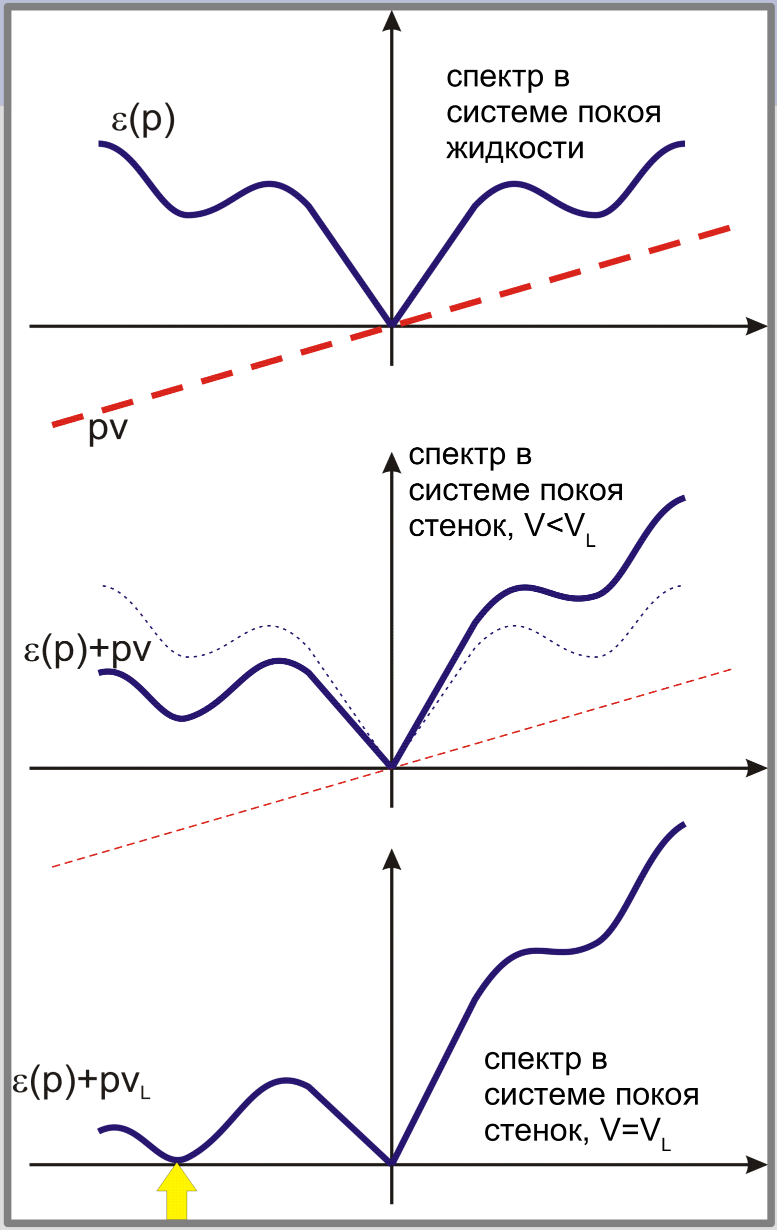
Квантовая макрофизика.

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

Часть 1. Воспоминания о сверхтекучести

Критерий Ландау.

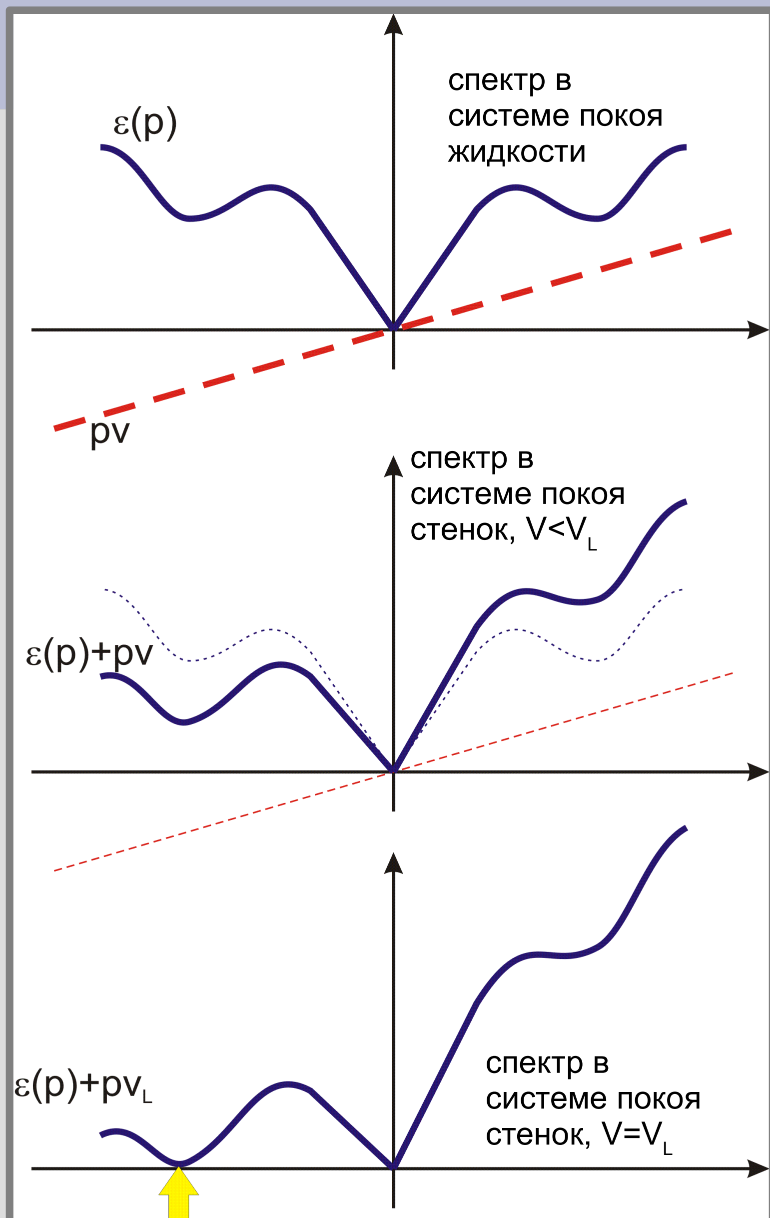


$$\varepsilon' = \varepsilon + \vec{p}\cdot\vec{V}$$

$$n(\varepsilon') = \frac{1}{e^{\varepsilon'/T} - 1}$$

В отсутствие квазичастиц сверхтекучая жидкость движется как целое. Квазичастица описывает отличие от основного состояния (покоя или движения как целое).

Критерий Ландау.



$$\varepsilon' = \varepsilon + \vec{p} \cdot \vec{V}$$

$$n(\varepsilon') = \frac{1}{e^{\varepsilon'/T} - 1}$$

В отсутствие квазичастиц сверхтекучая жидкость движется как целое. Квазичастица опис… сост…

Возникновение квазичастиц с $p \approx -p_0$ означает увлечение части жидкости против направления движения, то есть появление вязкого трения.

Фаза волновой функции сверхтекучего «конденсата»

Бозевская статистика разрешает макроскопическому числу частиц собраться в одном квантовом состоянии с наименьшей (T=0) энергией.

волновая функция частицы

$$\Psi_0 = \sqrt{N_0}\, e^{i\Phi}$$

Частицы квантовой жидкости делокализованы, плотность вероятности постоянна — поэтому от координаты зависит только *фаза* волновой функции основного состояния.

Фаза волновой функции сверхтекучего «конденсата»

Бозевская статистика

раз

чис

на

$$\hat{\vec{p}}\,\Psi_0 = \left(\hbar\vec{\nabla}\Phi\right)\Psi_0$$

волновая функция частицы

$$\Psi_0 = \sqrt{N_0}\, e^{i\Phi}$$

ж

к

основного состояния.

Фаза волновой функции сверхтекучего «конденсата»

Бозевская статистика

раз

чис

на

ж

к

основного состояния.

$$\hat{\vec{p}}\,\Psi_0 = \left(\hbar \vec{\nabla} \Phi\right) \Psi_0$$

$$\Updownarrow$$

m V_s

волновая функция частицы

$$\Psi_0 = \sqrt{N_0}\, e^{i\Phi}$$

Фаза волновой функции сверхтекучего «конденсата»

Бозевская статистика

раз

чис

на

ж

к

основного состояния.

$$\hat{\vec{p}}\Psi_0=\left(\hbar\vec{\nabla}\Phi\right)\Psi_0$$

$$\Updownarrow$$

m V_s

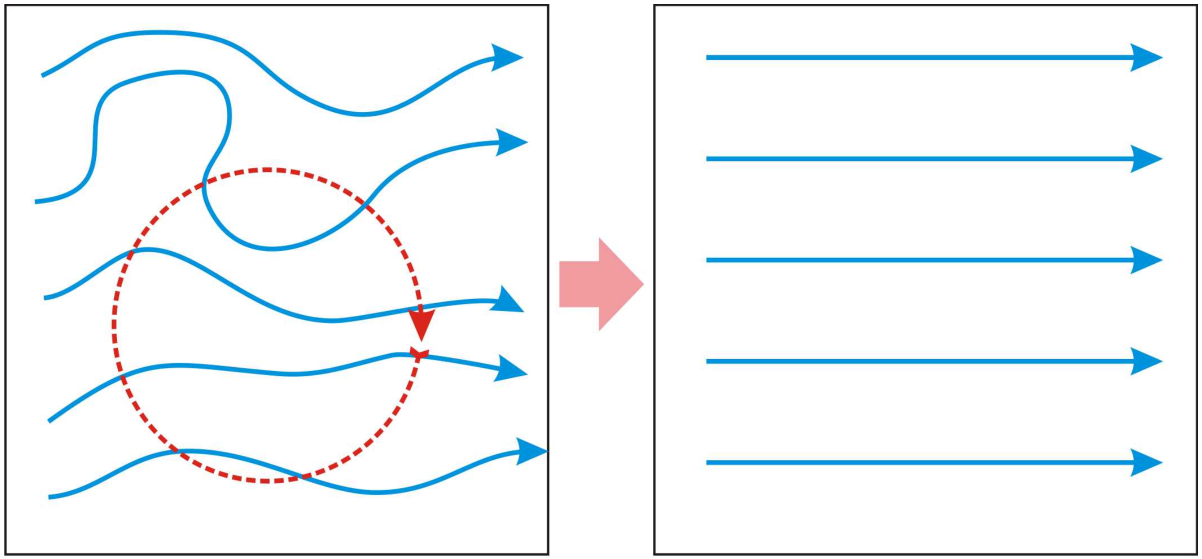
$$\vec{V}_s=\frac{\hbar}{m}\vec{\nabla}\Phi$$

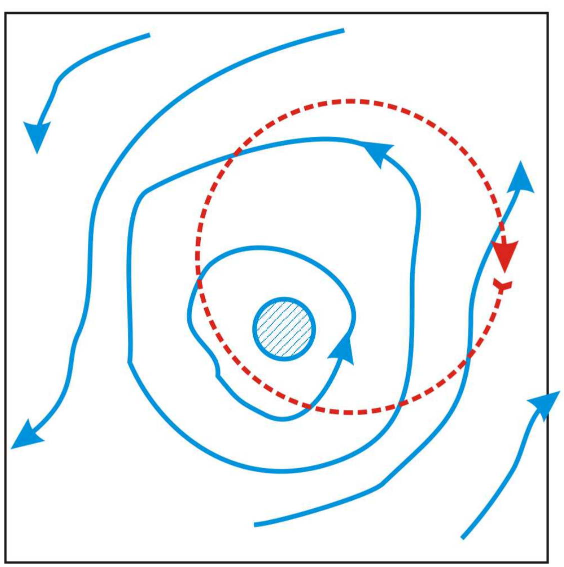
$$\oint\vec{V}_s d\vec{l}=\frac{\hbar}{m}\oint\vec{\nabla}\Phi d\vec{l}=\frac{\hbar}{m}2\pi n$$

волновая функция частицы

$$\Psi_0=\sqrt{N_0}e^{i\Phi}$$

Вихрь в сверхтекучей жидкости как топологический дефект.



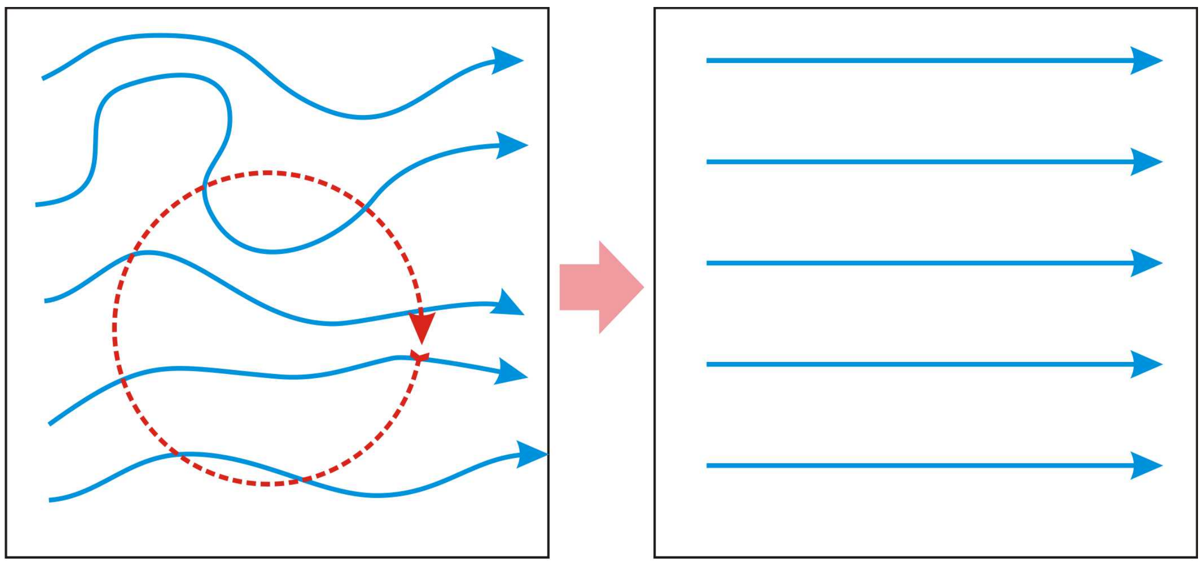


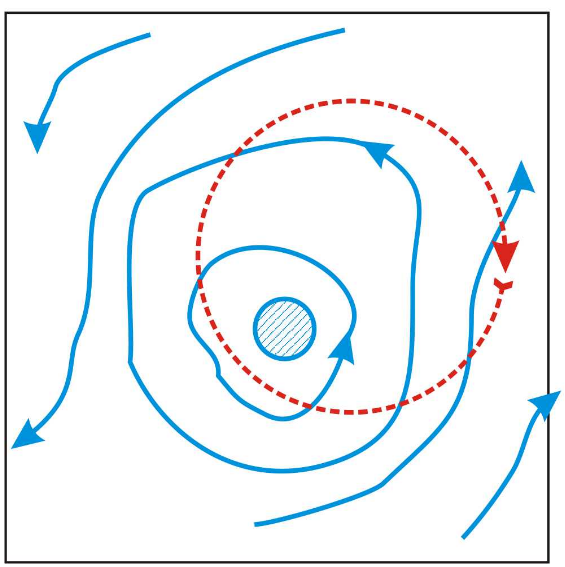
$$K = \int \frac{\rho_s V_s^2}{2} dV$$

$$\vec{V}_s = \frac{\hbar}{m} \vec{\nabla} \Phi$$

$$\oint \vec{V}_s \, d\vec{l} = \frac{\hbar}{m} 2\pi n$$

Вихрь в сверхтекучей жидкости как топологический дефект.





$$K=\int \frac{\rho_s V_s^2}{2}\,dV$$

$$\vec{V}_s=\frac{\hbar}{m}\vec{\nabla}\Phi$$

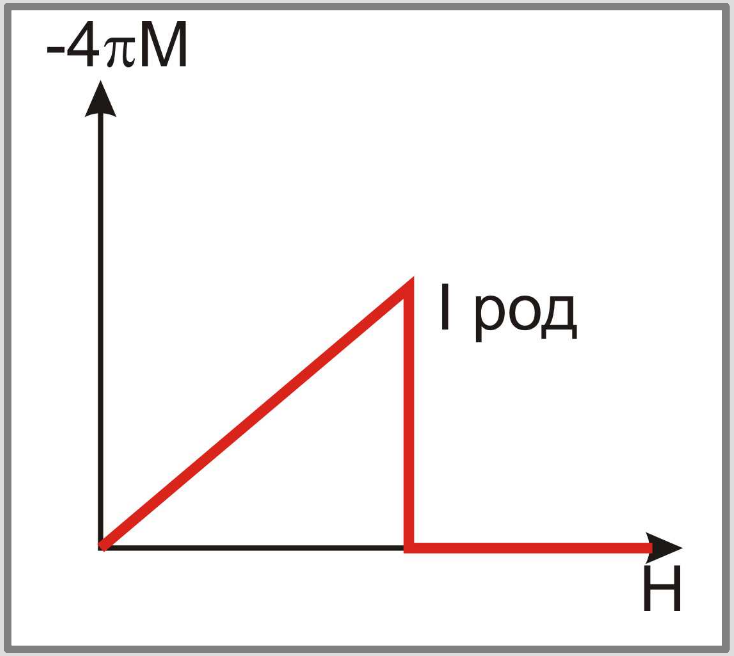
$$\oint \vec{V}_s\,d\vec{l}=\frac{\hbar}{m}2\pi n$$

Хотя вихревое состояние и не выгодно по энергии оно защищено от произвольного «распада», есть топологический заряд и его «закон сохранения»

Часть 2. 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:

$$n = n_n + n_s$$

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

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

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

Первое уравнение Лондонов

Уравнения Лондонов.

двухжидкостная модель+
модель свободных электронов:

$$n=n_n+n_s$$

В стационарных условиях напряжённость электрического поля внутри сверхпроводника равна нулю

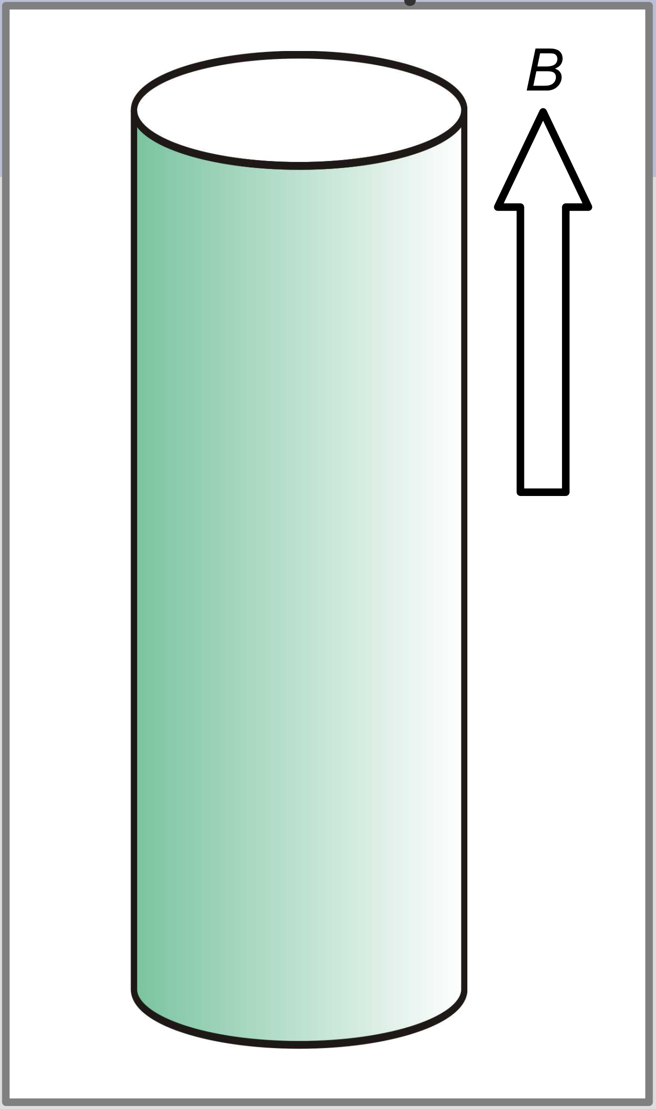
$$\vec{j}_s=$$

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

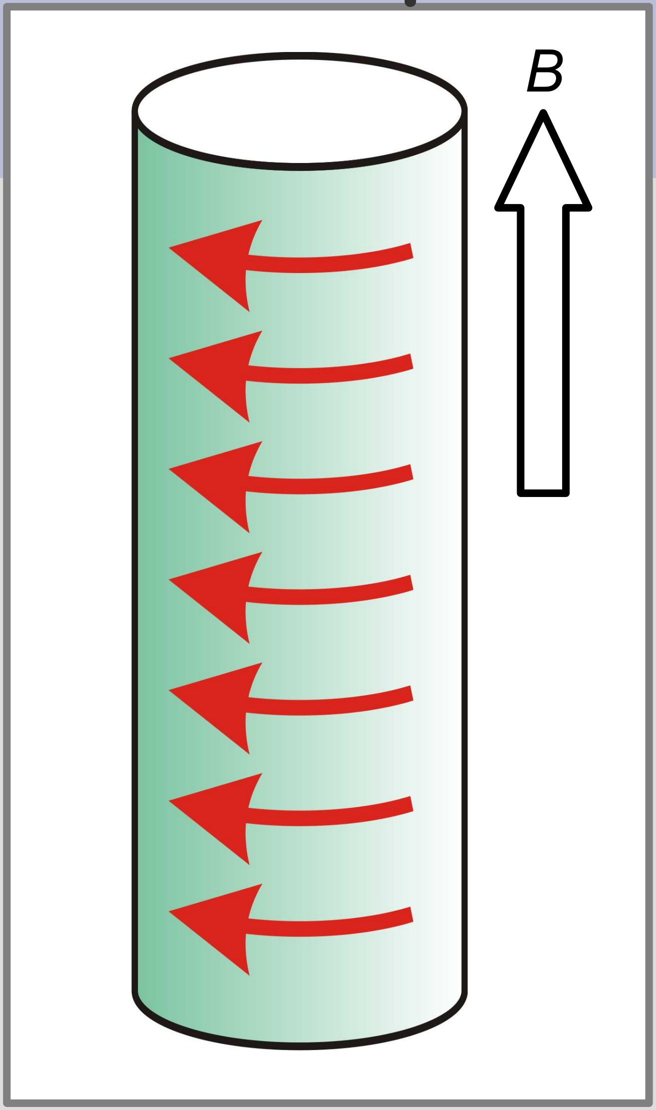
$$\frac{d\vec{j}_s}{dt}=\frac{n_s e^2}{m}\vec{E}$$

Первое уравнение Лондонов

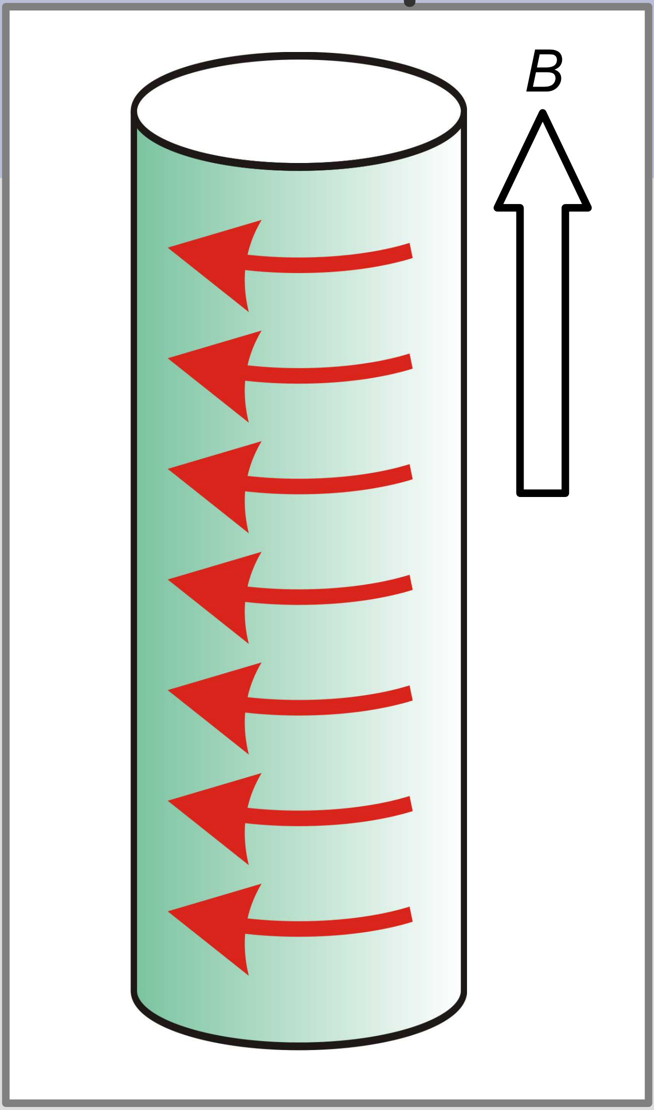
Уравнения Лондонов.



Уравнения Лондонов.



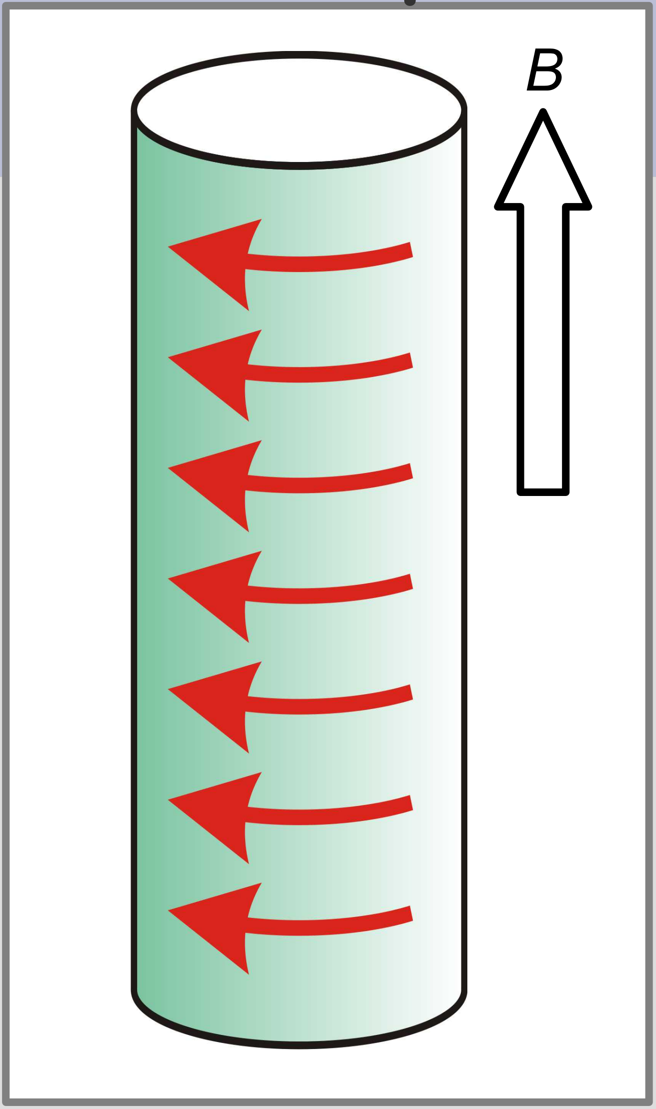
Уравнения Лондонов.



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

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

Уравнения Лондонов.



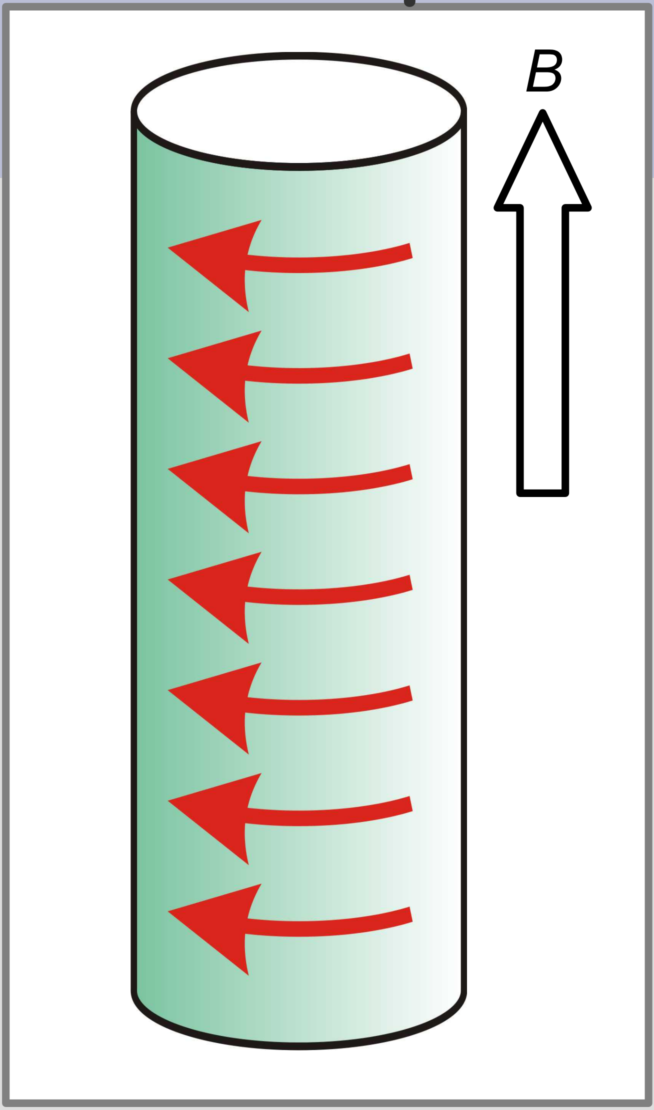
$$rot\,\vec{H} = \frac{4\pi}{c}\vec{j}_s$$

$$W_{кин} = n_s \frac{mV_s^2}{2} = \frac{m}{2e^2 n_s} j_s^2$$

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

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

Уравнения Лондонов.



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

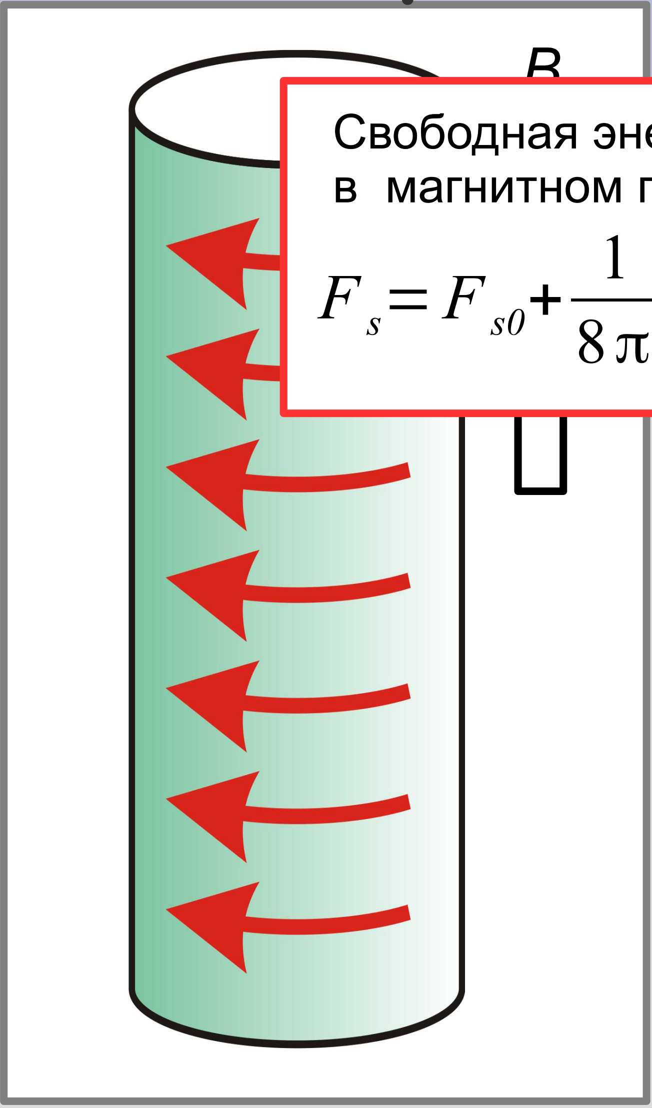
$$W_{кин} = n_s \frac{mV_s^2}{2} = \frac{m}{2e^2 n_s} j_s^2$$

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

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

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

Уравнения Лондонов.



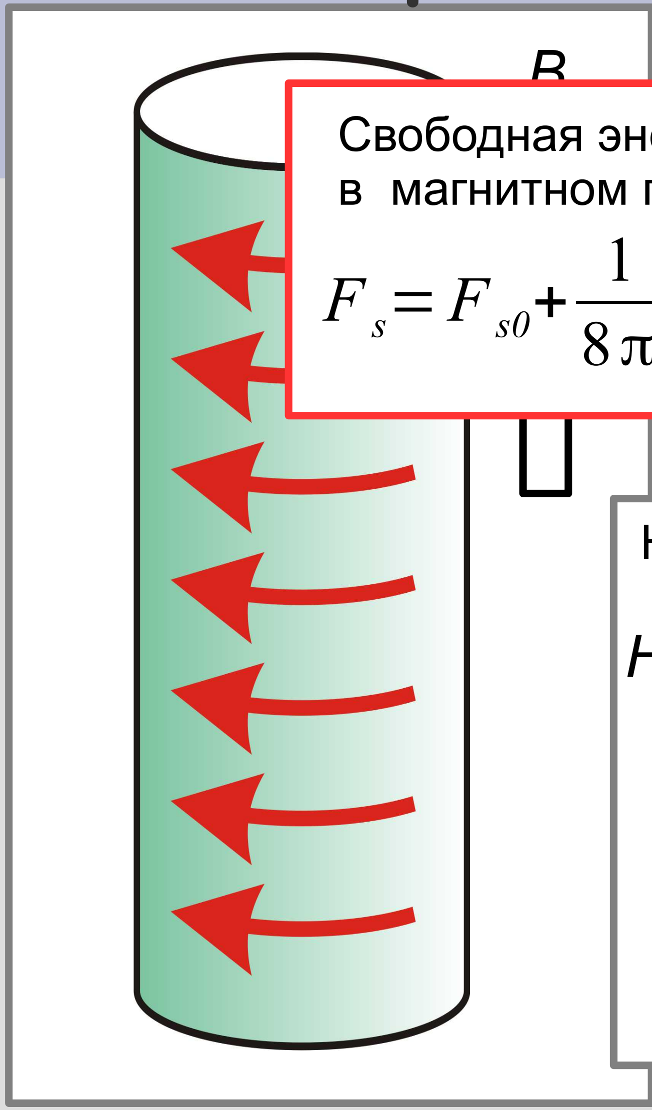
Свободная энергия сверхпроводника
в магнитном поле

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

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

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

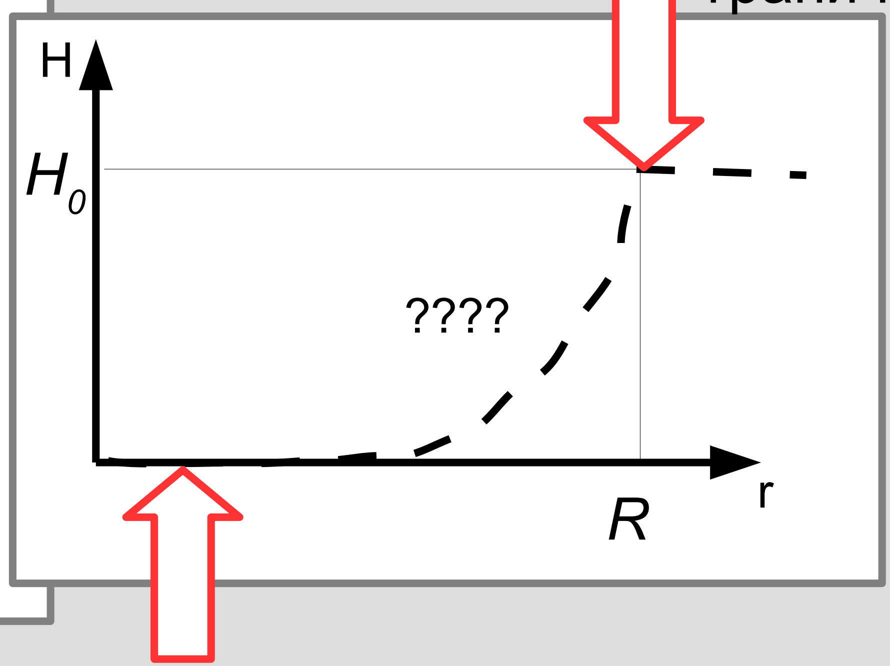
Уравнения Лондонов.



Свободная энергия сверхпроводника
в магнитном поле

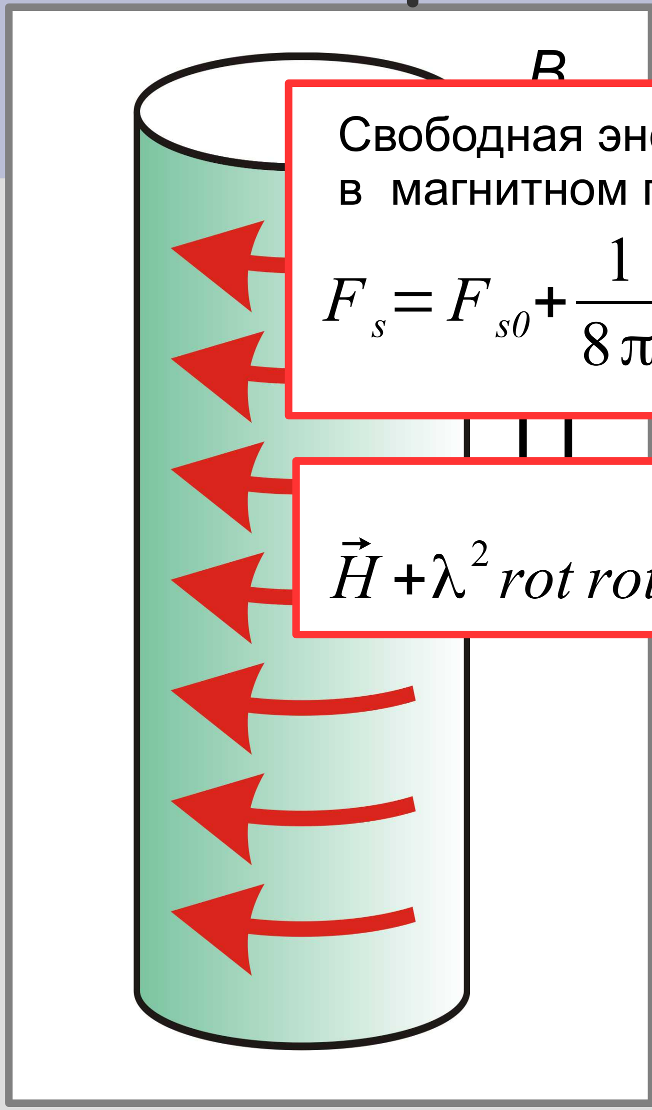
$$F_s = F_{s0} + \frac{1}{8\pi}\int\left(H^2 + \lambda^2 rot^2 \vec{H}\right)dV$$

граничное условие



Эффект Мейснера

Уравнения Лондонов.



Свободная энергия сверхпроводника
в магнитном поле

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

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

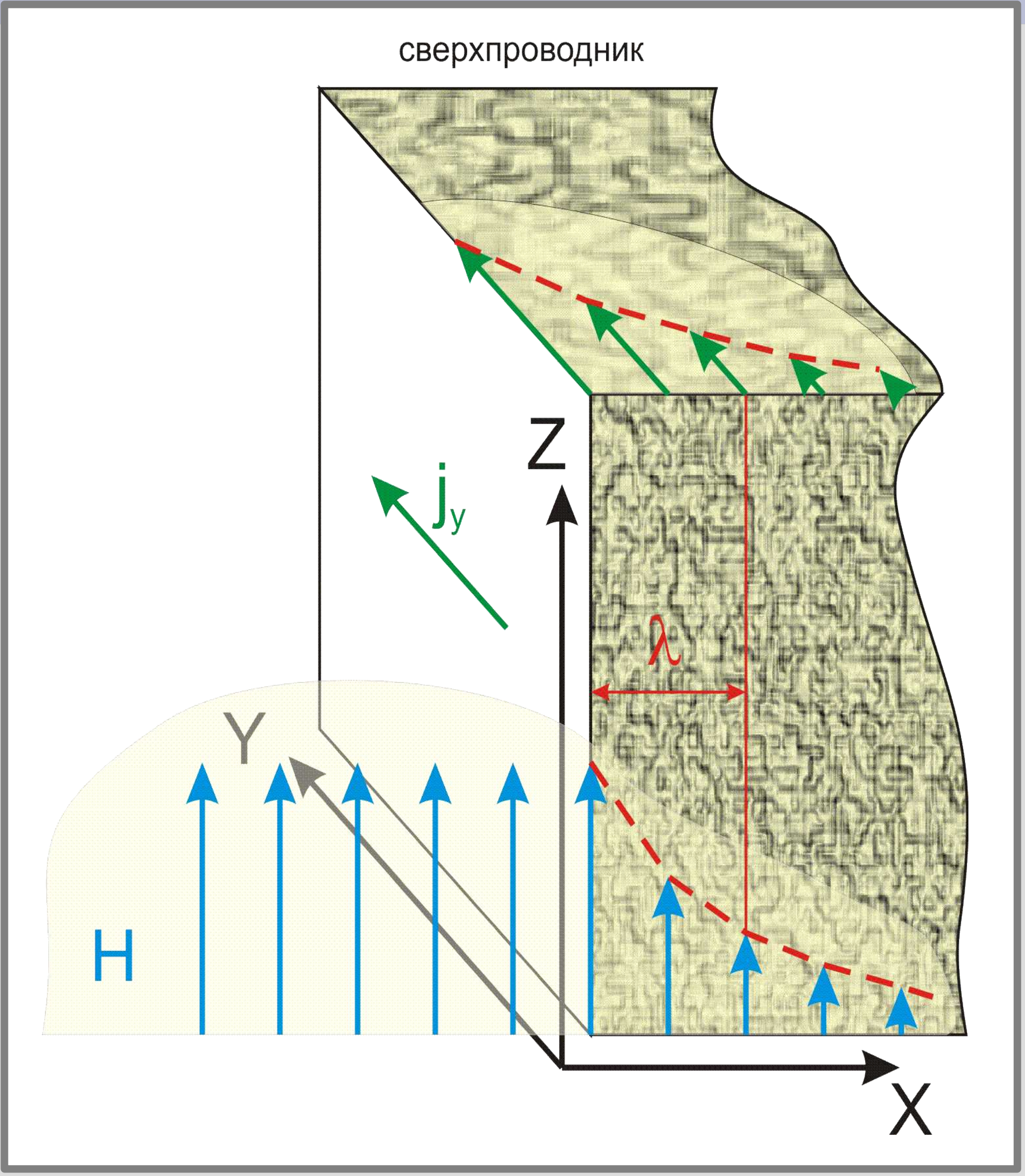
Второе уравнение
Лондонов

Проникновение поля в сверхпроводник.

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

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

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



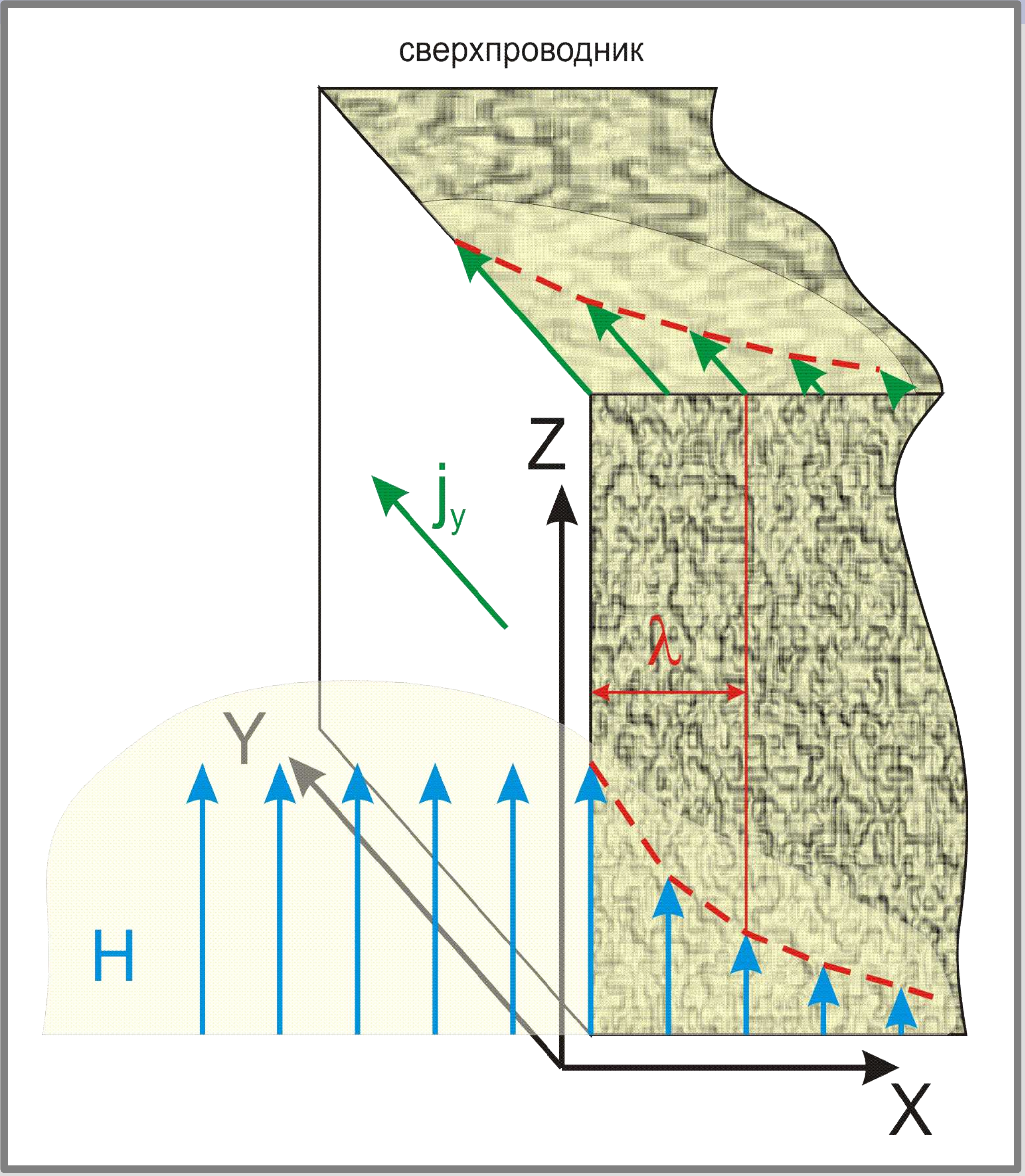
Проникновение поля в сверхпроводник.

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

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

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

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



Часть 3. 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...

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

в магнитном поле $\vec{p} = \mu \vec{V}_s - \frac{q}{c}\vec{A}$

квантовая механика $\hat{\vec{p}}\,\Psi = \left(\hbar \vec{\nabla}\,\Theta\right)\Psi$

Квантовое обобщение уравнения Лондонов.

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

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

в магнитном поле $\vec{p} = \mu \vec{V}_s - \frac{q}{c}\vec{A}$

квантовая механика $\hat{\vec{p}}\,\Psi = \left(\hbar \vec{\nabla}\,\Theta\right)\Psi$

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

Квантовое обобщение уравнения Лондонов.

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

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

в магнитном поле $\vec{p} = \mu \vec{V}_s - \frac{q}{c}\vec{A}$

квантовая механика $\hat{\vec{p}}\Psi = \left(\hbar \vec{\nabla}\Theta\right)\Psi$

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

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

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

Квантовое обобщение уравнения Лондонов.

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

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

в магнитном поле $\vec p = \mu\vec V_s - \frac{q}{c}\vec A$

квантовая механика $\hat{\vec p}\,\Psi = (\hbar\vec\nabla\Theta)\,\Psi$

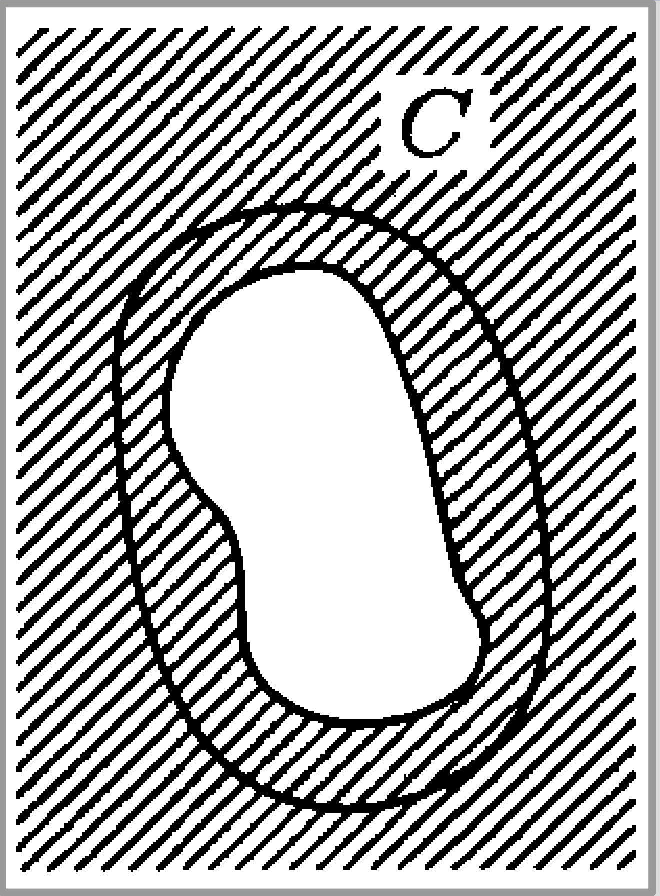
$$\Rightarrow \quad \vec V_s = \frac{\hbar}{\mu}\vec\nabla\Theta + \frac{q}{\mu c}\vec A$$

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

$$\vec j_s = -nq\vec V_s = -\frac{c}{4\pi\lambda^2}\left(\vec A + \frac{\Phi_0}{2\pi}\nabla\Theta\right), \qquad \Phi_0 = \frac{2\pi\hbar c}{q}$$

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

Квантование магнитного потока.

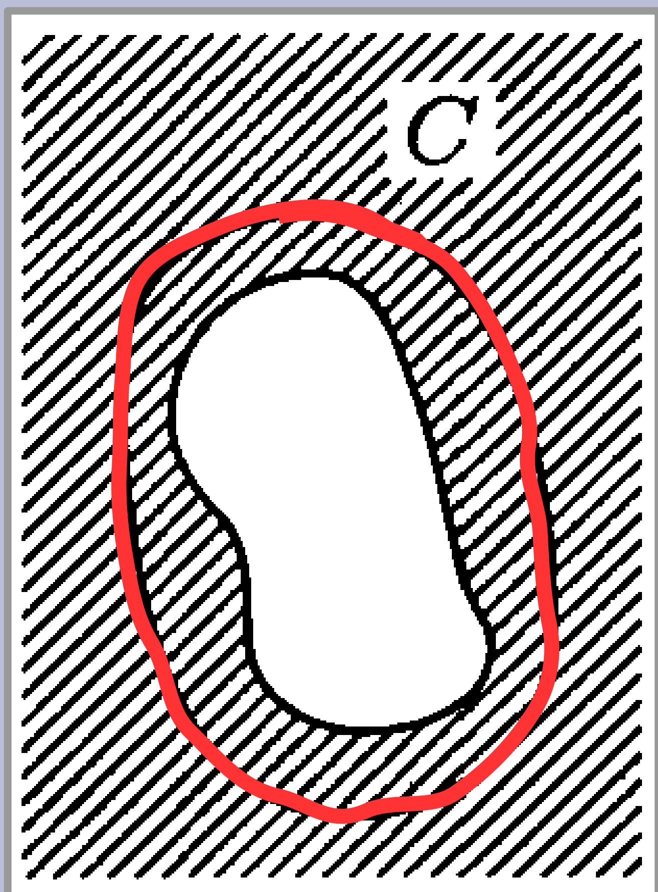


$$\vec{j}_s = -\frac{n_s q}{\mu}\left(\hbar\vec{\nabla}\Theta + \frac{q}{c}\vec{A}\right) = -\frac{c}{4\pi\lambda^2}\left(\vec{A} + \frac{\Phi_0}{2\pi}\vec{\nabla}\Theta\right)$$

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

Квантовани… …тного потока.

$$j_s = 0$$

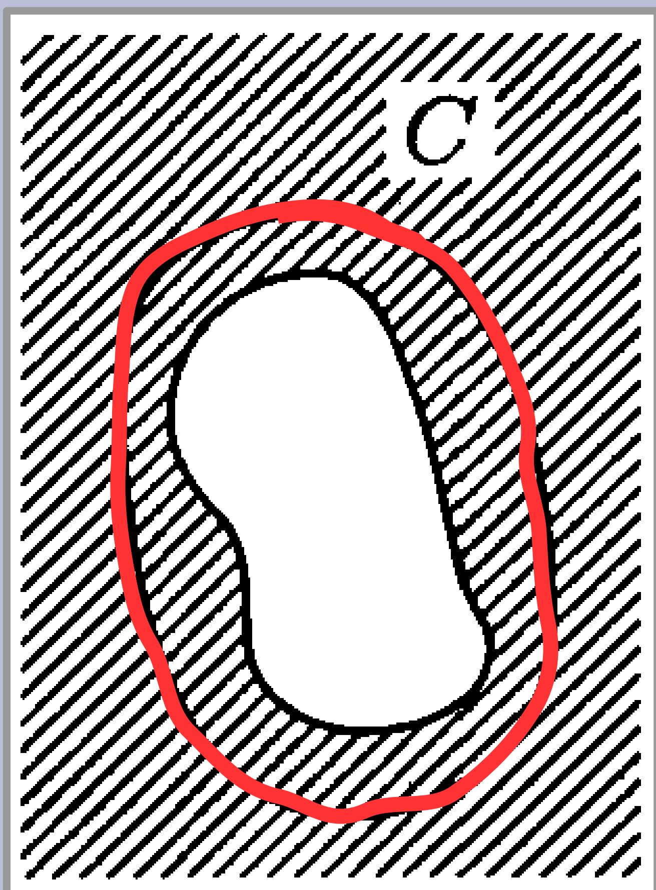


$$\vec{j}_s = -\frac{n_s q}{\mu}\left(\hbar\vec{\nabla}\Theta + \frac{q}{c}\vec{A}\right) = -\frac{c}{4\pi\lambda^2}\left(\vec{A} + \frac{\Phi_0}{2\pi}\vec{\nabla}\Theta\right)$$

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

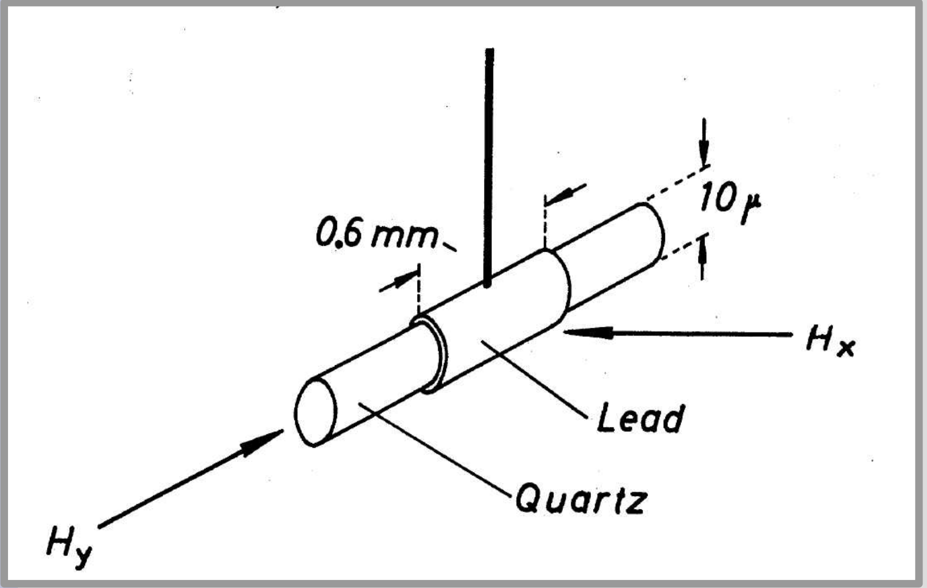
$$\vec{j}_s = -\frac{n_s q}{\mu}\left(\hbar \vec{\nabla}\Theta + \frac{q}{c}\vec{A}\right) = -\frac{c}{4\pi\lambda^2}\left(\vec{A} + \frac{\Phi_0}{2\pi}\vec{\nabla}\Theta\right)$$

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

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

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

Эксперимент по измерению кванта потока.

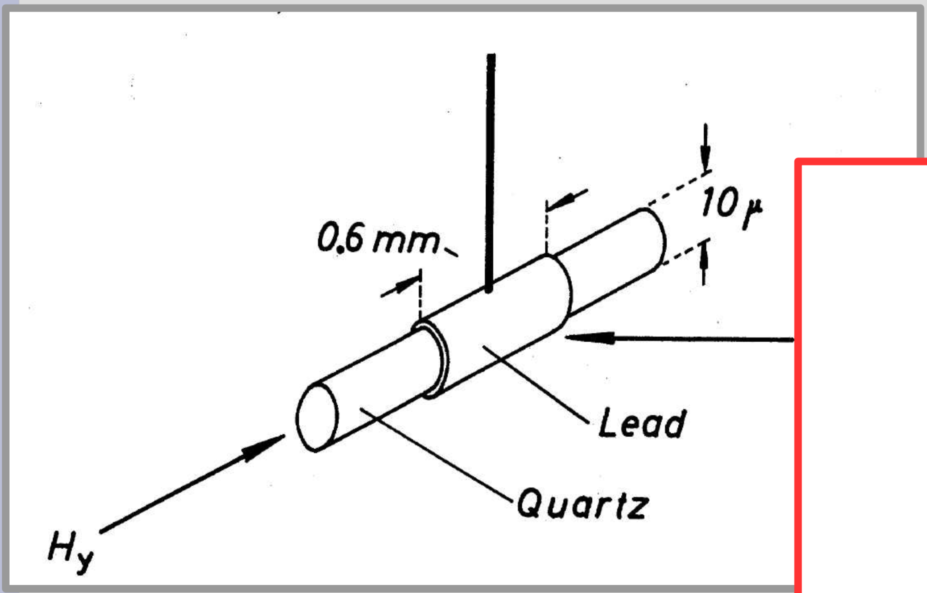


$$\Phi_0 = \frac{2\pi\hbar c}{q}$$

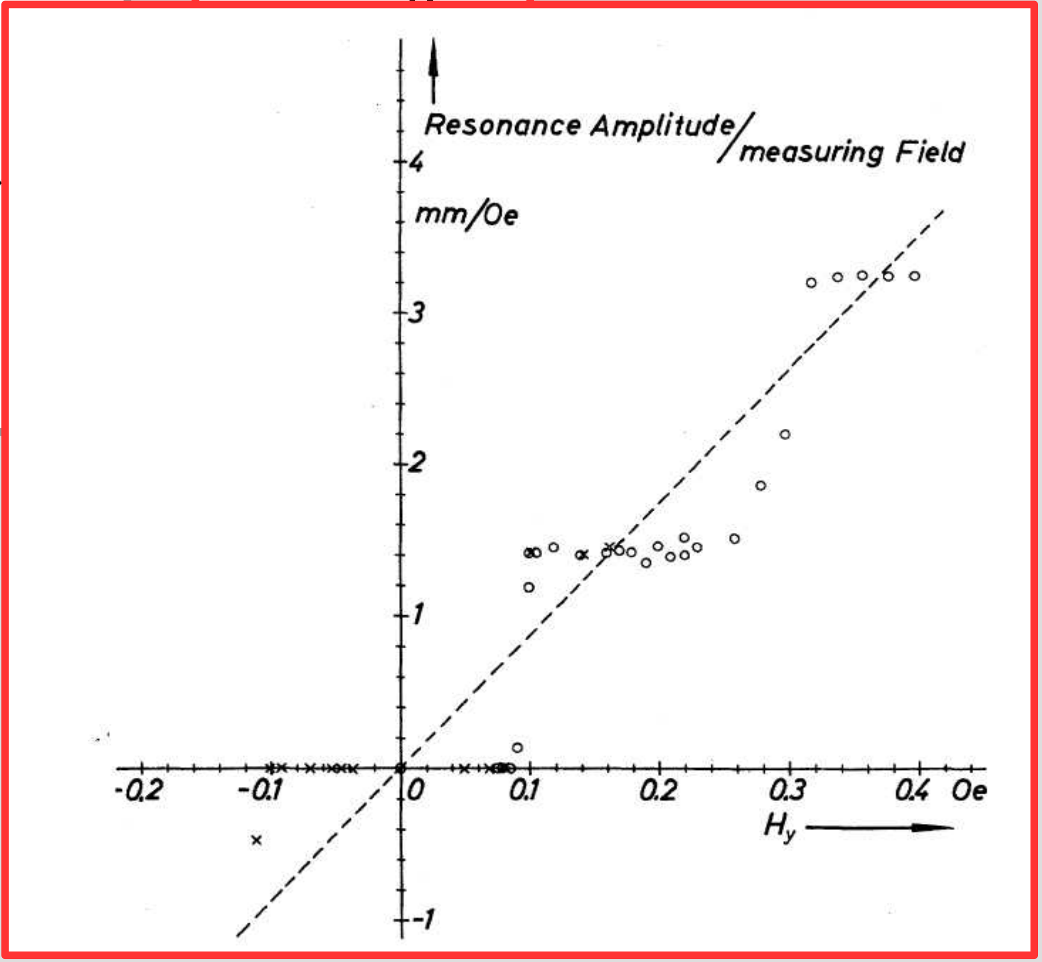
Эксперимент Долла и Небауэра по измерению квантования потока в сверхпроводящем кольце. Слева: схема образца и прикладываемых полей. Справа: зависимость нормированного отклика на вынуждающее поле от поля, создающего исходный магнитный поток.

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.



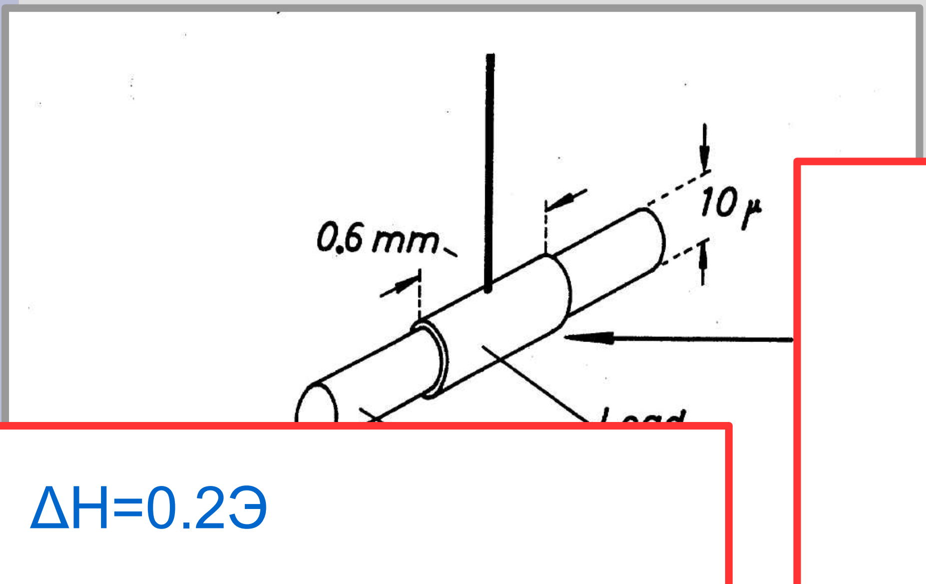
$$\Phi_0 = \frac{2\pi\hbar c}{q}$$



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.

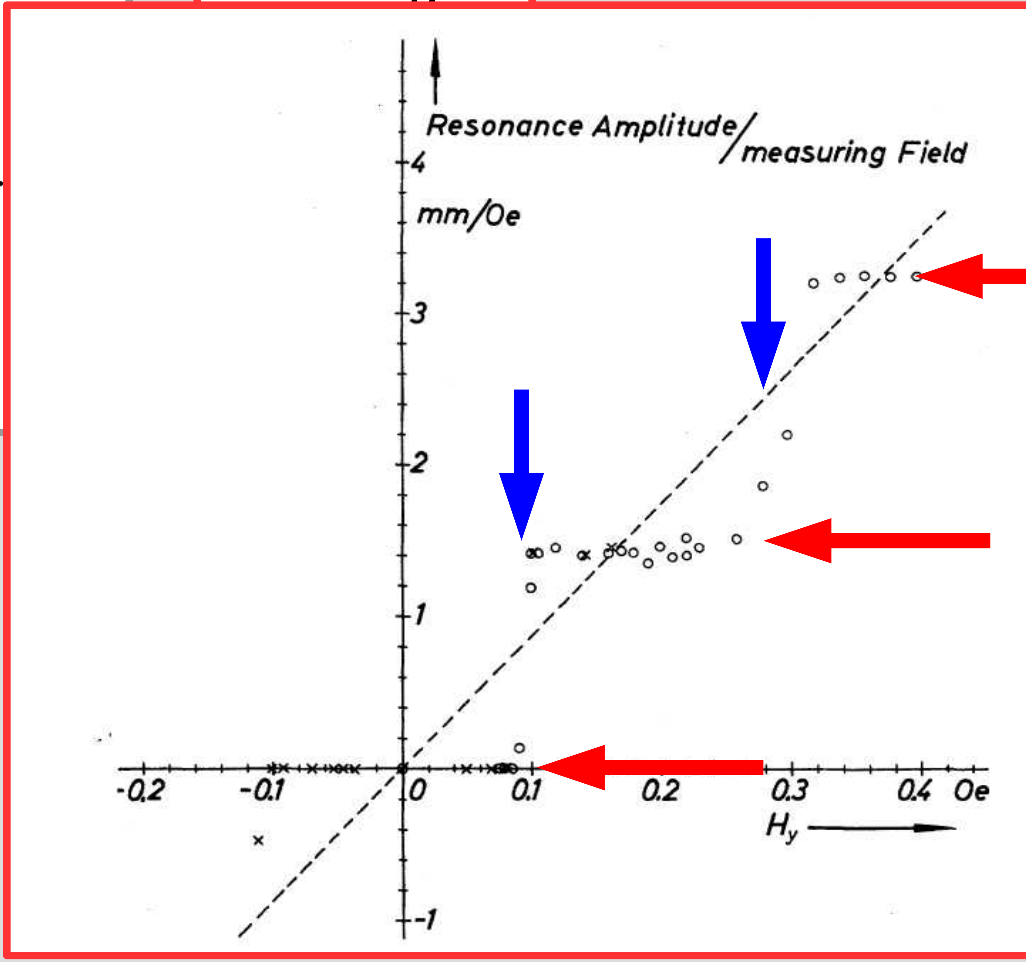
R.Doll and M.Naebauer, Experimental proof of magnetic flux quantization in a superconducting ring, Physical Review Letters, 7, 51 (1961)

Эксперимент по измерению кванта потока.



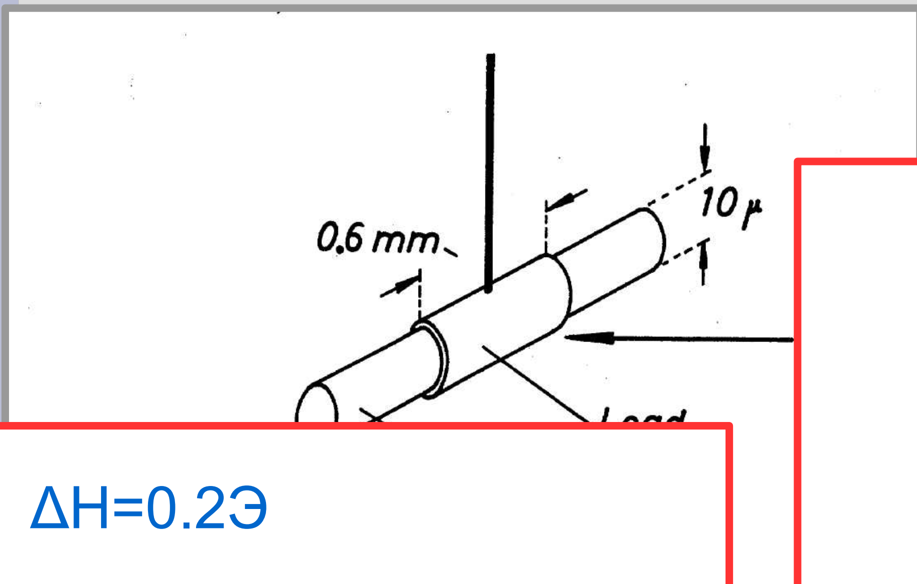
$$\Phi_0 = \frac{2\pi\hbar c}{q}$$

ΔH=0.2Э

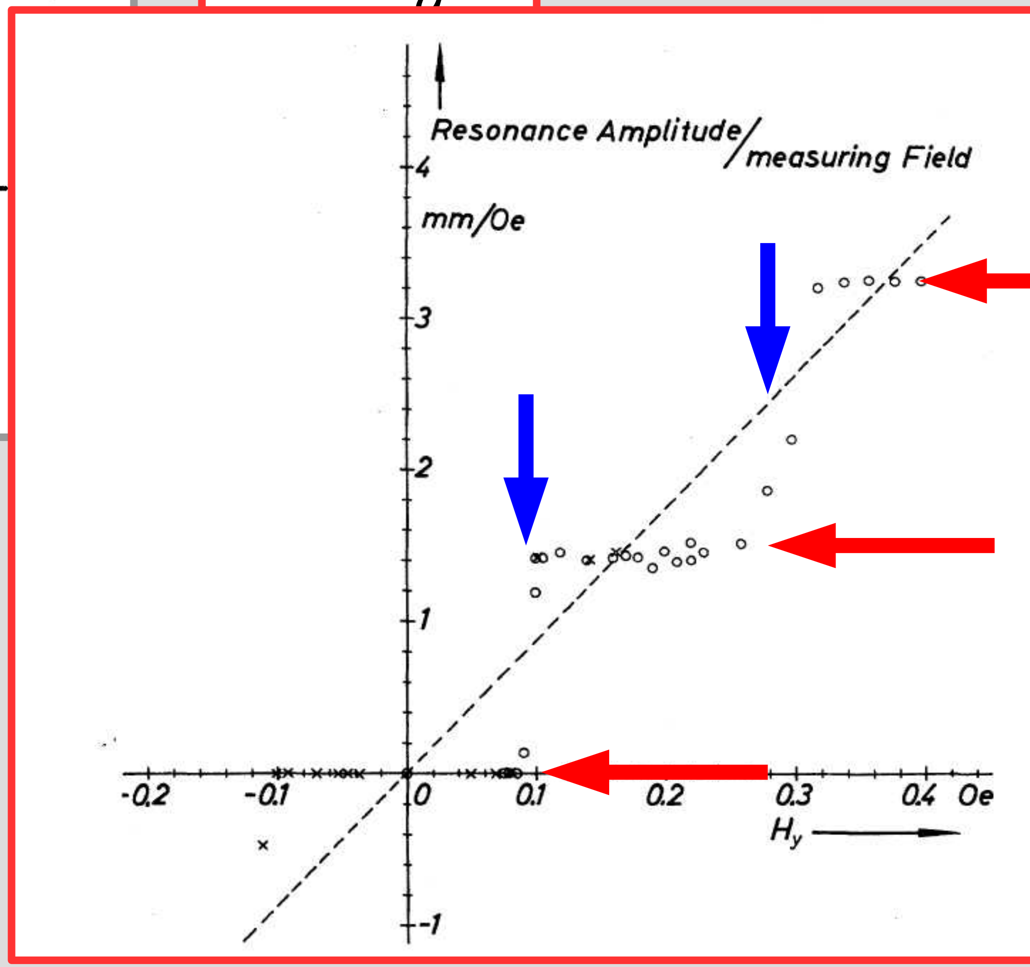


Review Letters, 7, 51 (1961)

Эксперимент по измерению кванта потока.



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



ΔH=0.2Э

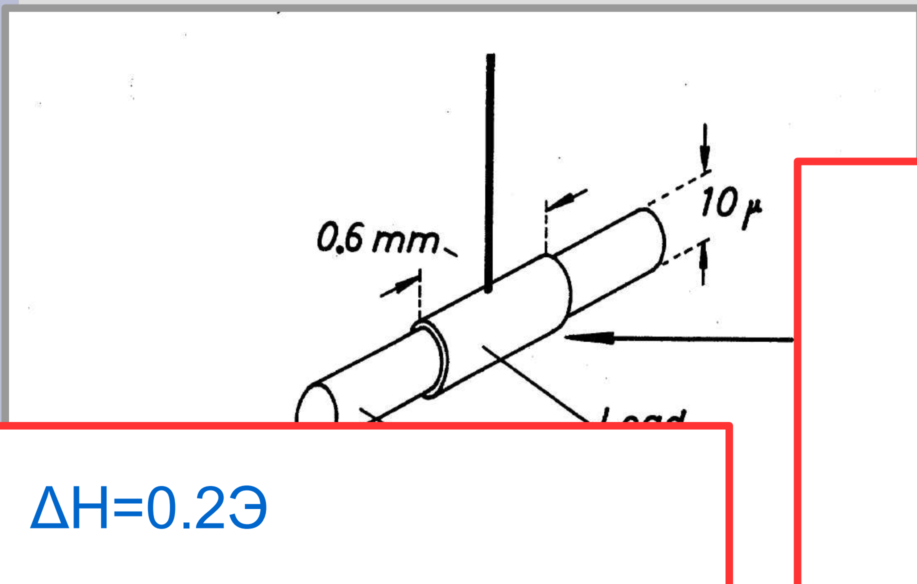
$$\Delta\Phi = \frac{\pi d^2}{4}\Delta B =$$

$$= 1.6\cdot 10^{-7}\ \text{Гс}\cdot\text{см}^2$$

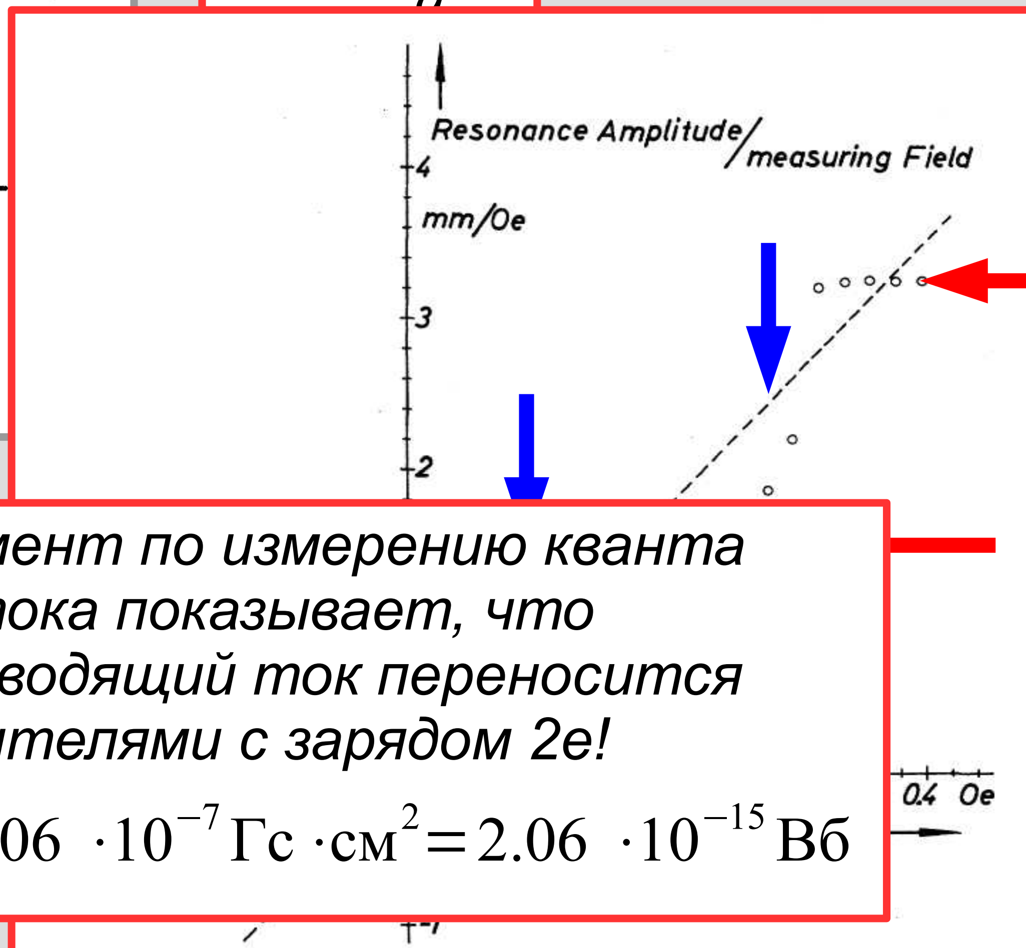
$$\frac{hc}{e} = 4.12\cdot 10^{-7}\ \text{Гс}\cdot\text{см}^2$$

Review Letters, 7, 51 (1961)

Эксперимент по измерению кванта потока.



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



ΔH=0.2Э

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

$$= 1.6 \cdot 1$$

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

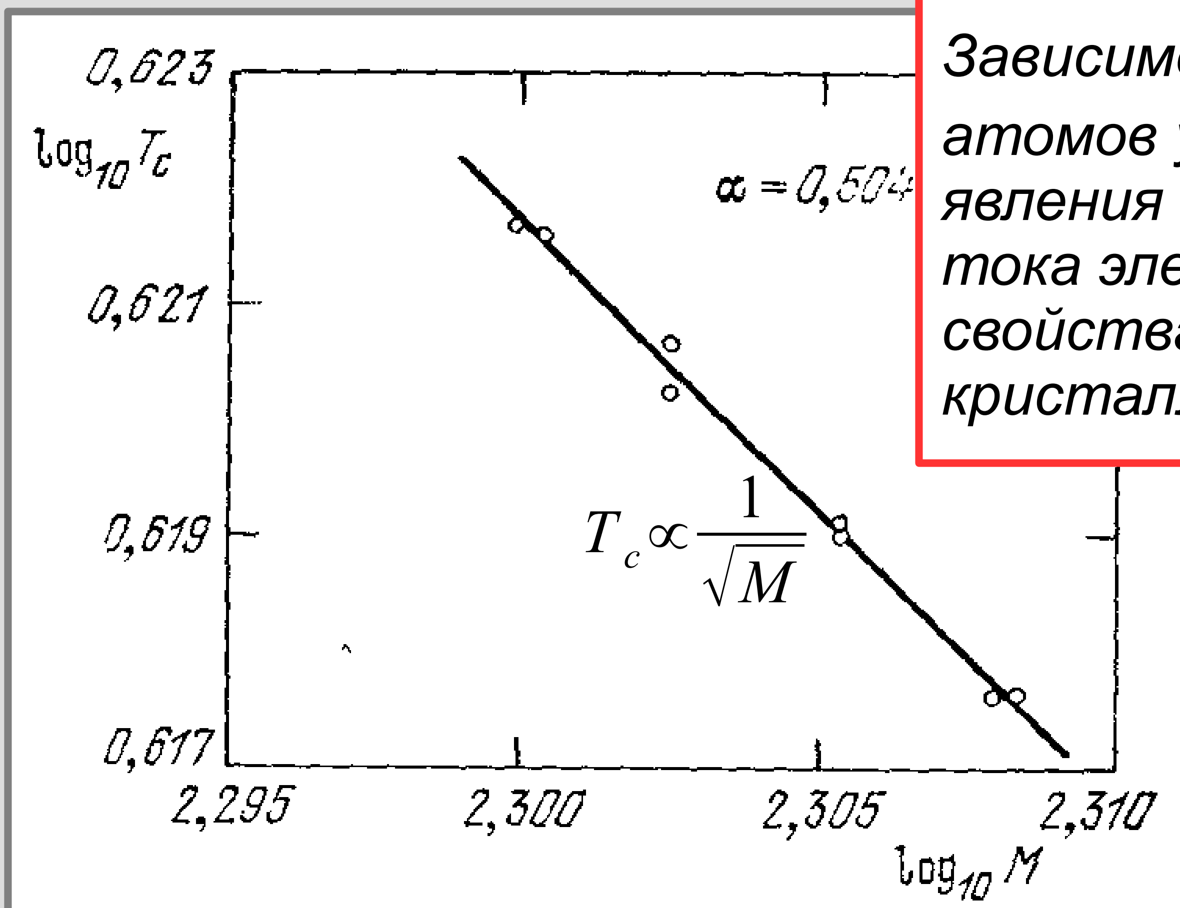
Эксперимент по измерению кванта потока показывает, что сверхпроводящий ток переносится носителями с зарядом 2e!

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

Review Letters, 7, 51 (1961)

Часть 4. Элементарные возбуждения сверхпроводника и критический ток

Экспериментальные факты, лежащие в основе микроскопической модели сверхпроводника.

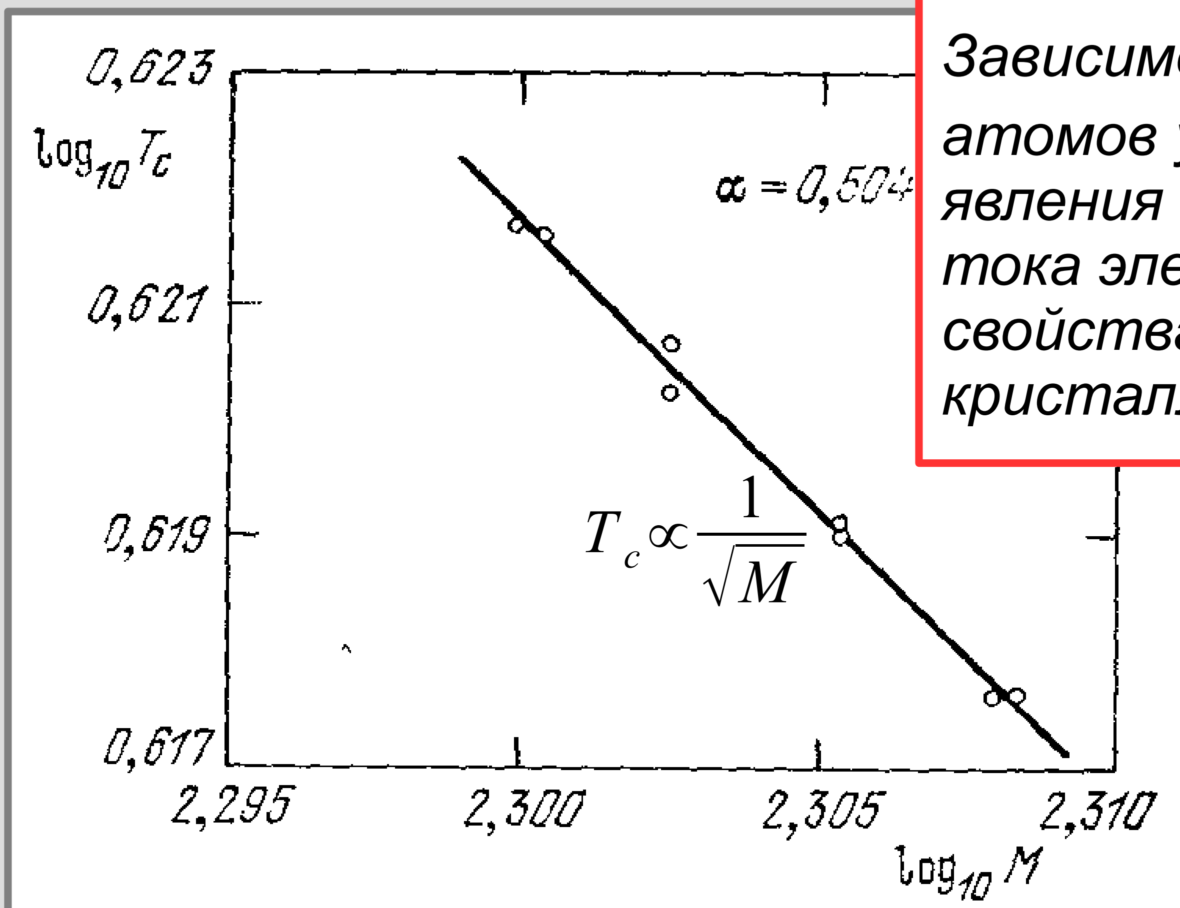


Зависимость температуры сверхпроводящего перехода в ртути от усреднённого массового числа изотопов в образце. Из книги Киттеля

<u>Изотоп-эффект:</u>

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

Экспериментальные факты, лежащие в основе микроскопической модели сверхпроводника.



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

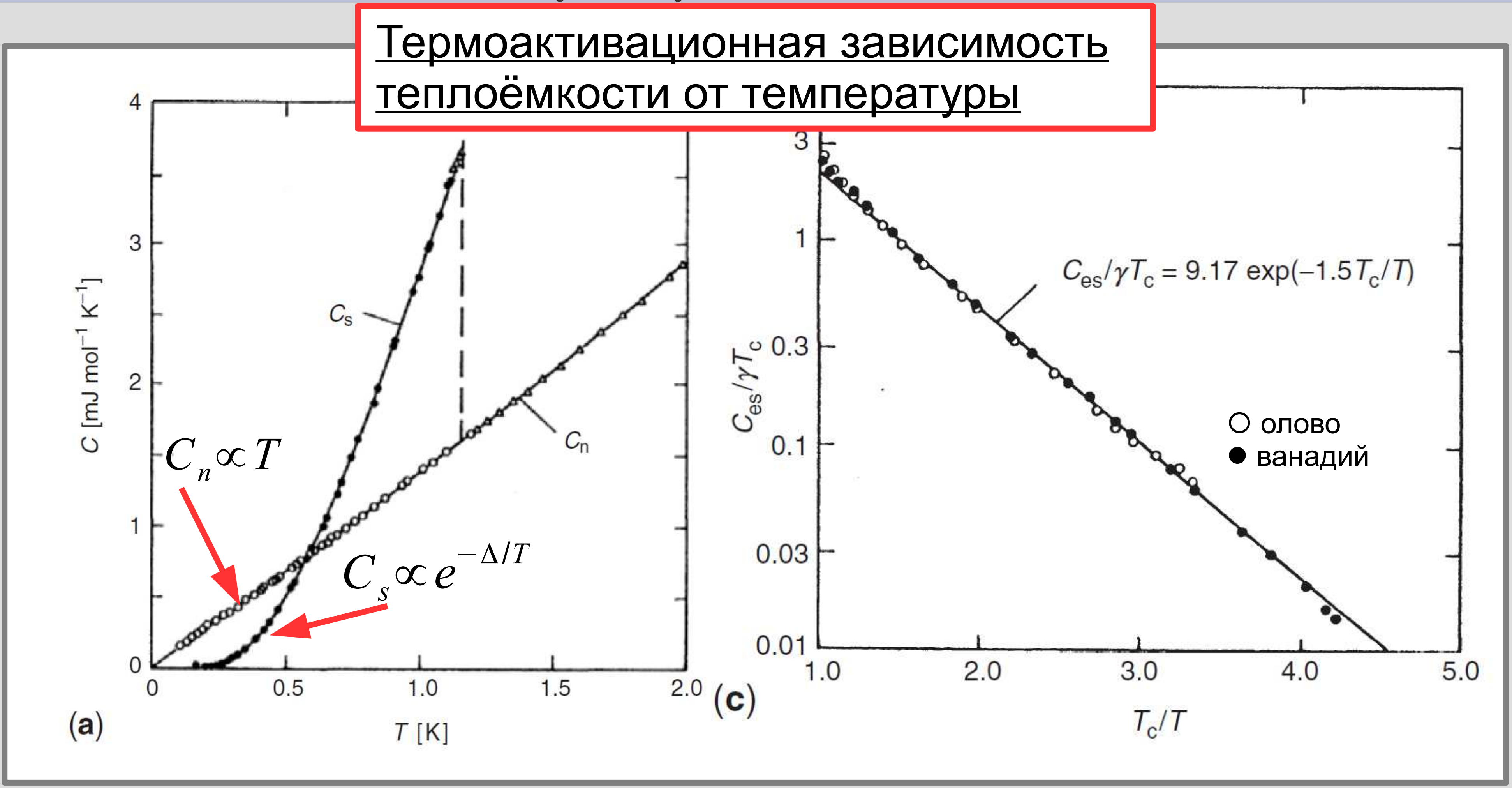
<u>Изотоп-эффект:</u>

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

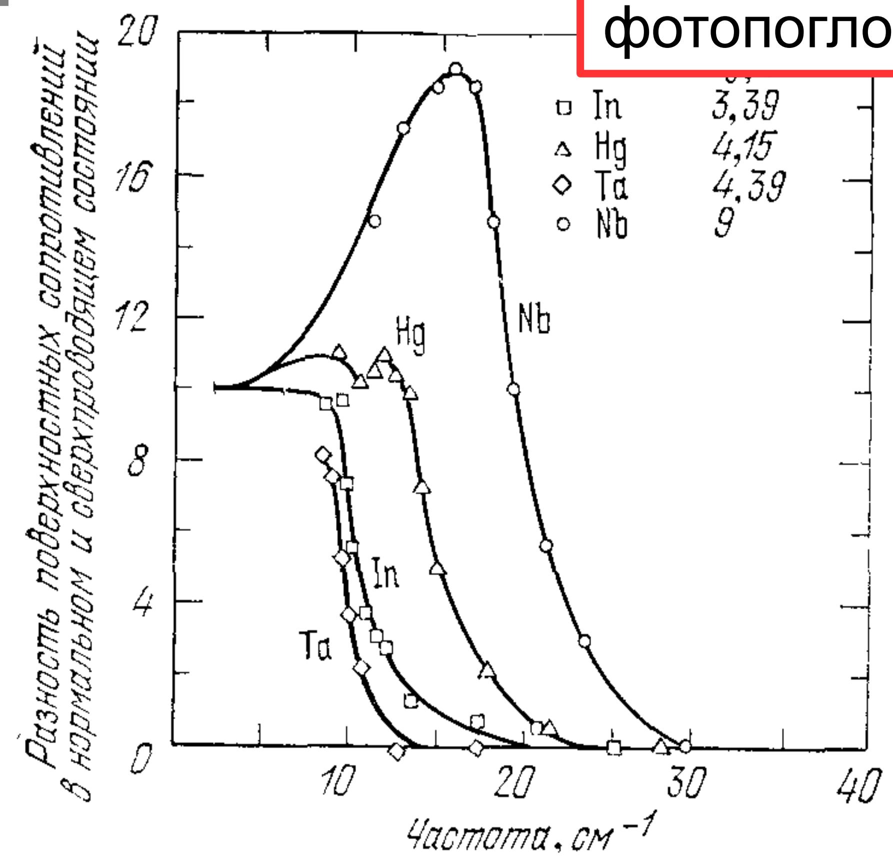
Экспериментальные факты, лежащие в основе микроскопической модели сверхпроводника.

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.

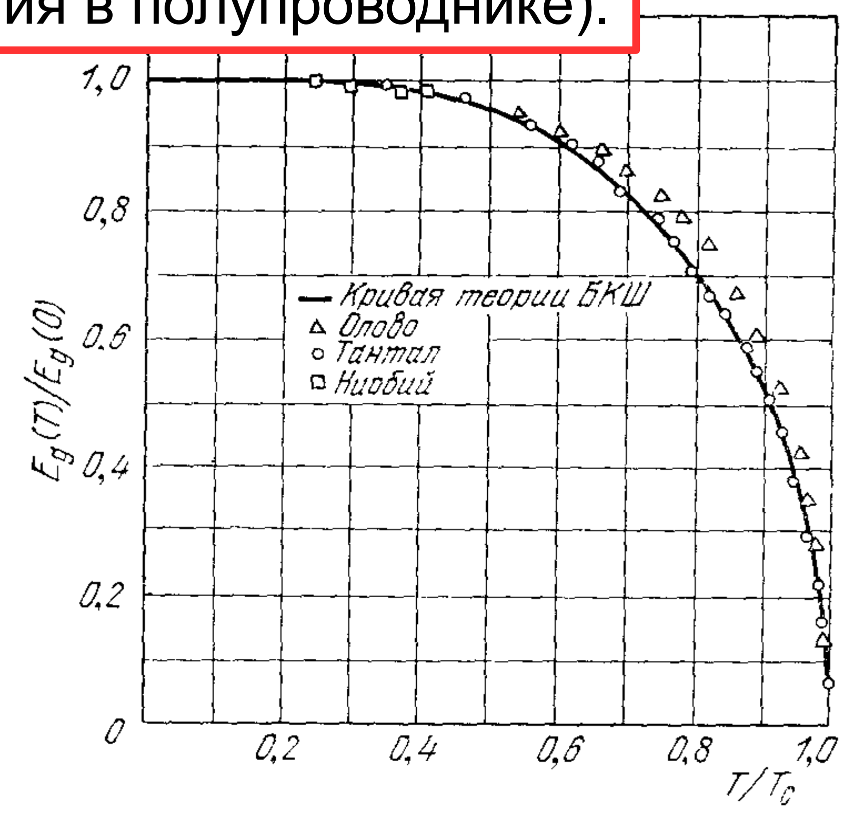
Frank Pobell, Matter and Methods at Low Temperatures, Springer, 2007

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.

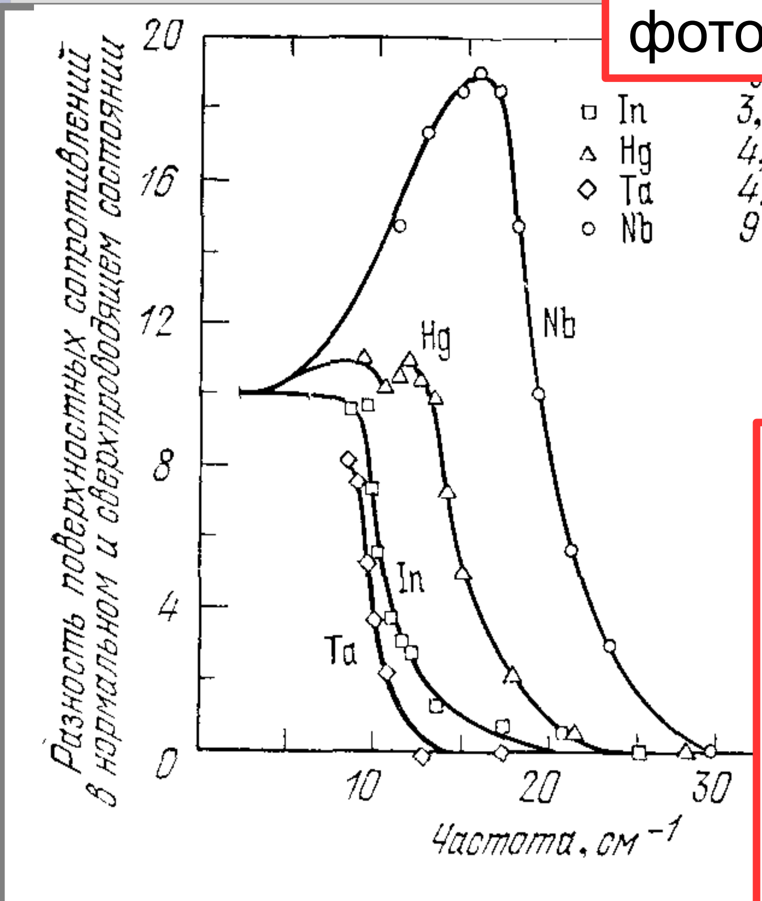


Зависимость щели в спектре сверхпроводника от температуры.

Ч.Киттель, Введение в физику твёрдого тела

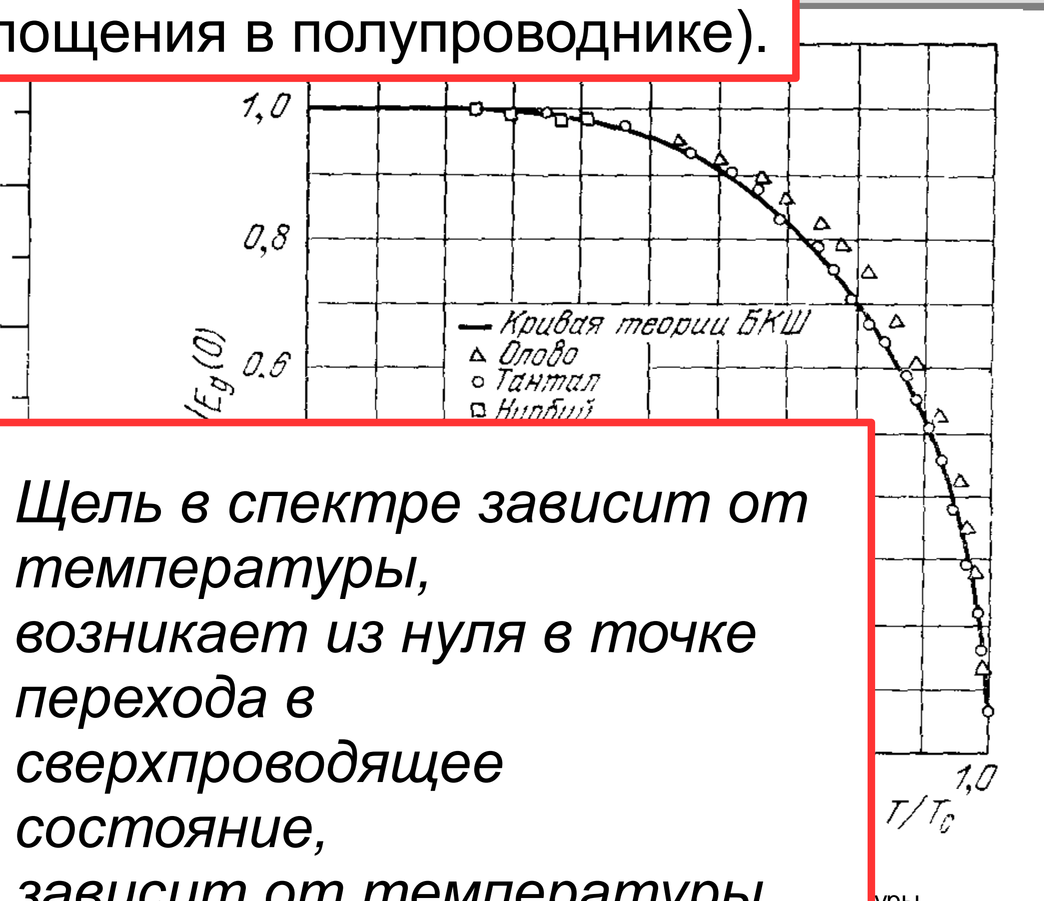
Экспериментальные факты, лежащие в основе микроскопической модели сверхпроводника.

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



Разности поверхностных сопротивлений сверхпроводящей
нормальной фаз в СВЧ диапазоне.

Ч.Киттель, Введение в физику твёрдого тела



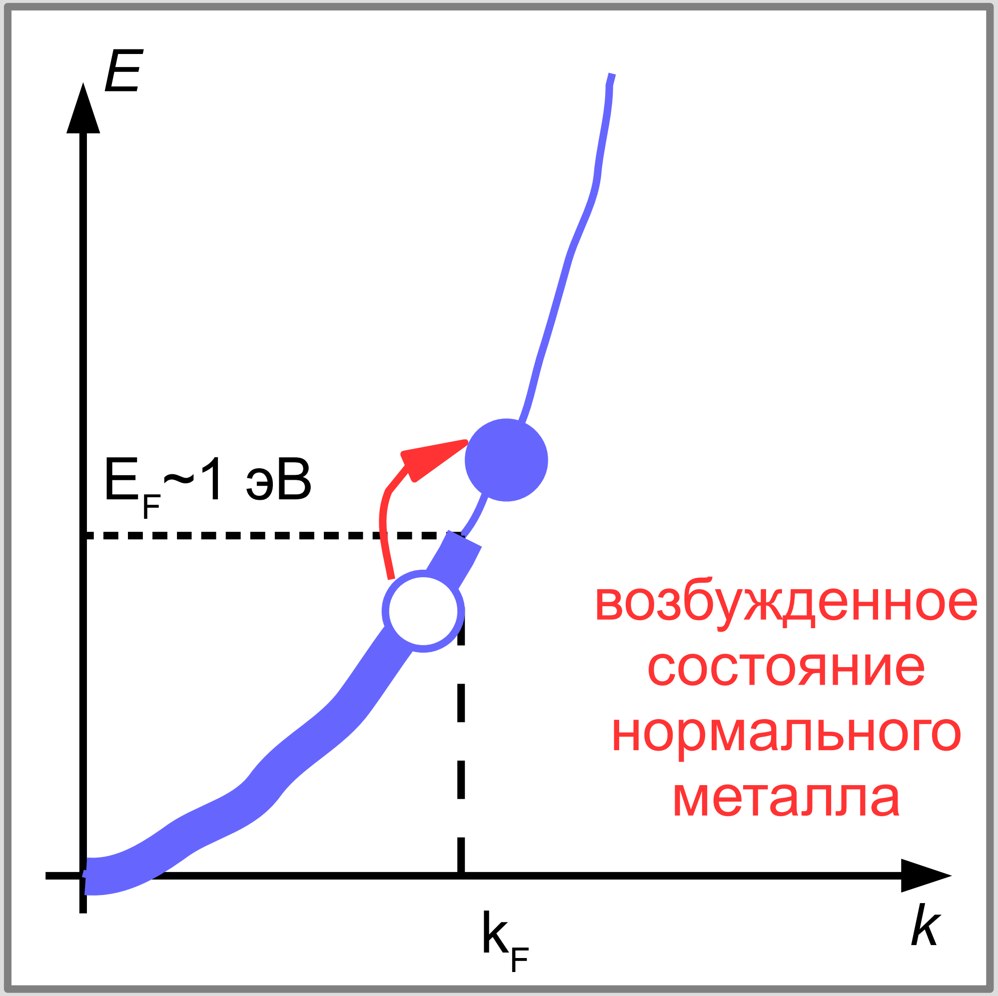
уры.

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

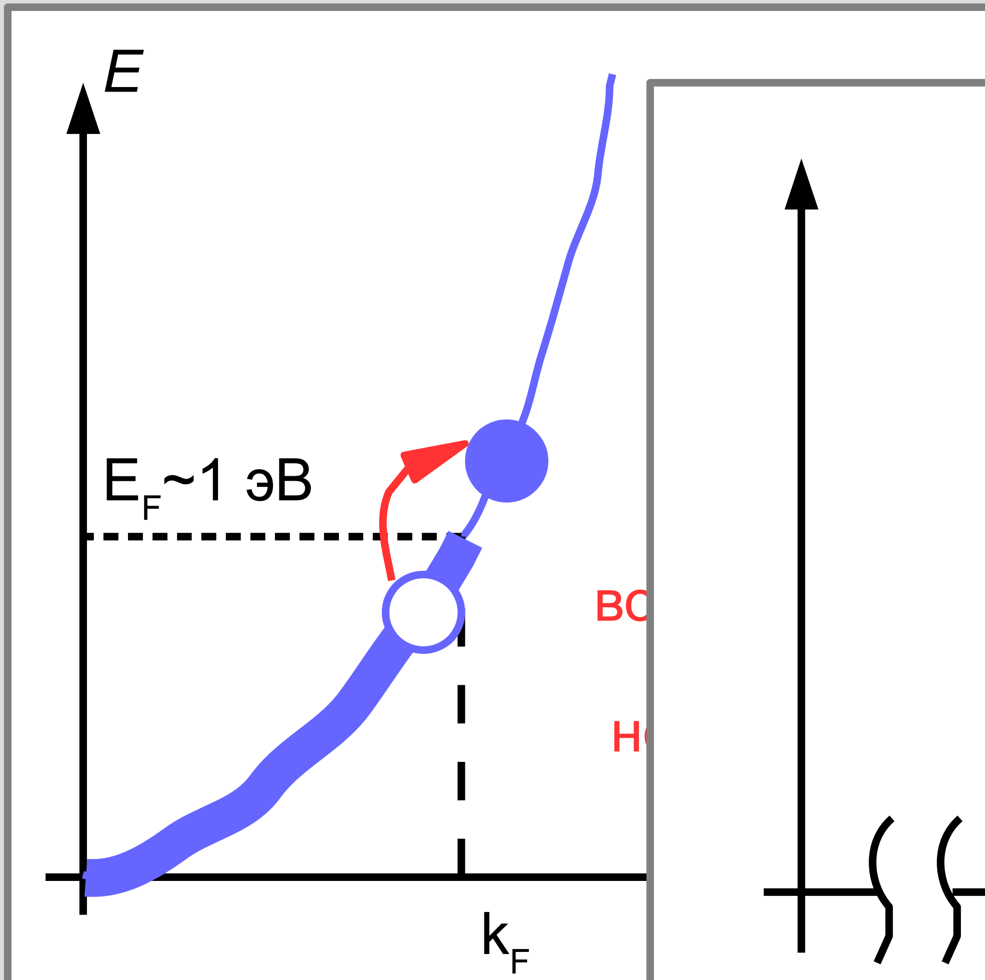
Спектр возбуждений сверхпроводника.

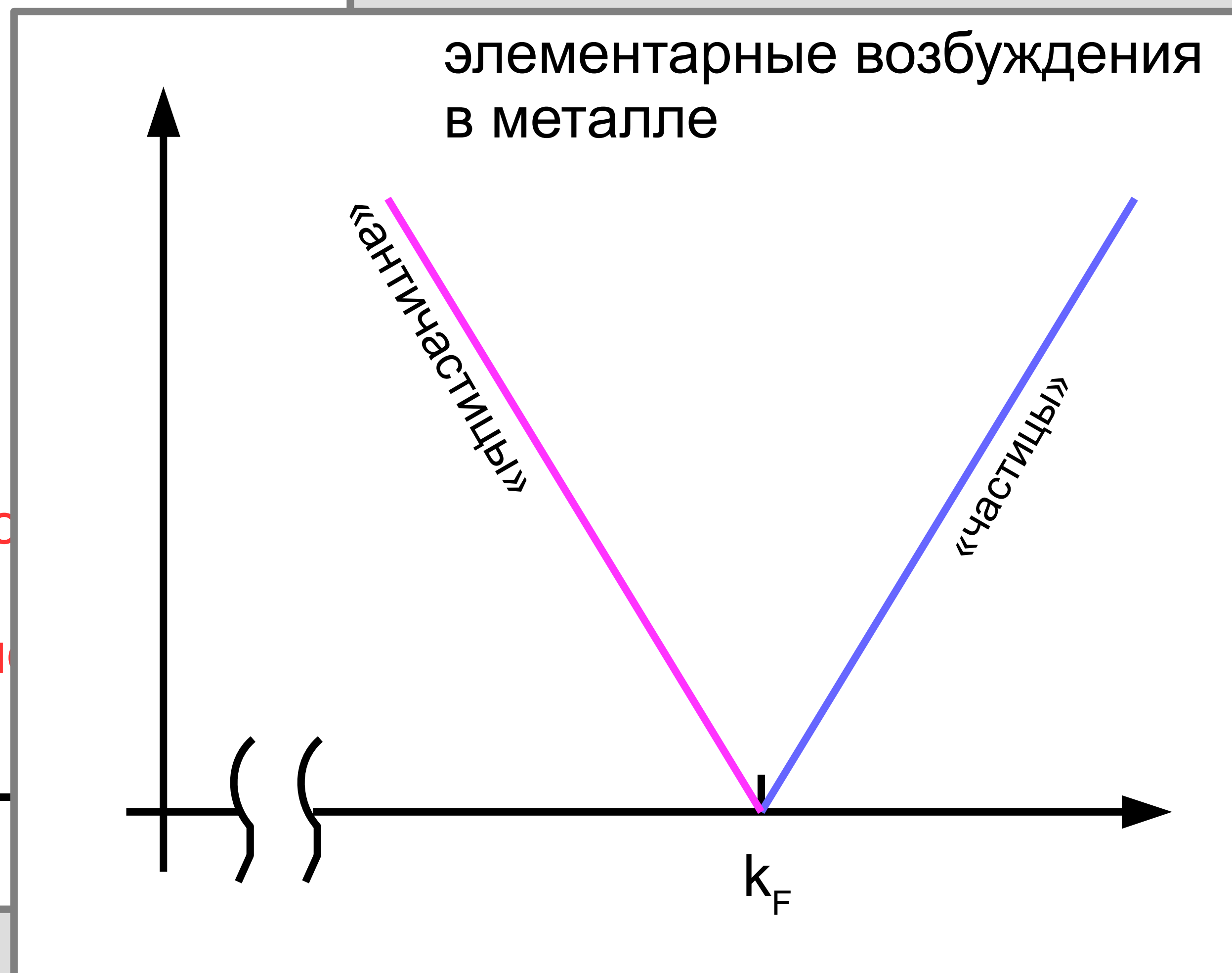
Спектр возбуждений сверхпроводника.

Спектр возбуждений сверхпроводника.

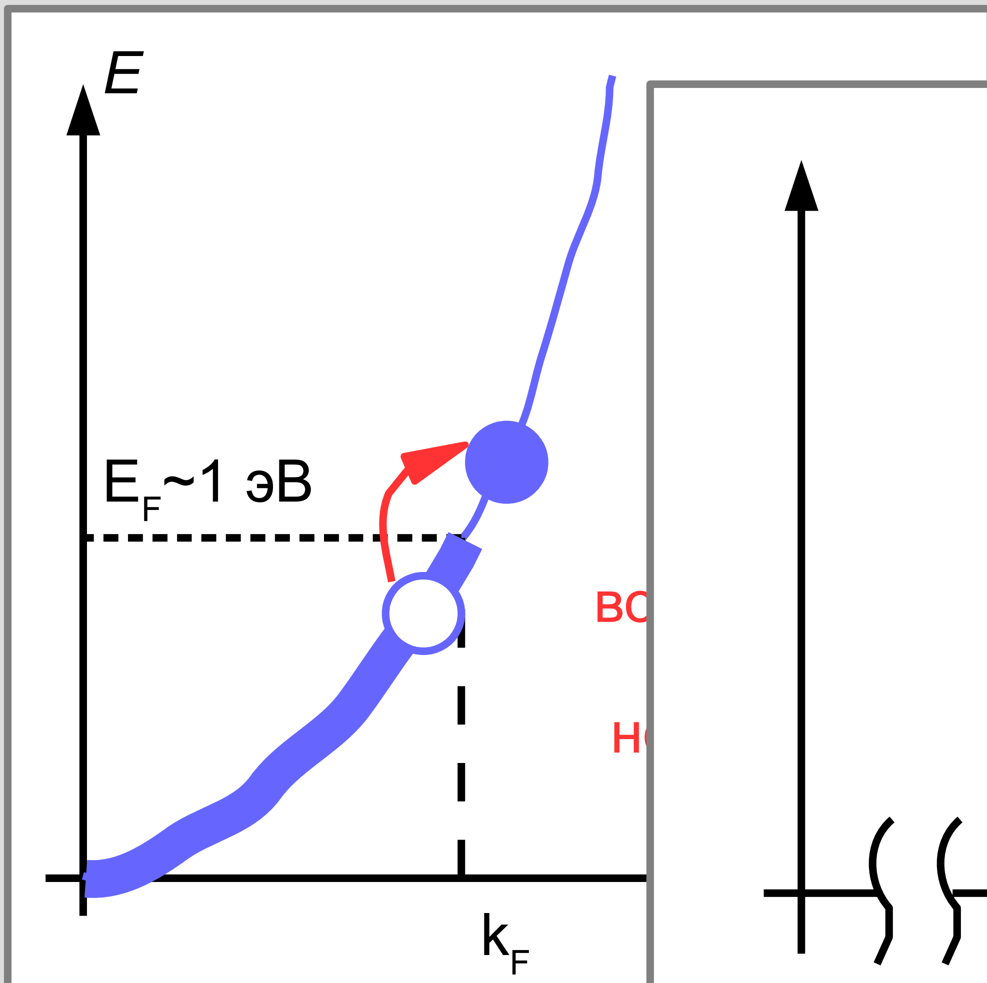


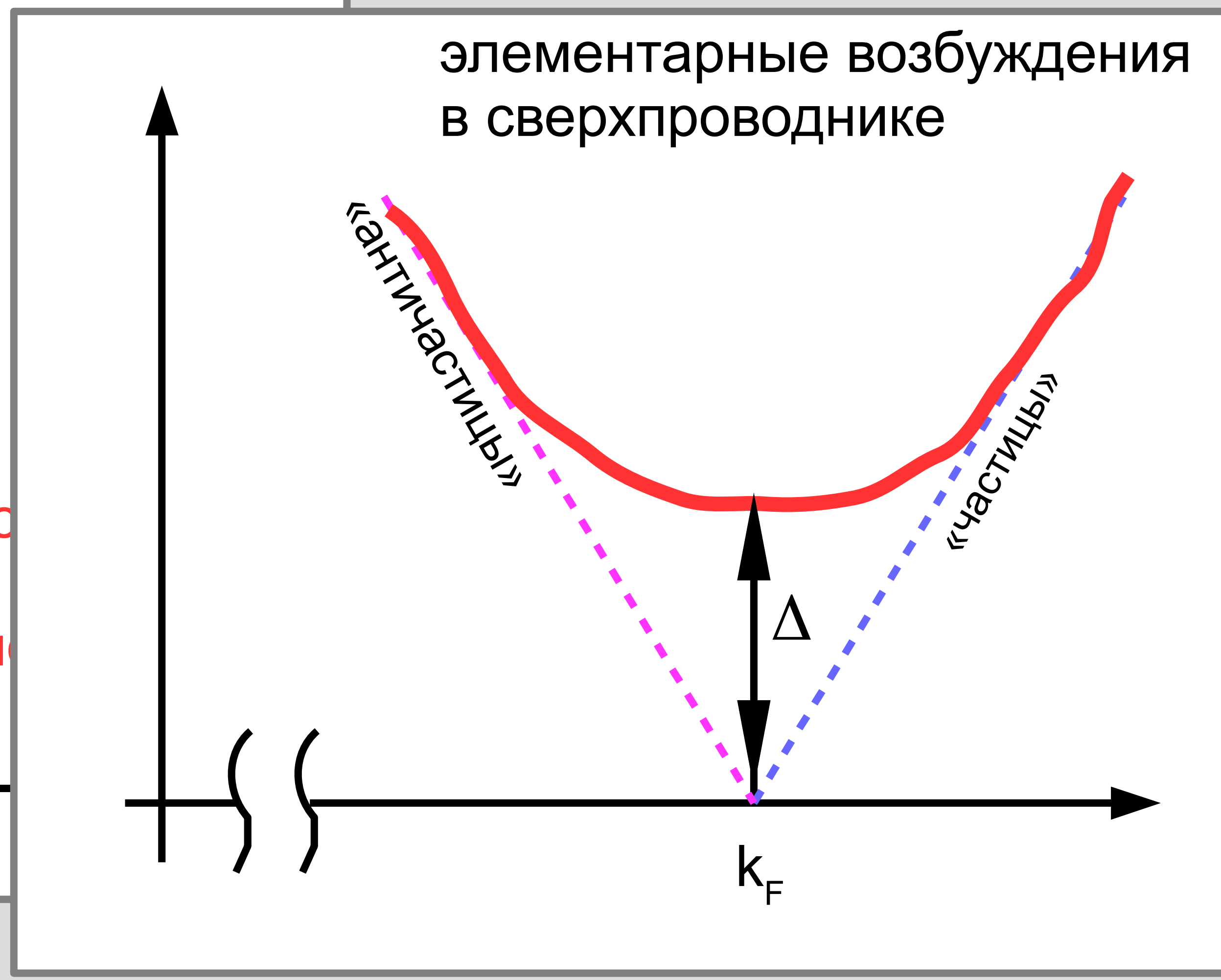
Спектр возбуждений сверхпроводника.



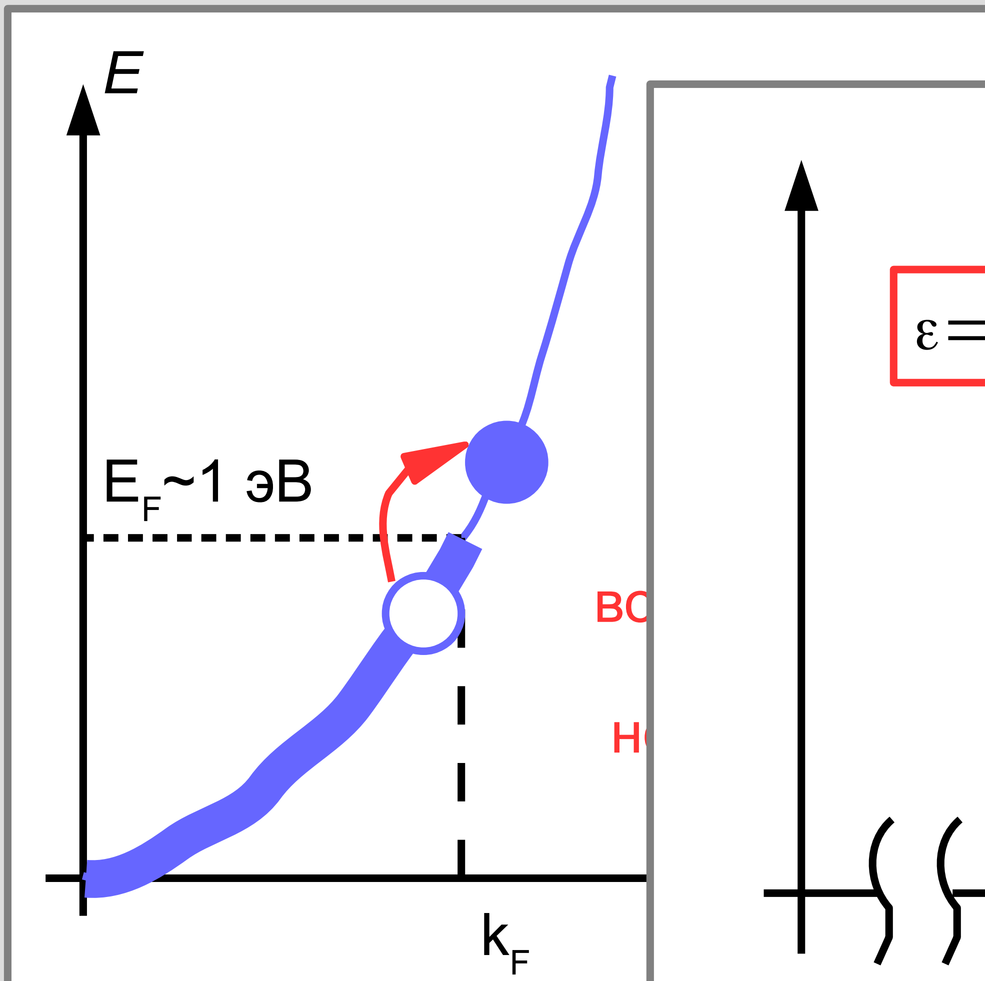


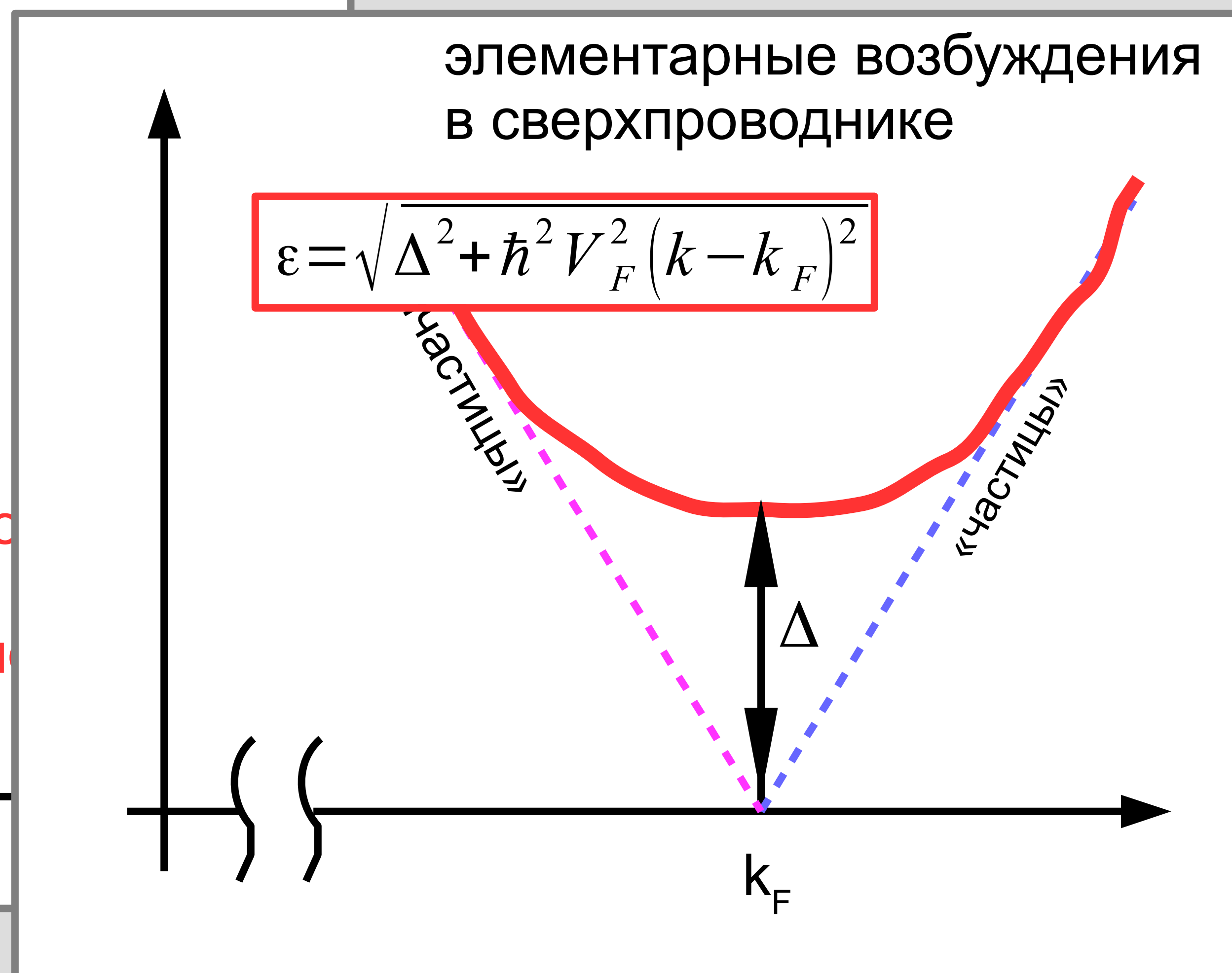
Спектр возбуждений сверхпроводника.



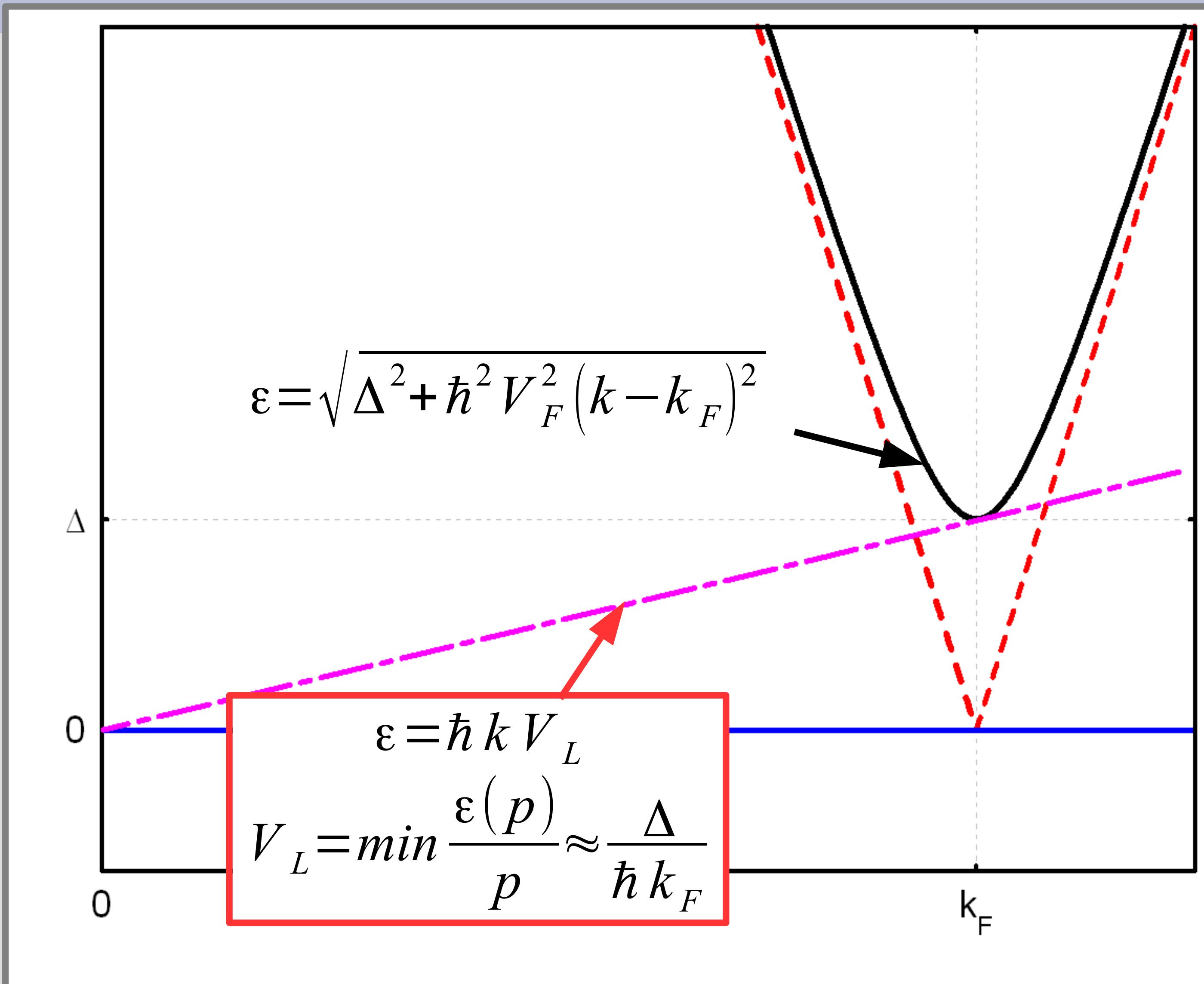


Спектр возбуждений сверхпроводника.



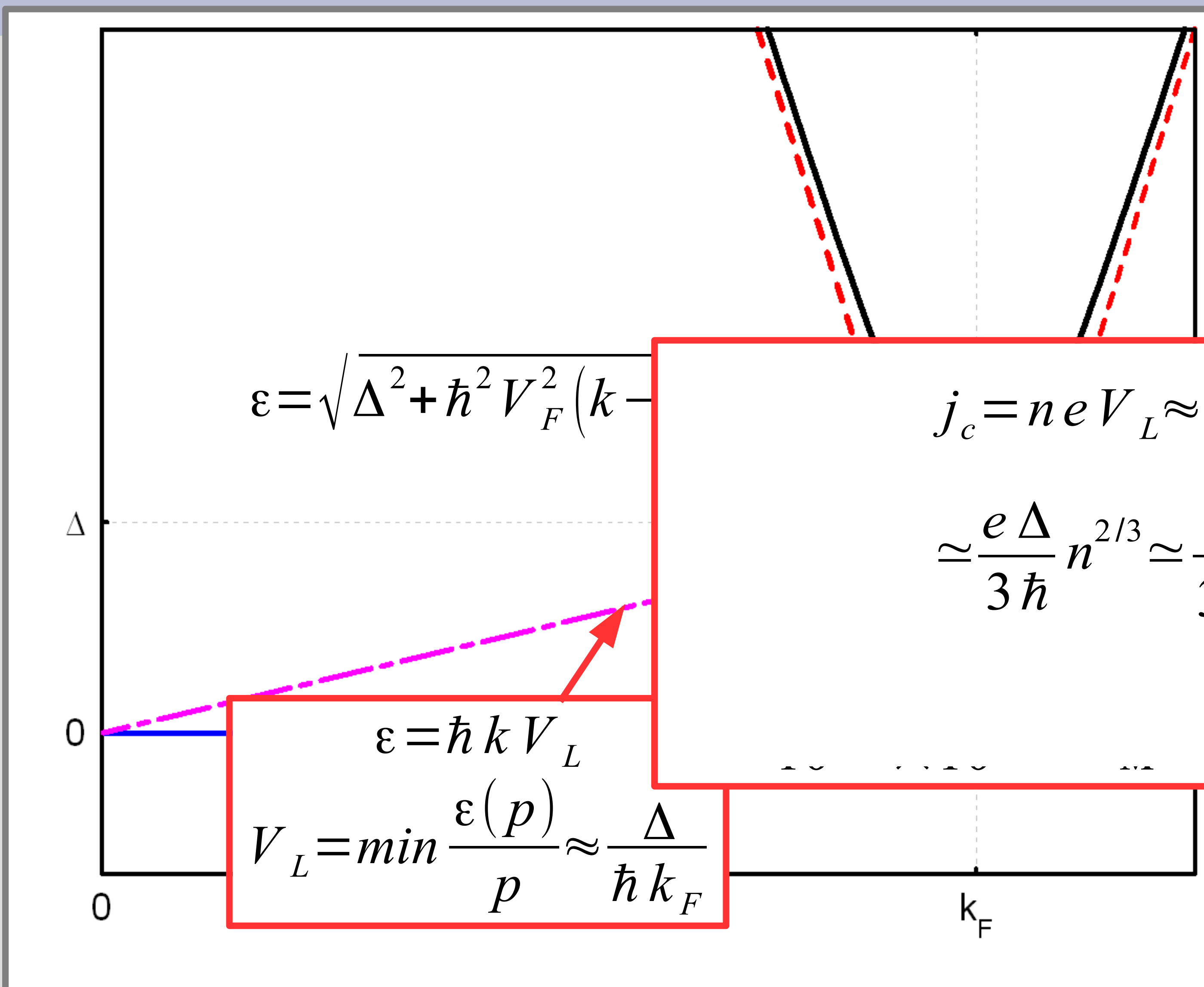


Критический ток сверхпроводника



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



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

$$\varepsilon=\hbar k V_L$$

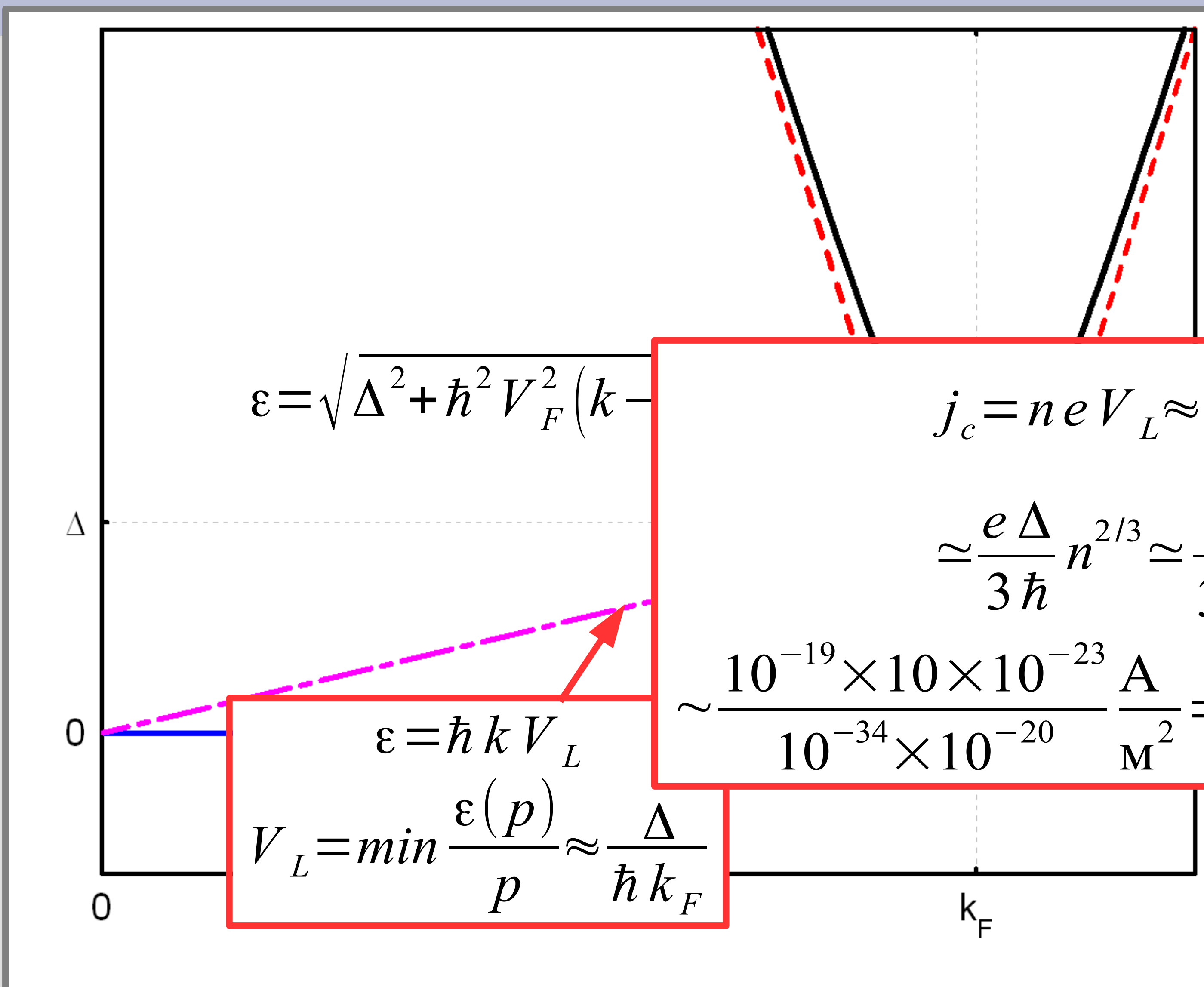
$$V_L=min\frac{\varepsilon(p)}{p}\approx\frac{\Delta}{\hbar k_F}$$

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

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

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



$$\varepsilon=\hbar k V_L$$

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

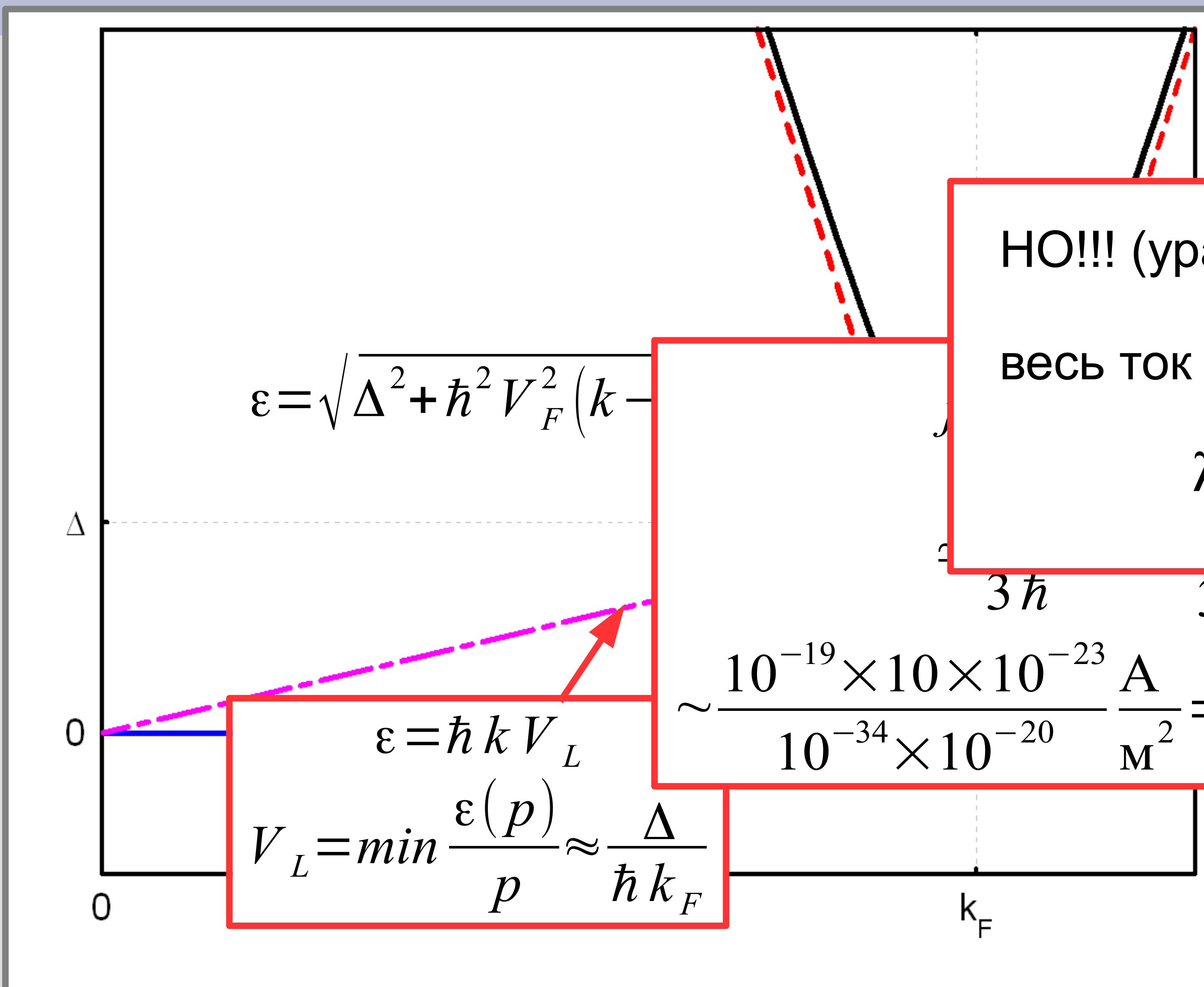
$$j_c=neV_L\approx\frac{ne\Delta}{\hbar k_F}\simeq$$

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

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

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



$$\varepsilon = \hbar k V_L$$

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

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

НО!!! (уравнения Лондонов)

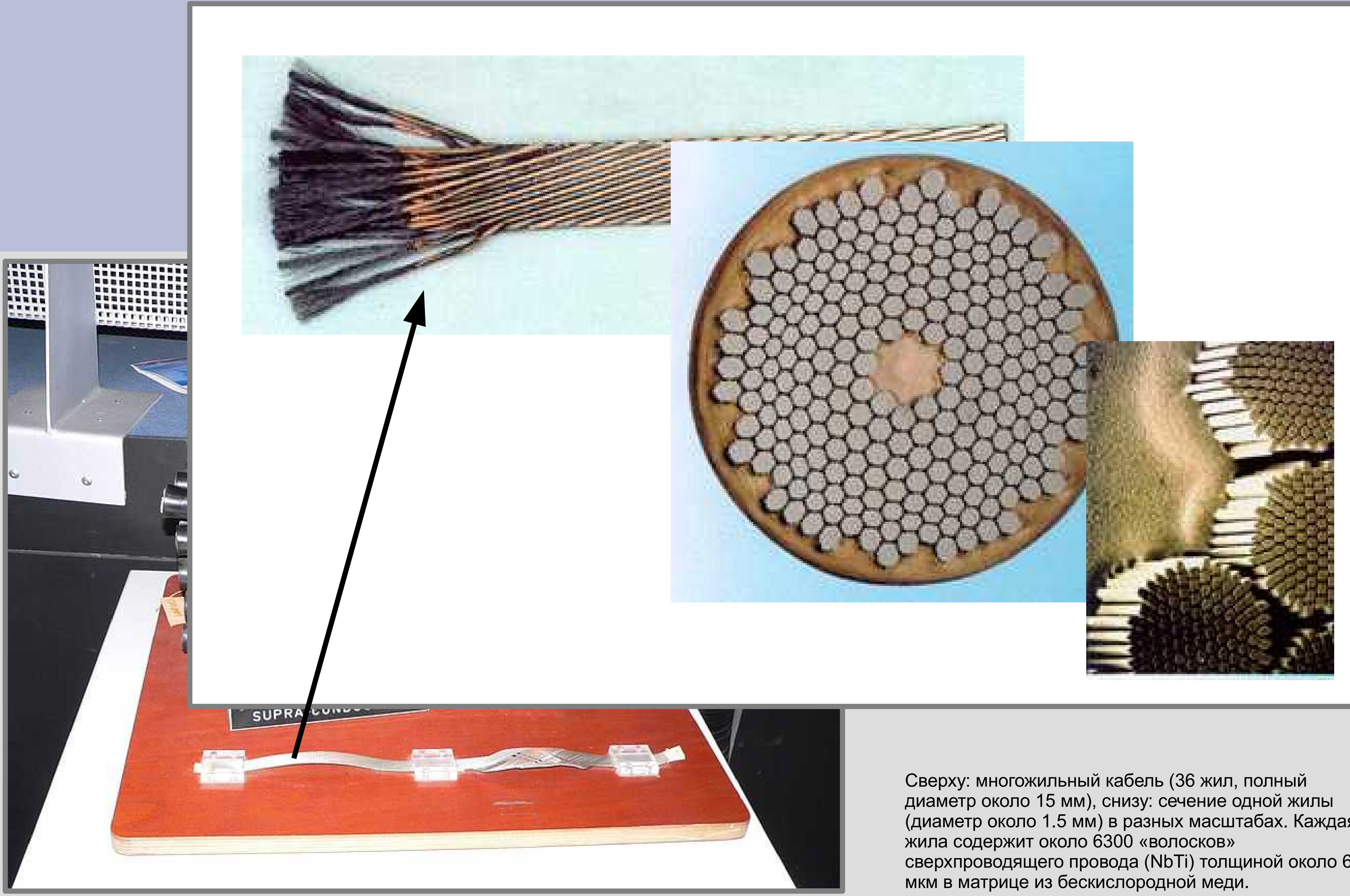
весь ток в слое толщиной

$$\lambda \simeq 1000\,\text{Å}$$

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

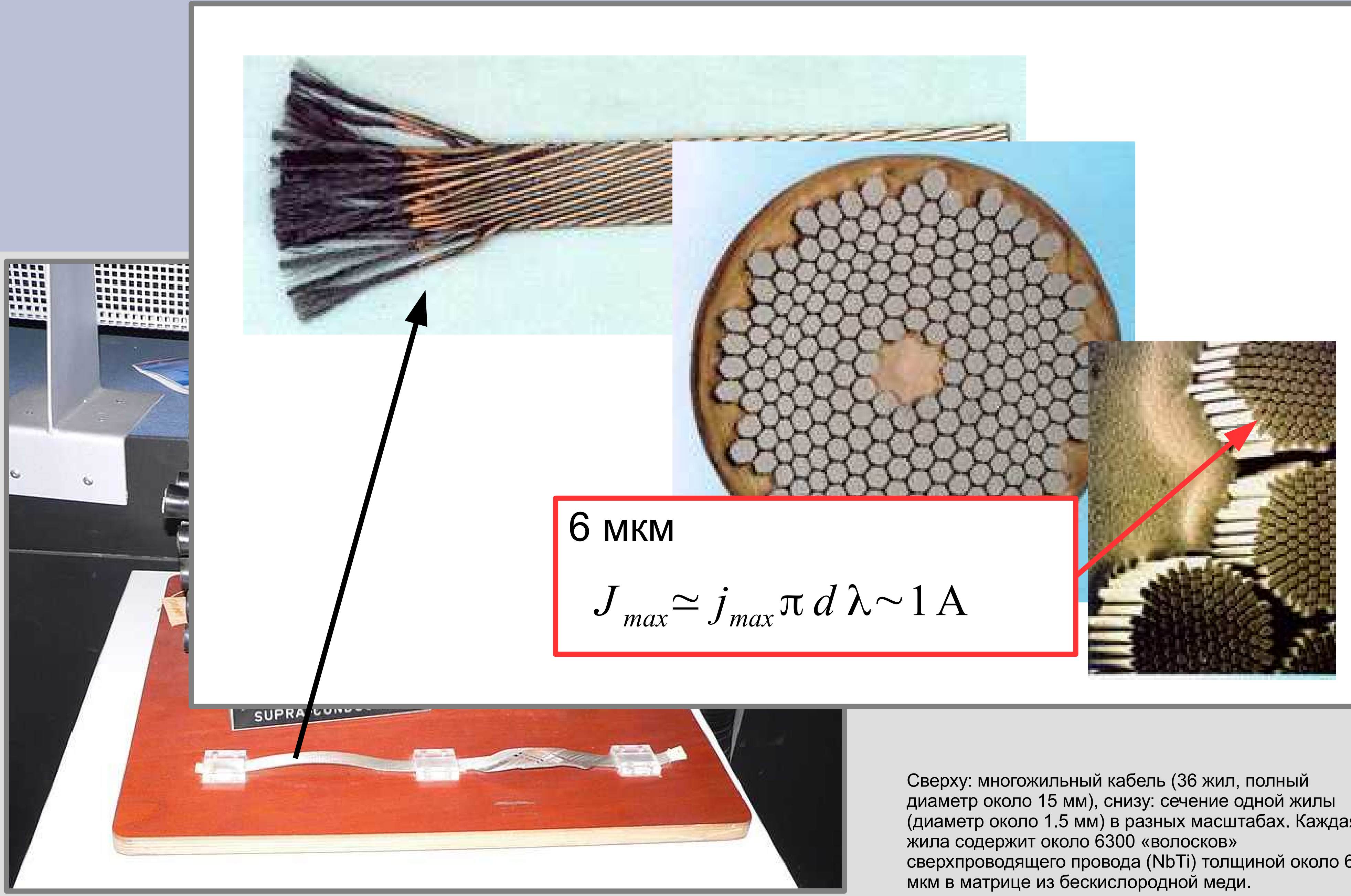
https://en.wikipedia.org/wiki/Superconductivity



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



6 мкм

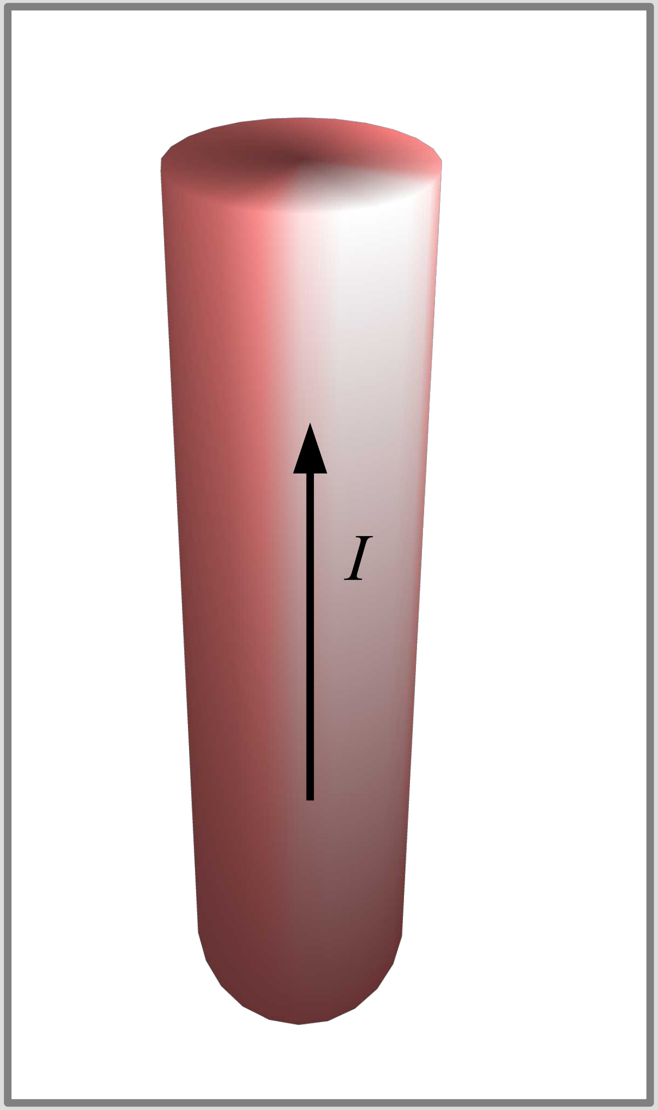
$$J_{max} \simeq j_{max} \pi d \lambda \sim 1\,\mathrm{A}$$

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

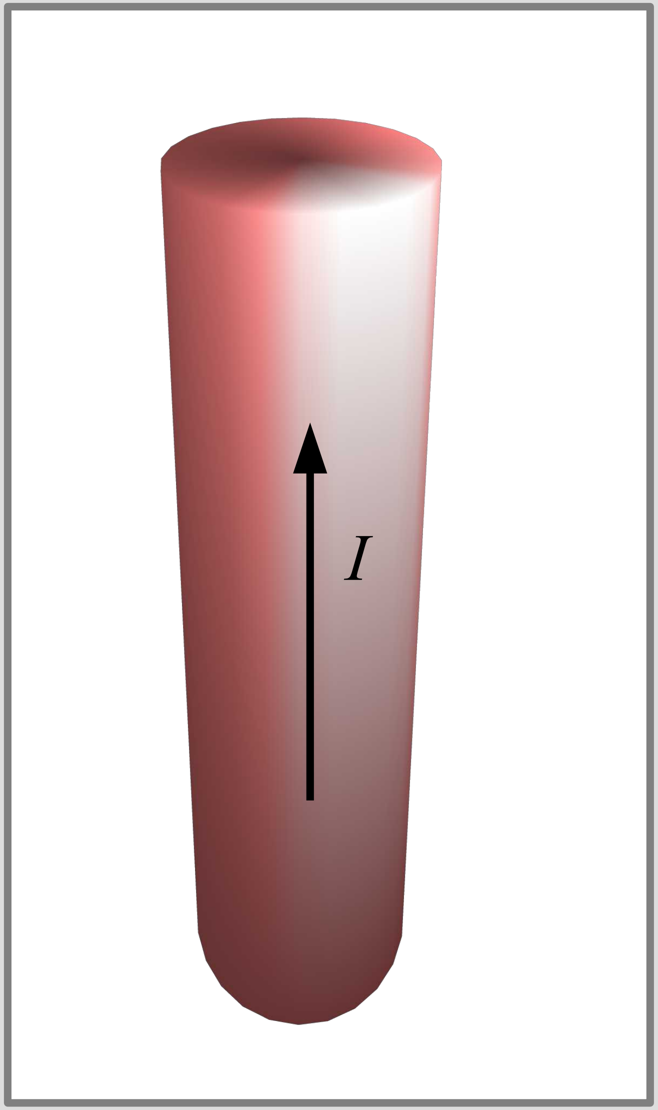
CERN, LHC Machine Outreach: Super conducting cable, 2015, http://lhc-machine-outreach.web.cern.ch/lhc-machine-outreach/components/cable.htm

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

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