

28.3 微观粒子的不可分辨性和泡利不相容原理

一、微观粒子的全同性

同种微观粒子的质量、自旋、电荷等固有性质都是全同的，不能区分。不过经典理论尚可按运动轨道来区分同种粒子。而在量子理论中，微观粒子的运动状态是用波函数描写的，它们没有确定的轨道，因此也是不可区分的。量子物理把这称做“不可分辨性”，或“全同性”。



全同粒子组成的系统必须考虑这种不可分辨性。

以两个粒子组成的系统为例：

$$\hat{H} = \hat{h}(q_1) + \hat{h}(q_2)$$

$$\hat{h}(q)\Phi_k(q) = \varepsilon_k \Phi_k(q)$$

设粒子1、2均可分别处在状态A或B，相应

波函数分别为 $\Phi_A(q_1)$ 、 $\Phi_A(q_2)$ 、 $\Phi_B(q_1)$ 、 $\Phi_B(q_2)$

设它们组成的系统的波函数为 $\psi(q_1, q_2)$ ， 则

由于粒子不可分辨，应有： $\hat{P}_{12}\psi = \lambda\psi$

\hat{P}_{12} **表示交换粒子1和2**

$$\hat{P}_{12}^2\psi = \lambda\hat{P}_{12}\psi = \lambda^2\psi$$

一对粒子连续交换两次，应该还原，所以 $\lambda^2 = 1$ $\lambda = \pm 1$

亦即全同粒子体系波函数的交换性质必属下列情形之一：

$\psi(q_1, q_2) = \psi(q_2, q_1)$ —对称波函数

$\psi(q_1, q_2) = -\psi(q_2, q_1)$ —反对称波函数

$\psi(q_1, q_2)$ 应该和 Φ_A 及 Φ_B 是什么关系呢？

$\hat{H}\Psi = E\Psi$ 有这种形式的解: $\psi(q_1, q_2) = \Phi_A(q_1)\Phi_B(q_2)$

但这样的解不具有交换对称性。要构造既满足薛定谔方程又满足全同粒子不可区分要求的解，

需把 Φ_A 和 Φ_B 的乘积进行如下组合：

$$\psi(q_1, q_2) = C [\Phi_A(q_1)\Phi_B(q_2) - \Phi_A(q_2)\Phi_B(q_1)] \quad (\text{反对称})$$

$$\psi(q_1, q_2) = C [\Phi_A(q_1)\Phi_B(q_2) + \Phi_A(q_2)\Phi_B(q_1)] \quad (\text{对称})$$

常量 C 是归一化因子。

二、费米子和玻色子 泡利不相容原理

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, ^3He 核等，自旋 $s = 1/2$ 。

费米子波函数反对称： $\psi(q_1, q_2) = -\psi(q_2, q_1)$

$$\psi(q_1, q_2) = C[\Phi_A(q_1)\Phi_B(q_2) - \Phi_A(q_2)\Phi_B(q_1)]$$

当量子态 $A=B$ 时， $\psi(q_1, q_2) = 0$

“不能有两个全同费米子处于同一单粒子态”

—— 泡利不相容原理 (Pauli exclusion principle)

(2) 玻色子 (Boson)

玻色子是自旋 s 为 0 或 整数 的粒子

例如: π , K , ${}^4\text{He}$ — $s = 0$,

光子 — $s = 1$ 。

玻色子的波函数是对称的: $\psi(q_1, q_2) = \psi(q_2, q_1)$

$$\psi(q_1, q_2) = C [\Phi_A(q_1)\Phi_B(q_2) + \Phi_A(q_2)\Phi_B(q_1)]$$

$A=B$ 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。



1945年诺贝尔物理学
奖获得者

—— 泡利

奥地利人

Wolfgang Pauli

1900 — 1958

提出泡利不相容原理

量子力学的基本假设

- (1) 物理系统的状态用波函数描述。
- (2) 描写物理系统的每一个力学量，都对应于一个线性厄米算符。 $(\psi, \hat{A} \varphi) = (\hat{A} \psi, \varphi)$
- (3) 任一状态的波函数 ψ ，都可以用力学量算符的本征函数系，或一组力学量完全集的共同本征函数系来展开。

当系统处在由波函数 ψ 所描述的状态时，每次测量一个力学量所得到的结果，只可能是与该力学量相对应的算符的所有本征值中的一个。

对与算符 \hat{A} 相应的力学量进行足够多次的测量，所得的平均值 \bar{A} 是 ψ 与 $\hat{A}\psi$ 的内积 $(\psi, \hat{A}\psi)$ ，同 ψ 与其自身的内积 (ψ, ψ) 的商，即

$$\bar{A} = \frac{(\psi, \hat{A}\psi)}{(\psi, \psi)} \quad \circ$$

或者说，对与算符 \hat{A} 相应的力学量进行测量，每次测量的结果取 \hat{A} 的某一本征值 A_n 的概率 w_n ，等于 ψ 对 \hat{A} 的本征函数系的展开式中，相应于本征函数 ψ_n 那项的系数 (ψ_n, ψ) 的模方，即 $w_n = |(\psi_n, \psi)|^2$ 。

(4) 态函数随时间的演化遵从薛定谔方程 $i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi = \hat{H} \psi$ ，

其中 \hat{H} 是系统的哈密顿算符。

(5) 系统内任意两个全同粒子互相交换，都不会改变系统的状态。

显然，基本假设(3)是量子力学统计诠释的基础，它把量子力学理论与实验测量联系了起来。根据这个基本假设，要求与力学量相应的算符必须是线性厄米的，并具有正交完备的本征函数系。

28.4 各种原子核外电子的组态

一、中心场近似

氢原子中电子的运动状态由四个量子数 n, l, m_l 和 m_s 表示. 原子序数为 Z 的多电子原子, 是个复杂的多体系统, 一个由电荷为 Ze 的原子核和核外有 N 个电子组成的多电子原子, 其哈密顿量为

$$H = \sum_{i=1}^N \frac{\nabla_i^2}{2m} - \sum_i \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r_i} + \sum_{i,j} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_{ij}} + V_{so} + V_{ss} + \dots,$$

式中第一项为电子的动能, 第二项为电子和原子核之间的静电作用势能, 第三项为电子之间的静电作用势能, V_{so} 为电子的自旋-轨道之间的磁相互作用能, V_{ss} 为电子之间的自旋-自旋的磁相互作用能, 还有电子磁矩和原子核磁矩之间的相互作用能等等. 要严格解这样严格哈密顿量的本征方程几乎是不可能的. 在忽略磁相互作用的情况下, 考虑哈密顿量中的前三项, 如果只考虑前两项, 这是 N 个无相互作用单电子的哈密顿量, 从这个哈密顿量得到的波函数由多电子波

函数组成, 它的能级次序只由各个电子的主量子数 n 决定. 这样得到的原子能级和实际能级相差太大. 第三项电子之间的势能会使原子能级的能量提高许多, 不能看作是微扰. 通常将电子之间的静电排斥势能中球对称部分 $S(r_i)$ 归入第二项, 将电子看成是在一个中心场 $\sum_{i=1}^N V(r_i)$ 中运动, 只不过, 由于斥力的影响, 核的库仑引力被部分地屏蔽了. 总的中心势为

$$\sum_{i=1}^N V(r_i) = \sum_{i=1}^N \left[-\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r_i} + S(r_i) \right]$$

剩余的静电相互作用势能为

$$H_1 = \sum_{i,j} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_{ij}} - \sum_{i=1}^N S(r_i)$$

称为剩余静电势, 是非中心斥力的作用. 这样剩余静电势 H_1 引起的能量修正就比较小了, 可以看成微扰. 原子哈密顿量可以写成

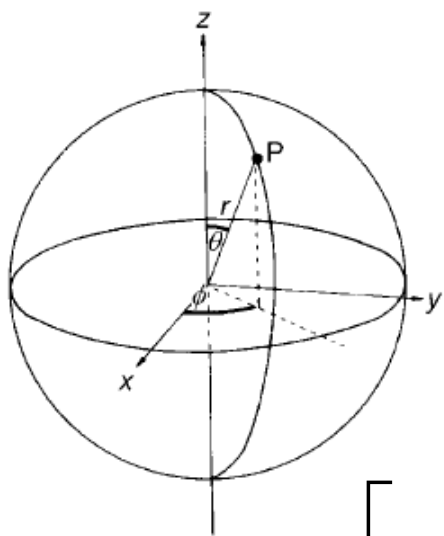
$$H = H_0 + H_1$$

其中

$$H_0 = \sum_{i=1}^N \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla_i^2 + V(r_i) \right]$$

$H_1 \ll H_0$. 零级近似的本征方程只和每个电子的坐标有关, 可以分离成单个电子的方程.

假定每个电子只受到一个平均的有心力场的作用, 第*i*个电子的薛定谔方程是



$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla_i^2 + V_i(r_i) \right] u_i = \varepsilon_i u_i$$

$$u_i = R_i(r_i) Y_i(\theta_i, \varphi_i)$$

$$\left[-\frac{\partial}{\partial r_i} \left(r_i^2 \frac{\partial}{\partial r_i} \right) + \frac{2m r_i^2}{\hbar^2} (\varepsilon_i - V_i) - l_i(l_i + 1) \right] R_i = 0$$

$$R_i = R_{n_i l_i}(r_i)$$

$$Y_i = Y_{l_i m_i}(\theta_i, \varphi_i)$$

和氢原子类似,每个电子的状态可以用一组量子数 n, l, m_l, m_s 描述, 系统的零级近似总波函数由各电子的波函数的乘积组成,原子的零级近似能量是各个电子能量的总和:

$$E = \sum_{i=1}^N E_{n_i l_i}$$

多电子原子中的电子可以按一定规律具有不同的量子数 n, l, m_l, m_s , 通常称为量子数原理.

泡利不相容原理(Pauli's exclusion principle)

在同一原子中,不可能有两个电子具有完全相同的量子数 (n, l, m_l, m_s) .

由于对于每一个 l 可以有 $2l+1$ 个 m_l 值,对每一个 m_l 又可以有两个不同的 m_s 值,因此对每一个 l 可以有 $2(2l+1)$ 个不同的量子态. 因此每一个具有相同角量子数 l 的支壳层(sub-shell)中最多可以容纳的电子数为:

$$N_l = 2(2l + 1)$$

而每一个具有相同主量子数 n 值的主壳层(main shell)中最多可以容纳的电子数为

$$\begin{aligned} N_n &= \sum_{l=0}^{n-1} 2(2l + 1) \\ &= 2[1 + 3 + \cdots + (2n - 1)] = 2n^2 \end{aligned}$$

因此在各主壳层和次壳层中最多可以容纳的电子数如下表:

主壳层和支壳层填充的电子数

| $n \backslash l$ | | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | $2n^2$ |
|------------------|---|---|---|----|----|----|----|--------|
| | | s | p | d | f | g | h | |
| 1 | K | 2 | | | | | | 2 |
| 2 | L | 2 | 6 | | | | | 8 |
| 3 | M | 2 | 6 | 10 | | | | 18 |
| 4 | N | 2 | 6 | 10 | 14 | | | 32 |
| 5 | O | 2 | 6 | 10 | 14 | 18 | | 50 |
| 6 | P | 2 | 6 | 10 | 14 | 18 | 22 | 72 |

能量最低原理(minimum energy principle)

在基态原子中的电子先填充能量较低的壳层和支壳层. 单个电子的能量的主要部分取决于主量子数 n , 同时也与角量子数有关. 主量子数越大, 能量越高; 角量子数越大, 能量也越高. 对多电子原子, 由于电子间存在相互作用, 支壳层能量高低的顺序根据实验数据由 $n+0.7l$ 的值确定, 其值越大, 能量越高.

| | n | l | $n+0.7l$ |
|------|-----|-----|----------|
| $4s$ | 4 | 0 | 4 |
| $3d$ | 3 | 2 | 4.4 |

由此可知各支壳层能量由低到高的顺序和相应最多填充电子数为：

| | | | | | | | | | | | | | | | | |
|----|----|----|----|----|----|----|----|----|----|----|----|----|----|----|----|-------|
| 1s | 2s | 2p | 3s | 3p | 4s | 3d | 4p | 5s | 4d | 5p | 6s | 4f | 5d | 6p | 7s | 5f... |
| 2 | 2 | 6 | 2 | 6 | 2 | 10 | 6 | 2 | 10 | 6 | 2 | 14 | 10 | 6 | 2 | 14 |
| 2 | 4 | 10 | 12 | 18 | 20 | 30 | 36 | 38 | 48 | 54 | 56 | 70 | 80 | 86 | 88 | 102 |

二、四个量子数

描述原子中电子运动状态需要一组量子数

— n, l, m, m_s

- 主量子数 $n=1, 2, 3, \dots$ 是决定能量的主要因素；
- 轨道角量子数 $l = 0, 1, 2, \dots, (n-1)$

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

- 轨道磁量子数 $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$

$$L_z = m\hbar$$

• 自旋磁量子数 $m_s = \pm \frac{1}{2}$ $S_z = m_s \hbar$

三、电子的壳层分布

电子是费米子，由泡利不相容原理

同一个 n 组成一个壳层 (K, L, M, N, \dots)

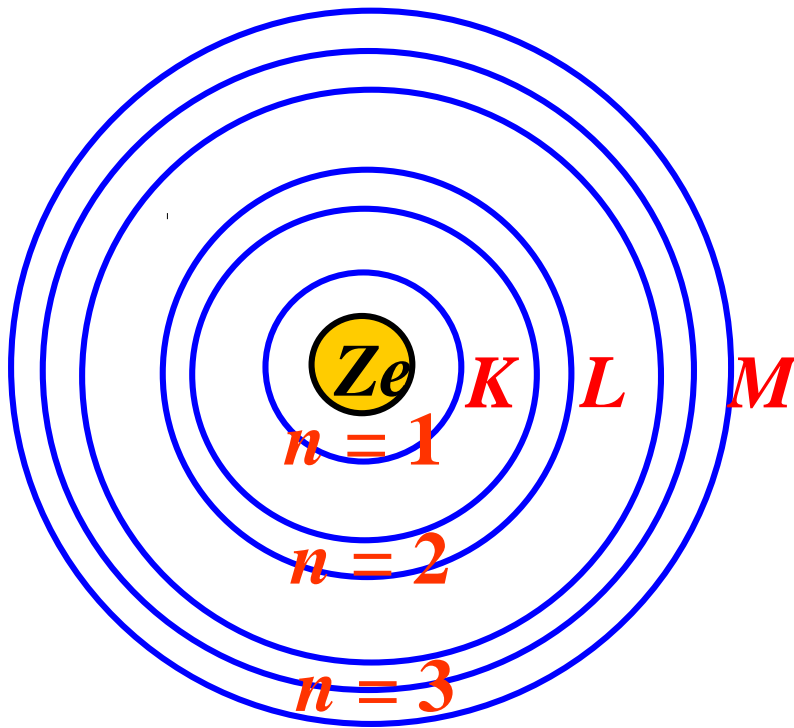
相同 n, l 组成一个支壳层 (s, p, d, f, \dots)

一支壳层内电子可有 $(2l+1) \times 2$ 种量子态，

主量子数为 n 的壳层可容纳的电子数为：

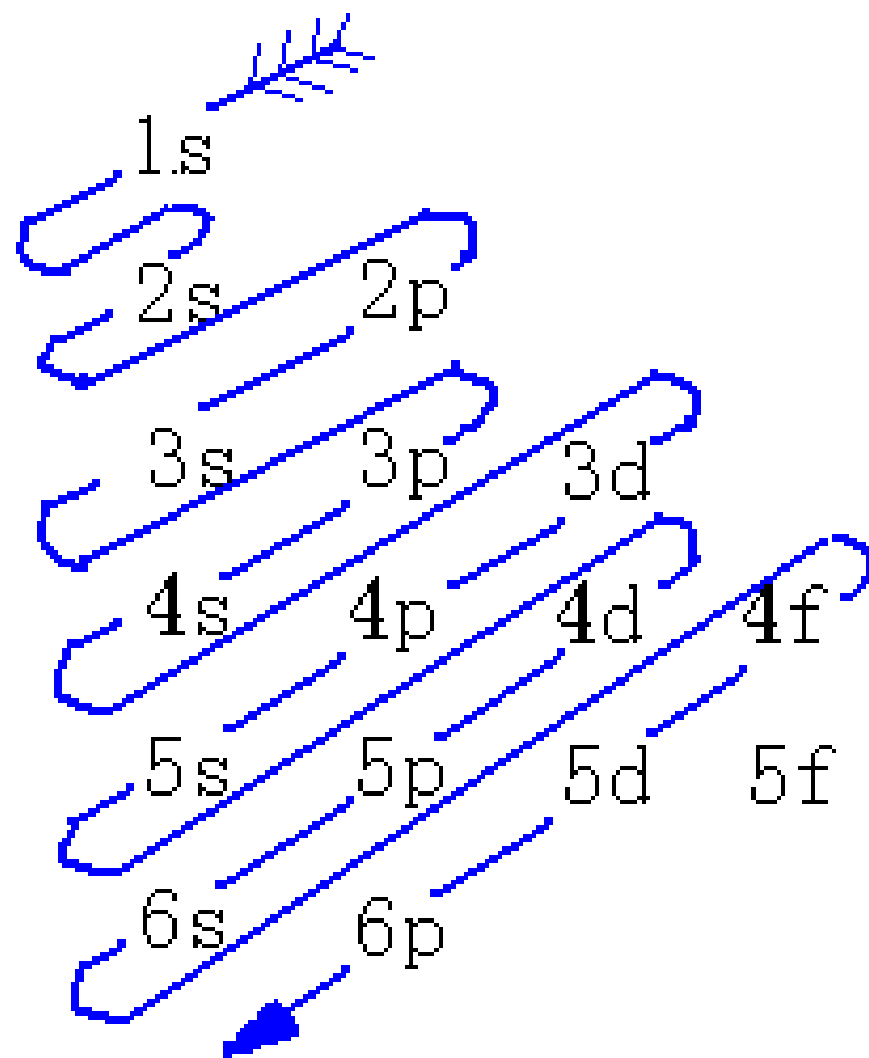
$$N_n = \sum_{l=0}^{n-1} (2l+1) \times 2 = 2n^2$$

能量最小原理：电子优先占据最低能态



| n | | l | |
|-----|--|-----|----|
| 3 | | 2 | 3d |
| | | 1 | 3p |
| | | 0 | 3s |
| 2 | | 1 | 2p |
| | | 0 | 2s |
| 1 | | 0 | 1s |

$$n + 0.7l$$



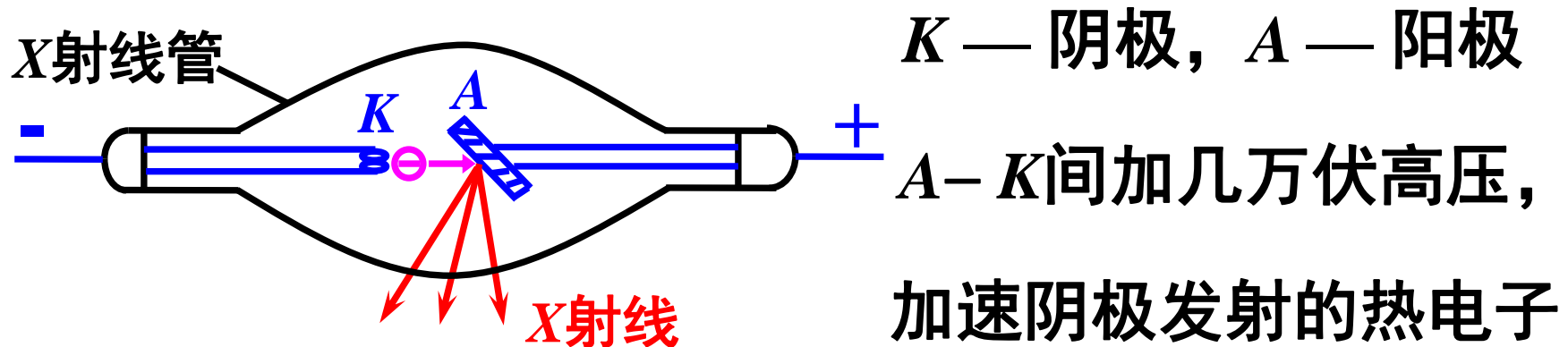
壳层和支壳层填充次序的经验规律

28.5 X 射线

$\lambda \sim 0.001 \text{ nm} \text{ — } 1 \text{ nm}$

$\lambda < 0.1 \text{ nm}$ — 硬X射线

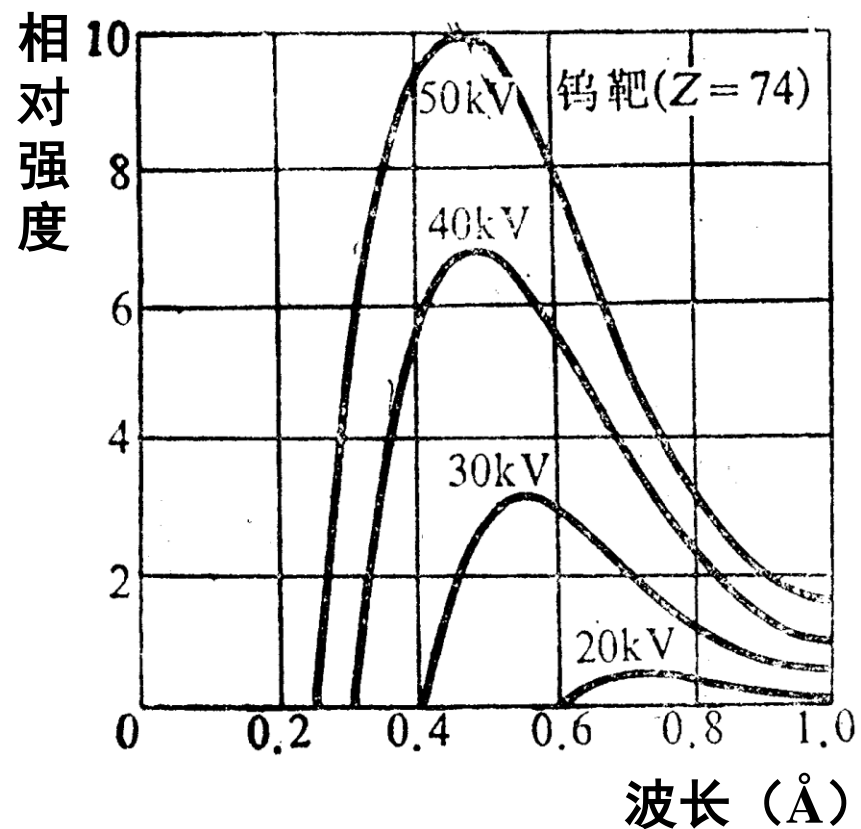
$\lambda > 0.1 \text{ nm}$ — 软X射线



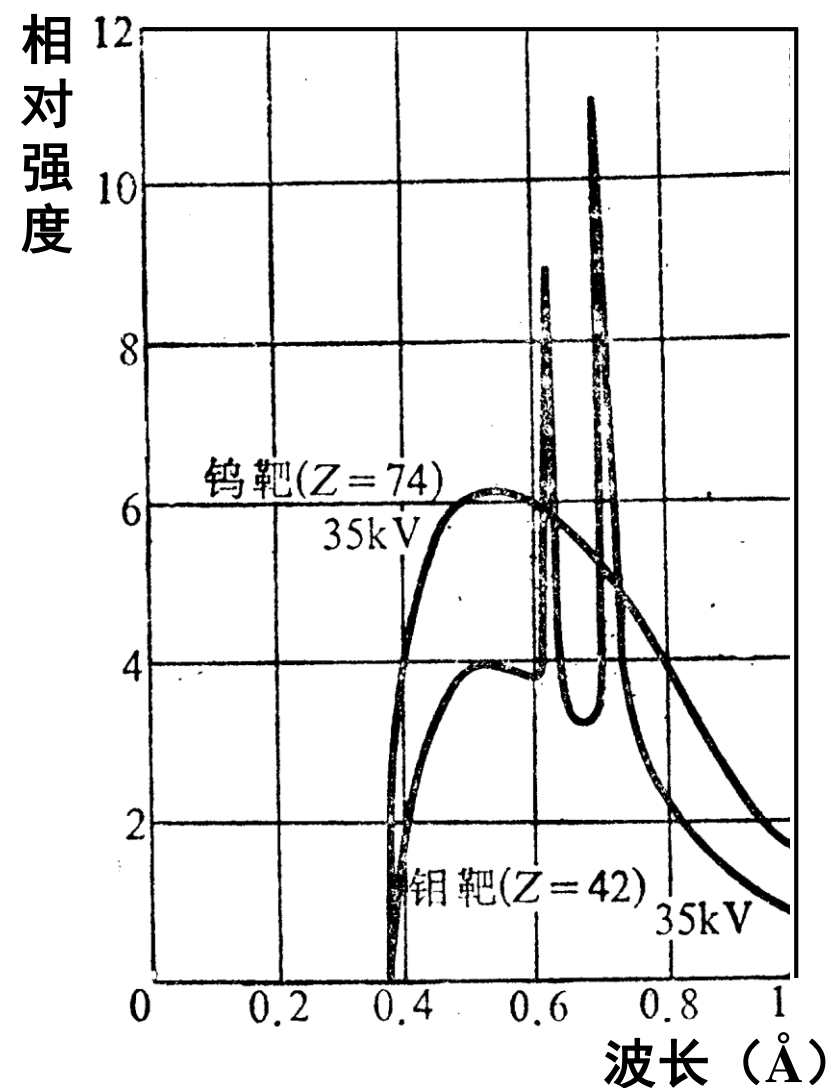
一、原子光谱的构成和 X 射线发射谱

| | | | | | |
|------|-------|---|--|--|--|
| 原子光谱 | { | 光学线状谱：价电子跃迁 $\Delta E: 10^{-1} \text{ eV} \sim 10^1 \text{ eV}$ | | | |
| | | 红外 | | \sim 紫外 | |
| | | $\lambda: 10^6 \text{ \AA}$ | | $\sim 10^3 \text{ \AA}$ | |
| | X 射线谱 | { | 连续谱：韧致辐射 $10^{-2} \text{ \AA} \sim 10^2 \text{ \AA}$ | | |
| | | | 线状谱：内层电子跃迁 | $\Delta E: 10^3 \text{ eV} \sim 10^4 \text{ eV}$ | |
| | | | | $\lambda: 10^{-1} \text{ \AA} \sim 10^2 \text{ \AA}$ | |

X 射线发射谱:



不同的外加电压

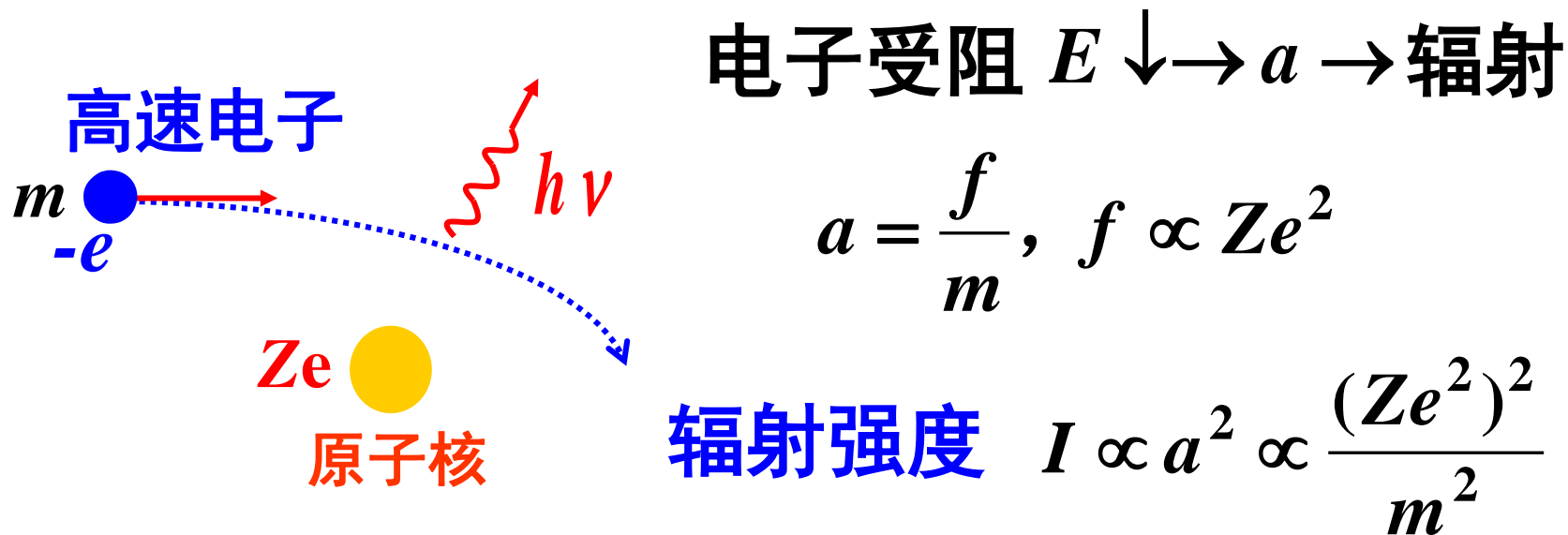


固定的外加电压

二、X射线的连续谱

连续谱起源于轫致辐射 (bremsstrahlung)

“轫” 是旧式大车上刹车用的木头



电子打重物质 (Z大) 辐射强

电子感应加速器: 电子打 W 靶产生硬 X 射线

同方威视: 电子直线加速器 + 探测器阵列

实验表明轫致辐射连续谱有下限波长：

$$\lambda_{\min} \propto \frac{1}{U} \quad \text{—— 与靶元素无关}$$

理论分析：电子的动能全部转化为辐射能时，

有

$$E = eU = h\nu_{\max} = h \frac{c}{\lambda_{\min}}$$

$$\lambda_{\min} = \frac{hc}{e} \cdot \frac{1}{U} \quad \text{—— 也可用来测 } h$$

1915年，杜安 (Duane) 和亨特 (Hunt) 用这种方法测出的 h 值和光电效应的一致，说明了 h 的普适性。

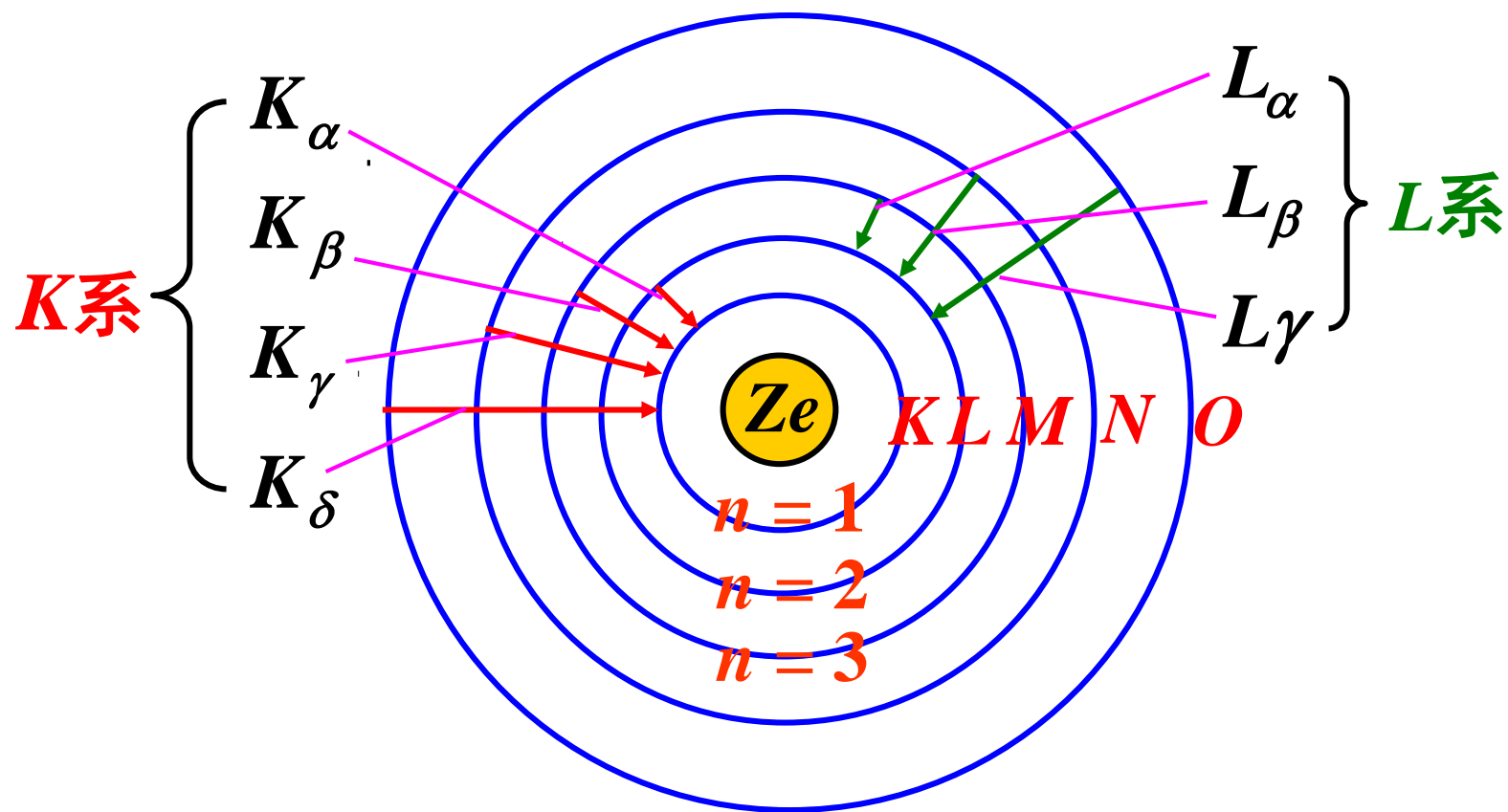
λ_{\min} 的存在是量子论正确性的又一例证。

$$\lambda_{\min}(nm) = \frac{1.24}{U(kV)}$$

电视机： $U = 9 \sim 20 \text{ kV}$ ，荧光屏上产生X
射线，能量不高，强度很弱。

三、X射线的线状光谱

线状谱起源于电子的内层跃迁，它的位置由元素决定，与电压 U 无关。



不同元素 K , L 系光谱不同 — 特征谱、标识谱



莫塞莱

(Henry G. J. Moseley, 1887-1915)

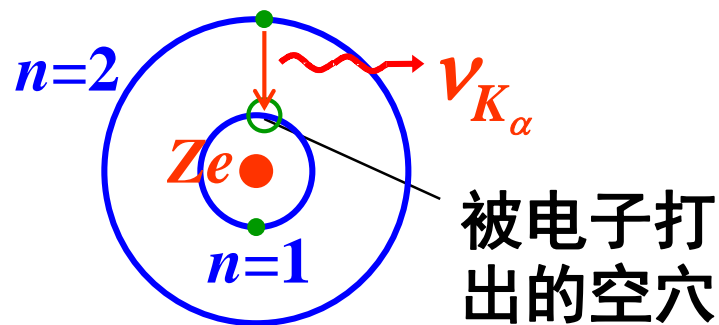
莫塞莱 (Moseley) 定律:

$$\sqrt{\nu_{K_\alpha}} = 4.97 \times 10^7 (Z - \sigma_K) \quad \sigma_K = 1$$

ν_{K_α} — 某元素发出的 K_α 线的频率

Z — 该元素的原子序数

莫塞莱定律用量子力学解释:



1915年第一次世界大战时，莫塞莱在达达尼海峡登陆时阵亡，年方28岁。

$$E_n = \frac{(-13.6\text{eV})(Z-1)^2}{n^2}$$

$$\begin{aligned}\Delta E &= \frac{-(13.6\text{eV})(Z-1)^2}{2^2} - \frac{-(13.6\text{eV})(Z-1)^2}{1^2} \\ &= (10.2\text{eV})(Z-1)^2\end{aligned}$$

$$\nu = \frac{\Delta E}{h} = \frac{(10.2\text{eV})(Z-1)^2}{4.14 \times 10^{-15} \text{eV} \cdot \text{s}} = (2.46 \times 10^{15} \text{Hz})(Z-1)^2$$

$$\sqrt{\nu} = C(Z-1)$$

$$C = 4.96 \times 10^7 \text{Hz}^{1/2}$$

K 系只与元素本身有关，与化学结构无关，这更说明了X射线线状谱的标识作用。

历史上就是用莫塞莱公式来测定元素 Z 的，指出了 $Z = 43, 61, 75$ (Tc, Pm, Re) 这三个元素在周期表中的位置。并纠正了 $_{27}\text{Co}$ 与 $_{28}\text{Ni}$ 在周期表上被颠倒了的位置。

早期的周期表是用原子量排序的，化学家发现一些矛盾：从化学性质看，钴似乎应该排在镍前面，虽然钴的原子量(58.93)比镍的(58.70)大。莫塞莱的原子序数概念，即原子核所带的电荷数，支持了化学家，给了他们以钴镍逆排的依据。

莫塞莱证明了核电荷（即原子序数）才是对元素编号的真实基础。

例28.7 用电子轰击钴靶，并测量所发出的特征X射线的波长，也看到另一个更弱的特征谱，它是钴中的杂质产生的。这两个 K_α 线的波长分别是178.9 pm（钴）和143.5 pm（杂质）。钴的原子序数是27。试确定此杂质是什么元素。

解：

$$\sqrt{\frac{c}{\lambda}} = \sqrt{\nu} = C(Z - 1)$$

$$\frac{Z_2 - 1}{Z_1 - 1} = \sqrt{\frac{\lambda_1}{\lambda_2}}$$

$$Z_2 = (Z_1 - 1) \sqrt{\frac{\lambda_1}{\lambda_2}} + 1 = 30$$

杂质为锌 (Zn)。

28.6 激光

激光 (**Laser**), 它的全名是

“**辐射的受激发射光放大**”。



Theodore Maiman

(**Light amplification by stimulated emission of radiation**)

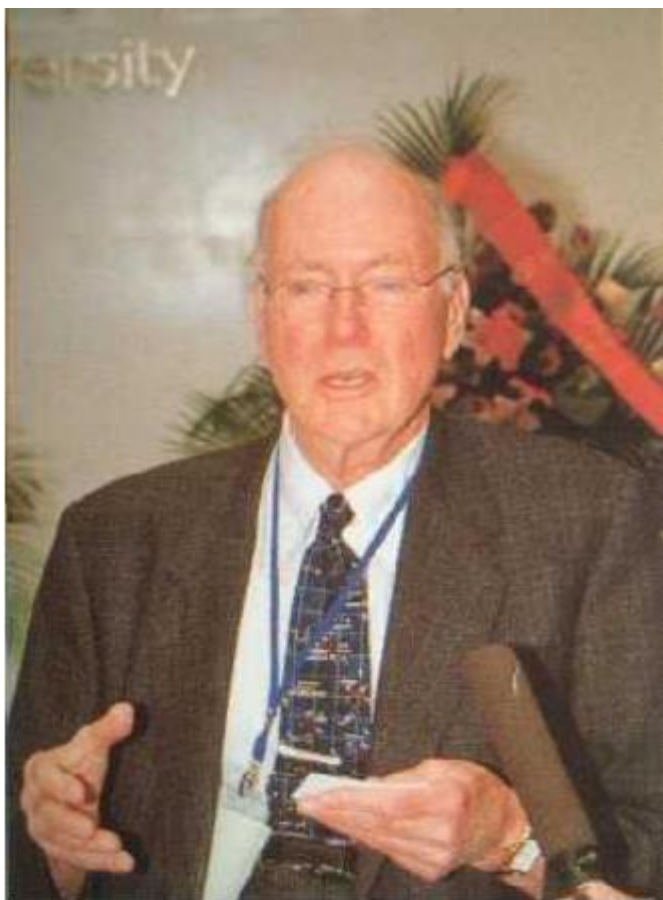
世界上第一台激光器诞生于1960年。

此前, 1954年制成了**受激发射的微波放大器**
——**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。

The Nobel Prize in Physics 1964 was divided, one half awarded to Charles Hard Townes, the other half jointly to Nicolay Gennadiyevich Basov and Aleksandr Mikhailovich Prokhorov *"for fundamental work in the field of quantum electronics, which has led to the construction of oscillators and amplifiers based on the maser-laser principle"*.





查尔斯·汤森
(C.H.Townes, 1915 —)

著名实验和理论物理学家
1951年提出**maser**的概念,
1954年制出世界上第一台**maser**。
1958年论述了**laser**的基本原理。
1964年获诺贝尔物理学奖。

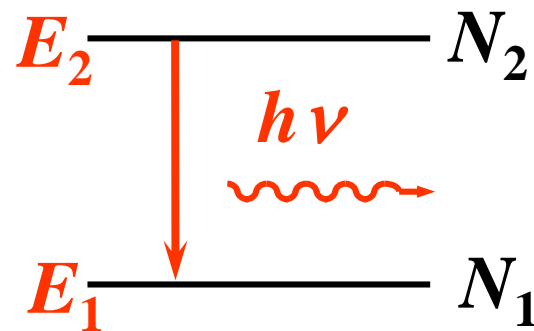
这是2002年6月17日在清华大学举办的**前沿科学国际研讨会**
(庆贺杨振宁先生**80华诞**)上,
汤森教授做学术报告。报告题为

**“The Laser : What It Does
and How It Happened”**

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 $\left(\frac{d N_{21}}{d t} \right)_{\text{自发}} = A_{21} N_2$

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。

$\frac{1}{A_{21}} = \tau$ 是原子在 E_2 能级的平均停留时间（寿命）

证：

$$dN_{21} = -dN_2$$

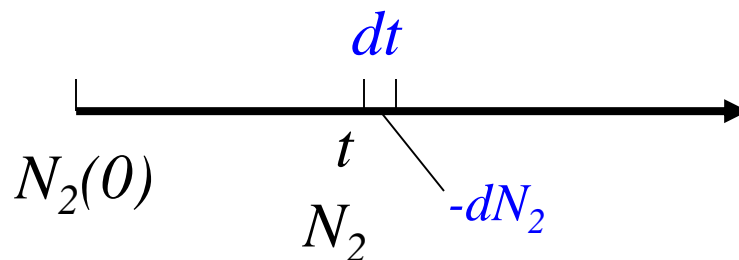
$$\rightarrow \frac{dN_2}{N_2} = -A_{21} dt$$

$$\rightarrow N_2(t) = N_2(0)e^{-A_{21}t}$$

$$\tau = \bar{t} = \frac{\int_0^\infty t(-dN_2)}{N_2(0)} = \frac{\int_0^\infty t A_{21} N_2(0) e^{-A_{21}t} dt}{N_2(0)} = \frac{1}{A_{21}}$$

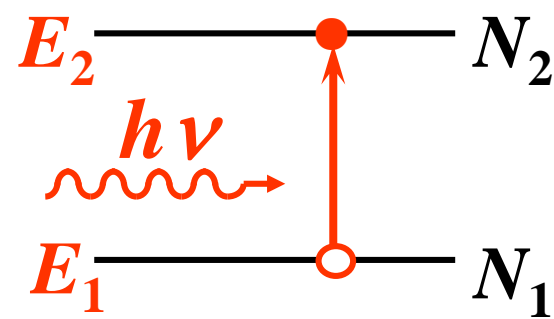
由此有 $N_2(t) = N_2(0)e^{-\frac{t}{\tau}}$ ， $t = \tau$ 时， $N_2 = \frac{N_2(0)}{e}$

各原子发射的自发辐射光子是彼此独立的、
因而自发辐射光是非相干光。



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：

$$\left(\frac{d N_{12}}{d t} \right)_{\text{吸收}} = W_{12} N_1$$

W_{12} ——单个原子在单位时间内发生吸收过程的概率。

设 $\rho(\nu, T)$ 是温度为 T 时，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

$$W_{12} = B_{12} \rho(\nu, T)$$

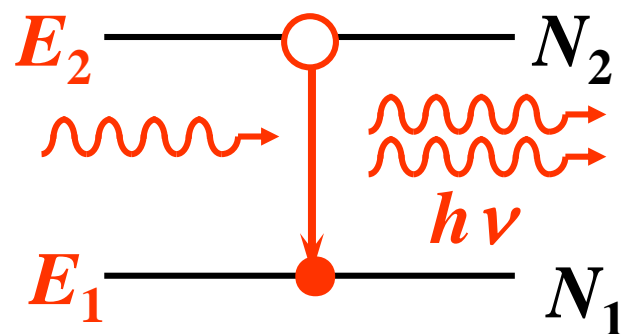
B_{12} ——吸收系数

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）

好激光器： $> 10^{20}$ 个光子 / 量子态

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 $\left(\frac{d N_{21}}{d t} \right)_{\text{受激}} = W_{21} N_2$

$W_{21} = B_{21} \cdot \rho(\nu, T)$ —— 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。

$$N_1 B_{12} \rho = N_2 A_{21} + N_2 B_{21} \rho$$

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-(E_2 - E_1)/kT}$$

$$\rho = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}$$

$$h\nu = E_2 - E_1$$

联立

爱因斯坦从理论上得出：

$$B_{21} = B_{12}$$

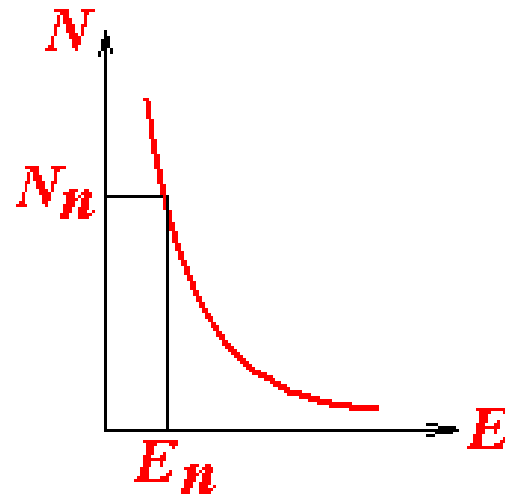
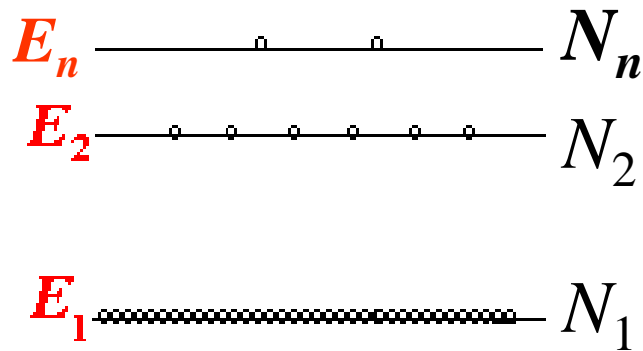
$$A_{21} = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} B_{12}$$

→ A_{21} 大，则 B_{12} 也大

二. 由受激辐射产生激光的两个基本条件

1. 粒子数反转 (population inversion)

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服从玻耳兹曼统计分布：

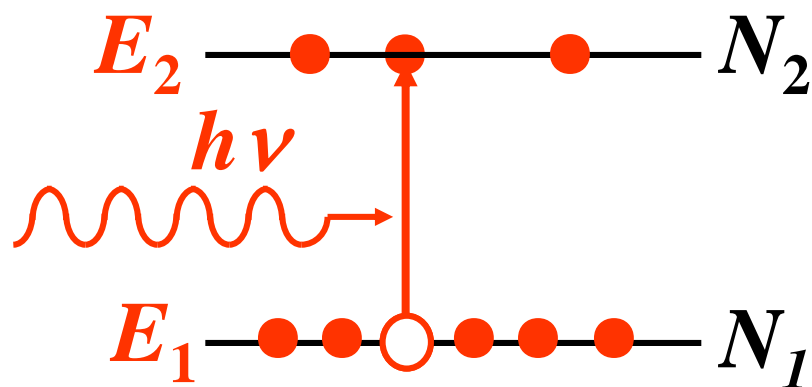


$$N_n \propto e^{-\frac{E_n}{kT}} \longrightarrow N_2 < N_1$$

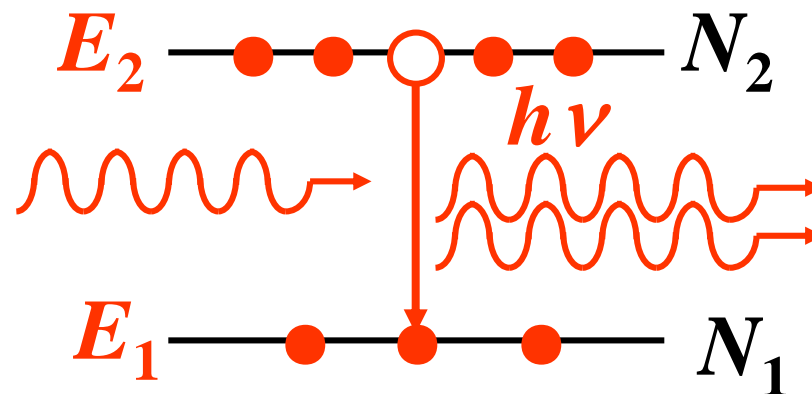
但要产生光放大必须 $N_2 > N_1$ ，这是因为：

能量为 $E_2 - E_1$ 的入射辐射光可引起两种过程：

吸收或受激辐射 因为 $B_{21}=B_{12} \rightarrow W_{21}=W_{12}$



$N_1 > N_2$, 吸收为主



$N_2 > N_1$, 受激辐射为主

\therefore 要产生光放大必须 $N_2 > N_1$

—— 粒子数布居反转

只有 $N_2 > N_1$ 才能产生光放大。

粒子数反转态是非热平衡态。

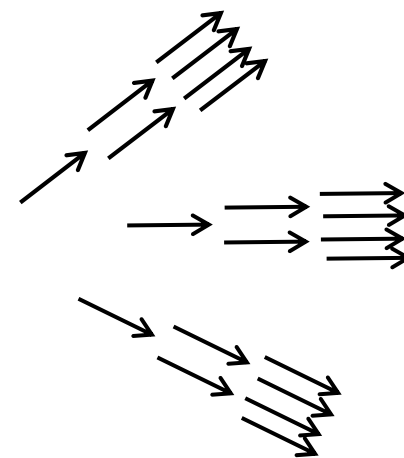
为了促使粒子数反转的出现，必须用一定的手段去激发原子体系。称为“泵浦”或“抽运”。
激发的方式可以有光激发和原子碰撞激发等。

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的能级系统；
- ▲上能级应为“亚稳态”(自发辐射系数小)；
- ▲下能级不应是基态，而且对下下能级的自发辐射要大。

2. 光振荡

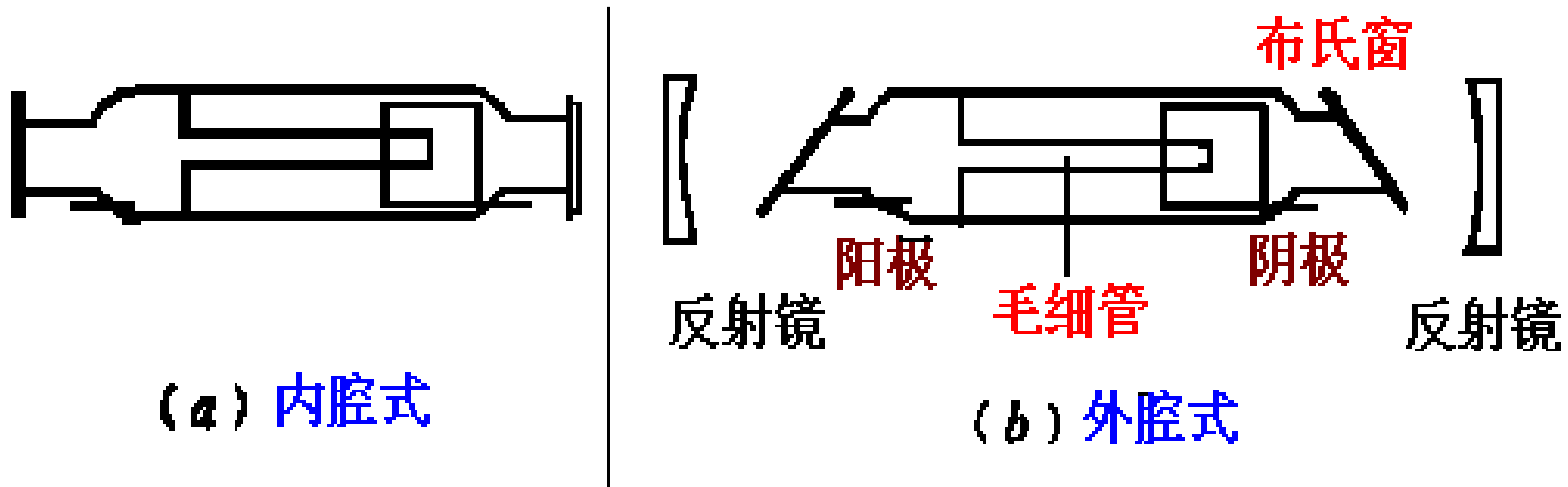
实现了**粒子数反转**的大量原子会由自发辐射引起受激辐射,但方向是杂乱的,不能产生很强的激光。



必须使光沿某一方向反复放大才能形成激光—**称为光振荡**。

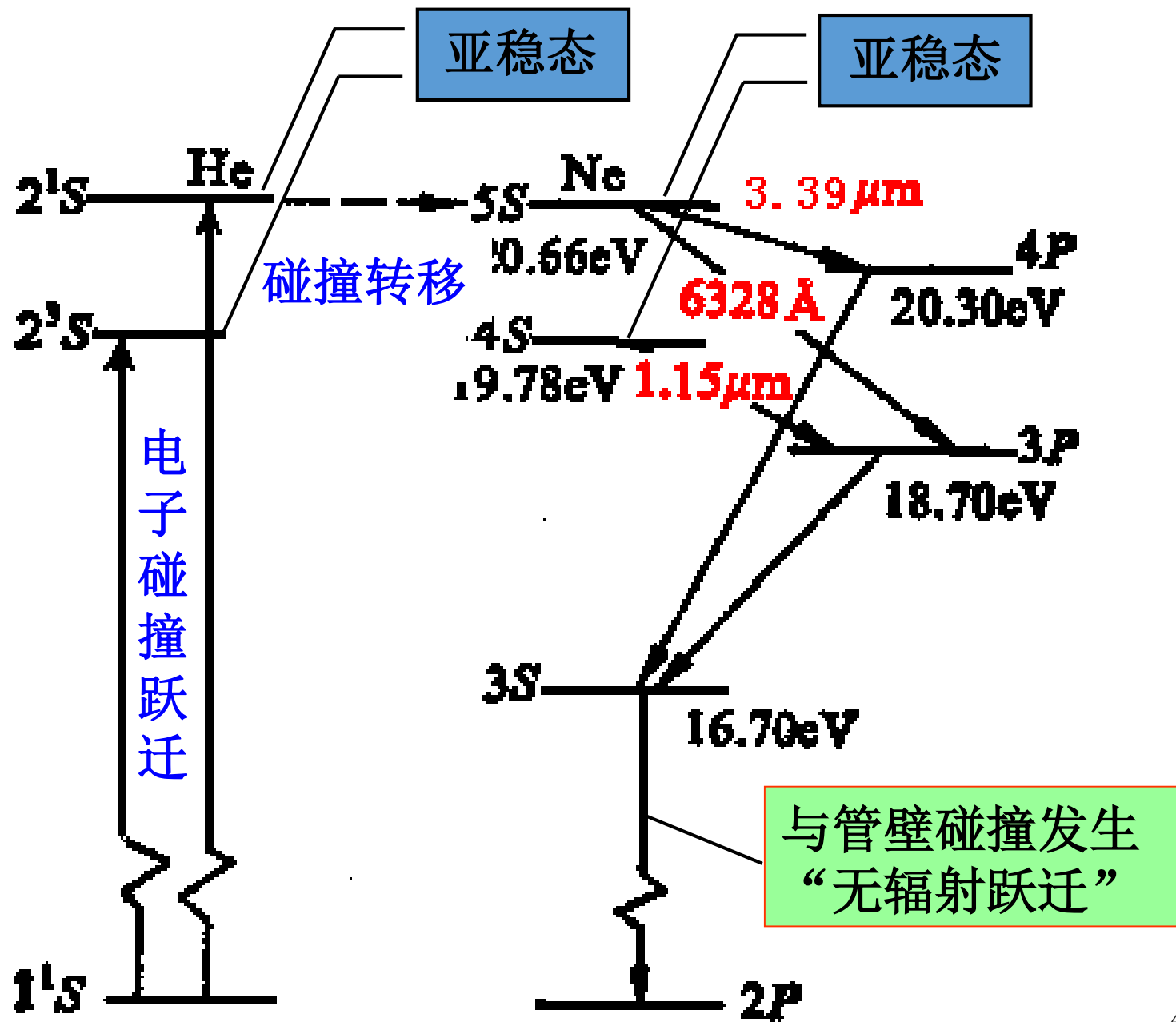
三. 激光器的实例: He - Ne 气体激光器

He — Ne 气体激光器的粒子数反转



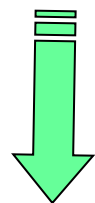
He是辅助物质，Ne是激活物质，

He与 Ne之比为5：1 ~ 10：1 。

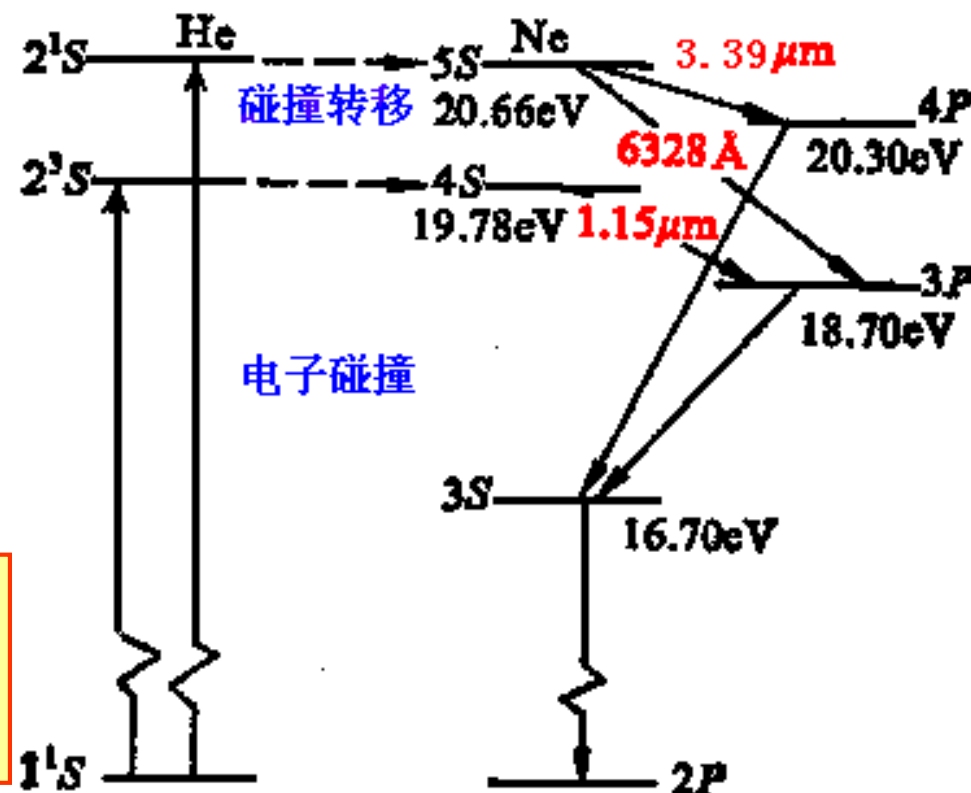


He-Ne激光管的工作原理:

- ◆ 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的 2^3S 和 2^1S 这两个能级都是亚稳态, 很难回到基态;



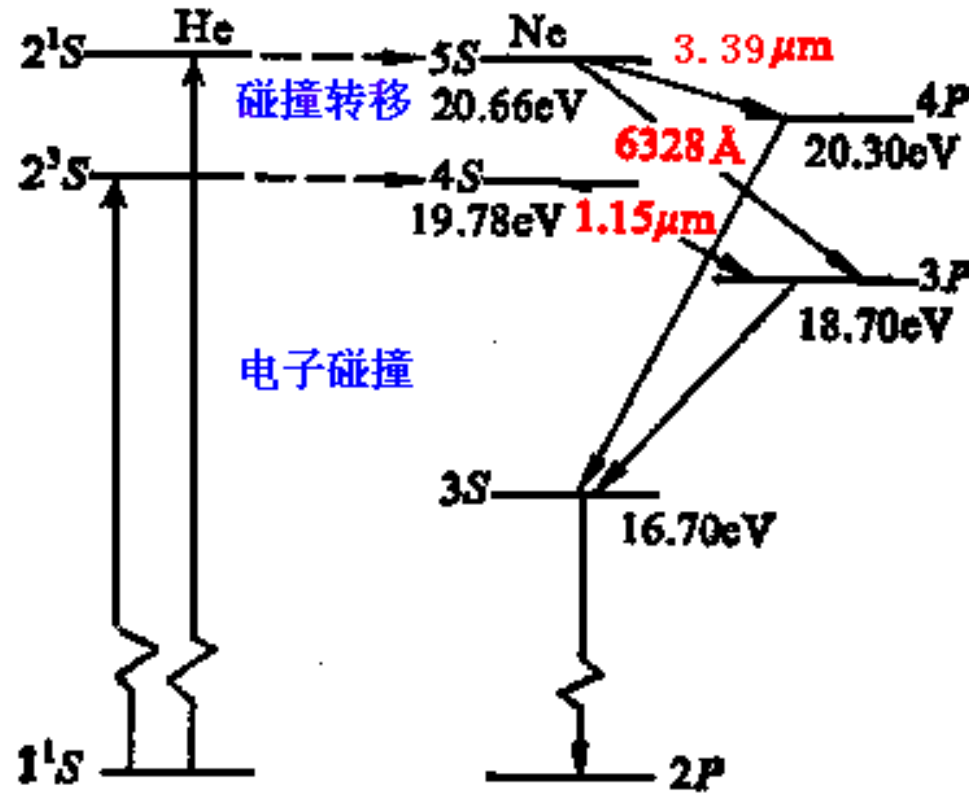
在He的这两个激发态上集聚了较多的原子。



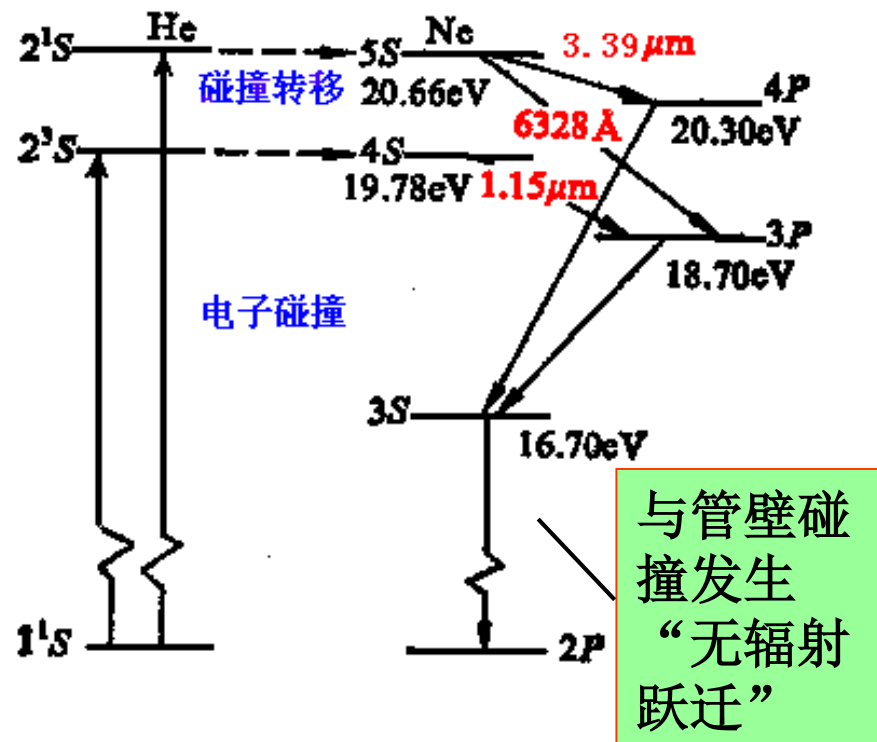
◆ 由于Ne的 $5S$ 和 $4S$ 与 He的 2^1S 和 2^3S 的能量几乎相等,在碰撞中 He 把能量传递给 Ne而回到基态,而 Ne 则被激发到 $5S$ 或 $4S$ -- 能量的 “共振转移”。

◆ 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。

正好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。



- ◆ 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，3S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，这就及时减少了3S态的Ne原子数，有利于激光下能级4P与3P态的抽空。



◆ Ne原子可以产生多条激光谱线,

图中标明了最强的三条:

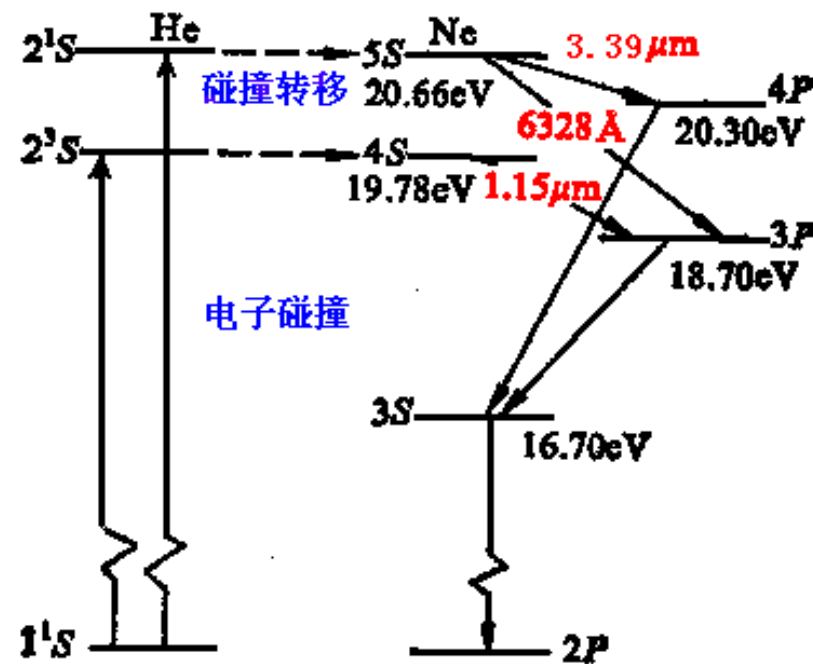
632.8 nm

1.15 μm

3.39 μm

— 红光

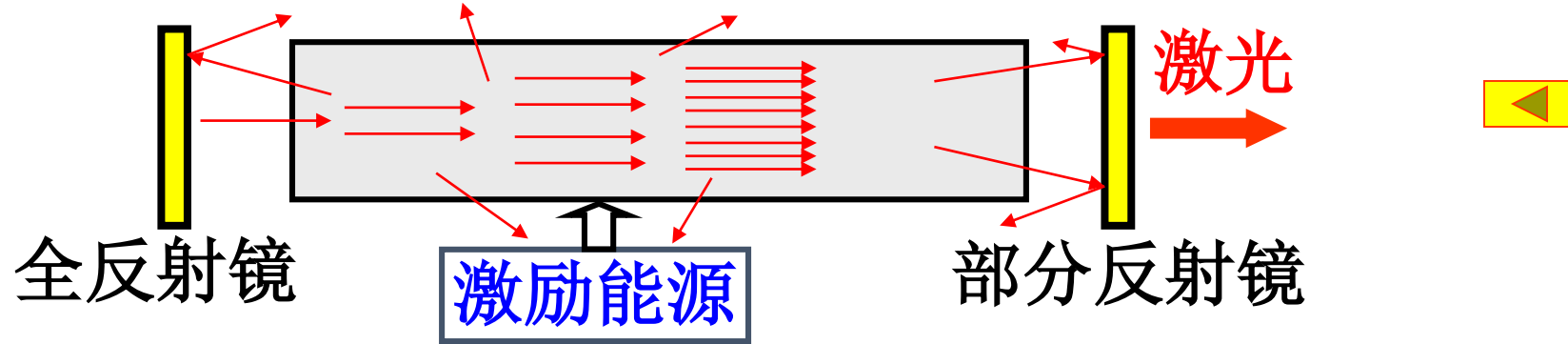
— 红外



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。

四. 光学谐振腔 (optical harmonic oscillator)

为了加强光放大，受激辐射光需要反复通过激活物质，这就需要在激活物质两侧有两个反射镜，构成一个“光学谐振腔”——实现光振荡。



光学谐振腔的作用

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）。

小结：激光器的三个主要组成部分：

1.激活介质：

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，相干长度可达几十公里。
- ◆ 空间相干性好，激光波面上各个点可以做到都是相干的。

2. 方向性极好

3. 亮度和强度极高：

第28章结束