

第28章

原子中的电子

目 录

§ 28.1 角动量本征值问题

§ 28.2 氢原子的量子力学处理

§ 28.3 电子自旋与自旋轨道耦合

§ 28.4 微观粒子的不可分辨性 泡利不相容原理



§ 28.5 各种原子核外电子的排布



* § 28.6 激光简介



§ 28.3 电子自旋与自旋轨道耦合

一、斯特恩—盖拉赫(Stern-Gerlach)实验

1922年为验证角动量空间量子化而进行此实验。

1. 角动量和磁矩的关系

电磁学：一载流线圈的磁场可以用磁矩来描述。量子力学：原子中的电子、质子的运动激发的磁场，也用磁矩(μ)来描述，它们各磁矩的矢量和即原子磁矩。通常情况下，核运动对应的核磁矩可以忽略，所以原子磁矩主要来自于核外电子的运动。

量子力学理论给出：电子磁矩、原子磁矩等与角动量有一一对应关系。

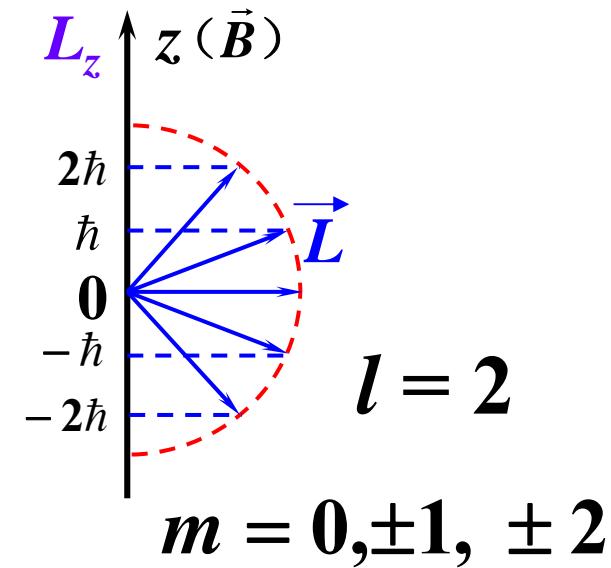
$$\vec{L} \text{ 量子化} \iff \vec{\mu} \text{ 量子化}$$

电子轨道磁矩

z 方向轨道磁矩
投影分量

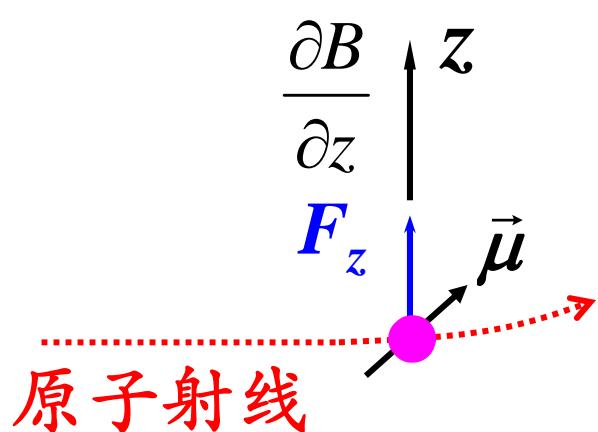
(教材P183-185)

$$\mu_z = -m \mu_B$$
$$\mu_B \text{ 玻尔磁子}$$



2. 磁矩在磁场中受力

磁矩在磁场中的势能 $U = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} = -\mu_z B$



$$\vec{F} = -\nabla U = \mu_z \left(\frac{\partial B}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial B}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial B}{\partial z} \vec{k} \right)$$

磁场沿 z 方向，只在 z 方向不均匀。

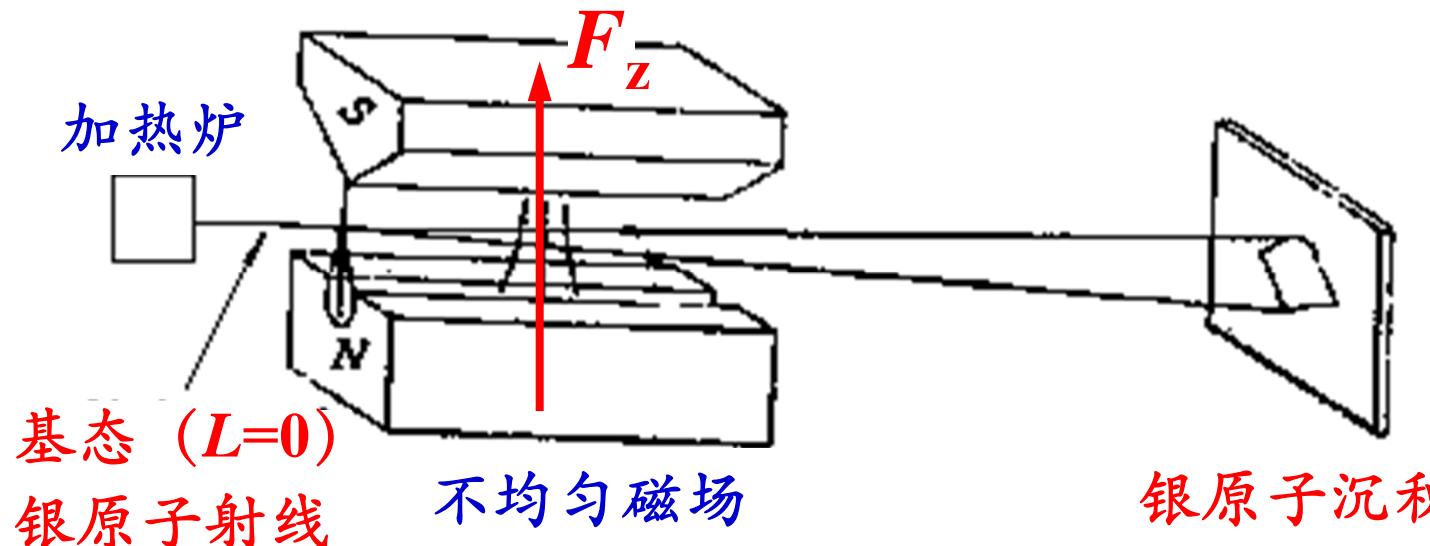
$$B_x = B_y = 0$$

$$\boxed{\vec{F} = \mu_z \frac{\partial B}{\partial z} \vec{k}}$$

磁矩受磁力：在 z 方向 受力 F 也是分立的。 ⁴

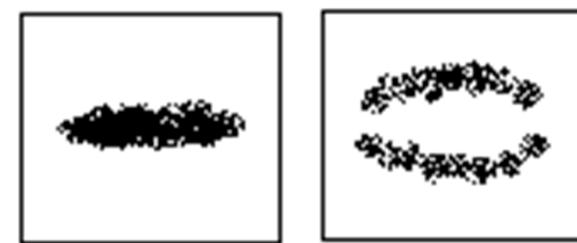
3. 施特恩—盖拉赫实验

$$\mu_z = -m \mu_B$$



银原子基态，轨道 $L=0, m=0$

$$\vec{F} = \mu_z \frac{\partial B}{\partial z} \vec{k} = \mathbf{0}$$

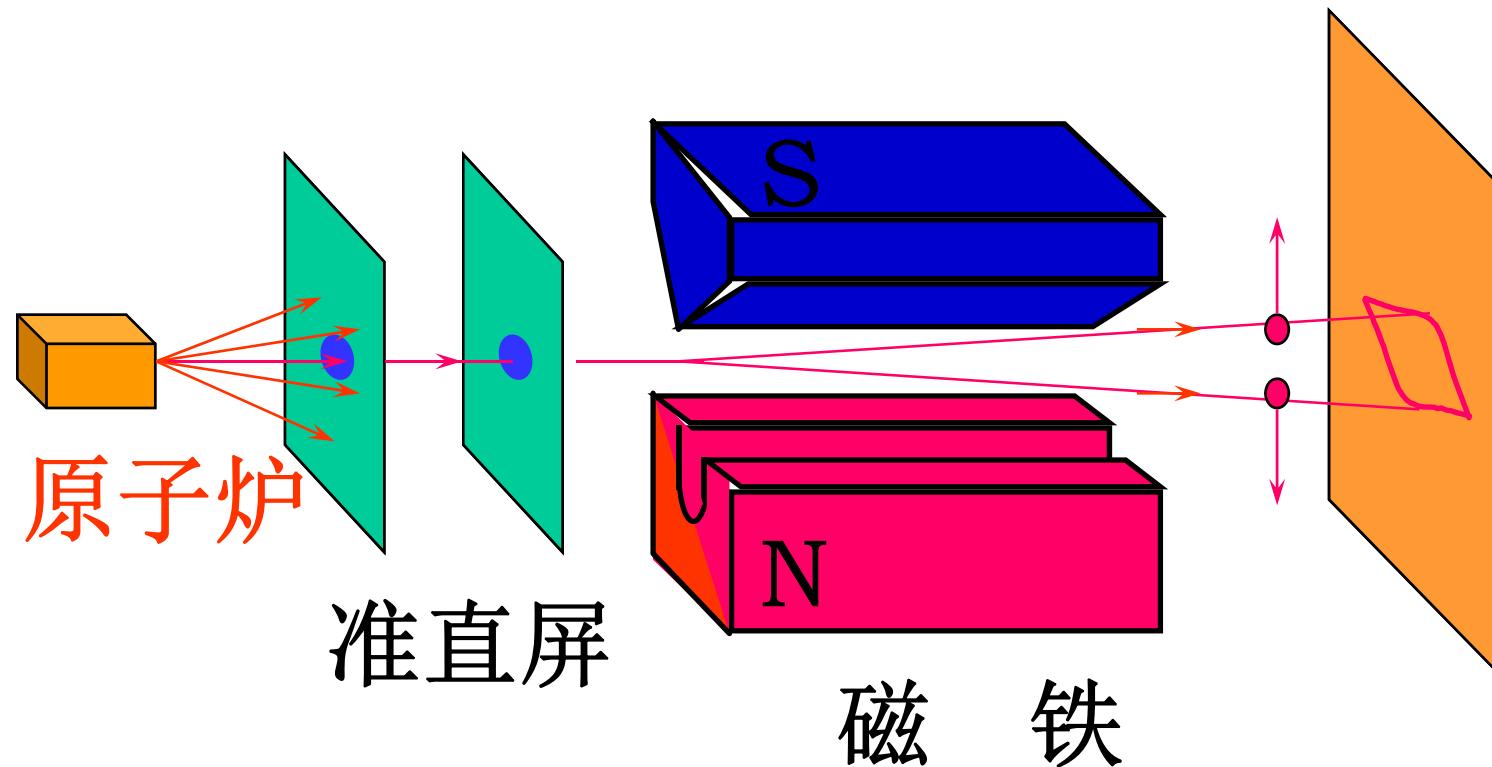


银原子束不应分裂

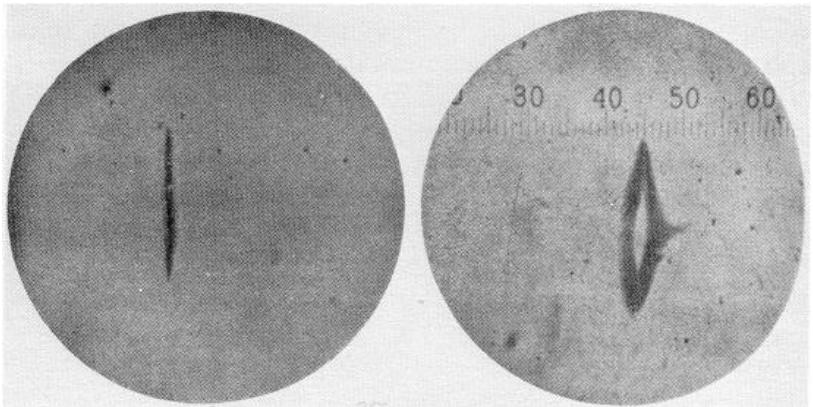
电子还具有其它磁矩！

磁矩的取向是量子化的！

◆ 斯特恩—盖拉赫实验装置示意（1922）



斯特恩正在观测



银原子束通过非均匀的磁场时，分裂成了两束。

4. 施特恩 — 盖拉赫实验的意义

$$F_z = \mu_z \frac{\partial B_z}{\partial z} = -m\mu_B \frac{\partial B_z}{\partial z}$$

(1) 证明了角动量空间量子化的存在

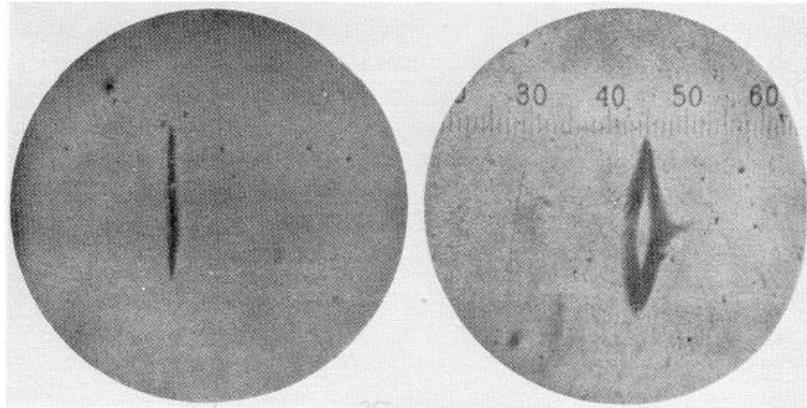
原子沉积层不是连续一片，而是分开的线，
说明角动量空间量子化的存在。

(2) 发现了新的矛盾

$L=0$ ，应有一条沉积线。实验结果却有
两条沉积线，这说明原来对原子中电子运动
的描述是不完全的。

(3) 提供了原子的“态分离”技术，至今仍适用。

斯特恩正在观测



银原子束通过非均匀的磁场时，分裂成了两束。

仅仅靠轨道角动量解释不了这些实验结果！

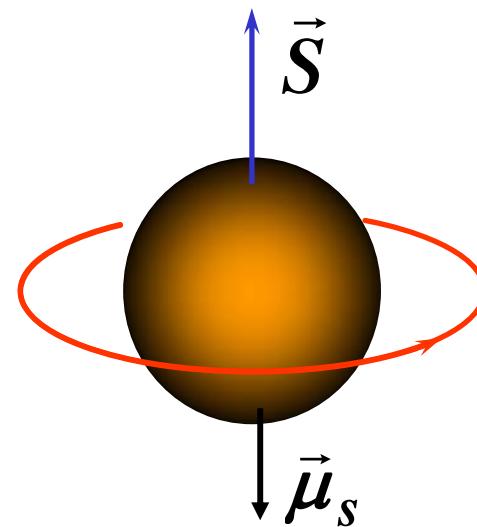
其它重要实验

碱金属原子光谱的双线结构、反常Zeeman效应

二、电子自旋 (electron spin)

1925年乌伦贝克 (G.E.Uhlenbeck) 和古兹米特 (S. Goudsmit) 根据已有的实验事实，提出了大胆的假设：电子不是质点，有固有的自旋角动量 \vec{S} 和相应的自旋磁矩 $\vec{\mu}_s$ 。

电子带负电，磁矩的方向和自旋的方向应相反。



G.E.Uhlenbeck S. Goudsmit 电子自旋的假设

- (1) 电子不是一个质点，它存在一种内禀的运动
...自旋，相应地有自旋角动量和自旋磁矩。
- (2) 电子自旋角动量的大小类似于轨道角动量 \vec{l}
为 $S = \sqrt{s(s+1)}\hbar$ s : 自旋量子数
- (3) 电子自旋角动量在空间的取向也是量子化的
在空间任意方向的投影只能取两个值。

$$F_z = \mu_z \frac{\partial B_z}{\partial z}$$

自旋量子数s的取值?

$$F_z = \mu_z \frac{\partial B_z}{\partial z}$$

按照已有角动量空间量子化的理论,
对于不同的角量子数, 磁矩取值如下:

$$\text{轨道角动量 } L = \sqrt{l(l+1)}\hbar ,$$

$$L_z = m_l \hbar \quad \mu_z = -\mu_B m$$

$$l = 0, 1, 2 \dots (n-1) \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$$

理论上: 角动量空间应分立 $(2l+1)$ 条 奇数条
实验出现偶数条 怎么解释?

若角动量量子数取半整数 就可出现偶数条

$$2s + 1 = 2 \rightarrow s = \frac{1}{2} \quad \text{电子(银原子实验)}$$

m_s 的取值?

$$s = \frac{1}{2} \quad S = \sqrt{s(s+1)}\hbar ,$$

按照已有角动量空间量子化的理论

$$l = 0, 1, 2 \dots (n-1) \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$$

$$L_z = m_l \hbar \quad \mu_z = -\mu_B m$$

$$m_s = \pm 1/2$$

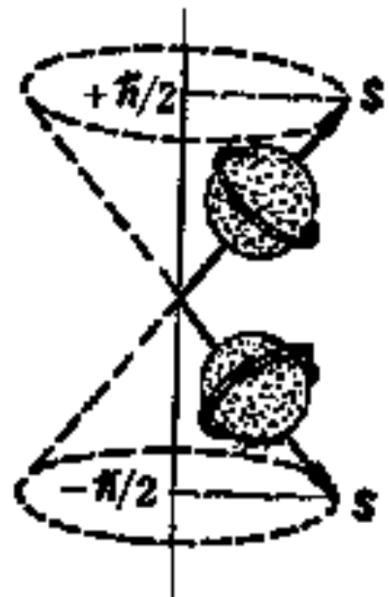
实验发现：电子自旋磁矩在任意方向的投影分量等于一个玻尔磁子

$$F_z = \mu_z \frac{\partial B_z}{\partial z}$$

$$\mu_{s,z} = \mp \mu_B$$

$$\mu_{sz} = -2m_s \mu_B$$

电子自旋角动量总结



$$s = \frac{1}{2}$$

$$S = \sqrt{s(s+1)}\hbar ,$$

$$S = \frac{\sqrt{3}}{2}\hbar$$

$$m_s = \pm 1/2$$

$$S_z = m_s \hbar = \pm \frac{1}{2} \hbar$$

电子自旋磁矩在任意方向的投影
分量等于一个玻尔磁子

$$\mu_{s,z} = \mp \mu_B$$

$$\mu_{sz} = -2m_s \mu_B$$

s — 自旋量子数, m_s — 自旋磁量子数

电子自旋的提出

受到了泡利、洛仑兹等人的责难。

利用不确定关系，很容易发现问题的严重性！

算出的电子 $v \approx 137 c$ ！

面对按不确定关系所给出的“荒谬”结果，

乌、古二人(当时不到25岁)曾想撤回自旋的论文。

泡利：发现理论的弱点：传奇式的能力；

批评方式：诙谐或讽刺，尖锐直率，
很少顾及被批评者的声誉。

但他们的导师埃伦菲斯特(P.Ehrenfest)鼓励道：

“You are both young enough to allow yourselves
some foolishness!”

✓ 电子自旋的说明

自旋是微观粒子的一种内禀(内部)运动，不能将自旋等同于宏观物体的“自转”。自旋角动量与电子的坐标和动量无关，是描写电子状态的第四个变量。

自旋运动是微观粒子的重要特征。可以按照自旋状态对微观粒子进行分类(费米子及玻色子)
自旋是一种相对论量子效应，无经典对应。

1928年：Dirac用相对论波动方程自然得出
电子具有自旋的结论。

其本质目前还不清楚

电子轨道与自旋角动量的性质 量子化

轨道角动量

$$L = \sqrt{l(l+1)} \hbar$$

$$l = 0, 1, 2, \dots, (n-1)$$

轨道角量子数

$$L_z = m_l \hbar$$

$$m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$$

轨道磁量子数

自旋角动量

$$S = \sqrt{s(s+1)} \hbar$$

$$s = \frac{1}{2} \quad \text{自旋量子数}$$

$$S_z = m_s \hbar$$

$$m_s = +\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}$$

自旋磁量子数

氢原子状态的描述与简并

1) 四个量子数

- 在氢原子部分 已说明

电子的状态用量子数 n, l, m_l 描述

相当于3个自由度

- 考虑自旋后 还有2种可能

相当于还需一个自由度来表征

- 所以 电子的状态应用(n, l, m_l, m_s)描述

2) 简并态

考虑了自旋后 电子 $n=3$ 态

有几种简并态?

- 角动量有 3 种
- 每种角动量空间取向有 $2l+1$ 种
- 电子还有 2 种自旋
- 所以共有 18 种
- 一般结论: 简并态 $2n^2$ (对氢原子 E_n 能级)

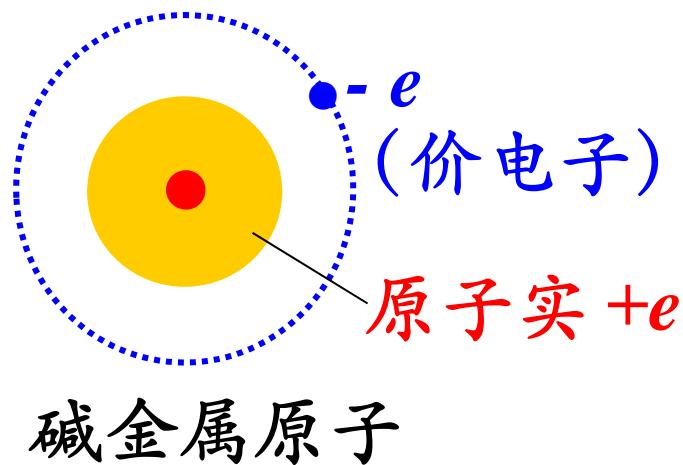
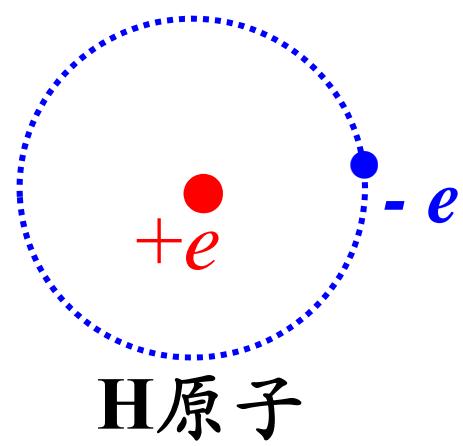
单价原子

类氢原子

三、碱金属原子光谱的双线

碱金属原子 (Li, Na, K, Rb, Cs, Fr) 价电子以内的电子与原子核形成了一个带电 $+e$ 的原子实。

这种结构类似于氢原子，故它们的光谱也类似。



但是与氢原子不同的是，碱金属原子能级除与 n 有关外，还与 l 等有关，所以光谱也与氢有差别。₂₀

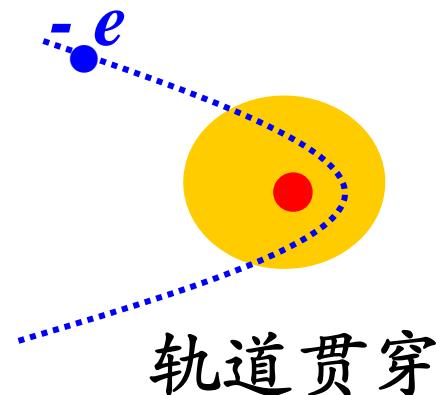
1. 碱金属能级 E_{nl}

轨道角动量影响碱金属能级主要有两个因素

1) 轨道贯穿

- 对于不同的 l , 有不同的电子云分布, 对应于不同的“轨道”。对于那些 l 小的轨道, 电子有可能进入原子实, 称之为轨道贯穿。

- 轨道贯穿使电子感受到了更多正电荷的作用, 因此能量要降低。

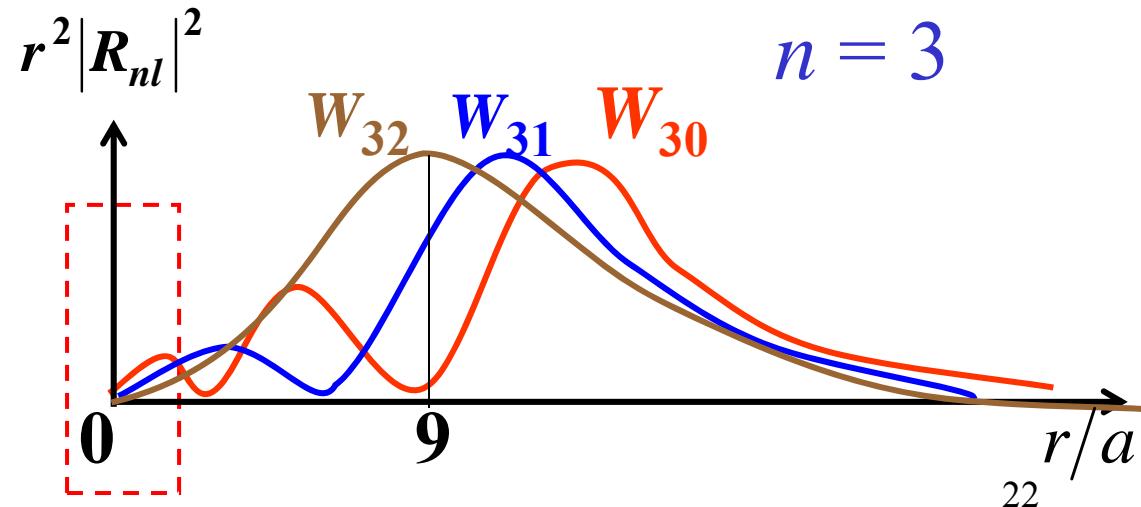
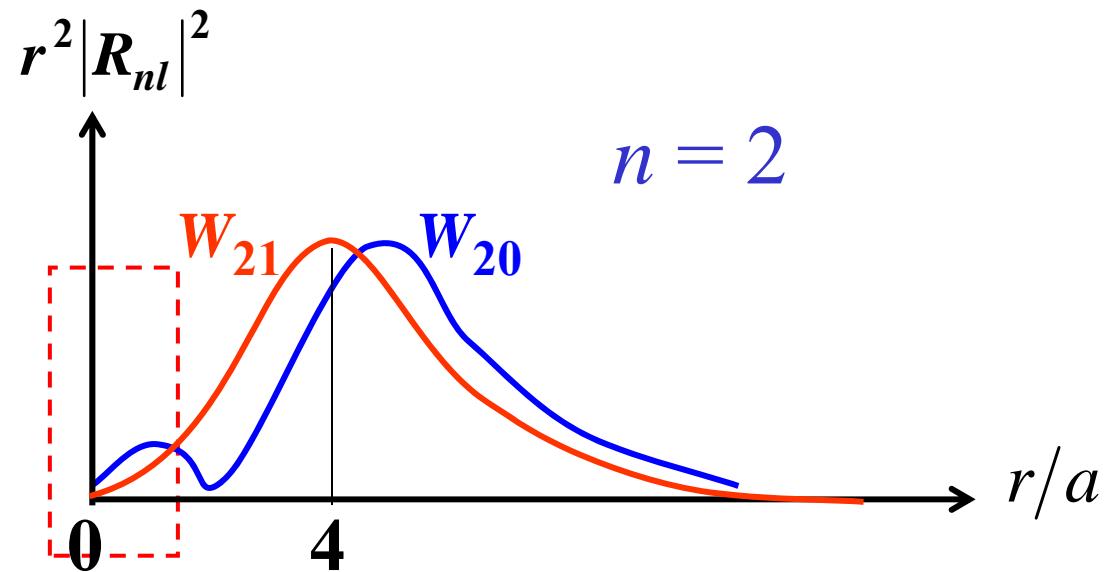


H原子的结果

回顾 n 相同 l 不同的电子的径向概率分布

分析非常靠近原子核的情况

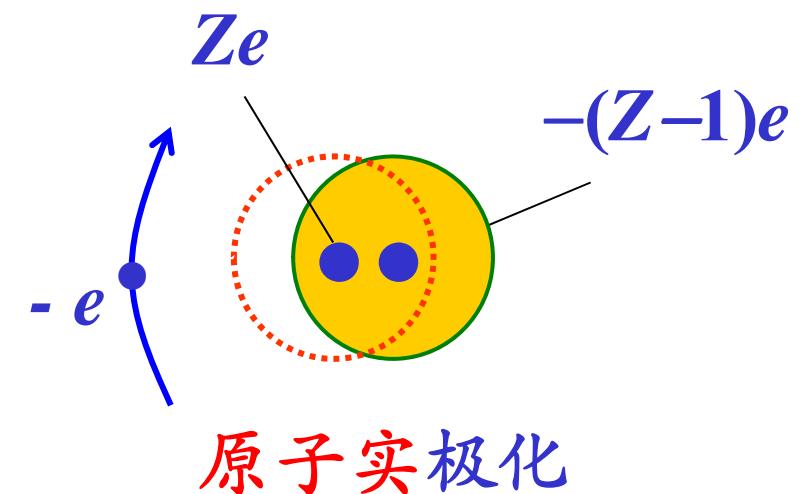
l 小的靠近核的概率大
能量低



2) 原子实极化

• 价电子对原子实中负电荷的排斥，使原子实负电荷的重心向远离电子方向移动，造成了原子实的极化。

• 负电荷重心偏移后，价电子感受到的原子核的吸引作用增强了，使价电子附加了一部分负的电势能。



- 1) 轨道贯穿
2) 原子实极化

碱金属的能级公式可表示为：

$$E_{nl} = \frac{-13.6\text{ eV}}{(n - \Delta_{nl})^2}$$

Δ_{nl} —量子数亏损

$n = 2$

$n = 2$

H原子能级

2P($l = 1$)
2S($l = 0$)

碱金属能级

2. 电子的自旋轨道耦合

电子绕核运动时，既有轨道角动量 \vec{L} ，又有自旋角动量 \vec{S} ，这时电子状态和总角动量 \vec{J} 有关。

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$$

这一角动量的合成，叫自旋轨道耦合。

由量子力学可知， J 也是量子化的，相应的总角动量量子数用 j 表示，且有

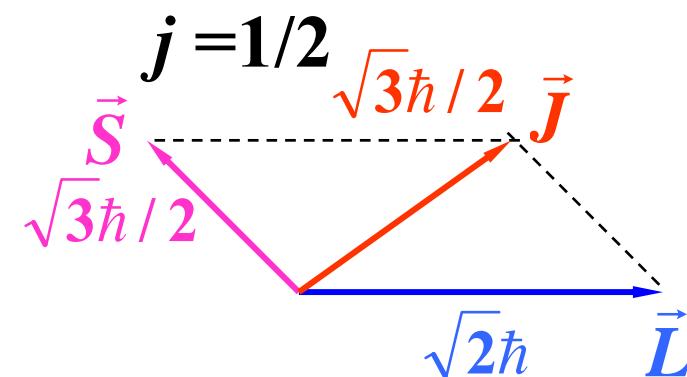
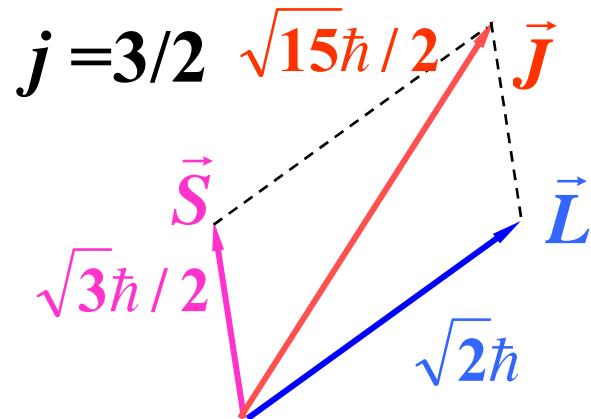
$$J = \sqrt{j(j+1)} \hbar$$

$l=0$ 时， $\vec{J} = \vec{S}$ ， $j = s = 1/2$ ；

$l \neq 0$ 时， $j = l+s = l+1/2$ ，或 $j = l-s = l-1/2$
(称为 \vec{L} 、 \vec{S} 平行) (称为 \vec{L} 、 \vec{S} 反平行)

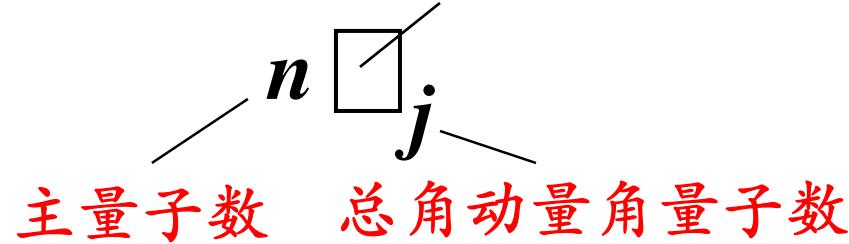
例如 $l=1$ 时, $L=\sqrt{1(1+1)}\hbar=\sqrt{2}\hbar$, 而 $S=\sqrt{3}\hbar/2$,
 $j=l \pm s=1 \pm 1/2=3/2, 1/2$, $J=\sqrt{15}\hbar/2, \sqrt{3}\hbar/2$ 。

矢量耦合模型图为:



考虑到自旋轨道耦合, 电子的状态可表示为:

轨道角动量量子数 l 的代号: $l=0, 1, 2, 3, 4 \dots$ 对应 $S, P, D, F \dots$



如: $\left. \begin{array}{l} n=3 \\ l=1 \\ j=3/2 \end{array} \right\} — 3P_{3/2}$

平行与反平行态的能量

量子力学理论计算

自旋轨道耦合能： $H_{LS} = \xi(r) \vec{L} \cdot \vec{S}$ $\xi(r) > 0$

$$H = H_0 + H_{LS}$$

总角动量量子数 j ， $l = 0$ 时， $\vec{J} = \vec{S}$ ， $j = s = 1/2$ ；

$l \neq 0$ 时， $j = l + s = l + 1/2$ ， 或 $j = l - s = l - 1/2$

(\vec{L} 、 \vec{S} 平行)

(\vec{L} 、 \vec{S} 反平行)

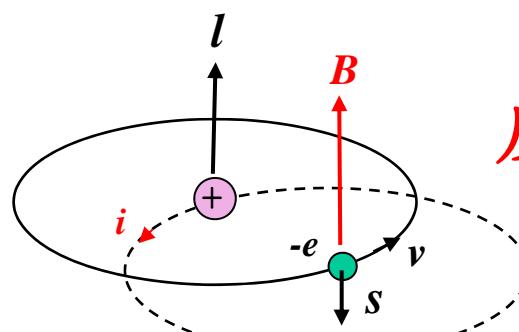
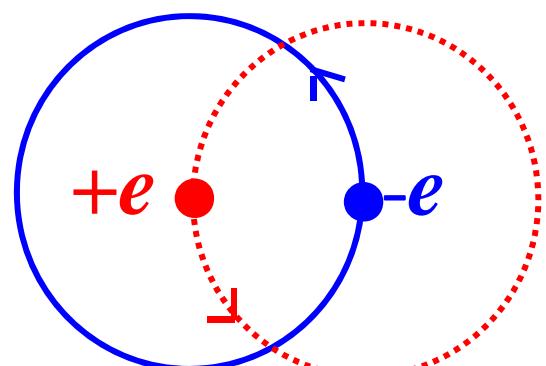
自旋角动量和轨道角动量平行 ($j=l+1/2$) 的态的能量，比反平行态 ($j=l-1/2$) 的能量高。

自旋轨道耦合物理图像(玻尔模型)

电子的“轨道”运动使电子感受到原子实围绕它转而产生的磁场，设其磁感强度为 \vec{B} ，
则自旋引起的附加磁能（自旋轨道耦合能）：

(磁矩在磁场中的势能)

$$U_s = -\vec{\mu}_S \cdot \vec{B}$$



\vec{l} 、 \vec{s} 同向平行时的能量高，反平行态能量低。₂₈

3. 碱金属光谱的精细结构

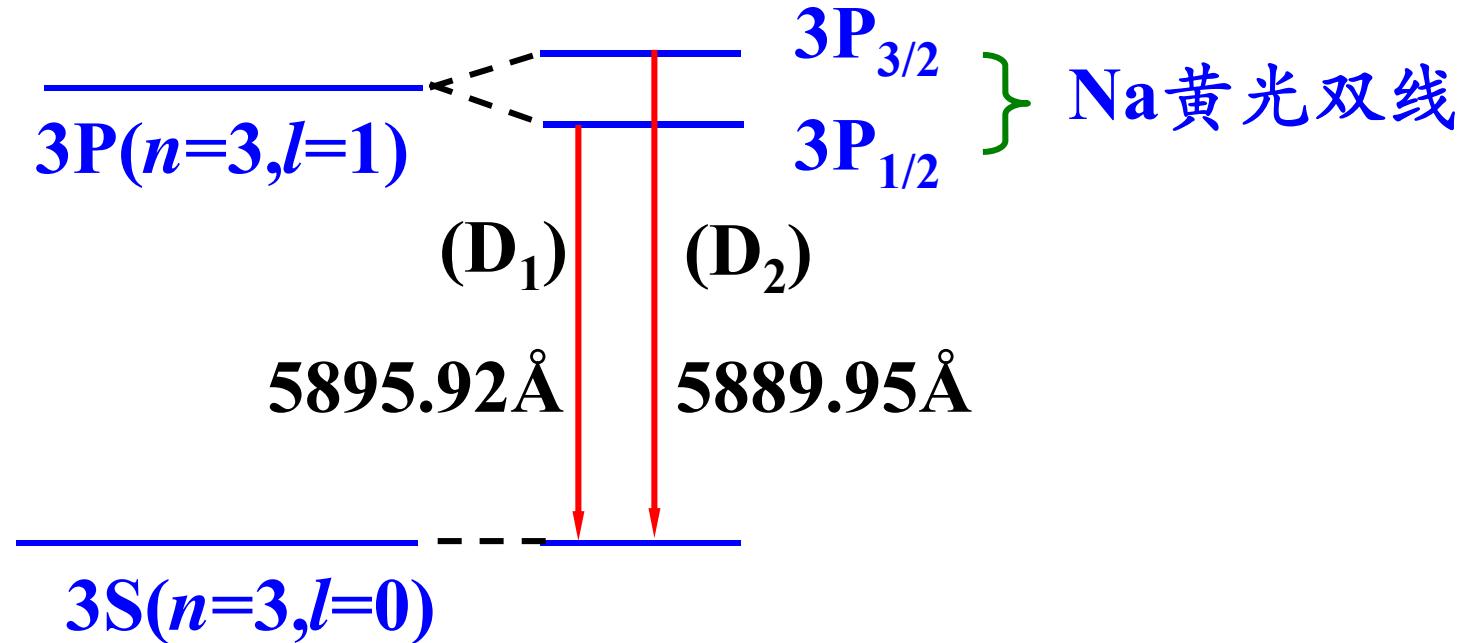
考虑到自旋轨道耦合能后，有： $H_{LS} = \xi(r) \vec{L} \cdot \vec{S}$

$$E_{n,l,s} = E_{n,l} + H_{LS} = E_{n,l} + \xi \vec{L} \cdot \vec{S}$$

这样，一个与量子数 n 、 l 对应的能级就分裂成了两个能级。相应于该能级跃迁的一条谱线，就分成了两条谱线。自旋轨道耦合引起的能量差很小，典型值 $\sim 10^{-5}$ eV。所以能级分裂形成的两条谱线的波长十分接近，这样形成的光谱线组合，

称作光谱的精细结构 (fine structure)

钠光谱的精细结构 (fine structure) :



$n = 3$

$n = 3$

H原子能级

$3P(l=1)$

$3S(l=0)$

碱金属能级

§ 28.4 微观粒子的不可分辨性 泡利不相容原理

一、微观粒子的全同性

1. 全同粒子: 内禀性质 (静质量、电荷、自旋等)

完全相同的一类微观粒子。

全同粒子体系:

多电子原子中的电子

固体中的“公用”电子

原子核中的核子 等

2. 全同粒子不可区别性原理

在经典力学中，即使两个粒子是全同的，它们也仍然是可区别的，因为它们各自有自己的轨道。

而在量子理论中，微观粒子的运动状态是用波函数描写的，当两个粒子的波函数在空间中发生重叠的时候，我们无法区分哪个是“第一个”粒子，哪个是“第二个”粒子。

当一个全同粒子体系中各粒子的波函数有重叠的时候，这些全同粒子是不可区别的。

—— “不可分辨性原理”

如：对于He原子，当在某处测得它的一个电子时，你不能(也没有必要！)判断它究竟是2个电子中的哪一个。

3. 全同性原理假定 (微观粒子全同性原理公设)

全同粒子体系中任意两个全同粒子的交换，都不改变体系的物理状态(量子态)。

即：该体系的任何可观测量(力学量)，对于体系中任意两个粒子的交换都是不变的，即具有交换对称性。

4. 全同性假设对波函数的要求

任意交换两个全同粒子，体系的波函数或者不变，或者只改变一个符号。

全同性要求波函数具有交换对称性或交换反对称性

二、费米子和玻色子

全同粒子按自旋划分，可分为两类：

1. 费米子 (Fermion)

费米子是自旋 s 为半整数的粒子

例如：e, p, n, ${}^3\text{He}$ 核 等，自旋 $s = 1/2$ 。

服从 Fermi—Dirac 统计

2. 玻色子 (Boson)

玻色子是自旋 s 为 0 或 整数 的粒子

π , ${}^4\text{He}$ — $s = 0$, 光子 — $s = 1$ 。

服从 Bose—Einstein 统计

经典的 玻耳兹曼分布律

玻耳兹曼将这一规律推广，得出：在温度为 T 的平衡态下，在某一状态区间的粒子数

$$dN_{(\varepsilon)} \propto e^{-\varepsilon/kT}$$

玻耳兹曼因子

实验表明：全同粒子体系波函数的交换对称性与粒子的自旋有确定的关系。

玻色子的波函数具有交换对称性

任意交换两个全同粒子，体系的波函数不变。

费米子波函数具有交换反对称性

任意交换两个全同粒子，体系的波函数只改变一个符号。

三、交换对称或反对称波函数的构成

设粒子1、2均有2个能量本征态A或B，相应本征波函数分别为 $\Phi_A(x)$ 、 $\Phi_B(x)$ （单粒子本征波函数，已正交归一）

$$\hat{h}\phi_A(x) = E_A\phi_A(x) \quad \hat{h}\phi_B(x) = E_B\phi_B(x)$$

这两个全同粒子组成无耦合系统（一维情形）：

$$\hat{H} = \hat{h}(x_1) + \hat{h}(x_2)$$

↑
粒子1哈密顿量 ↑
粒子2哈密顿量

未交换前： x_1 ，粒子1的坐标变量；
 x_2 ，粒子2的坐标变量。

这两个粒子哈密顿量相同， x_1 、 x_2 只是标记两个粒子。

这2个粒子系统的本征波函数： $\psi(x_1, x_2)$

$$\psi(x_1, x_2) = ?$$



粒子1位置 粒子2位置

前面的为粒子1的位置、状态。

如何由单粒子态构造2粒子(无耦合)系统的本征波函数?

需要满足:

1. 满足能量本征方程 $\hat{H}\psi = E\psi$

$$\hat{H} = \hat{h}(x_1) + \hat{h}(x_2) \quad E = E_1 + E_2$$

2. 交换对称或反对称

1. 满足能量本征方程 $\hat{H}\psi = E\psi$

$$\hat{H} = \hat{h}(x_1) + \hat{h}(x_2) \quad E = E_1 + E_2$$

$$\hat{h}\phi_A(x) = E_A\phi_A(x)$$

$$\hat{h}\phi_B(x) = E_B\phi_B(x)$$

$$[\hat{h}(x_1) + \hat{h}(x_2)]\Phi_A(x_1)\Phi_B(x_2) \quad \text{粒子1: A态, 粒子2: B态}$$

$$= \hat{h}(x_1)\Phi_A(x_1)\Phi_B(x_2) + \hat{h}(x_2)\Phi_A(x_1)\Phi_B(x_2)$$

$$= E_A\Phi_A(x_1)\Phi_B(x_2) + E_B\Phi_A(x_1)\Phi_B(x_2)$$

$$= (E_A + E_B)\Phi_A(x_1)\Phi_B(x_2)$$

同理: 粒子1: B态, 粒子2: A态 $\Phi_B(x_1)\Phi_A(x_2)$

都处于A态 $\Phi_A(x_1)\Phi_A(x_2)$

都满足能量本征方程

都处于B态 $\Phi_B(x_1)\Phi_B(x_2)$

课后自己证明

结论: 两个单粒子波函数的直乘满足能量本征方程

1. 满足能量本征方程 $\hat{H}\psi = E\psi$

1个A态, 1个B态: $\Phi_A(x_1)\Phi_B(x_2)$ $\Phi_B(x_1)\Phi_A(x_2)$

都处于A态 $\Phi_A(x_1)\Phi_A(x_2)$

都处于B态 $\Phi_B(x_1)\Phi_B(x_2)$

2. 交换对称或反对称 2粒子系统的本征波函数

$$\psi_A(x_1, x_2) = \Phi_A(x_1)\Phi_A(x_2)$$

未交换前: x_1 , 粒子1的坐标变量; x_2 , 粒子2的坐标变量。

$$\psi_B(x_1, x_2) = \Phi_B(x_1)\Phi_B(x_2)$$

前面的为粒子1的位置、状态。

$$\psi_A(x_2, x_1) = \Phi_A(x_2)\Phi_A(x_1) = \psi_A(x_1, x_2)$$

$$\psi_B(x_2, x_1) = \Phi_B(x_2)\Phi_B(x_1) = \psi_B(x_1, x_2)$$

粒子1: A态, 粒子2: B态

$$\Psi(x_1, x_2) = \Phi_A(x_1)\Phi_B(x_2) \quad \text{具有交换对称性?}$$

$$\Psi(x_2, x_1) = \Phi_A(x_2)\Phi_B(x_1) \neq \Psi(x_1, x_2)$$

不具有交换对称性!

也未能反映“等概率”特征。

$$1\text{个A态}, 1\text{个B态}: \psi_{AB}(x_1, x_2) = ?$$

哪个粒子处于A态? B态? 不可分辨, 但等概率。

$$\psi_{AB}(x_1, x_2) = ?$$

已有结论：两个单粒子波函数的直乘满足能量本征方程

$$\psi_{AB}(x_1, x_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\Phi_A(x_1)\Phi_B(x_2) + \Phi_B(x_1)\Phi_A(x_2)] \quad (1)$$

$$\psi'_{AB}(x_1, x_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\Phi_A(x_1)\Phi_B(x_2) - \Phi_B(x_1)\Phi_A(x_2)] \quad (2)$$

$\Phi_A(x_1)\Phi_B(x_2)$ $\Phi_B(x_1)\Phi_A(x_2)$
不可分辨，但等概率，且归一。
全同性要求波函数具有交换对称性或交换反对称性

两个单粒子波函数直乘的线性组合(1) & (2) 满足能量本征方程

对称性？

对称性?

$$\psi_{AB}(x_2, x_1) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\Phi_A(x_2)\Phi_B(x_1) + \Phi_B(x_2)\Phi_A(x_1)] = \psi_{AB}(x_1, x_2)$$

$$\psi_{AB}(x_1, x_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\Phi_A(x_1)\Phi_B(x_2) + \Phi_B(x_1)\Phi_A(x_2)]$$

具有交换对称性

2粒子系统的一个本征波函数

未交换前: x_1 , 粒子1的坐标变量; x_2 , 粒子2的坐标变量。

前面的为粒子1的位置、状态。

对称性？

$$\psi'_{AB}(x_2, x_1) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\Phi_A(x_2)\Phi_B(x_1) - \Phi_B(x_2)\Phi_A(x_1)] = -\psi'_{AB}(x_1, x_2)$$

$$\psi'_{AB}(x_1, x_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\Phi_A(x_1)\Phi_B(x_2) - \Phi_B(x_1)\Phi_A(x_2)]$$

具有交换反对称性

2粒子系统的一个本征波函数

2个粒子系统可能的状态(本征态): (正交、归一的本征函数系)

都处于A态 $\psi_A(x_1, x_2) = \Phi_A(x_1)\Phi_A(x_2)$

都处于B态 $\psi_B(x_1, x_2) = \Phi_B(x_1)\Phi_B(x_2)$

1个A态, 1个B态:

玻色子的波函数具有交换对称性

$$\psi_{AB}(x_1, x_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\Phi_A(x_1)\Phi_B(x_2) + \Phi_B(x_1)\Phi_A(x_2)]$$

以上3个具有交换对称性

$$\psi'_{AB}(x_1, x_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\Phi_A(x_1)\Phi_B(x_2) - \Phi_B(x_1)\Phi_A(x_2)]$$

具有交换反对称性

费米子波函数具有交换反对称性

(正交、归一的本征函数系)

两粒子组成的无耦合系统：可能的状态

玻色子：3种

$$\psi_A(x_1, x_2) = \Phi_A(x_1)\Phi_A(x_2)$$

$$\psi_B(x_1, x_2) = \Phi_B(x_1)\Phi_B(x_2)$$

$$\psi_{AB}(x_1, x_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\Phi_A(x_1)\Phi_B(x_2) + \Phi_B(x_1)\Phi_A(x_2)] = \psi_{AB}(x_2, x_1)$$

费米子：只有1种

$$\psi'_{AB}(x_1, x_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\Phi_A(x_1)\Phi_B(x_2) - \Phi_B(x_1)\Phi_A(x_2)] = -\psi'_{AB}(x_2, x_1)$$

四、泡利不相容原理

费米子波函数反对称：

$$\psi'_{AB}(x_1, x_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\Phi_A(x_1)\Phi_B(x_2) - \Phi_B(x_1)\Phi_A(x_2)]$$

当量子态 $A=B$ 时， $\psi'(x_1, x_2) \equiv 0$

“不可能有两个或更多的费米子处于完全相同的量子状态中。”

— 泡利不相容原理 (Pauli exclusion principle)

(1925年1月提出，W.Pauli，奥地利人，1945年诺贝尔奖。)



泡利

Wolfgang Pauli

奥地利人

1900-1958

获1945年诺贝尔
物理学奖

发现理论的弱点：传奇式的能力；
批评方式：诙谐或讽刺，尖锐直率，
很少顾及被批评者的声誉。

◆ 玻色子 (Boson)

玻色子的波函数是交换对称的

不受泡利不相容原理的制约

$$\psi_{AB}(x_1, x_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\Phi_A(x_1)\Phi_B(x_2) + \Phi_B(x_1)\Phi_A(x_2)]$$

$A=B$ 时, $\psi \neq 0$ 。这表明:

一个单粒子态可容纳多个玻色子,

不受泡利不相容原理的制约。

$$\psi_A(x_1, x_2) = \Phi_A(x_1)\Phi_A(x_2)$$

$$\psi_B(x_1, x_2) = \Phi_B(x_1)\Phi_B(x_2)$$

泡利原理是一个极为重要的自然规律

泡利不相容原理反映的这种费米子状态的严格的排斥性的物理本质是什么？至今尚不清楚。

主要应用

- 1)解释元素周期表（多电子原子中的电子壳层）
- 2)金属电子论及固体中的能带填充
- 3)光谱

【例题】

无耦合体系

设每个粒子：有3个单粒子态 Φ_A 、 Φ_B 、 Φ_C (本征态)。对下面三种情况求体系可能态(本征态)的数目 (1) 两个不同粒子； (2) 两个全同Bose子； (3) 两个全同Fermi子。

【解】

(1) 两个不同粒子：共 $3 \times 3 = 9$ 个态。

(2) 两个全同Bose子 (6个对称态)

两个Bose子占据同一单粒子态，有3个对称态。

$$\Phi_A(1)\Phi_A(2) \quad \Phi_B(1)\Phi_B(2) \quad \Phi_C(1)\Phi_C(2)$$

全同性要求波函数具有交换对称性或交换反对称性

两个Bose子分别占据不同单粒子态，
有3个对称态

$$\psi(1,2) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\Phi_A(1)\Phi_B(2) + \Phi_A(2)\Phi_B(1)]$$

$$\psi(1,2) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\Phi_B(1)\Phi_C(2) + \Phi_B(2)\Phi_C(1)]$$

$$\psi(1,2) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\Phi_A(1)\Phi_C(2) + \Phi_A(2)\Phi_C(1)]$$

(3) 两个全同Fermi子 (3个反对称态)

两个Fermi子只能分别占据不同单粒子态

$$\psi(1,2) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\Phi_A(1)\Phi_B(2) - \Phi_A(2)\Phi_B(1)]$$

$$\psi(1,2) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\Phi_B(1)\Phi_C(2) - \Phi_B(2)\Phi_C(1)]$$

$$\psi(1,2) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\Phi_A(1)\Phi_C(2) - \Phi_A(2)\Phi_C(1)]$$

玻色—爱因斯坦凝聚(BEC)

Bose—Einstein Condensation

- 玻色子不受泡利不相容原理的限制
- 大量玻色子可处于同一个能量最低的状态
- 玻色系统在温度较高时 基态能级上
 几乎没有粒子
- 当温度降低到某一温度 T_c 时 基态能级上
 开始有较多粒子
 系统的某些物理性质跃变

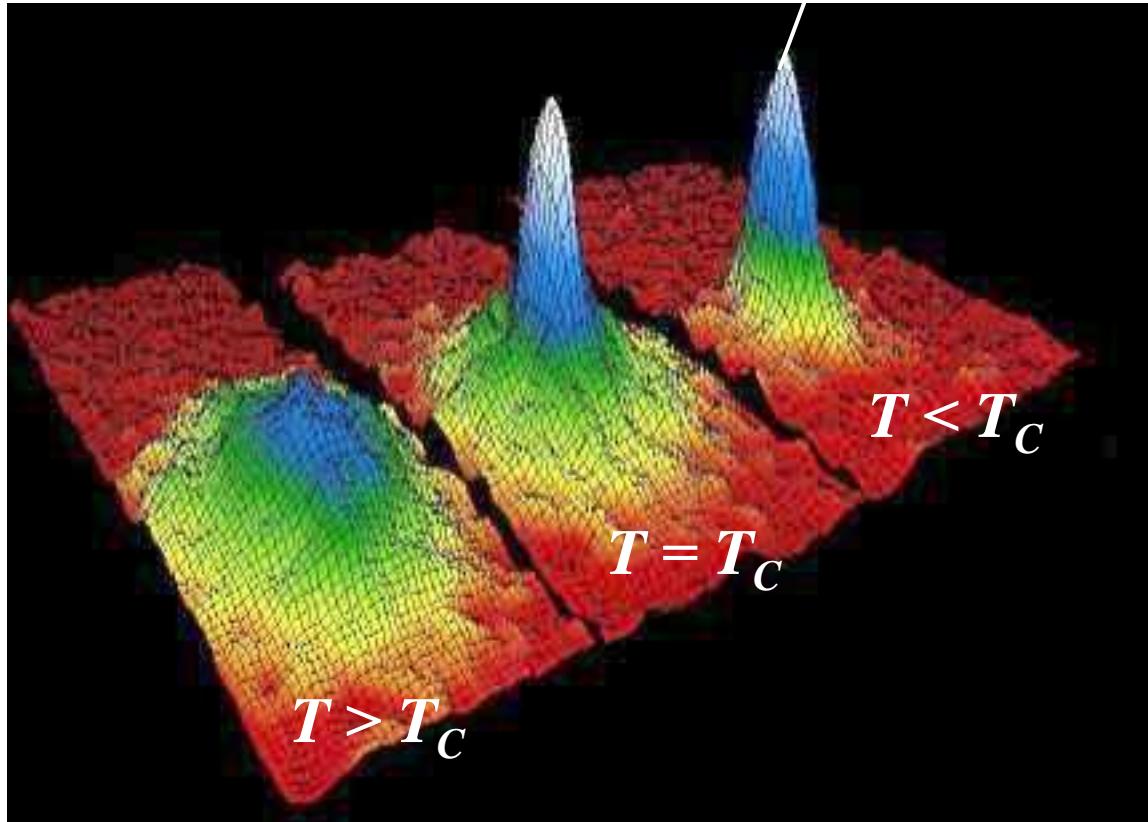
•当温度降到 T_c 以下时 宏观数量的
玻色子开始逐渐占据基态能级
这种现象称为玻色—爱因斯坦凝聚
 T_c 称为凝聚温度或临界温度

1924: Bose、Einstein提出BEC

1995: Succeeded in achieving this extreme state of matter.
BEC的“制造”成功是1995年的世界头条科技新闻。

Eric A.Cornell, Wolfgang Ketterle, Carl E. Wieman

2001年Nobel 物理奖 USA



原子速度分布逐渐达到BEC的三维示意图

2001年Nobel 物理奖



§ 28.5 各种原子核外电子的排布

一、原子中电子的四个量子数

描述原子中电子的运动状态

需要一组量子数 (n, l, m_l, m_s)

1. 主量子数 $n = 1, 2, 3,$

决定能量的主要因素

2. 轨道角量子数 $l = 0, 1, 2, \dots, (n-1)$

对能量有一定影响

$$L = \sqrt{l(l+1)} \hbar$$

n 一定时，有 n 种取值， l 越小能量越低。

3. 轨道磁量子数 $m_l = 0, \pm 1, \pm 2 \cdots \pm l$

引起磁场中能级的分裂 磁矩在磁场中的势能

$$L_z = m_l \hbar$$

$$U = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}$$

决定 \vec{L} 的空间取向

电子轨道磁矩在任意方向的投影分量

4. 自旋磁量子数 $m_s = \pm \frac{1}{2}$

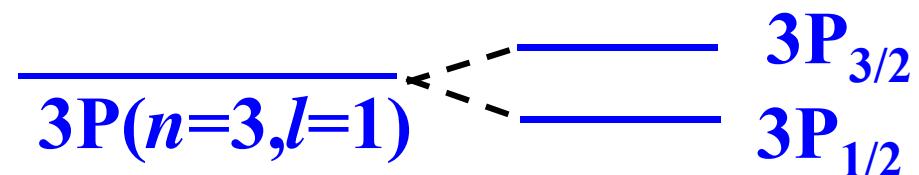
$$\mu_z = -\mu_B m$$

产生精细结构

自旋轨道耦合能

$$S_z = m_s \hbar$$

$$H_{LS} = \xi(r) \vec{L} \cdot \vec{S}$$



四个量子数小结

名称	取 值	物理意义
主量子数	$n = 1, 2, \dots$	电子能量的主体
角量子数	$l = 0, 1, 2, \dots n-1$ $L = \sqrt{l(l+1)} \hbar$	对确定的能级：角动量的可能取值，对总能量有一定影响
磁量子数	$m_l = 0, \pm 1, \dots \pm l$ $L_z = m_l \hbar$	“轨道”角动量的取向 在磁场中能级分裂
自旋量子数	$m_s = \pm \frac{1}{2}$ $S_z = \pm \frac{\hbar}{2}$	谱线精细结构

二、电子的壳层分布

电子是费米子

原子中核外电子的排布要遵守

泡利不相容原理 能量最低原理

n 越大，电子离核越远。

•同一个 n 组成一个壳层

对应于 $n = 1, 2, 3, \dots$ 的各壳层

分别记做 K, L, M, N, O, P...

一定的轨道角量子数 l , $L_z = m_l \hbar$

$$m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$$

• 相同 l 构成一个次壳层

对应于 $l = 0, 1, 2, 3, \dots$ 的各次壳层

分别记做 s, p, d, f, g, h...

• 一个次壳层内电子可有 $(2l+1) \times 2$ 种量子态

∴ 主量子数为 n 的壳层内可容纳的电子数为

$$Z_n = \sum_{l=0}^{n-1} (2l+1) \times 2 = 2n^2$$

费米子：泡利不相容原理

H原子激发态：

$$n = 2, \quad l = 0, 1$$

对 $l = 1$ 的电子

$$r = r_2 = 4a = 2^2 a$$

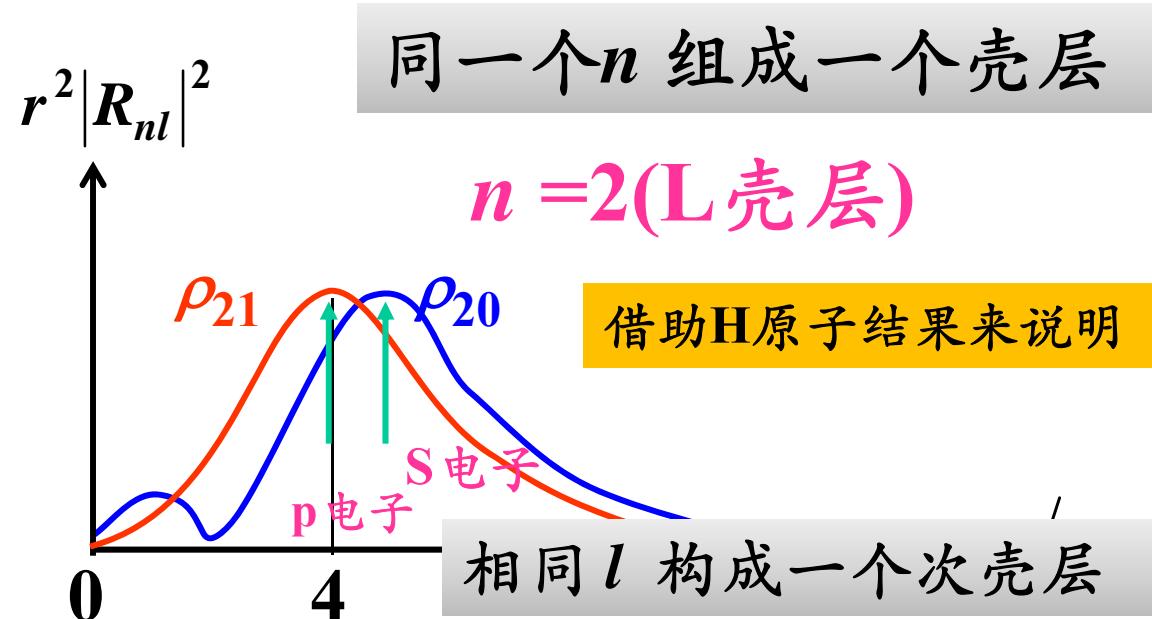
概率最大

$$n = 3, \quad l = 0, 1, 2$$

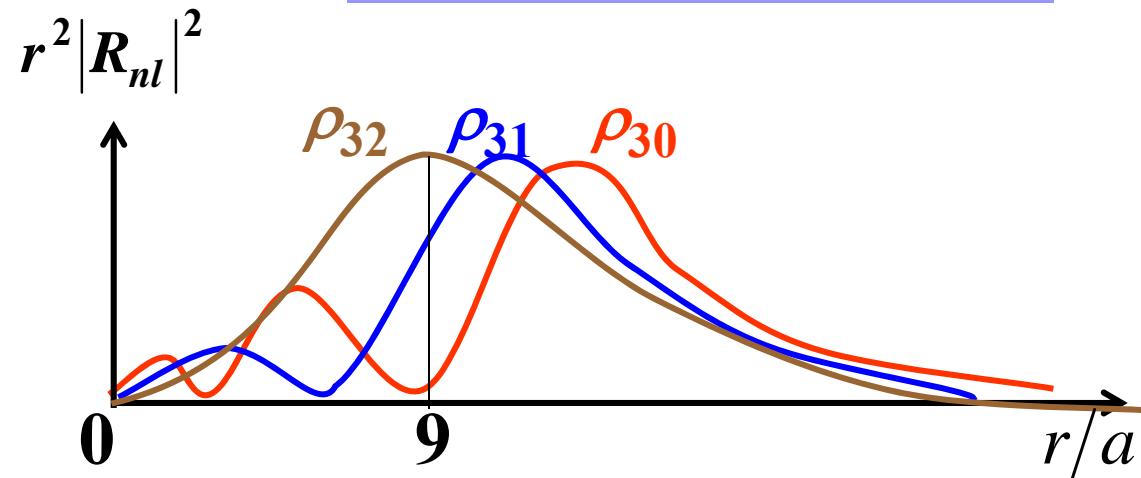
对 $l = 2$ 的电子

$$r = r_3 = 3^2 a$$

概率最大



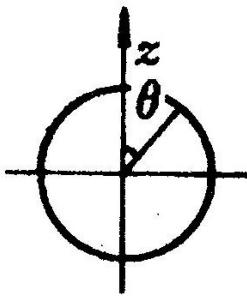
n 越大，电子离核越远。



$$l = 0, 1, 2, \dots, (n - 1)$$

$$m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l,$$

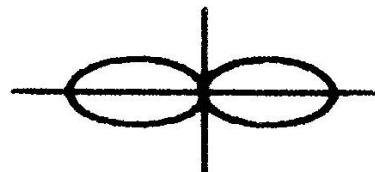
$$Y_{l,m}(\theta, \varphi) = C_{l,m} P_l^m(\cos \theta) e^{im\varphi}$$



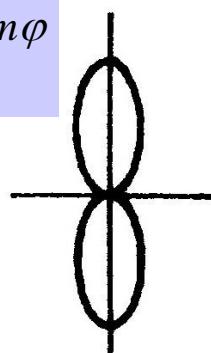
借助H原子结果来说明

$$\frac{l=0}{\text{s电子}} \quad |Y_{00}(\theta, \varphi)|^2 = \frac{1}{4\pi}$$

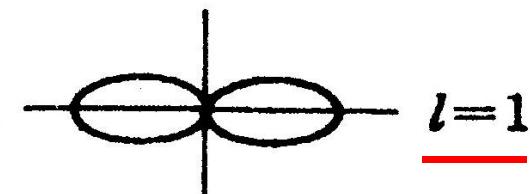
相同 l 构成一个次壳层



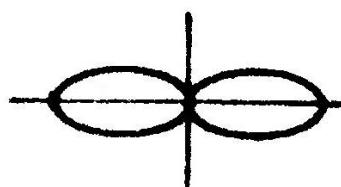
$$m_l = -1$$



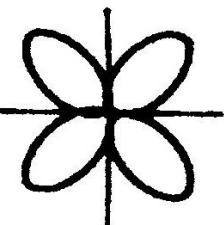
$$m_l = 0$$



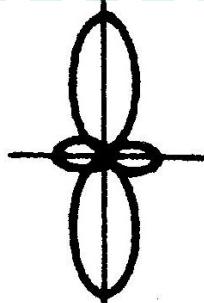
$$\frac{l=1}{\text{p电子}}$$



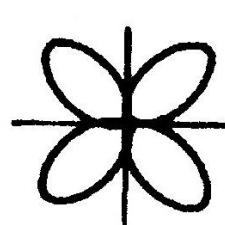
$$m_l = -2$$



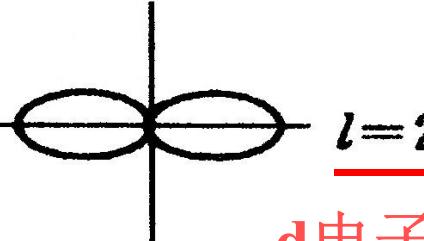
$$m_l = -1$$



$$m_l = 0$$



$$m_l = 1$$



$$m_l = 2$$

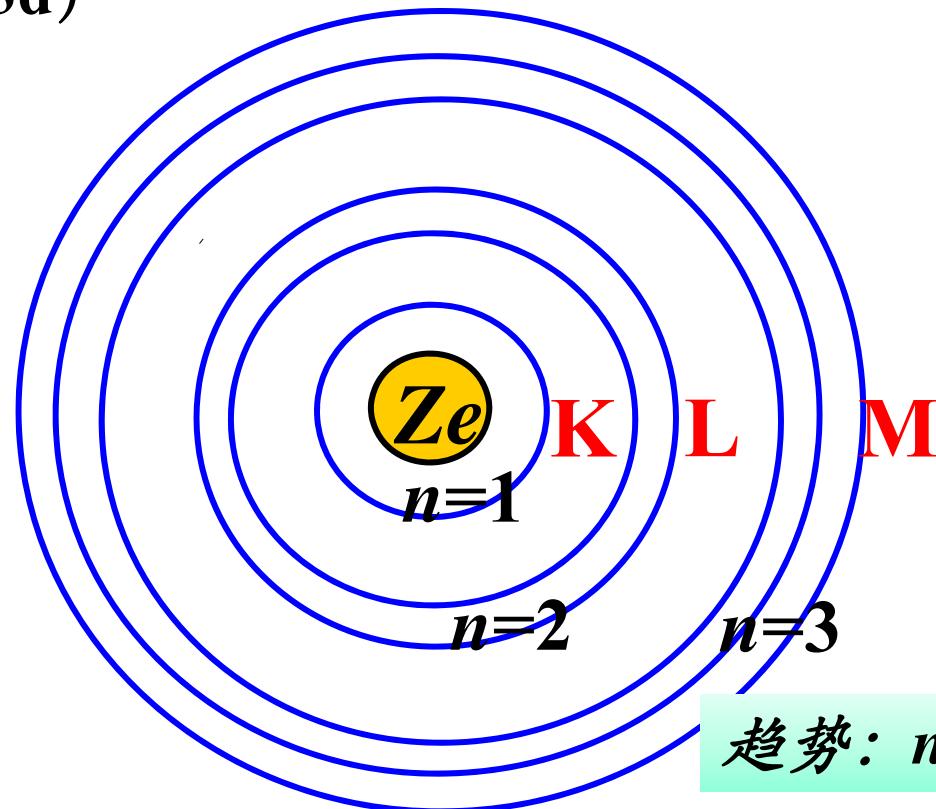
$$\frac{l=2}{\text{d电子}}$$

电子概率密度角分布 $W_{lm}(\theta, \phi)$

三、能量最低原理

“电子优先占据最低能态”

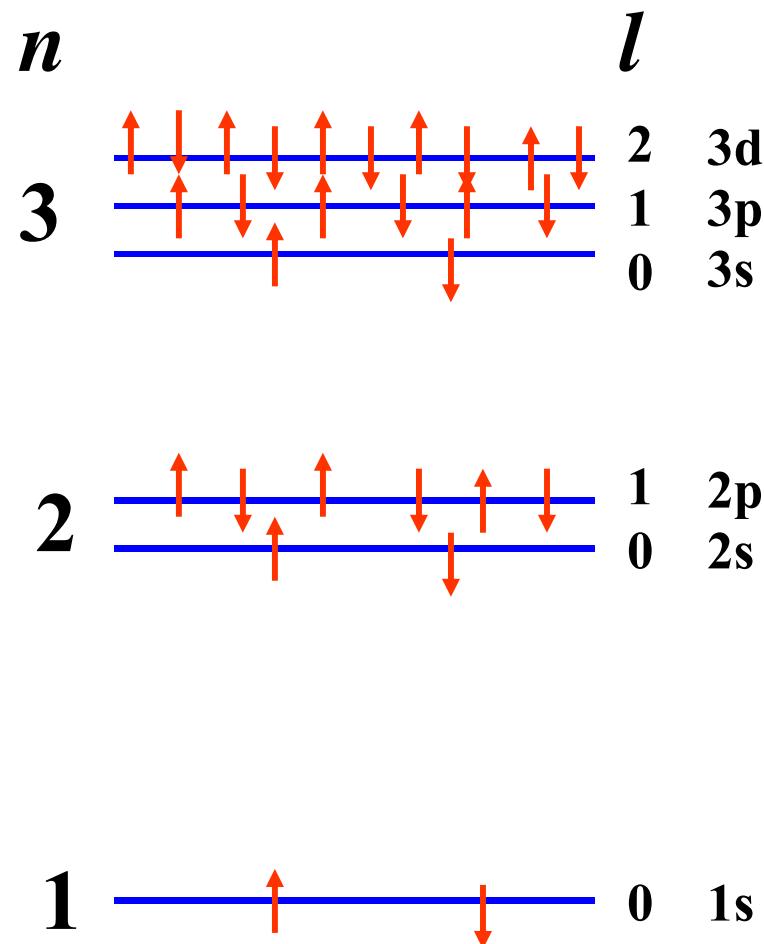
通常： n 大的状态能量比较大，但由于 l 的影响，可能 n 大、 l 小的能量反而低于 n 小、 l 大的能量。（如4s与3d）



趋势： n 越大，电子离核越远。

费米子：泡利不相容原理

基态原子

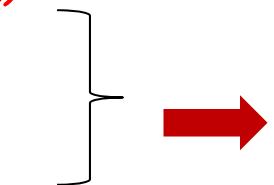


四、元素周期表

电子态: (n, l, m_l, m_s)

“电子优先占据最低能态”

泡利不相容原理



基态原子中电子的具体排布

实际: 按照原子序数Z, Z个电子如何具体填充哪个态? 并不总是件简单的事。

经验性定则: 洪特定则...

门捷列夫元素周期表是由元素的化学性质推测出来的。

量子力学: 原子的电子组态具有周期性, 即原子结构决定了元素性质的周期性。

物理揭示了元素周期表的本质



* § 28. 6 激光简介

激光又名菜塞 (Laser) , 它的全名是:

“辐射的受激发射光放大”

(Light amplification by stimulated emission of radiation)

世界上第一台激光器诞生于1960年

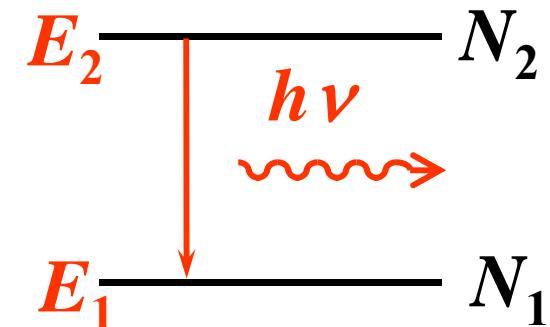
此前，1954年制成了受激发射的微波放大器
——梅塞 (Maser) 。

它们的基本原理都是基于1916年爱因斯坦提出的受激辐射理论。

一、原子的激发和辐射

1. 自发辐射 (spontaneous radiation)

原子处于激发态是不稳定的，会自发地跃迁到低能级，同时放出一个光子，这叫自发辐射。



设 N_1 、 N_2 为单位体积中处于 E_1 、 E_2 能级的原子数。则在单位体积中，单位时间内从 $E_2 \rightarrow E_1$

自发辐射的原子数为

$$\left(\frac{dN_{21}}{dt} \right)_{\text{自发}} = A_{21} N_2$$

A_{21} —自发辐射系数，它是单个原子在单位时间内发生自发辐射的概率。

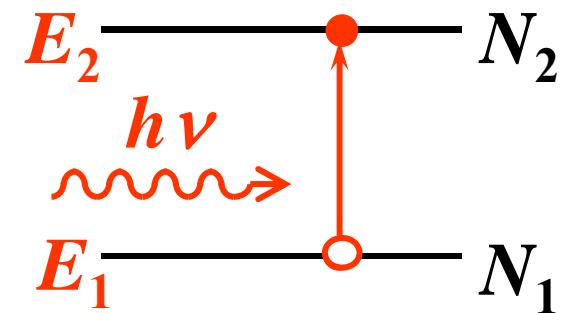
2. 吸收 (absorption)

若原子处在某个能量为 E_1 的低能级，另有某个能量为 E_2 的高能级。

当入射光子的能量 $h\nu$ 等于 $E_2 - E_1$ 时，原子就可能吸收光子而从低能级跃迁到高能级，这个过程称为吸收。

设 N_1 、 N_2 分别为单位体积中处于 E_1 、 E_2 能级的原子数。则单位体积中，单位时间内，因吸收光子而从 $E_1 \rightarrow E_2$ 的原子数为：

$$\left(\frac{dN_{12}}{dt} \right)_{\text{吸收}} = W_{12} N_1$$



$$\left(\frac{dN_{12}}{dt} \right)_{\text{吸收}} = W_{12} N_1$$

W_{12} — 单个原子在单位时间内，发生吸收过程的概率，
它和外来辐射光的能量密度有关。

设 $\rho(\nu)$ 是频率 $\nu = (E_2 - E_1) / h$ 附近、单位频率间隔内外来辐射的能量密度。

则有 $W_{12} = B_{12} \rho(\nu)$

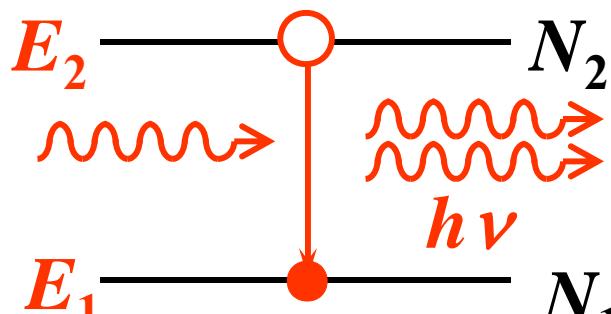
B_{12} — 吸收系数，
单位辐射能量密度的外来辐射作用下，
单个原子在单位时间内发生吸收的概率。

3. 受激辐射 (stimulated radiation)

爱因斯坦在研究黑体辐射时，发现辐射场和原子交换能量时，只靠自发辐射和吸收是不能达到热平衡的，还必须存在另一种辐射方式——受激辐射。

受激辐射指的是，若入射光子的能量 $h\nu$ 等于原子高、低能级的能量差 $E_2 - E_1$ 、且高能级上有原子存在时，入射光子的电磁场就会诱发原子从高能级跃迁到低能级，同时放出一个与入射光子完全相同的光子。

受激辐射有光放大作用：



全同光子(频率、相位、振动方向和传播方向相同)

\$N_1\$ 好激光器：\$>10^{20}\$个光子/量子态

受激辐射光是相干光。

单位体积中，单位时间内，从\$E_2\rightarrow E_1\$的受激辐射的

原子数为

$$\left(\frac{dN_{21}}{dt} \right)_{\text{受激}} = W_{21} N_2$$

\$W_{21}=B_{21}\cdot\rho(\nu)\$ — 单个原子在单位时间内发生
受激辐射过程的概率。

\$B_{21}\$ — 受激辐射系数

A_{21} 、 B_{21} 、 B_{12} 统称为爱因斯坦系数。

它们只决定于原子的自身性质！ B_{12} :吸收系数

B_{21} :受激辐射系数

爱因斯坦从理论上得出：

A_{21} :自发辐射系数

$$B_{21} = B_{12} \rightarrow \rho B_{21} = \rho B_{12}$$

$$\rightarrow W_{12} = W_{21}$$

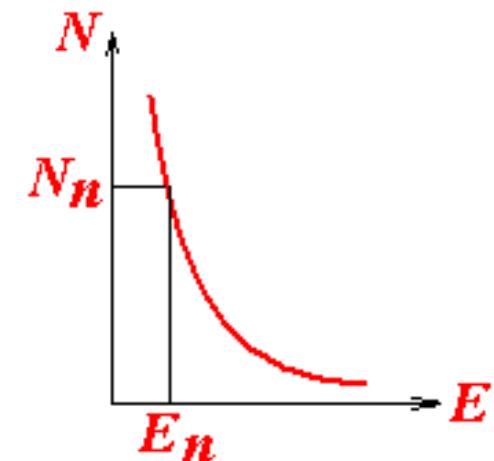
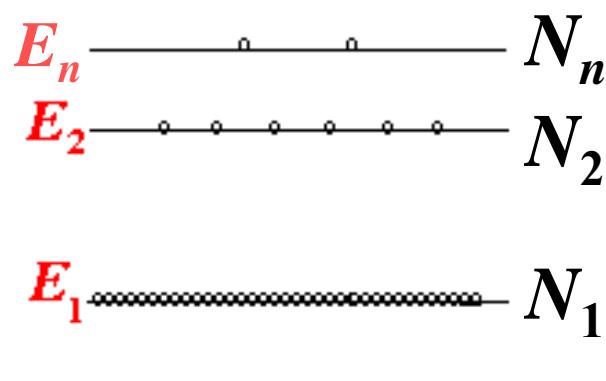
$$A_{21} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} B_{12} \rightarrow B_{12}(B_{21}) \text{大, } A_{21} \text{也大。}$$

爱因斯坦的受激辐射理论为六十年代初实验上获得激光奠定了理论基础。

二、粒子数布居反转 (population inversion)

1. 为何要粒子数布居反转

由大量原子组成的系统，在温度不太低的平衡态，原子数目按能级的分布用玻耳兹曼统计分布：



$$N_n \propto e^{-\frac{E_n}{kT}} \longrightarrow N_2 < N_1$$

热平衡态下的正常分布

能量为 $E_2 - E_1$ 的入射辐射可引起两种过程：

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{受激辐射} \quad \left(\frac{dN_{21}}{dt} \right)_{\text{受激}} = B_{21}\rho(\nu)N_2 = W_{21}N_2 \\ \text{吸收} \quad \left(\frac{dN_{12}}{dt} \right)_{\text{吸收}} = B_{12}\rho(\nu)N_1 = W_{12}N_1 \end{array} \right.$$

要产生光放大必须 $\left(\frac{dN_{21}}{dt} \right)_{\text{受激}} > \left(\frac{dN_{12}}{dt} \right)_{\text{吸收}}$

因为 $B_{21} = B_{12} \rightarrow W_{21} = W_{12}$

\therefore 必须 $N_2 > N_1$ —— 粒子数布居反转

2. 粒子数布居反转（简称粒子数反转）举例

粒子数反转态是非热平衡态。为了促使粒子数反转的出现，必须用一定的手段去激发原子体系。这称为“泵浦”或“抽运”。

激发的方式可以有光激发和原子碰撞激发等。

为了有利于粒子数反转，激活物质应满足：

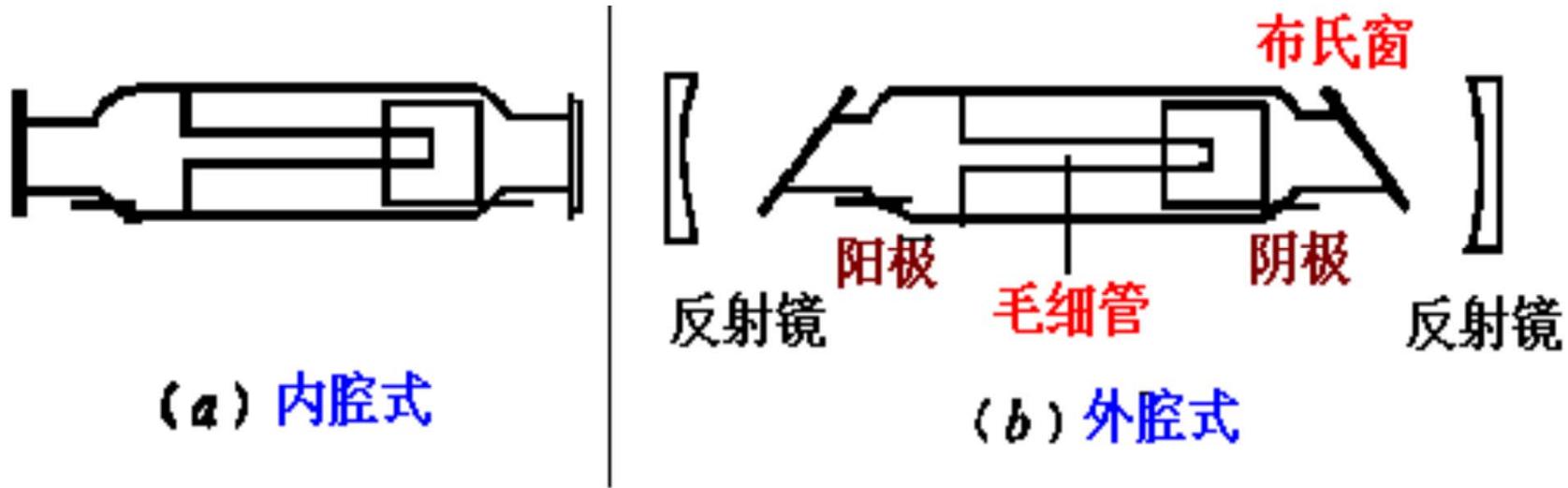
▲有三能级或三能级以上能级系统；

▲上能级应为“亚稳态”，

▲下能级一般不应是基态，

而且对下下能级的自发辐射要大。

[例] He – Ne 气体激光器的粒子数反转

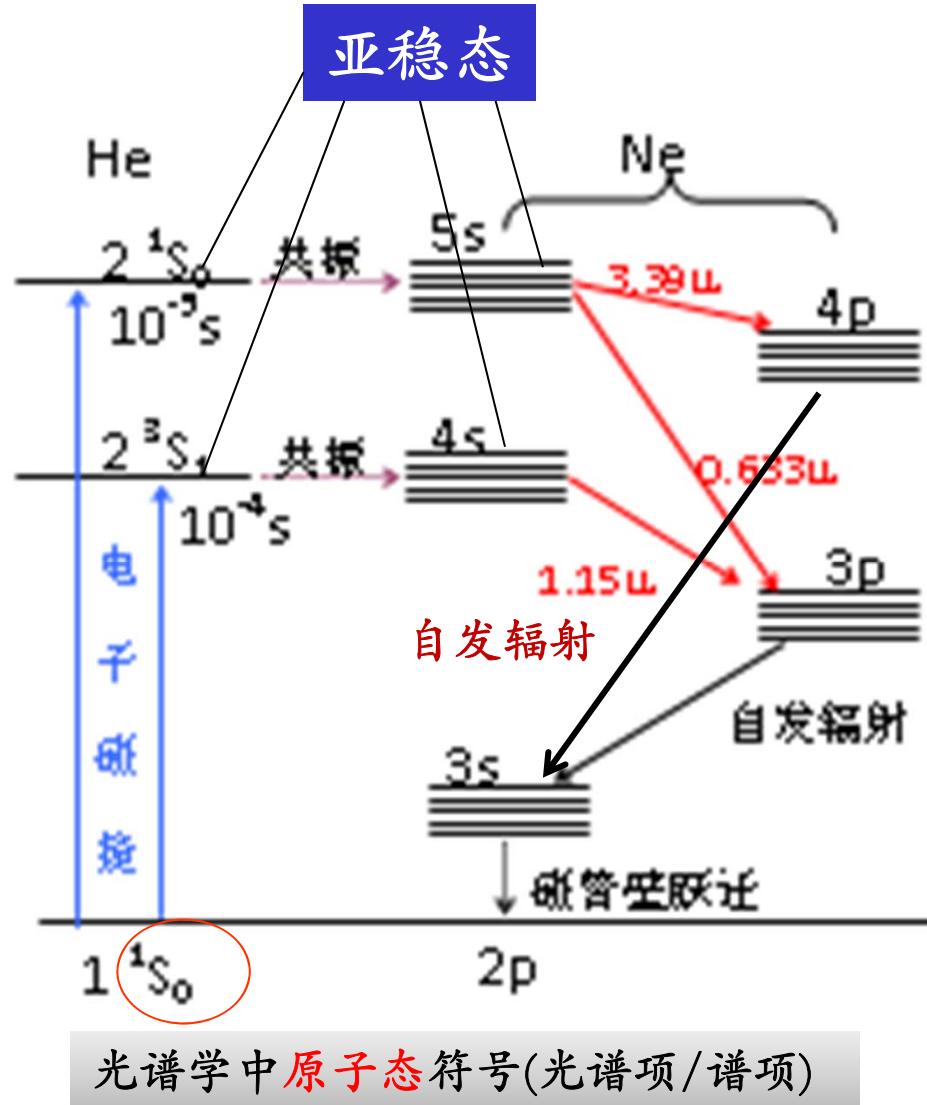


He是辅助物质，Ne是激活物质，
He与Ne之比为5:1 ~ 10:1。

激活物质：能造成粒子数反转态的介质称为激活物质，
即能发出激光的物质。

演示

He – Ne 激光器的结构 (KG043)

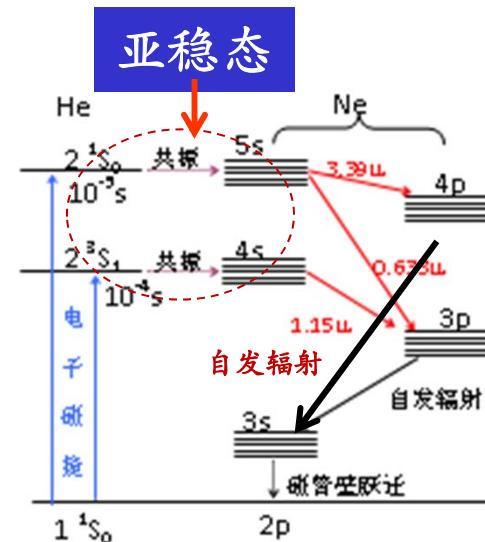


多电子原子能级：电子间、电子与核之间的电、磁作用，能级比单电子原子复杂。一个主量子数会霹雳出多个能级。

He – Ne 原子的能级和跃迁

He – Ne激光管的工作原理

- ◆ 由于电子的碰撞，He被激发（到 2^3S 和 2^1S 能级）的概率比Ne原子被激发的概率大； He与Ne之比为 $5:1 \sim 10:1$ 。

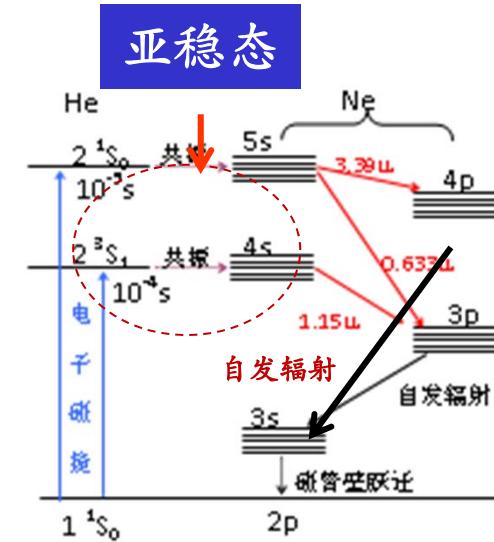


- ◆ He的 2^3S 和 2^1S 这两个能级都是亚稳态，较难回到基态，使得在He的这两个激发电态上集聚了较多的原子；
- ◆ 由于Ne的 $5S$ 和 $4S$ 与He的 2^1S 和 2^3S 的能量几乎相等，当两种原子相碰时非常容易产生能量的“共振转移”；
- ◆ 在碰撞中 He 把能量传递给 Ne 而回到基态，Ne则被激发到 $5S$ 或 $4S$ ；

$$\left(\frac{dN_{21}}{dt} \right)_{\text{受激}} = W_{21} N_2 \quad \left(\frac{dN_{12}}{dt} \right)_{\text{吸收}} = W_{12} N_1$$

◆ 要产生激光，除了增加上能级的粒子数外，还要设法减少下能级的粒子数。

Ne的5S, 4S是亚稳态，下能级4P, 3P的寿命比上能级5S, 4S要短得多，这样就可以形成粒子数的反转。

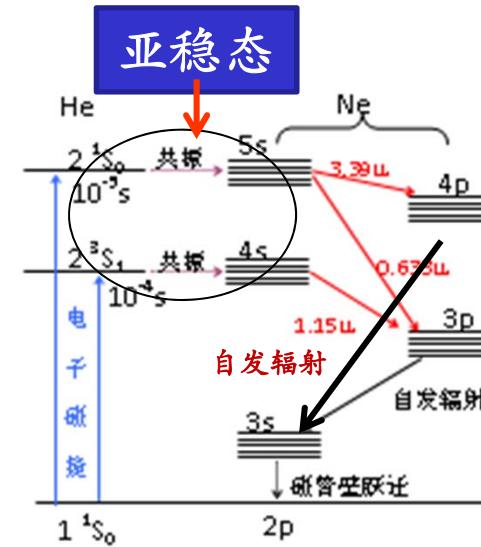


有三能级或三能级以上能级系统

◆ 放电管做得比较细（毛细管），可使原子与管壁碰撞频繁。借助这种碰撞，3 S态的Ne原子可以将能量交给管壁发生“无辐射跃迁”，从而回到基态，完成一次辐射循环。

◆ Ne原子可以产生多条激光谱线，其中最强的三条（标在了能级图中）是：

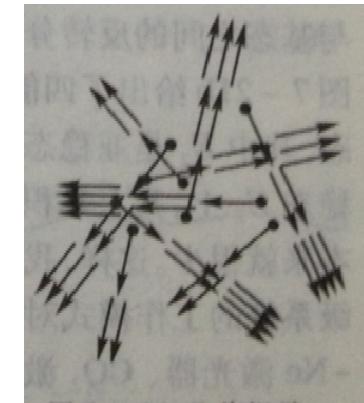
0.6328 μ m — 红光
1.15 μ m } — 红外
3.39 μ m }



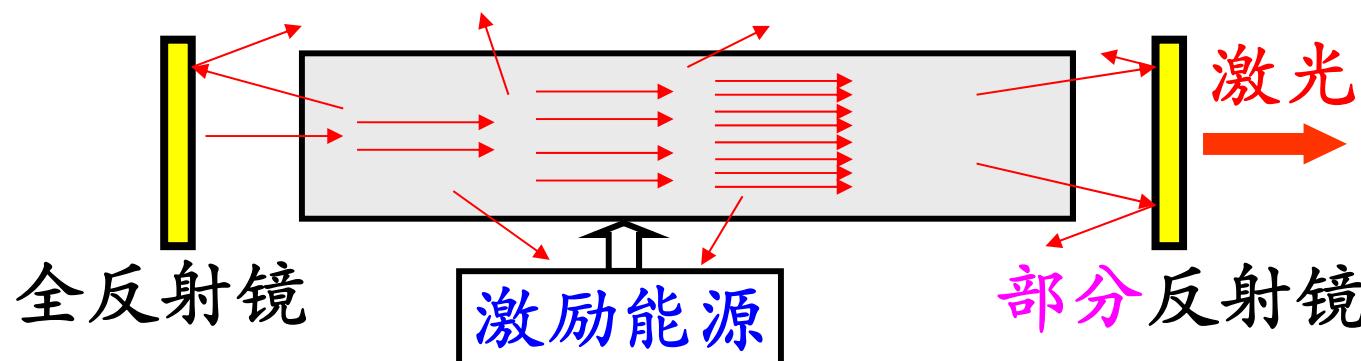
它们都是从亚稳态到非亚稳态和非基态之间发生的，因此较易实现粒子数反转。

三、光学谐振腔 (optical harmonic oscillator)

实现了粒子数反转的大量原子会由自发辐射引起受激辐射，但方向是杂乱的，在这些光信号的激励下得到放大的受激辐射仍是随机的。要获得方向性和单色性很好的受激辐射，体现激光的优势，必须在激活介质两端安置相互平行的反射镜。

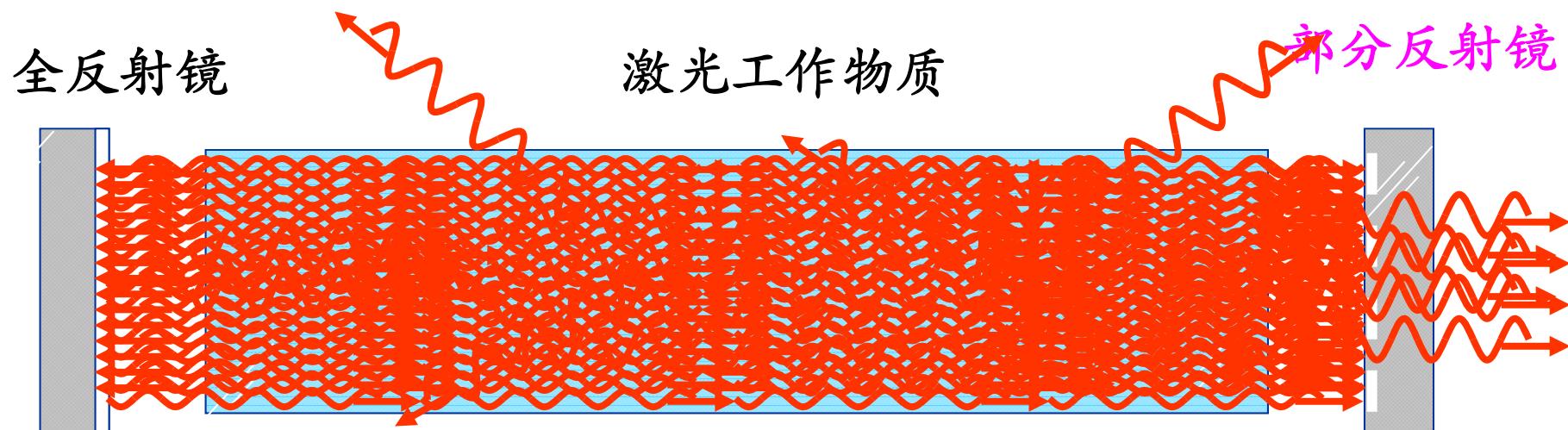


相互平行的反射镜构成了光学谐振腔(法布里—珀罗干涉仪(F-P标准距))。



1. 光学谐振腔(F-P标准距)的作用

用光学谐振腔产生光振荡，实现光放大的过程，可以示意如下：



- (1) 使激光具有极好的方向性（沿轴线）；
- (2) 增强光放大作用（相当延长了工作物质）；
- (3) 使激光具有极好的单色性（选频）。

2. 光学谐振腔(F-P标准距)的选频

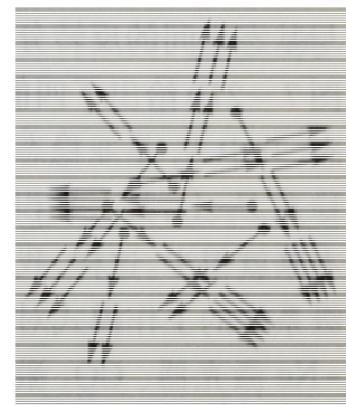
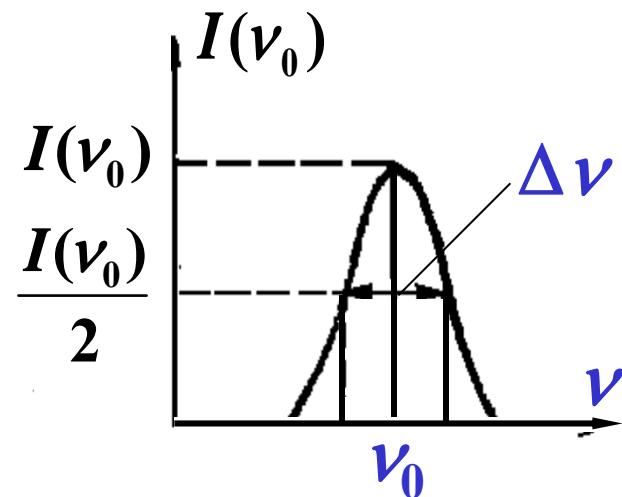
在光学谐振腔的作用下可形成纵模和横模

1) 纵模

自发辐射的光：频率有一定分布。

例如Ne原子的 $0.6328 \mu\text{m}$ 谱线的频率宽度为

$$\Delta\nu \approx 1.3 \times 10^9 \text{ Hz}$$



例如Ne原子的0.6328 μm谱线的频率宽度为

$$\Delta\nu \approx 1.3 \times 10^9 \text{ Hz}$$

$$\nu = \frac{c}{\lambda} = \frac{3 \times 10^8}{0.6328 \times 10^{-6}} \approx 5 \times 10^{14} \text{ Hz}$$

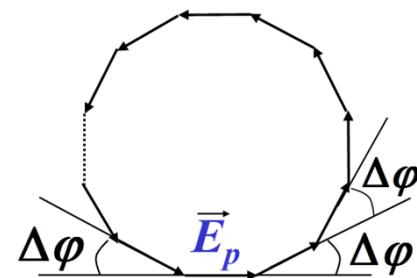
$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{1.3 \times 10^9}{5 \times 10^{14}} \approx 3 \times 10^{-6}$$



而为什么He—Ne激光器输出激光的

$$\frac{\Delta\nu}{\nu}$$
 会小到 10^{-15} 呢?

法布里—珀罗干涉仪(F-P标准距)



干涉主极大条件

$$2nL \cos \theta = k\lambda$$

$$\Delta\varphi = \pm 2k \pi$$

干涉暗纹条件

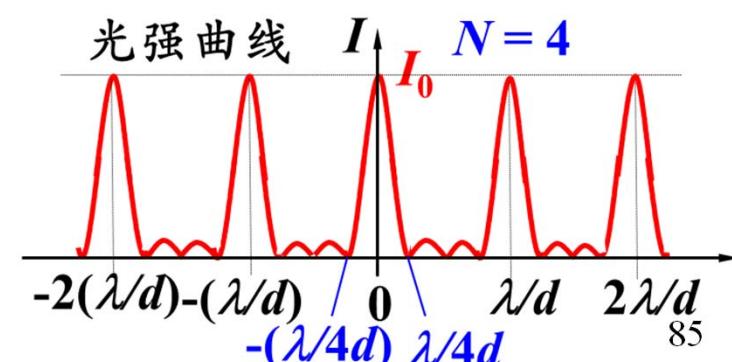
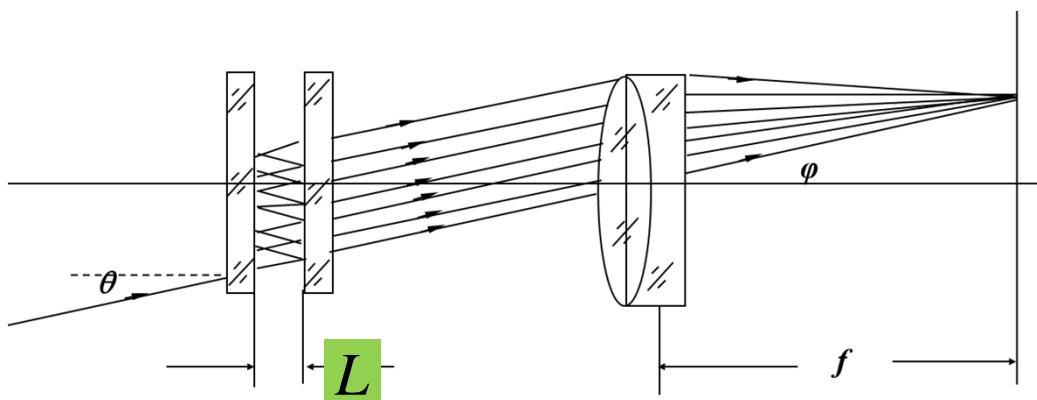
$$N\Delta\varphi = \pm 2k' \pi$$

$$\Delta\varphi = \frac{2nL \cos \theta}{\lambda} 2\pi$$

$$k' = 1, 2, \dots \neq Nk$$

$$\text{暗纹间距} \approx \frac{\text{主极大间距}}{N}$$

N大时光强，向主极大集中，使条纹亮而窄。

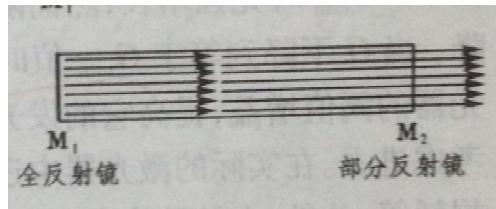


$$\theta = 0$$

干涉主极大条件

$$2nL = k\lambda \quad (1)$$

激光情况
 $\Delta\phi = \pm 2k\pi$



$$\Delta\phi = \frac{2nL}{\lambda} 2\pi$$

干涉暗纹条件 $N\Delta\phi = \pm 2k'\pi \quad k' = 1, 2, \dots \neq Nk$

与 k 级主极大相

邻暗纹的频率:

$$N \frac{2nL}{\lambda'} 2\pi = 2(Nk + 1)\pi$$

$$\lambda' = \frac{N 2nL}{Nk + 1} = \frac{Nk}{Nk + 1} \lambda$$

满足(1)式主极大频率相近的频率: N 个 $\Delta\phi$ 构成闭合多边形时, 形成暗纹, 没有输出。 N 越大, 被抑制的频率离主极大频率越近, 所以, F-P 谐振腔作用, 使得单频宽度很窄。

$$\Delta\nu' = -\frac{c(1-R)}{2\pi n L \sqrt{R}}$$

n — 谐振腔内工作物质的折射率

λ — 真空中的波长

$$2nL = k\lambda$$

可以存在的纵模频率为 $\nu_k = \frac{c}{\lambda_k} = k \frac{c}{2nL}$

沿光学谐振腔纵向形成的每一种稳定的光振动称为一个纵模。

相邻两个纵模频率的间隔为

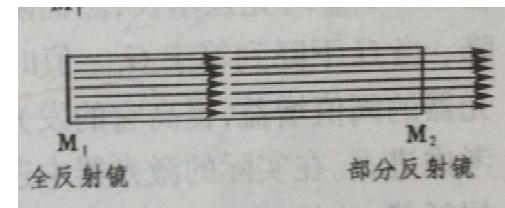
$$\Delta\nu_k = \frac{c}{2nL}$$

数量级估计: $L \sim 1\text{m}$;

$n \sim 1.0$;

$c \sim 3 \times 10^8 \text{ m/s}$

$$\Delta\nu_k = \frac{c}{2nL} = \frac{3 \times 10^8}{2 \times 1 \times 1} = 1.5 \times 10^8 \text{ Hz}$$



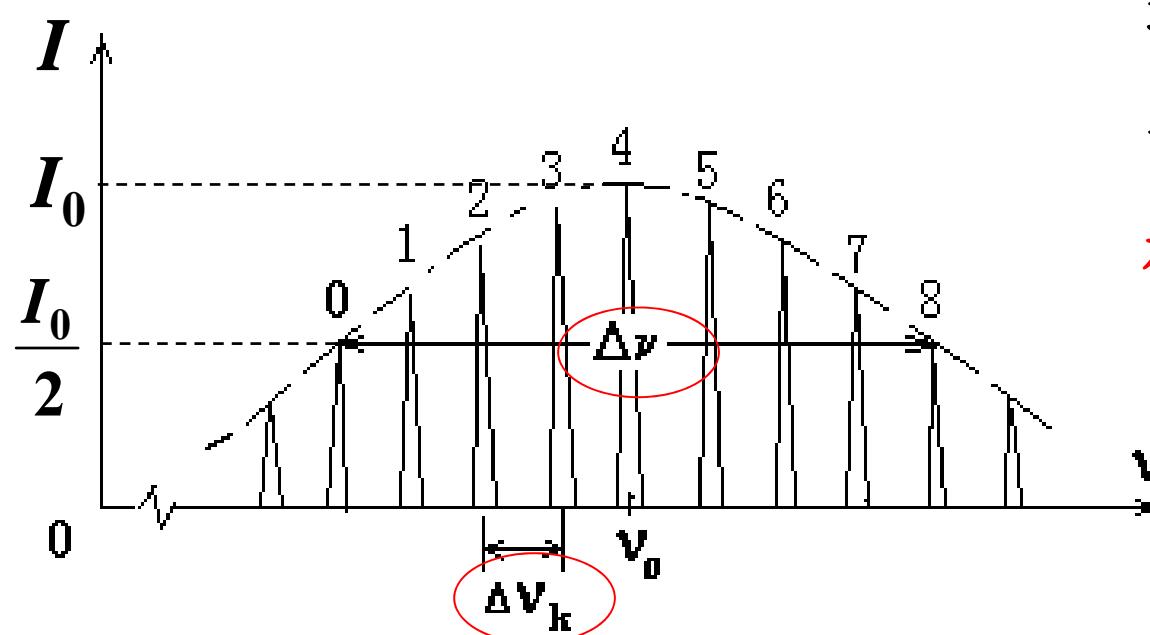
Ne原子的 $0.6328 \mu\text{m}$ 谱线的频率宽度为

$$\Delta\nu = 1.3 \times 10^9 \text{ Hz}$$

因此，在 $\Delta\nu$ 区间中，可以存在的纵模个数为：

$$N = \frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_k} = \frac{1.3 \times 10^9}{1.5 \times 10^8} \cong 8$$

$$\Delta\nu_k = 1.5 \times 10^8 \text{ Hz}$$



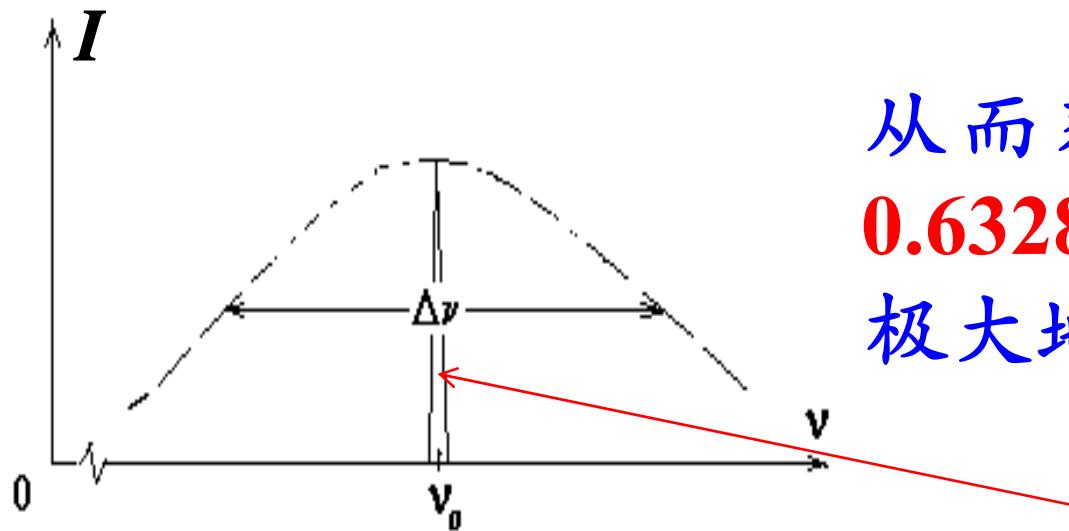
通过缩短腔长等
手段可使输出纵
模个数减少。

$$\Delta\nu_k = \frac{c}{2nL}$$

仅仅通过缩短腔长，单模的频宽又会增加，另外，方向性也会变差。

一般实验室的激光：很多都是多模，体现不出好的单色性。

好的激光单色性：指单模，
需要提取、稳频等技术得以实现。



从而获得了线宽极窄的
0.6328 μm 谱线激光输出，
极大地提高了单色性。

$$\Delta\nu' = -\frac{c(1-R)}{2\pi n L \sqrt{R}}$$

2) 横模

激光光强沿谐振腔横向的每一种稳定的模式
产生横模的主要原因：谐振腔两端反射镜的
衍射作用和初始自发辐射的多样性。

某些
激光模光分
布

		基模	高阶横模		
		中心对称			
中心对称	旋转对称分布				

基横模光束质量高 高阶横模输出功率大

没有特殊要求通常都选择基横模输出

基横模输出的特点：

- 亮度高
 - 发散角小
 - 光束横截面上径向光强分布较均匀
 - 横截面上各点的相位相同
- 空间相干性最好

四、激光器的三个主要组成部分

1. 激活介质 有三能级或三能级以上能级系统
有合适的能级结构，能实现粒子数反转。
2. 激励能源
使原子激发，维持粒子数反转。
3. 光学谐振腔
保证光放大，使激光有良好的方向性和单色性。

五、激光的特点

1. 相干性极好

- ◆ 时间相干性好（相干长度长）；
- ◆ 空间相干性好，激光波面上各个点可以做到都是相干的（如基横模）。

2. 方向性极好

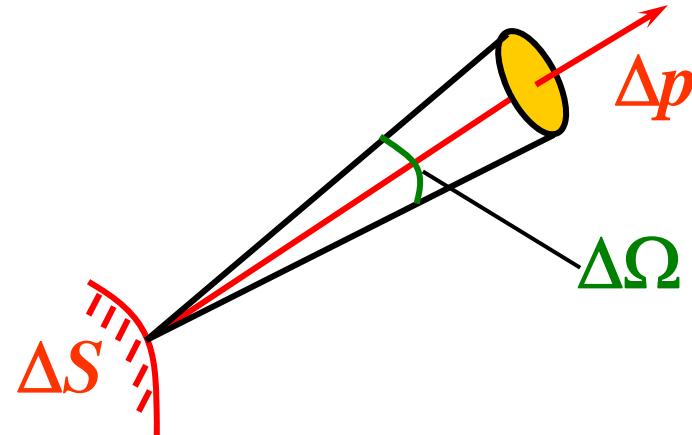
发散角可小到 $\sim 10^{-5}$ rad ($\sim 0.1'$)

投射到月球（离地球38万公里）光斑直径
仅约10公里，测地—月距离精度达几厘米。

3. 亮度和强度极高

光源亮度：

$$B = \frac{\Delta p}{\Delta S \cdot \Delta \Omega}$$



激光亮度： $B > 10^{16} \text{ W/m}^2 \cdot \text{Sr} \sim 10^{10} B_{\text{太阳}}$

激光强度：聚焦状态可达到 $I > 10^{17} \text{ W/cm}^2$

脉冲瞬时功率可达约 10^{14} W

可产生 10^8 K 的高温，引起核聚变。

六、激光器的种类

按工作物质分：

固体

如 红宝石 Al_2O_3

Nd玻璃:YAG

液体 (如某些染料；可以调频)

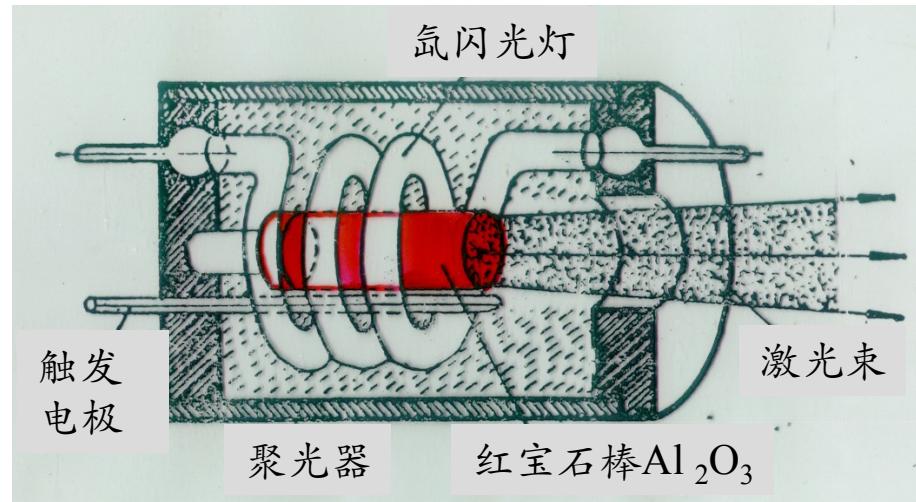
气体 (如He-Ne, CO_2)

半导体 (如砷化镓 GaAs)

按工作方式分：

连续式 (功率可超过 10^3 W)

脉冲式 (峰值功率可达约 10^{14} W)



七、应用

激光炮.mp4

激光的应用已遍及科技、工农业、医疗、军事、生活等各个领域，这里只列举几个方面：

▲利用激光高强度、良好的聚焦性（平行性）

★加工

钻孔（烧穿）：效率高，可加工硬质合金钻石等。

焊接（烧熔）：迅速、非接触，可在大气中进行。

切割（连续打孔）：如芯片电路的准确分割，调节精密电阻，绘制集成电路图，刻制光栅等。

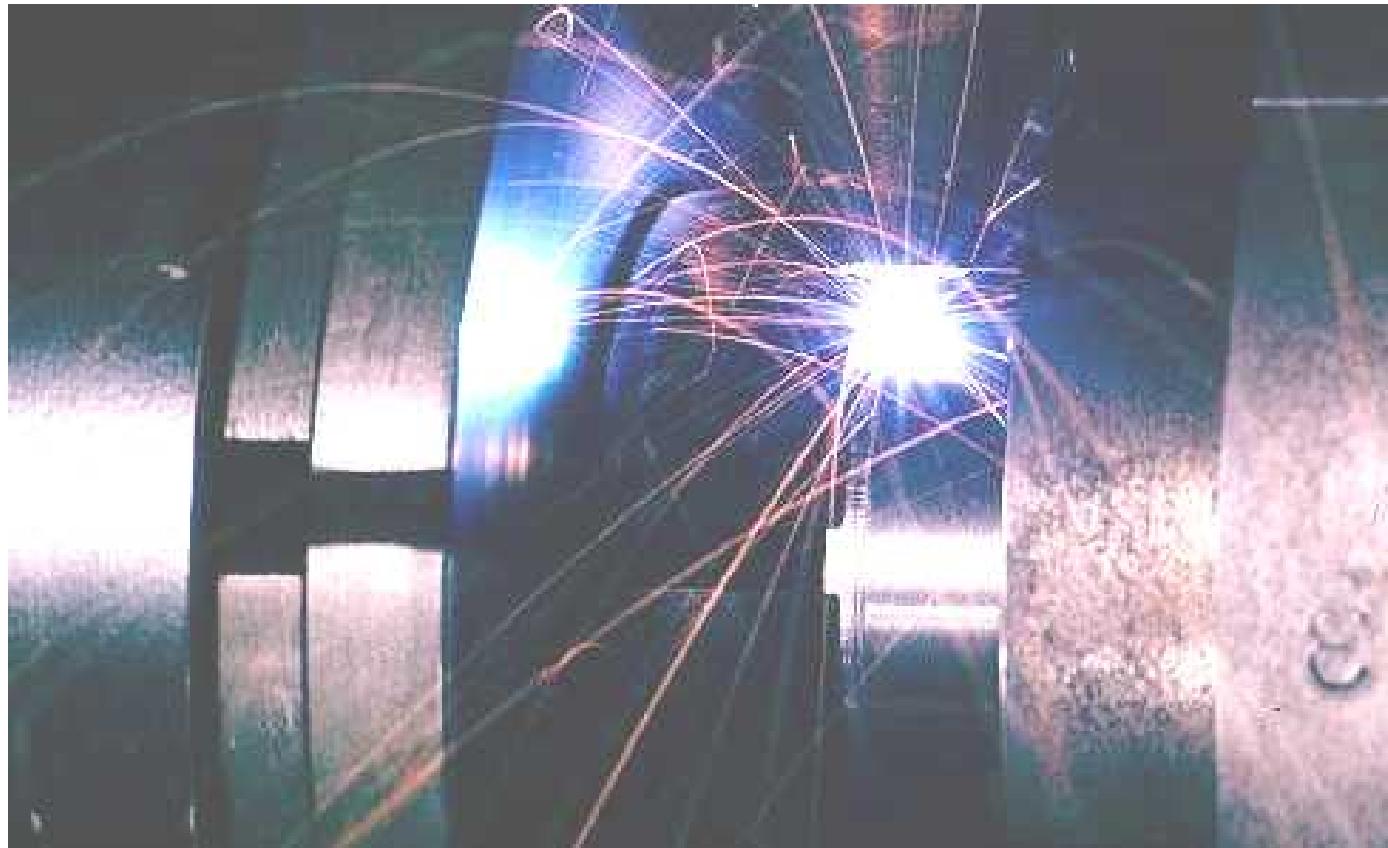
- ★ 测量：准直、测距等。
- ★ 医疗：激光手术刀，血管内窥镜，治癌等。
- ★ 军事：激光制导，激光炮等。
- ★ 核技术：激光分离同位素（还利用了频率准确的特点），激光核聚变（ $10^7 - 10^9$ K，多束激光汇聚到氘-氚小弹丸上）等。

▲ 利用激光极好的相干性：

- ★ 测量：精密测长、测角，测流速（ $10^{-5} - 10^4$ m/s），准确测定光速 c （定义 $1\text{m} = c / 299752458$ ），定向（激光陀螺），测电流电压（磁光效应），激光雷达（分辨率高，可测云雾）等。

- ★ 探测：微电子器件表面探测（激光－原子力显微镜可测25个原子厚度的起伏变化），单原子探测（利用光谱分析能测出 10^{20} 个原子中的一个原子），分子雷达（可探测活细胞内的新陈代谢过程）。
- ★ 全息技术：全息存储，全息测量，全息电影，全息摄影等。
- ★ 激光光纤通讯：载波频率高（ $10^{11} - 10^{15}\text{Hz}$ ），信息容量大，清晰，功耗小，抗干扰性强。

激光焊接



高能激光（能产生约**5500 °C**的高温）
把大块硬质材料焊接在一起

用激光使脱落的视网膜再复位



(目前已是常规的医学手术)

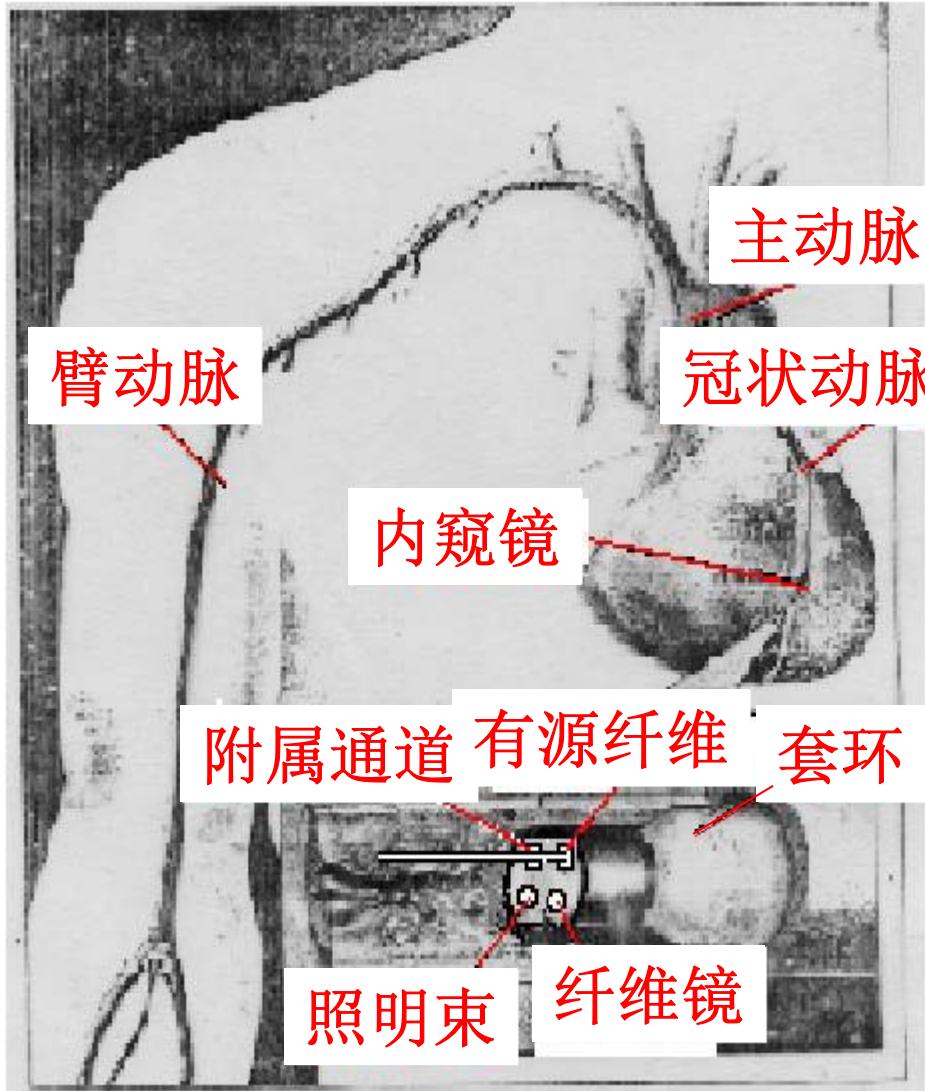
用脉冲的染料激光（波长585nm）处理皮肤色素沉着



处理前

处理后

激光手术刀（不开胸， 不需住院）



激光应用精选2.μγ

- ◆ 照明束
——照亮视场
- ◆ 纤维镜激光光纤
——成象
- ◆ 有源纤维强激光
——使堵塞物熔化
- ◆ 附属通道
(可注入气或液)
——排除残物以明视线
- ◆ 套环
(可充、放气)
阻止血流或使血流流通

