

Лекция 10

СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ

1911 г

Сверхпроводимость – это эффект внезапного скачкообразного исчезновения электрического сопротивления постоянному электрическому току проводящего материала при охлаждении его до критической температуры сверхпроводимости T_k .

Удельное электросопротивление сверхпроводников достигает рекордно малых величин – до 5×10^{-24} Ом \times м.

Сопротивление чистых металлов при комнатной температуре составляет примерно 5×10^{-8} Ом \times м. Т. обр., удельное сопротивление сверхпроводника ниже, чем у чистого металла примерно в 10^{16} раз.

При протекании электрического тока по нормальному металлу электроны рассеиваются на тепловых колебаниях кристаллической решетки. При неупругих соударениях электроны передают часть своей кинетической энергии, увеличивая амплитуду колебаний атомов возле своих равновесных положений, что приводит к разогреву металла.

В 1911 году голландский физик Х. Камерлинг-Оннес открыл явление сверхпроводимости. Он измерял электрическое сопротивление ртути при низких температурах. Оннес хотел выяснить, сколь малым может стать сопротивление вещества электрическому току, если максимально очистить вещество от примесей и максимально снизить «тепловой шум», т.е. уменьшить температуру. Результат этого исследования оказался неожиданным: при температуре ниже 4,15 К сопротивление почти мгновенно исчезло.

Резкий скачок сопротивления (рис. 1) наблюдается только в самых чистых образцах. Его ширина в очищенных от посторонних примесей образцах $< 0,01^\circ\text{C}$. В этом случае говорят о «хороших» сверхпроводящих образцах. В «грязных» материалах ширина перехода может



Х. Камерлинг-Оннес – профессор Лейденского университета, основатель и директор криогенной лаборатории. Получил жидкий гелий и достиг рекордно низкой на тот момент $T = 0,9$ К. Получил в жидком состоянии O, Ne и H. 1913 - лауреат Нобелевской премии по физике «за исследования свойств вещества при низких температурах, которые привели к производству жидкого гелия». Заслужил у коллег почетное прозвище «Господин Абсолютного Нуля».

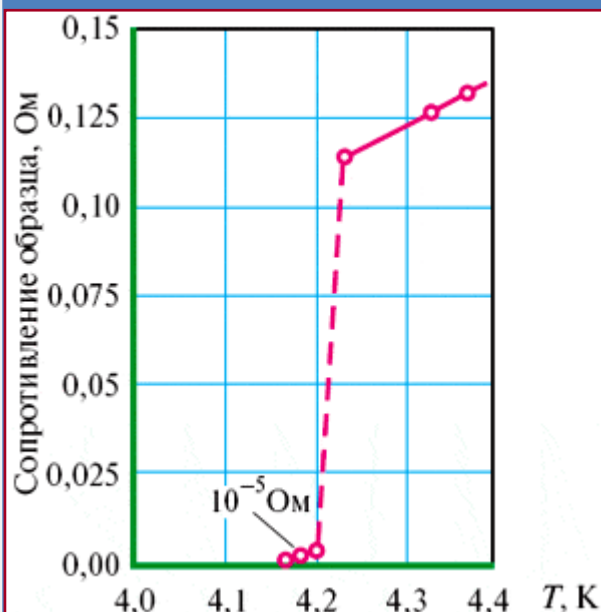


Рисунок 1

достигать десятков градусов. Исследование сверхпроводимости стало возможно благодаря работам Оннеса в области криотемператур и получении им нескольких газов в жидком состоянии (рис. 2).

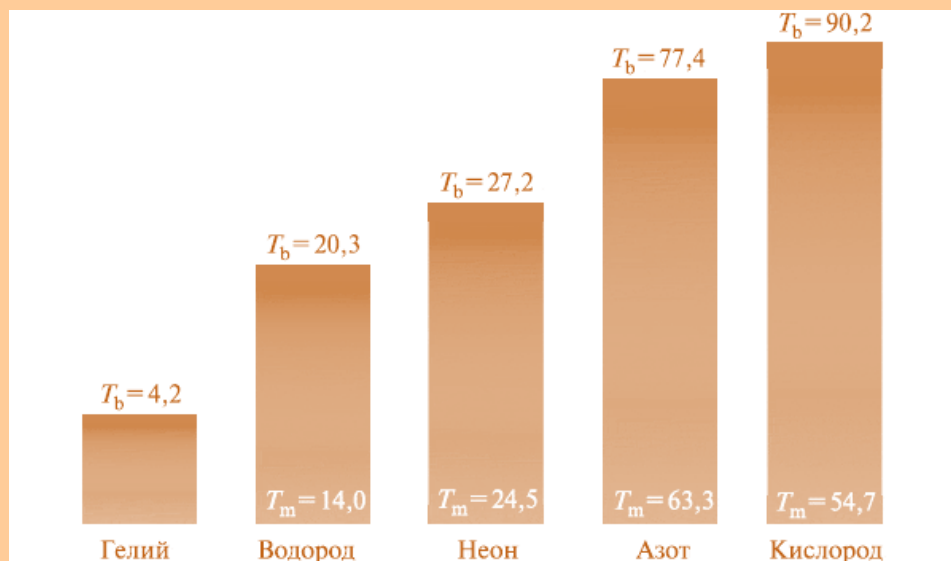


Рисунок 2 – Температуры кипения T_b и температуры плавления T_m сжиженных газов

Критическая температура своя для каждого вещества (рис. 3). У ниобия самая высокая (при атмосферном давлении) критическая температура из всех элементов Периодической таблицы Д. И. Менделеева, хотя и она не превышает 10 К.

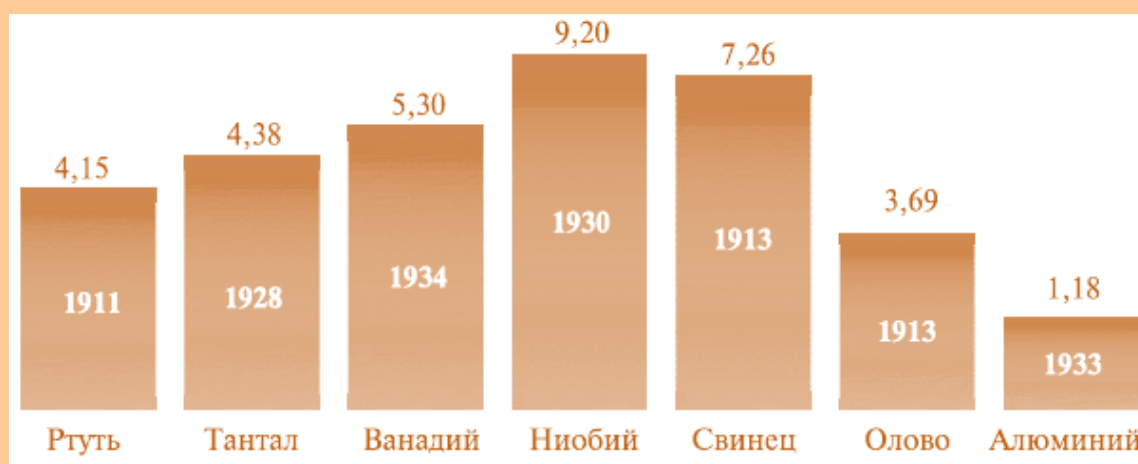


Рисунок 3 – Критическая температура перехода в сверхпроводящее состояние нескольких элементов и год опубликования статьи

Эффект сверхпроводимости удалось наблюдать почти у половины элементов таблицы Менделеева, в том числе у 27 чистых металлов. Однако, не все материалы способны переходить в сверхпроводящее состояние. Например, медь ни при каких температурах не становится

сверхпроводником из-за наличия остаточного сопротивления. Если приближать температуру медного образца к абсолютному нулю, сопротивление стремится к ρ_{res} (residual resistance). Остаточное сопротивление зависит от совершенства и состава образца. В любом веществе встречаются посторонние атомы-примеси, а также всевозможные другие дефекты. Чем меньше в образце дефектов, тем меньше остаточное сопротивление (рис. 4).

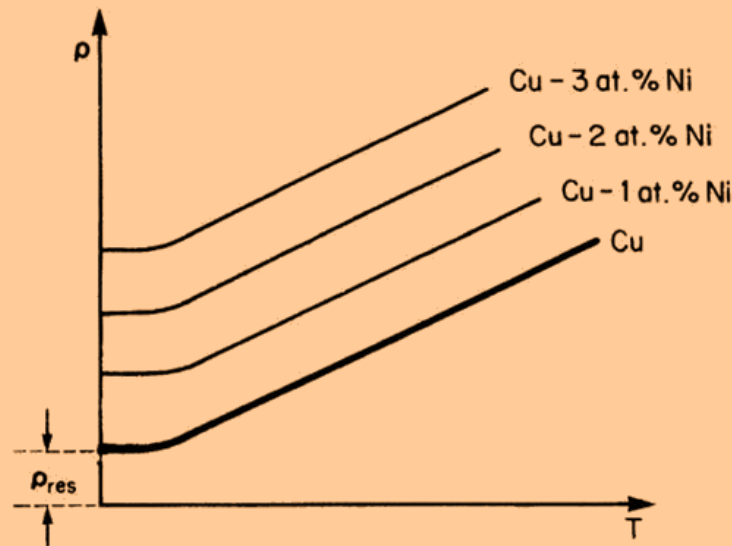


Рисунок 4 – Остаточное сопротивление меди, а также образцов, содержащих различное количество никеля

Выше $T_{кр}$ температурная зависимость удельного сопротивления сверхпроводника:

$$\rho(T) = \rho_{res} + BT^5$$

Здесь множитель T^5 обязан рассеянию на фононах. Ниже $T_{кр}$ механизмы рассеяния на фононах, дефектах и примесях не способны уменьшить электрический ток, поэтому сопротивление скачком падает до нуля.

Сверхпроводимость отсутствует лишь у благородных металлов (Au, Ag, Pt), а также у неблагородных металлов с высокой проводимостью - Cu, Rh (кроме Al и Pd). Не наблюдается сверхпроводимость также у переходных металлов группы железа (Cr, Mn, Fe, Co, Ni), обладающих ферромагнитными свойствами.

Наиболее известными сверхпроводниками являются олово ($T_{сн}=3,72$ К), свинец ($T_{сн}=7,2$ К), ниобий ($T_{сн}=9,2$ К). У остальных металлов сверхпроводимость наблюдается или при охлаждении под очень высоким давлением – до $10^8...10^9$ Па, или в тонких пленках этих материалов.

Широкий класс сверхпроводников представляют сплавы, интерметаллические соединения и химические соединения металлов. Таких сверхпроводников известно более 1000. Наиболее известными из них являются соединения V_3Ga ($T_{сн}=14,8$ К), станнид ниобия Nb_3Sn ($T_{сн}=18,0$ К), германид ниобия Nb_3Ge ($T_{сн}=23,3$ К).

Теория Бардина-Шриффера-Купера (БКШ), объясняющая эффект сверхпроводимости

В 1957 Джон Бардин, Леон Купер и Джон Шриффер предложили первую микроскопическую теорию объяснения эффекта сверхпроводимости (рис. 5). В 1972 они получили Нобелевскую премию по физике за объяснение эффекта сверхпроводимости: *The Nobel Prize in Physics 1972 was awarded jointly to John Bardeen, Leon Neil Cooper and John Robert Schrieffer "for their jointly developed theory of superconductivity, usually called the BCS-theory"* (http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1972/) (рис. 6).

В проводнике при температуре выше критического фазового перехода электроны ускоряются электрическим полем и рассеиваются на атомных остовах, нагревая решетку. С увеличением температуры амплитуда колебаний атомов возле равновесных положений в узлах кристаллической решетки увеличивается. При этом сокращается длина свободного пробега электрона, а его траектория становится более ломаной. При понижении температуры частота колебаний атомов уменьшается и при $T_{кр}$ атомная решетка «замерзает». Однако, никто не отменял кулоновское взаимодействие. Электрон, двигаясь в потенциальном поле ядер и проходя между соседними ядрами, кратковременно притягивает их. Ядра смещаются навстречу друг

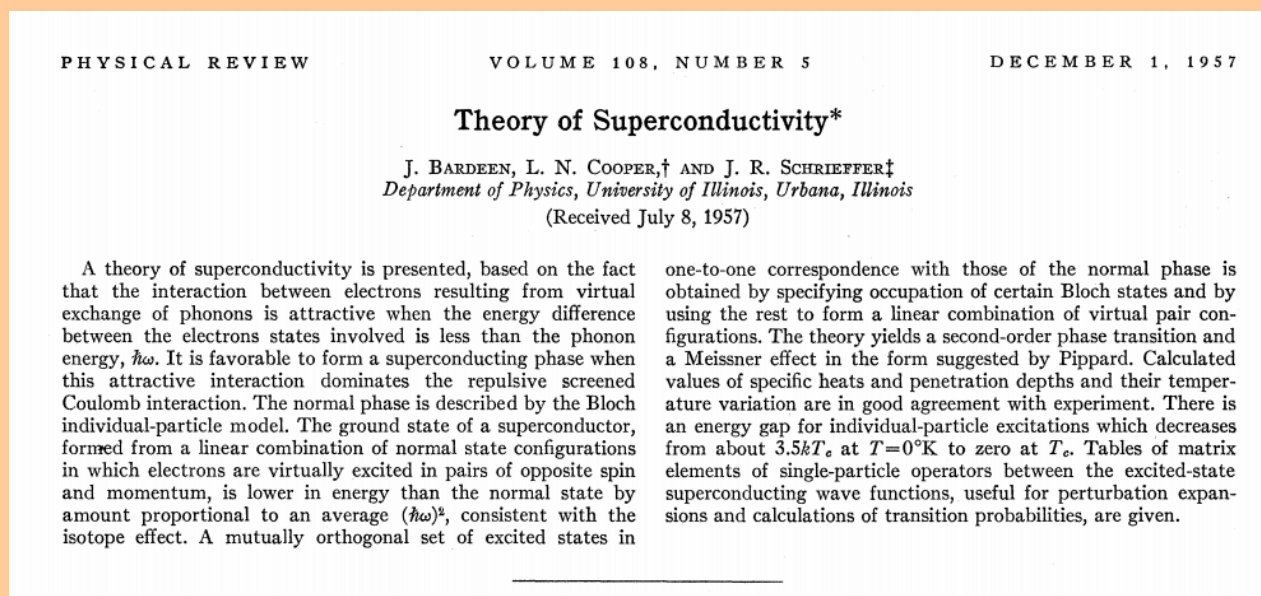


Рисунок 5 – Первая страница статьи Дж. Бардина, Л. Купера и Дж. Шриффера в журнале Physical Review (1957)

другу и создают локальный положительный заряд. Такая кратковременная и незначительная деформация решетки “привлекает” второй электрон. Этот второй начинает двигаться за своим “первопроходцем”, образуя с ним куперовскую пару. Таким образом, **куперовская пара** (рис. 7) – это квазичастица из двух электронов, которая существует при температуре ниже критической и распадается вместе с превышением этой температуры на обычные, не связанные электроны проводимости.

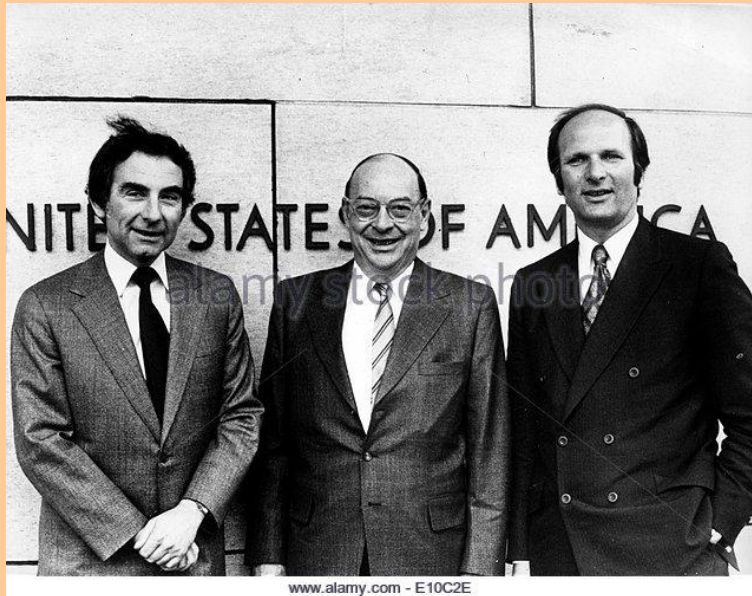


Рисунок 6 – Лауреаты Нобелевской премии по физике за 1972 (слева направо): Леон Купер, Джон Бардин и Джон Шриффер

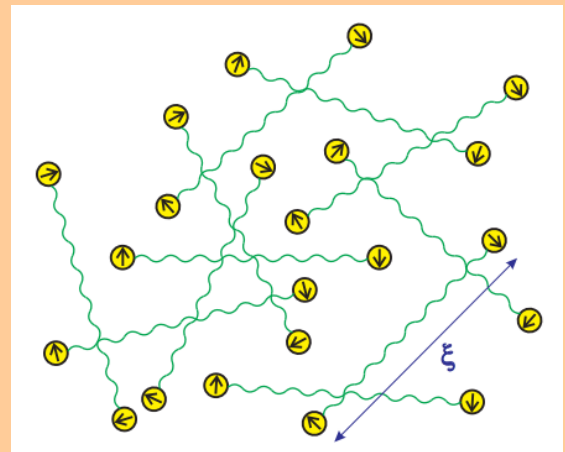
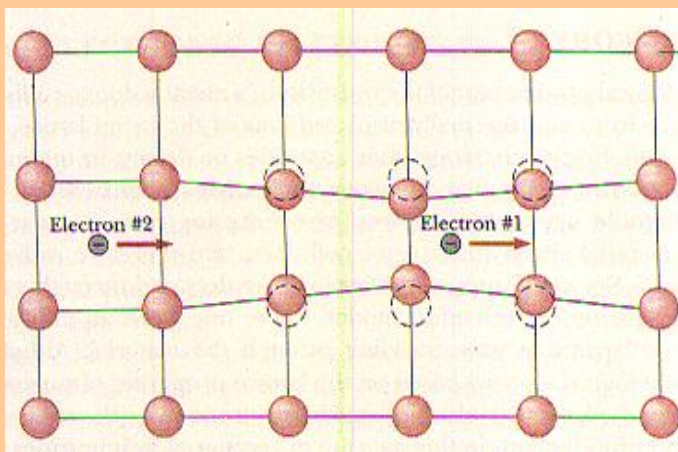


Рисунок 7 – Движение куперовской пары под действием электрического поля (слева); схематическое изображение куперовских пар в сверхпроводнике

Расстояние, на котором два электрона в куперовской паре чувствуют друг друга, называется длиной когерентности:

$$\xi = \frac{2\hbar v_F}{\pi E_g}$$

где v_F – фермиевская скорость электронов, \hbar – постоянная Планка, E_g – ширина запрещенной зоны сверхпроводника. Например, у Nb $\xi = 3,8 \times 10^{-6}$ см.

Образование куперовских пар иллюстрируется рис. 8. Сила притяжения между электронами в куперовской паре относительно мала. Поэтому спарен-

ные электроны не "слипаются" друг с другом и находятся на расстоянии около 1×10^{-7} м. Следовательно, эффективный диаметр куперовской пары охватывает тысячи ячеек кристаллической решетки. В 1 см^3 сверхпроводника содержится до 10^{20} куперовских пар.

Куперовская пара будет состоять из двух электронов с равными и противоположно направленными импульсами и противоположными спинами (рис. 9). Обменные виртуальные фононы существуют только при переходе от одного электрона к другому и в отличие от реальных фононов не могут распространяться в решетке независимо от этих электронов. В отличие от электронов, подчиняющихся статистике Ферми-Дирака и имеющих спин $1/2$, куперовские пары имеют нулевой суммарный спин, энергию E и подчиняются статистике Бозе-Эйнштейна (рис. 10).

$$f(E) = \frac{1}{e^{kT} - 1}$$

Все пары движутся строго согласованно, то есть центры масс всех пар в металле движутся во внешнем электрическом поле с одинаковым импульсом. С учетом волновых свойств электрона можно сказать, что сверхпроводящее состояние описывается единой волновой функцией. Это обстоятельство объясняет эффект сверхпроводимости, для которого влияние рассеяния на примесях, дефектах и небольших тепловых колебаниях кристаллической решетки пренебрежимо мало.

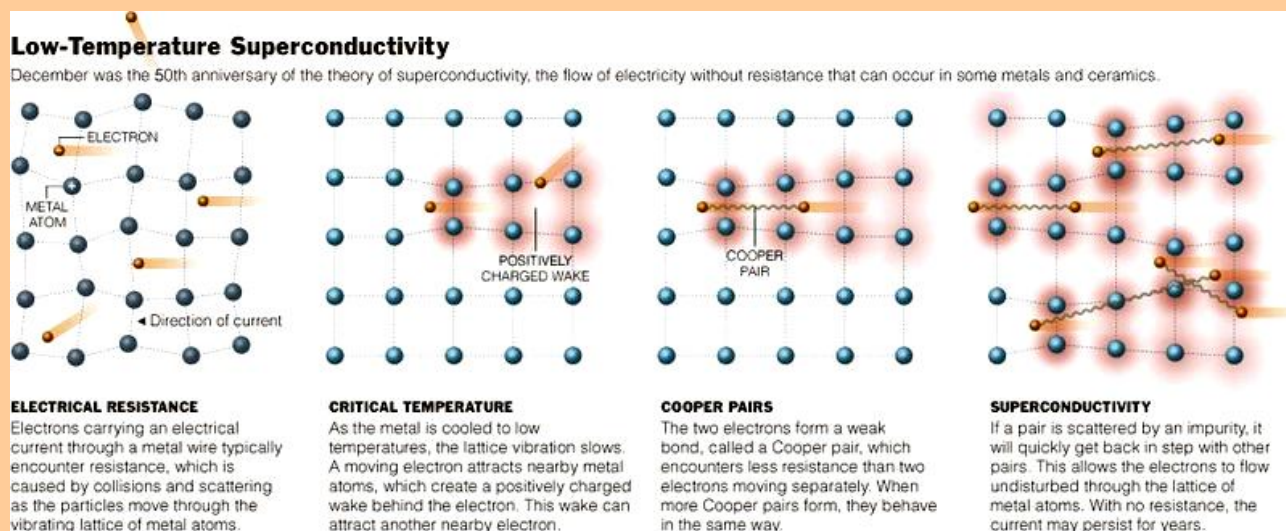


Рисунок 8 – Схематическое представление образования и движения куперовских пар при переходе материала из нормального состояния к сверхпроводящему

Причины устойчивости куперовских пар в сверхпроводнике можно понять, рассматривая зонную диаграмму сверхпроводящего металла, представленную на рис. 11, б. При температуре $T \rightarrow 0$ К максимальная энергия электронов в обычном проводнике соответствует уровню Ферми (рис. 11, а).

В сверхпроводнике энергетически выгодным является образование электронного конденсата, так как при этом выделяется энергия связи $W_{\text{св}}$.

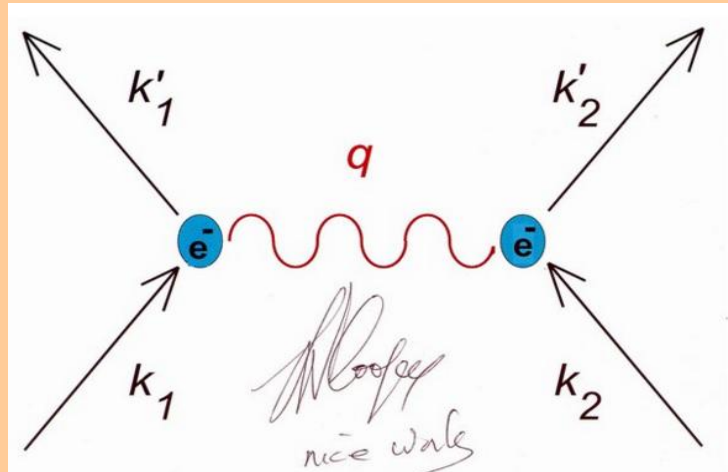


Рисунок 9 – Автограф Леона Купера на фейнмановской диаграмме куперовской пары

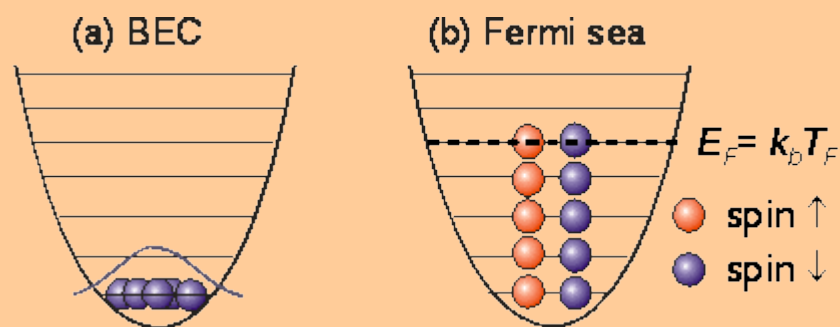


Рисунок 10 – Энергетическое распределение бозонов (а) и фермионов (б)

Вследствие этого куперовские пары приобретают энергию, уровень которой расположен ниже первоначального уровня Ферми на величину

$$\Delta_0 = \frac{W_{cs}}{2} = 1,76kT_{кр}$$

Для разрушения куперовской пары и перехода электрона из сверхпроводящего в нормальное состояние следует затратить энергию $W_{cs}=2\Delta_0$. Этот интервал энергий выполняет роль запрещенной зоны и называется **энергетической щелью**. Энергетическая щель является областью запрещенных энергетических состояний электрона. При температуре, превышающей температуру сверхпроводимости, ширина энергетической щели становится равной нулю.

Температурная зависимость энергетической щели определяется выражением:

$$\Delta \approx 3,25kT_{кр} \left(1 - \frac{T}{T_{кр}}\right)^{1/2} \approx \frac{\Delta_0}{2} \left(1 - \frac{T}{T_{кр}}\right)^{1/2}$$

где Δ_0 – величина щели при нулевой температуре.

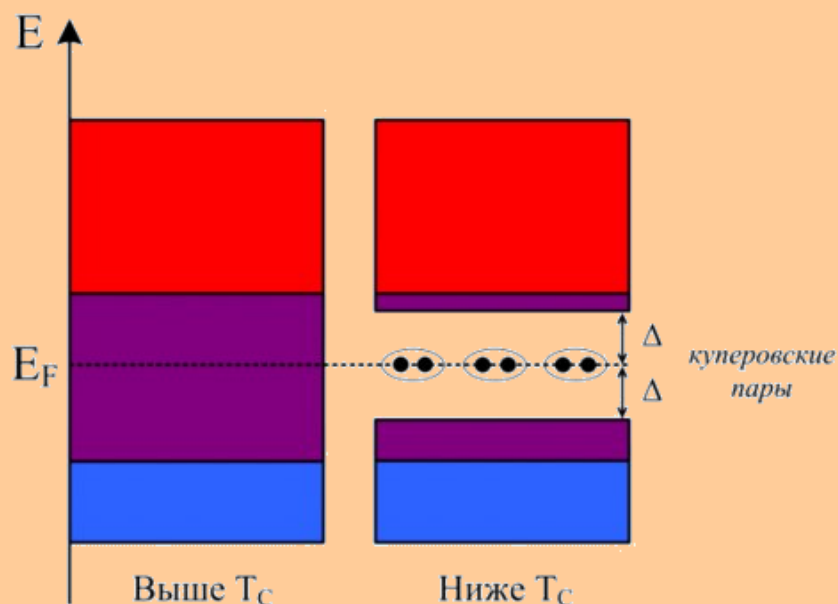


Рисунок 11 – Энергетические зонные диаграммы металла в нормальном состоянии (слева) и в сверхпроводящем состоянии (справа)

Энергия связи куперовских пар незначительна: 0,01-0,001 эВ (таблица 1) и является функцией температуры (рис. 12).

Таблица 1 – характеристические параметры некоторых СП I и II рода

| Материал | Длина когерентности ξ , нм | Лондоновская глубина λ , нм | Энергетическая щель 2Δ , эВ (Kittel) | Критическая температура $T_{кр}$, К | Критическая плотность тока $J_{кр}$, А/м ² | Критическое магнитное поле $H_{кр}$, Гс |
|--------------------------------|--------------------------------|-------------------------------------|---------------------------------------------|--------------------------------------|--------------------------------------------------------|------------------------------------------|
| Сверхпроводники I рода | | | | | | |
| Al | 1600 | 16-50 | 0,00035 | 1.196 | – | 99 |
| Hg | – | 40 | 0,00164 | 4.15 | – | 411 |
| Cd | 760 | 110 | 0,00015 | 0.56 | – | 30 |
| In | 230 | 51 | 0,00105 | 3.40 | – | 293 |
| Pb | 83-87 | 37 | 0,00266 | 7.19 | 4.4×10^4 | 803 |
| Sn | 230 | 30-34 | 0,00112 | 3.72 | – | 305 |
| Сверхпроводники II рода | | | | | | |
| Nb | 200 | 39 | 0,00303 | 9.26 | 8×10^8 | 1980 |
| Nb ₃ Sn | 18 | 65 | 0,00340 | 18 | $10^9 - 10^{12}$ | 220000 |
| PbBi | 20 | 200 | – | – | – | – |
| YBaCuO | 0.2-0.6 | 180 | – | – | – | 1000000 |
| LaSrCuO | 0.7 | 430 | – | – | – | – |

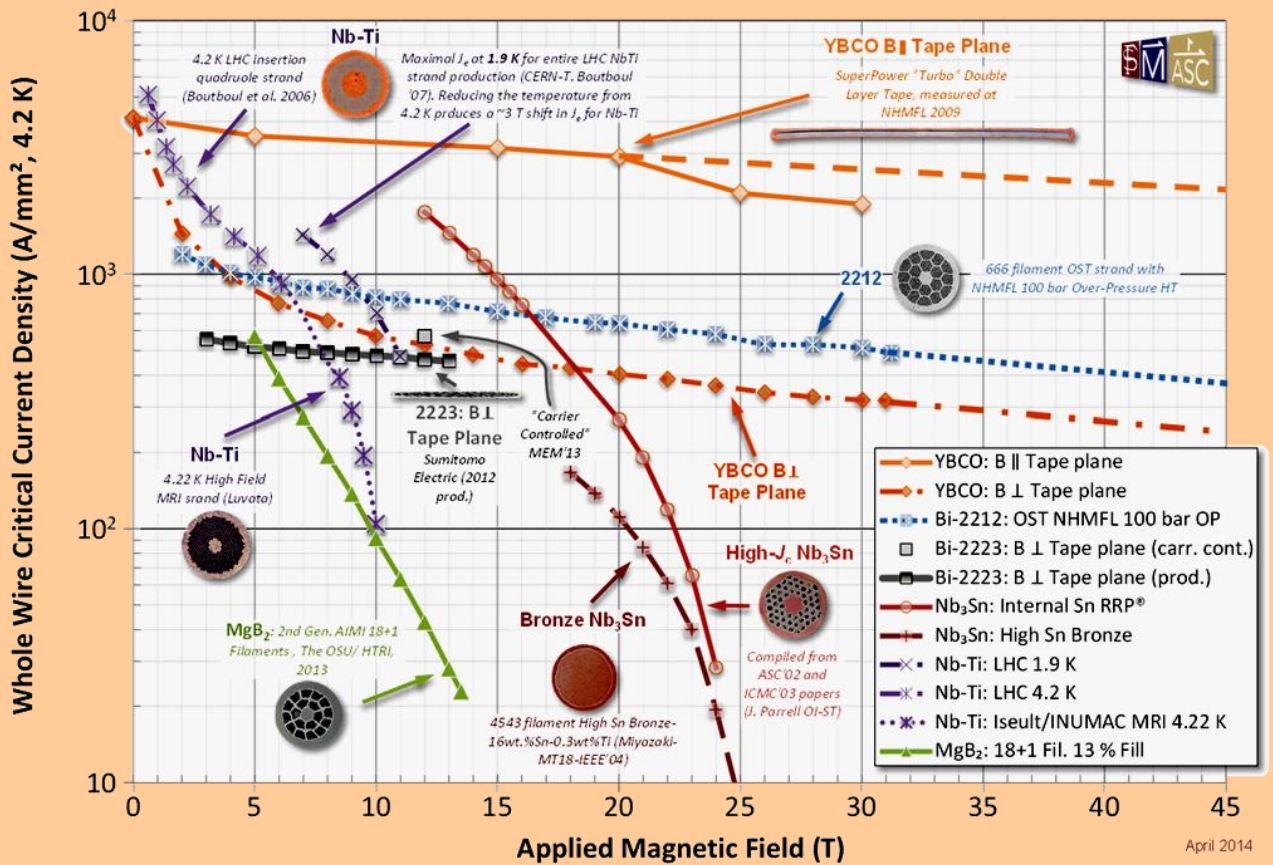


Рисунок 12 – Фазовые переходы некоторых СП

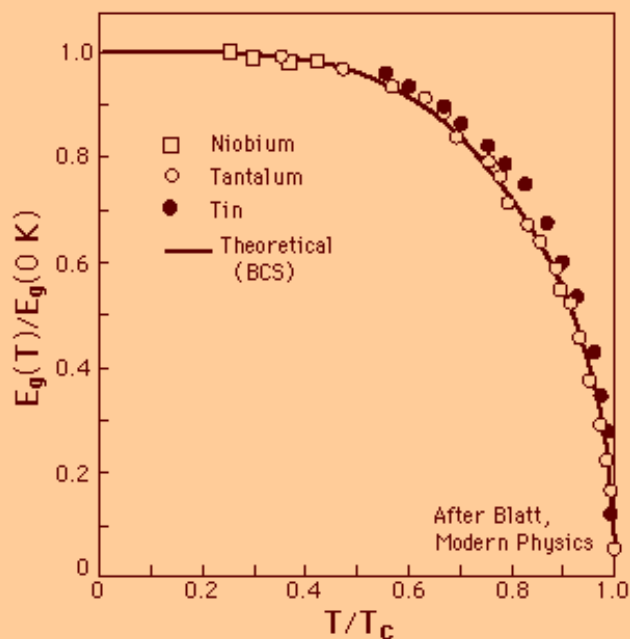


Рисунок 13 – Зависимость относительной ширины энергетической щели от относительной температуры (Киттель). Сплошную кривую дает теория БКШ

Эффект Мейснера-Оксенфельда (магнитная левитация или идеальный диамагнетизм)

Явление открыто в 1933 Вальтером Мейсснером совместно с Робертом Оксенфельдом (W. Meissner, R. Ochsenfeld *Naturwissenschaften*. – 1933. – V. 21. – P. 787) и заключается в вытеснении магнитного поля из сверхпроводника при температурах меньше критической (рис. 14).

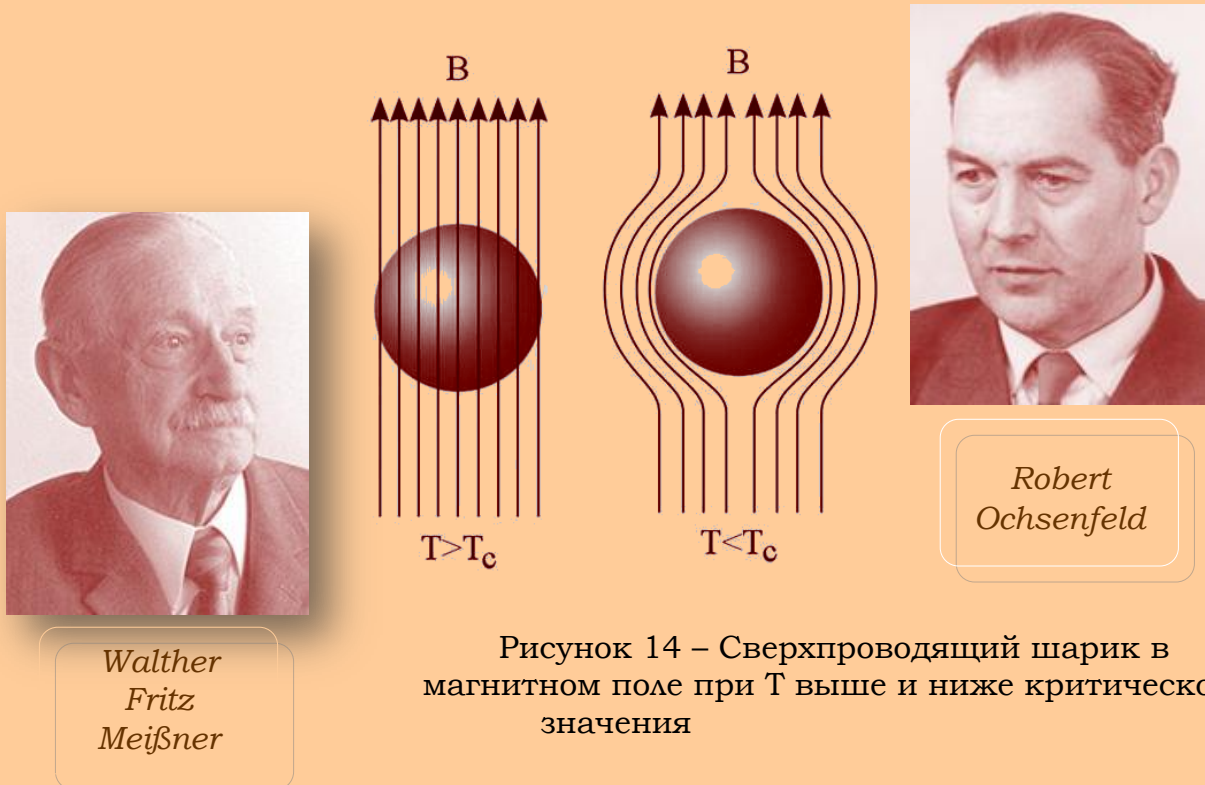


Рисунок 14 – Сверхпроводящий шарик в магнитном поле при T выше и ниже критического значения

На самом деле магнитное поле все же проникает вглубь сверхпроводника по закону (рис. 15):

$$B(x) = B_0 e^{-\frac{x}{\lambda}}$$

где x – расстояние от поверхности вглубь сверхпроводника, λ – лондоновская глубина проникновения магнитного поля:

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

Здесь m – масса электрона, e – элементарный заряд, n_s – концентрация сверхпроводящих электронов.

Ток в сверхпроводящем образце течет вблизи его поверхности, так как магнитное поле в сверхпроводящем образце выталкивается из него.

Братьями Хайнцем и Фрицем Лондонами была предложена гипотеза распределения плотности тока:

$$J(x) = J_{\text{пов}} e^{-\frac{x}{\lambda}}$$

где $J(x)$ – плотность тока на глубине x от поверхности проводника; $J_{\text{пов}}$ – плотность тока на поверхности проводника; λ – глубина проникновения тока в сверхпроводник.

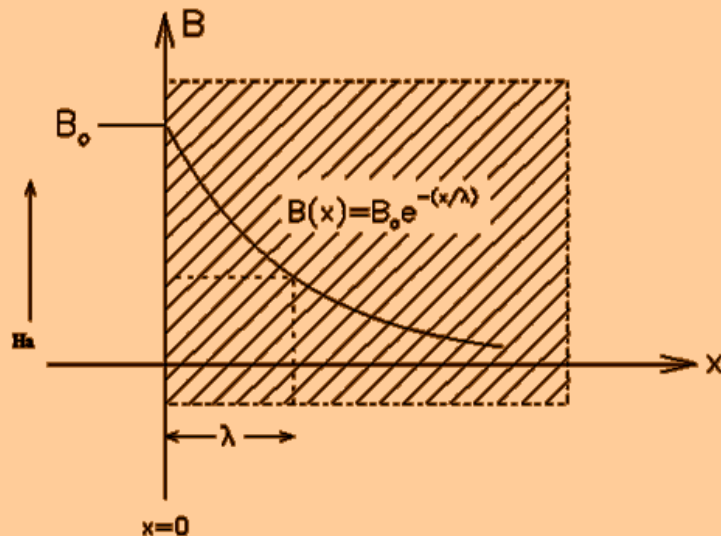


Рисунок 15 – Магнитная индукция экспоненциально уменьшается в глубь СП

Глубина проникновения тока в сверхпроводник λ , это расстояние от поверхности проводника, на которое плотность тока уменьшается в e раз по сравнению с плотностью на поверхности проводника. Эта величина зависит от температуры следующим образом:

$$\lambda(T) = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - T^4}}$$

где λ_0 – глубина проникновения при $T = 0\text{K}$.

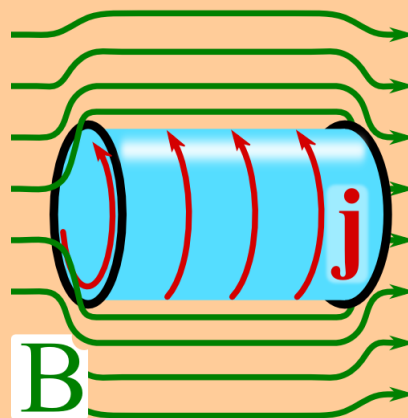


Рисунок 16 – Мейснеровские токи экранирования препятствуют проникновению магнитного поля в сверхпроводящую проволоку



Рисунок 17 – Левитация магнита над ВТСП-керамикой

Зависимость величины критического поля от температуры с хорошей точностью описывается выражением:

$$H(T) = H_{кр}(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_{кр}} \right)^2 \right]$$

Если в отсутствие какого-либо внешнего поля пропускать ток через провод из сверхпроводника круглого сечения, то этот ток генерирует магнитное поле на поверхности проводника. Такой ток наз. **током Силсби**:

$$I_{кр} = 2\pi H_{кр} r$$

где r – радиус провода, м; $I_{кр}$ – критический ток, А; $H_{кр}$ – критическое поле, А/м.

В нулевом или слабом приложенном магнитном поле критические токи могут быть весьма значительными. Например, в свинцовой проволоке диаметром 1 мм, охлажденной в жидком гелии до 4,2 К при $I_{кр} \approx 4.4 \times 10^4$ А/м² в отсутствие внешнего поля по проволоке может протекать без сопротивления ток до 140 А. **Через сверхпроводник можно было бы пропускать очень большие токи, если бы не эффект экранирования, при котором ток выталкивается в тонкий приповерхностный слой.**

Если перпендикулярно оси проволоки приложить магнитное поле, то критический ток проволоки можно вычислить складывая векторно внешнее магнитное поле с полем транспортного тока на поверхности. В этом случае критический ток равен

$$I_{кр} = 2\pi r (H_{кр} - 2H)$$

где H – напряженность приложенного внешнего магнитного поля.

Здесь под критическим током понимается ток, при котором сопротивление образца перестает быть равным нулю, а не значение тока, при котором сопротивление восстанавливается полностью.

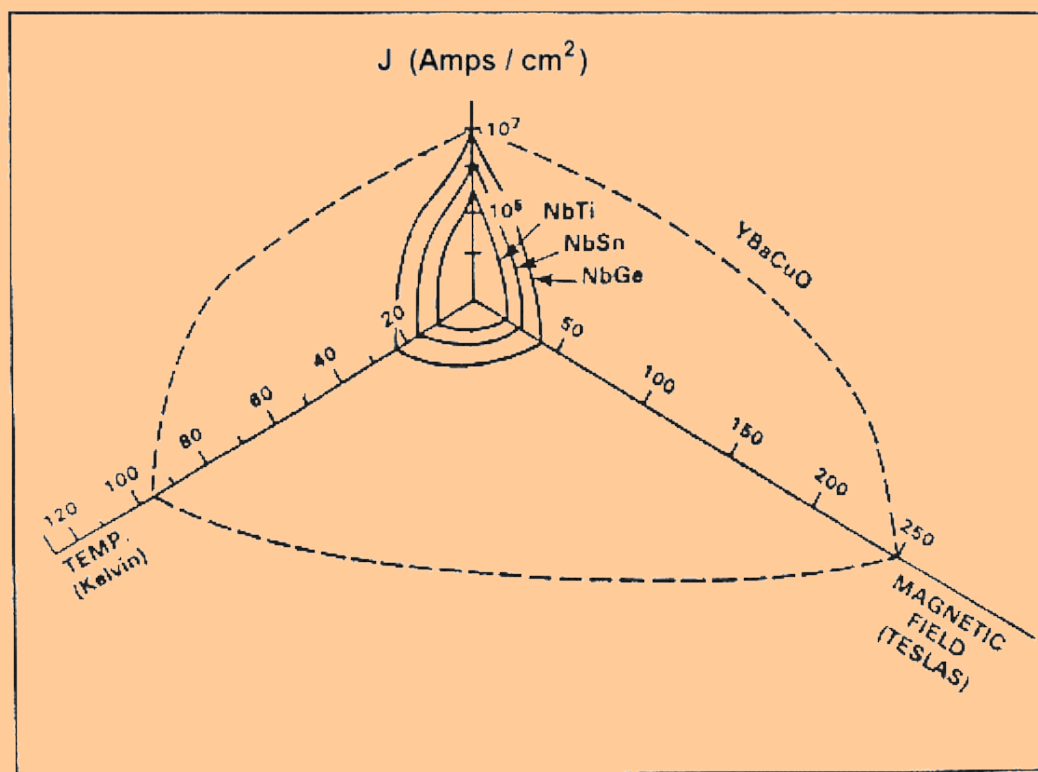


Рисунок 18 – В 1996 г в Токио в Международном центре сверхпроводимости была впервые продемонстрирована магнитная левитация человека. На диске с постоянными самарий-кобальтовыми магнитами стоял 142-кг борец сумо. Диск парил над таблетками ВТСП-керамики $YBa_2Cu_3O_z$, охлаждаемыми жидким азотом. Вес самого диска 60 кг. Общий вес диска и сумоиста Тосаноуми равнялся 202 кг. Зазор составлял 1 см. Слева вверху – сотрудник лаборатории неорганических материалов Химфака МГУ Гудилин Е. А., ныне член-корреспондент РАН

В этой формуле $H_{кр}(0)$ – критическая величина магнитного поля при нулевой температуре.

Состояние сверхпроводимости разрушается тремя путями (рис. 19):

- Превышением критической температуры (индивидуальна для каждого материала)
- Превышением критического магнитного поля
- Превышением критической плотности тока через образец. $J_{кр}$ для различных сверхпроводников II рода достигает $3 \times 10^3 \dots 3 \times 10^5 \text{ A/cm}^2$



Phase Diagram

Рисунок 19 – Критические параметры для четырех СП II рода

В молибден-ренийевых сплавах (Mo_3Re), используемых для изготовления проволоки диаметром меньше 0,01 мм, $I_{кр} = 10^8 \text{ A/m}^2$ в поле с $B = 1,5 \text{ Тл}$; в ниобий-титановых сплавах для проволоки с 20% Nb при 4,2 К $I_{кр} = 10^9 \text{ A/m}^2$ в поле с $B = 3 \text{ Тл}$; в ленте из Nb_3Sn на подложке из стали с медным покрытием при 4,2 К $I_{кр} = (2 - 2,7) \times 10^8 \text{ A/m}^2$ в поле с $B = 10 \text{ Тл}$; в сплаве V_3Ga на лентах из ванадия при 4,2 К $I_{кр} = 4,3 \cdot 10^9 \text{ A/m}^2$ в поле с $B = 14 \text{ Тл}$.

Теплоемкость металла в нормальном состоянии:

$$C_n = \gamma T$$

В сверхпроводящем состоянии:

$$C_S(T) = AT^{-\frac{3}{2}} e^{-\frac{\Delta}{kT}}$$

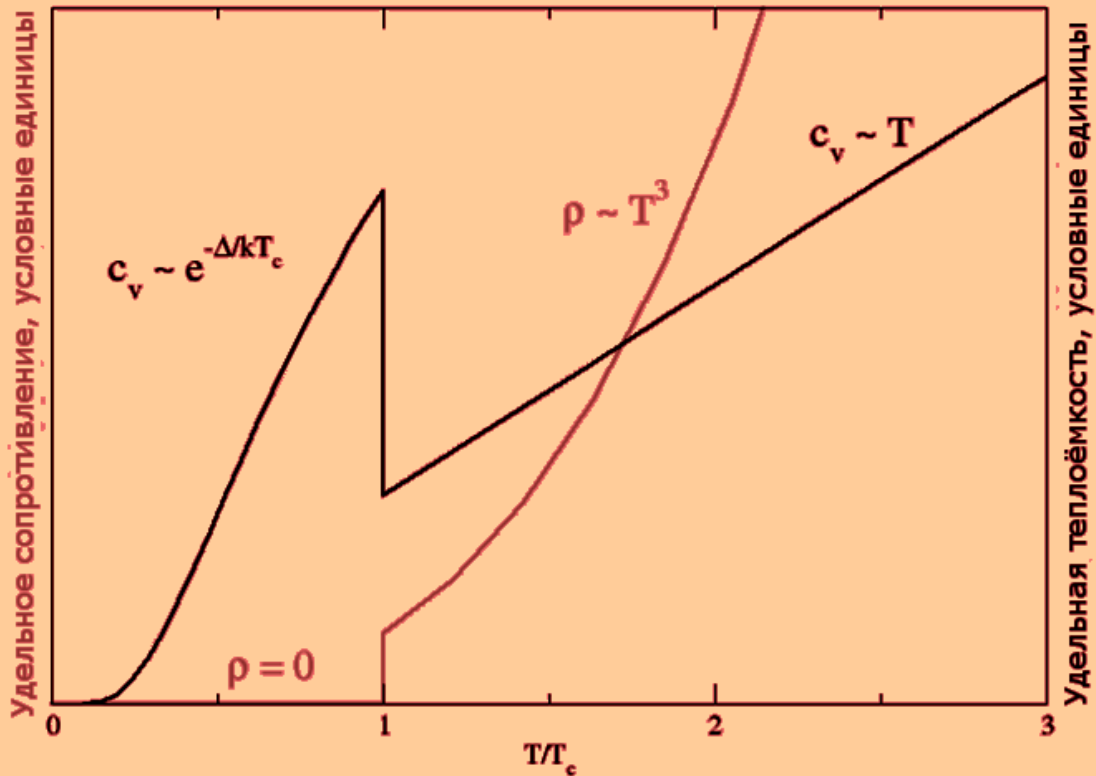


Рисунок 20 – Характер изменения теплоемкости C_V и удельного сопротивления ρ при фазовом переходе в СП-состояние

Удельная теплоемкость на единицу объема при низких температурах задается соотношением:

$$C_V(T) = \gamma T + AT^3$$

Линейное слагаемое обусловлено вкладом электронов проводимости, кубический член обязан колебаниям решетки. Коэффициенты вычисляются по модели газа свободных электронов и теории теплоемкости решетки Дебая:

$$\gamma = \frac{\pi^2 k^2 n}{2F} \quad A = \frac{12\pi^4 Nk}{5\theta_D^3}$$

Здесь k – постоянная Больцмана, F – энергия Ферми, n – концентрация свободных электронов, N – плотность атомов решетки, θ_D – температура Дебая для данного материала.

Сверхпроводники II рода

В сверхпроводниках II рода разрушение сверхпроводимости идет более сложным путем и происходит в два этапа (рис. 21). Пока индукция магнитного поля не превосходит некоторого предела, обозначаемого как B_{c1} и именуемого «нижнее критическое поле», сверхпроводник — идеальный диамагнетик, то есть находится в мейсснеровском состоянии. После того как магнитное поле «перешагнуло» B_{c1} , сверхпроводнику становится энергетически выгодно впускать его в себя в виде своеобразных микроскопических «нитей» (характерный размер порядка 100 нм), вытянутых вдоль силовых линий внешнего поля. Чем больше индукция поля, тем больше этих нитей будет в сверхпроводнике. При большом увеличении эти образования представляют собой вихри, ядра которых являются несверхпроводящими, нормальными, а вокруг них протекают циркулирующие сверхпроводящие токи, которые экранируют нормальную область вихря (рис. 22). Существование вихрей предсказал в 1957 году советский физик Алексей Алексеевич Абрикосов. Он же показал, что вихри являются квантовыми объектами в том смысле, что несут в себе как бы одну силовую линию внешнего магнитного поля, или квант магнитного потока или **флюксон**:

$$\Phi_0 = \frac{h}{2e} = 2.07 \times 10^{-15} \text{ Вб}$$

Из его расчетов также следовало, что квантовые вихри должны образовывать треугольную вихревую решетку (рис. 22). Такое состояние сверхпроводника II рода назвали смешанным, или вихревым.

Спустя 10 лет после предсказания Абрикосова немецкие ученые в сверхпроводящем свинце получили первое изображение треугольной решетки вихрей (рис. 23) (Essmann U., Trauble H. The direct observation of individual flux lines in type II superconductors // Physics Letters. – 1967. – V.24A, N 10. – P. 526 <http://www.mn.uio.no/fysikk/english/research/groups/amks/superconductivity/vortex/essmann.html>) (рис. 23).

Если же при заданной температуре продолжать увеличивать индукцию магнитного поля до некоего значения B_{c2} (верхнее критическое поле), то вихрей станет настолько много, что их ядра начнут перекрываться, и они заполнят весь объем вещества. Как результат, сверхпроводник из смешанного состояния перейдет в нормальное.

В неидеальных сверхпроводниках второго рода дефекты структуры сверхпроводника служат узлами закрепления «вихрей», так называемые центры пиннинга (pinning – закрепление), что приводит к значительному повышению критических токов. Такие **жесткие сверхпроводники второго рода** имеют очень большое значение поля H_{k2} и часто называются сверхпроводниками третьего рода.

Критическая плотность тока может очень сильно (на несколько порядков) меняться в результате термомеханической обработки. При этом критическая температура T_c и второе критическое поле H_{k2} могут практически не измениться. С помощью металлургической обработки можно добиться существенного увеличения критического тока. Например, проволоку из сплава Nb-Ti, используемую во многих сверхпроводящих устройствах, закаленную при 800°C подвергают кратковременному (порядка 30 минут) отжигу при температуре около 400°C. При этом сверхпроводящая матрица

распадается с выделением микроскопических включений несверхпроводящей α -фазы. В результате критический ток возрастает на несколько порядков.

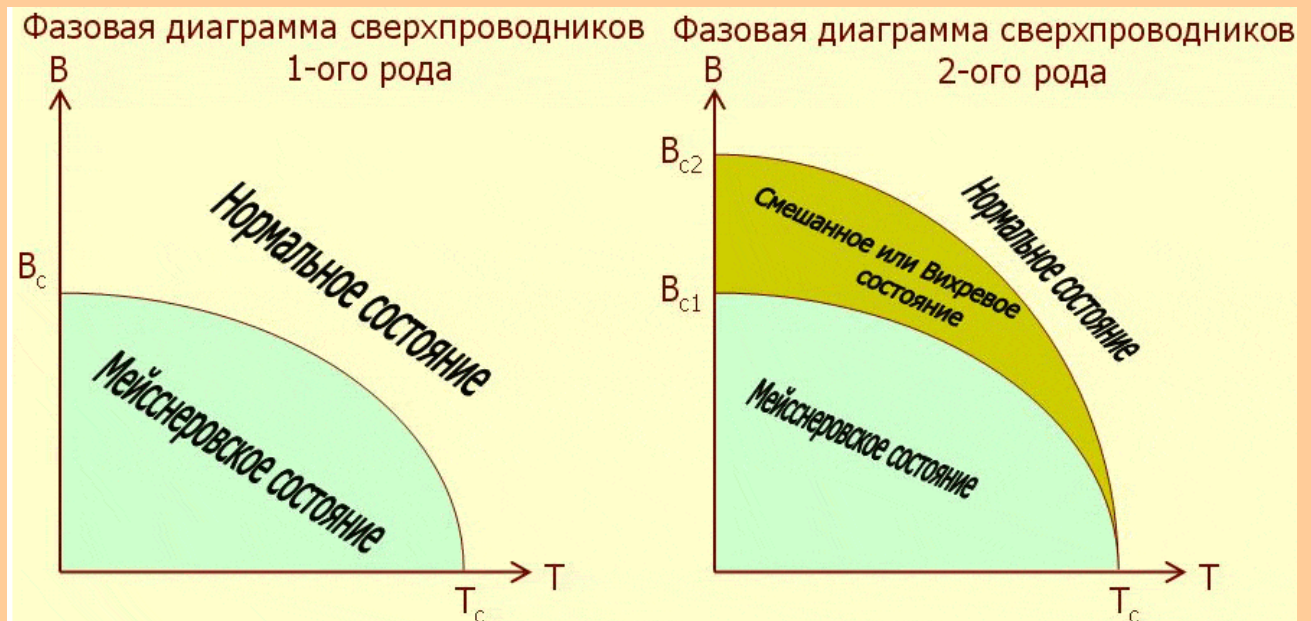


Рисунок 21 - Фазовая диаграмма состояния сверхпроводников I и II рода.

Мейснеровское состояние соответствует сверхпроводящей фазе, когда силовые линии магнитного поля не могут проникнуть в вещество. Смешанное или вихревое состояние означает сосуществование сверхпроводимости и вихрей Абрикосова

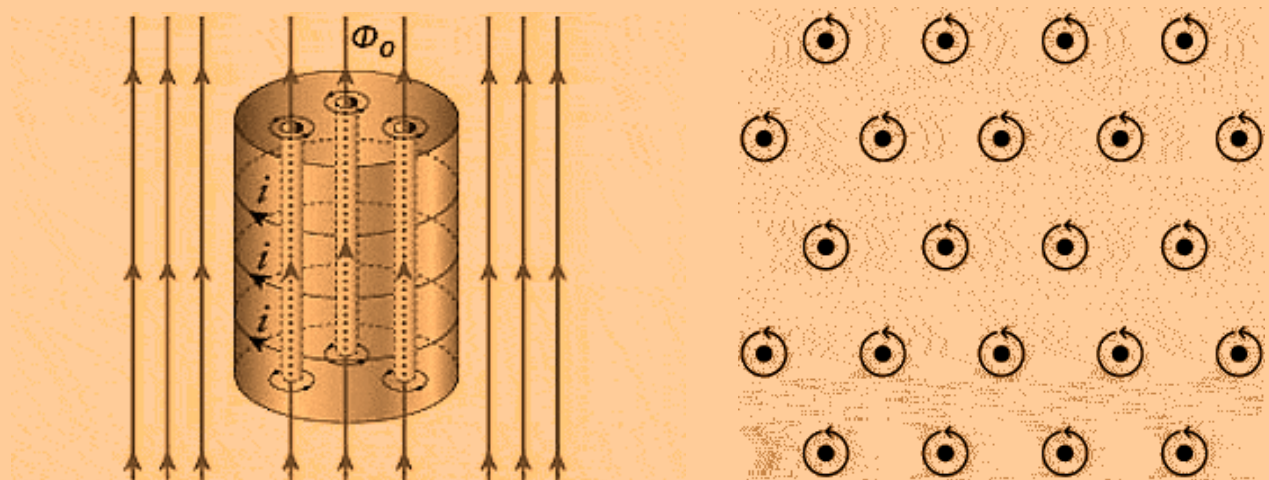
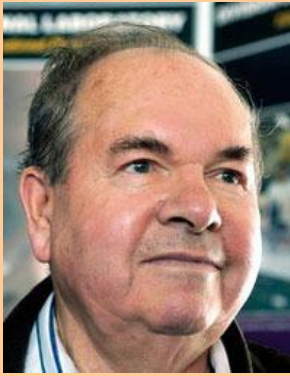


Рисунок 22 – Проникновение линий магнитной индукции в СП II рода (слева) и треугольная вихревая решетка показана схематически (справа)

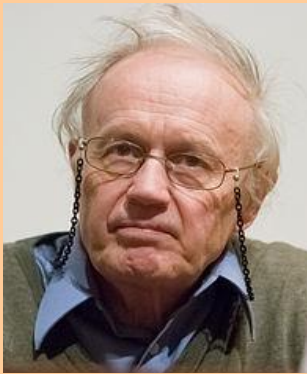
Существенным недостатком жестких сверхпроводников является их хрупкость, сильно затрудняющая изготовление из них проволок и лент.



A.A. Abrikosov



V. L. Ginzburg



A. J. Leggett

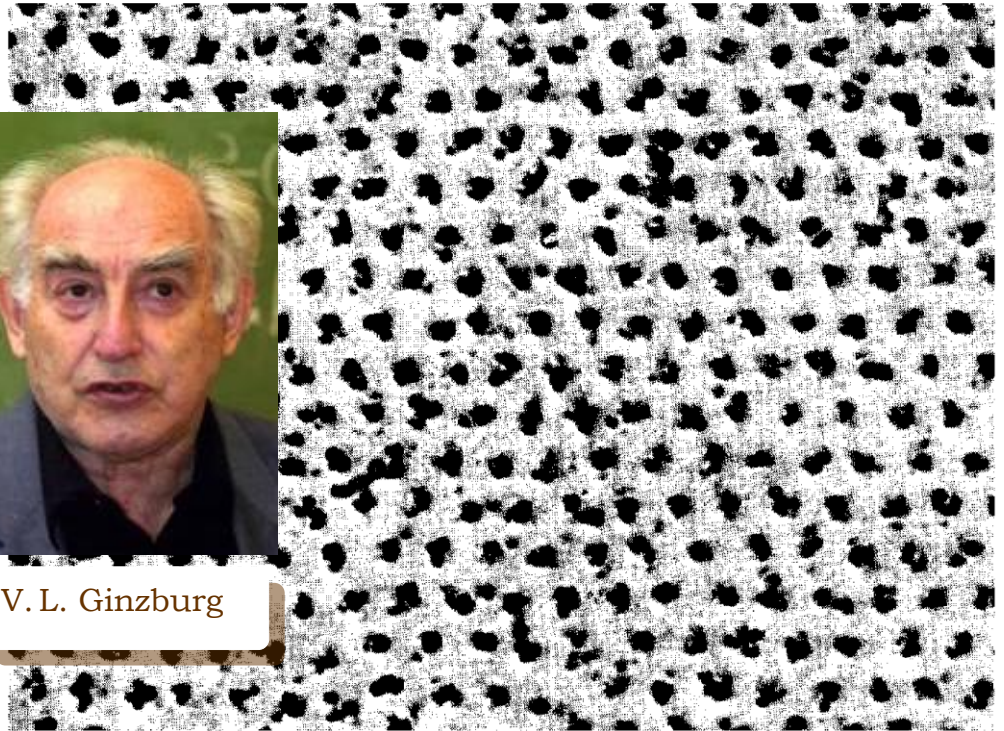


Рисунок 23 – Нобелевские лауреаты-2003 и вихревая решетка фольги из сверхпроводящего соединения $Pb_{0,98}In_{0,2}$, помещенная в поле 80 Гс, направленное перпендикулярно поверхности. Расстояние между соседними вихрями составляет примерно 0,5 мкм

Абрикосов был удостоен Нобелевской премии по физике в 2003 совместно с Виталием Лазаревичем Гинзбургом и Энтони Леггеттом. **Affiliation at the time of the award:** Argonne National Laboratory, Argonne, IL, USA. **Prize motivation:** "for pioneering contributions to the theory of superconductors and superfluids".

Сверхпроводники I рода теряют свойство сверхпроводимости уже при слабых магнитных полях, достигающих $10^4 \dots 10^5$ А/м, и, соответственно, небольших критических плотностях тока. К ним относятся почти все чистые сверхпроводящие металлы. Сверхпроводники II рода сохраняют сверхпроводящее состояние при более высоких внешних магнитных полях, достигающих 1×10^7 А/м. Это ниобий, ванадий, а также все сверхпроводящие сплавы и соединения.

СП I рода: $\xi > \lambda$

СП II рода: $\xi < \lambda$ или $\lambda > \xi\sqrt{2}$

На рис. 24 схематически показаны: справа (зеленым цветом) сверхпроводник, в глубине которого количество n_s сверхпроводящих электронов постоянно, а к границе с нормальной фазой начинает спадать; слева существует постоянное магнитное поле, которое в сверхпроводнике экранируется и от его границы вглубь спадает.

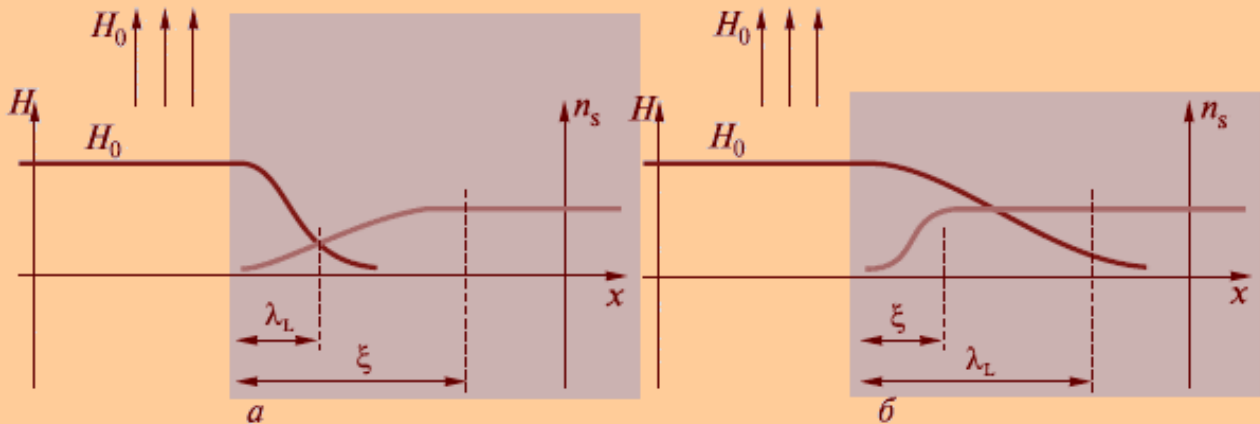


Рисунок 24 - Граница сверхпроводящей (закрашенная область) и нормальной (бесцветная область) фаз. Зависимость напряженности магнитного поля и количества сверхпроводящих электронов от расстояния поперек границы: а — сверхпроводник I рода; б — сверхпроводник II рода

Сверхпроводник I рода можно перевести в сверхпроводник II рода путем создания в нем дефектов за счет деформации, или изготавливая его в виде тонкой пленки.

Критическая температура СП II рода существенно выше, чем у СП I рода. Разработаны *сверхпроводящие керамические материалы* сложных химических составов на основе редкоземельных металлов, обладающих сверхпроводимостью при сравнительно высоких температурах жидкого азота, за исследование которых Георг Беднорц и Алекс Мюллер получили Нобелевскую премию по физике в 1987 (рис. 25):

http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1987/ The Nobel Prize in Physics 1987 was awarded jointly to J. Georg Bednorz and K. Alexander Müller "for their important break-through in the discovery of superconductivity in ceramic materials".

Сюда относятся материалы $\text{La}_{1,8}\text{Sr}_{0,2}\text{CuO}_4$ ($T_{\text{сп}}=36$ К), $\text{La}_{1-x}\text{Ba}_x\text{Cu}_y\text{O}_{3-y}$ ($T_{\text{сп}}=56$ К), $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,5}$ ($T_{\text{сп}}=82$ К) и др. В настоящее время налажен выпуск сверхпроводящих материалов в виде проволоки и лент, а также полуфабрикатов для изготовления на их основе тонких пленок методом пленочной микроэлектроники.

В настоящее время рекордным значением критической температуры $T_c = 135$ К обладает вещество $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+x}$, открытое в 1993 г. С. Н. Путиным и Е. В. Антиповым из МГУ.

Сверхпроводимость полупрозрачного рода, предсказанную в 2003, ученые обнаружили в дибориде магния MgB_2 ($T_c = 39$ К). Механизм проникновения магнитного поля в сверхпроводники I^{1/2} рода примерно такой же, как у сверхпроводников II рода (рис. 26). Пока индукция внешнего магнитного

поля не превышает B_{c1} (нижнее критическое поле), сверхпроводник находится в мейсснеровском состоянии, то есть не впускает в себя силовые линии. Выше B_{c1} вихри входят в сверхпроводник, образуя не треугольную решетку, а паутинную (рис. 25). Дальнейшее увеличение магнитного поля

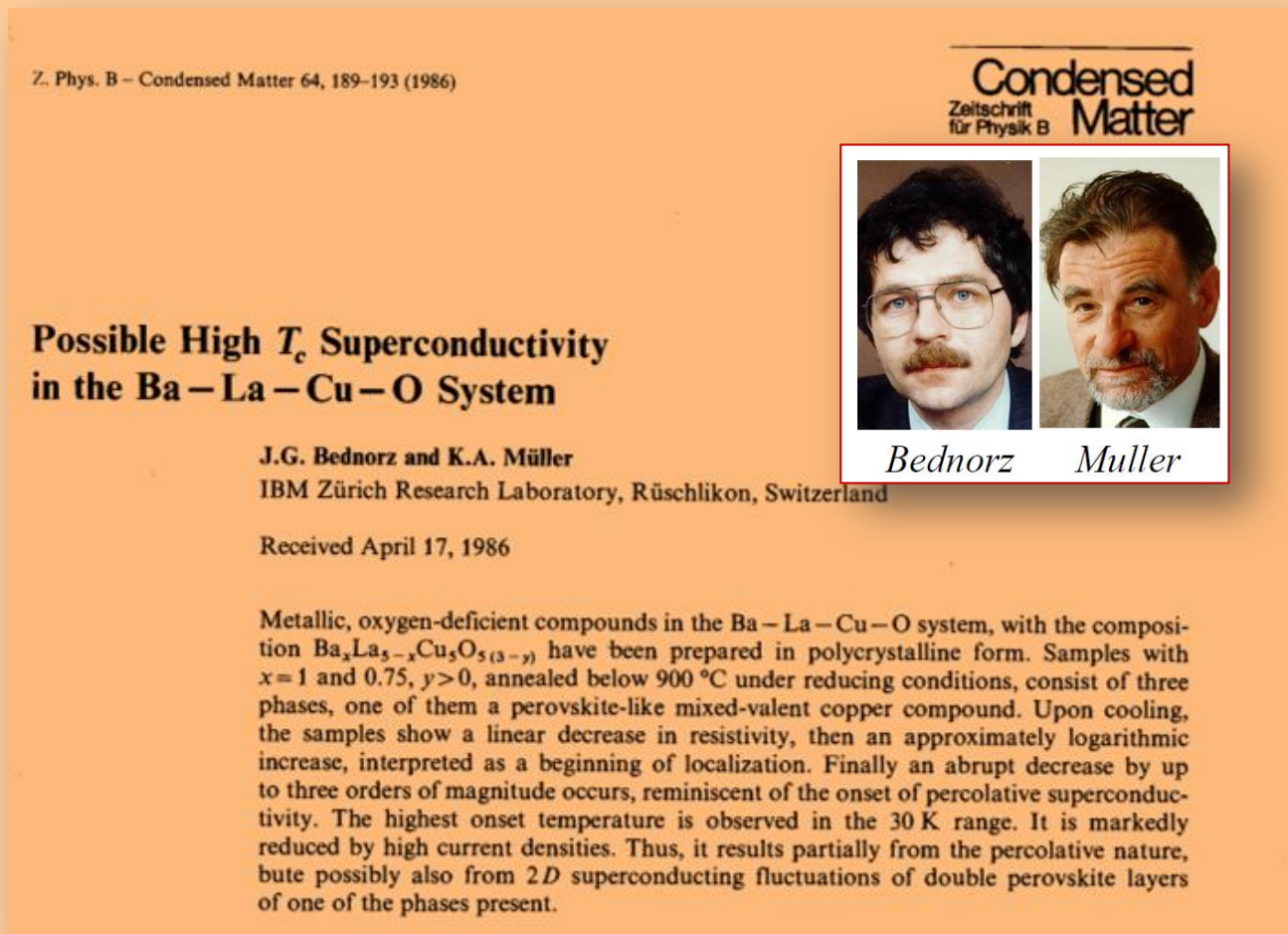


Рисунок 25 – Публикация про обнаружение высокотемпературной сверхпроводимости

изменяет паутинную вихревую решетку на чередующиеся полосы с высокой и низкой плотностью вихрей. Если же еще усилить внешнее поле, то произойдет еще одно превращение и появится знакомая уже треугольная решетка вихрей. Наконец, когда индукция превысит B_{c2} (верхнее критическое поле), сверхпроводимость исчезнет по сценарию сверхпроводников $I^{1/2}$ рода.

В настоящее время сверхпроводимость $I^{1/2}$ рода найдена только в дибориде магния. Ученые предполагают, что к сверхпроводникам $I^{1/2}$ рода следует относить и железосодержащий сверхпроводник $Ba_{0,6}K_{0,4}Fe_2As_2$, однако пока что данная гипотеза не нашла своего экспериментального подтверждения.



Рисунок 26 – Фазовые диаграммы СП

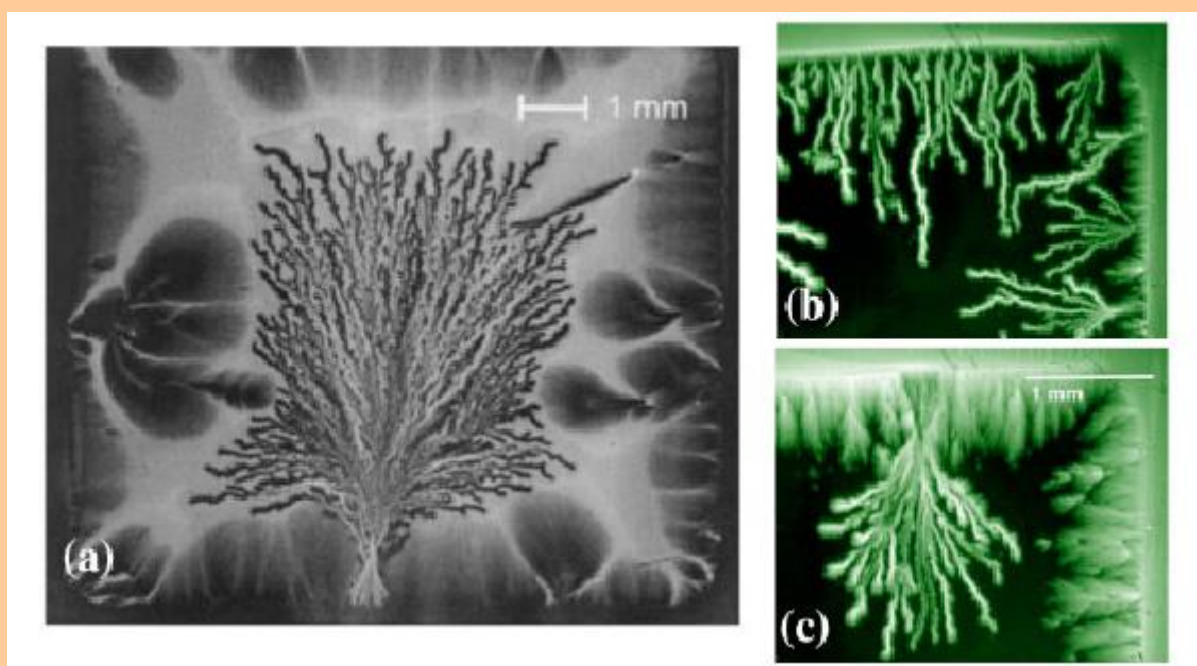


Рисунок 27 - Магнитооптические изображения древовидных ветвящихся структур в тонких пленках $YBaCuO$ при температуре $4,2\text{ K}$ (a), в MgB_2 при температуре $3,8\text{ K}$ (b) и 10 K (c). На рисунке (a) темные области соответствуют нормальному состоянию $YBaCuO$; на рисунках (b) и (c) нормальные участки показаны в виде светлых областей

Стационарный и нестационарный эффекты Джозефсона

В 1962 г. Б. Джозефсоном теоретически были предсказаны эффекты слабой сверхпроводимости, которые впоследствии были обнаружены экспериментально. Эффекты Джозефсона, так же как и эффект квантования магнитного потока подтверждают, что сверхпроводимость является чисто квантовым эффектом, проявляющимся в макроскопических масштабах, и что между носителями сверхпроводящего тока — куперовскими парами — существует жесткая фазовая корреляция.



Brian David
Josephson

Если два сверхпроводника соединить друг с другом «слабым» контактом, например тончайшей полоской из диэлектрика, через него пойдет туннельный сверхпроводящий ток, т.е. произойдет туннелирование сверхпроводящих куперовских пар. Благодаря этому обе системы сверхпроводников связаны между собой (рис. 28). Связь эта очень слаба, т.к. мала вероятность туннелирования пар даже через очень тонкий слой изолятора. Джозефсон предсказал, что:

$$I_S = I_{kp} \sin \varphi \quad \text{или} \quad I_S = I_C \sin \left(\frac{2eU_S}{h} \right)$$

где I_S – ток через контакт, I_C – максимальный постоянный джозефсоновский ток через контакт, φ – разность фаз.

Оказывается, приложение постоянного напряжения U приводит к тому, что такой переход начинает самопроизвольно генерировать переменный ток, частота которого ω задается **фундаментальным соотношением Джозефсона**:

$$2eU = \hbar\omega$$

Смысл этой формулы в следующем: если на туннельном переходе падает напряжение U , то электроны в одной из металлических обкладок будут обладать потенциальной энергией, большей на eU , чем электроны в другой. В сверхпроводящей обкладке ток переносится куперовскими парами, суммарный заряд которых $2e$, а избыточная потенциальная энергия $2eU$. В результате туннелирования сквозь диэлектрик электрон попадает в другую металлическую обкладку и должен каким-то образом уменьшить свою энергию, чтобы перейти в равновесное состояние, в котором находятся остальные электроны (рис. 29). В обычном металле это произойдет вследствие возбуждения тепловых колебаний в кристаллической решетке. Путем таких столкновений избыточная энергия перейдет в тепло. Подобные столкновения приводят в металлах к электрическому сопротивлению, в сверхпроводнике же оно отсутствует. В нем куперовская пара не может отдать избыточную энергию решетке, пока эта энергия меньше 2Δ – энергии связи пары. Единственный выход – отдать избыточную энергию $2eU$ в виде кванта электромагнитного излучения $\hbar\omega$. Надо сказать, что это излучение не так

легко вывести из узкой щели между сверхпроводящими пленками, где оно генерируется. Да и мощность его очень мала. Поэтому экспериментальное

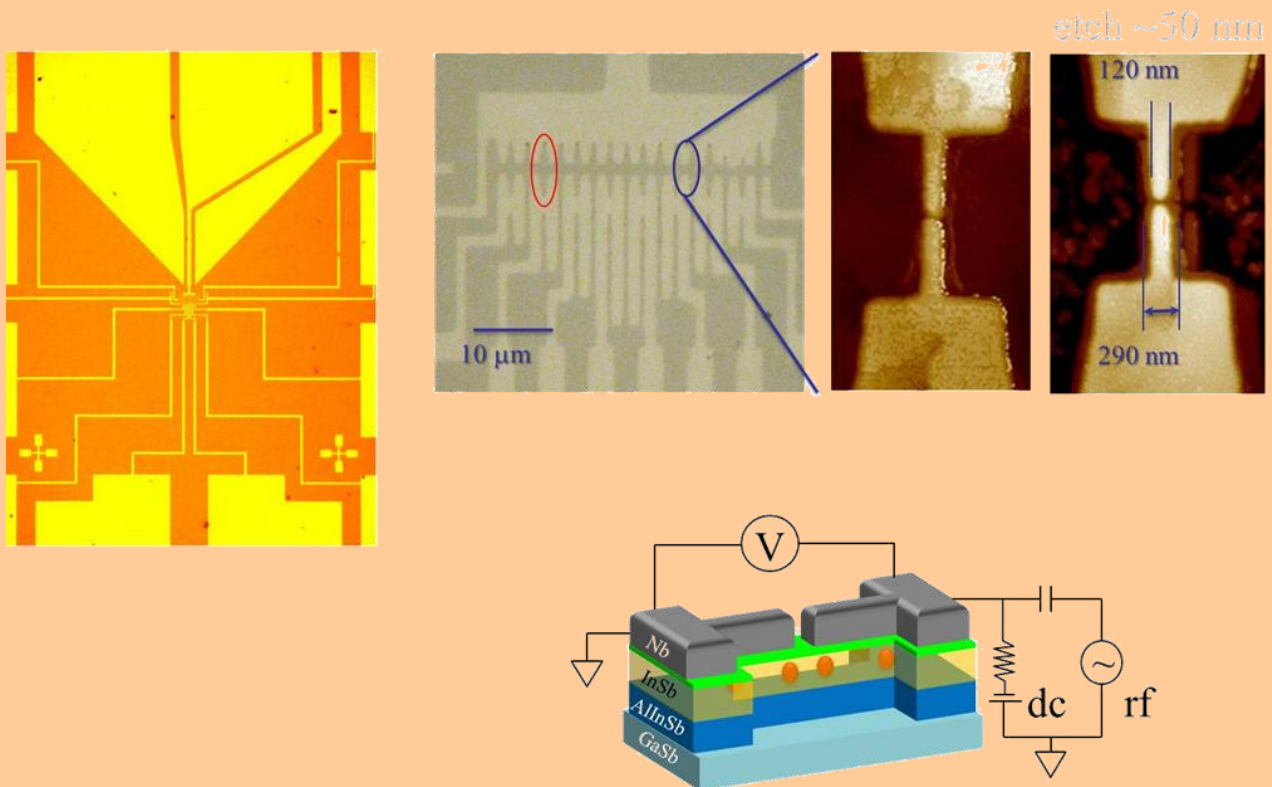


Рисунок 28 – Джозефсоновские переходы InSb/Nb hybrid nanowires using self-alignment fabrication techniques

обнаружение излучения Джозефсона было непростой задачей. Тем не менее спустя всего лишь два года после опубликования статьи Джозефсона оно было обнаружено в Харьковском физико-техническом институте низких температур учеными И.М. Дмитренко, В.М. Свистуновым и И.К. Янсоном.

Наличие связи приводит к тому, что в следствии процесса обмена парами состояние обеих систем изменяется во времени. При этом интенсивность и направление обмена определяется разностью фаз волновых функций между системами. Что же происходит с джозефсоновским переходом, когда по нему течет заданный извне постоянный ток $I > I_{кр}$? Туннельный ток состоит из двух компонент: сверхток куперовских пар и ток нормальной компоненты (одиночных электронов). Это утверждение приводит к резистивной модели – параллельного включения собственно джозефсоновского контакта, пропускающего только сверхток, и нормального участка (рис. 29). Полный ток I равен сумме нормального тока U/R и сверхтока

$$I_S = I_{кр} \sin \varphi \quad I = I_{кр} \sin \varphi + \frac{\hbar}{2eR} \frac{\partial \varphi}{\partial t}$$

где R – сопротивление перехода в нормальном состоянии. Это дифференциальное уравнение относительно функции $\varphi(t)$ элементарно интегрируется. Отсюда напряжение на переходе:

$$U(t) = R \frac{I^2 - I_{кр}^2}{I + I_{кр} \cos \omega t} \quad \omega = \frac{2e}{\hbar} R \sqrt{I^2 - I_{кр}^2}$$

Если заданный извне постоянный ток I больше критического тока перехода, на нем возникает напряжение U , периодически зависящее от времени. Это явление получило название **джозефсоновской генерации**. Схематически зависимость $U(t)$ дана на рис. 30. Частота колебаний напряжения зависит от того, насколько превышает ток через переход I его критическое значение $I_{кр}$.

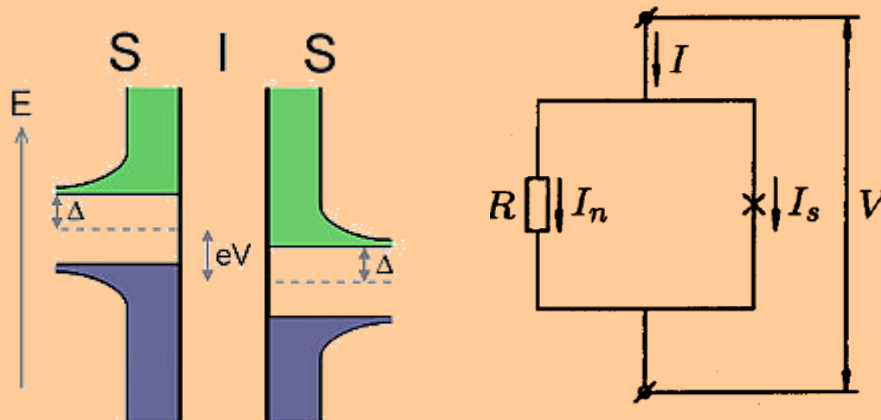


Рисунок 29 – Зонная диаграмма сверхпроводящего контакта (слева) и резистивная модель джозефсоновского перехода (справа)

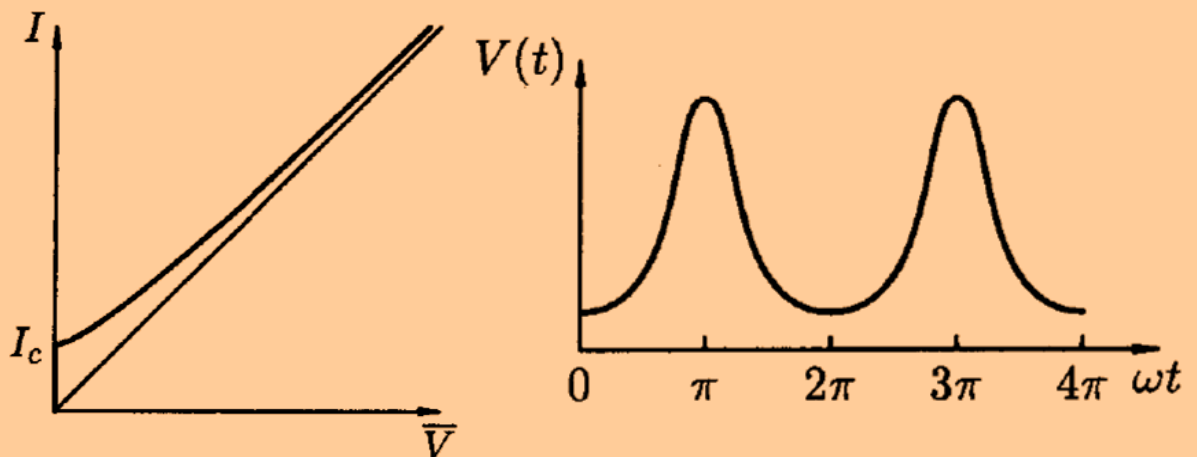


Рисунок 30 – ВАХ джозефсоновского перехода (слева) и джозефсоновская генерация (справа)

Таким образом, если через джозефсоновский переход пропускать ток, больший критического, напряжение на переходе и ток через него кроме постоянной составляющей будут иметь и переменную составляющую, частота которой определяется фундаментальным соотношением Джозефсона. Если теперь переход поместить во внешнее высокочастотное электромагнитное поле, то, если частота этого поля совпадает с частотой джозефсоновской

генерацией, должен возникнуть резонанс. Оказывается, он возникает не только при совпадении частот, но и когда частота джозефсоновской генерации кратна (в целое число раз больше) частоте внешнего поля. Действительно, вольт-амперная характеристика для усредненных значений тока и напряжения имеет вид ступенчатой кривой (рис. 31). Расстояния по напряжению между ступеньками в точности равны $\hbar\omega/2e$. На возможность наблюдения таких ступенек указывал в своей работе Джозефсон, а обнаружены они были впервые американским ученым Шапиро, что явилось первым доказательством существования нестационарного эффекта Джозефсона. Эти ступеньки так и называются – **ступеньки Шапиро**.

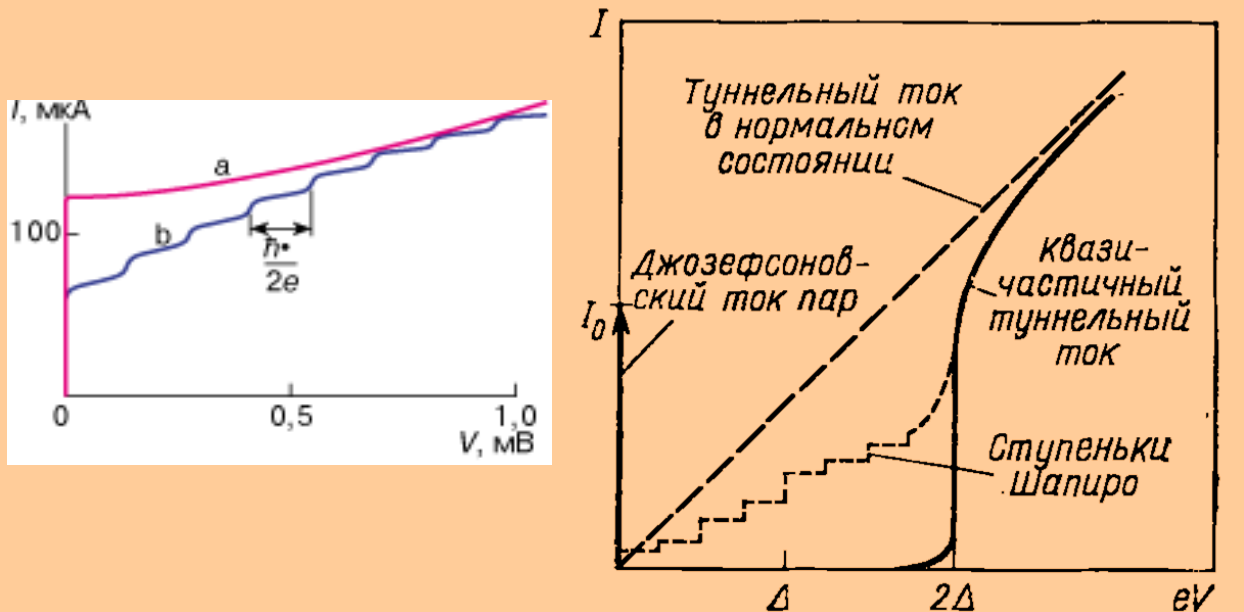


Рисунок 31 – ВАХ джозефсоновского перехода: а – без внешнего высокочастотного электромагнитного поля, б – высокочастотное поле включено (слева). Сравнение максимального джозефсоновского туннельного тока пар при нулевом напряжении с квазичастичным туннельным током и с туннельным током, когда оба сверхпроводника находятся в нормальном состоянии. Пунктирная кривая показывает ступеньки Шапиро, которые возникают при воздействии СВЧ-поля. Интервал между ступеньками составляет $\Delta U = \hbar\omega/2e$ (справа)

В 1973 Джозефсон получил Нобелевскую премию по физике "for his theoretical predictions of the properties of a supercurrent through a tunnel barrier, in particular those phenomena which are generally known as the Josephson effects".

(http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1973/)

На основе джозефсоновских переходов действуют **магнитометры**, применяющиеся для измерения магнитного поля и градиента магнитного поля. В магнитометрах используются СКВИДы 2х типов: на постоянном токе и переменном. Рассмотрим магнитометр на СКВДах постоянного тока.

Если к сверхпроводящему кольцу приложить поле, то оно будет наводить в кольце циркулирующий сверхпроводящий ток. Максимальный ток кольца зависит от магнитного потока Φ и равен:

$$I_{max} = 2I_C \cos\left(\pi \frac{\Phi}{\Phi_0}\right)$$

где I_C – ток кольца, Φ_0 – квант потока, Φ – захваченный поток. При этом

$$\Delta U = \frac{\Phi R}{2L}$$

где R – сопротивление перехода, L – индуктивность кольца.

ΔU достигает нескольких микровольт и может быть измерена обычными электронными приборами.

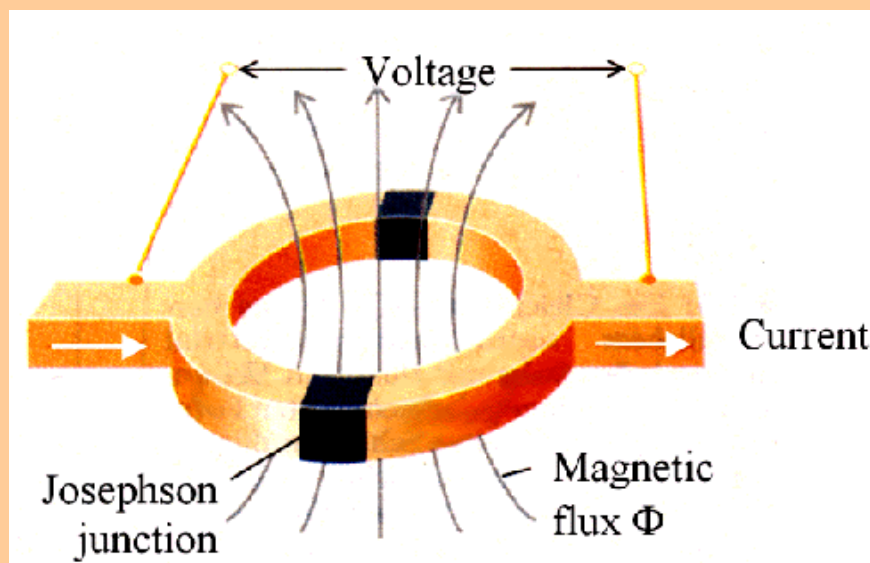


Рисунок 32 – Сверхпроводящее кольцо магнитометра с двумя джозефсоновскими контактами

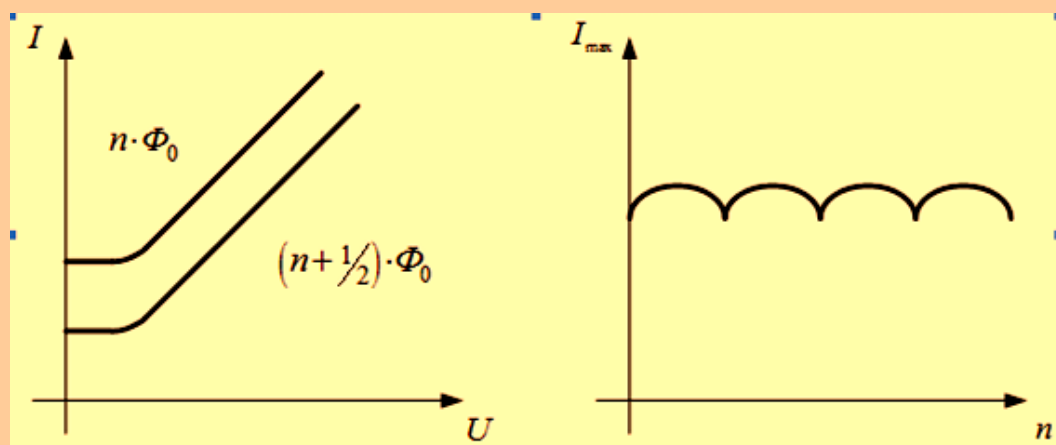


Рисунок 33 - ВАХ сверхпроводящего кольца с двумя джозефсоновскими переходами (слева); зависимость I_{max} от внешнего потока, где n – число квантов потока пронизывающих контур (справа)

При изготовлении джозефсоновских переходов широко используют алюминий, который в виде тонких слоев напыляют на изолирующую подложку кремния. Несмотря на то, что $T_{кр}$ для Al составляет всего 1,2 К, этот сверхпроводящий металл выгоден тем, что способен образовывать тонкие 2-3 нм окисные слои без дефектов. Так, в вакуумной камере напыляют Al пленку, затем кратковременно в камеру подают кислород для роста оксида, затем его откачивают и снова наносят слой алюминия.

Литература:

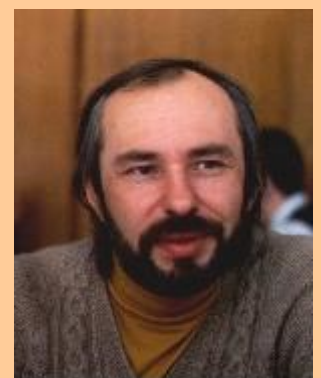
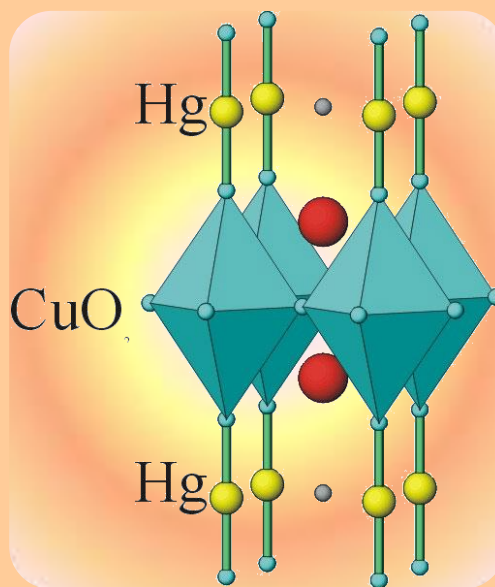
1. П. Де Жен Сверхпроводимость металлов и сплавов. М. – 1968. – 280 с.
2. Тинкхам М. Введение в сверхпроводимость. – М. – 1980. – 310 с.
3. Dew-Hughes D. The critical current of superconductors: an historical review //Low temperature physics. – 2001. – V. 27, No 9-10. – P. 713-722
4. Ashcroft N. W., Mermin N. D. Solid State Physics. – 1976. - 826 p.
5. Павлов П. В., Хохлов А. Ф. Физика твердого тела. – М.: Высшая школа. – 2000. – 494 с.
6. Kittel Ch. Introduction in Solid State Physics. – 1996. – 675 p.
7. Елифанов Г. И. Физика твердого тела. – М.: ВШ. – 1977. – 288 с.

ФИЗИКИ ШУТЯТ

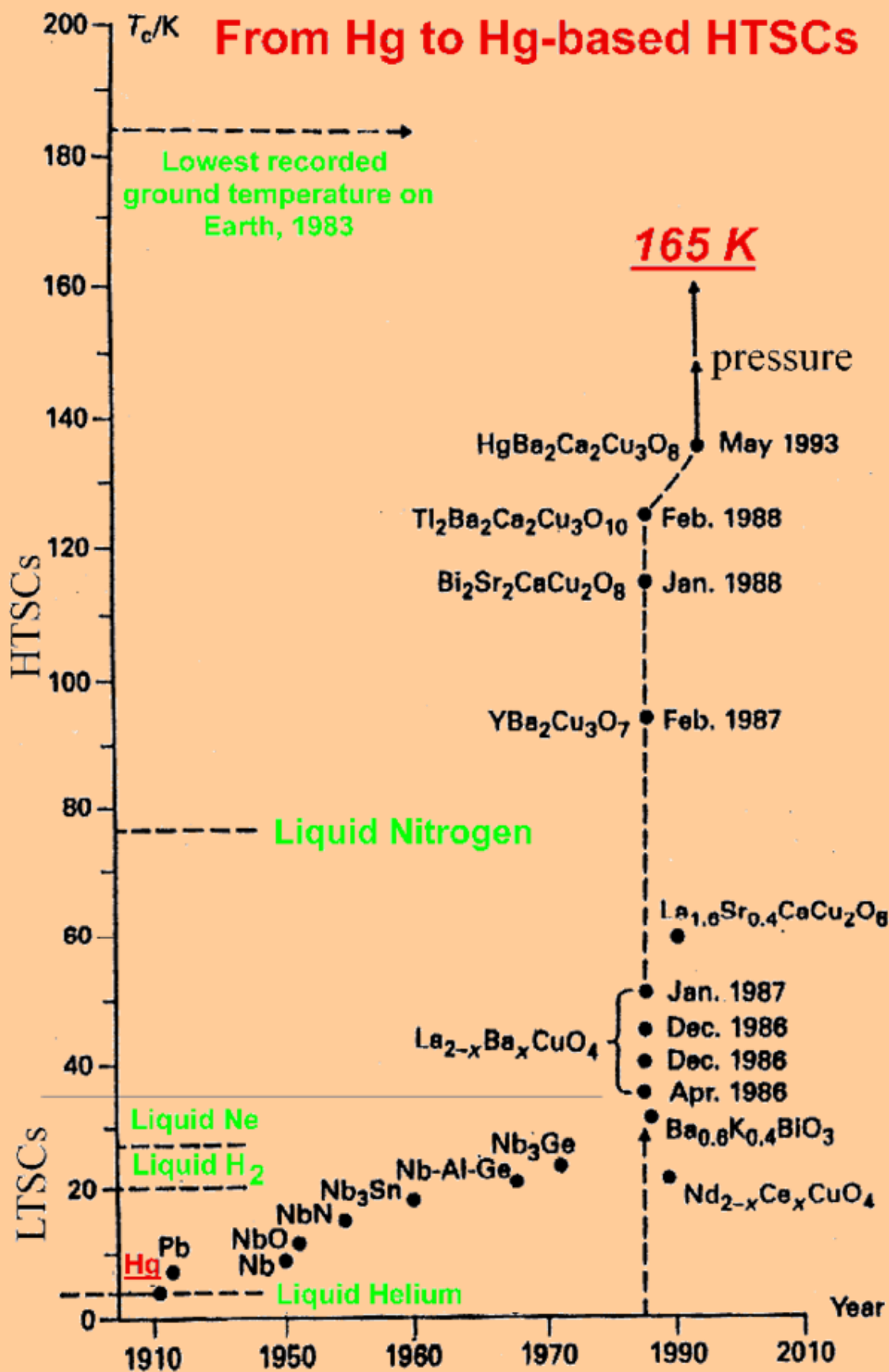
В 1993г. Антипов, Путилин и др. открыли ряд ртутисодержащих сверхпроводников состава $HgBa_2Ca_{n-1}Cu_nO_{2n+2+d}$ ($n=1-6$). В настоящее время фаза $HgBa_2Ca_2Cu_3O_{8+d}$ (Hg -1223) имеет наибольшее известное значение критической температуры (135К), причем при внешнем давлении 350 тысяч атмосфер температура перехода возрастает до 164К, что лишь на 19К уступает минимальной температуре, зарегистрированной в природных условиях на поверхности Земли. Таким образом, СТП "химически эволюционировали", пройдя путь от металлической ртути (4.2 К) к ртути-содержащим ВТСП (164 К).



Евгений
Викторович
Антипов



Сергей
Николаевич
Путилин



Metals Intermetallides Oxides

Red Wine, Tartaric Acid And The Secret Of Superconductivity

Last year, physicists discovered that red wine can turn certain materials into superconductors. Now they've found that Beaujolais works best and think they know why

