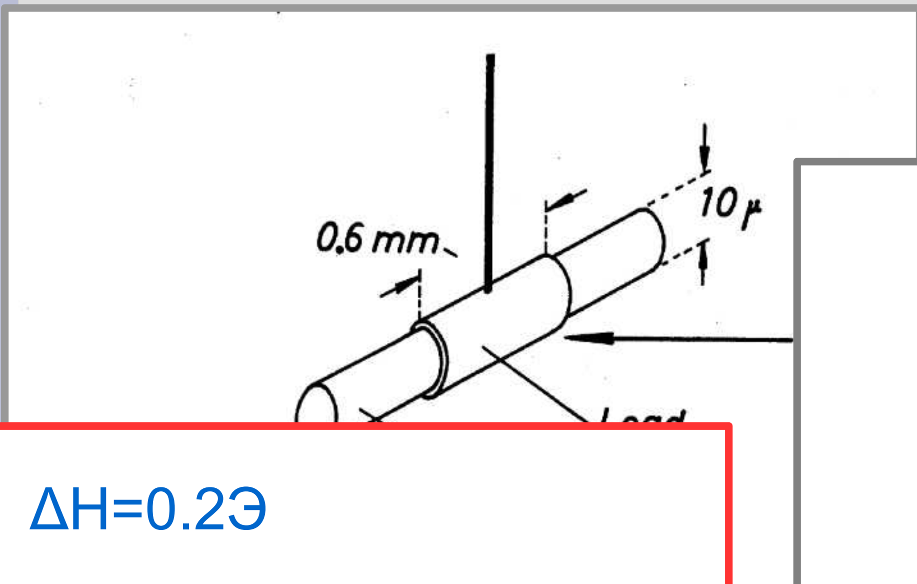
$$\Delta\Phi=\frac{\pi d^2}{4}\Delta B=$$

$$=1.6\cdot10^{-7}\,\text{Гс}\cdot\text{см}^2$$

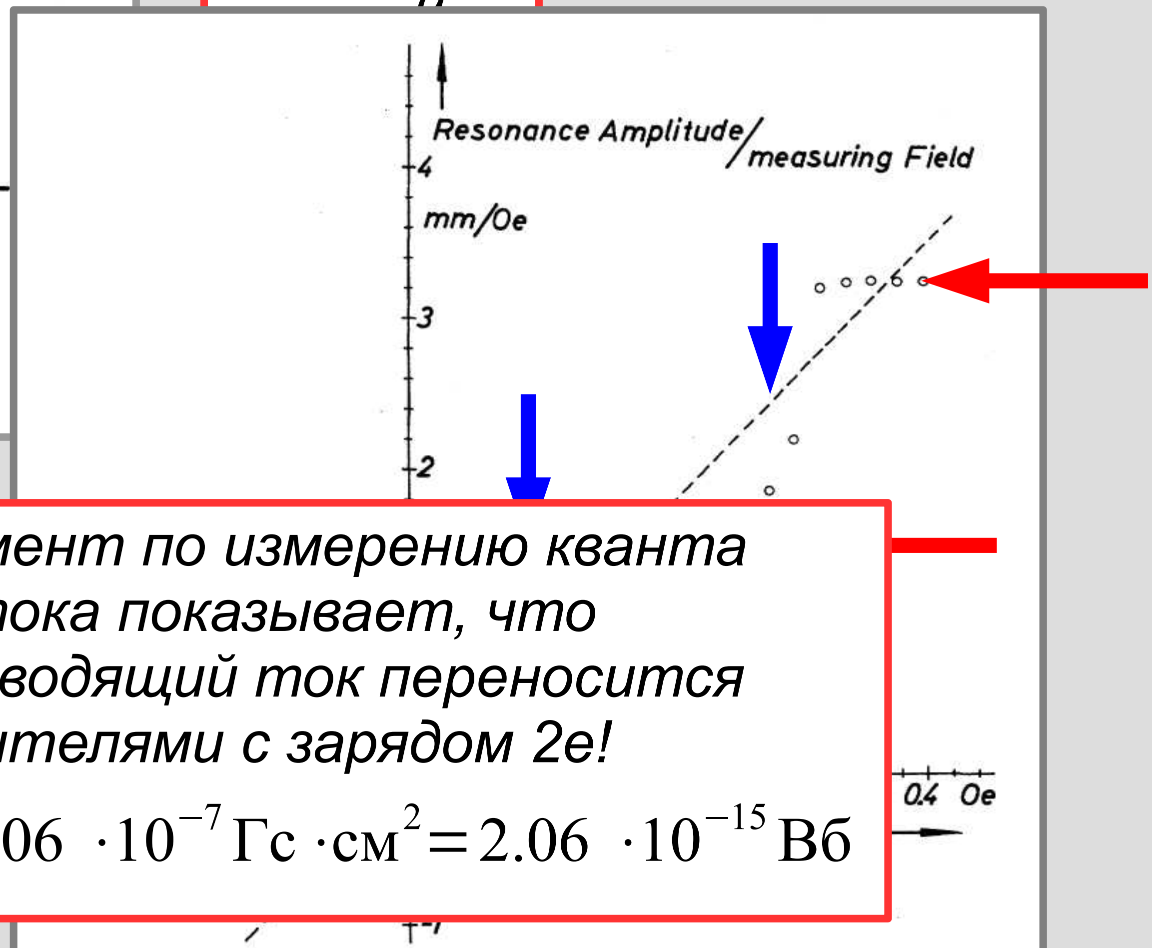
$$\frac{hc}{e}=4.12\cdot10^{-7}\,\text{Гс}\cdot\text{см}^2$$

Review Letters, 7, 51 (1961)

Эксперимент по измерению кванта потока.



$$\Phi_0 = \frac{2\pi\hbar c}{q}$$



ΔH=0.2Э

$$\Delta\Phi = \frac{\pi d^2}{4}\Delta B$$

$$= 1.6 \cdot 1$$

$$\frac{hc}{e} = 4.12 \cdot 10$$

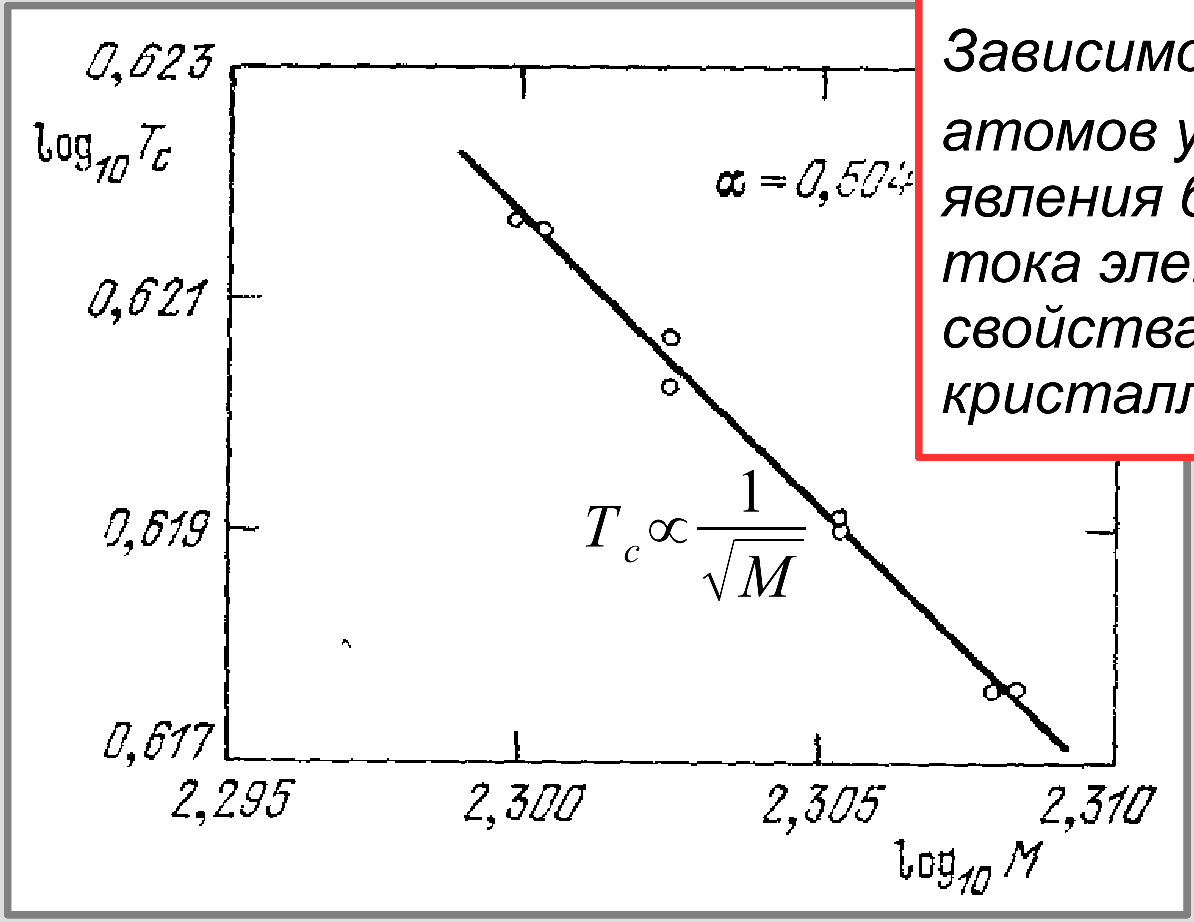
Эксперимент по измерению кванта потока показывает, что сверхпроводящий ток переносится носителями с зарядом 2e!

$$\Phi_0 = \frac{\pi\hbar c}{e} = 2.06 \cdot 10^{-7}\ \text{Гс}\cdot\text{см}^2 = 2.06 \cdot 10^{-15}\ \text{Вб}$$

Review Letters, 7, 51 (1961)

Часть 3. Элементарные возбуждения сверхпроводника и критический ток

Экспериментальные факты, лежащие в основе микроскопической модели сверхпроводника.



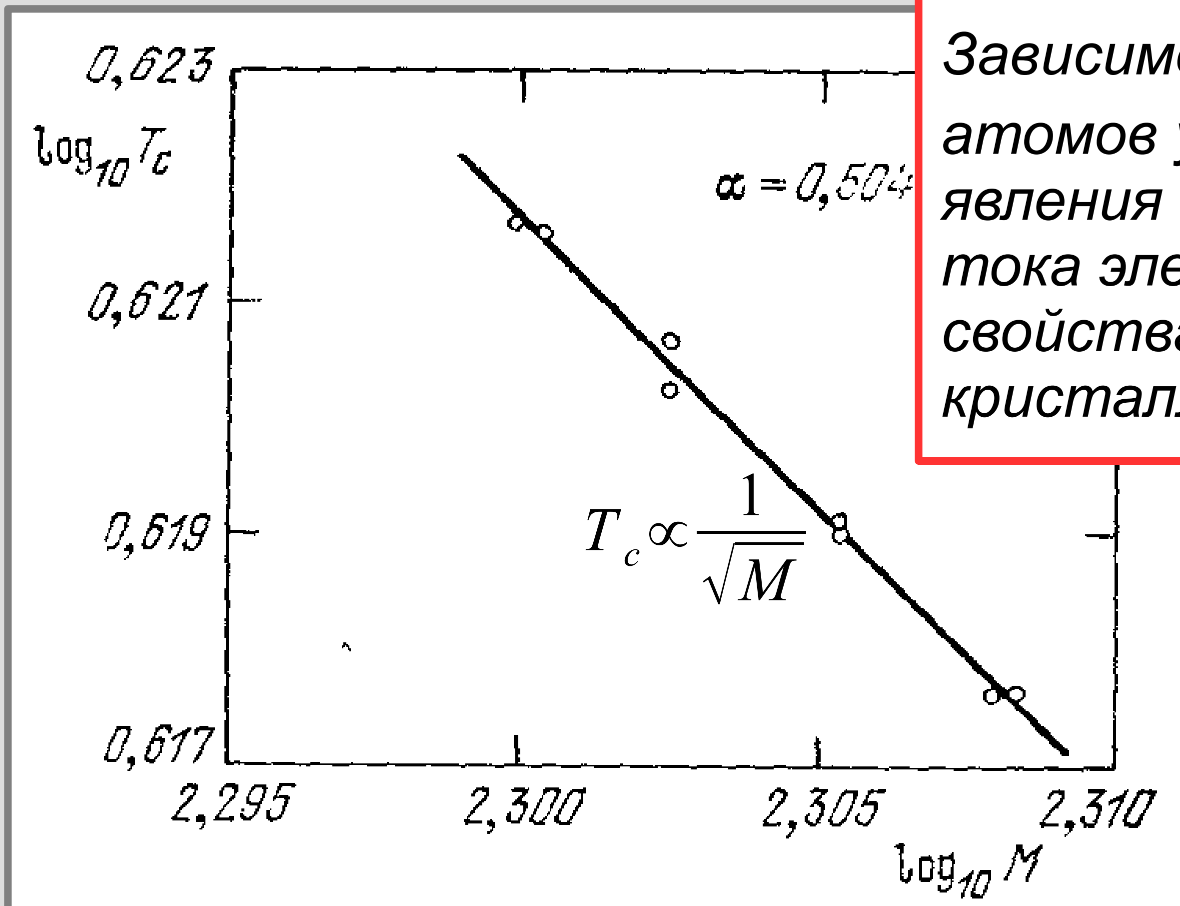
$$T_c \propto \frac{1}{\sqrt{M}}$$

Зависимость температуры сверхпроводящего перехода в ртути от усреднённого массового числа изотопов в образце. Из книги Киттеля

<u>Изотоп-эффект:</u>

Зависимость T_C от массы атомов указывает на связь явления бездиссипативного тока электронов со свойствами решётки кристалла

Экспериментальные факты, лежащие в основе микроскопической модели сверхпроводника.



Зависимость температуры сверхпроводящего перехода в ртути от усреднённого массового числа изотопов в образце. Из книги Киттеля

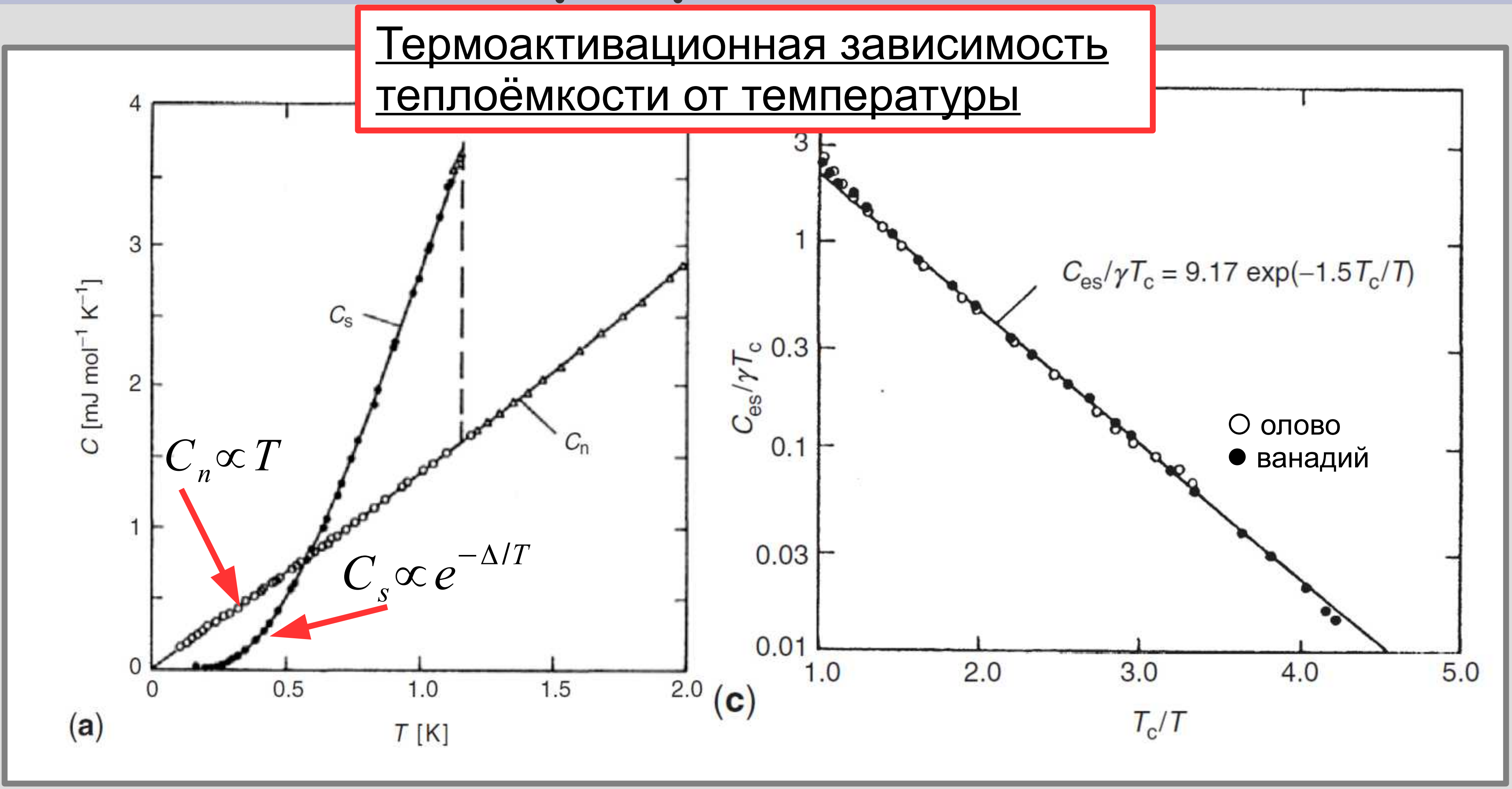
<u>Изотоп-эффект:</u>

Зависимость T_C от массы атомов указывает на связь явления бездиссипативного тока электронов со свойствами решётки кристалла

$$\Theta = \frac{\hbar s}{k_B}\left(6\pi^2 n\right)^{1/3}$$

$$s \propto \sqrt{\frac{C}{M}}$$

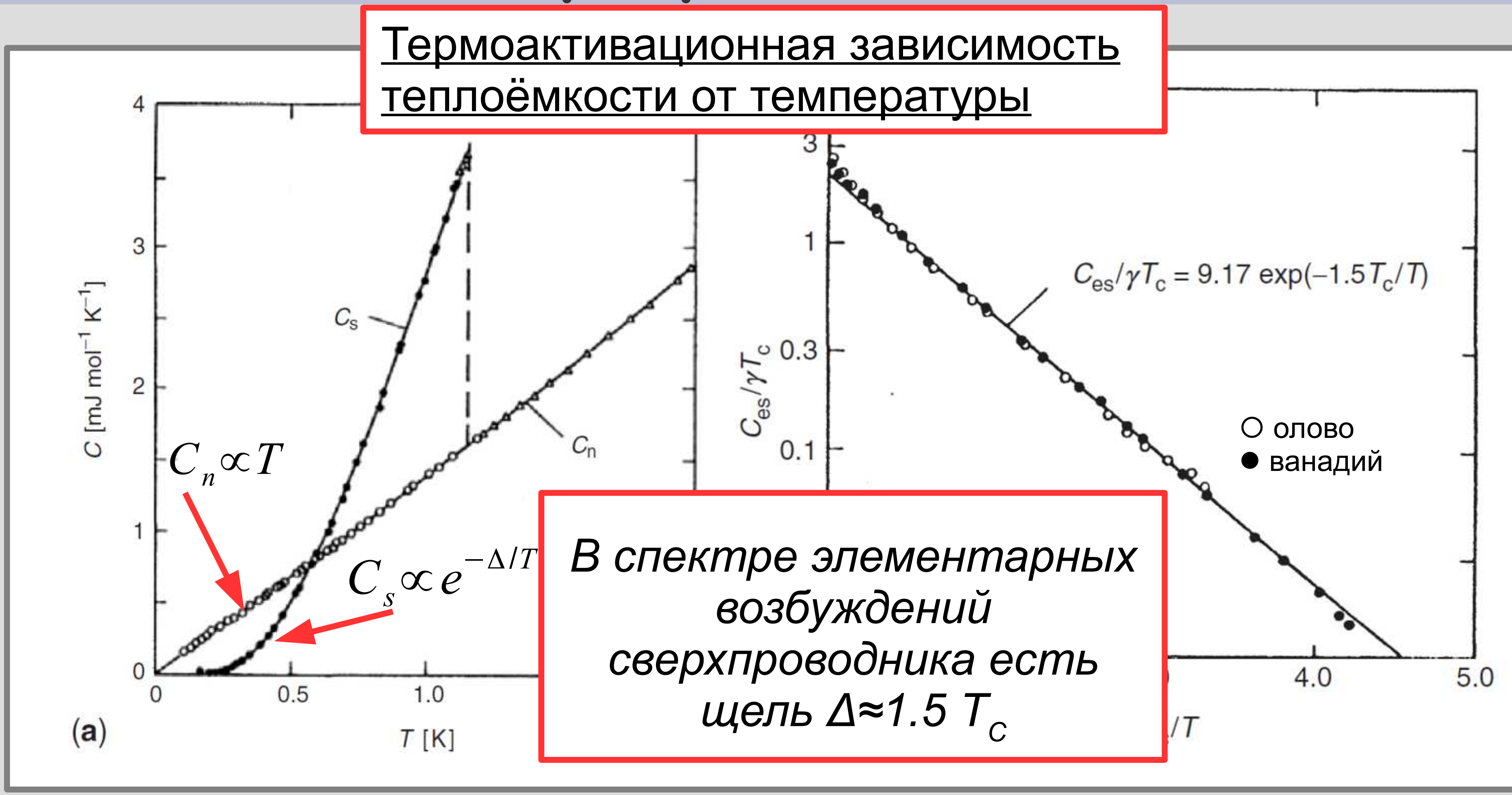
Экспериментальные факты, лежащие в основе микроскопической модели сверхпроводника.



Слева: электронный вклад в теплоёмкость алюминия в нормальном (открытые символы) и сверхпроводящем (закрашенные) состоянии. Измерения в нормальном состоянии производились в поле выше критического. Справа: электронный вклад в теплоёмкость ванадия (закрашенные символы) и олова (открытые символы) как функция нормированной температуры.

Frank Pobell, Matter and Methods at Low Temperatures, Springer, 2007

Экспериментальные факты, лежащие в основе микроскопической модели сверхпроводника.

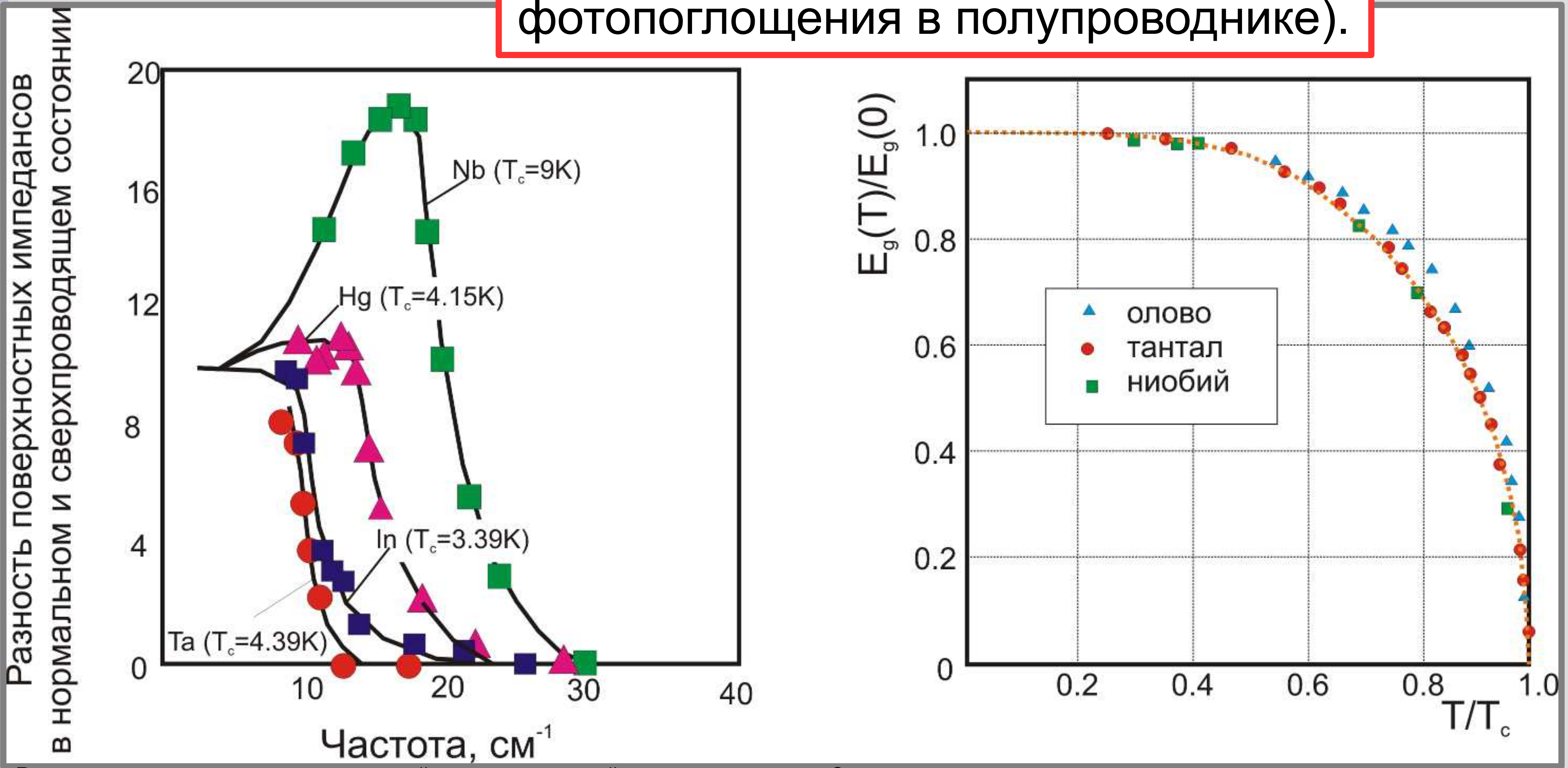


Слева: электронный вклад в теплоёмкость алюминия в нормальном (открытые символы) и сверхпроводящем (закрашенные) состоянии. Измерения в нормальном состоянии производились в поле выше критического. Справа: электронный вклад в теплоёмкость ванадия (закрашенные символы) и олова (открытые символы) как функция нормированной температуры.

Frank Pobell, Matter and Methods at Low Temperatures, Springer, 2007

Экспериментальные факты, лежащие в основе микроскопической модели сверхпроводника

<u>Высокочастотное поглощение в сверхпроводниках</u> (аналог фотопоглощения в полупроводнике).



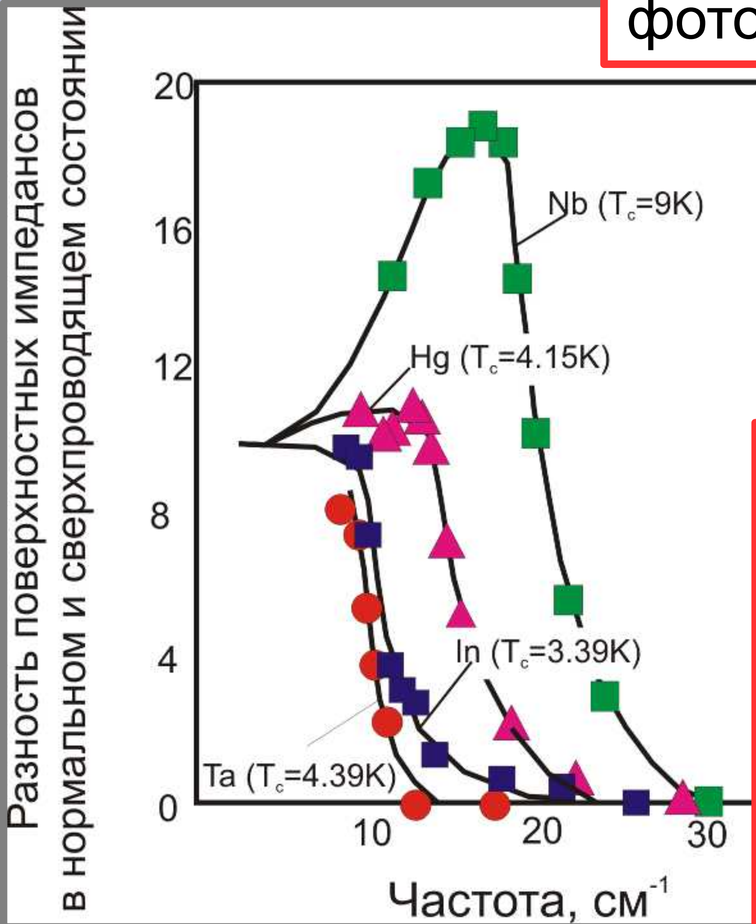
Разности поверхностных сопротивлений сверхпроводящей и нормальной фаз в СВЧ диапазоне.

Зависимость щели в спектре сверхпроводника от температуры.

Ч.Киттель, Введение в физику твёрдого тела

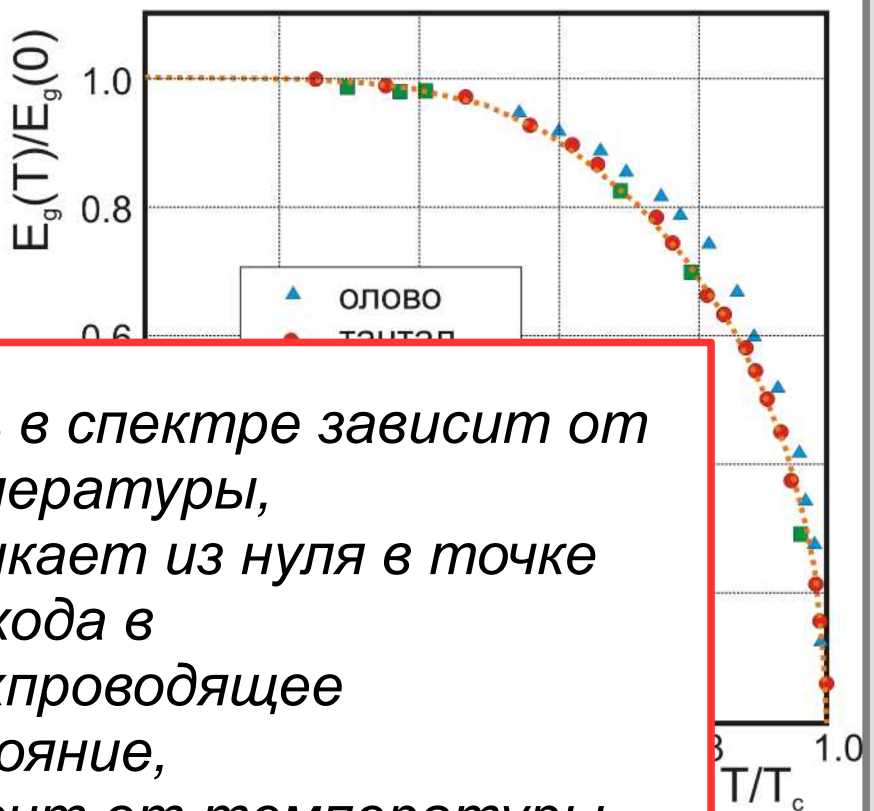
Экспериментальные факты, лежащие в основе микроскопической модели сверхпроводника

<u>Высокочастотное поглощение в сверхпроводниках</u> (аналог фотопоглощения в полупроводнике).



Разности поверхностных сопротивлений сверхпроводящей и нормальной фаз в СВЧ диапазоне.

Ч.Киттель, Введение в физику твёрдого тела

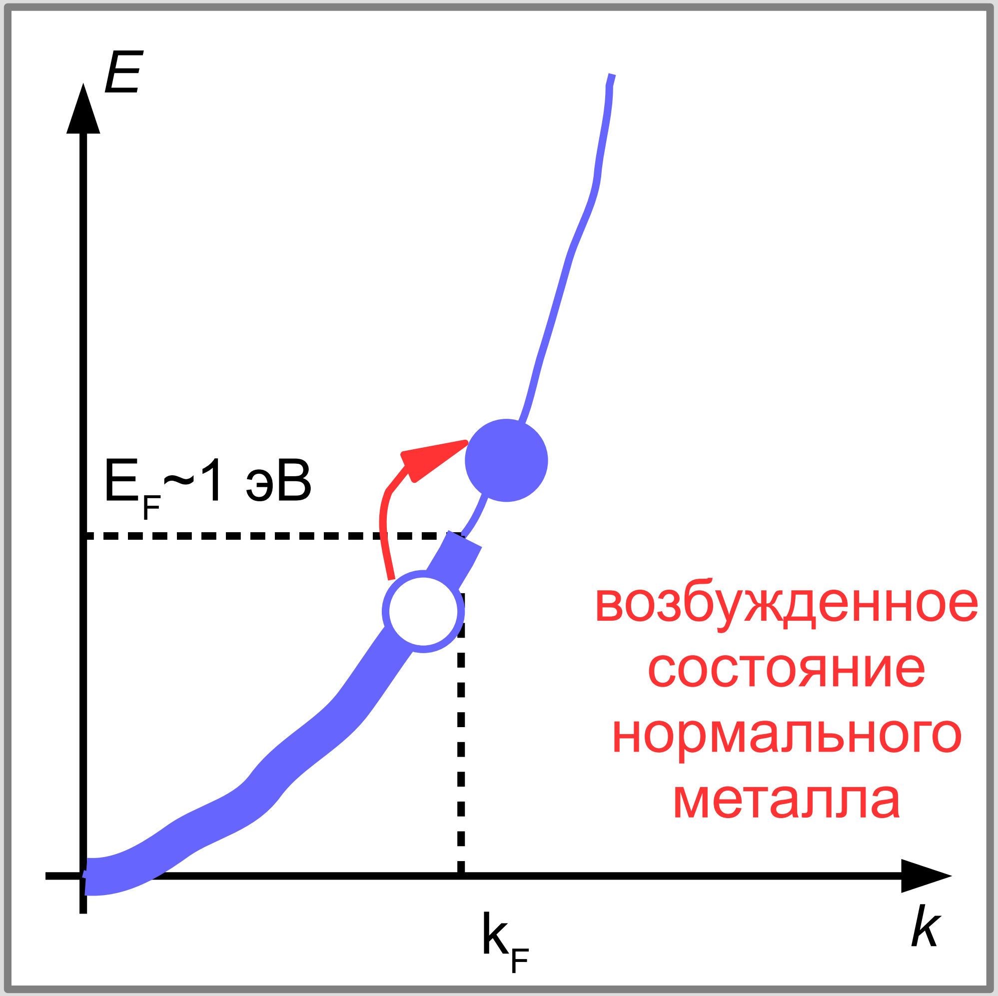


- *Щель в спектре зависит от температуры,*
- *возникает из нуля в точке перехода в сверхпроводящее состояние,*
- *зависит от температуры универсальным образом*

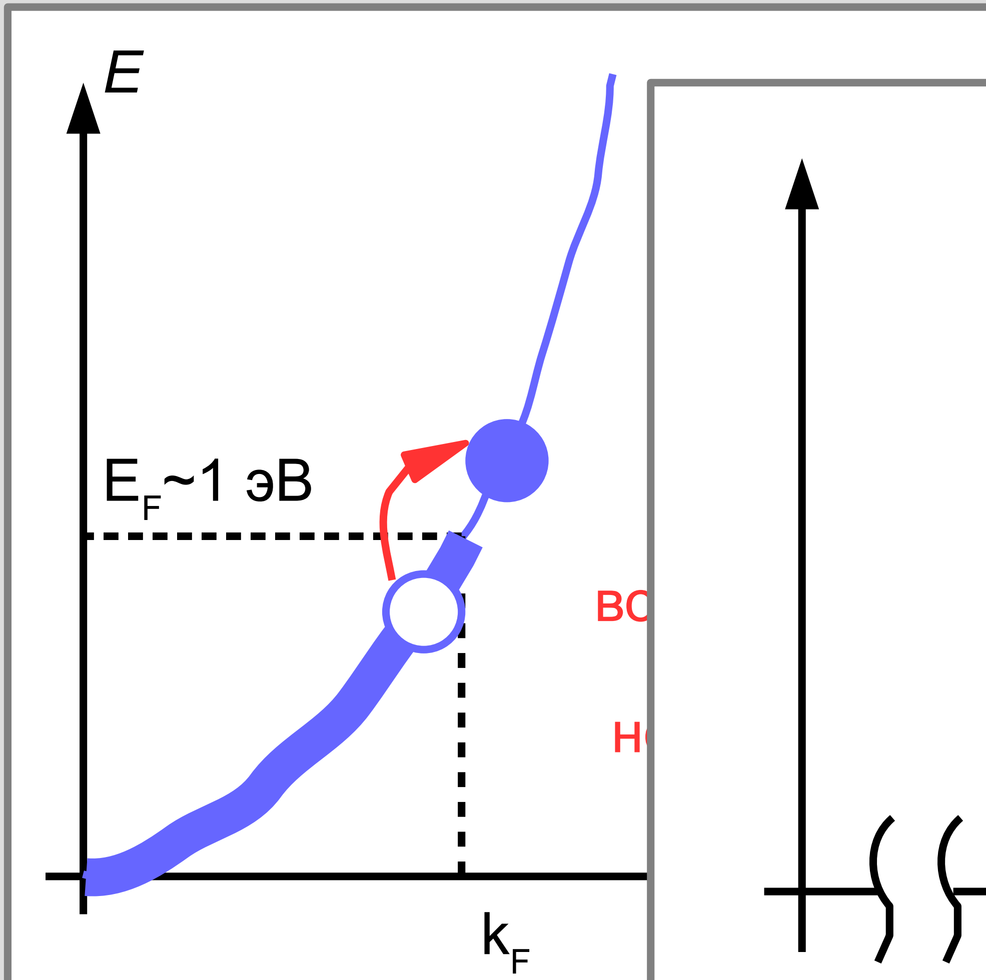
Спектр возбуждений сверхпроводника.

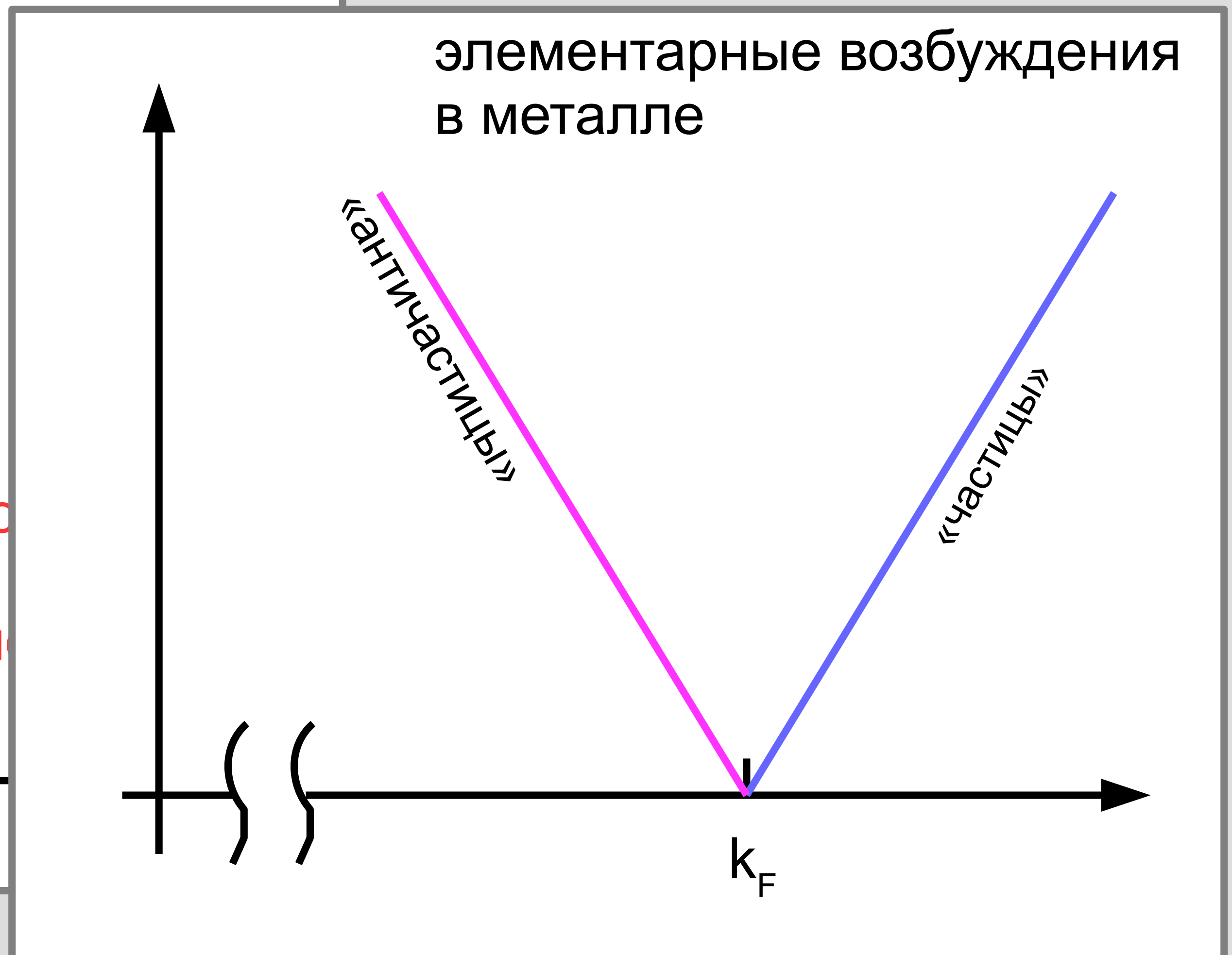
Спектр возбуждений сверхпроводника.

Спектр возбуждений сверхпроводника.

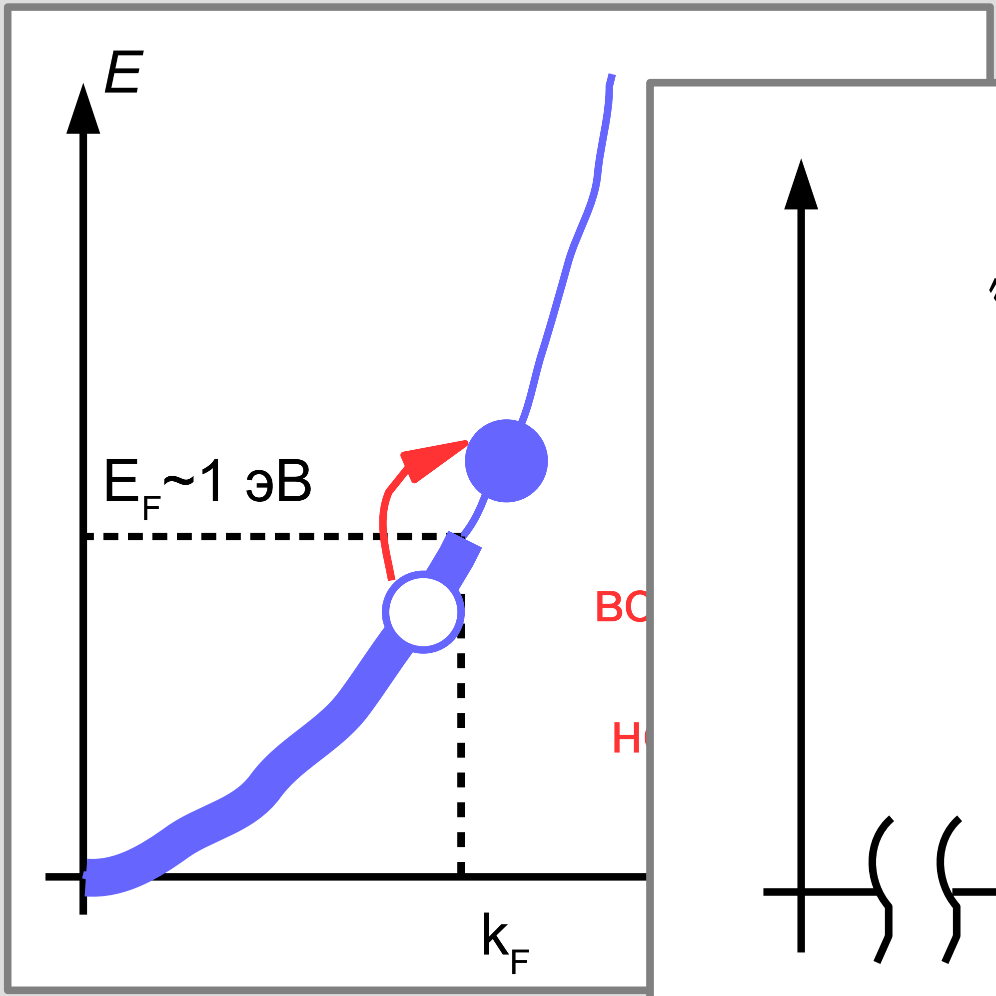


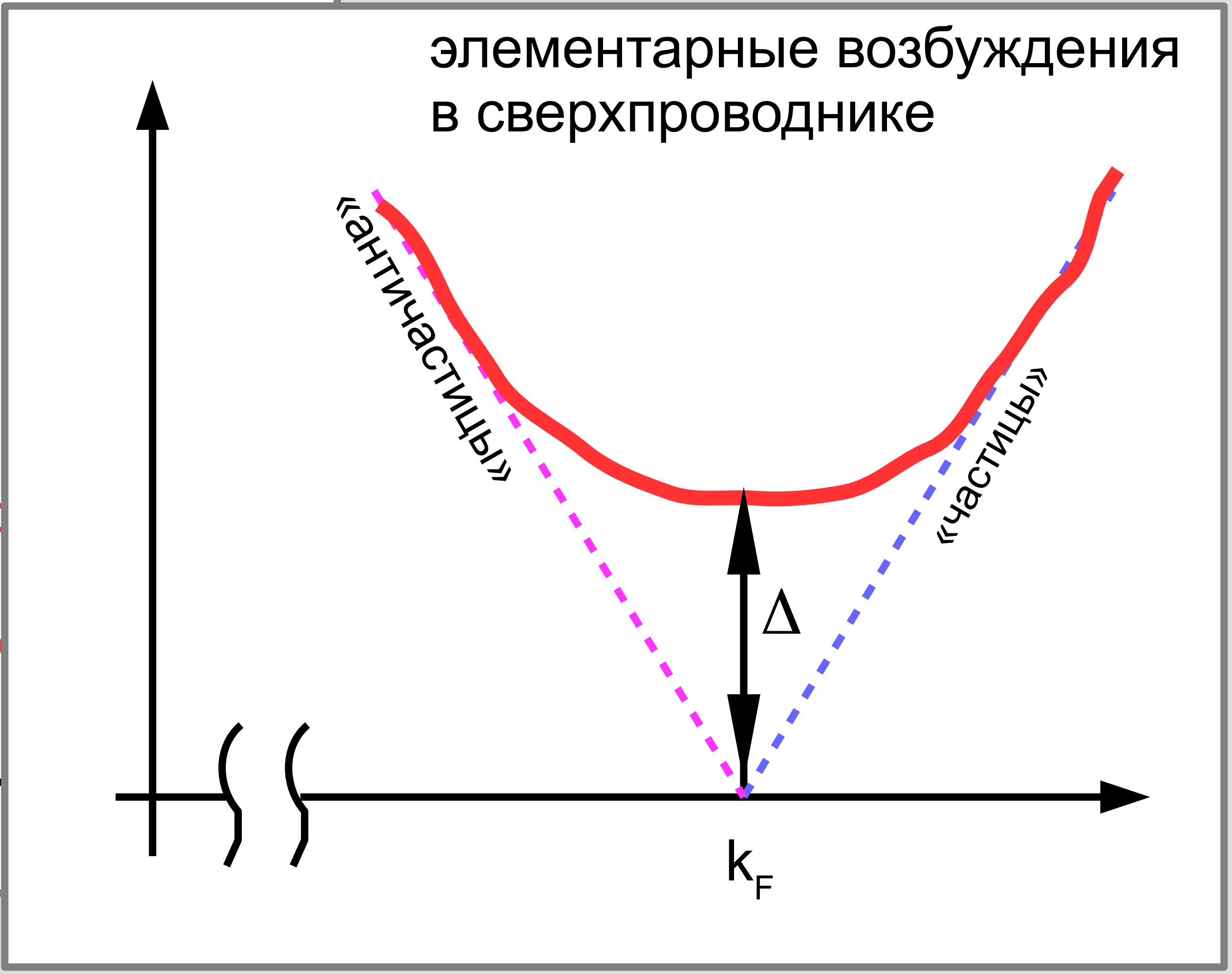
Спектр возбуждений сверхпроводника.



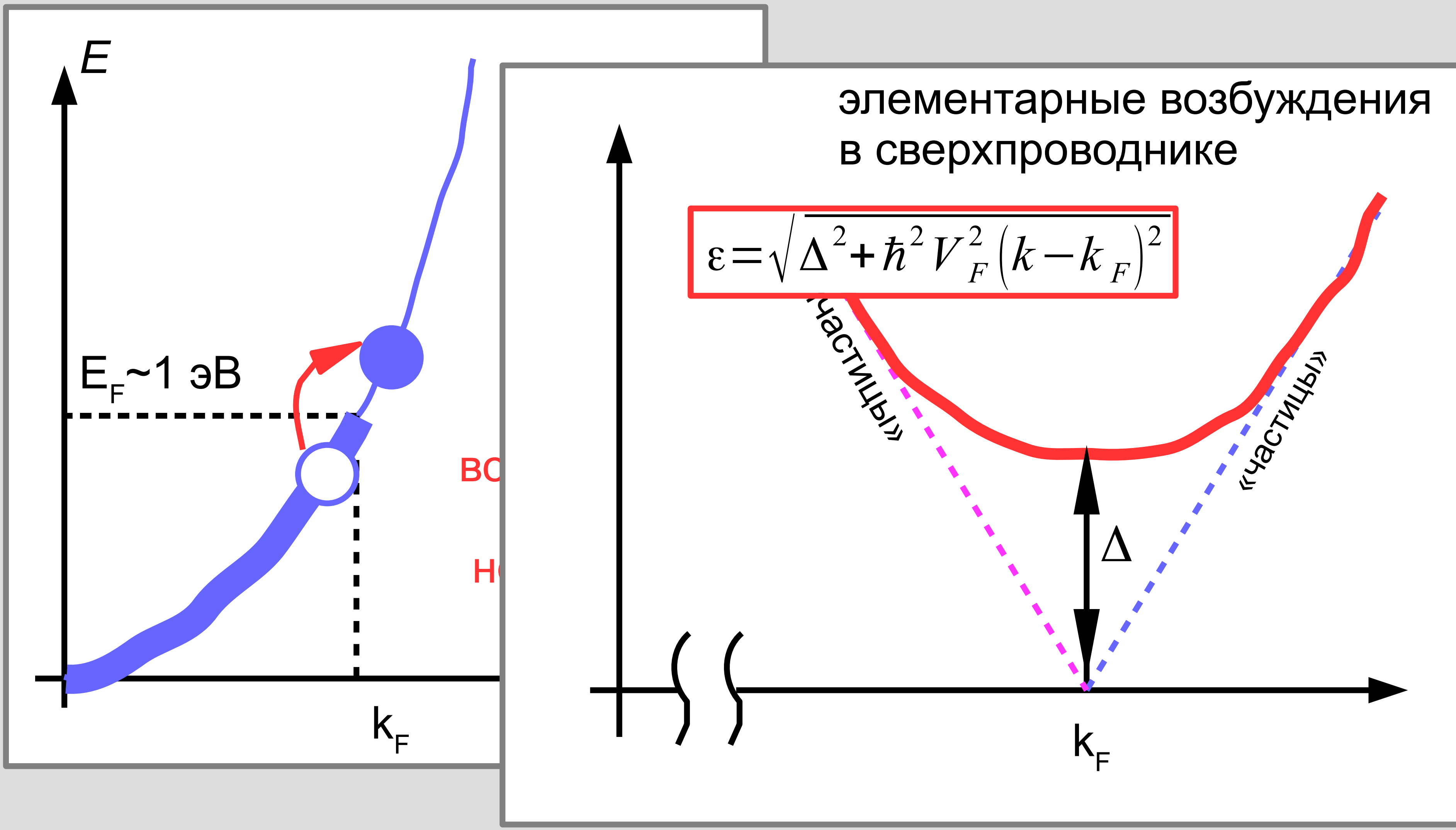


Спектр возбуждений сверхпроводника.

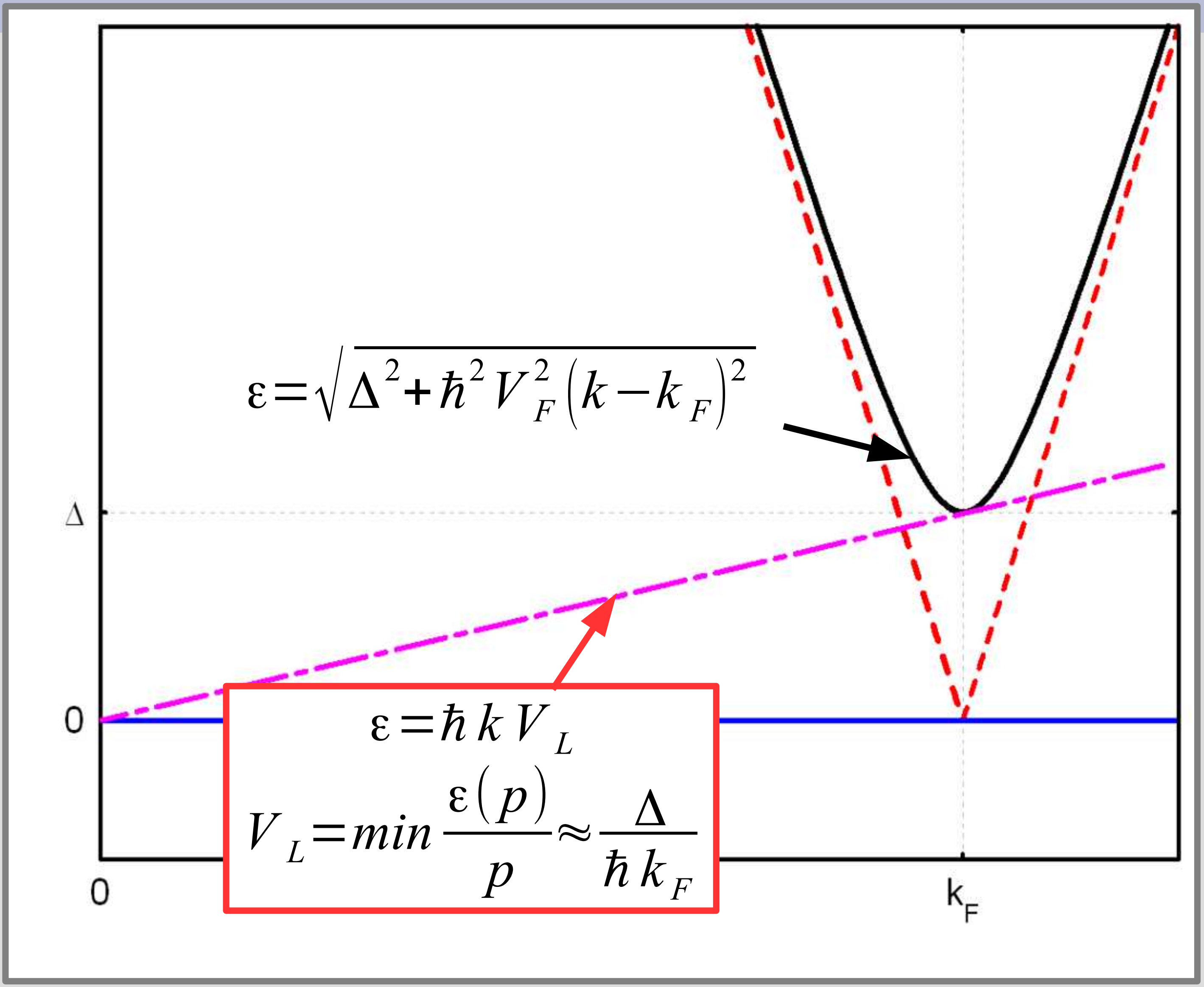




Спектр возбуждений сверхпроводника.

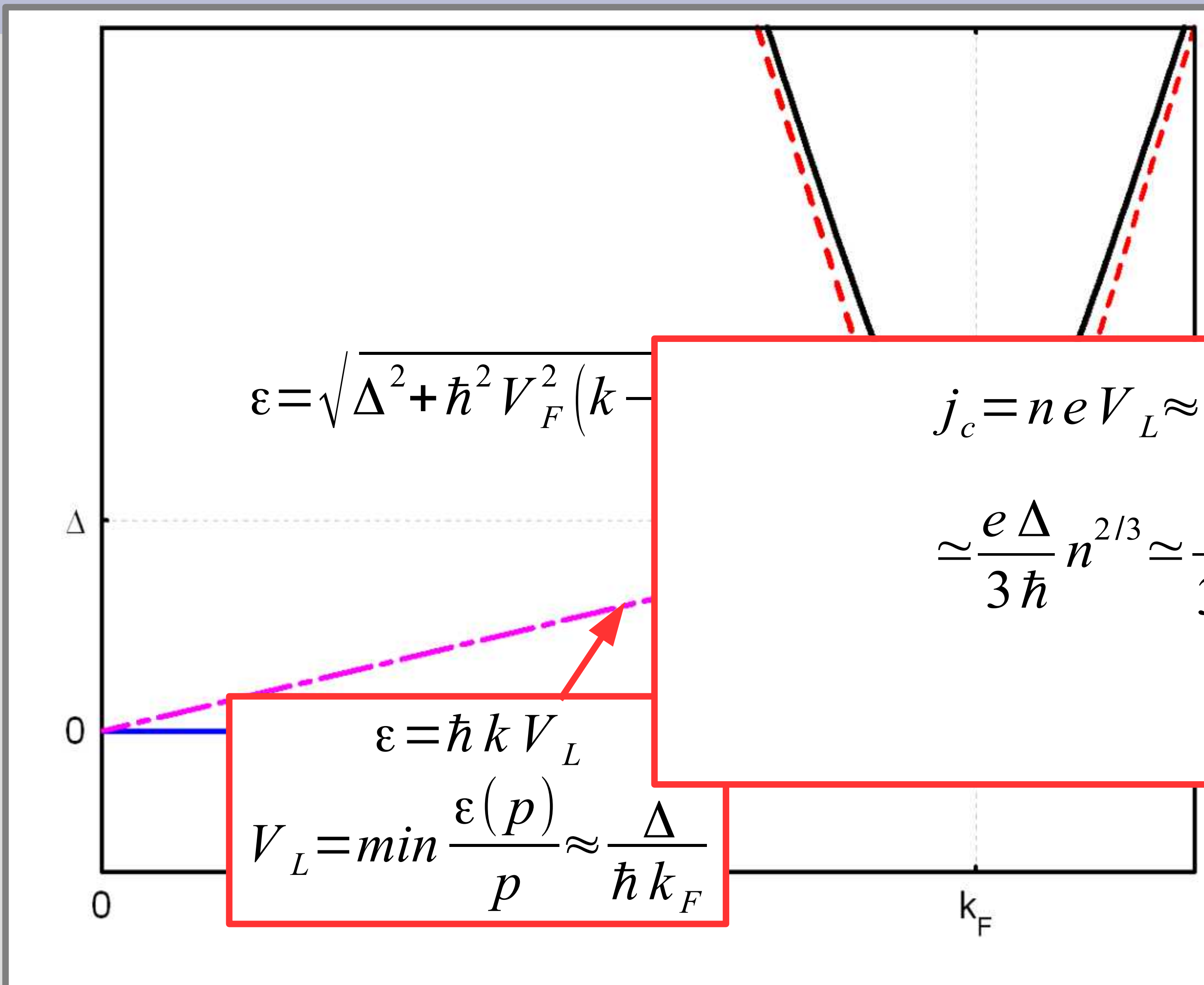


Критический ток сверхпроводника



Спектр возбуждений в нормальном металле (пунктир) и сверхпроводнике (сплошная линия). Штрих-пунктирная линия показывает построение критической скорости Ландау. Нулевой уровень соответствует энергии основного состояния.

Критический ток сверхпроводника



$$\varepsilon = \hbar k V_L$$

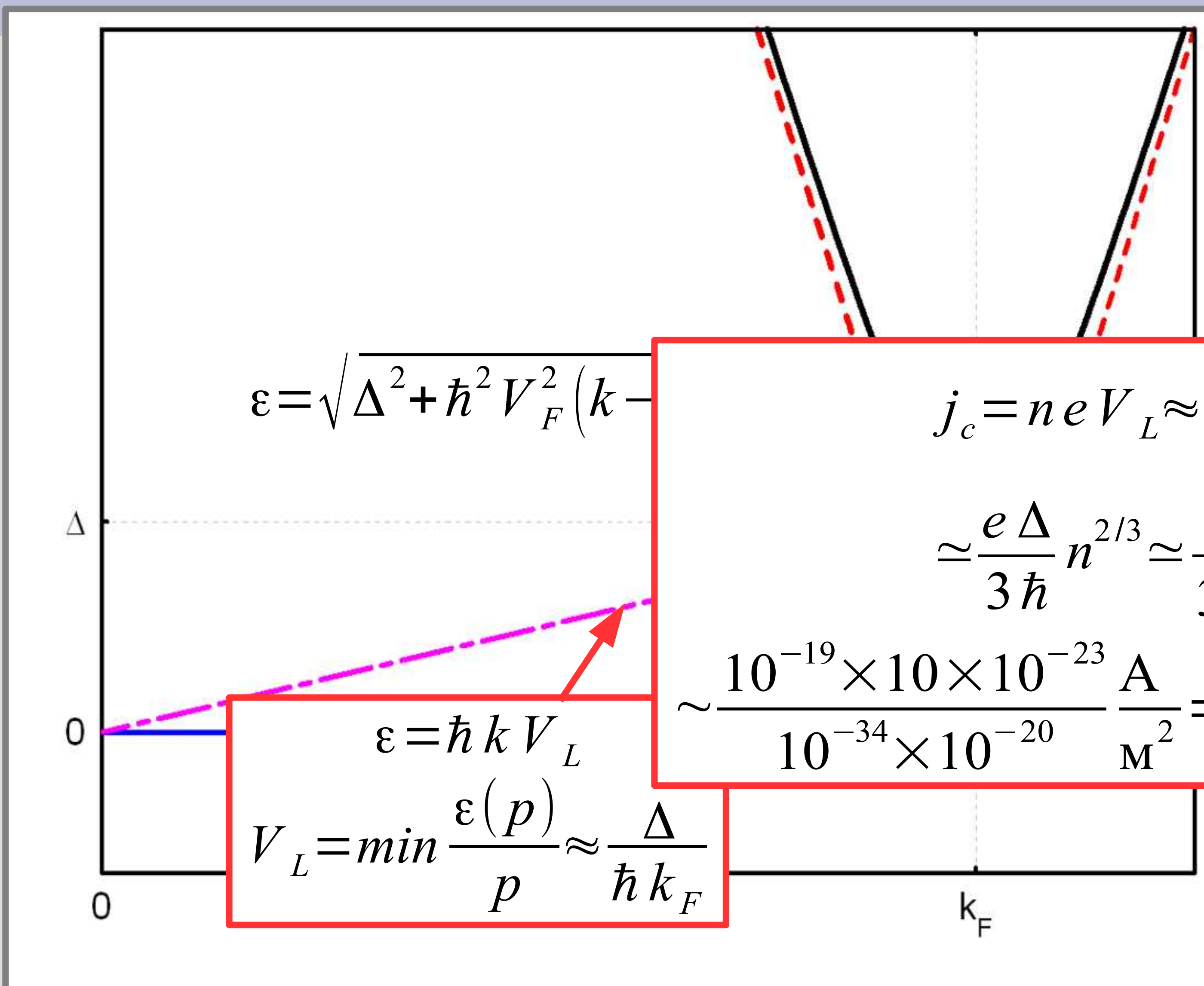
$$V_L = min \frac{\varepsilon(p)}{p} \approx \frac{\Delta}{\hbar k_F}$$

$$j_c = n e V_L \approx \frac{n e \Delta}{\hbar k_F} \simeq$$

$$\simeq \frac{e\Delta}{3\hbar} n^{2/3} \simeq \frac{e\Delta}{3\hbar a^2} \sim$$

Спектр возбуждений в нормальном металле (пунктир) и сверхпроводнике (сплошная линия). Штрих-пунктирная линия показывает построение критической скорости Ландау. Нулевой уровень соответствует энергии основного состояния.

Критический ток сверхпроводника



$$\varepsilon=\sqrt{\Delta^2+\hbar^2 V_F^2\left(k-\right.}$$

$$\varepsilon=\hbar k V_L$$

$$V_L=min\frac{\varepsilon(p)}{p}\approx\frac{\Delta}{\hbar k_F}$$

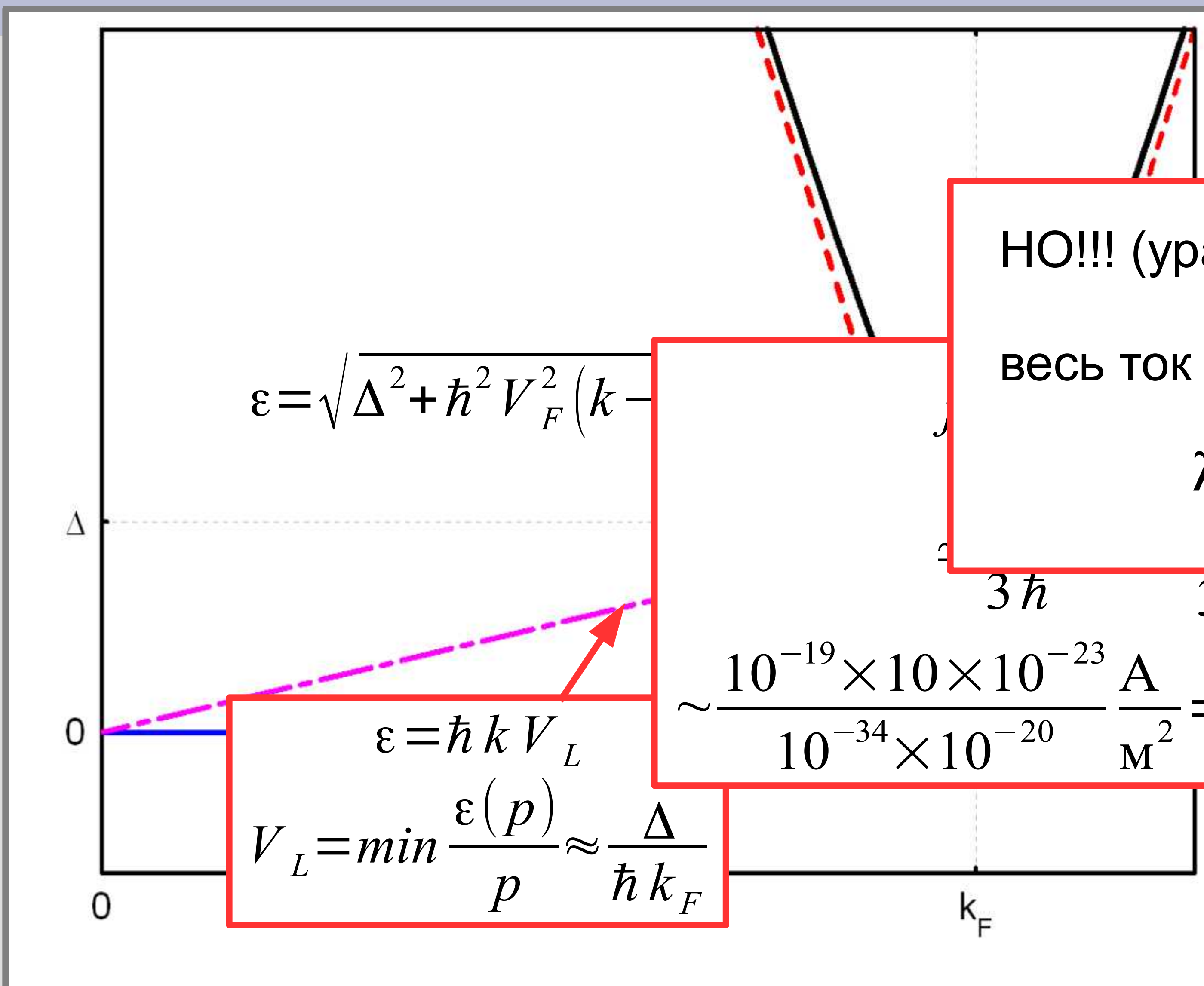
$$j_c=neV_L\approx\frac{ne\Delta}{\hbar k_F}\simeq$$

$$\simeq\frac{e\Delta}{3\hbar}n^{2/3}\simeq\frac{e\Delta}{3\hbar a^2}\sim$$

$$\sim\frac{10^{-19}\times 10\times 10^{-23}}{10^{-34}\times 10^{-20}}\frac{\text{А}}{\text{м}^2}=10^{13}\frac{\text{А}}{\text{м}^2}=10^{7}\frac{\text{А}}{\text{мм}^2}$$

Спектр возбуждений в нормальном металле (пунктир) и сверхпроводнике (сплошная линия). Штрих-пунктирная линия показывает построение критической скорости Ландау. Нулевой уровень соответствует энергии основного состояния.

Критический ток сверхпроводника



$\varepsilon=\sqrt{\Delta^2+\hbar^2V_F^2(k-}$

$3\hbar$ $\quad$ $3\hbar a^2$

$$\sim\frac{10^{-19}\times10\times10^{-23}}{10^{-34}\times10^{-20}}\frac{\text{А}}{\text{м}^2}=10^{13}\frac{\text{А}}{\text{м}^2}=10^{7}\frac{\text{А}}{\text{мм}^2}$$

НО!!! (уравнения Лондонов)

весь ток в слое толщиной

$$\lambda\simeq1000\,\text{Å}$$

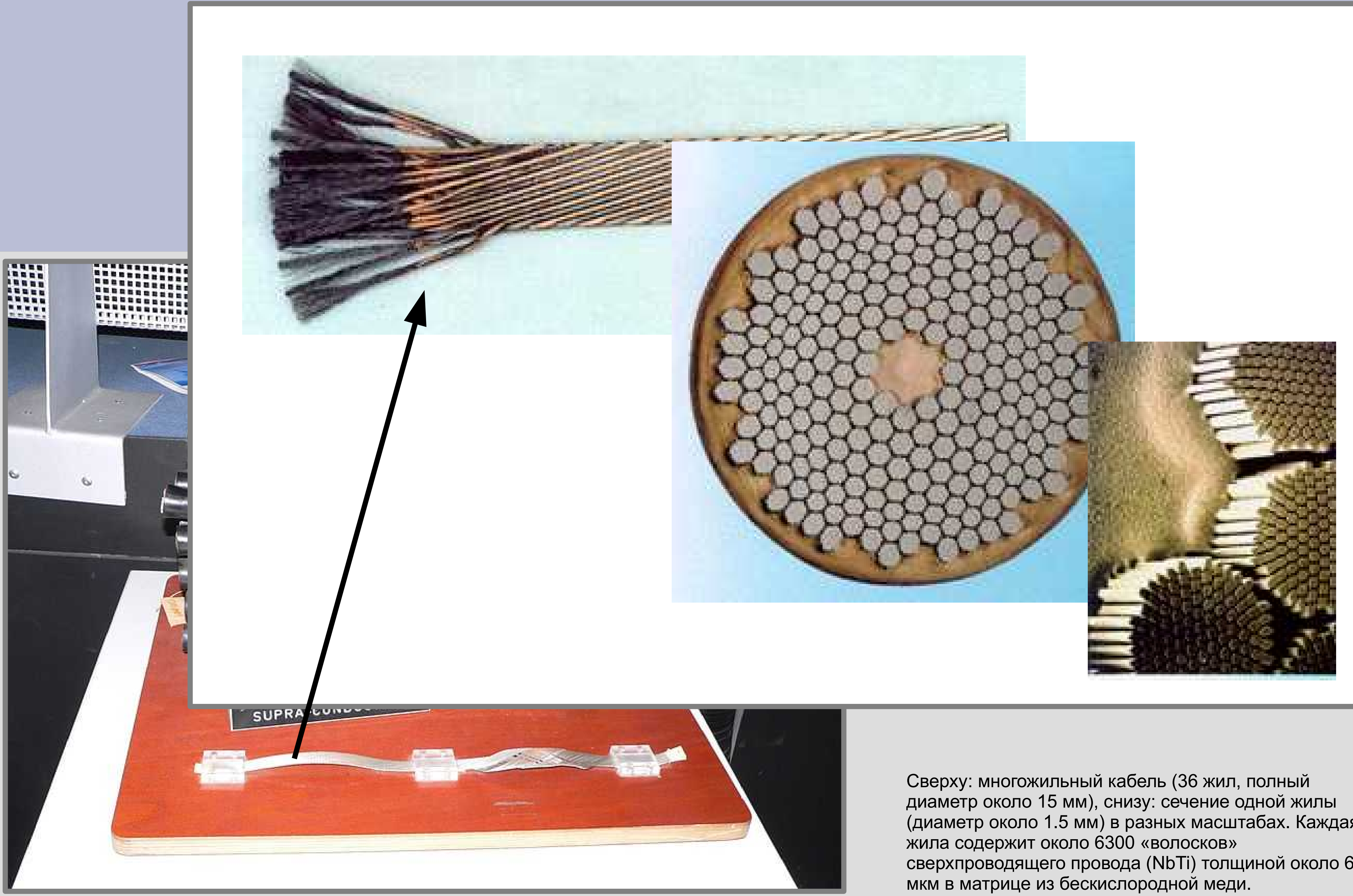
$$\varepsilon=\hbar kV_L$$

$$V_L=min\frac{\varepsilon(p)}{p}\approx\frac{\Delta}{\hbar k_F}$$

Спектр возбуждений в нормальном металле (пунктир) и сверхпроводнике (сплошная линия). Штрих-пунктирная линия показывает построение критической скорости Ландау. Нулевой уровень соответствует энергии основного состояния.

Сверхпроводящий кабель БАК

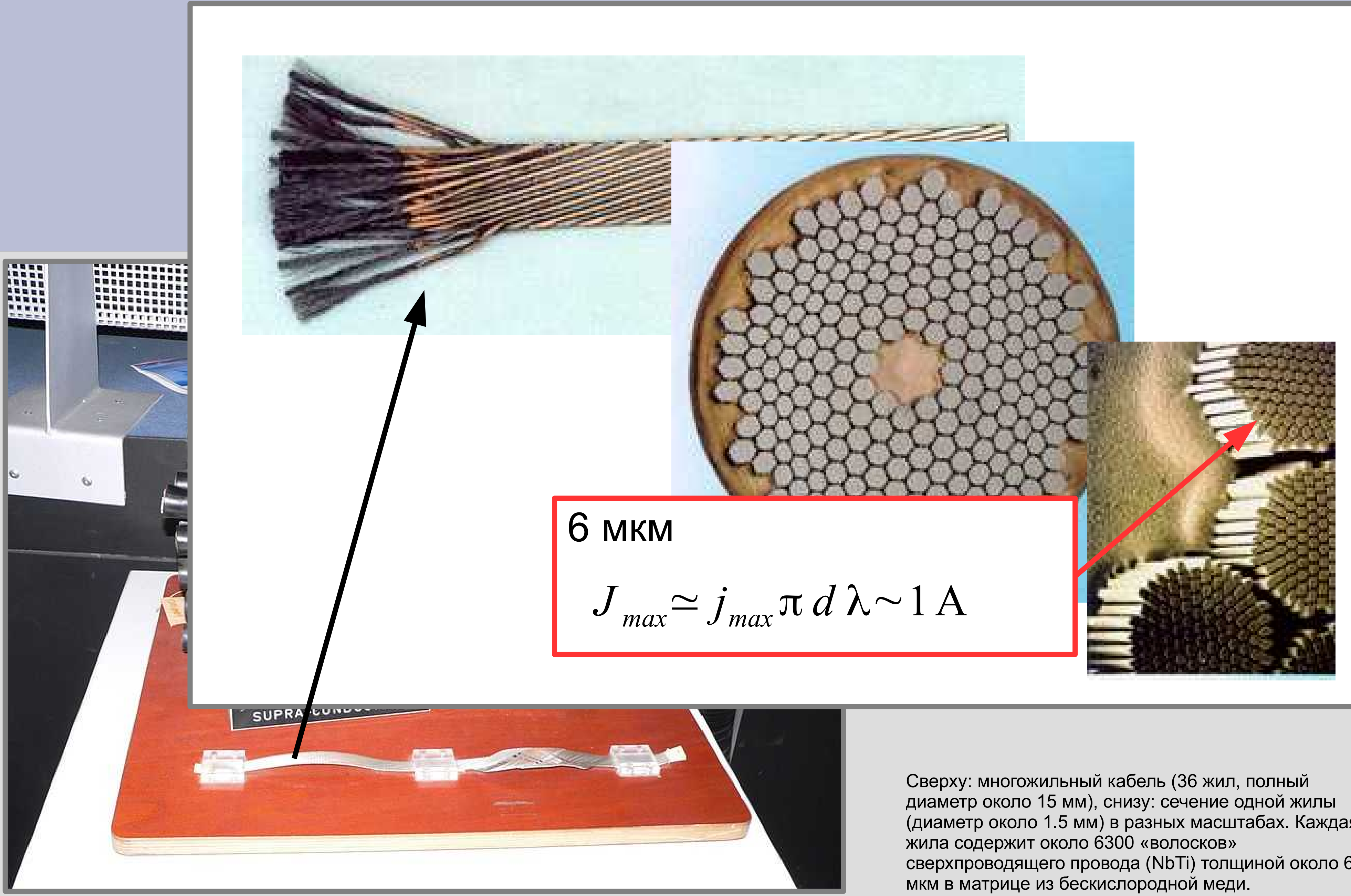
https://en.wikipedia.org/wiki/Superconductivity



Сверху: многожильный кабель (36 жил, полный диаметр около 15 мм), снизу: сечение одной жилы (диаметр около 1.5 мм) в разных масштабах. Каждая жила содержит около 6300 «волосков» сверхпроводящего провода (NbTi) толщиной около 6 мкм в матрице из бескислородной меди.

https://en.wikipedia.org/wiki/Superconductivity

CERN, LHC Machine Outreach: Super conducting cable, 2015, http://lhc-machine-outreach.web.cern.ch/lhc-machine-outreach/components/cable.htm



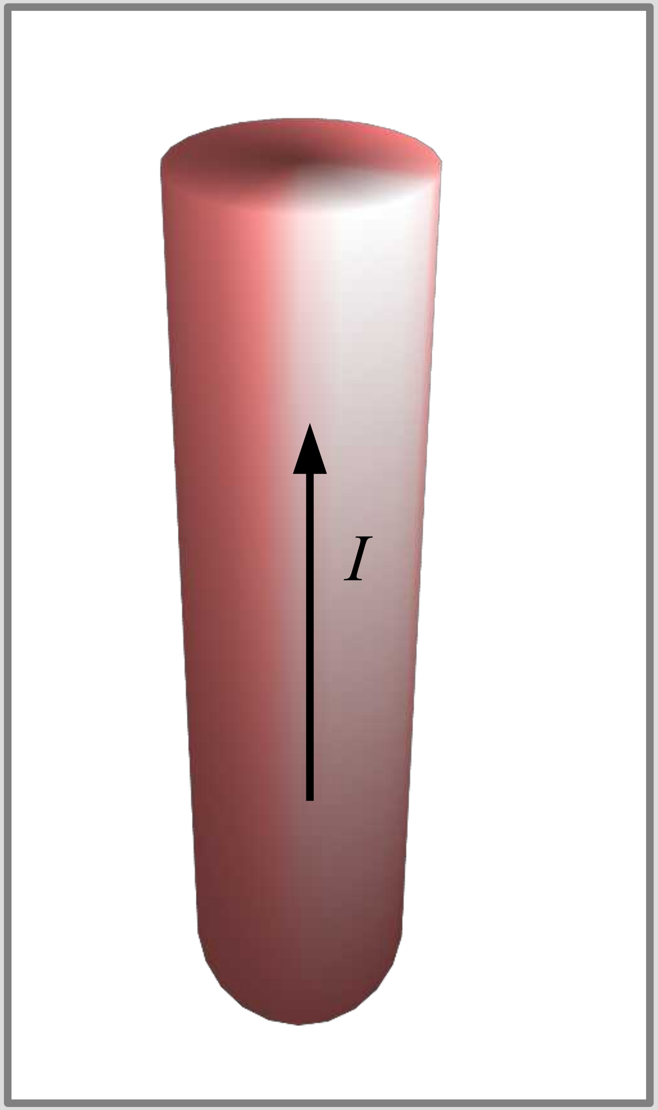
$$J_{max} \simeq j_{max} \pi d \lambda \sim 1\,\mathrm{A}$$

https://en.wikipedia.org/wiki/Superconductivity

Сверху: многожильный кабель (36 жил, полный диаметр около 15 мм), снизу: сечение одной жилы (диаметр около 1.5 мм) в разных масштабах. Каждая жила содержит около 6300 «волосков» сверхпроводящего провода (NbTi) толщиной около 6 мкм в матрице из бескислородной меди.

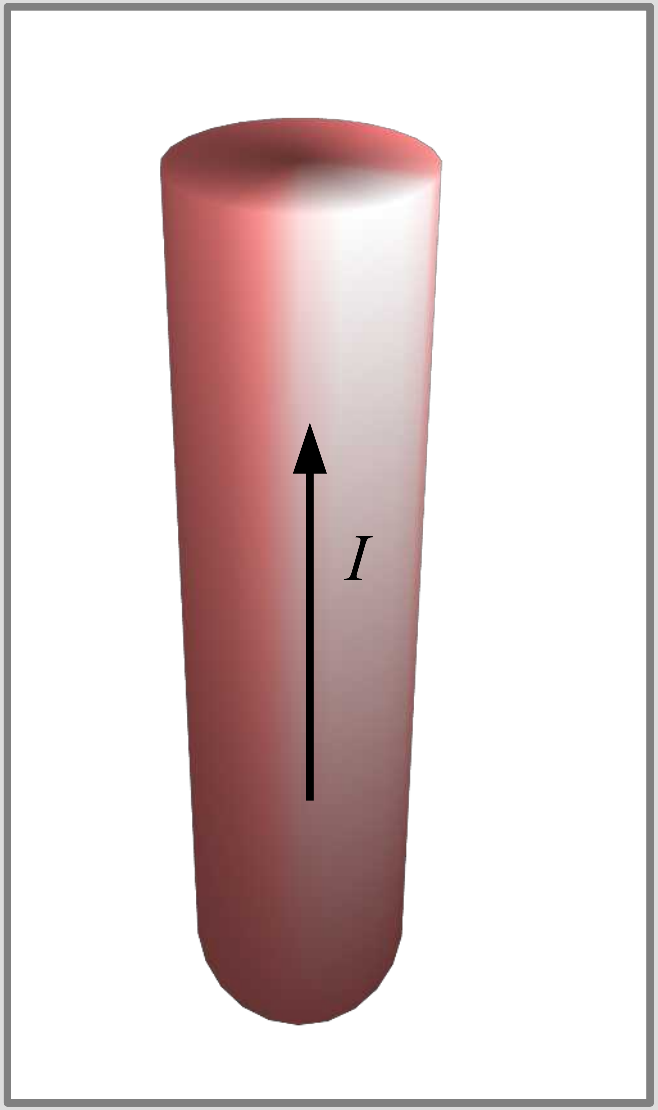
CERN, LHC Machine Outreach: Super conducting cable, 2015, http://lhc-machine-outreach.web.cern.ch/lhc-machine-outreach/components/cable.htm

Критическое поле сверхпроводника



$$H_c = \frac{2 I_c}{c r} = \frac{4\pi r \lambda j_c}{c r} = \frac{4\pi}{c} \lambda j_c$$

Критическое поле сверхпроводника



$$H_c = \frac{2 I_c}{c\, r} = \frac{4 \pi r \lambda j_c}{c\, r} = \frac{4\pi}{c} \lambda j_c$$

1) $H_c \propto \Delta \propto T_c$

2) $[\text{СИ}]\, H_c = \dfrac{I_c}{2 \pi r} = \lambda j_c \sim$

$\sim 10^6\ \text{А/м} \rightarrow B_c \sim 1\ \text{Тл}$

Часть 4. Элементы теории БКШ. Длина когерентности. Вихри Абрикосова.

Куперовские пары

1) Сверхпроводящее состояние — основное состояние сверхпроводника

2) Сверхпроводящее состояние допускает макроскопический бездиссипативный ток

3) Квантование потока показывает, что заряд переносят <u>пары</u> электронов

Куперовские пары

1) Сверхпроводящее состояни
состояние сверхпроводника

2) Сверхпроводящее состояни
макроскопический бездиссип

3) Квантование потока показывает, что заряд переносят пары электронов

Макроскопическое число *фермионов* оказывается в одном квантовом состоянии

Куперовские пары

1) Сверхпроводящее состояни
состояние сверхпроводника

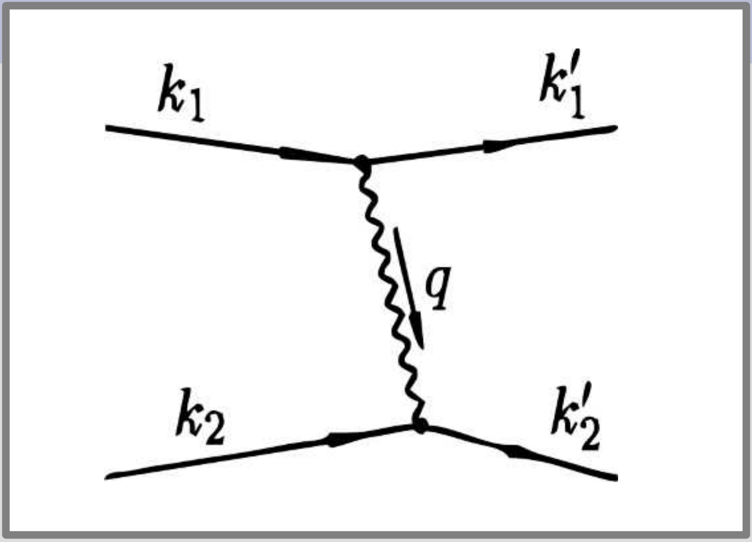
2) Сверхпроводящее состояни
макроскопический бездиссип

3) Квантование потока показывает, что заряд переносят <u>пары</u> электронов

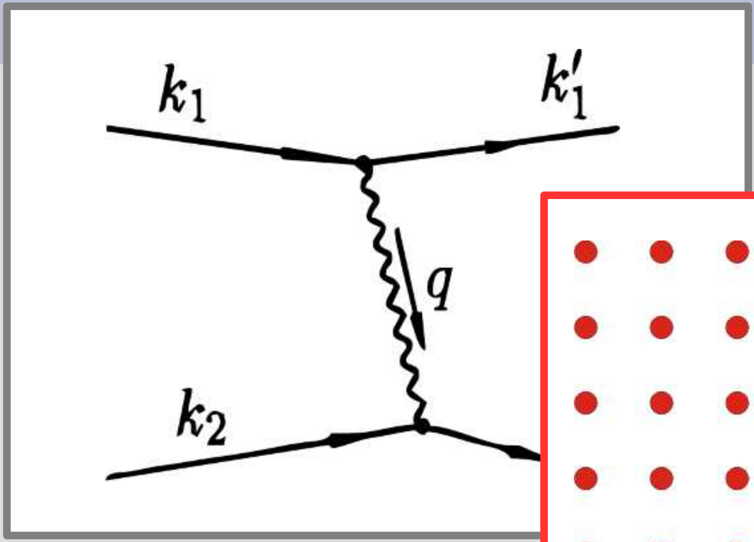
Макроскопическое число *фермионов* оказывается в одном квантовом состоянии

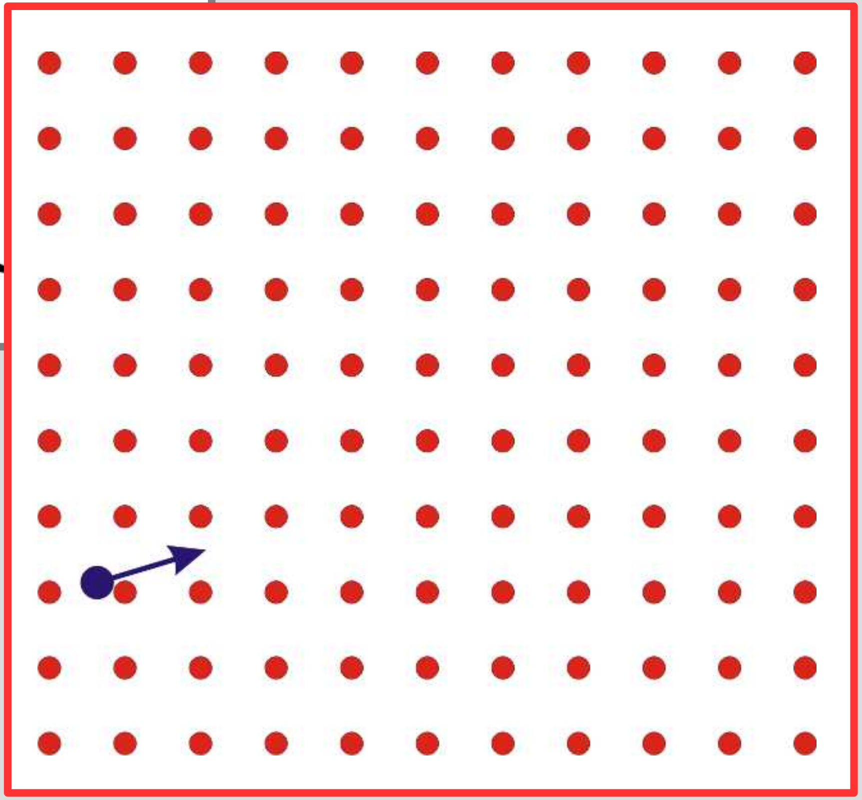
Связанное состояние двух частиц со спином 1/2 имеет спин 0 или 1 — и является *бозоном*!

Формирование куперовских пар

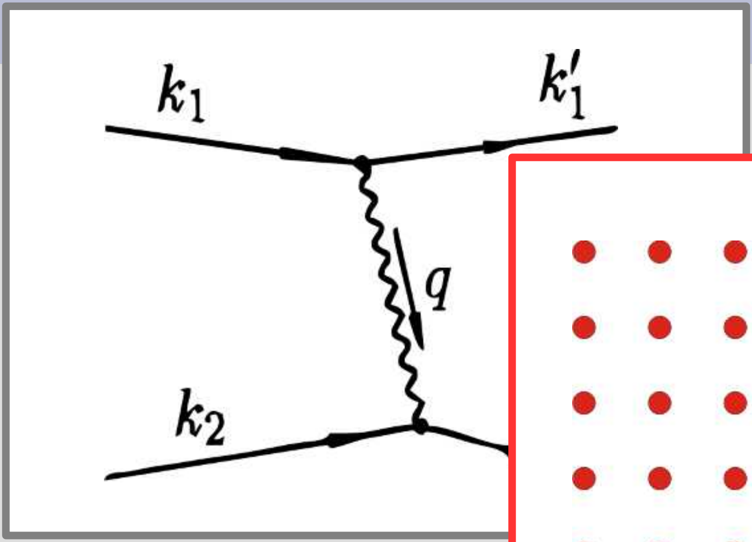


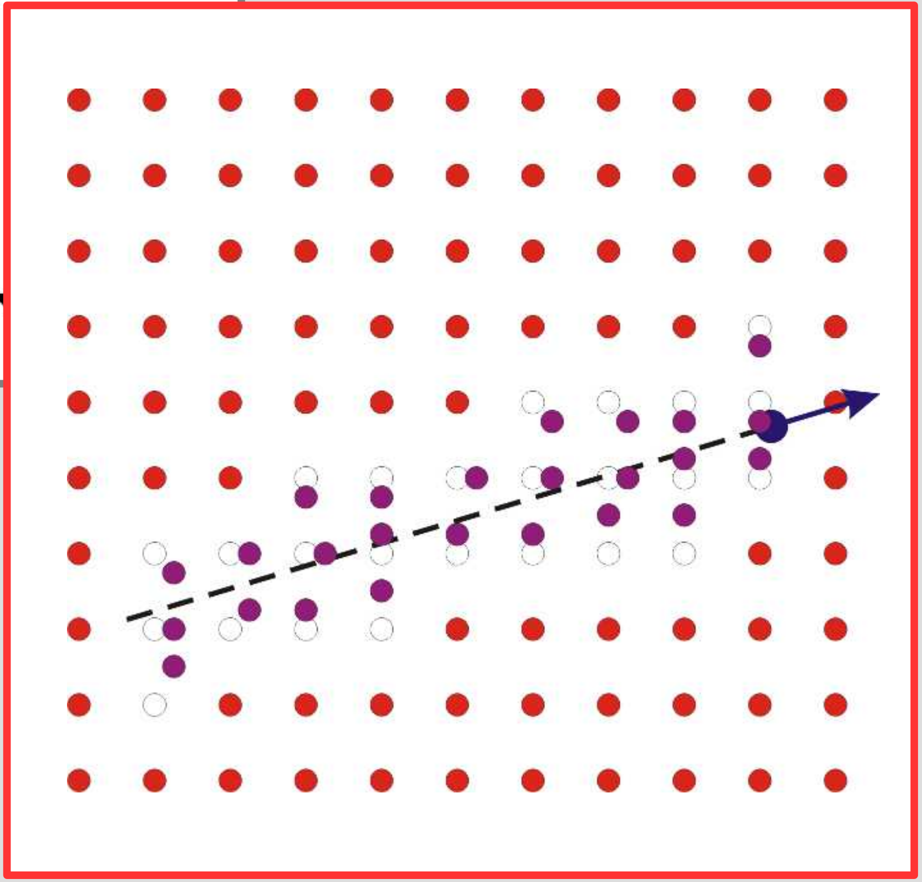
Формирование куперовских пар



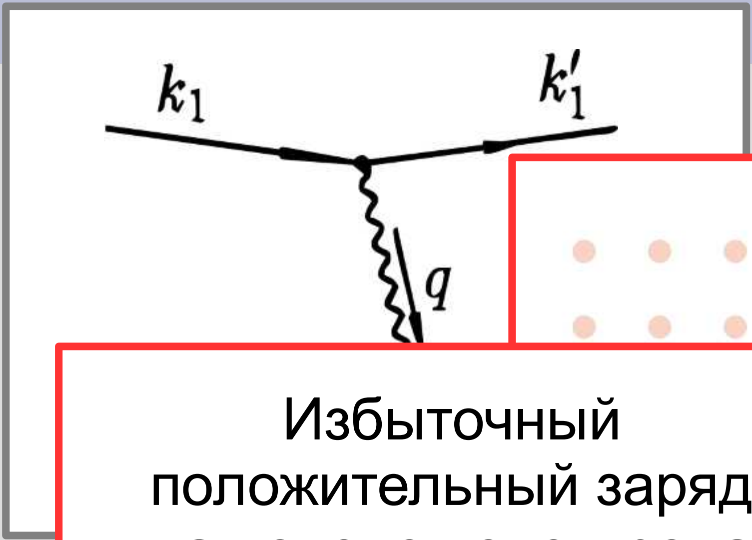


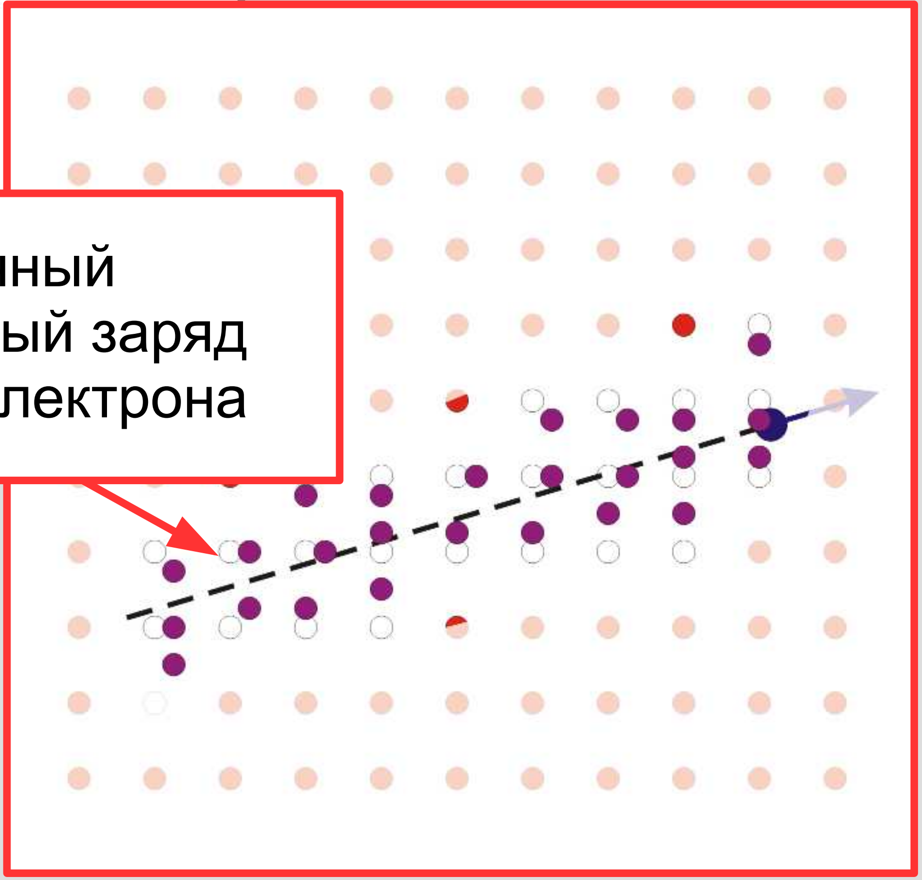
Формирование куперовских пар





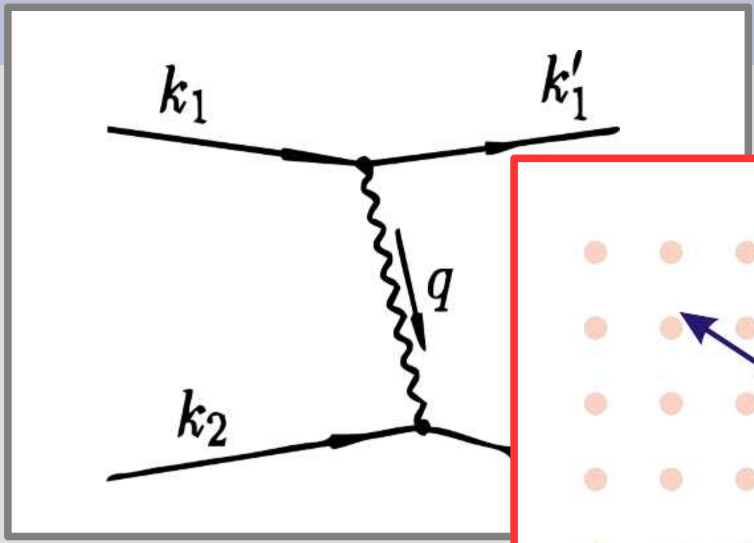
Формирование куперовских пар

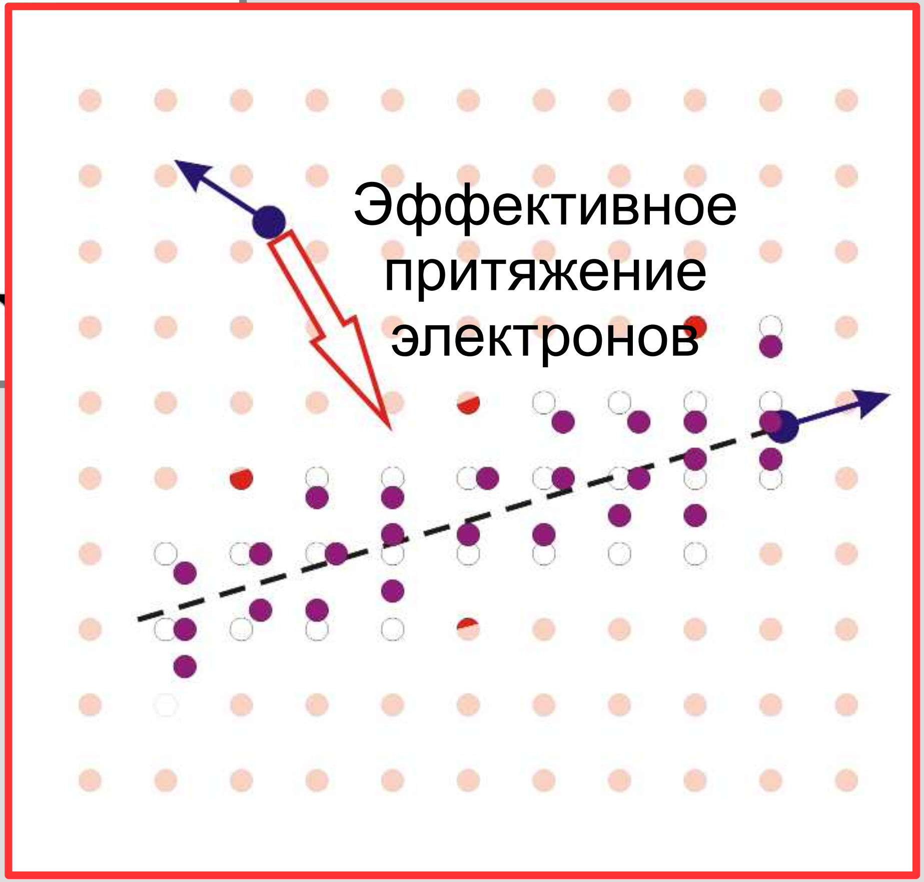




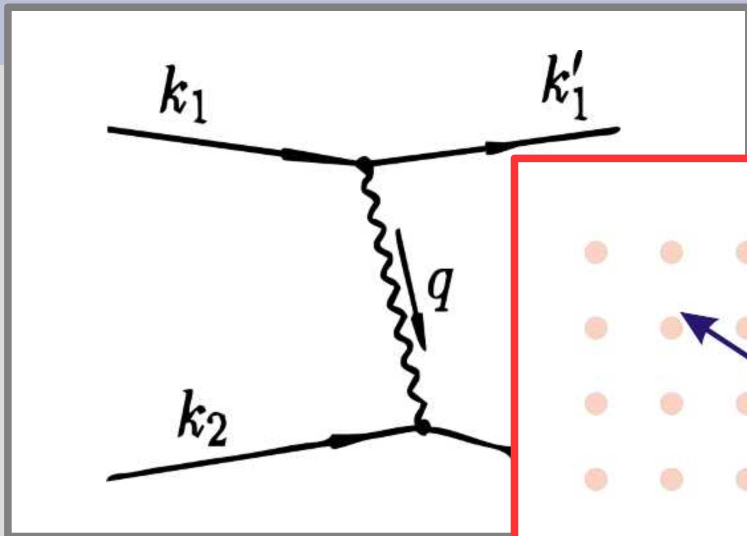
Избыточный положительный заряд на «следе» электрона

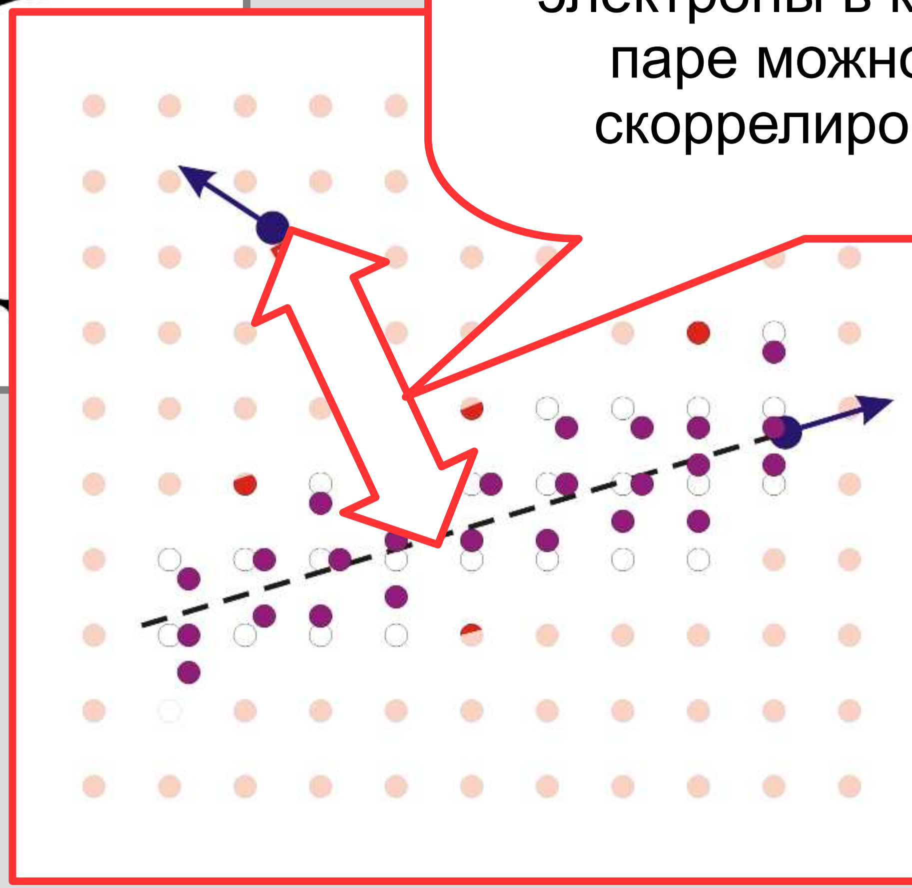
Формирование куперовских пар





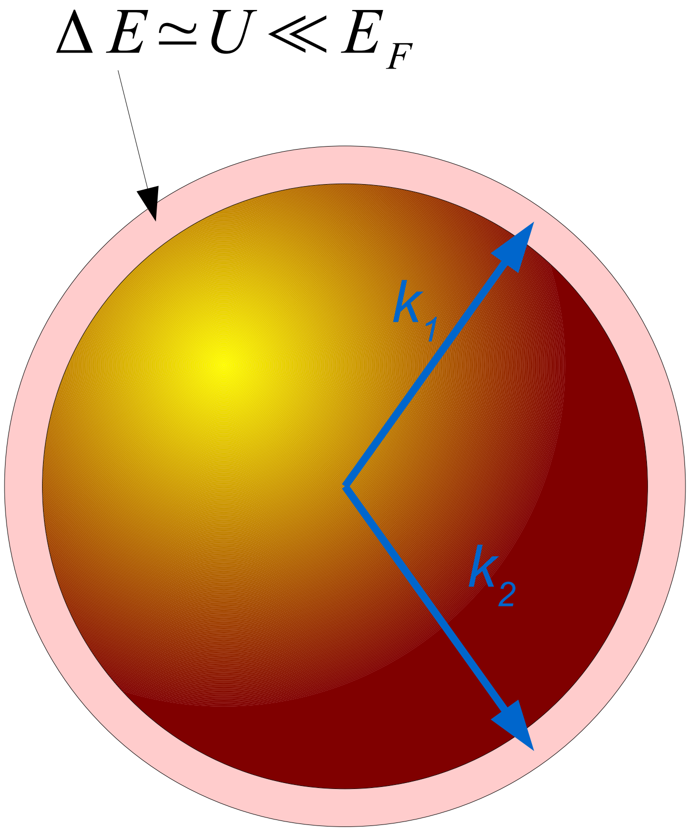
Формирование купер

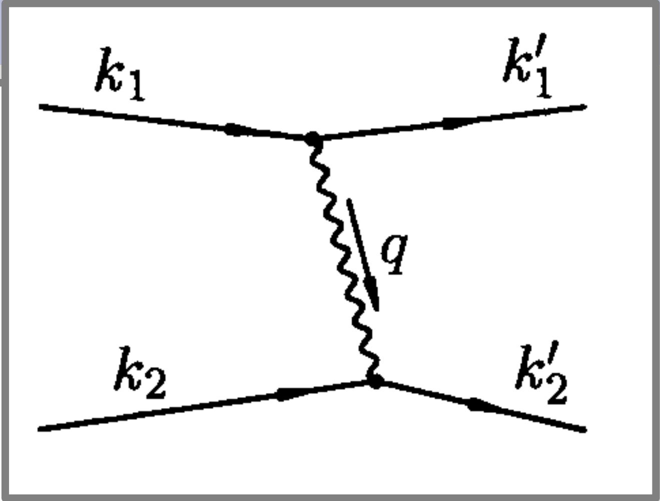




Длина когерентности ξ — характерный пространственный масштаб, на котором электроны в куперовской паре можно считать скоррелированными.

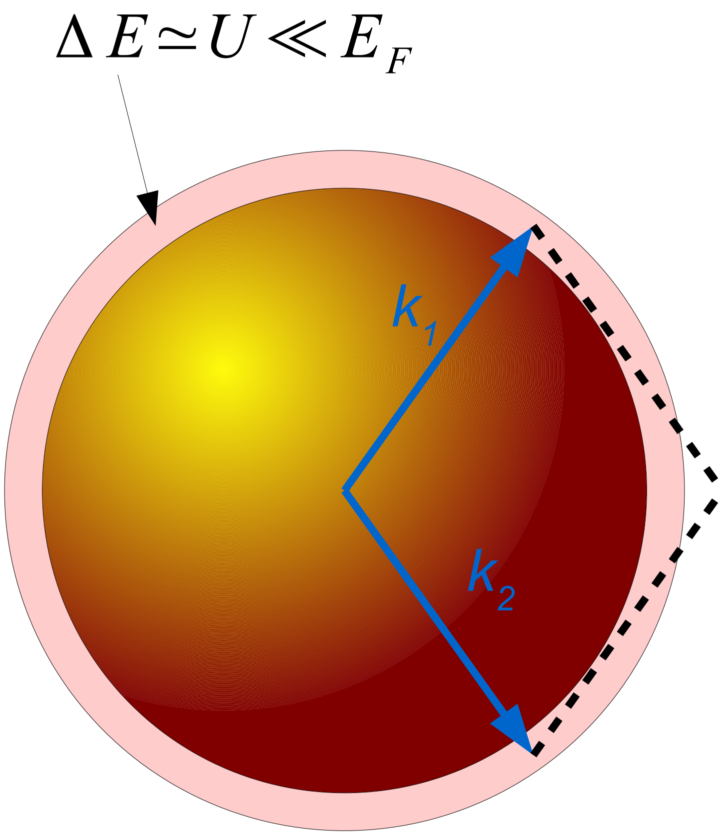
Какие электроны образуют куперовскую пару?



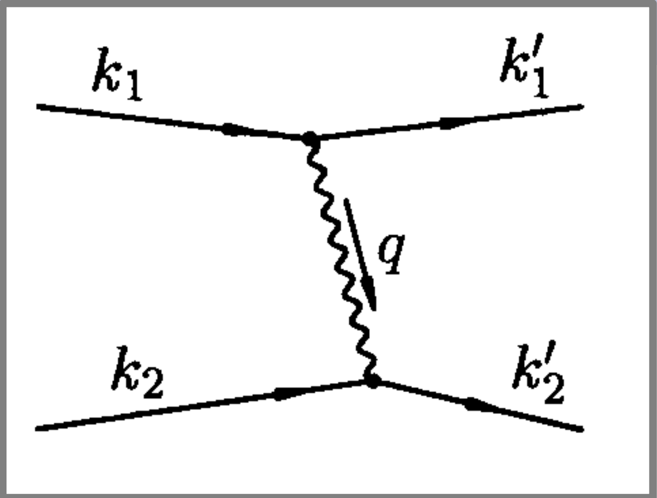


$$\vec{k}_1 + \vec{k}_2 = \vec{k}_1{}' + \vec{k}_2{}'$$

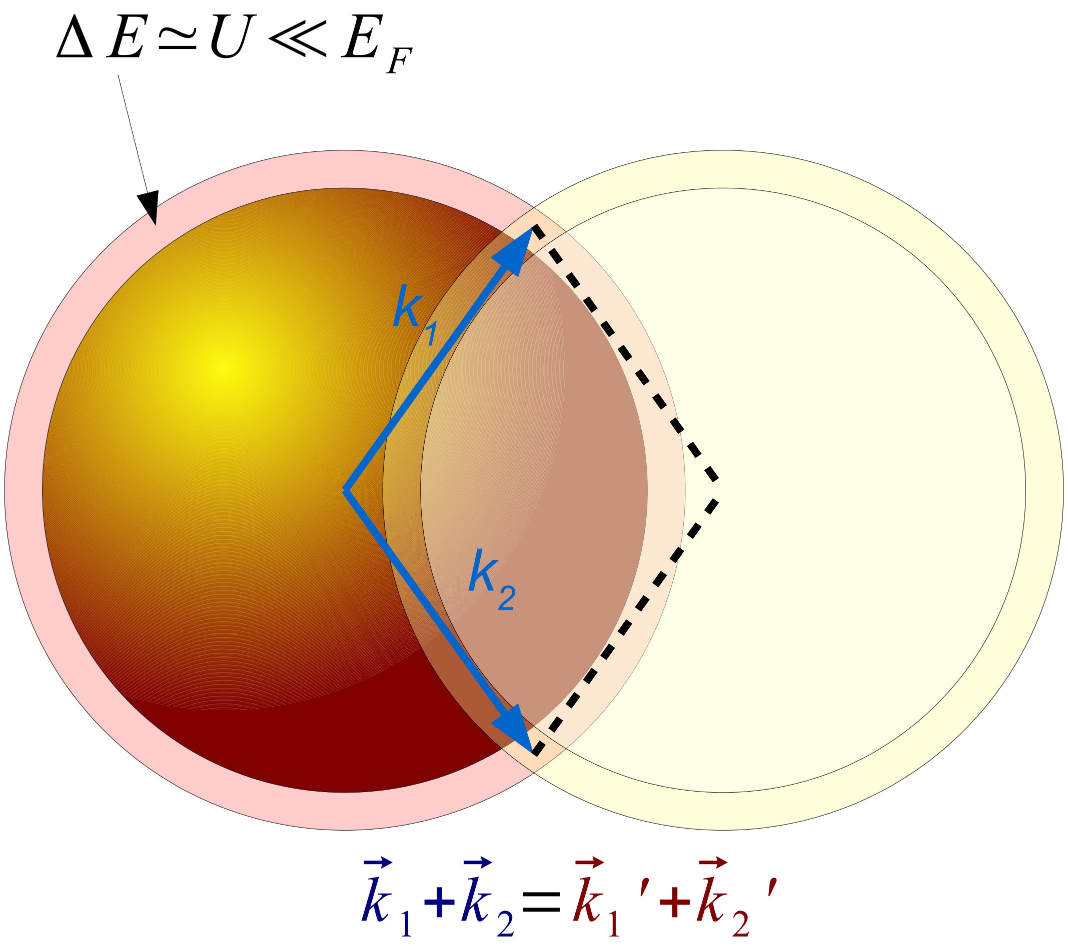
Какие электроны образуют куперовскую пару?

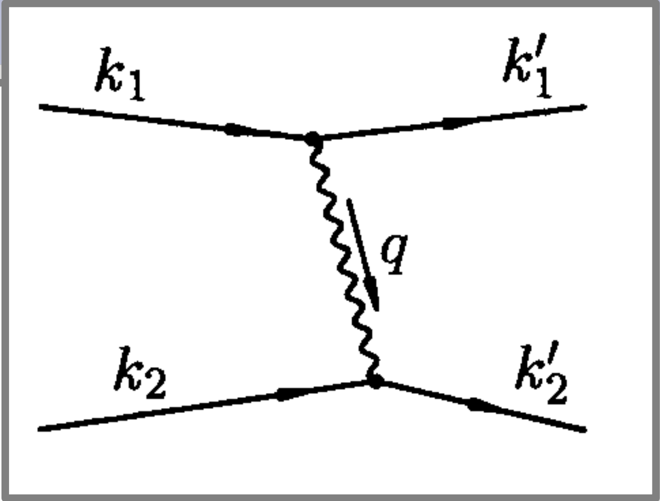


$\vec{k}_1 + \vec{k}_2 = \vec{k}_1{}' + \vec{k}_2{}'$



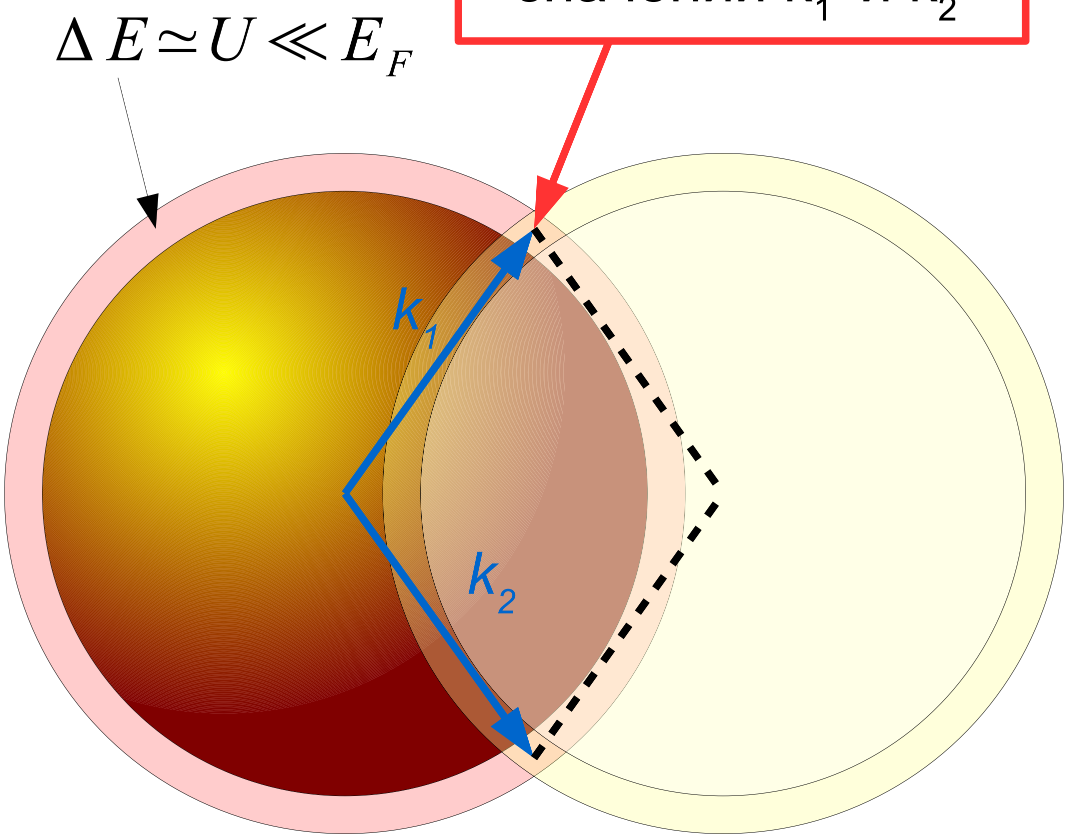
Какие электроны образуют куперовскую пару?



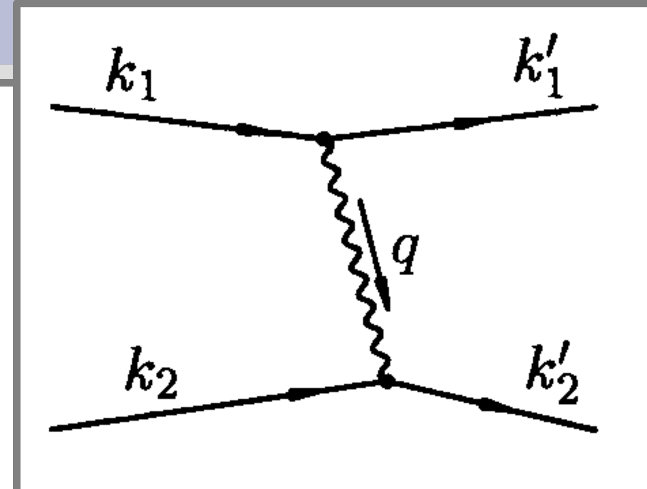


Какие электроны образуют куперовскую пару?

кольцевой слой «разрешенных» значений k_1' и k_2'



$$\vec{k}_1 + \vec{k}_2 = \vec{k}_1{}' + \vec{k}_2{}'$$

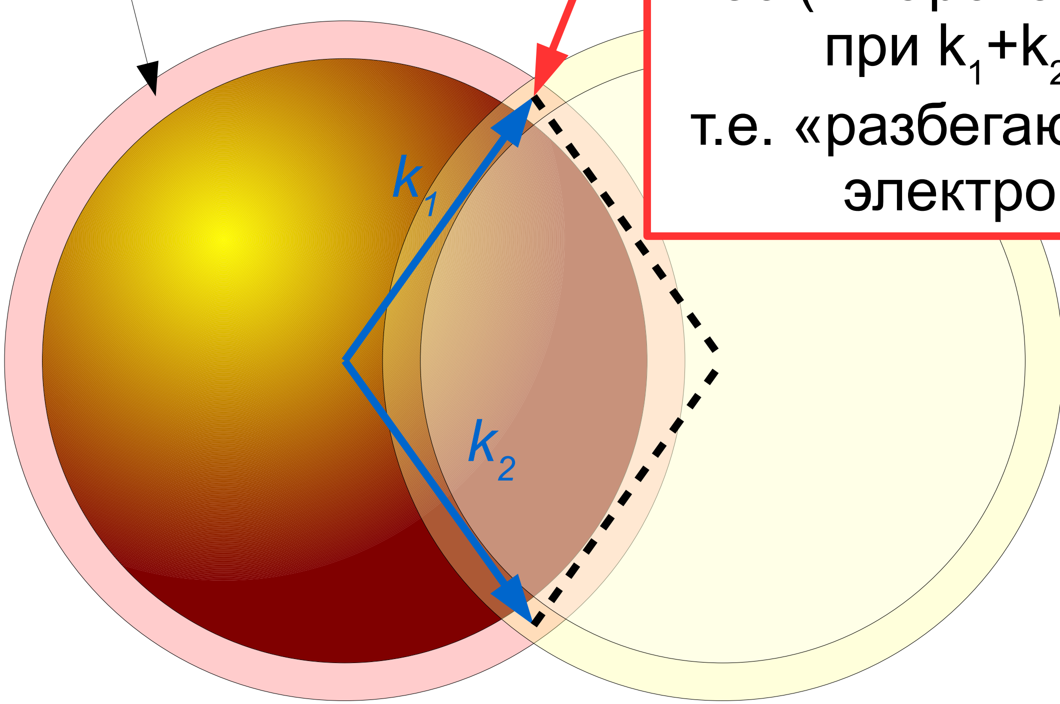


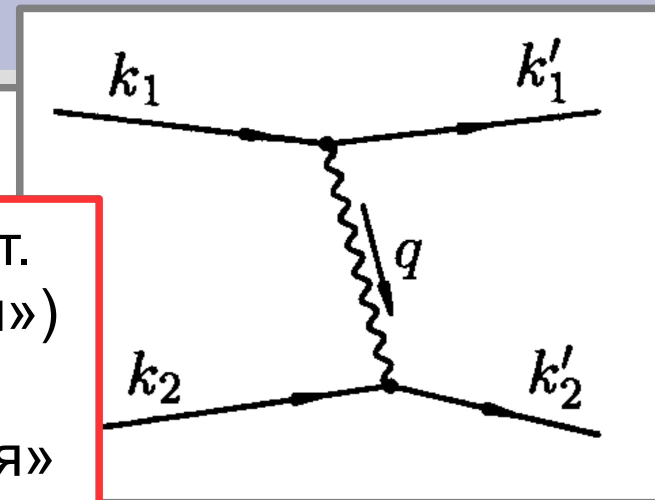
Какие электроны образуют куперовскую пару?

кольцевой слой «разрешенных» значений k_1' и k_2'

максимальный стат. вес («шаровой слой») при $k_1+k_2=0$, т.е. «разбегающиеся» электроны

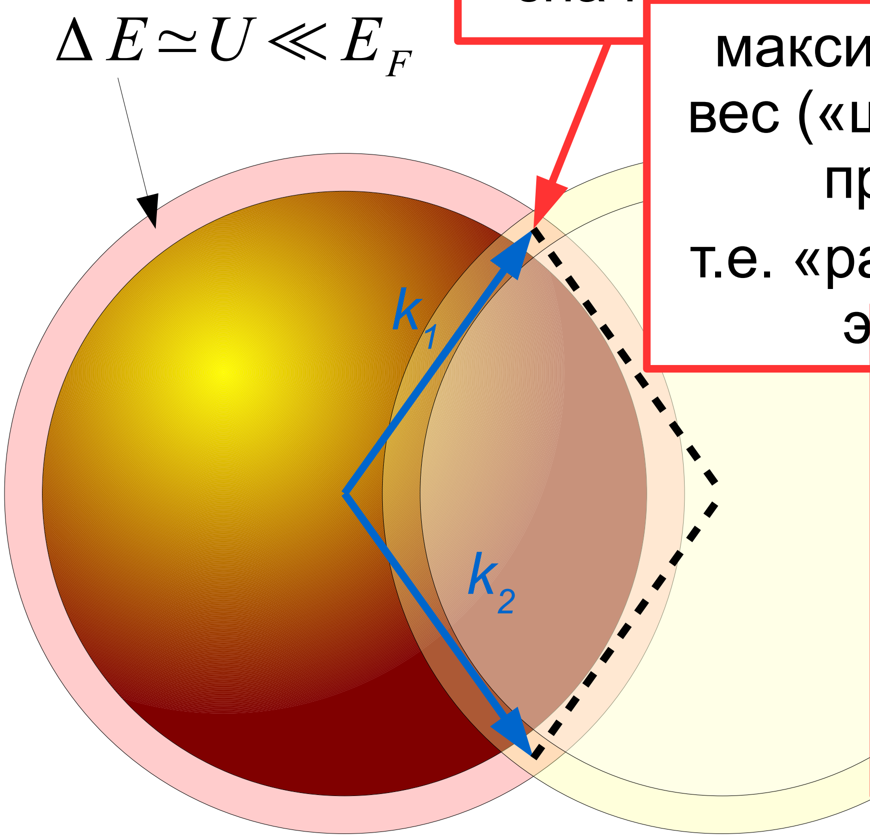
$$\Delta E \simeq U \ll E_F$$





$$\vec{k}_1+\vec{k}_2=\vec{k}_1'+\vec{k}_2'$$

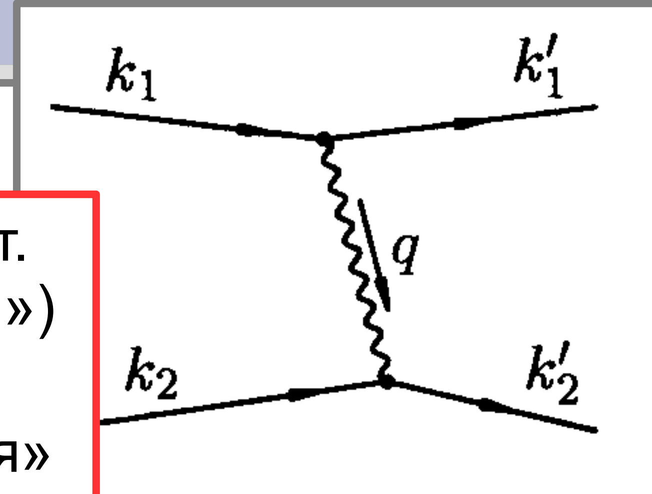
Какие электроны образуют куперовскую пару?



$$\vec{k}_1+\vec{k}_2=\vec{k}_1'+\vec{k}_2'$$

кольцевой слой «разрешенных» значений k_1' и k_2'

максимальный стат. вес («шаровой слой») при $k_1+k_2=0$, т.е. «разбегающиеся» э



$$\frac{\delta k}{k_F}\sim\frac{U}{E_F}\sim\frac{\Delta}{E_F}$$

$$\xi\sim\frac{1}{\delta k}\sim a\frac{E_F}{\Delta}=1000...10000\,\text{Å}$$