

第七章 超导电子学

就对社会冲击而言，高温（最终将达到室温）超导可能是，除了受控核聚变之外，物理学中最重要的问题！

—诺奖获得者Ginzburg

硫化氢创高温超导新纪录

ARTICLE PREVIEW

[view full access options](#) ▶

NATURE | LETTER



日本語要約

Conventional superconductivity at 203 kelvin at high pressures in the sulfur hydride system

A. P. Drozdov, M. I. Eremets, I. A. Troyan, V. Ksenofontov & S. I. Shylin

[Affiliations](#) | [Contributions](#) | [Corresponding author](#)

Nature **525**, 73–76 (03 September 2015) | doi:10.1038/nature14964

Received 25 June 2015 | Accepted 22 July 2015 | Published online 17 August 2015



Citation



Reprints



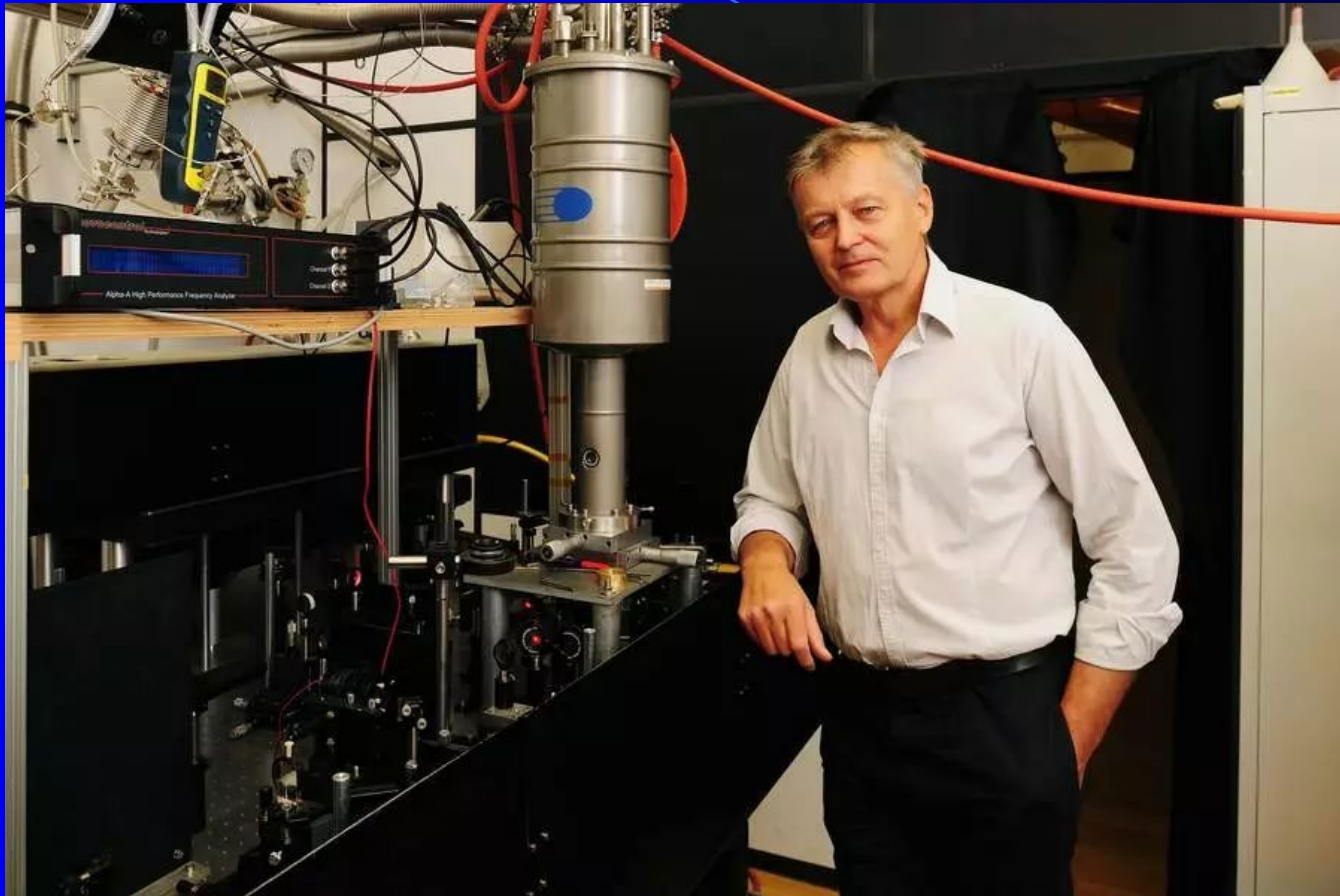
Rights & permissions



Article metrics

150万个大气压+203开氏度以下

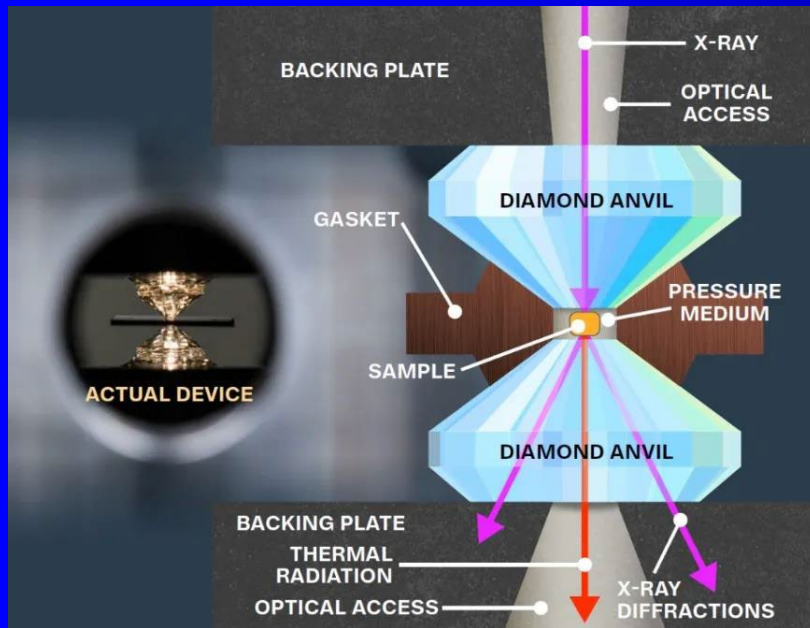
2018年12月 德国马普化学研究所的 Mikhail Erements



氢化镧 (LaH_{10}) 在 250 开尔文 (-23°) 170 GPa
地球大气压的一百万倍

2020年10月15日，美国科学家Ranga P. Dias等人在Nature封面发表重磅论文，实现了15°C的室温超导。


科学杂志2020十大突破



- 这种超导材料由C、H、S三种元素组成的化合物；
- 所需要的压力为267GPa，是大气压力的260万倍。
- 一种极端条件换成另一种极端条件？？

Matters Arising | [Published: 25 August 2021](#)

Unusual width of the superconducting transition in a hydride

[J. E. Hirsch](#)  & [F. Marsiglio](#) 

[Nature](#) **596**, E9–E10 (2021) | [Cite this article](#)

7618 Accesses | **15** Citations | **57** Altmetric | [Metrics](#)



加州大学圣地亚哥分校理论物理学家Jorge Hirsch对原文中提出的氢化物是否存在超导性提出了质疑。

HOME > NEWS > ALL NEWS > 'SOMETHING IS SERIOUSLY WRONG': ROOM-TEMPERATURE SUPERCONDUCTIVITY STUDY...

NEWS | PHYSICS

'Something is seriously wrong': Room-temperature superconductivity study retracted

After doubts grew, blockbuster Nature paper is withdrawn over objections of study team

26 SEP 2022 • 11:00 AM • BY [ERIC HAND](#)



2022年9月26日，Nature宣布调查结束，不顾论文中全部九位作者的极力反对，决定撤稿。

第七章 超导电子学

某些金属和合金



冷却到足够低的温度

- 电阻突然消失（完全导电性）：“零电阻”特性
- 完全抗（逆）磁性：迈斯纳（Meißner effect）效应



超导电性

superconductivity

超导体“零电阻”

直流电阻消失、但交流电阻存在



交变场

超导体内存在电场，产生正常电流

低频



超导电流主导



损耗较低

高频



电流趋肤效应（穿透深度）



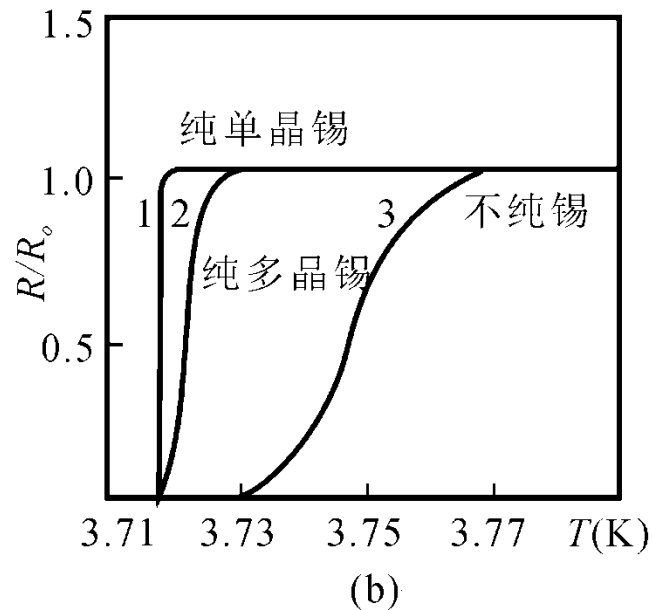
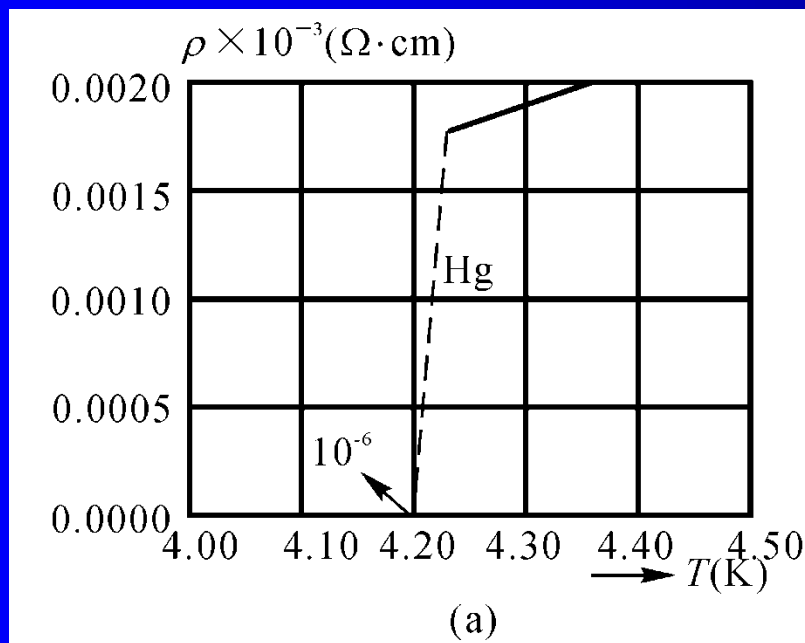
较大损耗

7.1 超导的基本特性

7.1.1 完全导电性

温度下降，汞4.2 K、锡3.7K、...（临界温度 T_C ）

↓ 电阻由正常值突然下降到接近于零
直流“零电阻”



超导相变:

- $T > T_C$ (如: 汞 $T_C \approx 4.2 \text{ K}$): 常导态N, “单”电子导电
- $T < T_C$: 超导态S, “电子对”导电

超导材料类型:

绝缘体

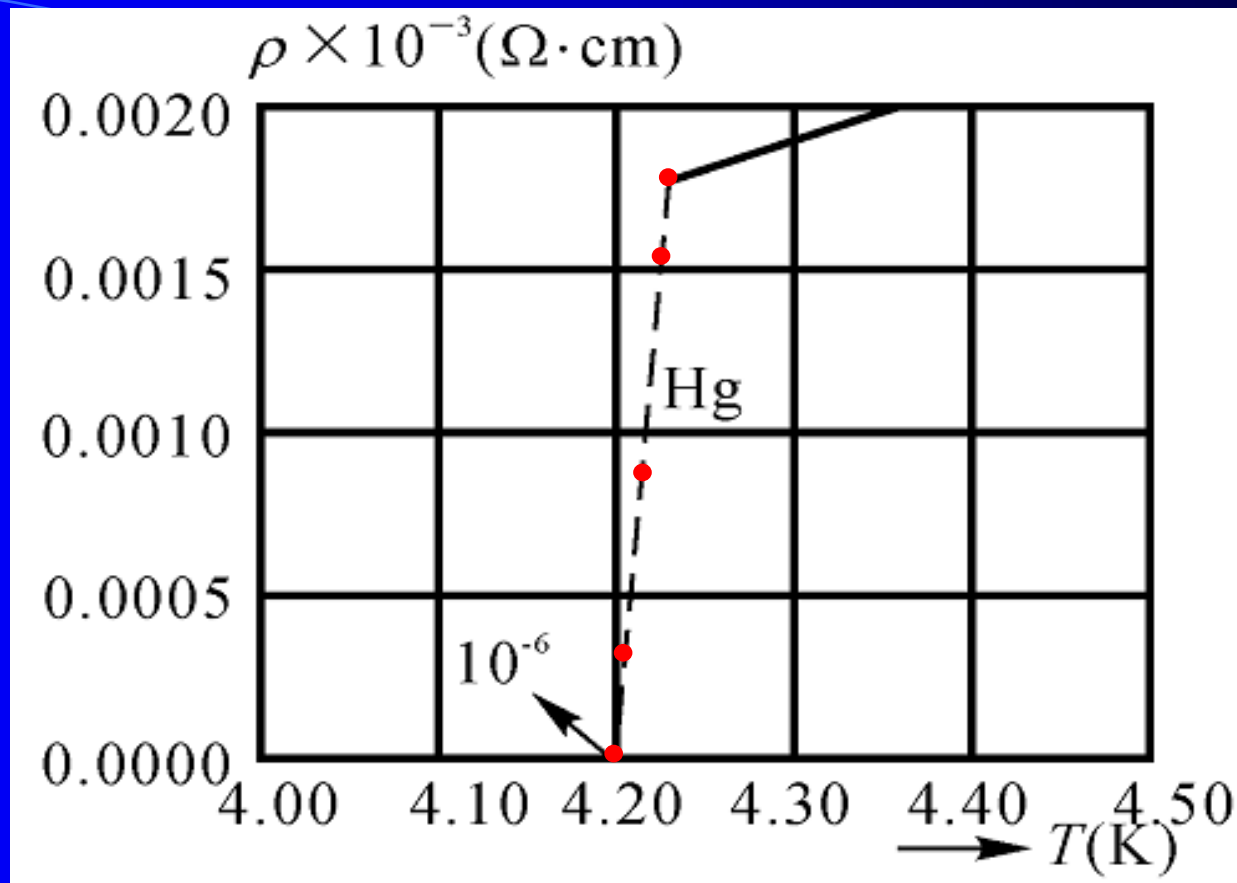
- 金属型
- 金属与非金属形成的合金和化合物型
- 非金属与非金属形成的合金和化合物型

常见元素超导材料的临界温度 T_C 和临界磁场 H_C :

表7.1.1 列出16种元素超导材料

临界温度 T_C 测量比较困难:

- 温度在临界温度 T_C 以下的电阻率: $10^{-18} \mu\Omega \cdot \text{cm}$
- (比较) 导体铜 (Cu) 的电阻率: $1.724 \mu\Omega \cdot \text{cm}$



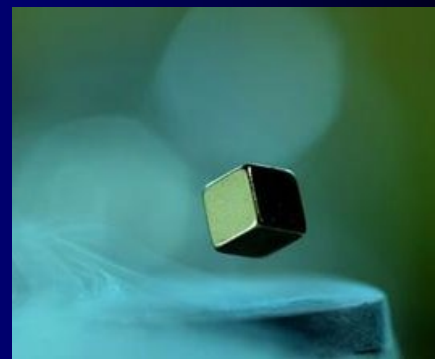
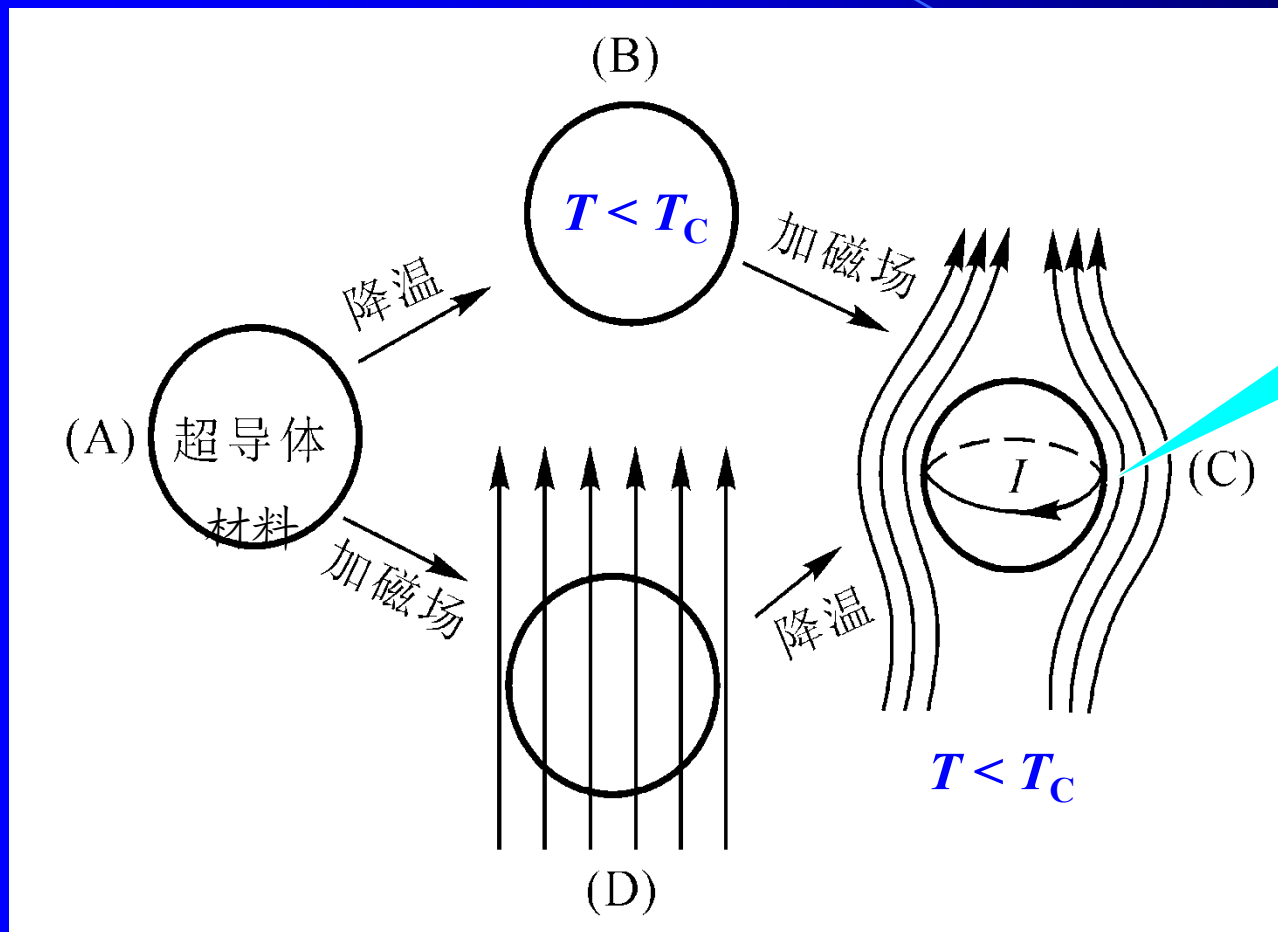
超导材料发生正常→超导转变时，电阻的变化是在一定的温度间隔中发生，而不是突然变为零的。对于高 T_c 氧化物超导体，该温度间隔可达十几 K；

- **起始温度**：RT 曲线开始偏离线性所对应的温度；
- **中点温度**：电阻下降至起始温度电阻的一半时的温度；
- **零电阻温度**：电阻降至零时的温度。
- **转变宽度**：电阻从起始温度电阻的 90 % 下降到 10 % 所对应的温度间隔。

超导电子学主要研究:

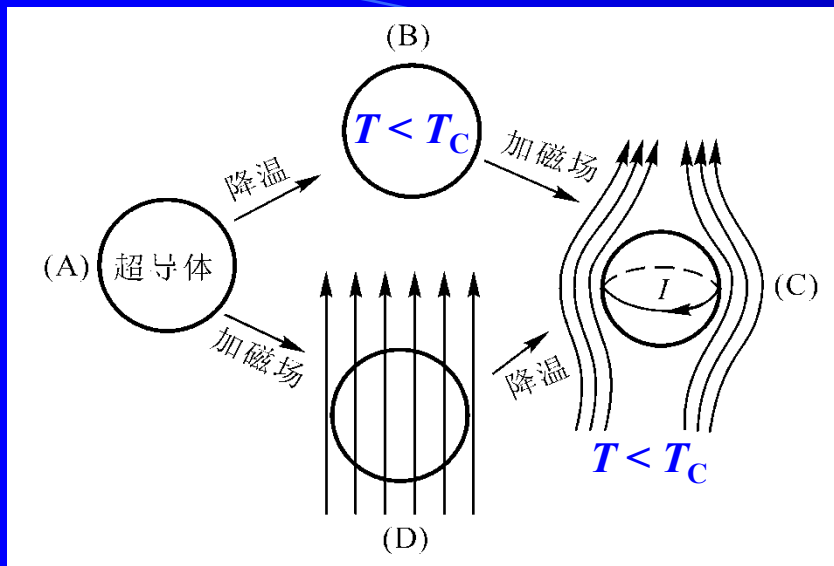
- 汞4.2 K低温“零电阻” (K. Onnes, 1911, 诺贝尔奖)
- 库柏电子对 (L.N. Cooper)
- 二流体理论 (C.J. Gorter, H.B.G. Casimir)
- BCS理论 (J. Bardeen, L.N. Cooper, J.R. Schrieffer, 1957, 诺贝尔奖)
- 超导体单电子隧道效应 (I. Giaever, 1960, 诺贝尔奖)
- 约瑟夫逊效应 (B.D. Josephson, 1962, 诺贝尔奖)
- $T_C > 30$ K超导电性 (K.A. Mueller, J.G. Bednorz, 1987, 诺贝尔奖)
- 超导、超流体 (发展伦敦方程, 金茨堡-朗道方程1950) (V. Ginzburg, A. Abrikosov, A. Leggett, 2003, 诺贝尔奖)

7.1.2 完全逆磁性



磁场被排斥
在超导体外

不论对导体是先降温后加磁场，还是先加磁场后降温，只要进入超导状态，超导体就把全部磁通量排出体外。



外加磁场

感生

超导体表面无损耗的超导电流（迈斯纳电流）

表面电流穿透体内深度

外磁场也能穿透体内相同深度

穿透深度 λ_L ：伦敦(London)穿透深度

超导体内部磁化强度 M

$$B = \mu_0 (H + M)$$

$$M = -H$$

$$B = 0$$

7.1.3 临界磁场和临界电流

超体会从超导态转变成为正常态:

- 温度上升到临界温度 T_C
- 磁场加强到临界磁场 H_C
- 电流密度增加到临界电流密度 J_C

超导-正常态相变曲线

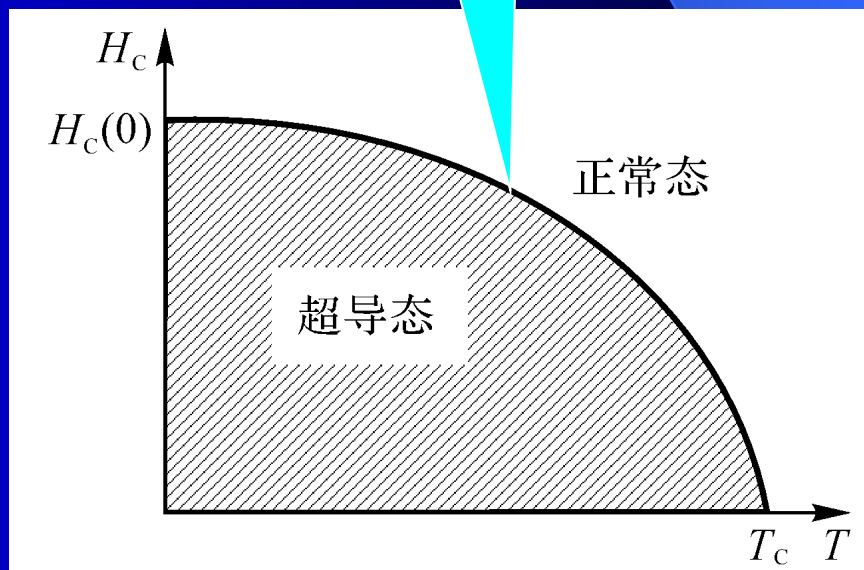
临界磁场、临界温度与温度的关系:

$$H_C(T) = H_C(T = 0 \text{ K})[1 - (T/T_C)^2]$$

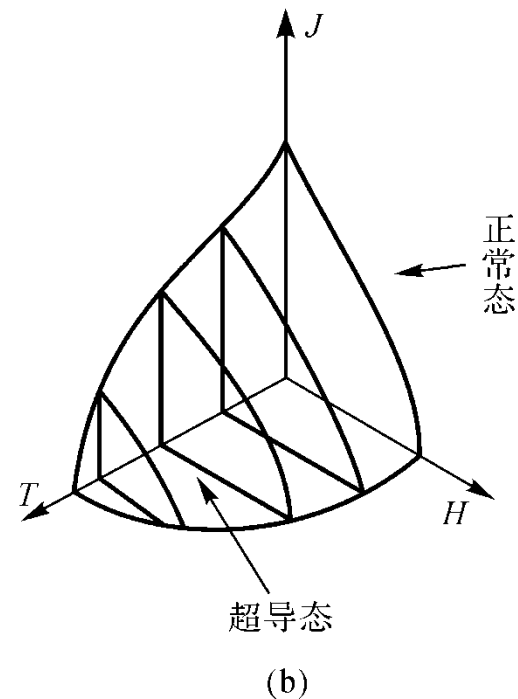
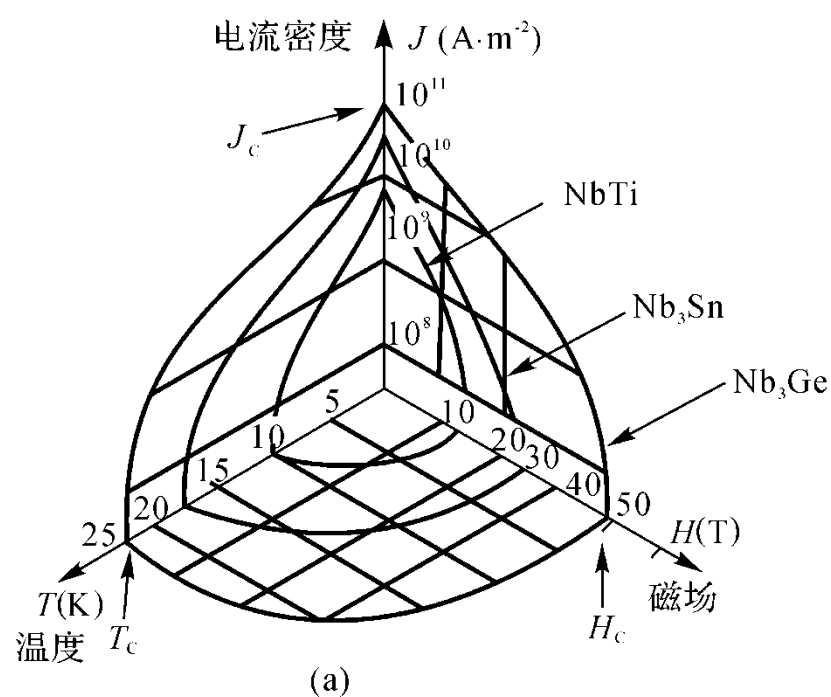
T=0K时的超
导临界磁场

表7.1.1 列出的临界温度

T_C 很小: $T_C < 10 \text{ K}$



三种超导材料 (NbTi、Nb₃Sn、Nb₃Ge) 的 临界磁场、临界电流与温度的超导-正常态相变曲面:



↓

磁场、电流、温度中任何一个增加

↓

其它两个的临界值都变小

7.2 二流体模型

唯象模型：物理学中解释物理现象时，不用其内在原因，而是用概括试验事实而得到的物理规律。唯象理论是试验现象的概括和提炼，但仍无法用已有的科学理论体系作出解释。即“知其然不知其所以然”。唯象理论对物理现象有描述与预言功能，但没有解释功能。最典型的例子如开普勒三定律，就是对天文观测到的行星运动现象的总结。实际上支配开普勒三定律的内在机制是牛顿的万有引力定律。进一步层次，牛顿的万有引力定律也是唯象的，需要用量子引力理论去解释。

超导体的二流体模型是一种唯象模型：

- 超导微观理论（如超导BCS理论）前的理论，已经被取代
- 定性解释超导体的比热、热导、超声吸收、两相熵差、比热差等物理现象
- 超导体的共有化自由电子有两类：常导电子、超导电子
- 两种电子占据同一体积，相互渗透，彼此独立运动

- 常导电子:

- 受晶格散射、有熵、有电阻、对比热有贡献
- 常导电流密度: $J_N = -n_N e v_N$
- 常导电子浓度: $n_N = n_0 (T/T_C)^4 \quad T < T_C$

- 超导电子:

- 凝聚态（凝聚在某个最低能量状态）超导电子
- 无晶格散射、零熵（不携带熵）、无电阻、对比热无贡献
- 超导电流密度: $J_S = -n_S e^* v_S$
- 超导电子浓度: $n_S = n_0 [1 - (T/T_C)^4] = \eta n_0 \quad T < T_C$
- η : 有序度（有序化的程度）

- 总电流密度: $J = J_S + J_N$

- 超导电子无阻: 超导电流短路常导电流、常导电子不负载电流

7.3 伦敦方程

伦敦方程:

- 超导体的电动力学
- 假定超导电子浓度 n_s 只与温度 T 有关

1. 零电阻

$$\begin{aligned} m^* \frac{\partial v_s}{\partial t} &= -e^* E \\ J_s &= -n_s e^* v_s \\ \frac{\partial J_s}{\partial t} &= -n_s e^* \frac{\partial v_s}{\partial t} \end{aligned}$$

与载流子漂移速度的区别?

$$v_d = \mu E$$



$$\Lambda^2 = \frac{m^*}{n_s e^{*2}}$$

伦敦第一方程:

$$\frac{\partial J_s}{\partial t} = \frac{1}{\Lambda^2} E$$

电场决定超导电流的时间变化率

假定超导电子形成一个稳定的电流 = 常数

伦敦第一方程

$$\frac{\partial J_s}{\partial t} = \frac{1}{\Lambda^2} E$$

电场 $E = 0$

常导电流

$$J_N = \sigma E$$

超导电流: $J_s = \text{常数}$

$$J_N = 0$$

无电场、有电流 (超导)

超导体中只存在无损耗电流

零电阻

超导电流对常导电流短路

普通导体电流由电场来维持，超导体中电流是靠磁场来维持的，电场只起加速超导电流的作用。

2. 逆磁性

麦克斯韦方程: $\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t}$

伦敦第一方程: $\frac{\partial J_S}{\partial t} = \frac{1}{\Lambda^2} E \rightarrow \Downarrow$
 $B = -\nabla \times (\Lambda^2 J_S)$

伦敦第二方程: 磁场决定超导电流

$$\nabla \times \nabla \times B = \nabla(\nabla \cdot B) - \nabla^2 B$$

麦克斯韦方程: $\nabla \times B = \mu_0 J_S$

麦克斯韦方程: $\nabla \cdot B = 0$

左边 $= \mu_0 \nabla \times J_S$

右边 $= -\nabla^2 B$

$\Lambda^2 = \frac{m^*}{n_S e^{*2}}$ 与位置无关

$$\nabla \times J_S = -B / \Lambda^2$$

左边 $= -\mu_0 B / \Lambda^2$

伦敦第二方程(矢量微分方程): $\nabla^2 B - B / \lambda_L^2 = 0$

伦敦穿透深度 $\lambda_L = \Lambda / \mu_0^{1/2}$ 金属超导穿透深度: $10^{-5} \sim 10^{-7} \text{ m}$

磁荷为0

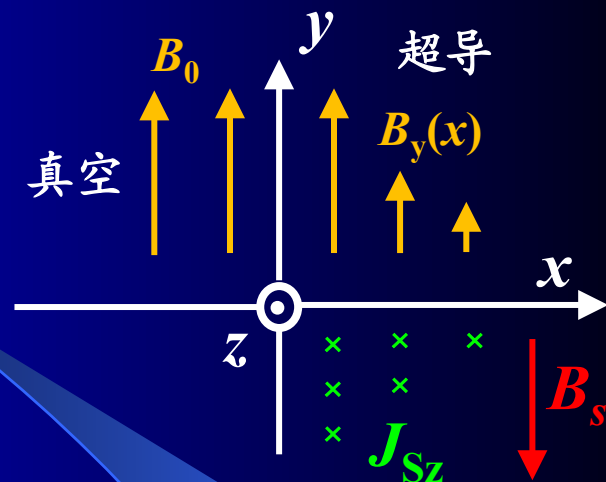
磁感应强度

$$B_y(x) = B_0 \exp(-x/\lambda_L)$$

麦克斯韦方程: $\nabla \times B = \mu_0 J_S$

$$J_S = J_{Sz} \hat{z}$$

$$J_{Sz} = -[B_0/(\mu_0 \lambda_L)] \exp(-x/\lambda_L)$$



沿y方向的磁场激励产生了

沿-z方向的超导表面电流, 穿透超导体体内深度也为 λ_L

右手螺旋法则

超导体内部, $J_{Sz} (< 0) \longrightarrow B_S = B_{Sy} (< 0)$

与外磁场抵消

完全逆磁性

3. 金茨堡-朗道方程

假设：超导电子浓度 n_s 只与温度有关



伦敦方程

实际上， n_s 与温度、位置、磁场都有关



金茨堡-朗道方程（G-L方程）

2003年诺贝尔奖物理学奖：超导、超流体



Vitaly Ginzburg
俄罗斯诺夫戈罗
大学 (87)



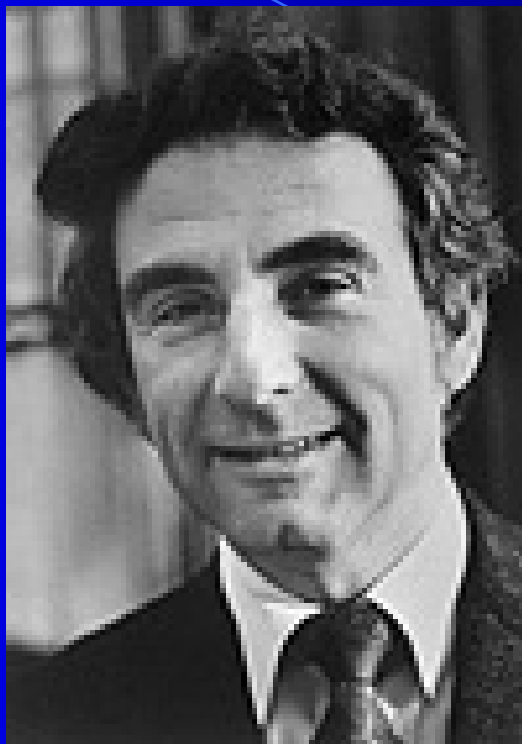
Anthony Leggett美国
伊利诺大学 (65)



Alexei Abrikosov美国
伊利诺州

阿尔贡国家实验室 (75)

7.4 超导BCS理论的物理图像

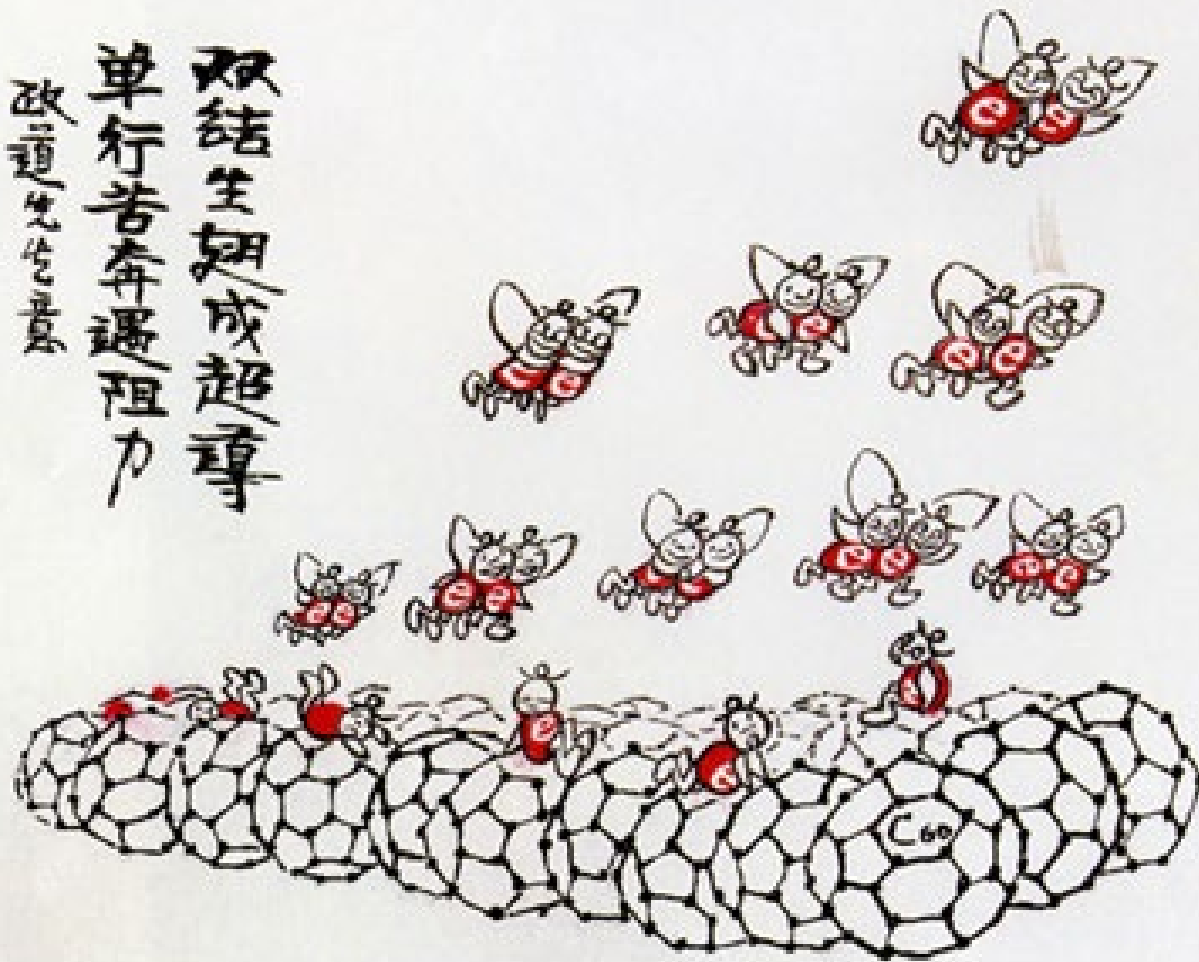


巴丁 (John Bardeen, 1908-1991) 库珀 (Leon North Cooper, 1930-) 施里弗 (John Robert Schrieffer, 1931-)

1957年，巴丁、库珀和施里弗在电子-声子相互作用形成Copper对的基础上，提出以他们的名字命名的BCS理论，“成功”阐述了超导现象的微观本质。1972年获得诺贝尔奖。

双结生翅成超尊
单行苦奔遇阻力
政道先生书

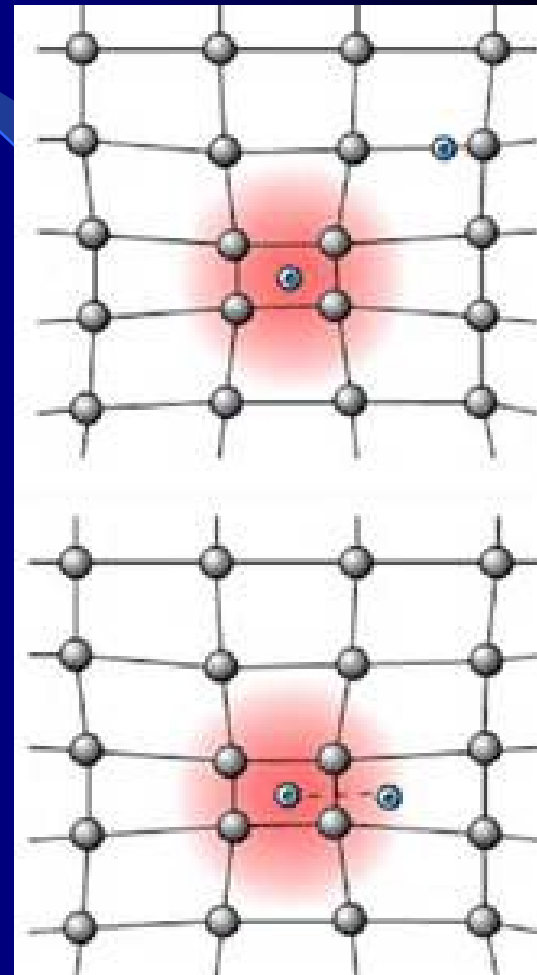
年启武夜
五十六岁



BCS (Bardeen、Cooper、Schrieffer) 超导微观理论

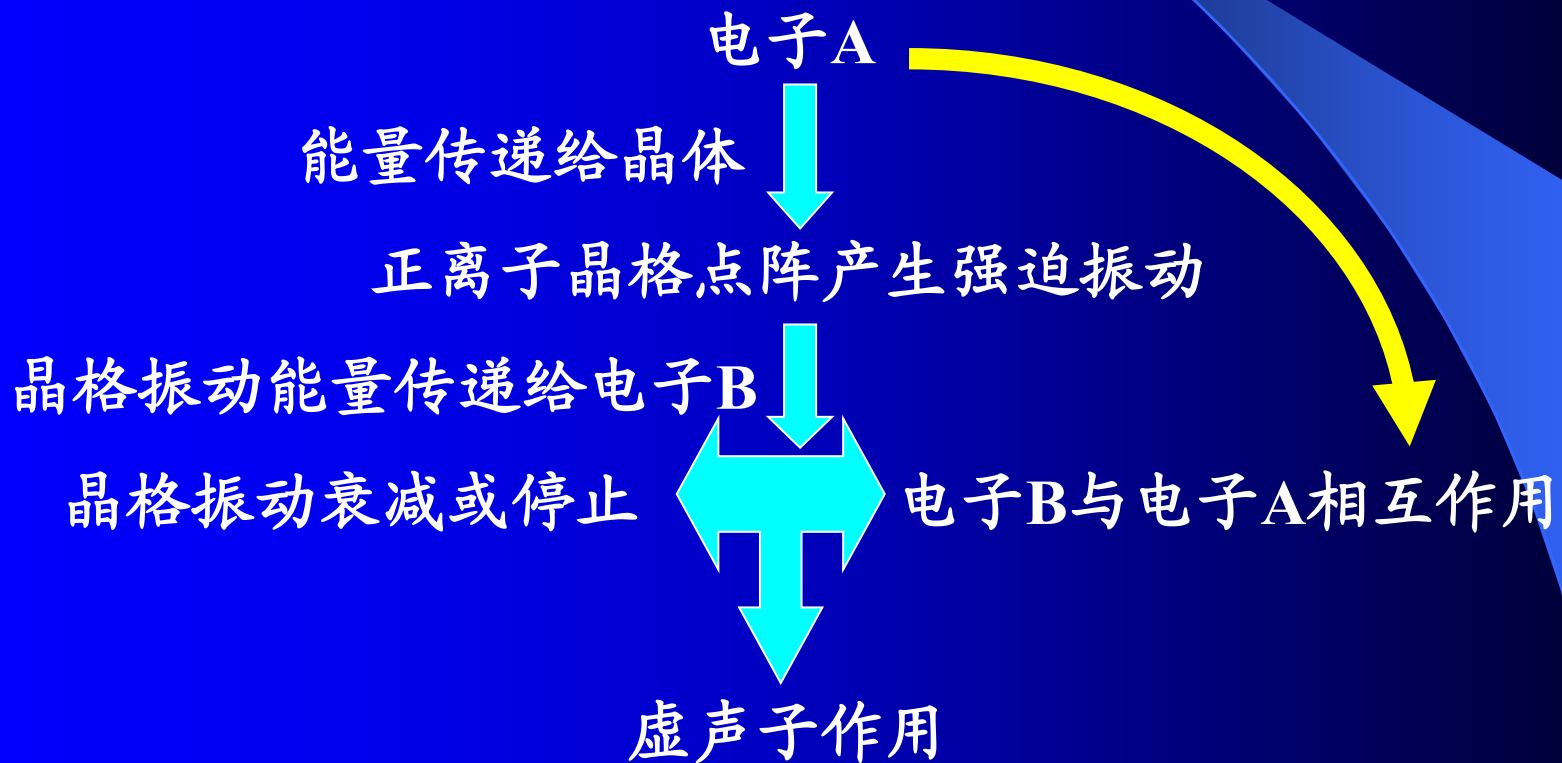
7.4.1 库珀电子对Cooper pair

- 电子之间的直接相互作用是互相排斥的库仑力。如果仅仅存在库仑力直接作用，电子不能配对。
- 电子在晶格中移动会吸引临近格点上的正电荷，导致格点的局域畸变，形成一个局域的高正电荷区。该局域的高正电荷区会吸引自旋相反的电子，和原来的电子以一定的结合能结合配对（库珀电子对）。
- 两个电子自旋相反，动量大小相等，方向相反时，吸引作用最大，结合最强。库珀电子对质心动量为零，波长很长，不会被晶格震动、缺陷和杂质散射，没有电阻。



BCS (Bardeen、Cooper、Schrieffer) 超导微观理论

7.4.1 库柏电子对Cooper pair



虚声子作用:

1. 动量作用

- 作用前动量: k_A 、 k_B
- 作用后动量: k'_A 、 k'_B
- 虚声子动量: q

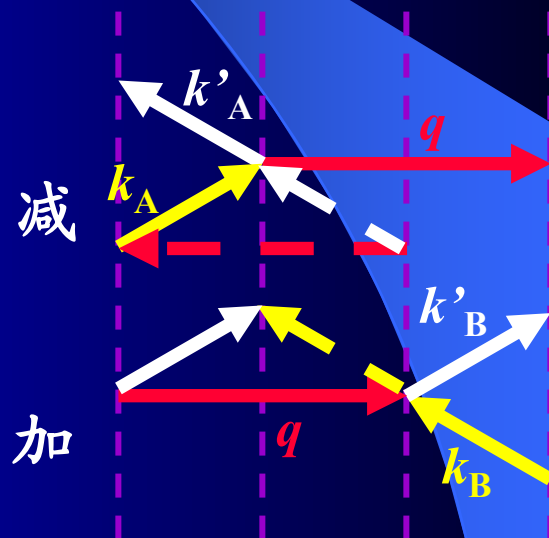
动量守恒:

- 电子A动量传递给虚声子:

$$k'_A = k_A - q$$

- 虚声子动量传递给电子B:

$$k'_B = k_B + q$$



2. 能量作用

电子A能量传递给晶体

电子A能量变化: $\Delta E = |E_A - E'_A|$

晶格振动

ω_0

本征(角)频率(德拜频率)

振动主体(振子)

晶格点阵强迫振动

$\omega < \omega_0$

振子和强迫力同相位

???

$\omega = \Delta E / \hbar$

能量子(角)频率

强迫力(外力)

$\omega > \omega_0$

振子和强迫力反相

?

晶格点阵强迫振动

$\omega < \omega_0$: 振子和强迫力同相

$\omega > \omega_0$: 振子和强迫力反相

正离子电荷密度运动
跟得上电子运动

离子不但不向电子
集中，反而稀疏

电子的库伦场有效的受到
它所感生的离子场的屏蔽

电子的电场被加强

电子A对电子B的吸引作用

电子A对电子B的排斥作用

同性相斥，为
什么相吸？

布上一对
铁球运动

- 电子间的吸引力（电子通过晶格振动交换能量相互吸引）
- 电子的库仑排斥力

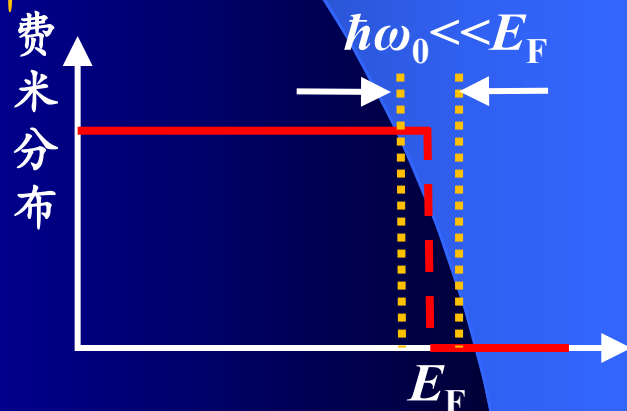
吸引力 > 排斥力
电子间微弱的净吸引力

- 波矢空间中，费米面附近的电子凝聚成库柏电子对：

$$\omega = |E_A - E'_A| / \hbar < \omega_0 \quad \text{德拜频率}$$

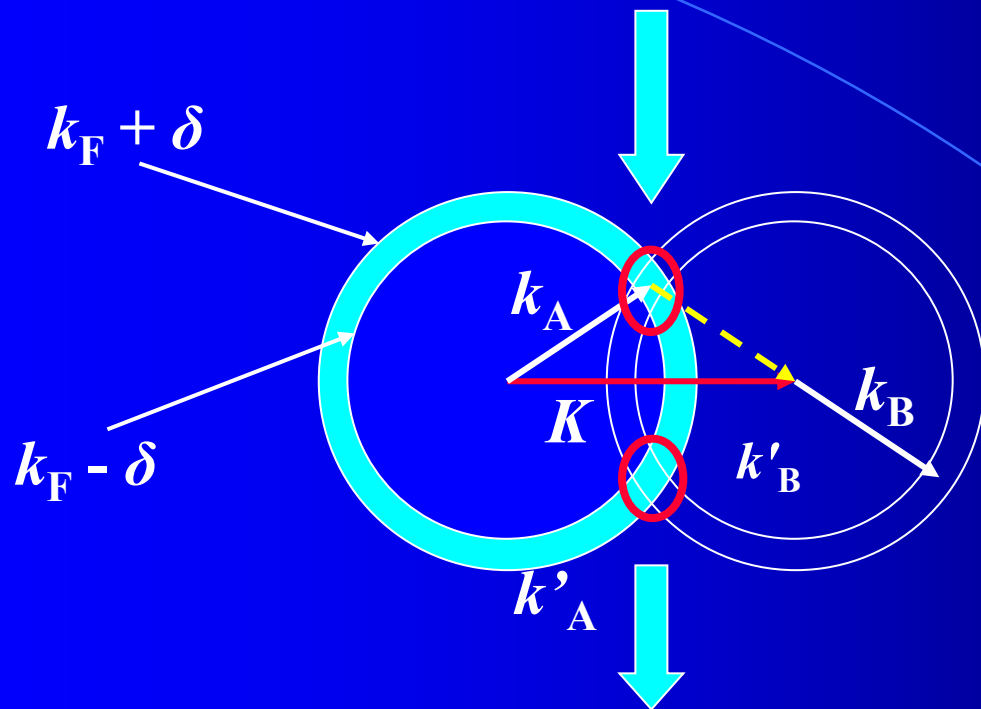
ω_0 很小

交换能量很小 ($10^{-4} E_F$)



只有费米面附近厚约 $\hbar\omega_0$ 的壳层内的电子之间能凝聚成库柏电子对
(费米能级 E_F 附近两个相距约 $1 \mu\text{m}$ 电子)

只有费米面附近的电子凝聚成库柏电子对



电子吸引力的强弱，取决于
一对电子(k_A, k_B)可以转变过
去的状态(k'_A, k'_B)的多寡。

两个电子的总动量 $K = k_A + k_B$ ：球心间距
形成库柏电子对后，动量守恒 $K = k'_A + k'_B$

只有在两球相交部分的电子才能形成库柏电子对

只有在两球相交部分的电子才能形成库柏电子对



$K=0$, 两球壳重合, 形成
电子对可能性最大



两个动量相反的电子
最容易束缚在一起

泡利不相容原理



两个自旋相反的电子
吸引力加强、互相靠拢



在费米面附近两个动量相反、自旋相反的电子
最容易凝聚成库柏电子对

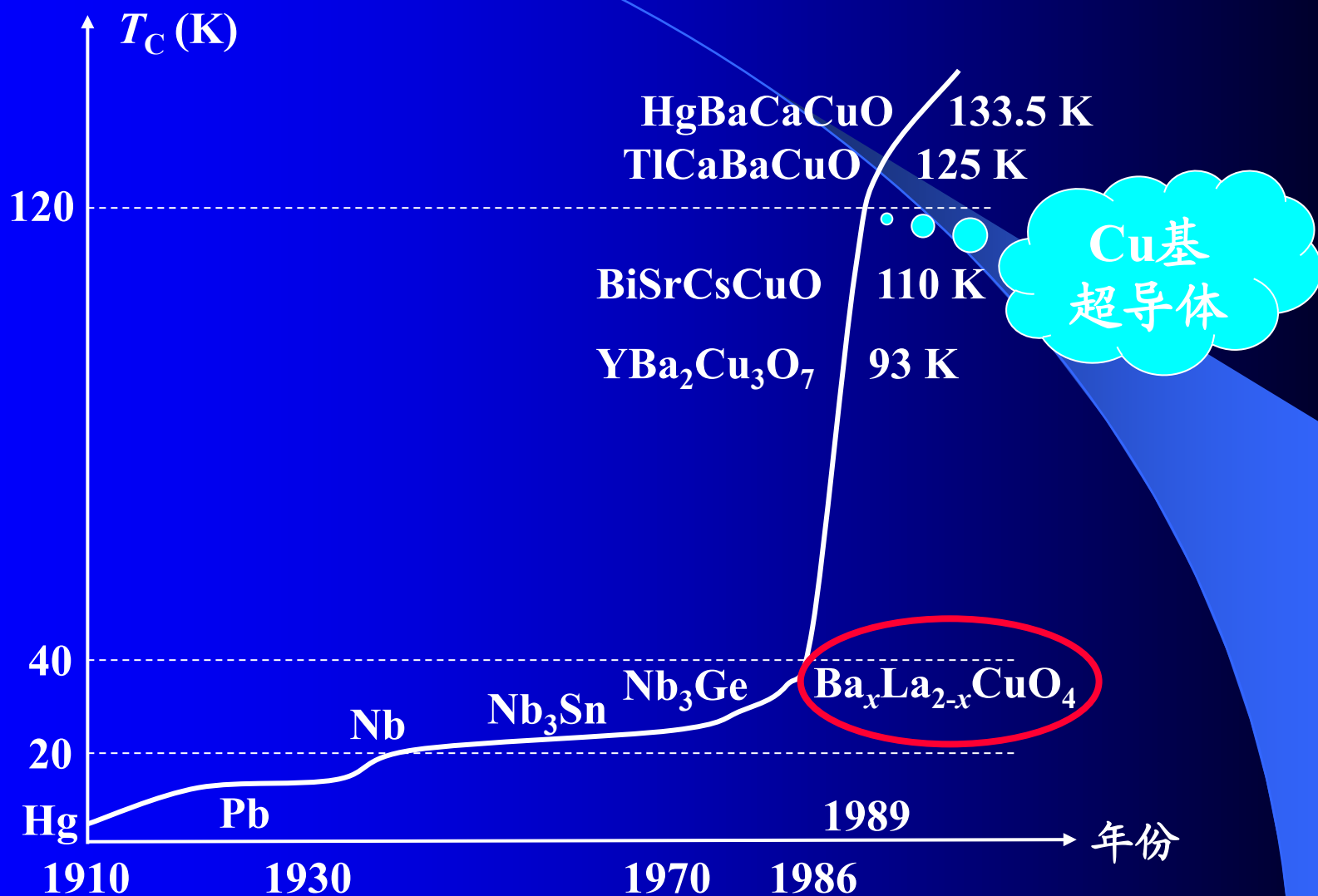


库柏电子对系统的能量 $<$ 两个常导电子系统的能量



- 固体中库柏电子对越多, 体系的能量越低;
- 拆散库柏电子对需要最低能量, 因此超导态和正常态存在能隙

高 T_C 超导high-temperature superconductors的发展概况:

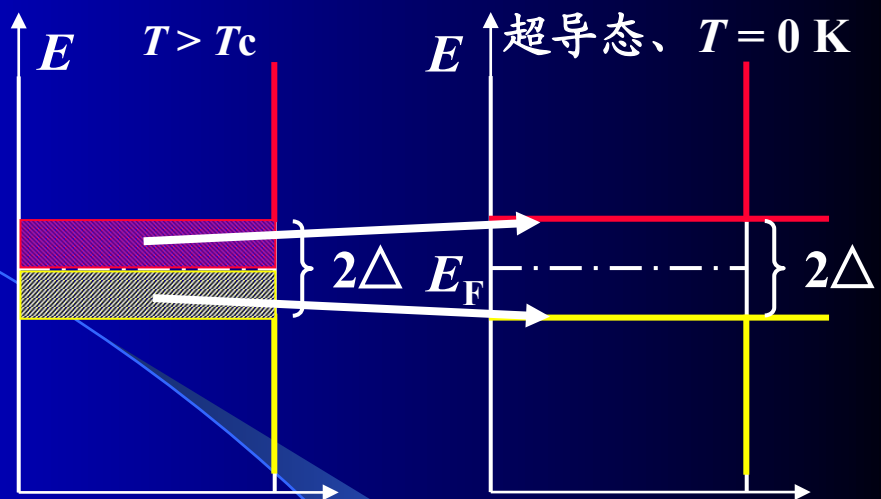


1986年，IBM研究实验室的物理学家柏诺兹和缪勒发现了临界温度为35K的镧钡铜氧超导体。这一突破性发现导致了一系列铜氧化物高温超导体的发现。柏诺兹和缪勒也因此荣获1987年度诺贝尔物理学奖。

铜基高温超导电性及其机理成为凝聚态物理的研究热点，但其超导机制无法被BCS理论解释，至今仍未解决。

7.4.2 能隙

超导态



库柏电子对能量小于 $2E_F$ 、不受泡利不相容原理限制

(大量库柏电子对的电子凝聚在 $E_F - \Delta$ 能级上)



在费米面附近产生宽度为 2Δ 的能隙 (类似禁带) :

(在能隙中不存在电子与电子对)



$E_F - \Delta$ 能级: 原来在 $E_F - \Delta$ 与 $E_F + \Delta$ 之间的电子凝聚成电子对

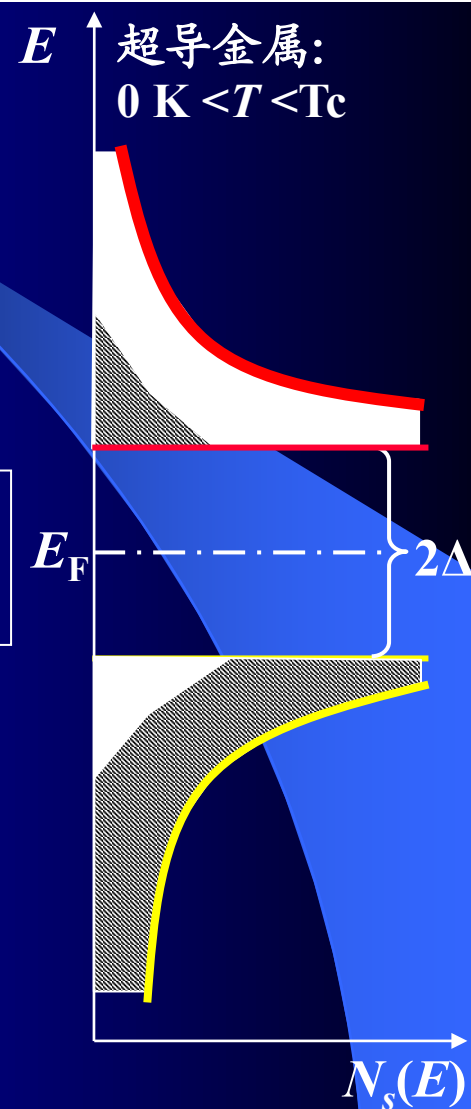
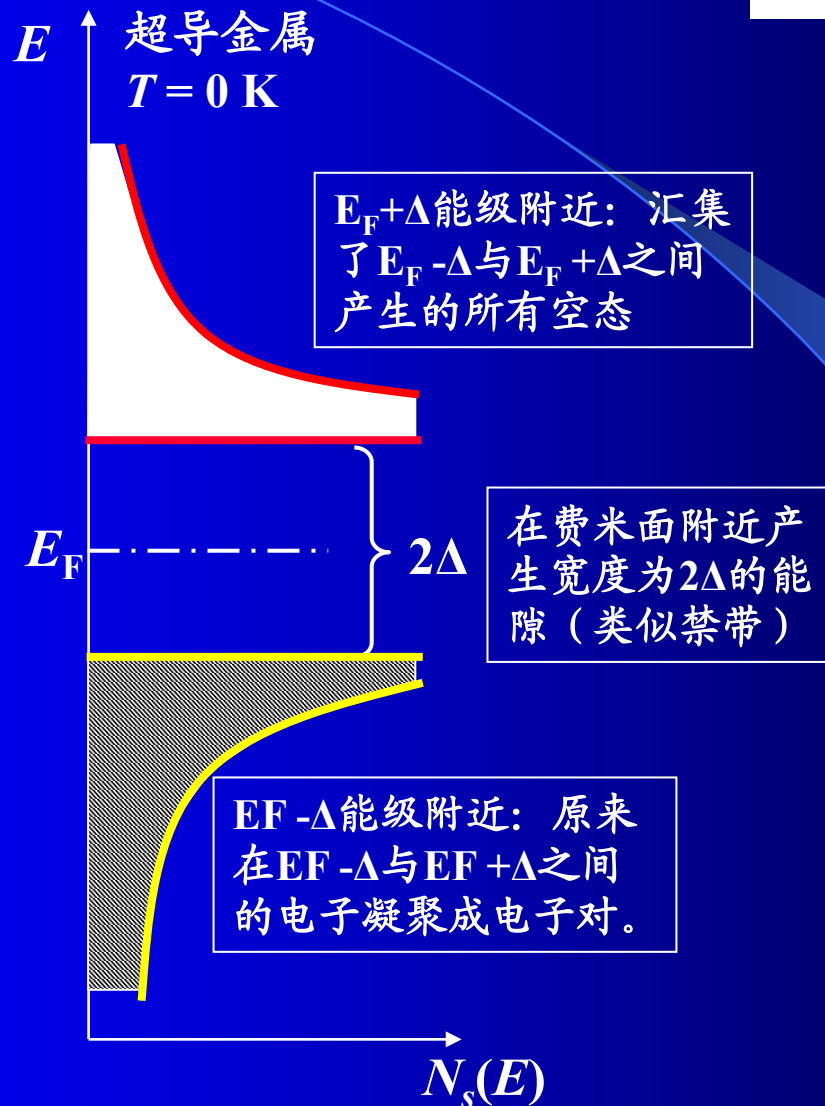
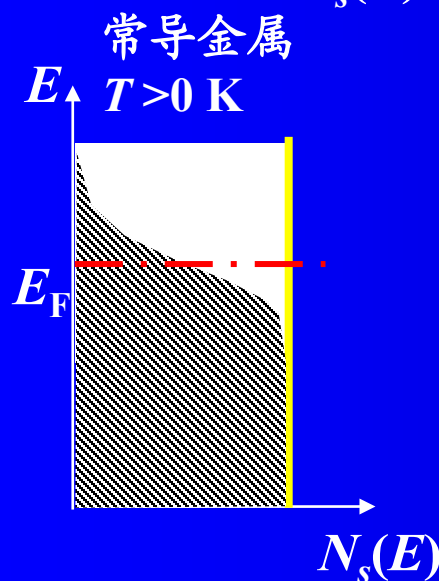
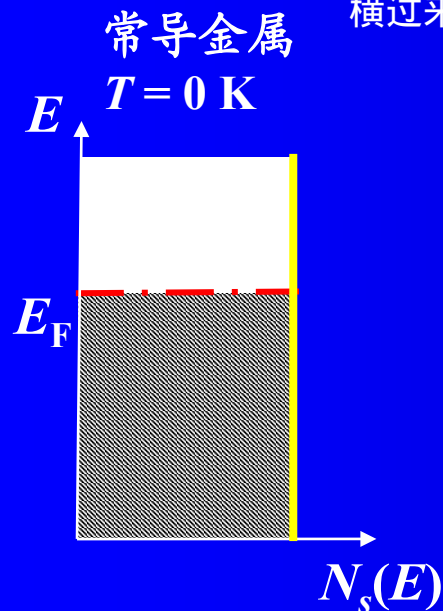
$E_F + \Delta$ 能级: 汇集了 $E_F - \Delta$ 与 $E_F + \Delta$ 之间产生的所有空态

若正常态电子态密度为 $N(E)$, 则超导态单电子能态密度函数:

$$N_s(E) = N(E) \left| \frac{E}{\sqrt{E^2 - \Delta^2}} \right|, |E| > \Delta$$

$$= 0, |E| < \Delta$$

横过来看就是态密度函数



库柏电子对能量小于 $2E_f$ 、不受泡利不相容原理限制

7.4.3 超导BCS理论的要点

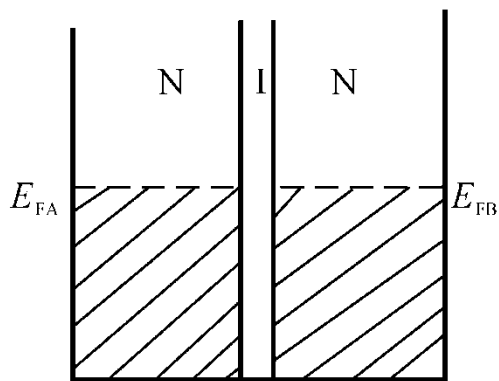
- 超导态是超导体导电电子的一种有序态
- 虚声子作用：
 - 正离子屏蔽库仑负电场
 - 产生电子间的相互吸引力
 - 形成库柏电子对
- 库柏电子对的两个电子相距约 $1\text{ }\mu\text{m}$ （相干长度）
- 能隙 2Δ 是超导体超导态与金属常导体的重要区别
- 可以由BCS理论导出伦敦方程
- 可以获得穿透深度 λ_L 和相干长度 ξ

7.5 超导结的隧道效应和约瑟夫逊效应

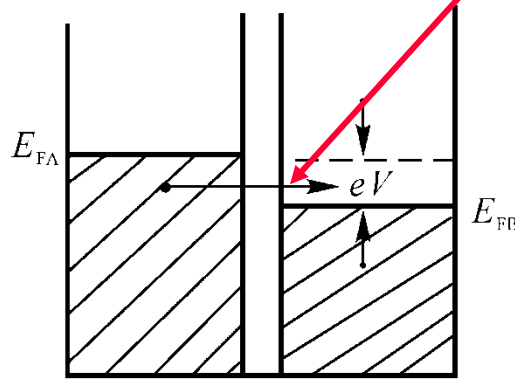
7.5.1 超导体单电子隧道效应

正常金属 N_1 —绝缘层I—正常金属 N_2 (N-I-N):

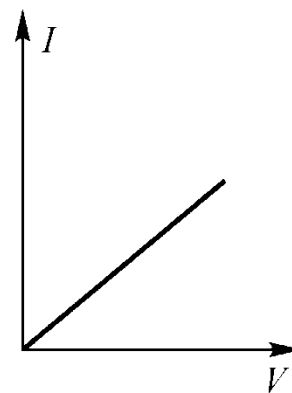
隧道电流



(a) $V=0$

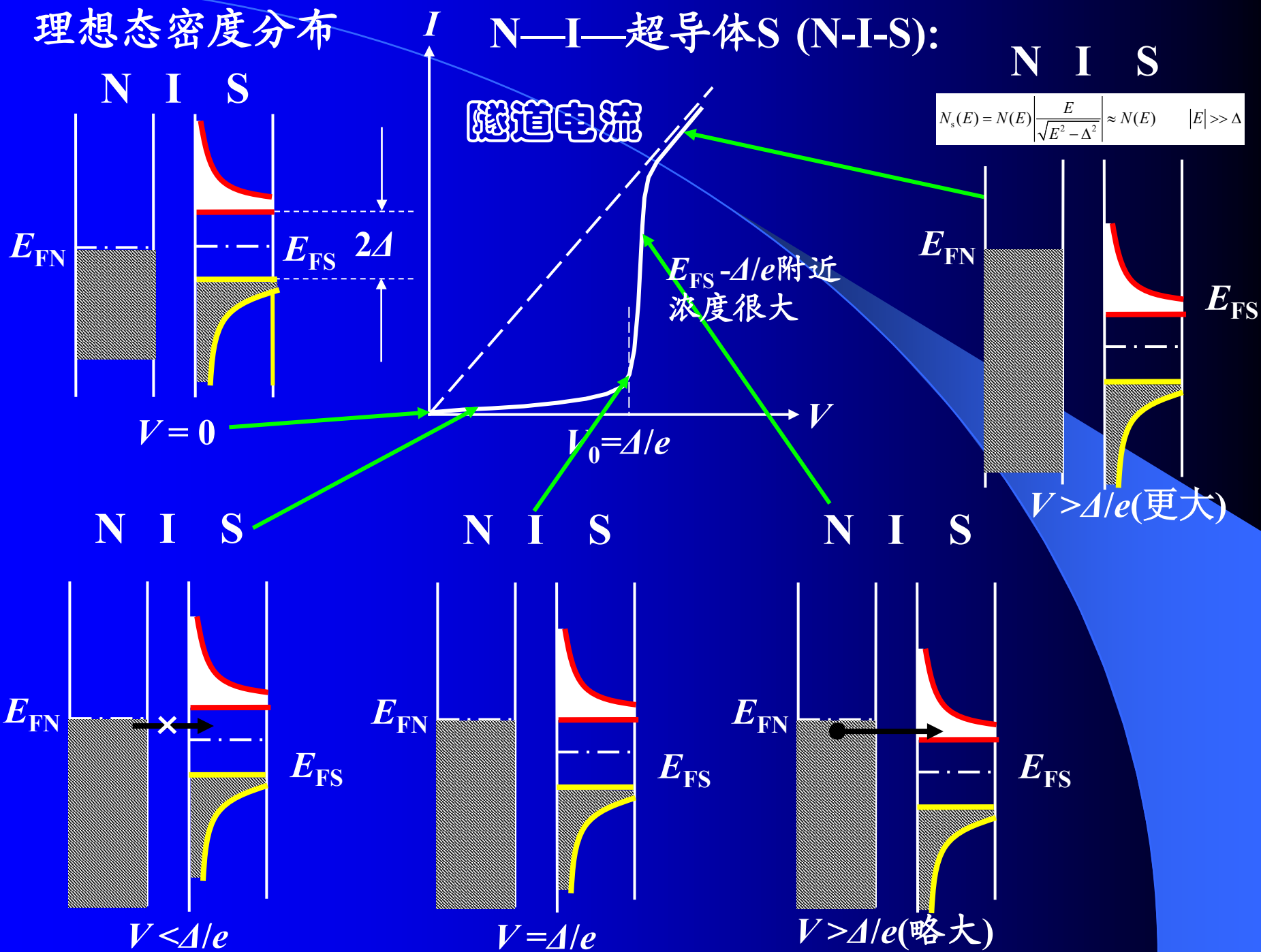


(b) $V \neq 0$

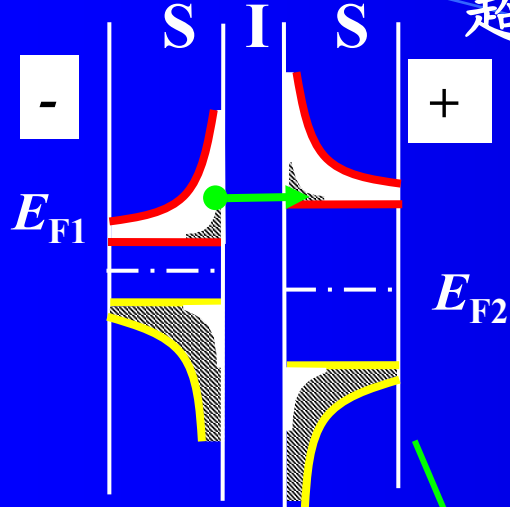


(c) I - V 图

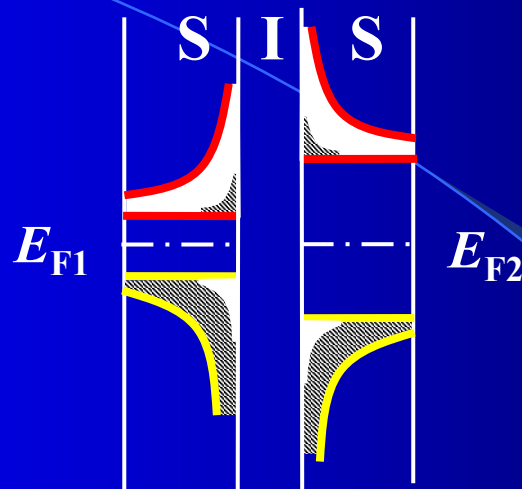
理想态密度分布



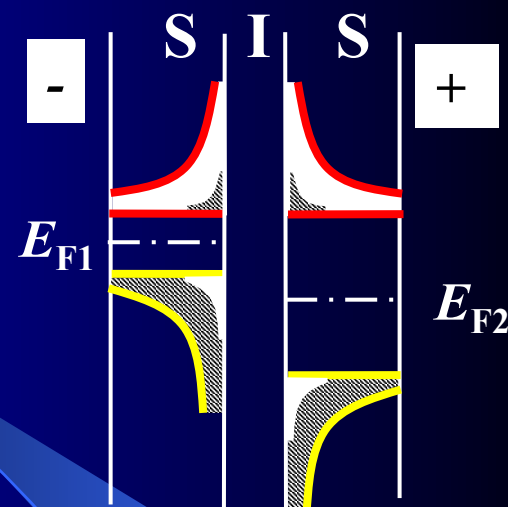
超导体 S_1 —I—超导体 S : $T < T_C$



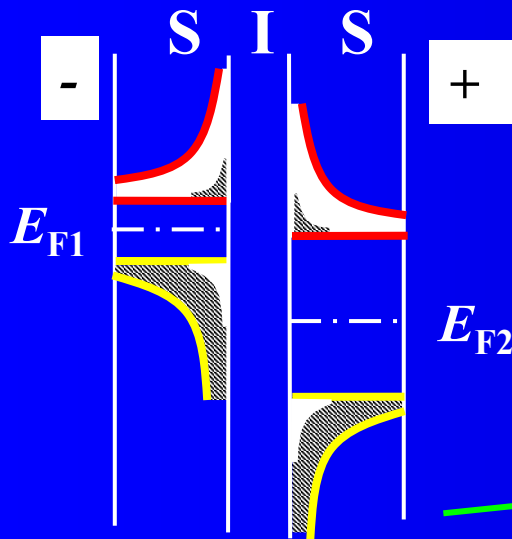
$$V < (\Delta_2 - \Delta_1)/e$$



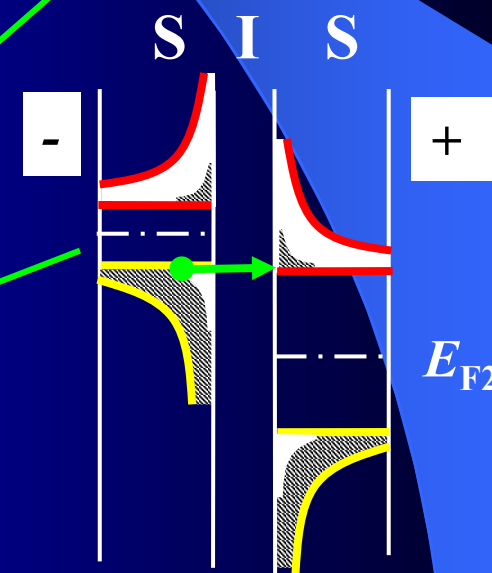
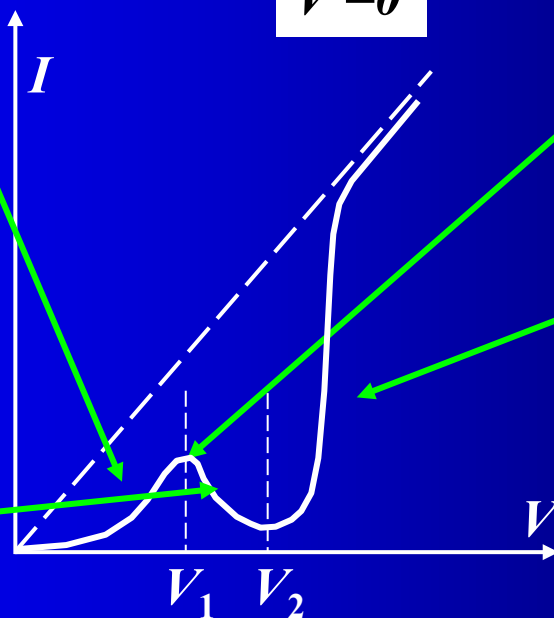
$$V = 0$$



$$V = (\Delta_2 - \Delta_1)/e = V_1$$



$$(\Delta_2 - \Delta_1)/e < V < (\Delta_2 + \Delta_1)/e$$



$$V > (\Delta_2 + \Delta_1)/e = V_2$$

- **超导体单电子隧道效应** (绝缘介质厚约几十到几百纳米): 隧道电流是正常电子穿过势垒。通过绝缘介质层的隧道电流是有电阻的。
- **超导体约瑟夫逊隧道效应** (绝缘介质厚约1纳米): 库柏电子对的隧道效应。库柏电子对穿过势垒后仍保持配对状态, 即结中存在超导电流。

1. 不加任何电场或磁场时, 有直流电流通过SIS结。
2. 在外磁场下, 该超导电流的临界值随磁场呈现规律性变化 (量子衍射效应)。
3. 在SIS结两端加直流电压, 结中会产生高频电流振荡, 其振荡频率为 $2eV/\hbar$ 。
4. 如果与直流电压同时施加高频信号, 能产生通过结的直流电流。

7.5.2 约瑟夫逊效应

约瑟夫逊方程：库珀电子对波函数满足薛定谔方程：

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\Psi(\mathbf{r},t)+U(\mathbf{r})\Psi(\mathbf{r},t)=j\hbar\frac{\partial\Psi(\mathbf{r},t)}{\partial t}$$

分离变量法

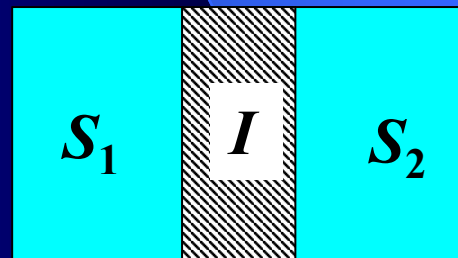
$$\Psi(\mathbf{r},t)=\psi(\mathbf{r})\varphi(t)$$

$$\begin{cases} \nabla^2\psi(\mathbf{r})+\frac{2m}{\hbar^2}[E-U(\mathbf{r})]\psi(\mathbf{r})=0 \\ E=j\hbar\frac{1}{\varphi(t)}\frac{d\varphi(t)}{dt} \end{cases}$$

定态薛定谔方程

SIS约瑟夫逊超导结 如果绝缘层I较厚 两侧无耦合

$$\begin{aligned} S_1: \quad j\hbar\frac{d\varphi_1(t)}{dt} &= E_1\varphi_1(t), & \varphi_1 &= \sqrt{n_{S1}}\exp(j\theta_1) \\ S_2: \quad j\hbar\frac{d\varphi_2(t)}{dt} &= E_2\varphi_2(t), & \varphi_2 &= \sqrt{n_{S2}}\exp(j\theta_2) \end{aligned}$$



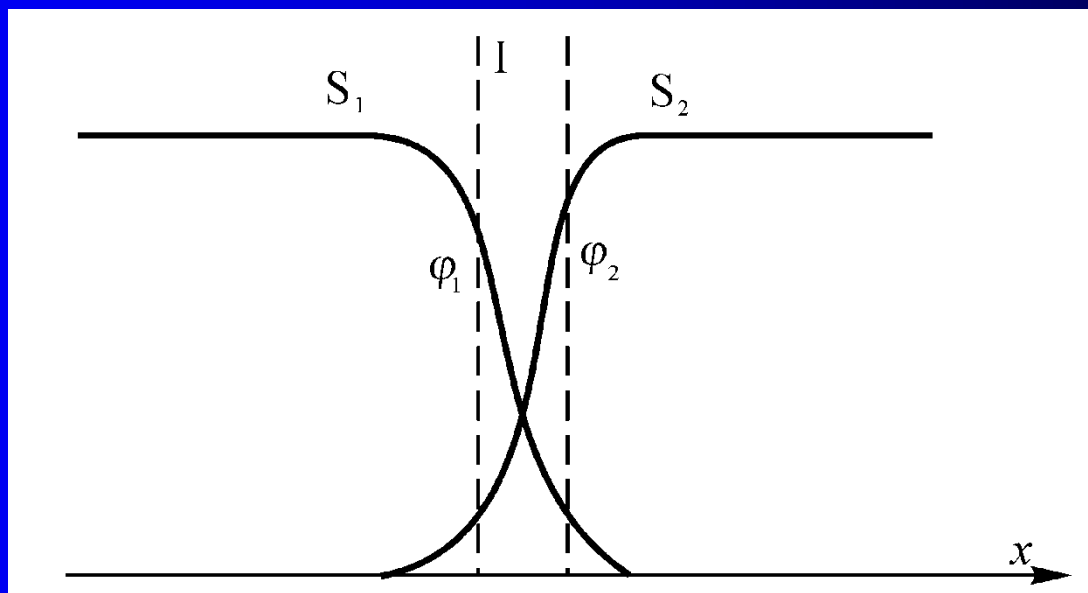
- θ_1 、 θ_2 为结两侧库珀电子对的量子相位 $\theta \sim -(E/\hbar)t$
- n_{S1} 、 n_{S2} 为结两侧库珀电子的浓度

为什么有根号？

绝缘层I很薄，厚度在1 nm右，则 S_1 和 S_2 之间存在弱耦合（波函数耦合系数 κ ），也即在 S_1 和 S_2 中的电子对存在一定的隧穿几率。若无外磁场，则定态薛定谔方程变成：

$$\begin{aligned} S_1: \quad j\hbar \frac{d\varphi_1(t)}{dt} &= E_1\varphi_1(t) + \kappa\varphi_2(t) \\ S_2: \quad j\hbar \frac{d\varphi_2(t)}{dt} &= E_2\varphi_2(t) + \kappa\varphi_1(t) \end{aligned}$$

波函数耦合系数



$$\begin{aligned} S_1: \quad j\hbar \frac{d\varphi_1(t)}{dt} &= E_1\varphi_1(t) + \kappa\varphi_2(t) \\ S_2: \quad j\hbar \frac{d\varphi_2(t)}{dt} &= E_2\varphi_2(t) + \kappa\varphi_1(t) \end{aligned}$$



$$\left\{ \begin{aligned} J_s &= (-2e) \left(-\frac{\partial n_{s1}}{\partial t} \right) = \left(\frac{4\kappa e}{\hbar} \right) \sqrt{n_{s1}n_{s2}} \sin \theta = J_C \sin \theta \\ \frac{d\theta}{dt} &= \frac{2eV}{\hbar} \end{aligned} \right.$$

结中存在电流，大小受量子相位差 θ 的影响

- 约瑟夫逊电流密度 J_s
- 临界电流密度 J_C
- 结两侧电子对的量子相位差 θ
- 结两侧电压 V

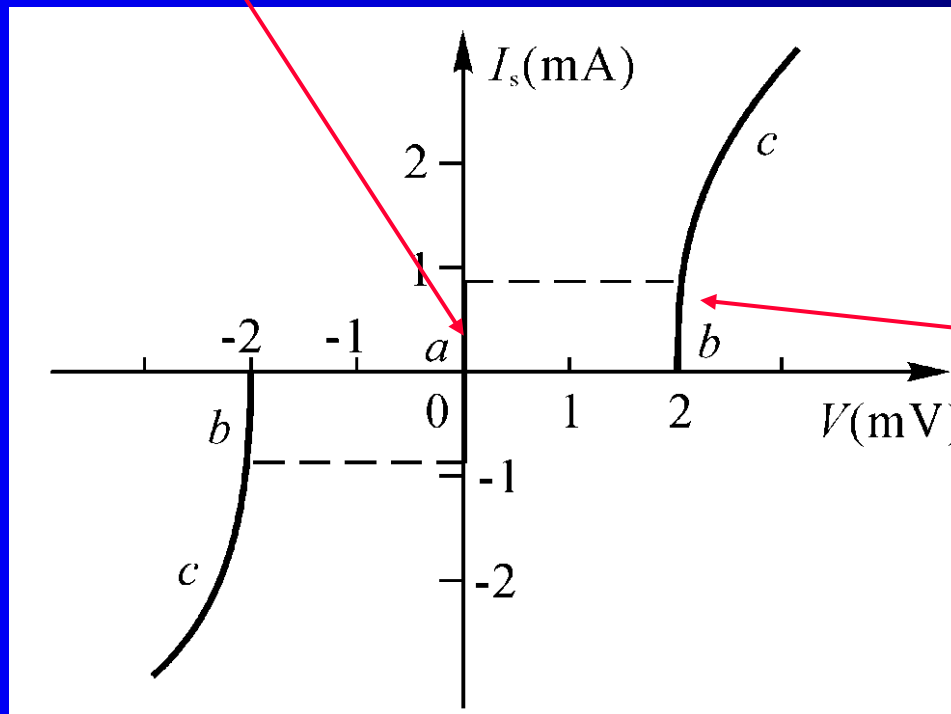
不加偏压，且无外磁场时， θ 不随时间变化，约瑟夫逊隧道电流为直流电流。

$$J_S = J_C \sin(\theta)$$

$$I_S = I_C \sin(\theta)$$

- $\theta = \pi/2$ 时电流达到最大值；
- 绝缘层上无电压降，好像具有“超导性”。

约瑟夫逊隧道电流

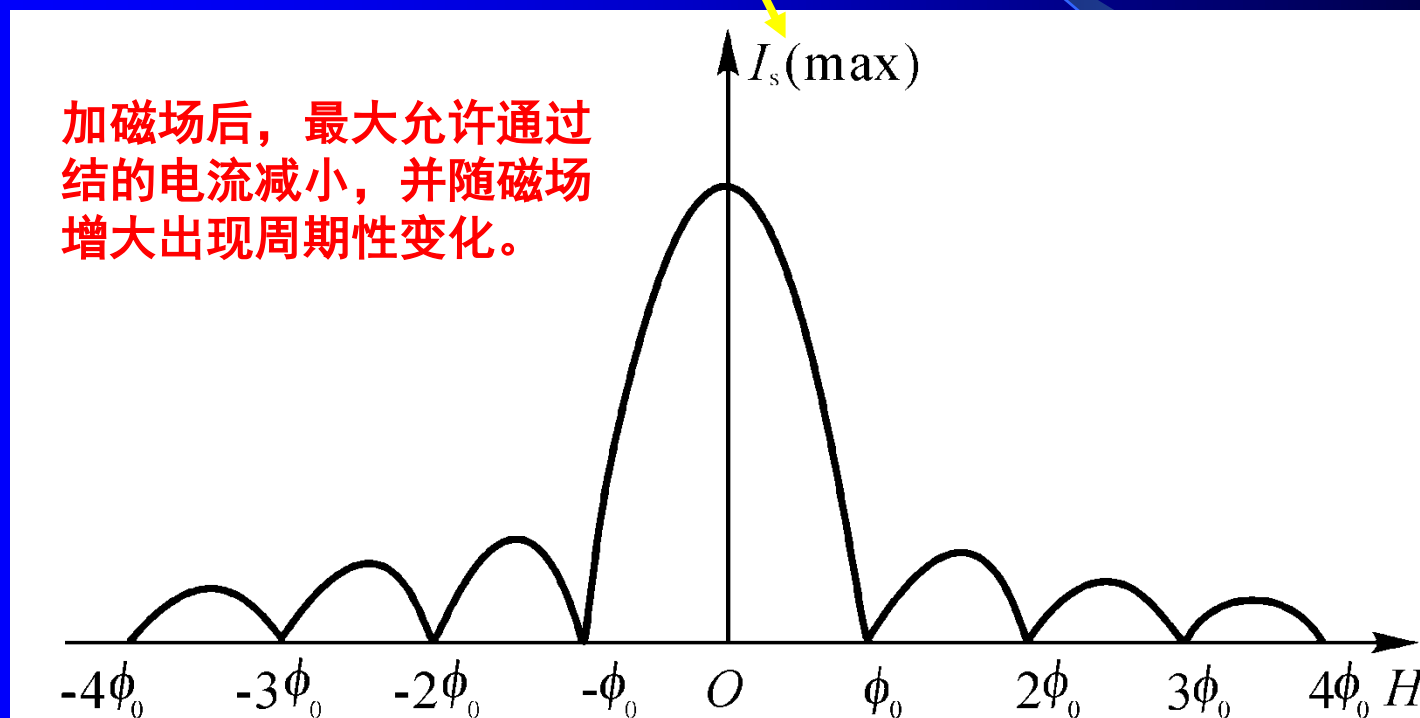


电子获得能量拆散库柏电子对，产生正常单电子隧道电流

加偏压时？

量子衍射效应（无偏压、有磁场）：

$$I_S = I_S(\max) \sin \theta$$



约瑟夫逊超导电流临界值受外磁场控制。可用磁场控制器件在常导态与超导态之间切换。

7.6 超导电子器件

超导器件的优点:

- 响应时间极快, 能够低至 10^{-12} s
- 集成度极高, 比半导体器件的集成度高4~5个数量级
- 功耗极低, 能够低至 $1\mu\text{W}$, 比半导体器件低3~4个数量级
- 能耗极小, 每个门只消耗 $10^{-15}\sim 10^{-17}$ J, 比半导体器件
低3个数量级
- 工作电压极低, 可低到3~10 mV, 比半导体器件低3个数量级
- 超导体传输线具有极低的功率色散和十分良好的匹配性能
- 可靠性极高, 噪声低

7.7 高 T_C 氧化物超导

- 液氦温度 (^4He : 4.2 K, ^3He : 3.2 K)
- 液氢温度 (20.4 K)
- 液氖温度 (27.1 K)
- 液氮温度 (77.3 K)
- 液氧温度 (90.2 K)
- 干冰温度 (217 K)

¹Department of Physics, Harvard University, Cambridge, Massachusetts 02138, USA.

500 | NATURE | VOL 480 | 22/29 DECEMBER 2011

LETTER

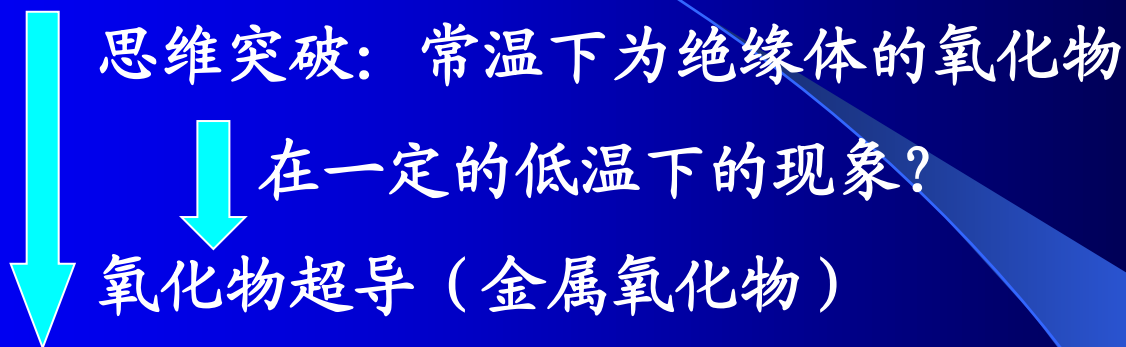
人类可以获得的最低温度? $> 0\text{ K}$, $? \text{ K}$

doi:10.1038/nature10668

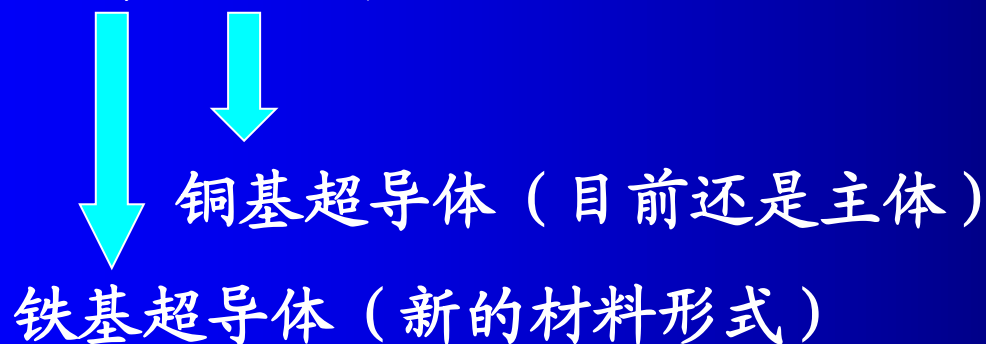
Orbital excitation blockade and algorithmic cooling in quantum gases

Waseem S. Bakr¹, Philipp M. Preiss¹, M. Eric Tai¹, Ruichao Ma¹, Jonathan Simon¹ & Markus Greiner¹

金属超导的临界温度很低，难以实用



“高温”超导



12月11日，英国物理学会 (Institute of Physics) 旗下期刊《物理世界》(Physics World) 公布了2015年度国际物理学领域的十项重大突破 (Breakthrough of the Year)。

授予 Mikhail Eremets 及其在德国马普化学研究所和 Johannes Gutenberg University 的团队，他们的成就是发现了**第一种在地球表面自然环境中可存在温度下的超导材料**。研究团队发现硫化氢材料在约150万个大气压下，在203K的温度下表现超导体的特性。而203K温度要比南极洲的最低温度记录高19K。尽管要完全理解这种材料中的超导是如何产生的还有许多工作要做，这个发现依然十分令人振奋，它为寻找室温下的超导材料铺平了道路。

2014年7月7日，吉林大学崔田教授领导的团队给 Scientific Report 投了一篇文章，题为压力诱导硫化氢的金属化和高临界温度超导性 (Pressure-induced metallization of dense (H₂S)₂H₂ with high-T_c superconductivity)，计算预测在200 GPa高压下，硫化氢的超导临界温度在191K 至 204K 之间。