

ЭЛЕМЕНТЫ ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА

Статистика Бозе-Эйнштейна и Ферми-Дирака

Принцип неразличимости тождественных частиц

В классической механике одинаковые частицы можно различать, прослеживая движение каждой частицы. В квантовой механике траектории микрочастиц не существуют и действует принцип неразличимости тождественных частиц. В простейшей системе из двух одинаковых частиц их перестановка не должна приводить к изменениям их физических свойств, т.е. квадрат модуля их волновой функции $|\Psi(\xi_1, \xi_2)|^2$ при перестановке не меняется: $|\Psi(\xi_1, \xi_2)|^2 = |\Psi(\xi_2, \xi_1)|^2$. Это означает, что $\Psi(\xi_1, \xi_2) = \pm \Psi(\xi_2, \xi_1)$, т.е. волновая функция микрочастиц является либо четной, либо нечетной по отношению к перестановке частиц.

Оказалось, что частицы с целым спином (0, 1, 2, ...) - фотоны и др. описываются четной волновой функцией, называются бозонами и подчиняются распределению Бозе-Эйнштейна, которое имеет вид:

$$\langle N_i \rangle = \frac{1}{e^{(E_i - \mu) / kT} - 1} ,$$

Статистика Бозе-Эйнштейна и Ферми-Дирака

$\langle N_i \rangle$ - среднее число заполнения бозонами квантового состояния с энергией E_i , k - постоянная Больцмана, T – температура, μ – химический потенциал, определяющий изменение внутренней энергии системы при добавлении к ней одной частицы при фиксированном значении всех параметров, от которых зависит внутренняя энергия.

Частицы с полуцелым спином ($1/2, 3/2, \dots$) описываются нечетной волновой функцией и называются фермионами. К фермионам относятся электроны, протоны, нейтроны и т.д. Для всех фермионов справедлив принцип Паули: в одном и том же квантовом состоянии не могут находиться два одинаковых фермиона (например, электрона). Если в системе будут два одинаковых фермиона, то их перестановка не изменит волновую функцию, т.е. она должна быть четной. Но это противоречит тому, что волновая функция фермионов является нечетной. Это и есть обоснование принципа Паули.

Статистика Бозе-Эйнштейна и Ферми-Дирака

Фермионы подчиняются статистике Ферми-Дирака с функцией распределения

$$\langle N_i \rangle = \frac{1}{e^{(E_i - \mu) / kT} + 1} .$$

Если $e^{(E_i - \mu) / kT} \gg 1$ распределения Бозе – Эйнштейна и Ферми – Дирака переходят в классическое распределение Максвелла – Больцмана

$$\langle N_i \rangle = A e^{-E_i / kT}$$

где $A = e^{\mu / kT} .$

Свободные электроны в металле

Модель свободных электронов объясняет электрические и магнитные свойства твердых тел, в первую очередь металлов. В этой модели свободные электроны (фермионы) могут перемещаться по всему объему металла, не выходя за его пределы, и рассматриваются как идеальный газ. Квантовые системы фермионов, к которым относится электронный газ, описываются функцией распределения Ферми–Дирака

$$\langle N_i \rangle = \frac{1}{e^{(E_i - \mu) / kT} + 1}$$

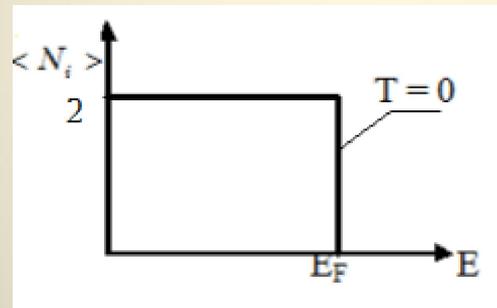
Электроны подчиняются принципу Паули, поэтому в каждом состоянии может находиться один свободный электрон, характеризуемый двумя квантовыми числами – главным и спиновым. Энергетические уровни в металле при $T = 0\text{K}$ заполняются электронами последовательно с низшего (основное состояние) до наивысшего – уровня Ферми, а выше него уровни свободны. Функция распределения Ферми–Дирака может быть представлена в другом виде:

$$\langle N_i \rangle = \frac{1}{e^{(E_i - E_F) / kT} + 1}$$

Свободные электроны в металле

Здесь $\langle N_i \rangle$ - средние числа заполнения электронами состояния с энергией E ($\langle N_i \rangle = 2$, если на уровне находятся два электрона), T - абсолютная температура, k - постоянная Больцмана, E_F - энергия Ферми.

При $T=0$ функция распределения имеет вид (Рис.24):



$$\langle N_i \rangle = \begin{cases} 2 & \text{при } E < E_F \\ 0 & \text{при } E > E_F \end{cases}$$

Рис.24 Функция распределения Ферми-Дирака при $T = 0$

При $T = 0$ распределение свободных электронов в металле по энергиям определяется следующим выражением:

$$dn(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m}{\hbar^2} \right)^{3/2} \sqrt{E} \cdot dE \quad (\text{при } E < E_F)$$

Свободные электроны в металле

где $dn(E)$ – концентрация электронов, энергия которых заключена в интервале значений от E до dE ; m – масса и энергия электрона; E_F – уровень (энергия) Ферми. Интегрирование этого выражения дает

$$n = \int_0^{E_F} dn = \frac{1}{3\pi^2} \left(\frac{2m}{\hbar^2} \right)^{3/2} E_F^{3/2}$$

откуда энергия Ферми равна $E_F = \frac{\hbar^2}{2m} (3\pi^2 n)^{2/3}$ составляет для металлов несколько электронвольт.

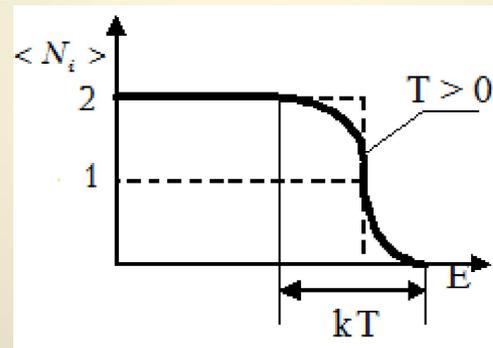
Температура вырождения или температура Ферми T_F определяется равенством $T_F = \frac{E_F}{k}$. При $T \sim T_F$ энергия теплового движения электронов в металле сравнима с энергией Ферми. T_F определяется равенством:

$$T_F = \frac{\hbar^2 (3\pi^2 n)^{2/3}}{2mk},$$

где k – постоянная Больцмана, m – масса электрона, n – концентрация электронов.

Свободные электроны в металле

При температурах $T \ll T_F$ электронная подсистема металла должна рассматриваться в рамках квантовой механики. Количественная оценка температуры вырождения дает $T_F \approx 3,5 \cdot 10^4$, откуда следует, что при всех температурах, пока металл остается твердым, его свободные электроны являются вырожденной системой. При $T \neq 0$ и энергии $E = \epsilon_F$ функция $\langle N_i \rangle$ поэтому среднее число заполнения состояния на уровне Ферми равна 1 (Рис.25).



$$T_F \approx 3,5 \cdot 10^4$$

Рис.25 Функция распределения Ферми-Дирака при $T > 0$ для свободного электронного газа в металле.

С ростом температуры происходит размытие «ступеньки» функции распределения Ферми – Дирака без изменения ее площади (общее число электронов остается постоянным).

Свободные электроны в металле

Средняя энергия свободных электронов в металле при $T=0$, если их распределение по энергиям имеет вид

$$dn(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m}{\hbar^2} \right)^{3/2} E^{1/2} dE$$

$$\langle E \rangle = \frac{\int_0^{E_F} E dn}{\int_0^{E_F} dn} = \frac{\frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m}{\hbar^2} \right)^{3/2} \int_0^{E_F} E E^{1/2} dE}{\frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m}{\hbar^2} \right)^{3/2} \int_0^{E_F} E^{1/2} dE} = \frac{2/5 E_F^{5/2}}{2/3 E_F^{3/2}} = 3/5 E_F$$

Закон распределения свободных электронов по скоростям при $T=0$.
Отношение средней скорости к максимальной.

Решение. Выразим энергию $E = \frac{mv^2}{2}$, тогда $dn(v) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m}{\hbar^2} \right)^{3/2} \frac{m^{1/2} v}{2^{1/2}} m v dv = \frac{m^3}{\pi^2 \hbar^3} v^2 dv$

$$\langle v \rangle = \frac{\int_0^{v_{\max}} E dn}{\int_0^{v_{\max}} dn} = \frac{\frac{m^3}{\pi^2 \hbar^3} \int_0^{v_{\max}} v v^2 dv}{\frac{m^3}{\pi^2 \hbar^3} \int_0^{v_{\max}} v^2 dv} = \frac{3v^4}{4v^3} = 3/4 v_{\max} \quad \frac{\langle v \rangle}{v_{\max}} = 3/4$$

Свободные электроны в металле

Только небольшая часть электронов, находящихся в состояниях вблизи уровня Ферми переходит под действием теплового движения на более высокие уровни. Ширина области размытия имеет величину порядка kT и в нагревании металла участвует доля электронов, примерно равная T/T_F , а теплоемкость электронов составляет $C_{эл} = C_{классич} \cdot T/T_F$ классической теории свободные электроны рассматривались как одноатомные молекулы, имеющие теплоемкость $3/2R$. Расчеты показывают, что при комнатной температуре

$$C_{эл} \approx \frac{1}{100} C_{классич}$$

Электропроводность металлов.

В квантовой механике доказывается, что электроны проводимости при движении в идеальной кристаллической решетке не испытывают никакого сопротивления. **Нарушения решетки** бывают вызваны наличием **примесей** или вакансий (отсутствием атомов в узле) и **тепловыми колебаниями**. С учетом решения уравнения Шредингера для гармонического осциллятора, колебания атомов в кристаллической решетке могут происходить только с определенными (нормальными) частотами ω_i . Энергия нормальных колебаний изменяется порциями $E_i = \hbar\omega_i$. Эти кванты энергии сопоставляются **квазичастицам**, получившим название «**фононы**».

Свободные электроны в металле

Фонон представляет собой возбужденное состояние, распределенное по всему кристаллу. Рассеяние электронов на атомах примесей и фононах создает сопротивление их движению. Поэтому удельное сопротивление металлов ρ можно представить в виде $\rho = \rho_{\text{колеб}} + \rho_{\text{примес}}$, где $\rho_{\text{колеб}}$ - сопротивление, вызванное тепловыми колебаниями решетки, а $\rho_{\text{примес}}$ - сопротивление, определяемое атомами примесей. При $T \rightarrow 0$ $\rho_{\text{колеб}} \rightarrow 0$, а при небольшой концентрации примесей $\rho_{\text{примес}}$ от температуры не зависит и создает остаточное сопротивление металла (Рис.26). Удельное сопротивление становится равным нулю при критическом значении температуры $T_{\text{кр}}$ у металлов в сверхпроводящем состоянии.

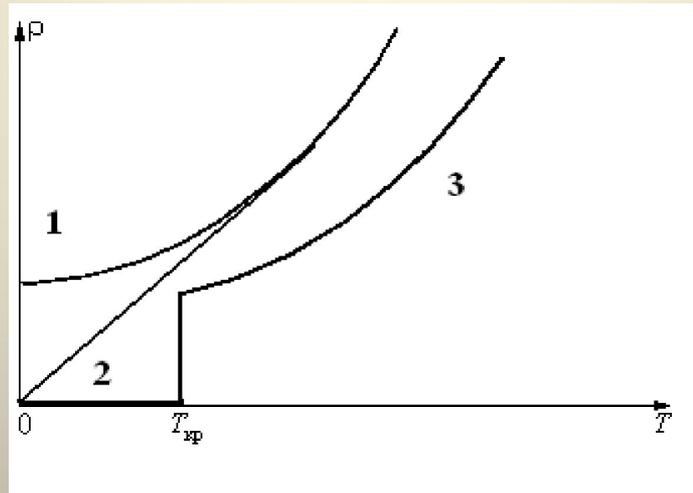


Рис.26 Зависимость удельного сопротивления от температуры для металлов с примесями (1), без примесей (2) и для сверхпроводников (3).

Свободные электроны в металле

Квантовомеханический расчет дает для электропроводности металлов следующий результат $\sigma = \frac{ne^2\tau}{m^*} \propto \frac{1}{T}$, где n – концентрация электронов, e – заряд электрона, τ – время релаксации, характеризующее процесс установления равновесия между электронами и решеткой, нарушенного внешним полем E , m^* – эффективная масса электрона.

В классической теории электропроводности металлов σ имеет аналогичный вид $\sigma = \frac{ne^2\tau'}{m} \propto \frac{1}{\sqrt{T}}$, где m – обычная масса электрона, τ' – среднее время свободного пробега электрона. Разница объясняется действием внешнего поля E не на все свободные электроны, а только на те, которые находятся на уровнях вблизи уровня Ферми.

$$m^* = \frac{\hbar^2}{d^2E} \frac{d^2E}{dk^2} = \frac{d^2E}{dk^2} \left(\frac{p^2}{2m^*} \right) = \frac{d^2E}{dk^2} \left(\frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \right) = \frac{\hbar^2}{m^*}$$

	$E_{кин}$	m^*	λ_B
металлы	$E_F \approx 5 \text{ эВ}$	m_o	0,55 нм
Si	$E_{кин} \approx kT = 0,026 \text{ эВ}$	$0,92 m_o$	8 нм
GaAs	$E_{кин} \approx kT = 0,026 \text{ эВ}$	$0,086 m_o$	30 нм
Bi	$E_{кин} \approx kT = 0,026 \text{ эВ}$	$0,01 m_o$	80 нм

Сверхпроводимость

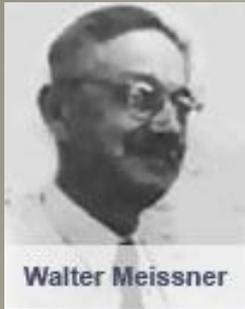
Сверхпроводимость – обращение в нуль электрического сопротивления постоянному току у металлов и некоторых других веществ (сверхпроводников) и выталкивании магнитного поля из объема образца, наблюдаемое при охлаждении их ниже определенной критической температуры T_c (обычно 23К и ниже). При критической температуре выше 35-40 К сверхпроводимость называют высокотемпературной (ВТСП). При достижении внешним магнитным полем критической величины сверхпроводник переходит в нормальное состояние.

История сверхпроводимости, 110 лет с момента открытия

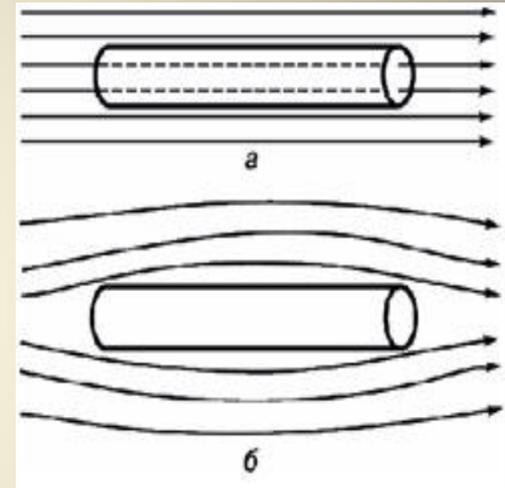
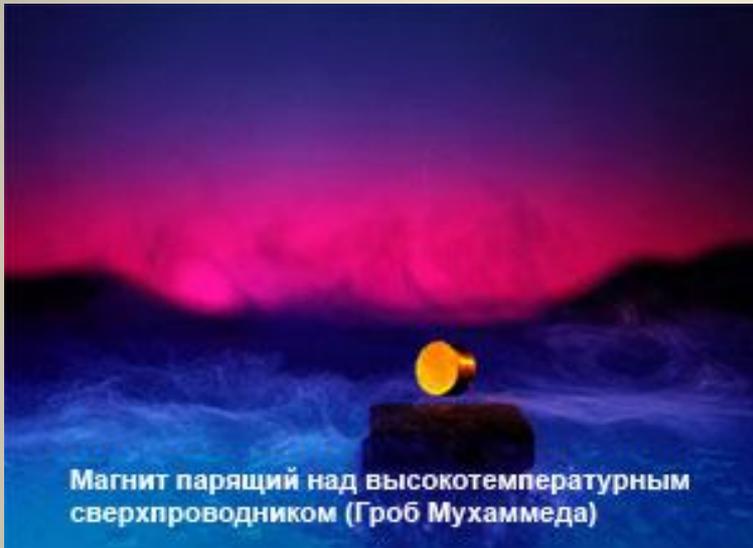


голландский физик и химик Хейке Камерлинг-Оннес (1853 - 1926). В **1908** году впервые получил жидкий гелий, достиг рекордно низкой на тот момент температуры 0.9 К. Нобелевская премия по физике 1913 года. В 1911 году впервые наблюдал резкое падение электрического сопротивления ртути при температуре ниже 4.1 К. Это явление получило название сверхпроводимости. В 1913 году обнаружено разрушение сверхпроводимости сильными магнитными полями и токами.

Сверхпроводимость



1933 год. Обнаружение В. Мейсснером эффекта выталкивания сверхпроводником магнитного потока (эффект Мейсснера или левитация) .



Магнитный поток проникает в стержень, находящийся в нормальном состоянии (а), но выталкивается из стержня, охлажденного до сверхпроводящего состояния (б). Магнитная индукция в сверхпроводнике обращается в нуль, т.е. он обладает нулевой магнитной проницаемостью и является идеальным диамагнети-

Сверхпроводимость

1986. Революция в изучении сверхпроводников

Открытие высокотемпературной сверхпроводимости сотрудниками исследовательского центра IBM в Швейцарии Алексом Мюллером и Георгом Беднорцем (Нобелевская премия 1987 г. у керамик $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_4$ с $T_{\text{кр}} \approx 35$ К и $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ с $T_{\text{кр}} \approx 40$ К. В обычных условиях керамика - изолятор!!!



В течение двух десятилетий рекордсменом высокотемпературной сверхпроводимости был купрат состава $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+x}$, с температурой перехода -109 градусов Цельсия.

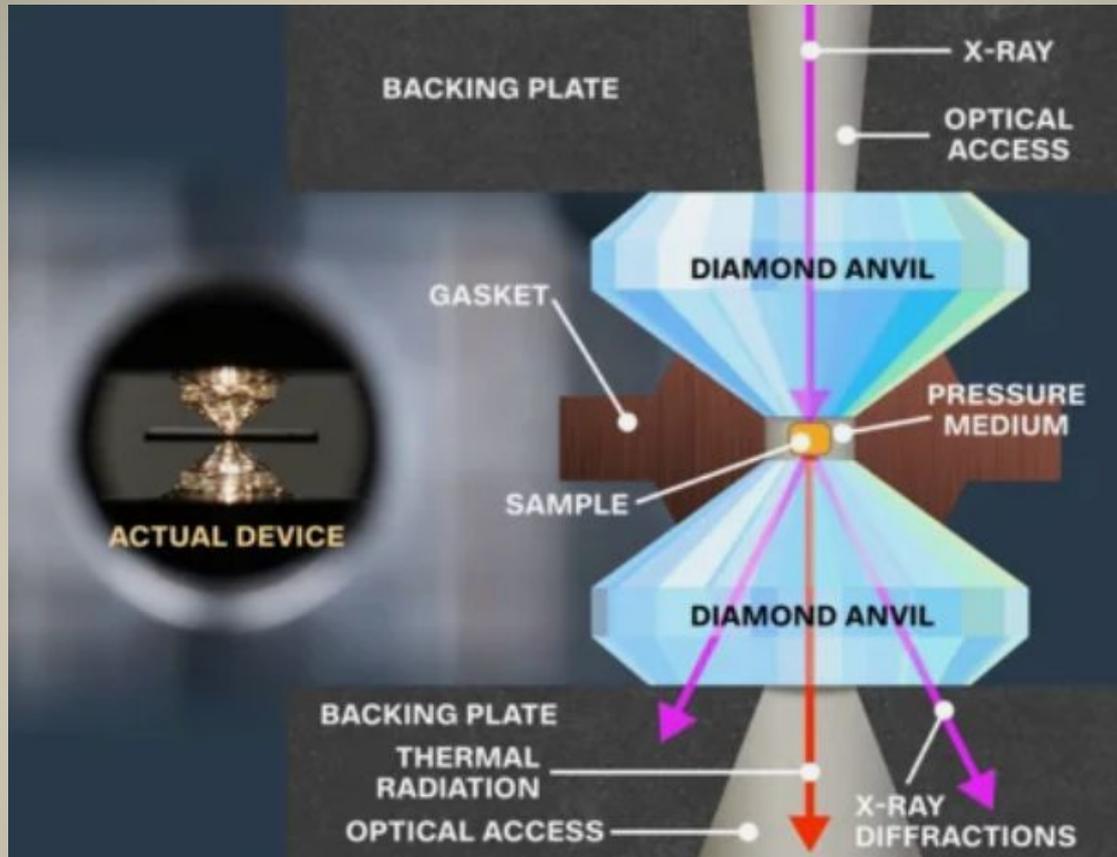
Сверхпроводимость

Принципиально новый тип высокотемпературных сверхпроводников был открыт в середине 2010-х годов: оказалось, что при экстремально высоких давлениях — **более 1 миллиона атмосфер** — гидриды многих элементов остаются в сверхпроводящем состоянии до очень высоких температур.

Так, несколько лет материалом с самой высокой критической температурой был сероводород состава H_3S , до последнего момента подтвержденный рекорд перехода — всего -23 градусов Цельсия — принадлежал гидриду лантана LaH_{10} . Следы сверхпроводимости находили и при -13 градусах.

Максимальную критическую температуру для кристалла на основе сероводорода и метана с повышенным содержанием водорода зарегистрировали при давлении 2,67 миллиона атмосфер — она составила 287,7 кельвина (это примерно 15 градусов Цельсия).

Сверхпроводимость



Для получения и анализа сверхпроводящего углеродсодержащего сероводорода используют [ячейку с алмазной наковальней](#) — камеру с образцом, которая зажимается между гранями двух алмазов и позволяет наблюдать за твердыми материалами при давлениях до нескольких миллионов атмосфер.

Сверхпроводимость

- Выбор подтвержденных сверхпроводников и обычных охлаждающих агентов

T _c соответственно		Материал	Примечания
точка кипения			
в К	в °С		
287	14	H ₂ S + CH ₄ при 267 ГПа	Первый сверхпроводник при комнатной температуре
250	-23	LaH ₁₀ при 170 ГПа	металлический сверхпроводник с одной из самых известных критических температур
203	-70	Фаза высокого давления сероводорода при 100 ГПа	механизм неясен, наблюдаемый изотопный эффект
194,6	-78,5	Двуок углерода : точка сублимации при атмосферном давлении (обычный охлаждающий агент; для справки)	
138	-135	Hg ₁₂ Tl ₃ Ba ₃₀ Ca ₃₀ Cu ₄₅ O ₁₂₇	высокотемпературные сверхпроводники с оксидом меди с относительно высоким значением критические
110	-163	Bi ₂ Sr ₂ Ca ₂ Cu ₃ O ₁₀ (BSCCO)	
92	-181	YBa ₂ Cu ₃ O ₇ (YBCO)	
87	-186	Аргон : точка кипения при атмосферном давлении (обычный охлаждающий агент; для справки)	
77	-196	Азот : точка кипения при атмосферном давлении (обычный охлаждающий агент; для справки)	
45	-228	SmFeAsO _{0,85} F _{0,15}	низкотемпературные сверхпроводники с относительно высокими критическими температурами
41	-232	CeOFeAs	
39	-234	MgB ₂	металлический сверхпроводник с относительно высокой критической температурой при атмосферном давлении
30	-243	La _{2-x} Ba _x CuO ₄	Первый высокотемпературный сверхпроводник с оксидом меди, открытый Беднорцем и Мюллером
27	-246	Неон : точка кипения при атмосферном давлении (обычный охлаждающий агент; для справки)	
21,15	-252	Водород : точка кипения при атмосферном давлении (обычный охлаждающий агент; для справки)	
18	-255	Nb ₃ Sn	металлический низкий низкий - температурные сверхпроводники, имеющие техническое значение
9,2	-264,0	NbTi	
4,21	-269,94	Гелий : точка кипения при атмосферном давлении (обычный хладагент физики низких температур; для справки)	
4,15	-269,00	Hg (Меркурий)	металлические низкотемпературные сверхпроводники
1,09	- 272,06	Ga (Галлий)	

Теория сверхпроводимости

Теория обычной (низкотемпературной)



) была создана в 1957 году

Л.Купером и Д.Р.Шриффером

(1972 г.). При температуре ниже

сверхпроводника обмениваются

фононом - квантом возбуждения решетки, в результате чего между ними возникает сила притяжения, превышающая силу кулоновского отталкивания и образуются так называемые куперовские пары.

Расстояние между электронами в паре на четыре порядка больше межатомных расстояний.

Спины электронов направлены противоположно, общий спин пары равен нулю и она является бозоном. Поэтому куперовские пары (бозоны) могут, в отличие от фермионов, накапливаться в основном энергетическом состоянии, из которого их сравнительно трудно перевести в возбужденное состояние.

18. Сверхпроводимость

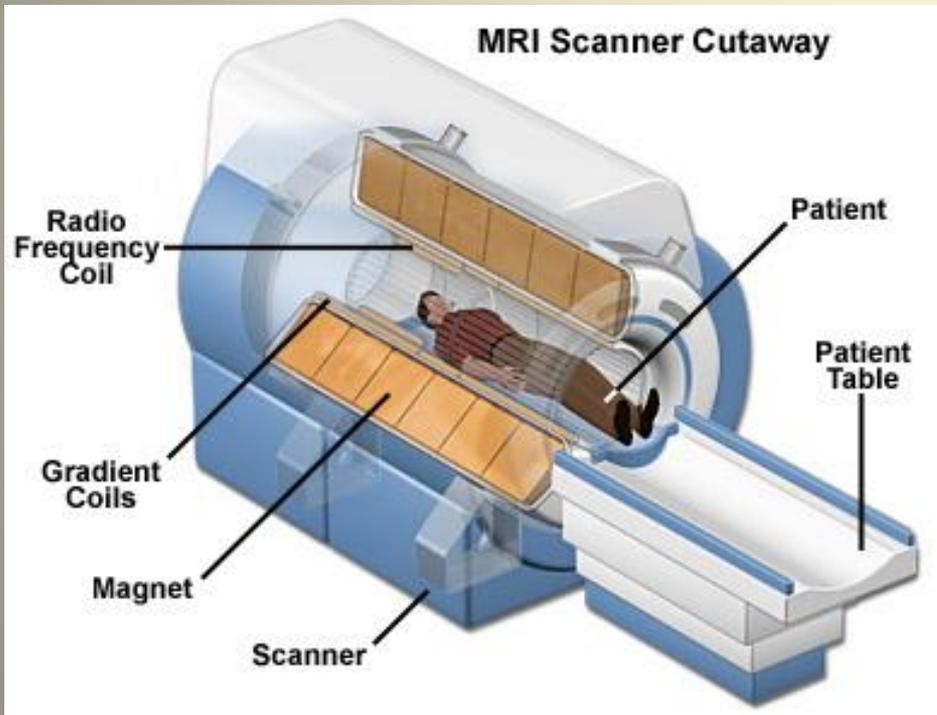
Открытие сверхпроводников с высокими значениями $T_{кр}$, позволяет использовать для их охлаждения жидкий азот вместо дорогостоящего жидкого гелия. Однако, все приведенные значения критической температуры существенно ниже комнатной, поэтому остается актуальным получение сверхпроводников с еще более высокой $T_{кр}$. **Нестабильность оксидных ВТСП-материалов, высокая хрупкость и анизотропия** ограничивают их использование.

Использование явления **сверхпроводимости** позволяет радикально снизить потери электроэнергии при ее выработке и передаче, многократно уменьшить размер генерирующего оборудования и двигателей, создавать новые электронные приборы, а также сверхмощные электромагниты, для научных исследований, промышленности и медицины, использование эффект Мейснера на транспорте.

В настоящее время НТСП наиболее широко используется для создания сильных магнитных полей в медицинских ядерно-магнитных томографах (до 9 Тл), в ускорителях заряженных частиц, в электронике, в поездах на магнитном подвесе и т.д.

Сверхпроводимость

Схема устройства медицинского (ядерно)-магнитно-резонансного томографа (до 9 Тл)

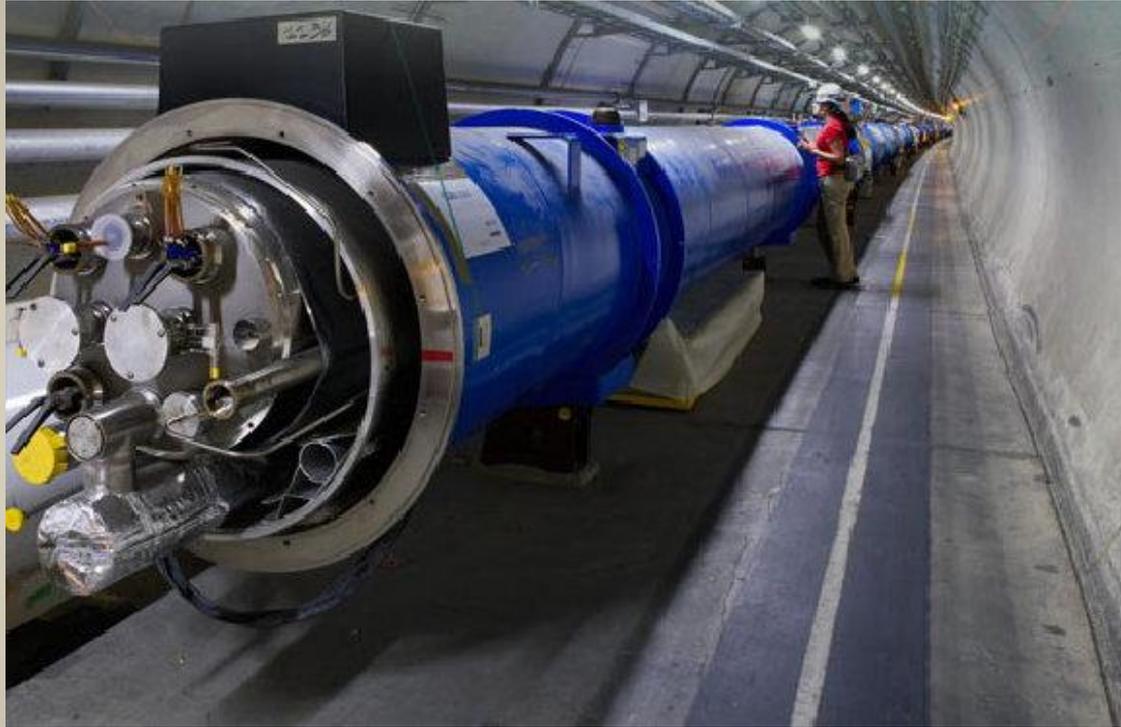


(Я)МРТ

Томограмма головы

Сверхпроводимость

Сверхпроводящие магниты



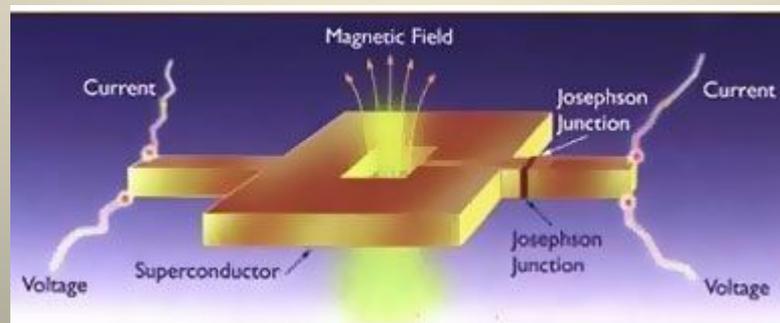
Большой адронный коллайдер. Сверхпроводящий магнит длиной 29 км
2007 г.

Университет штата Флорида. Достижение рекордного значения
индукции магнитного поля в сверхпроводящем электромагните -
26,8 Тесла

Сверхпроводимость

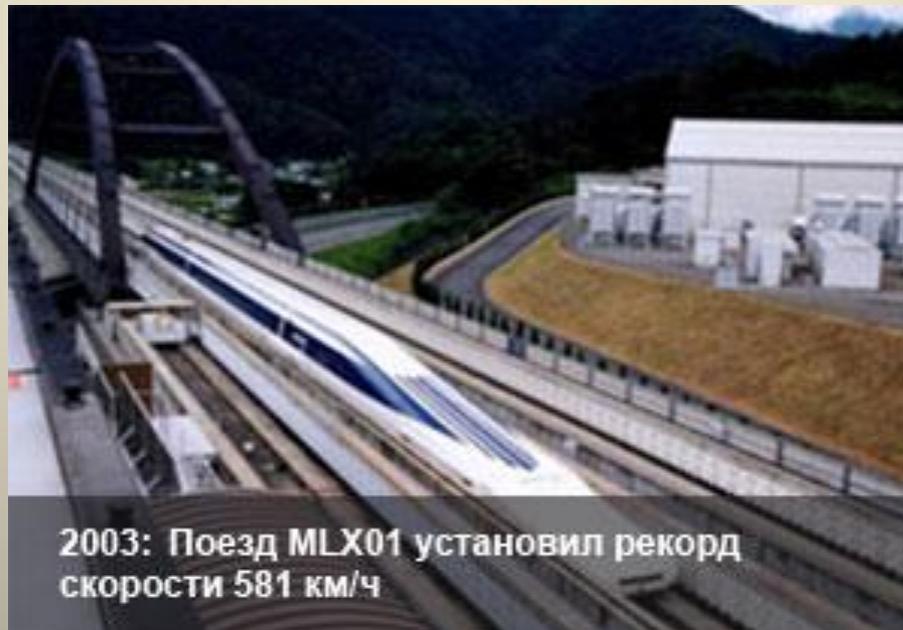


В 1962 году Брайен Д. Джозефсон, аспирант Кембриджского университета, создал теорию, допускающую возможность протекания тока между двумя сверхпроводящими материалами, контактирующими через тонкий слой изолятора (эффект Джозефсона). Теория получила в 1973 году Нобелевскую премию. Эффект применяется в сквидах (SQUID, Superconducting Quantum Interference Device - сверхпроводящий квантовый интерферометр), на основе которых созданы сквид-магнитометры с чувствительностью $5 \cdot 10^{-15}$ Тл/Гц^{1/2}, сверхчувствительные вольтметры 10^{-13} - 10^{-15} В/Гц^{1/2}, низкотемпературные термометры (диапазона 10^{-6} - 10^{+1} К), детекторы электромагнитного излучения. С помощью эффекта Джозефсона был установлен новый, более точный эталон вольты, удалось также приблизительно в 10 раз уточнить значения некоторых фундаментальных физических постоянных.



Сверхпроводимость

Эффект Мейснера (магнитной левитации) может быть использован на железнодорожном транспорте. За счет сил взаимного отталкивания между движущимся магнитом и током, индуцируемым в направляющем проводнике, поезд может двигаться плавно, без шума и трения и развивать большую скорость. Лидером в области применения сверхпроводимости на железной дороге является Япония, где разработки ведутся уже около 20 лет и выпущено 10 модификаций поездов.



Сверхпроводимость

Промышленное применение сверхпроводимости связано с генерированием, передачей и использованием электроэнергии. По сверхпроводящему кабелю порядка 10 см можно с очень малыми потерями или без них передавать электроэнергию как и по огромной сети ЛЭП.

Темпы роста объемов производства ВТСП-2 в мире 2010г -1000 км; 2015г. ■ 5000 км; 2030г. > 15 000 км. К 2030 годам условная стоимость ВТСП ленточных проводов (=25\$/кА*м) станет сопоставимой со стоимостью медных проводов)



Прогноз и динамика мирового рынка сверхпроводников, млрд. долл. США

Сверхпроводимость

- В настоящее время в рамках Проекта «Гидра» разрабатывается беспрецедентная по защищенности и степени резервирования система электроснабжения центра г. Нью-Йорка, исключая нарушение электроснабжения при любых авариях (из-за погоды, технологических сбоев, атак террористов).

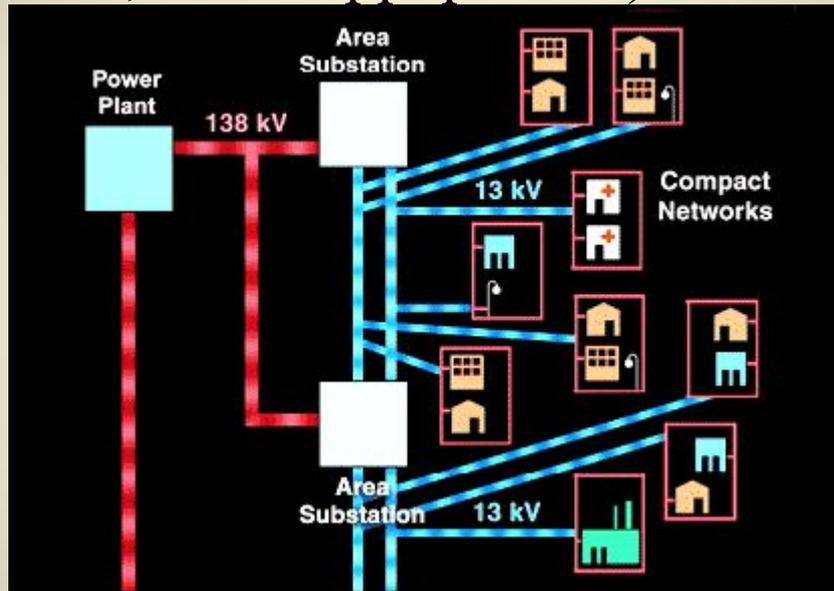
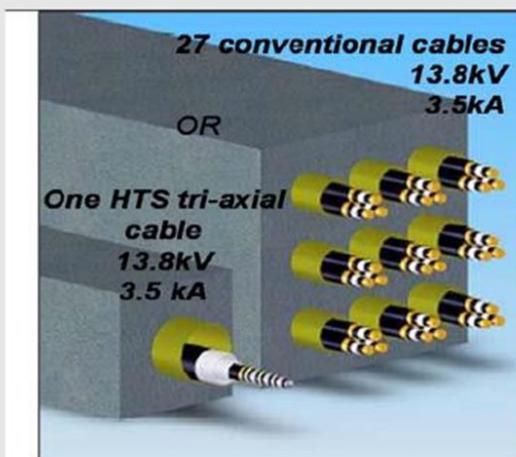


Рис.1. Схема размещения ВТСП кабеля на 13 кВ в распределительной сети низкого напряжения.

Power Plant – электростанция, Area Substation – подстанция, Compact Networks – группа потребителей на общем фидере

Сверхпроводимость

ВТСП кабели могут помочь при решении проблем с постоянно увеличивающейся потребностью мегаполисов в электроэнергии: они могут передавать в 10 раз большую мощность по сравнению с традиционными медными кабелями при аналогичном сечении кабельного канала. Замена медных кабелей с использованием имеющихся в грунте коммуникаций не требует дорогостоящих земляных работ.



Кабель 13,8 кВ; 3,5 кА (50 МВт)
В традиционном и сверхпроводниковом
исполнениях

Общий накопленный опыт эксплуатации ВТСП кабелей в мире уже превысил 20 лет непрерывной работы. ВТСП кабельные линии включены в реальные энергосистемы:

- сети распределительные 10 – 66 кВ,
- сети магистральные 66 – 275 кВ.

Широкое внедрение ВТСП кабельных линий ожидается в 2025-2030 годах. Ожидаемая длина кабельных линий составит более 5 км,



Кабельные линии на основе высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП КЛ)

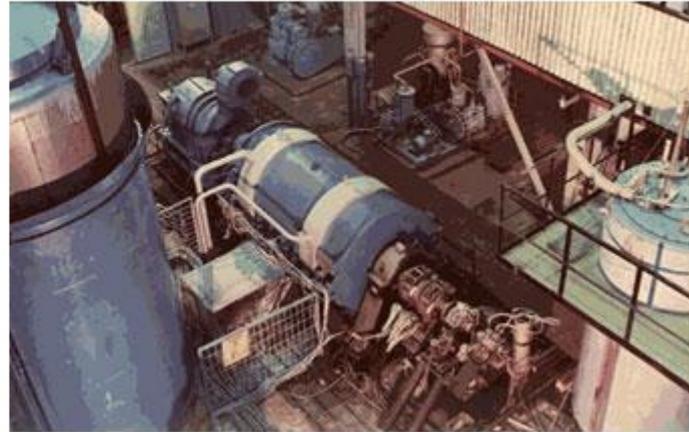
Сверхпроводимость

Обмотки из сверхпроводящих материалов могут создавать огромные магнитные поля в генераторах и электродвигателях, благодаря чему они будут значительно более мощными, чем обычные машины. В 2005 году концерн Siemens заявил о создании первого мощного генератора с использованием ВТСП (HTS генератор). Мощность генератора составила 4000 кВА, его вес и геометрические размеры в два раза меньше обычного. HTS генератор показал большую устойчивость по напряжению при изменении нагрузки и более высокие характеристики с точки зрения потребления реактивной мощности.

HTS генератор концерна
Siemens



Генератор разработанный ФГУП
«НИИЭлектромаш» (СПб)



Сверхпроводимость

В 2007 года American Superconductor (AMSC) и Northrop Grumman (NOC) объявили об успешном завершении испытаний крупнейшего в мире ВТСП судового электродвигателя мощностью 36.5 МВт. Масса электродвигателя 75 т, что в три раза меньше чем для двигателя традиционного исполнения. Сразу по завершению испытаний электродвигатель передали ВМФ США, впоследствии предполагается установить электродвигатель на новейший эсминец класса DDG-1000.



Сверхпроводимость и сверхтекучесть

Компьютеры

Сверхпроводящие элементы могут обеспечивать очень малые времена переключения, ничтожные потери мощности при использовании тонкопленочных элементов и большие объемные плотности монтажа схем. Разрабатываются опытные образцы тонкопленочных джозефсоновских контактов в схемах, содержащих сотни логических элементов и элементов памяти.

Сверхтекучесть

•Сверхтекучесть

Сверхтекучесть была обнаружена у гелия при температуре ниже 2,17 К в 1938 г. академиком П.Л.Капицей (Нобелевская премия 1978 г.). Спин атома равен нулю, поэтому он является бозоном. Гелий сжижается при атмосферном давлении и температуре 4,2 К (гелий I), а при температуре 2,17 К происходит фазовый переход второго рода (без поглощения или выделения тепла и изменения плотности) в жидкую фазу гелий II. Сверхтекучий гелий II обнаруживает **отсутствие вязкости** при течении по капиллярам и создает тонкую пленку толщиной около 100 атомных слоев, которая покрывает выступающую часть погруженного в гелий предмета. Пустая пробирка, опущенная в гелий II, наполняется до уровня жидкости в основном сосуде. Теория сверхтекучести является очень сложной и связана с тем, что атомы, являясь бозонами, при $T = 0$ К находятся в основном, невозбужденном состоянии с нулевым импульсом (конденсация Бозе-Эйнштейна). Повышение температуры приводит к возникновению возмущений не отдельных атомов, а всей жидкости. При определенной скорости движения гелия II законы сохранения запрещают обмен импульсом и энергией между капилляром и жидкостью и возникает сверхтекучесть. Сверхпроводимость и сверхтекучесть являются квантовыми эффектами, проявляющимися в макроскопических масштабах.