Введение в физику сверхпроводимости

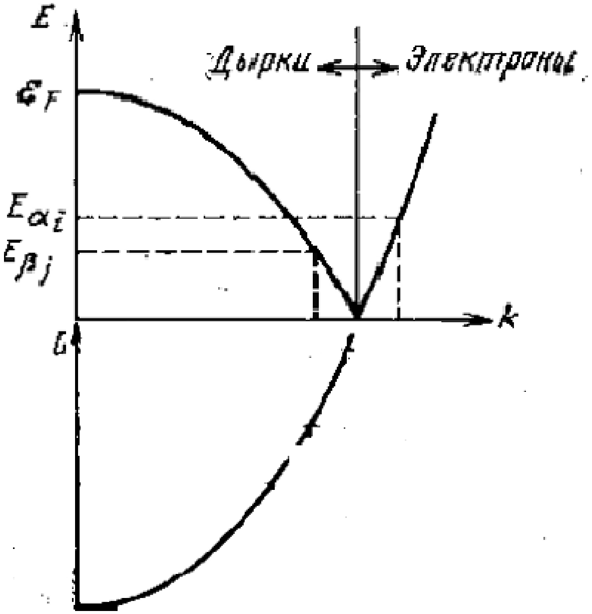
Виталий Валериевич Больгинов

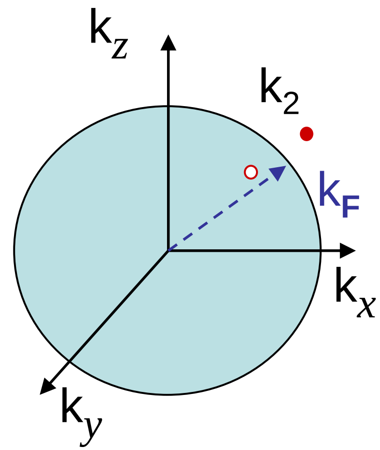
Понедельник, 11:00 ГЛК-421

Лекция 14

Приложения теории БКШ: туннельные эффекты в сверхпроводниках, андреевское отражение, неравновесные эффекты.

Электроны в нормальном металле





Электроны проводимости являются возбуждениями вырожденного ферми-газа (T ≈ 0).

Основное состояние – сфера ферми заполнена K = 0 (T = 0).

Перенесем электрон за границу сферы:

$$\Delta E_2 = \hbar^2 k_2^2/2m - \hbar^2 k_1^2/2m =$$

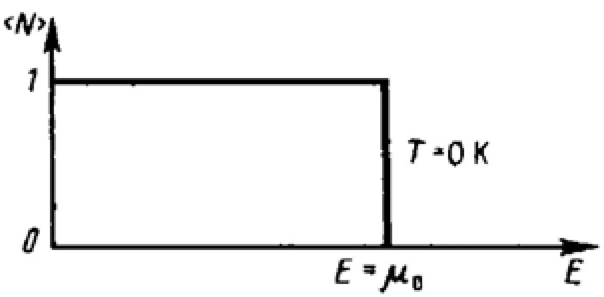
$$= \hbar^2/2m\{k_2^2 - k_F^2 + k_F^2 - k_1^2\} = E_e + E_h$$

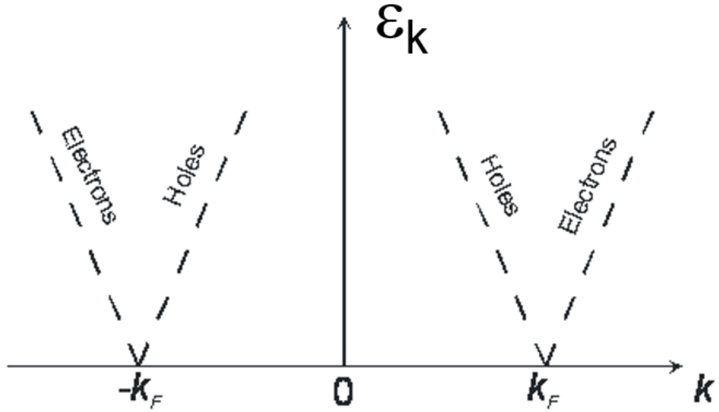
2 возбуждения.

$$E_e = \hbar^2/2m\{k_2^2 - k_F^2\} \sim (k_2 + k_F)(k_2 - k_F) \approx k_F \Delta k$$

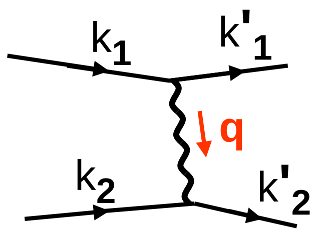
$$k_{1,2} \approx k_F$$

$$E_h = \hbar^2/2m\{k_F^2 - k_1^2\} \sim (k_1 + k_F)(k_F - k_1) \approx |\, k_F \Delta k \,|$$

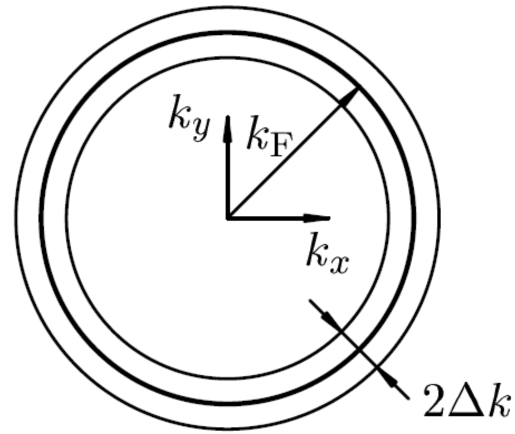




Электроны в сверхпроводящем металле



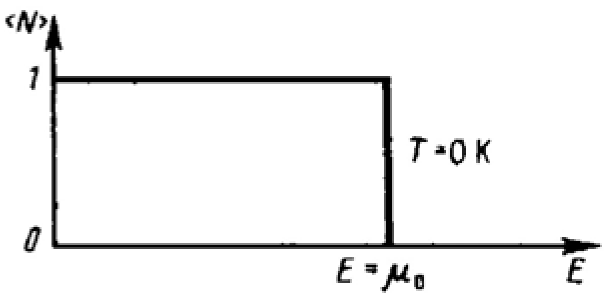
$$\boxed{\begin{aligned} &\mathbf{K = 0;}\\ &\mathbf{k_1 = - k_2\,;}\\ &\mathbf{s_1 = - s_2} \end{aligned}}$$



$$\frac{\Delta k}{k} = \frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon} \qquad \boxed{\frac{\Delta k}{k} = k_F \frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon_F}}$$

$$\Delta\varepsilon = \hbar\omega_D \ ? \ \Delta$$

$$\Delta = V\sum \mathrm{v}_k \mathrm{u}_k$$

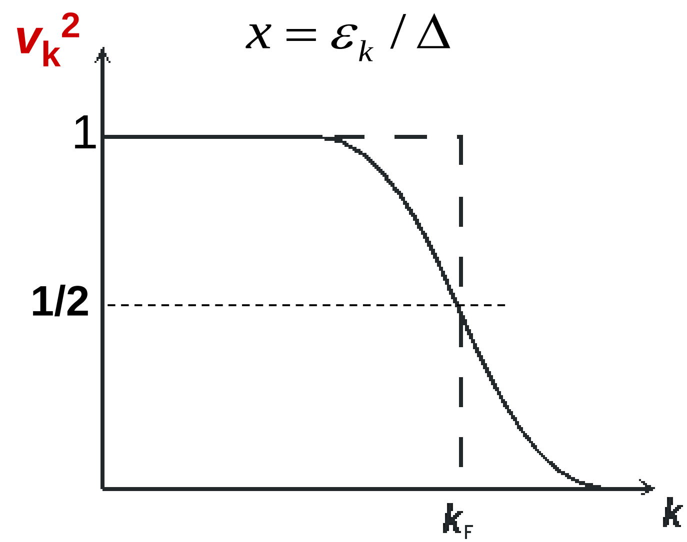


$$\varepsilon_k \approx \frac{\hbar^2 k_F}{2m}\Delta k$$

$$\mathrm{u}_k^2 = \frac{1}{2}\left(1 + \frac{\varepsilon_k}{\sqrt{\varepsilon_k^{\ 2} + \Delta^2}}\right)$$

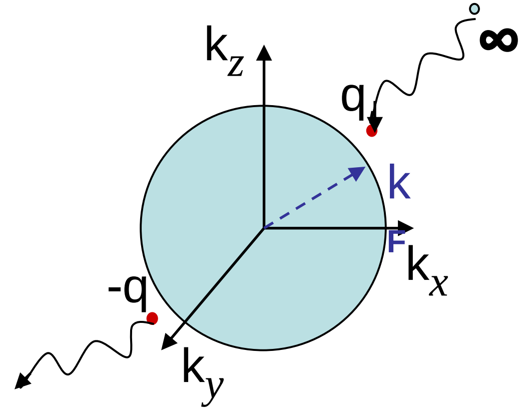
$$\mathrm{v}_k^2 = \frac{1}{2}\left(1 - \frac{\varepsilon_k}{\sqrt{\varepsilon_k^2 + \Delta^2}}\right)$$

$$x = \varepsilon_k / \Delta$$



Распределение Ферми «размывается» даже при T = 0. Природа идет на на повышение кинетической энергии, чтобы выиграть в потенциальной!!!

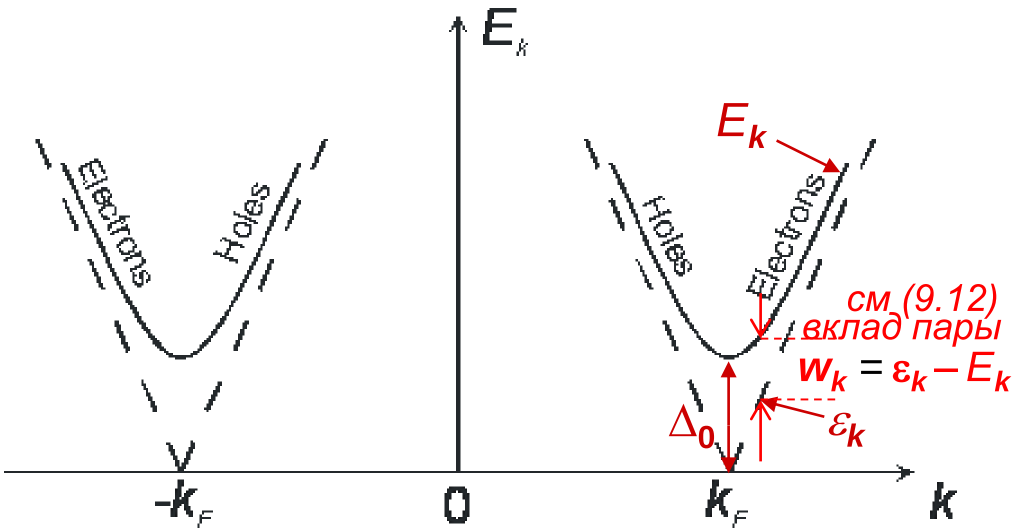
Энергия и спектр квазичастиц



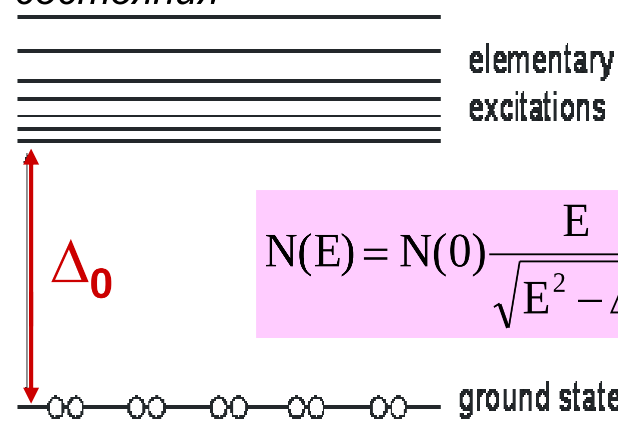
Энергия квазичастичного возбуждения

$$E_q = \sqrt{\varepsilon_q^2 + \Delta_0^2}$$

Чтобы создать квазичастицу в состоянии q (т.е. исключить q, -q состояния из (k,-k)←→(k',-k') перерассеяний) необходимо полностью заполнить одно из q или –q состояний и освободить второе. Вклад в энергию от квазичастицы - $+\varepsilon_q$.



Одночастичные возбужденные состояния



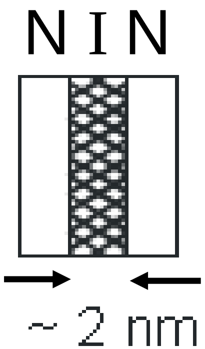
$$N(E) = N(0)\frac{E}{\sqrt{E^2 - \Delta_0^2}}$$

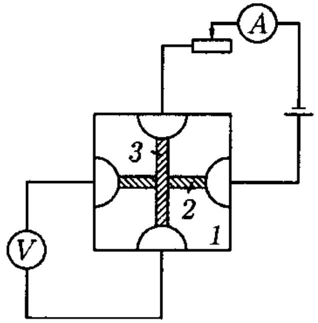
основное (парное) состояние

Наличие энергетической щели делает возможным сверхтекучесть электронной ферми-жидкости.

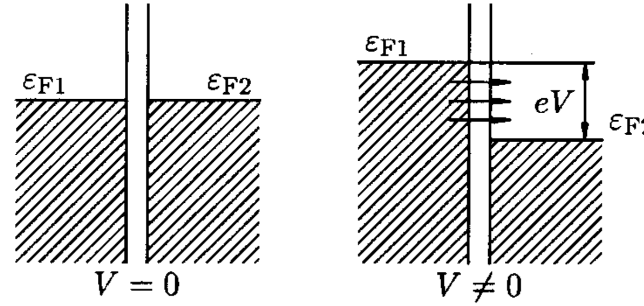
Поскольку при разрыве пары возникает два одночастичных возбуждения, наименьшая энергия распаривания равна $2\Delta_0$.

Туннелирование между нормальными металлами. Туннельный NIN-переход.





T=0



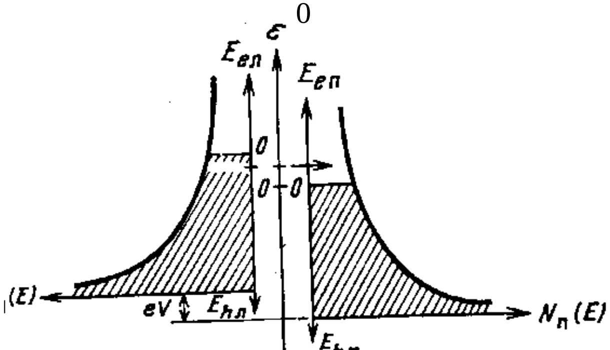
скорость туннелирования слева направо:

$\tau_l^{-1}=(2\pi/\hbar)\,|T|^2 N_r(\varepsilon)$, *где* $|T|$ *-средний туннельный матричный элемент;*

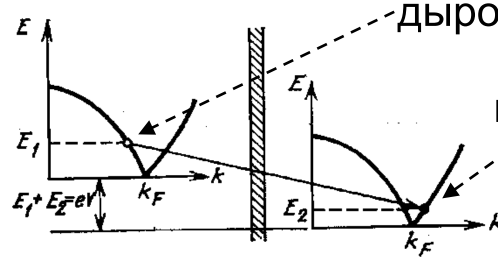
$|T|^2$ *- средняя вероятность туннелирования,* $N_r(\varepsilon)$ *–плотность сост. справа*

A- ***площадь сечения,*** $(2\pi/\hbar)$ – ***нормировка на ед. фазового объема***

$$I_{nn}(T=0) = Ae\int_0^{eV} d\varepsilon\, \tau_l^{-1} N(\varepsilon - eV) = \frac{2\pi e A}{\hbar}\int_0^{eV} d\varepsilon |T|^2 N(\varepsilon - eV) N(\varepsilon) \approx \frac{2\pi e A}{\hbar} |T|^2 N^2(\varepsilon_F) eV = \frac{V}{R_T}$$



дырочно-подобное E_1



и электроно-подобное E_2

$\boxed{E_1+E_2=eV}$

Диаграмма полупроводникового типа

Туннельный NIN-переход. Конечная температура

$$f(\varepsilon) = \frac{1}{e^{\frac{\varepsilon}{k_B T}} + 1}$$

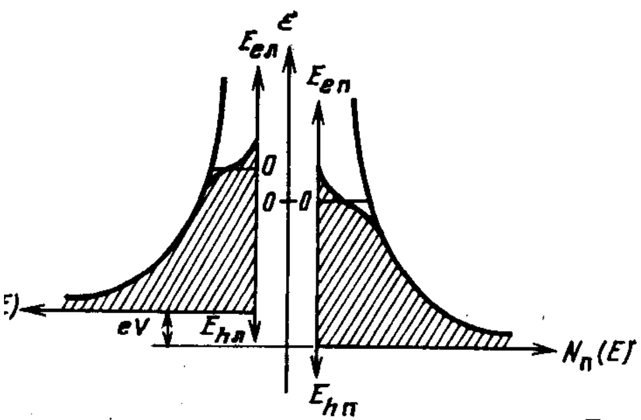
ф-я распределения Ферми-Дирака

$$R_T(T=0) = \frac{\hbar}{A 2\pi e^2 |T|^2 N^2(\varepsilon_F)}$$

$I_{nn} = I_{лп} - I_{пл}$

вероятность, что слева заполнено

вероятность, что справа пусто



$$I_{лп} = \frac{2\pi e A}{\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon |T|^2 N(\varepsilon - eV) N(\varepsilon) f(\varepsilon - eV)[1 - f(\varepsilon)]$$

ток слева направо

$$I_{пл} = \frac{2\pi e A}{\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon |T|^2 N(\varepsilon - eV) N(\varepsilon) f(\varepsilon)[1 - f(\varepsilon - eV)]$$

ток справа налево

$$I_{nn}(T \neq 0) = \frac{2\pi e A}{\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon |T|^2 N(\varepsilon - eV) N(\varepsilon)[f(\varepsilon - eV) - f(\varepsilon)]$$

$$f(\varepsilon - eV) - f(\varepsilon) = \frac{\exp(\varepsilon / kT) - \exp(\{\varepsilon - eV\}/kT)}{[1 + \exp(\varepsilon / kT)][1 + \exp(\{\varepsilon - eV\}/kT)]} \approx \frac{\exp(\varepsilon / kT) eV}{[1 + \exp(\varepsilon / kT)]^2}$$

Вольт-амперная характеристика - линейна

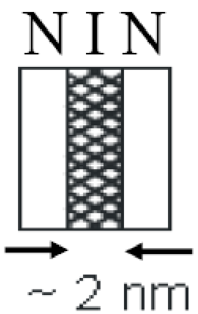
$$eV \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(\varepsilon / kT) d\varepsilon}{[\ldots][\ldots]} \approx eV \int_{0}^{\infty} \frac{dx}{[1 + x]^2}$$

$$I_{nn}(T \neq 0) = \frac{V}{R_T(T)};$$

$R_T(T \neq 0)$ падает с увеличением температуры

Кулоновская блокада в NIN-туннельном переходе

Субмикронный туннельный переход с достаточно малой емкостью $C \to 0$ *имеет высокую (одноэлектронную) кулоновскую энергию:* $E_C = e^2/(2C)$.



Через Q *(заряд) энергия такого конденсатора есть:* $E_c = Q^2/(2C)$

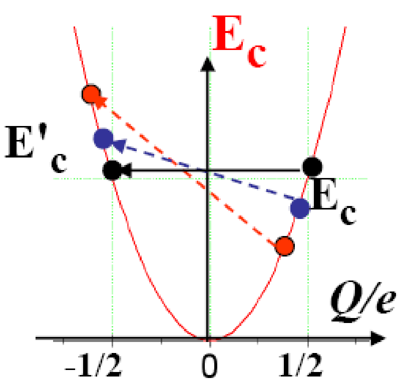
Разряд такого конденсатора не выгоден для $0 < U < |e|/2C$:

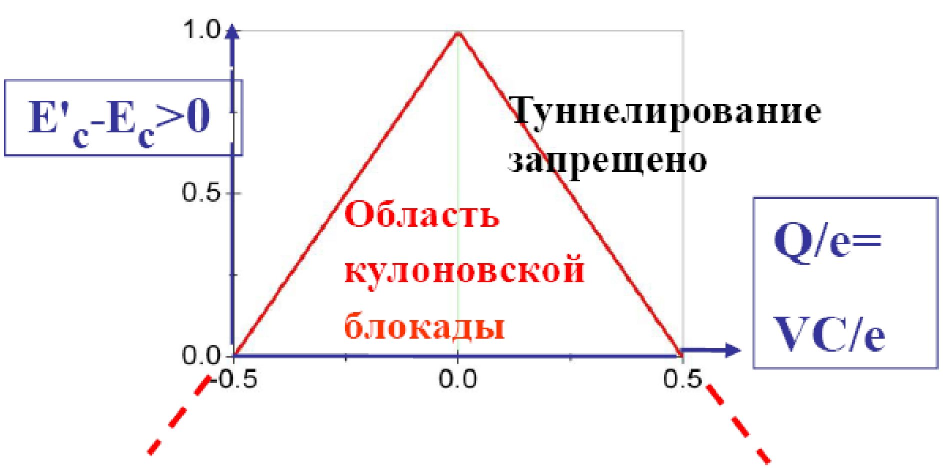
Энергия после туннелирования одного электрона $E'_c = (Q-|e|)^2/(2C)$ *становится больше для* $0 < Q < |e|/2$!

$$\Delta E = \frac{(N \pm 1)^2 e^2}{2C} - \frac{N^2 e^2}{2C} = \frac{e^2}{2C}\left[(N \pm 1)^2 - N^2\right] = \frac{e^2}{C}\left[\pm N + \frac{1}{2}\right] \le eV$$

Возникает "кулоновская блокада" туннелирования для U:

$0 < V < |e|/(2C)$ $\qquad$ $(V = Q/C)$



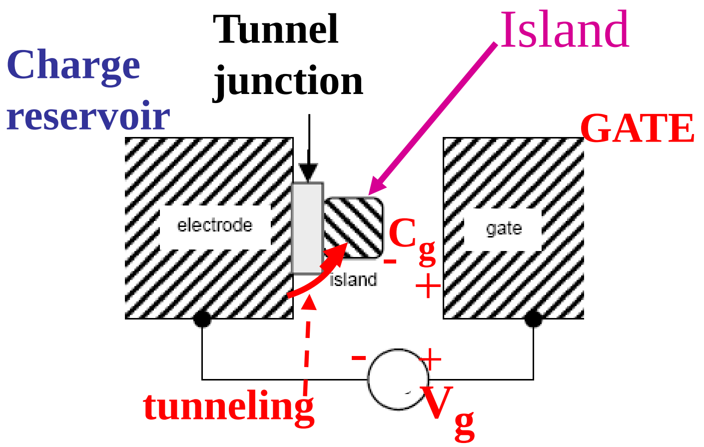


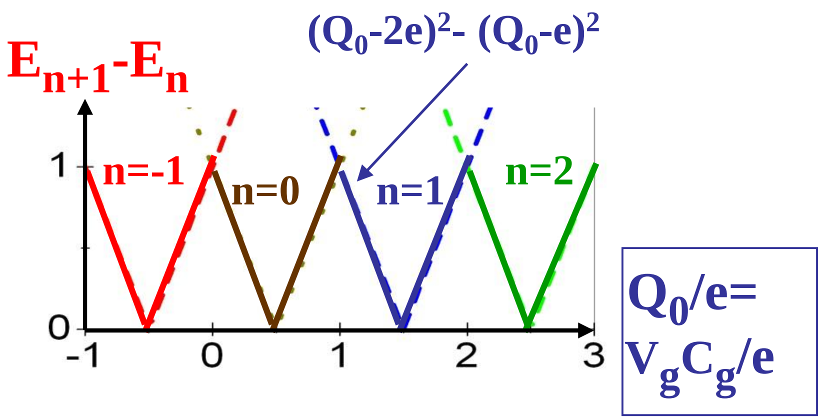
Одноэлектронный (SET) транзистор

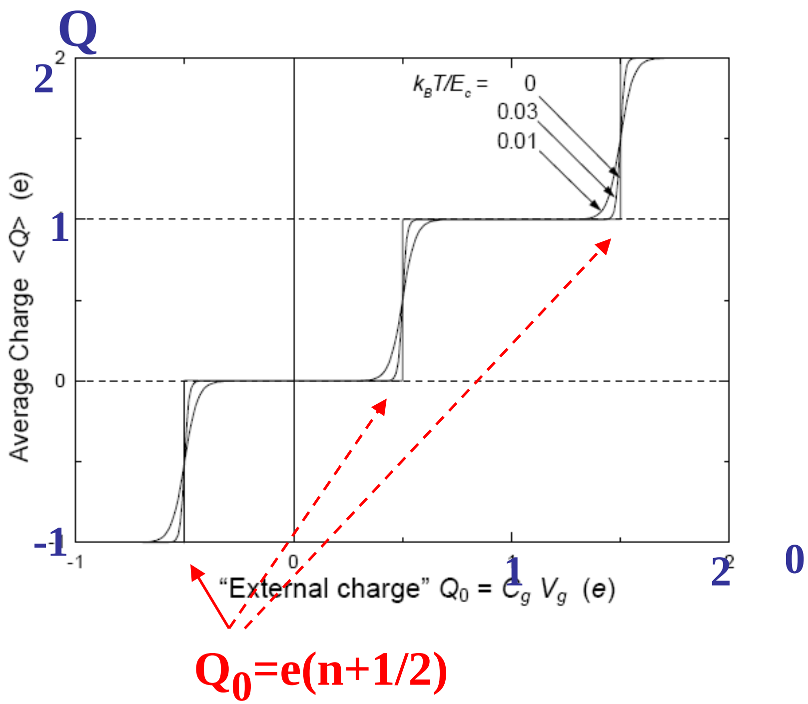
Поштучный перенос электронов при непрерывном изменении V_g затвора.

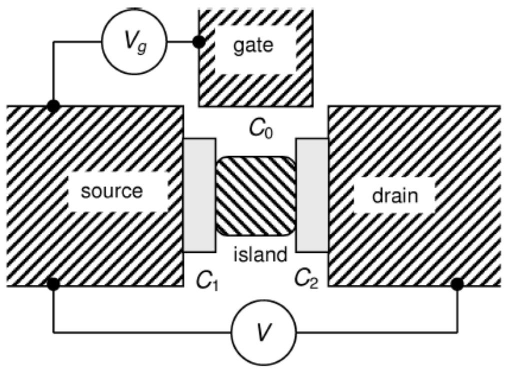
$Q_0 = V_g C_g$ – “внешний приложенный заряд”

При $E_c = Q^2/(2C) \gg K_B T$







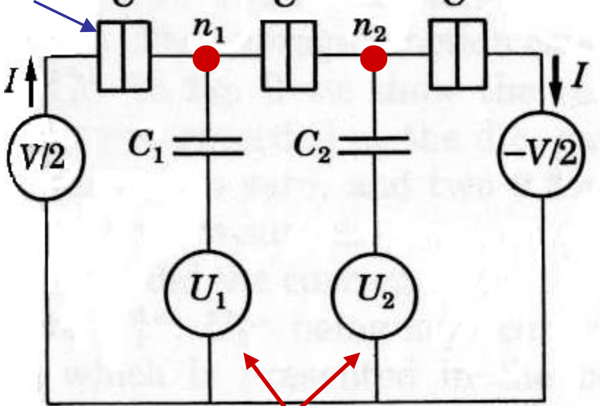


SET

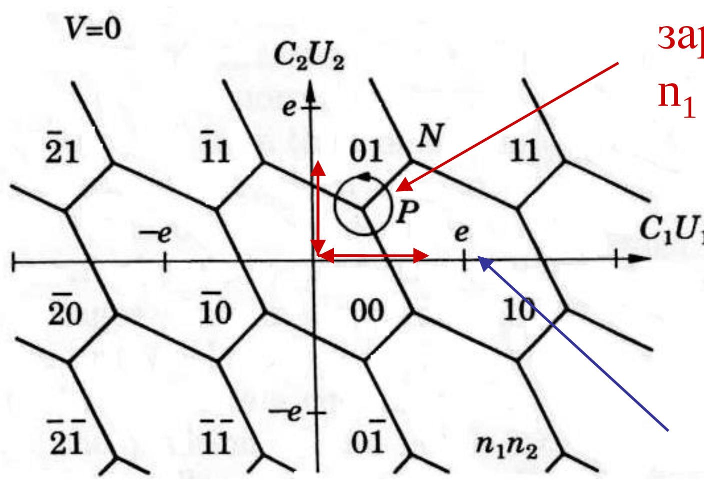
NIN переходы. Одноэлектронный “насос” – стандарт тока

Pothier, Lafarge, Urbina, Esteve, Devoret (1992)

NIN

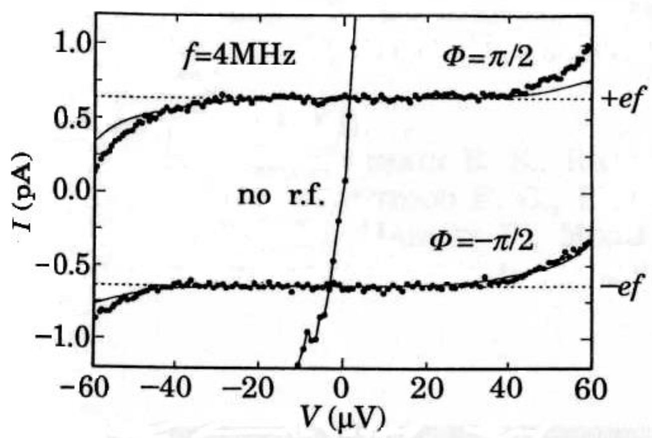


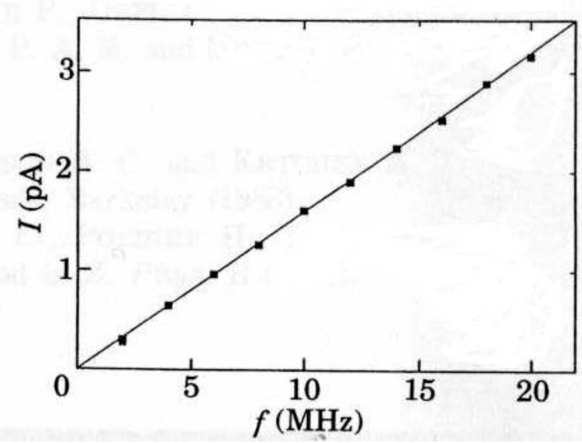
Сдвинутые по фазе два ВЧ напряжения U_1 и U_2



Цикличное изменение зарядовых состояний n_1 и n_2

I=ef

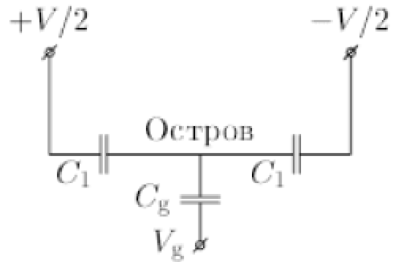


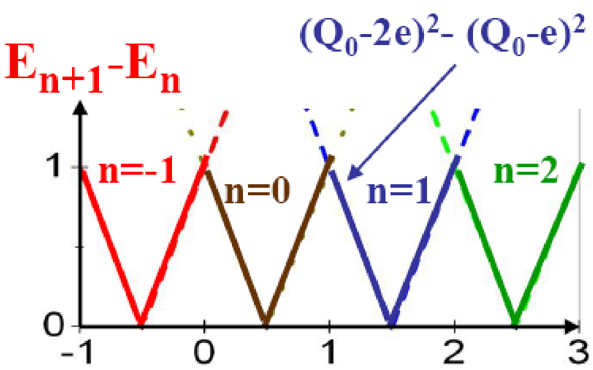


Эффекты четности.

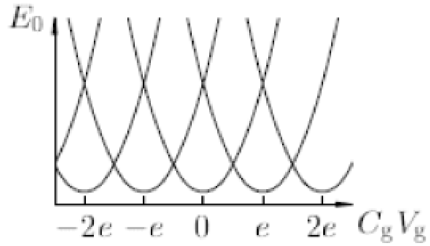
При температурах $T \ll T_c$ бо́льшая часть электронов в сверх-проводнике образует куперовские пары и лишь экспоненциально малая их доля (порядка $e^{-\Delta/k_{\mathrm{B}}T}$) находится в возбужденных состояниях с энергией $E > \Delta$ (это следует из выражения (45.9) для функции распределения $f_{\mathbf{k}}$). Это означает, что для изолированного островка сверхпроводящего металла имеет смысл вопрос о четности полного числа электронов на нем. Действительно, если

число электронов четно, то при $T = 0$ все они образуют пары; в противном случае какой-то электрон остается неспаренным, т. е. энергия всего островка будет выше на величину минимальной энергии возбуждения Δ_0. Напомним (см. (44.17)), что плотность

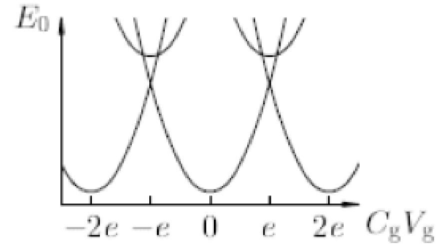




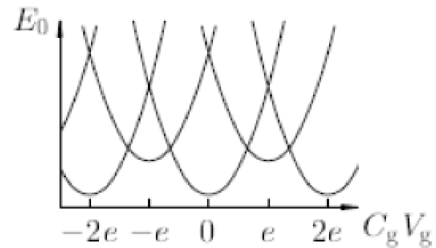
$$Q_0/e = V_gC_g/e$$



а)

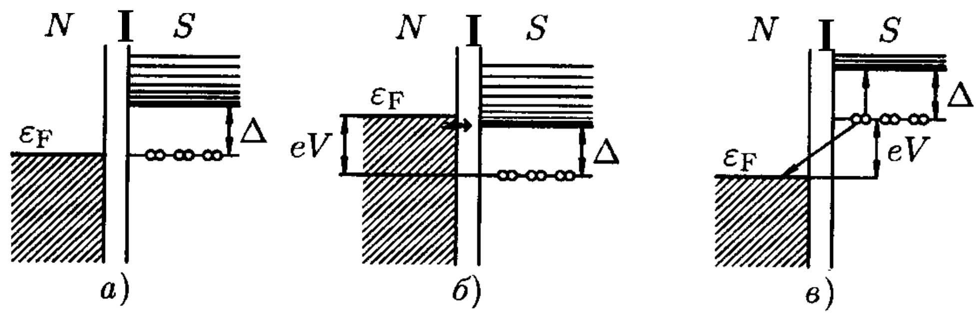


б)



$$U_{el}(n, V_g) = \frac{(en)^2}{2C} - \frac{ne}{C}C_gV_g, \quad C = C_g + C_1 + C_2 + C_0$$

Туннелирование между нормальным металлом и сверхпроводником. Туннельный NIS-переход. T=0.



$2\Delta - \Delta - eU \le 0$

$eU \ge \Delta$

|eV|< Δ; I=0 **eV > Δ; I > 0** **eV<-Δ; I < 0**

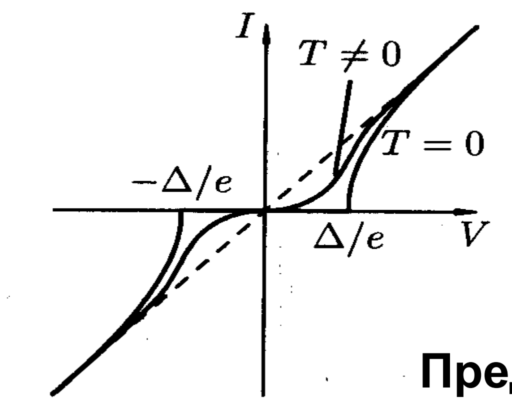
$$I_{sn}(T=0) = \frac{2\pi eA}{\hbar}\int_{\Delta}^{eV} dE' |T|^2 N(\varepsilon - eV) N(E') = \frac{2\pi e^2 A N^2(0) |T|^2}{\hbar}\int_{\Delta}^{eV} dE' \frac{E'}{\sqrt{E'^2 - \Delta^2}}$$

$1/R_T$

$$\boxed{N(E) = N(0)\frac{E}{\sqrt{E^2 - \Delta_0^2}}}$$

$$\boxed{I = \frac{1}{eR_T}\sqrt{(eV)^2 - \Delta^2}}$$

Туннелирование между нормальным металлом и сверхпроводником. Туннельный NIS-переход. Т # 0



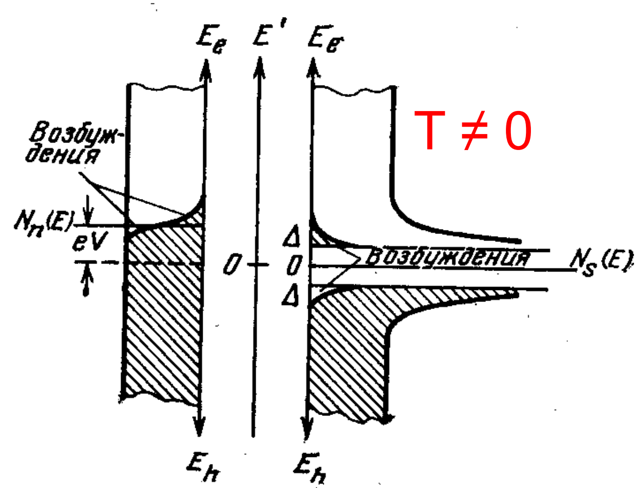
$$I = \frac{1}{eR_T}\sqrt{(eV)^2 - \Delta^2}$$

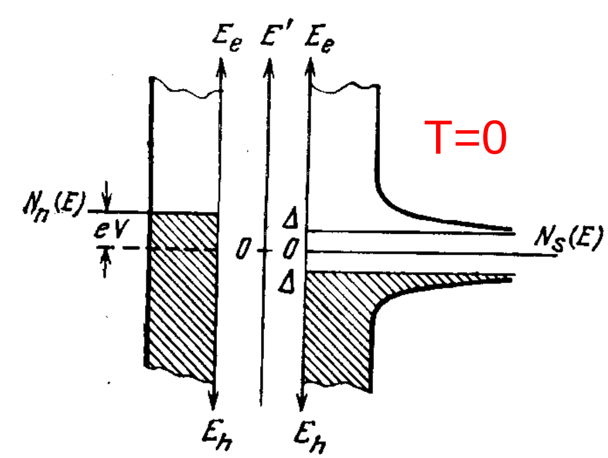
"размывается" при Т # 0

Представление в диаграммах "полупроводникового" типа (наглядно, но не содержит реальной «физики»)

U ≥ Δ/e **?**

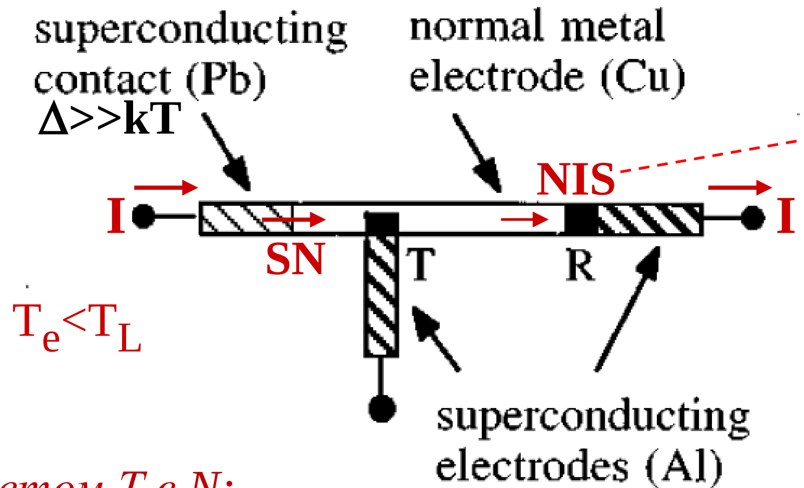
$$N(E) = N(0)\frac{E}{\sqrt{(E^2 - \Delta_0^2)}}$$

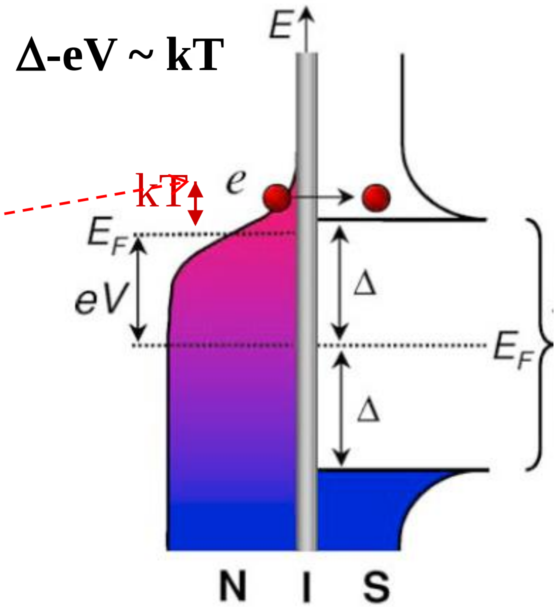




Электронный микрорефрижератор, основанный на туннельном NIS переходе

Nahum, Eiles and Martines (1994)





(11.NIS) с учетом T в N:

$$I=\frac{1}{eR_T}\int_{\Delta}^{\infty} f_0(E-eV)[N_s(E)/N(0)]dE=\frac{1}{eR_T}\int_{\Delta}^{\infty}\frac{1}{\exp[(E-ev)/kT]+1}\frac{E}{\sqrt{E^2-\Delta^2}}dE$$

R_T – ***тунн. сопротивление NIS перехода в норм. сост.;***

Можно показать, что: $I \approx kT/(eR_T)$ at $eV \approx \Delta >> kT$

Переносимая тепловая мощность: $P_N \sim I^2(E-eV)R_T$

Максимальное охлаждение
$P_{N,max} \approx (kT)^2/(e^2R_T)$ ***при*** **$eV \approx \Delta$**

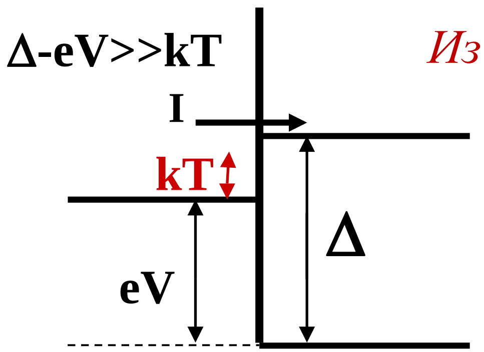
1.5 pW *при* T=300 mK
(*охлаждение до* 200 mK)

Чувствительный электронный термометр

Nahum, Martines (1993)

I- смещенный NIS термометр: **Δ-eV>>kT**

(охлаждающий эффект мал)



Из (11.NIS) с учетом T в N:

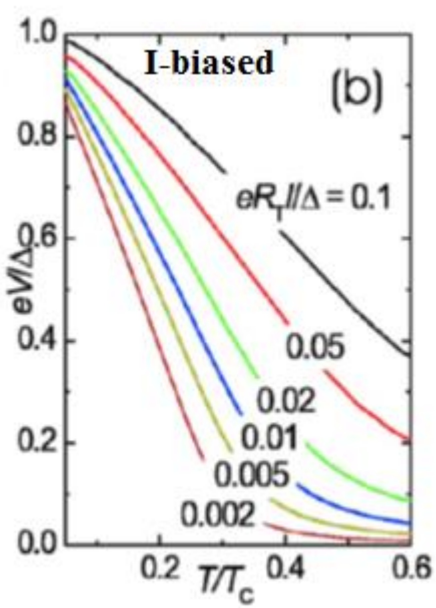
$$I \sim \frac{kT}{eR_T}\exp\left(-\frac{\Delta - eV}{kT}\right) \qquad \frac{eR_T I}{kT} \sim \exp\left(-\frac{\Delta - eV}{kT}\right)$$

Чувствительность dV/dT?

подставим

$$\frac{eR_T I}{k}\frac{d}{dT}\frac{1}{T} = \frac{d}{dT}\exp\left(-\frac{\Delta - eV}{kT}\right) = \exp\left(-\frac{\Delta - eV}{kT}\right)\left(\frac{e}{kT}\frac{dV}{dT} - \frac{\Delta - eV}{kT^2}\right)$$

$$\frac{e}{k}\frac{dV}{dT} = \frac{\Delta - eV}{kT} - 1 \approx \frac{\Delta - eV}{kT}$$ ***для*** Δ-eV>>kT;

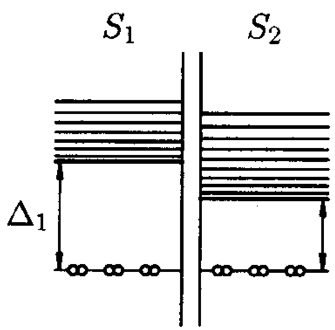


dV/dT ≈ 0.6 мкВ/мК *при* 40 мК

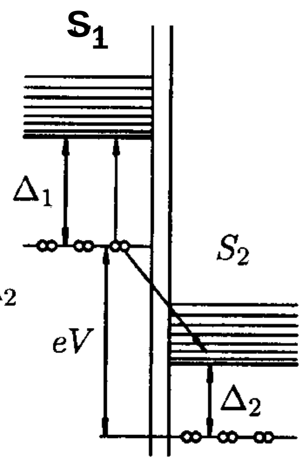
С помощью сканирующего туннельного микроскопа можно измерять локальную электронную температуру сверхпроводника (нормального металла), используя N(S) tip.

Туннелирование между двумя сверхпроводниками. Туннельный SIS-переход (квазичастичный ток).

T=0

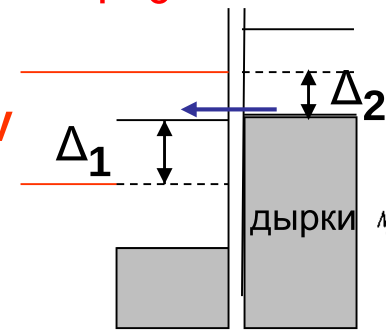


$V = 0,\ I = 0$



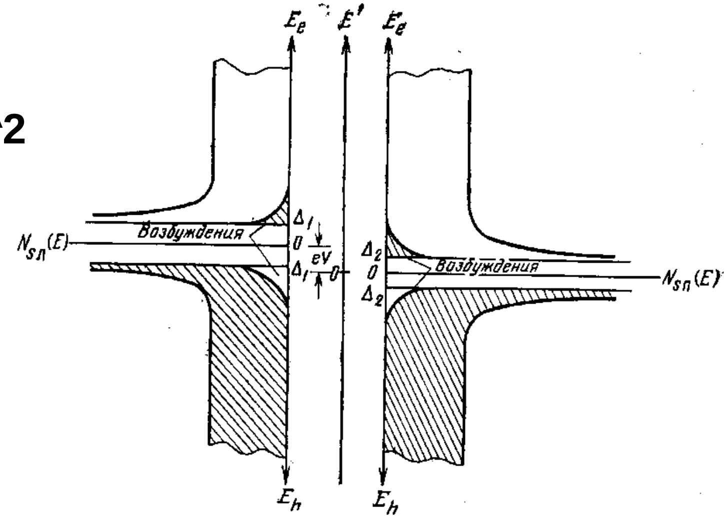
$eV > \Delta_1 + \Delta_2,\ I \neq 0$

T=0



eV= $\Delta_1 + \Delta_2$

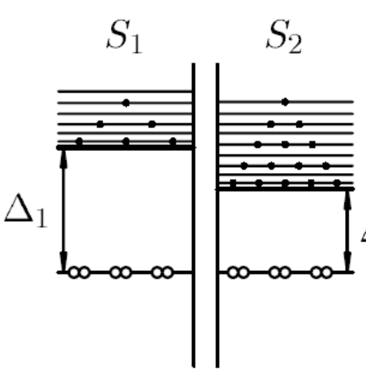
T≠0



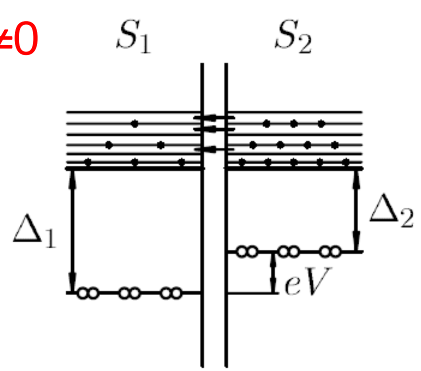
$2\Delta_1-(eU+\Delta_1-\Delta_2) < 0$

$eU > \Delta_1+\Delta_2$

T≠0

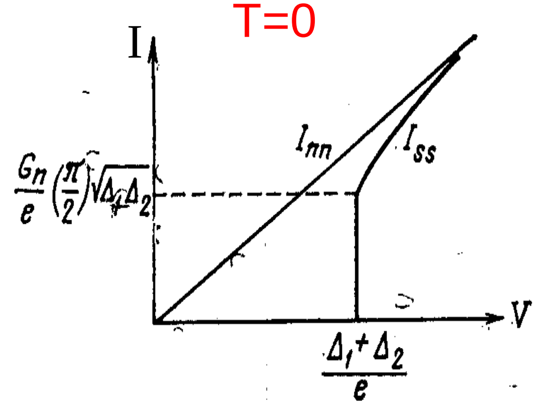


V=0

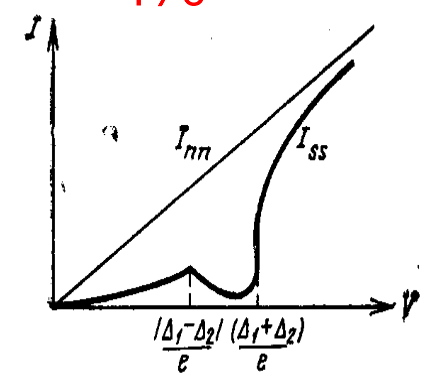


eV= $\Delta_1 - \Delta_2$

T=0

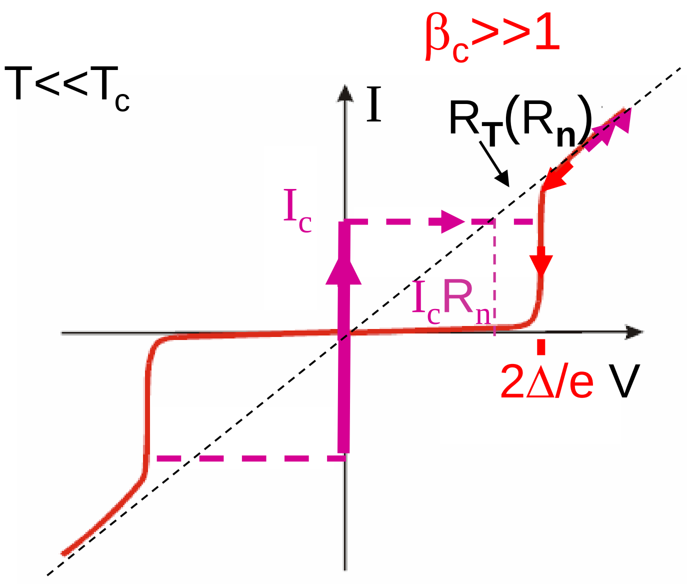


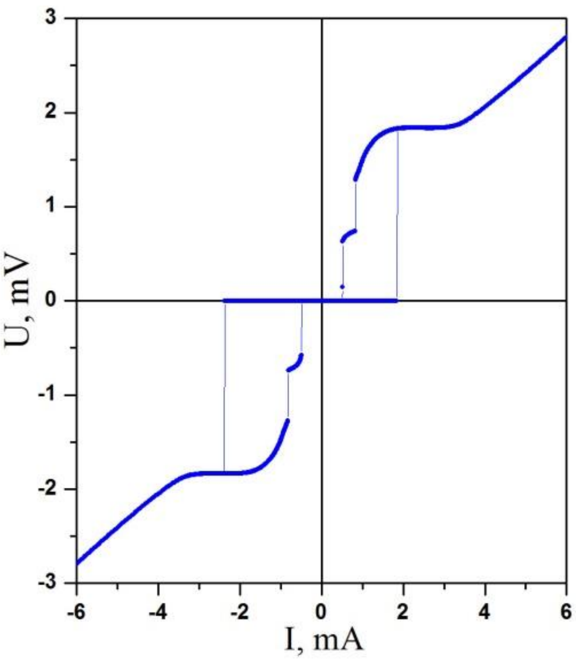
T≠0



Пик при «разности щелей»

NRCSJ-модель





Формула Амбегаокара-Баратова

$$I_c(T) = \frac{\pi\Delta(T)}{2eR_n} th\left(\frac{\Delta(T)}{2k_BT}\right)$$

При T=0 *th*(…)=1:

$$I_c(0)R_n = \frac{\pi}{4}\frac{2\Delta(0)}{e}$$

$$I_cR_n = \frac{\pi}{2}\frac{\Delta(0)}{e}$$

Конец темы «Туннельные эффекты в сверхпроводниках»

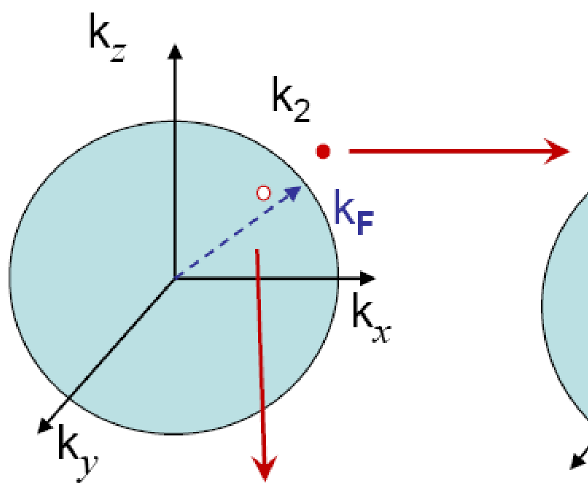
Перерыв

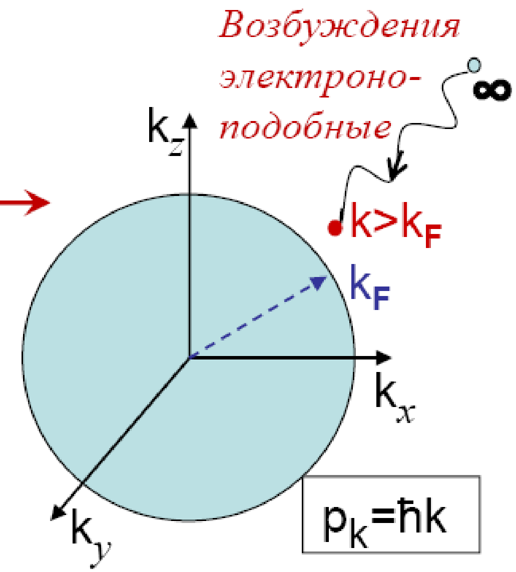
Перерыв?

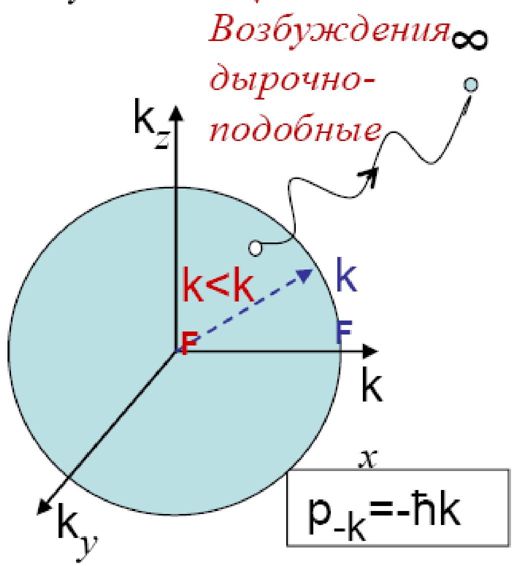
Эффект близости на NS-границе

Как выглядит перенос заряда со стороны N в S?

Основное состояние при T = 0: Ферми сфера







(?) Возбуждения рождаются парами:

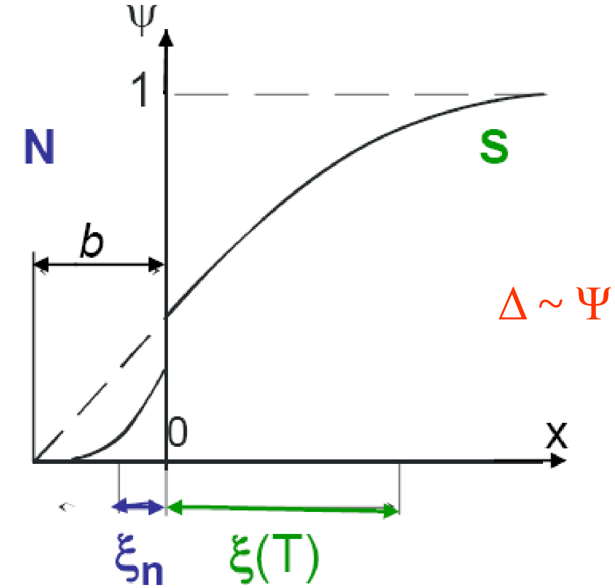
N: $e^- + h^+$

S: $e^- + e^-$

$h^+ + h^+$

Перенос заряда: одночастичные возбуждения

$q = e$



$\Delta \sim \Psi$

Время жизни: $\Delta E \Delta t \sim \hbar$ $\boxed{\Delta t \sim \hbar/\Delta}$

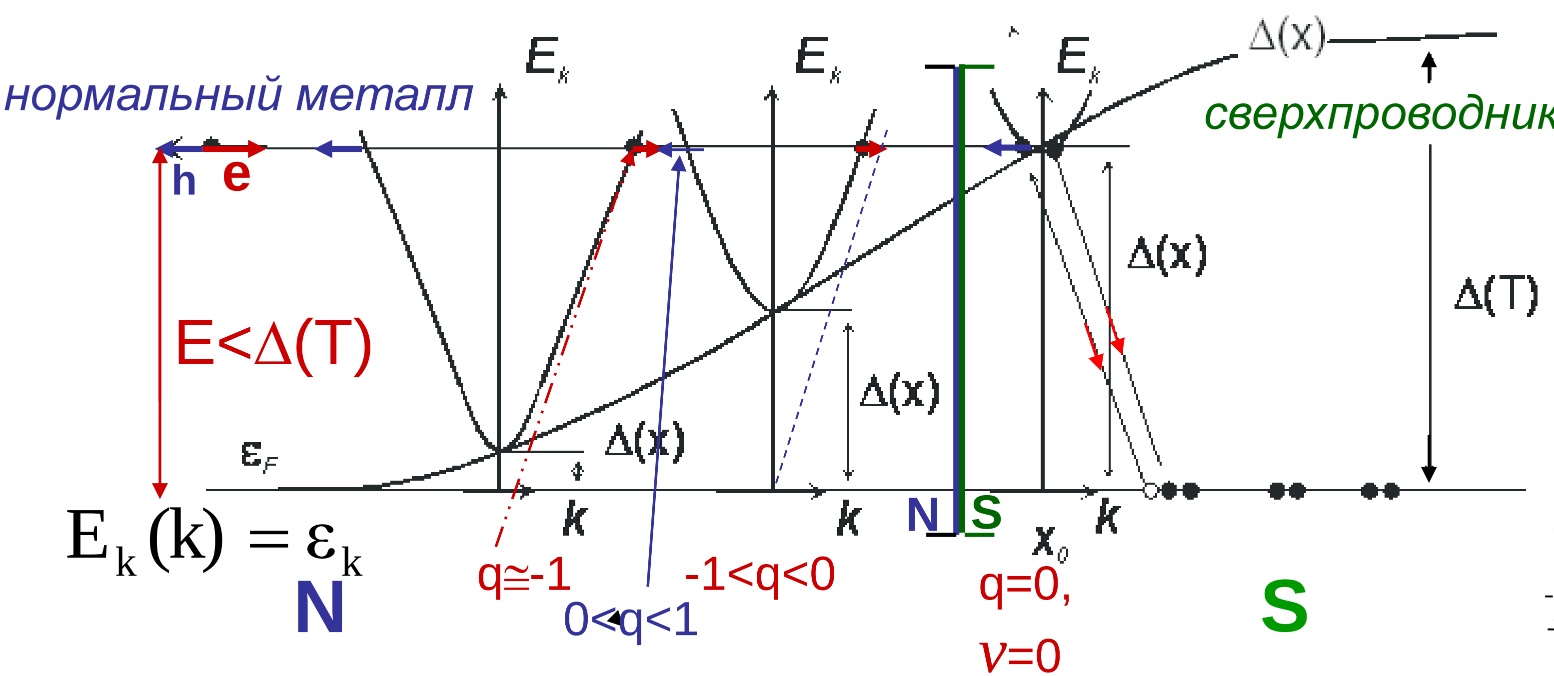
Длина когерентности в N:

$\xi_0 \sim v_F \Delta t \sim \hbar v_F/\Delta$

Перенос заряда идет парами:

$q = 2e$

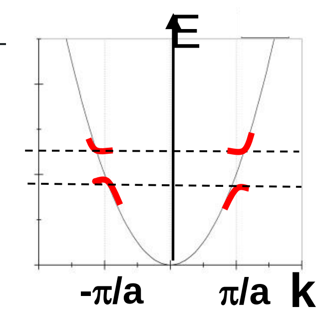
Андреевское отражение на NS-границе



вероятность АО

$$\boxed{a^2=1}$$

Аналогия с тв. телом

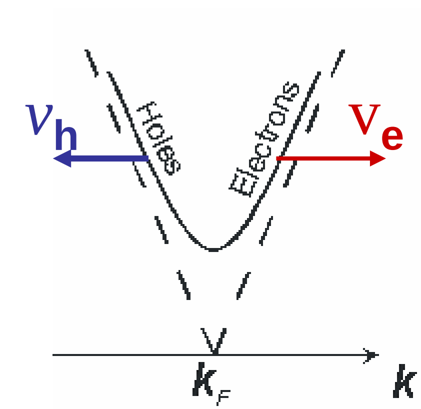


Групповая скорость квазичастиц

$$v_{gr} = \frac{\partial E}{\partial p} = \frac{1}{\hbar}\frac{\partial E}{\partial k} = \frac{1}{\hbar}\frac{\partial E}{\partial \varepsilon}\frac{\partial \varepsilon}{\partial k} = \frac{\varepsilon}{E} v_F$$

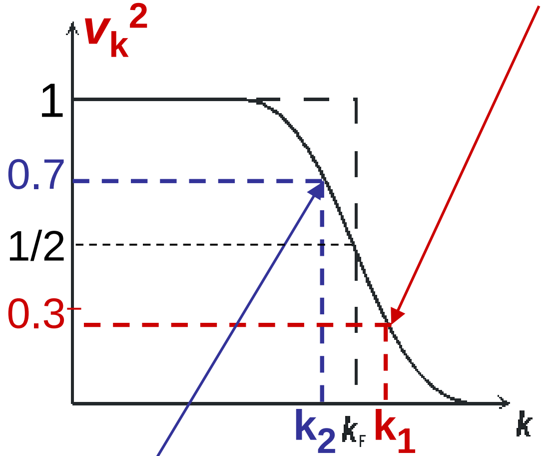
$$\varepsilon_k \approx \hbar v_F (k - k_F)$$

$$E_k = \sqrt{\varepsilon_k^2 + \Delta_0^2}$$



Какой процесс этим описывается?

Заряд квазичастиц в сверхпроводнике



Электроно-подобные квазичастицы ($u_k^2 > v_k^2$)

1) Парное состояние (k_1,-k_1) с $k_1 > k_F$ и $v_k^2 \cong 0.3$ $u_k^2 \cong 0.7$

Состояния k_1 и -k_1 оба заполнены с вероятностью ~0.3

(пары "пребывают" в этом состоянии около 1/3 времени)

Создать квазичастицу в состоянии k_1, это значит:

- состояние k_1 всегда заполнено: $+\Delta q = +0.7e = u_k^2\, e$

- состояние -k_1 всегда пусто: $-\Delta q = -0.3\, e = -v_k^2 e$

$$\begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix}$$

Полный заряд такого возбуждения $q_{k1} = -0.4|e|$ *отрицательный!*

($u_k^2 < v_k^2$)

Дырочно-подобные квазичастицы

2) Парное состояние (k_2,-k_2) с $k_2 < k_F$ и $v_k^2 \cong 0.7$

(пары "пребывают" в этом состоянии около 2/3 времени)

Квазичастицы в состоянии k_2: - состояние k_2 всегда пусто: $-\Delta Q = -0.7e$

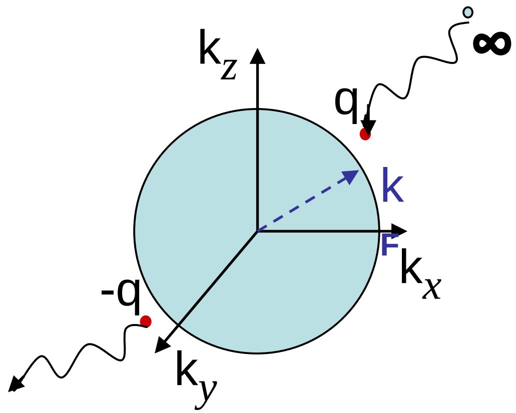
- состояние -k_2 всегда заполнено: $+\Delta Q = +0.3e$

Полный заряд такого возбуждения $Q_{k2} = +0.4|e|$ *положительный* !

$$\boxed{q_k = v_k^2 - u_k^2}$$

Заряд квазичастиц с $k = k_F$ равен нулю: $Q_{kF} = 0$!!!

Заряд квазичастиц (II)

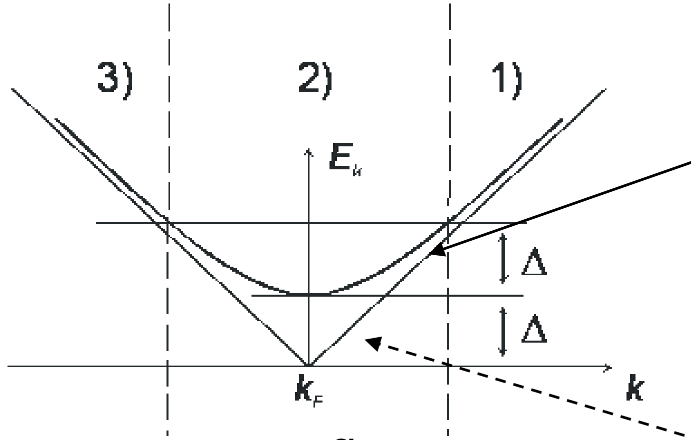


$$q_k = v_k^2 - u_k^2 = -\varepsilon_k/E_k$$

(9.14 a)

$$v_k^2 = \frac{1}{2}\left(1 - \frac{\varepsilon_k}{E_k}\right)$$

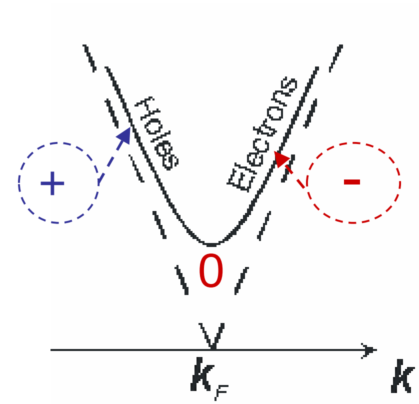
$$u_k^2 = \frac{1}{2}\left(1 + \frac{\varepsilon_k}{E_k}\right)$$

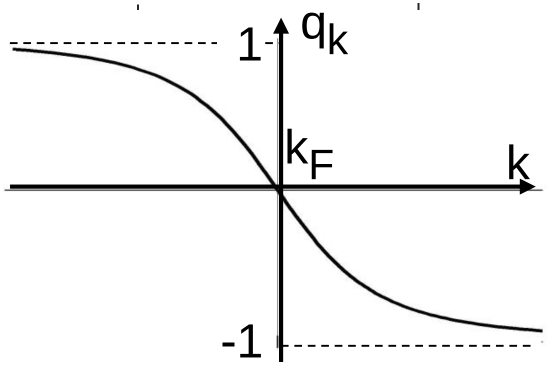


$$E_k = \sqrt{\varepsilon_k^2 + \Delta_0^2};$$

$$v_{gr} = \frac{\varepsilon}{E} v_F = -v_F q$$

$$\varepsilon_k \approx \hbar v_F (k - k_F)$$





$$q_k = -\varepsilon_k/(\varepsilon_k^2 + \Delta^2)^{1/2}$$

$q_k > 0$ для $k < k_F$; $q_k < 0$ для $k > k_F$

Андреевское отражение на NS-границе для E>Δ
Боголюбовские квазичастицы

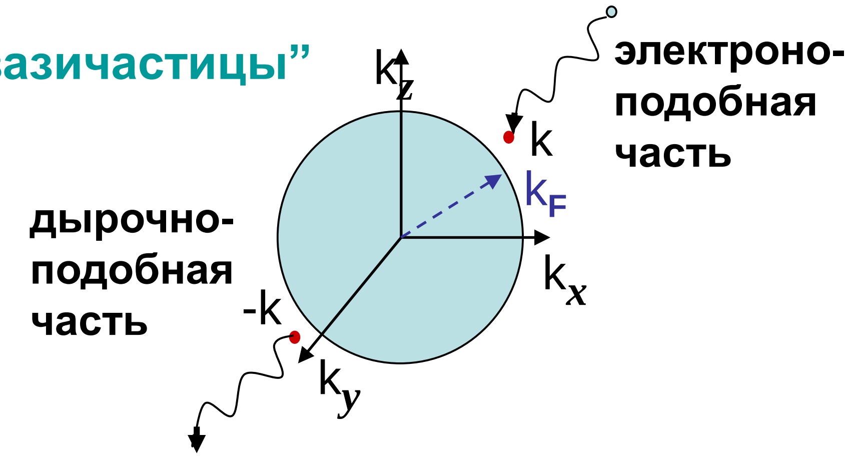
Двух-компонентные “Боголюбовские квазичастицы”

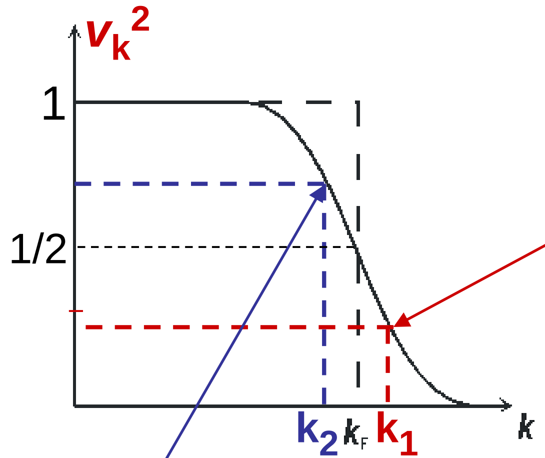
$u^2=0.7$ *доля “электронности”*

$$\Psi = \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} \exp(ik_F x) \qquad (9.16)$$

$v^2=0.3$ *доля “дырочности”*

$k \approx k_F$



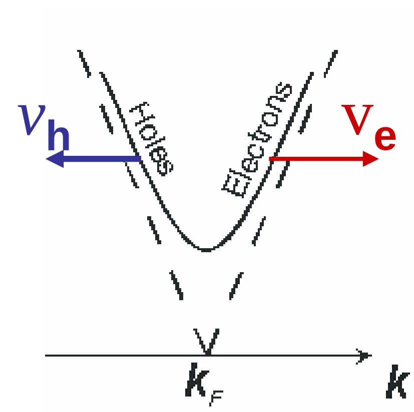


В целом электроно- подобные квазичастицы при $u_k^2 > v_k^2$

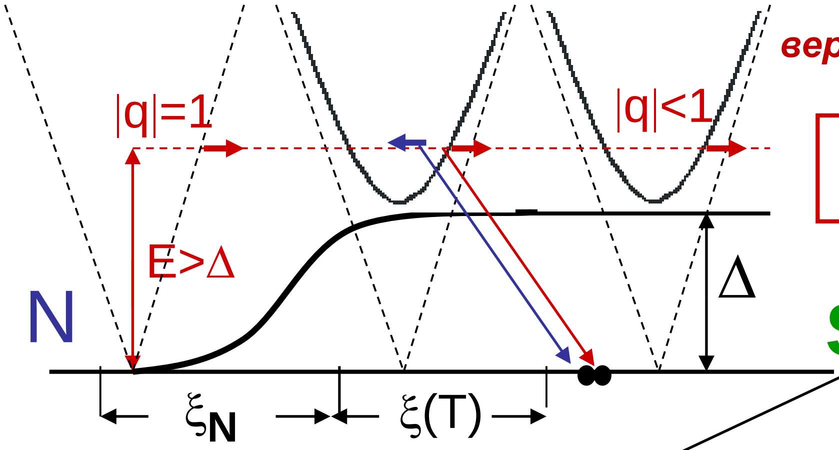
В целом дырочно- подобные квазичастицы при $u_k^2 < v_k^2$

$$\boxed{u_k^2 = 1 - v_k^2}$$

$$q_k = v_k^2 - u_k^2$$



Андреевское отражение на NS-границе для E>Δ



вероятность АО

$$\boxed{a^2<1}$$

Налетающий электрон:

доля “электронности”

$$\Psi_{fl} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \exp(ik_F x)$$

доля “дырочности”

Отраженная дырка:

доля “электронности”

$$\Psi_{ref} = a\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \exp(-ik_F x)$$

доля “дырочности”

$k \approx k_F$ и для налетающего электрона и

для отраженной дырки

Прошедший электрон:
(неравновесный электрон)

$$\Psi_{tr} = b\begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} \exp(ik_F x)$$

налет. отр. прош.

электр. часть 1 + 0 = bu; b=1/u;

дырочн. часть 0 + a = bv;

a = |v/u| ***для*** E ≥ Δ
= 1 ***для*** E < Δ

Изменение заряда высоко-энергетических электронов.

Андреевские уровни

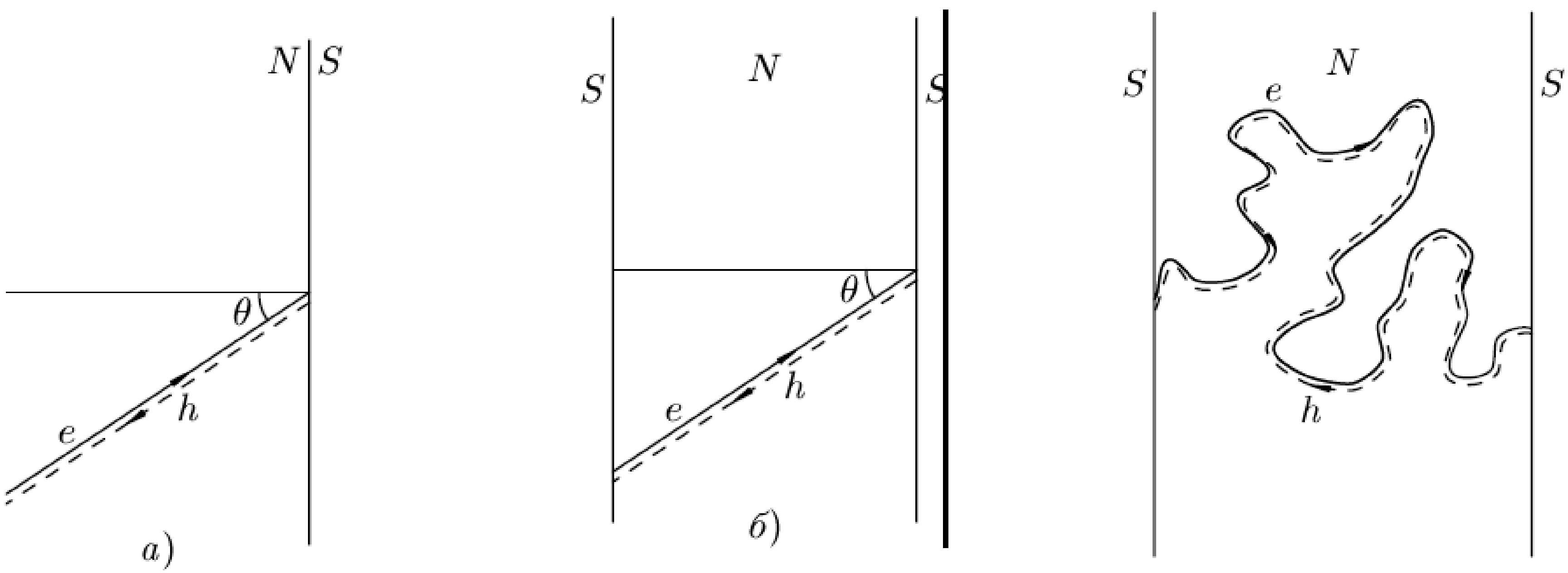
1. Отражение не зеркальное.
2. В баллистических SNS-мостиках возникают андреевские уровни, отвечающие за перенос сверхтока.
3. Полный ток через NS-границу дается усреднением по направлениям.
4. В диффузных мостиках уровень один и уширенный.

$$t_{\text{дифф}} = d^2/D \gg d/v_{\mathrm{F}}, \text{ где } D = l v_{\mathrm{F}}/3$$

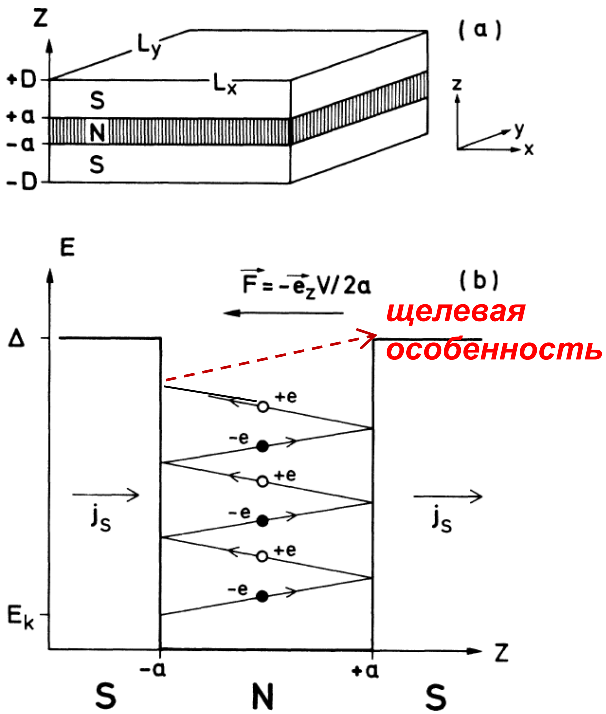
$$t_{\text{пер}} = 2d/v_{\mathrm{F}}|\cos\theta|$$

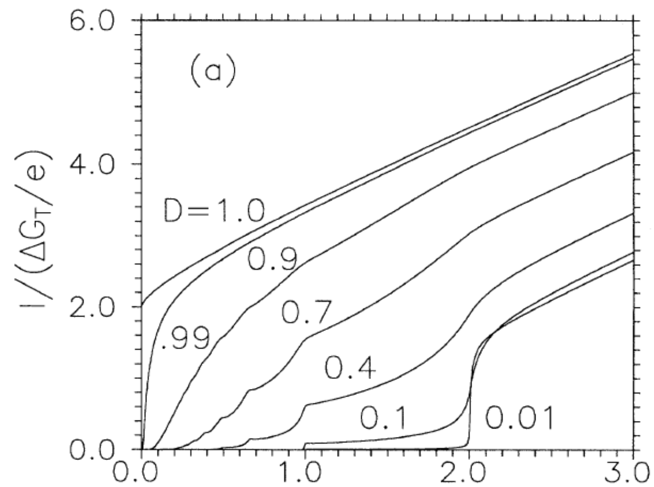
$$\hbar/t_{\text{дифф}} = \hbar D/d^2 \equiv E_d.$$

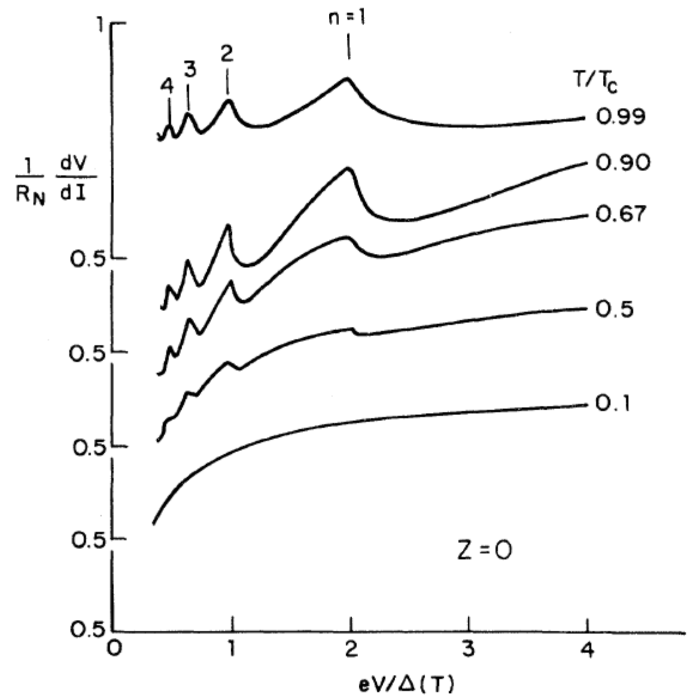
$$E_0 = E_{n+1} - E_n = 2\pi\hbar/t_{\text{пер}} = \pi\hbar v_{\mathrm{F}}|\cos\theta|/d.$$



Многократное андреевское отражение в SNS-структурах



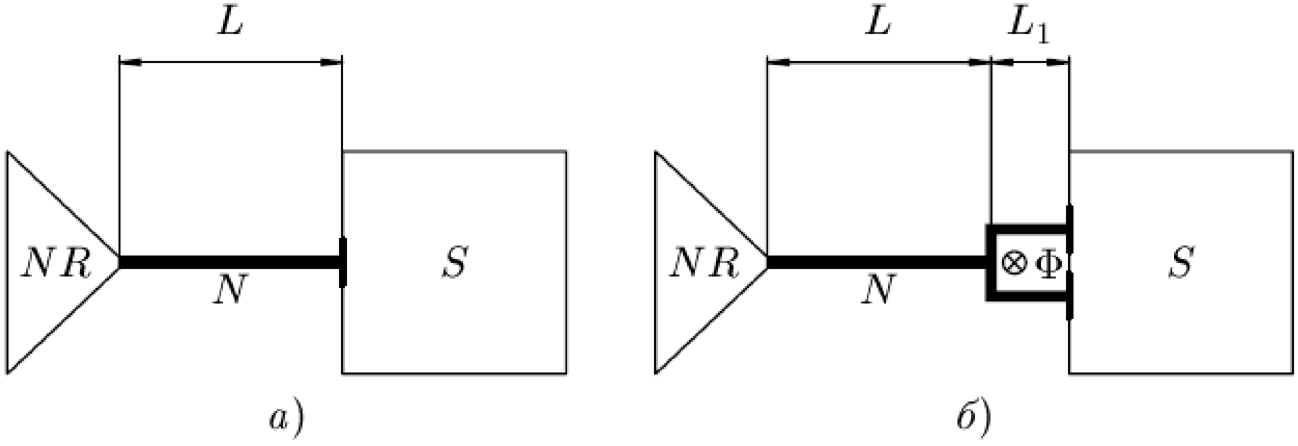




M.Octavio, M.Tinkham, G.E.Blonder, T.M.Klapwijk, Phys. Rev. B 27, 6739 (1987)

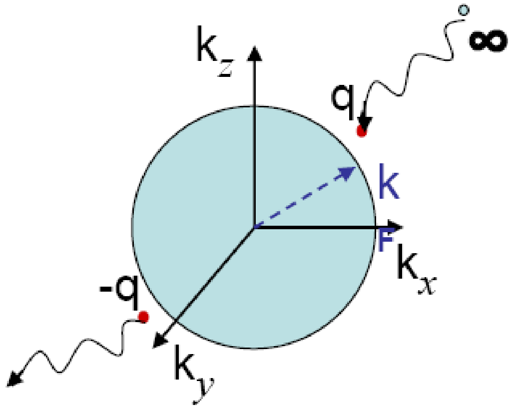
D.Averin, A.Bardas, Phys. Rev. Lett. 75, 1831 (1995)

NIS интерферометр

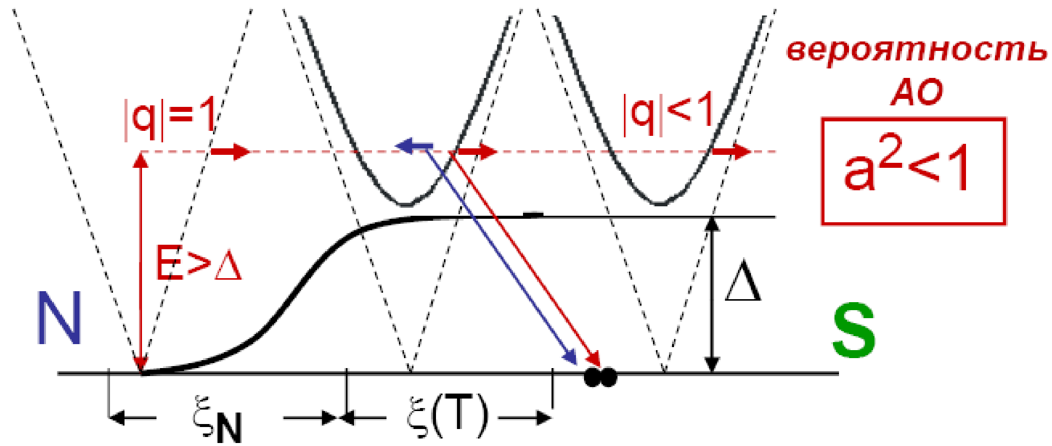


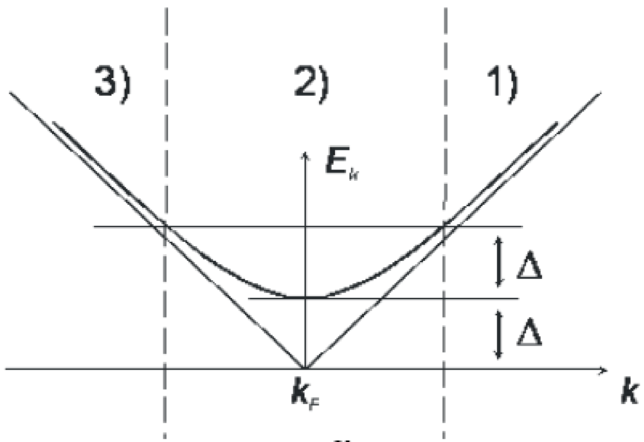
$$G_A^{\text{вилка}} = G_A^{(1)} + G_A^{(2)} + G_A^{\text{int}} \cos \frac{2\pi\Phi}{\Phi_0}.$$

Неравновесные явления в сверхпроводниках

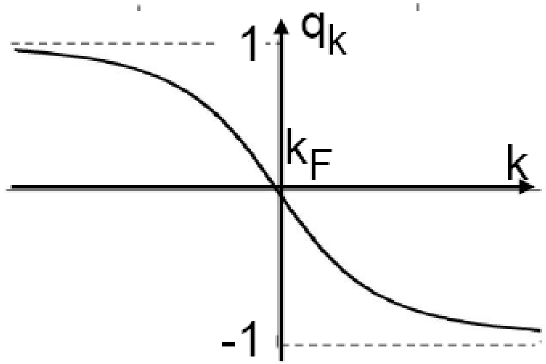


Координатная зависимость функции распределения





АО: рассматриваем координатную зависимость спектра квазичастичных возбуждений.



Неравновесные явления:

1. Исчезают при снятии внешнего *воздействия*.
2. *Могут* вызывать координатную зависимость ферми-жидкостных характеристик.

k- пространство: делокализованные плоские волны

Микроволновое стимулирование сверхпроводимости

$\hbar\omega < 2\Delta_0 = 3.52\, k_B T_c$

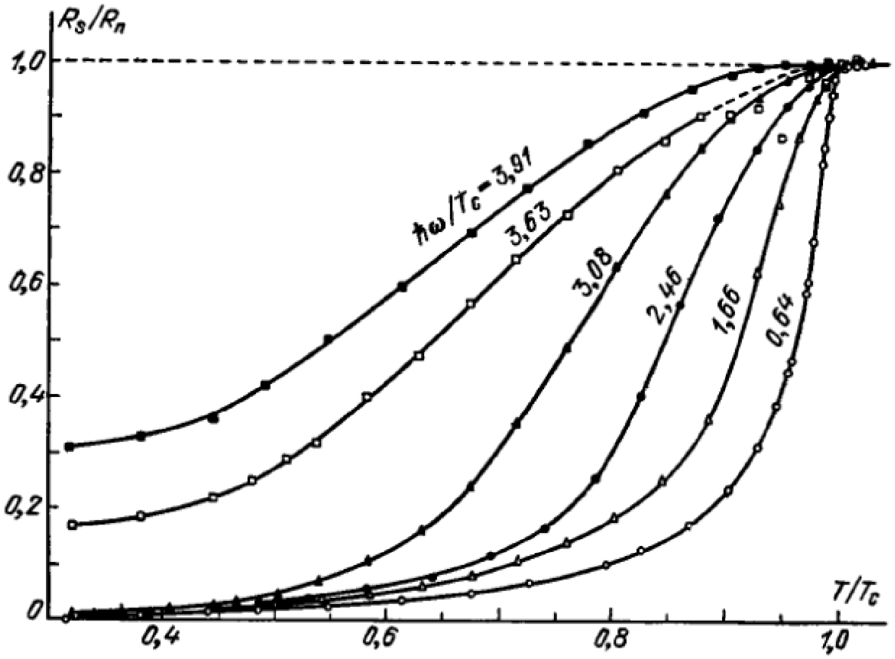
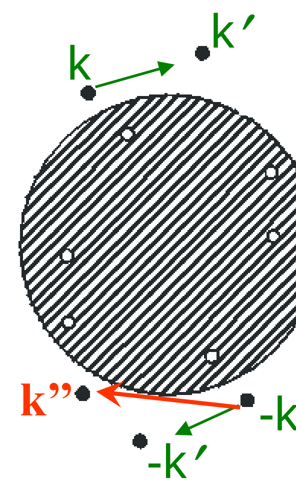


Рис. 19.4

$T \neq 0$



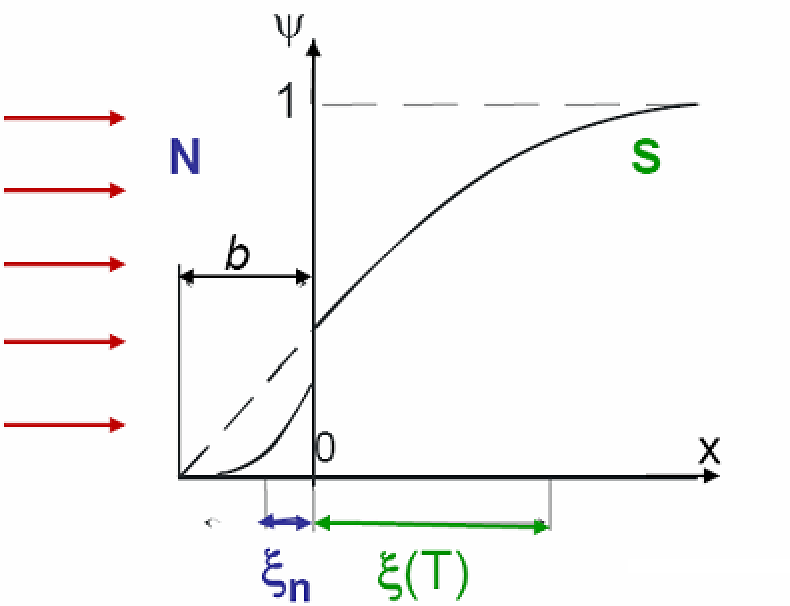
$\hbar\omega > 2\Delta_0 = 3.52\, k_B T_c$

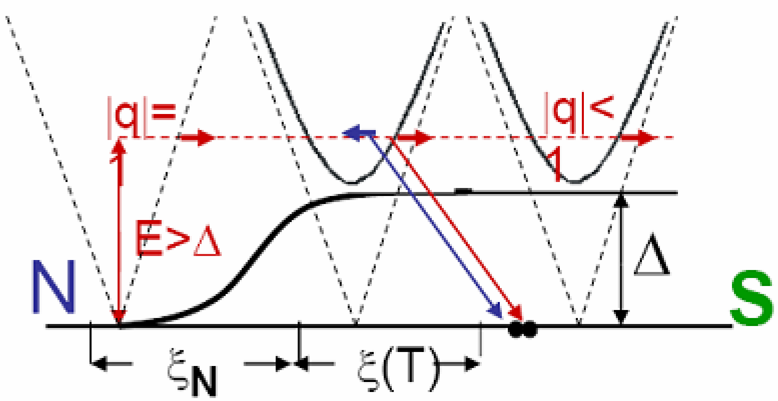
$\Delta(T) = V\, \Sigma' v_k u_k (1 - 2f_k)$

Инжекция тока квазичастиц

Ток: локальное воздействие

Облучение: нелокальное воздействие

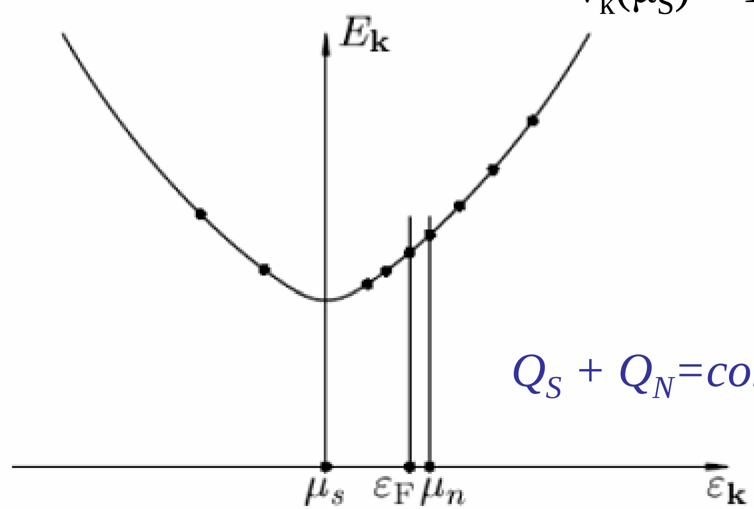




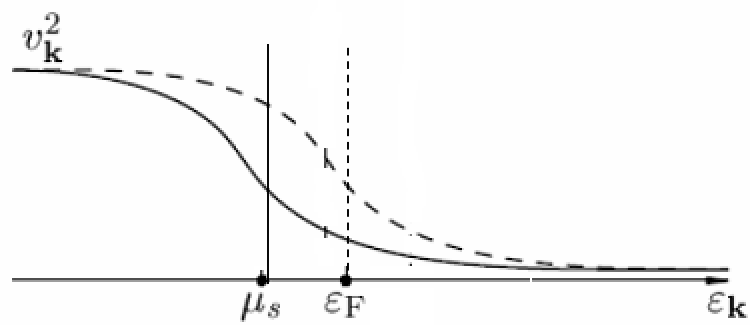
$$Q = \sum_{\mathbf{k}} q_{\mathbf{k}} f_{\mathbf{k}}, \qquad \varepsilon_{\mathbf{k}} = \hbar^2 k^2/2m - \mu_s$$

$$v_{\mathbf{k}}^2 = (1 - \varepsilon_{\mathbf{k}}/E_{\mathbf{k}})/2$$

$v_k(\mu_S) = 1/2$



$Q_S + Q_N = const$



$$Q = 2N(0)(\varepsilon_F - \mu_s) \qquad \partial Q/\partial x = 2N(0)\, \partial \mu_s/\partial x$$

Инжекция неравновесных квазичастиц

II закон Ньютона для s-электронов

$$\frac{d}{dt}(m\mathbf{v}_s) = -\frac{e}{c}\dot{\mathbf{A}} - e\nabla\varphi - \nabla\mu_s$$

Существование электрического поля не ускоряющего конденсат

$$\varphi_{\text{эх}_s} = e\varphi + \mu_s = \text{const}$$

$$\mathbf{E} = -\nabla\varphi = \frac{1}{e}\nabla\mu_s \quad \mathbf{E} = -\frac{1}{2eN(0)}\nabla Q$$

Условие равновесия: квазичастицы в движении непрерывно релаксируют в конденсат

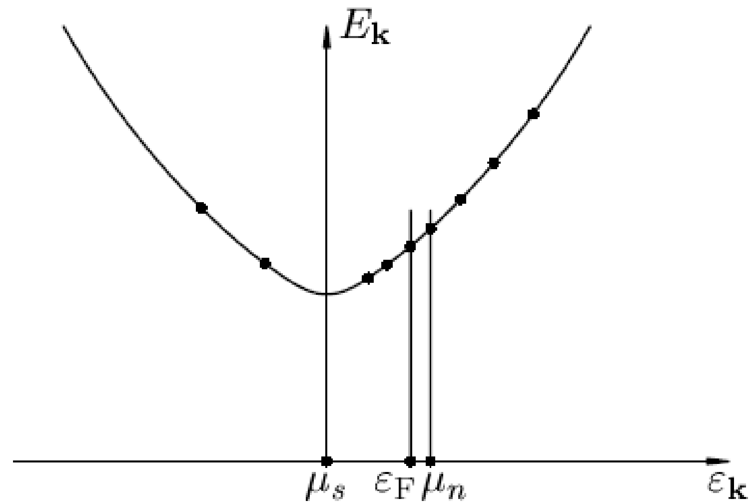
$$\mathbf{j}_n = \sigma\mathbf{E}, \qquad \operatorname{div}\mathbf{j}_n = -eQ/\tau_Q,$$

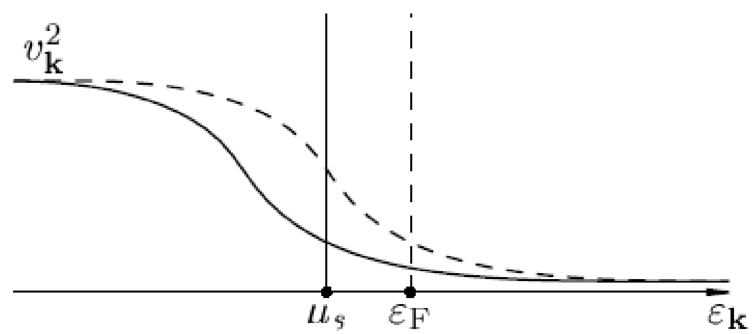
$$\nabla^2 Q = \frac{1}{\lambda_Q^2}Q, \qquad Q \propto \exp(-x/\lambda_Q)$$

$$\lambda_Q^2 = \frac{\sigma\tau_Q}{2e^2N(0)}$$

$$Q = \sum_{\mathbf{k}} q_{\mathbf{k}} f_{\mathbf{k}}, \qquad \varepsilon_{\mathbf{k}} = \hbar^2 k^2/2m - \mu_s$$

$$v_{\mathbf{k}}^2 = (1 - \varepsilon_{\mathbf{k}}/E_{\mathbf{k}})/2$$





$$Q = 2N(0)(\varepsilon_{\mathrm{F}} - \mu_s) \qquad \partial Q/\partial x = 2N(0)\,\partial\mu_s/\partial x$$

Избыточное сопротивление NS-границы

Преобразуем λ_Q через проводимость σ

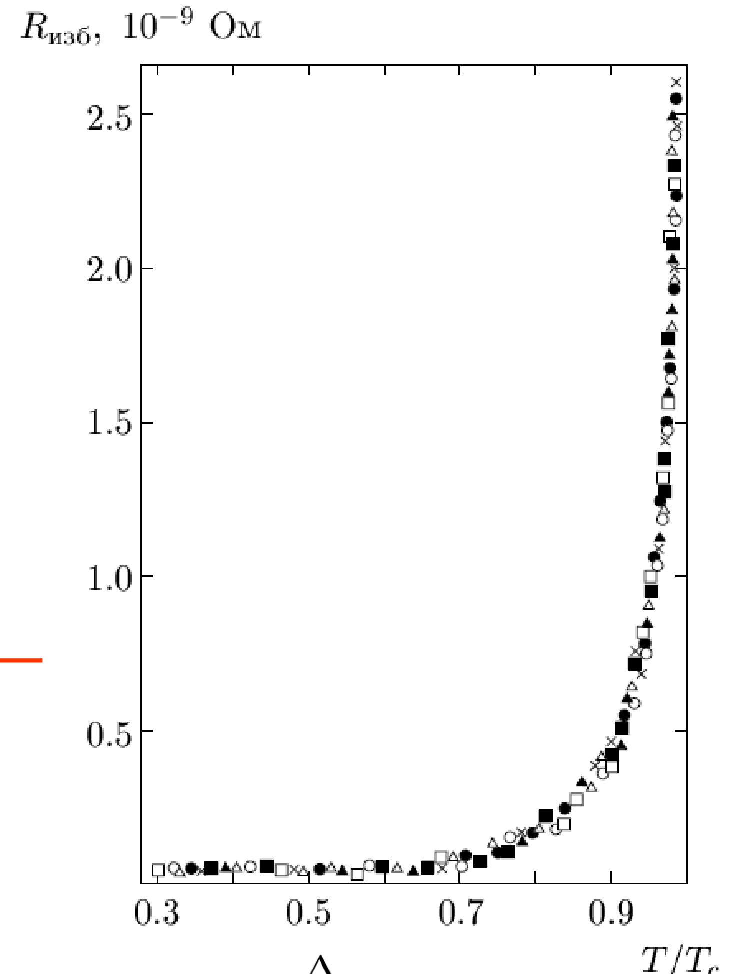
$$\lambda_Q^2 = \frac{\sigma\tau_Q}{2e^2N(0)}. \qquad \sigma = \frac{2}{3}e^2N(0)lv_{\mathrm{F}}$$

$$\lambda_Q = \left(\frac{lv_{\mathrm{F}}\tau_Q}{3}\right)^{1/2} = (D\tau_Q)^{1/2},$$

Электрическое поле проникает в сверхпроводник

$$Q \propto e^{-x/\lambda_Q} \qquad \mathbf{E} = -\frac{1}{2eN(0)}\nabla Q$$

$$E = E_0 \exp(-x/\lambda_Q)$$

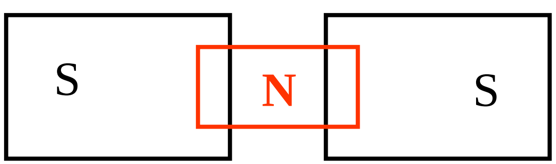


$$\tau_Q^{-1} \sim \frac{\Delta}{k_{\mathrm{B}}T}\tau_E^{-1}.$$

$$\tau_E^{-1} \sim \frac{k_{\mathrm{B}}T}{\hbar}\left(\frac{T}{\Theta_{\mathrm{D}}}\right)^2$$

$$\Delta \propto (1 - T/T_c)^{1/2}$$

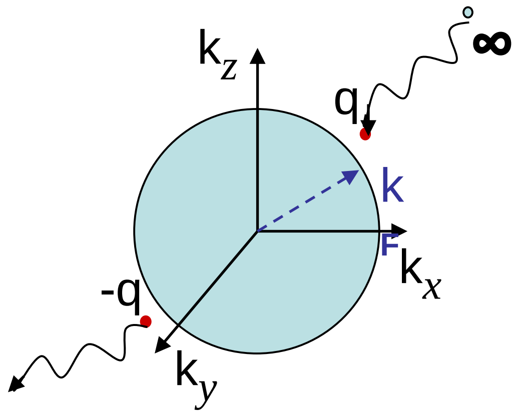
$$\lambda_Q \propto (1 - T/T_c)^{-1/4}$$



Z – характеризует вклад андреевского отражения

$$R_{\text{изб}} = Z(T)\rho\lambda_Q/S,$$

Заряд квазичастиц (II)

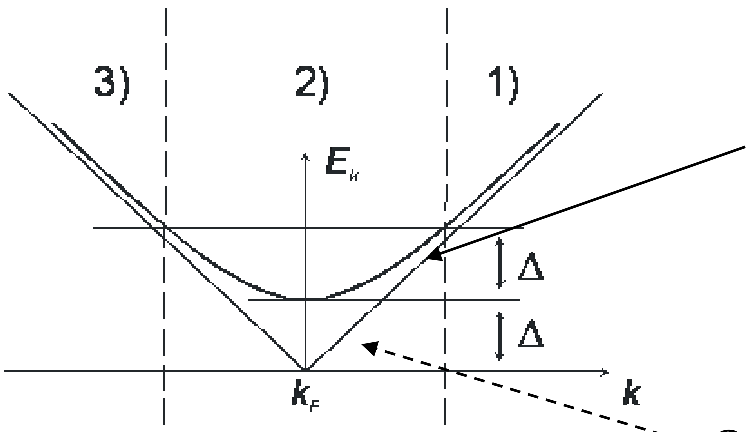


$$\tau_Q^{-1} \sim \frac{\Delta}{k_B T}\tau_E^{-1}.$$

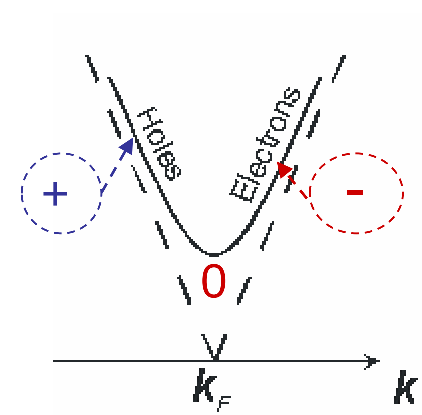
$$\tau_E^{-1} \sim \frac{k_B T}{\hbar}\left(\frac{T}{\Theta_D}\right)^2$$

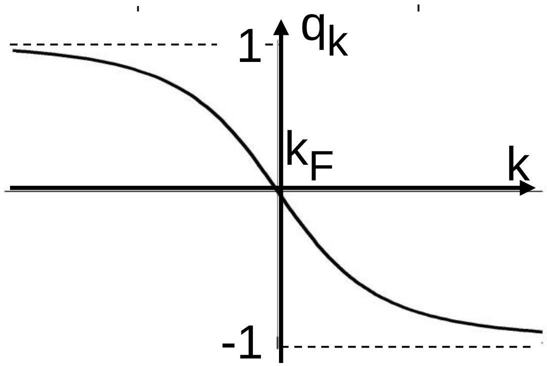
$$\Delta \propto (1 - T/T_c)^{1/2}$$

$$\lambda_Q \propto (1 - T/T_c)^{-1/4}$$



$$\varepsilon_k \approx \hbar v_F (k - k_F)$$





$q_k = - \varepsilon_k/(\varepsilon_k^2+\Delta^2)^{1/2}$

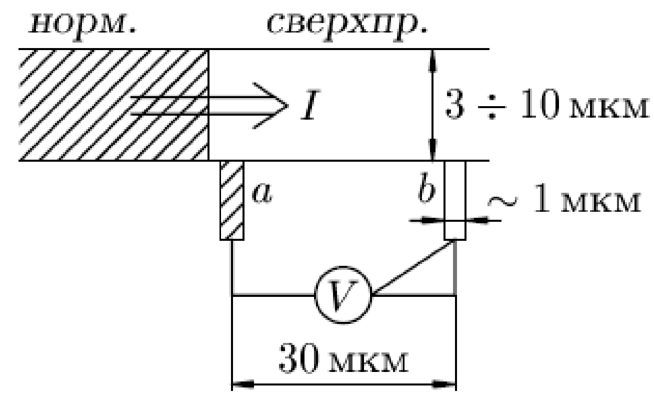
$q_k > 0$ для $k<k_F$; $q_k < 0$ для $k>k_F$

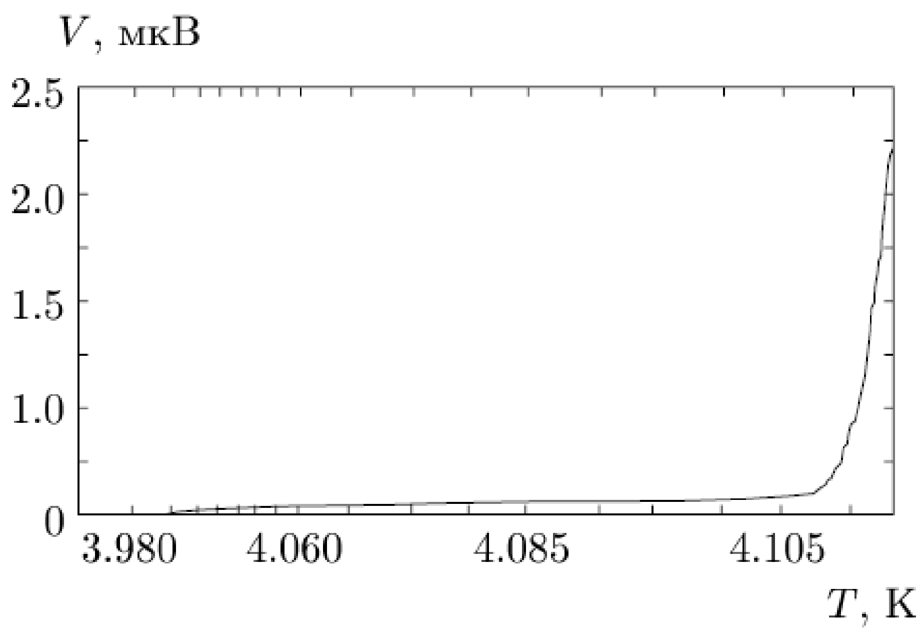
Опыты Ю и Мерсеро.

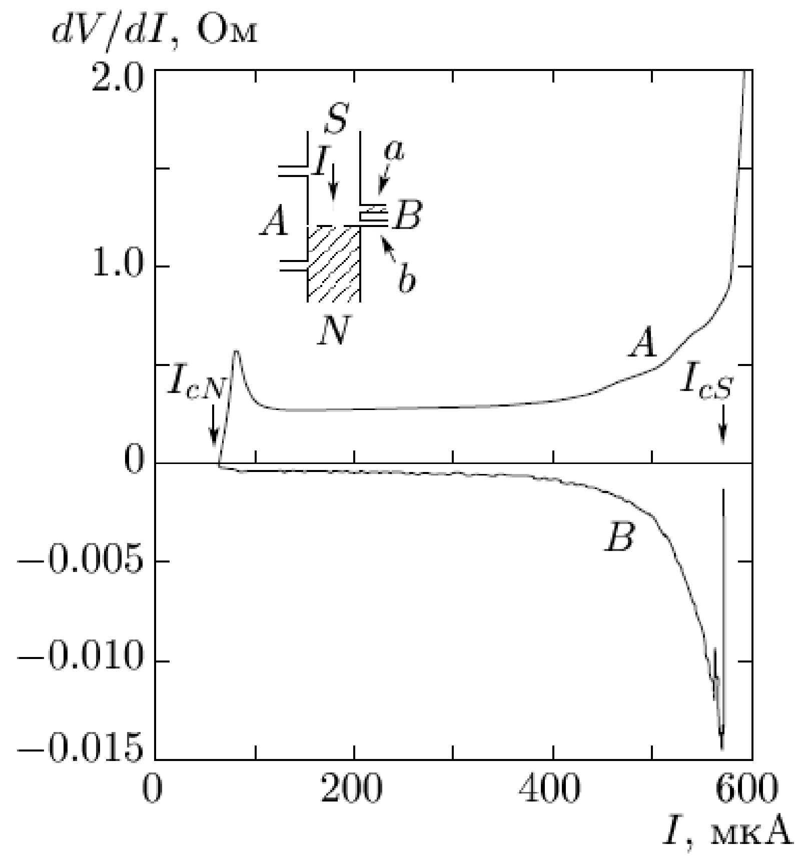
1) Если a сверхпроводящий V = 0 т.к. $e\varphi + \mu_s = \mathrm{const}$.

2) Если a нормальный – V > 0.

3) Можно получить напряжение, противоположное по знаку омическому.

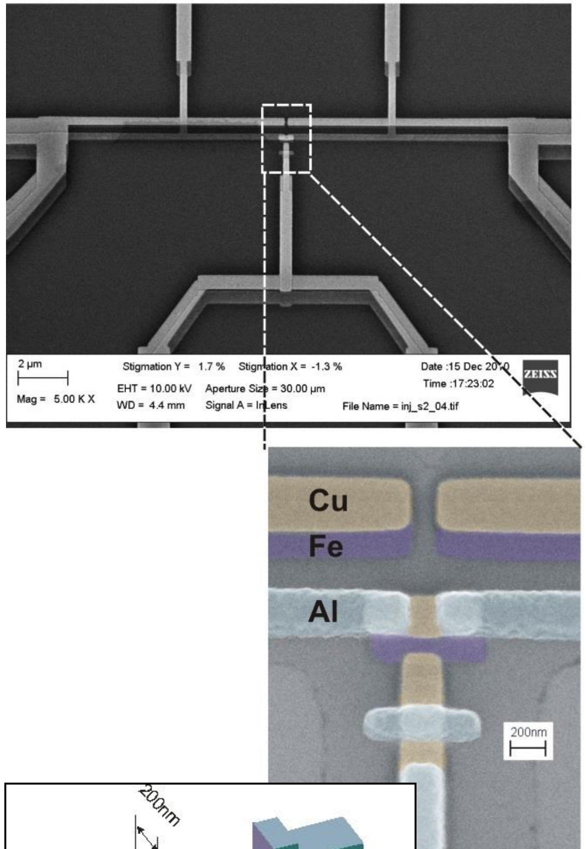


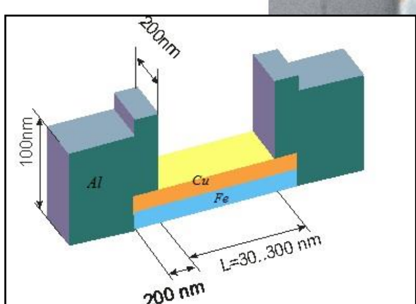




Инжекция спин-поляризованных носителей в планарный джозефсоновский контакт.

SEM image of the structure





Measurement scheme and results