

# 3.4 电子的自旋和原子总磁矩

Stern-Gerlach实验发现

Ag原子经过不均匀磁场后偶数分裂

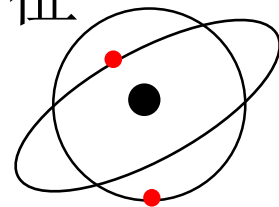
偶数分裂  $\longrightarrow$  角动量为半整数  $2l + 1$

## 一、电子自旋

Uhlenbeck & Goudsmit（荷兰，1925）提出假设，  
电子应该还有除了轨道运动之外的其它运动特征

- 尝试引入另外一种角动量描述这种运动特征

——电子自旋角动量



球对称库仑势场  
中电子的轨道运动

- 电子自旋假设： **电子具有固有的自旋角动量**

## 1. 自旋角动量

$$|\vec{L}_s| = |\vec{S}| = \sqrt{s(s+1)}\hbar = (\sqrt{3}/2)\hbar$$

$$s = 1/2$$

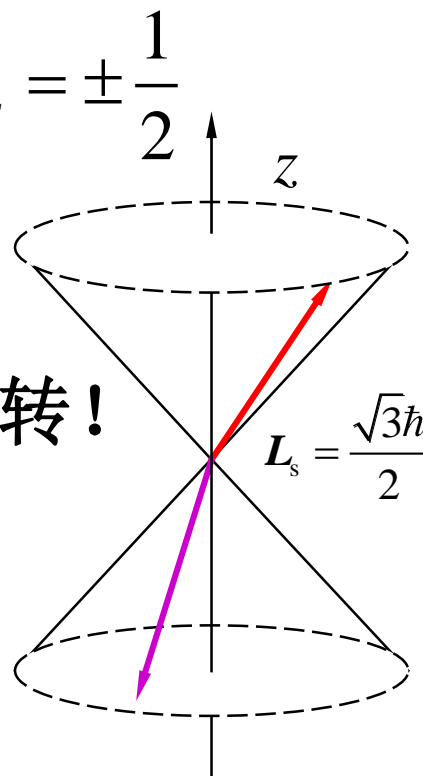
## 2. 自旋角动量的Z分量

$$L_{s,z} = S_z = \pm \frac{1}{2}\hbar = m_s \hbar$$

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

**电子自旋**是电子的一个  
**内禀自由度**，并非电子旋转！

若视为电子旋转，其自旋角动量为  $1/2\hbar$ ，对应的线速度约为  $137c$ 。



$$\alpha = \cos^{-1}\left(\frac{1}{\sqrt{3}}\right) = 54.7^\circ$$

## 二、电子自旋对应的磁矩——自旋磁矩

类比轨道磁矩

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e}$$

自旋磁矩  $\vec{\mu}_s = -\sqrt{s(s+1)}\mu_B = -\frac{\sqrt{3}}{2}\mu_B$

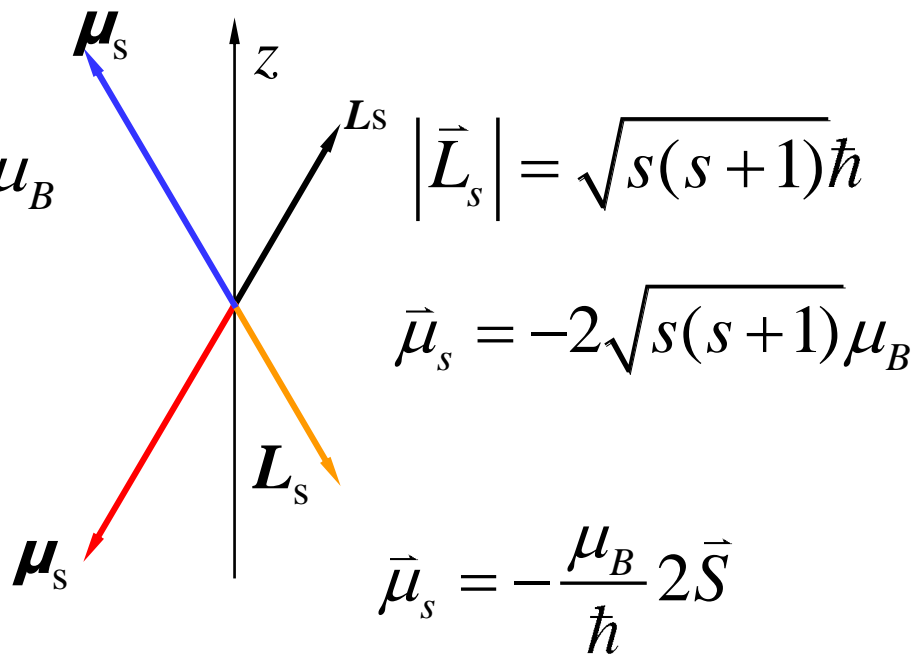
自旋磁矩Z分量  $\mu_{s,z} = -m_s\mu_B = \mp\frac{1}{2}\mu_B$

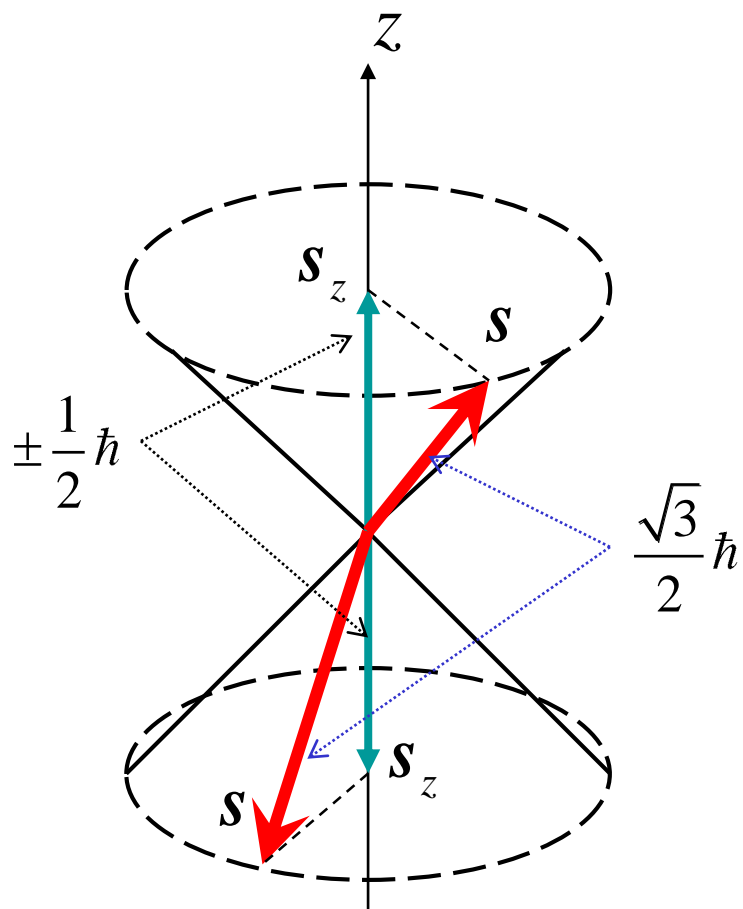
与磁场中光谱线的分裂不符！

若假定

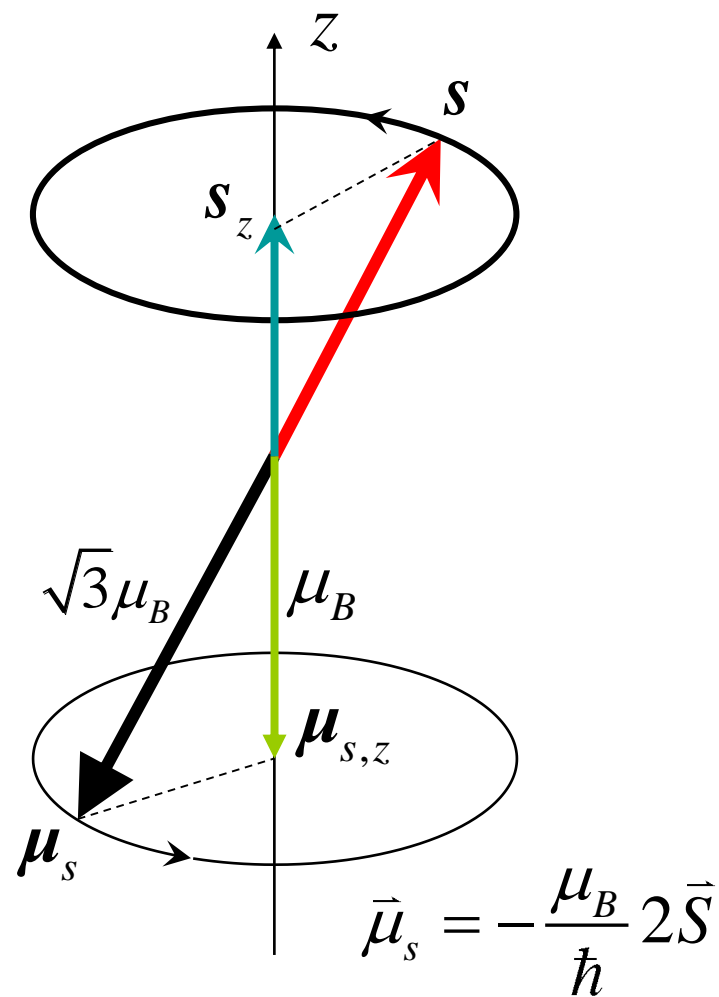
$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{\mu}_s = -2\sqrt{s(s+1)}\mu_B = -\sqrt{3}\mu_B \\ \mu_{s,z} = -2m_s\mu_B = \mp\mu_B \end{array} \right.$$

修正后与实验相符！





电子的自旋角动量及其分量



电子的自旋角动量与磁矩

为统一表示磁矩与角动量以及它在 $z$ 方向的投影的关系，  
定义朗德 $g$ 因子：

$$\left\{ \begin{array}{l} \mu_j = -\sqrt{j(j+1)} g_j \mu_B \\ \mu_{j,z} = -m_j g_j \mu_B \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} j \rightarrow l \text{ 时, } g_l = 1 \text{ 轨道磁矩} \\ j \rightarrow s \text{ 时, } g_s = 2 \text{ 自旋磁矩} \\ m_j = j, j-1, j-2, \dots, -j+1, -j \end{array}$$

$$\vec{\mu}_j = -\frac{\mu_B}{\hbar} g_j \vec{J} \quad \mu_{j_z} = -\frac{\mu_B}{\hbar} g_j J_z$$

形式有何变化？

$$g = \frac{\text{测量到的 } \mu_z \text{ (以 } \mu_B \text{ 为单位)}}{\text{角动量在 } z \text{ 方向的投影 } L_z \text{ (以 } \hbar \text{ 为单位)}} = \frac{\mu_z / \mu_B}{L_z / \hbar}$$

反映了原子内在的物理本质！

### 三、原子的总磁矩

#### 轨道角动量和轨道磁矩

$$\left\{ \begin{array}{l} |\vec{L}| = \sqrt{l(l+1)}\hbar, L_z = m_l \hbar \\ |\vec{\mu}_l| = \sqrt{l(l+1)} g_l \mu_B \\ |\mu_{l,z}| = m_l g_l \mu_B \end{array} \right.$$

$$\vec{\mu}_l = -\frac{\mu_B}{\hbar} g_l \vec{L} \quad g_l = 1$$

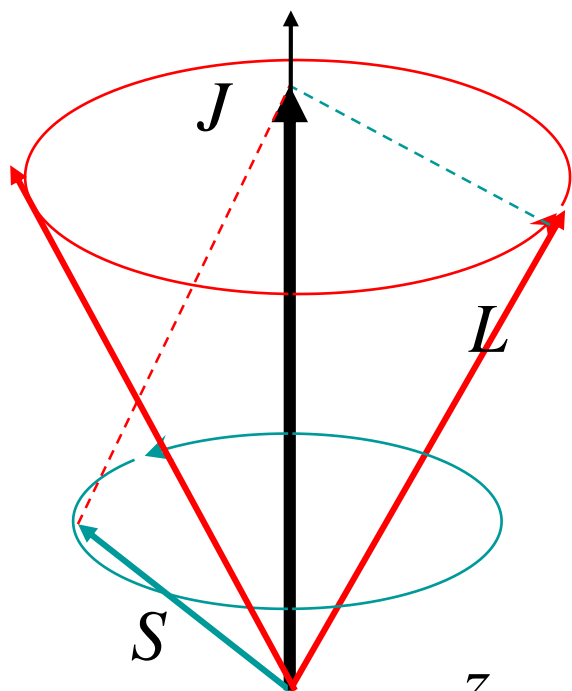
#### 自旋角动量和自旋磁矩

$$\left\{ \begin{array}{l} |\vec{S}| = \sqrt{s(s+1)}\hbar, S_z = m_s \hbar \\ |\vec{\mu}_s| = g_s \sqrt{s(s+1)} \mu_B \\ |\mu_{s,z}| = m_s g_s \mu_B \end{array} \right.$$

$$\vec{\mu}_s = -\frac{\mu_B}{\hbar} g_s \vec{S}$$
$$g_s = 2, s = 1/2$$

#### 总角动量 $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$

总角动量是轨道角动量与自旋角动量的合成



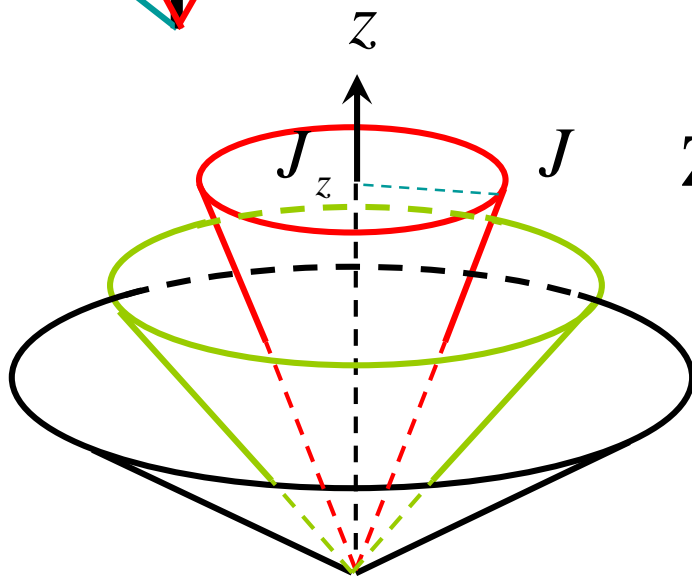
$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$$

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

$$j = l + s, l + s - 1, \dots, |l - s|$$

单电子体系

$$j = l + \frac{1}{2}, \left| l - \frac{1}{2} \right|$$

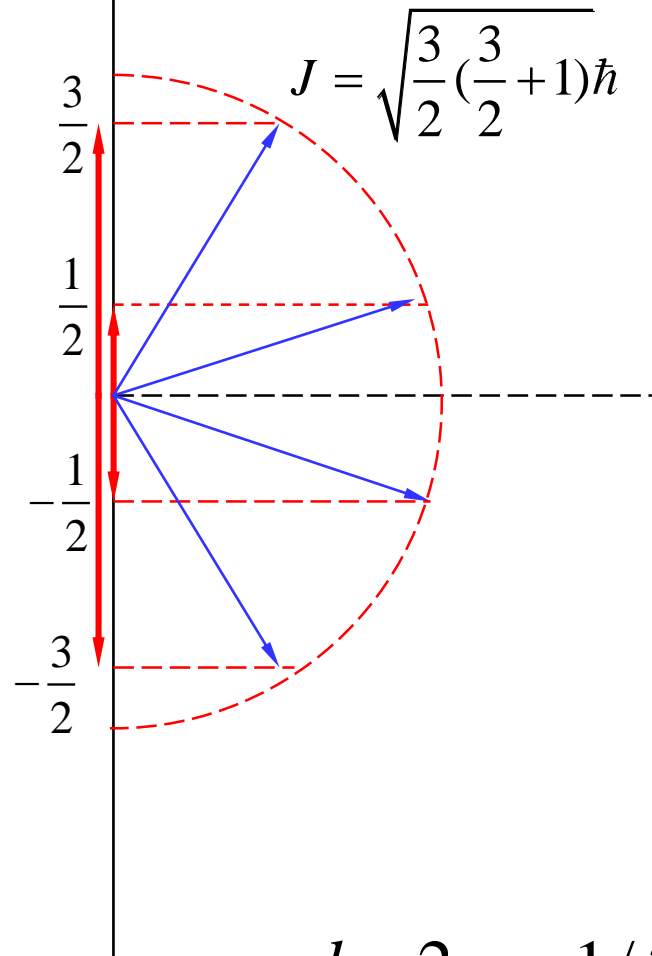
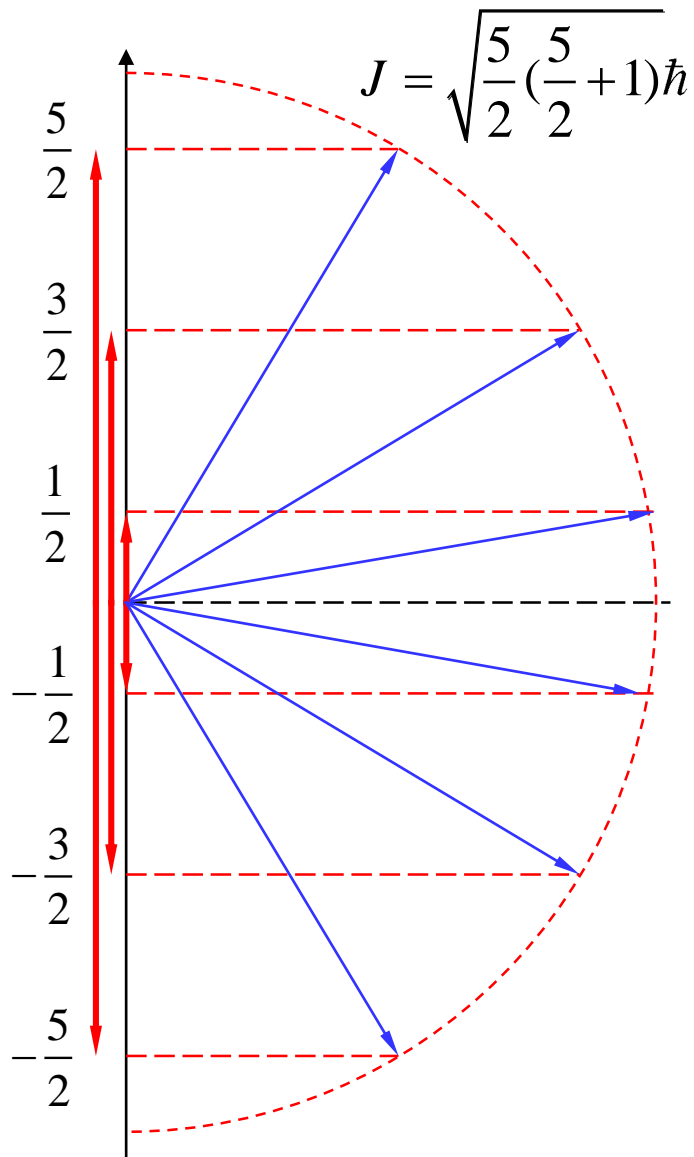


Z方向投影

$$|J_z| = m_j \hbar$$

$$m_j = j, j-1, j-2, \dots, -j$$

$$2j+1 \text{ 个}$$



总角动量的各种可能

$$l=2, s=1/2$$

$$j=5/2, 3/2$$



总磁矩

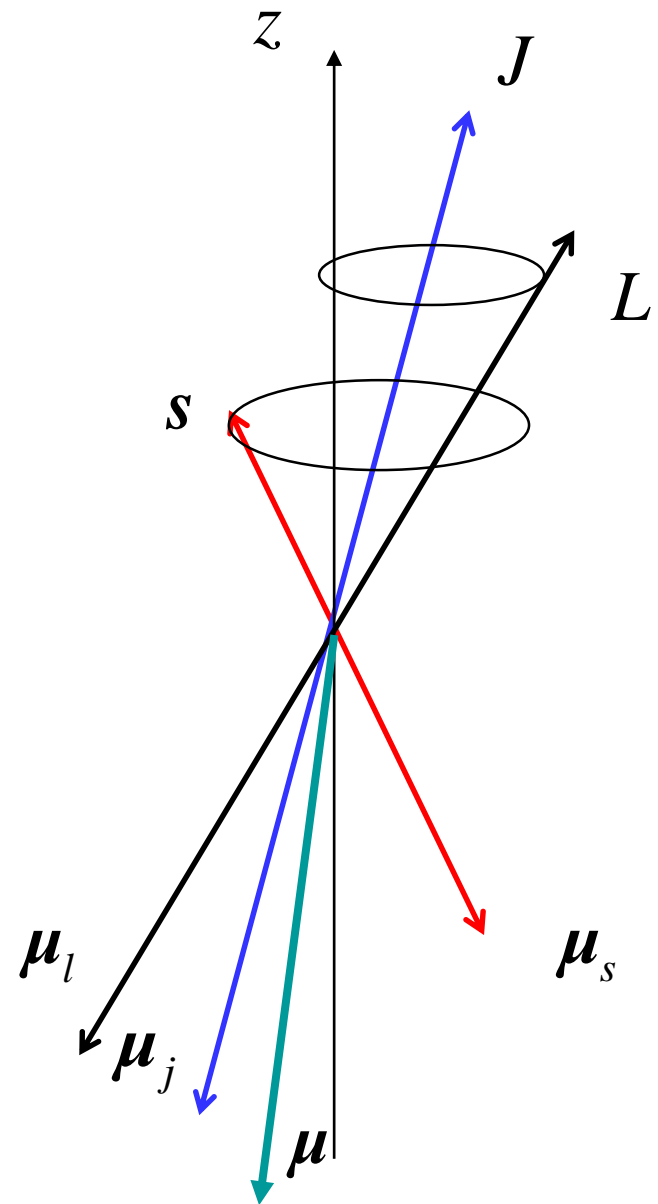
$$\begin{aligned}\vec{\mu} &= \vec{\mu}_l + \vec{\mu}_s \\ &= -\frac{\mu_B}{\hbar} g_l \vec{L} - \frac{\mu_B}{\hbar} g_s \vec{S} \\ &= -\frac{\mu_B}{\hbar} (g_l \vec{L} + g_s \vec{S}) \neq -\frac{\mu_B}{\hbar} \vec{J}\end{aligned}$$

$\vec{\mu}$ 和 $\vec{J}$ 不共线！  $\vec{S}$ 和 $\vec{L}$ 绕 $\vec{J}$ 进动

原子中总磁矩的有效部分是平行于 $\vec{J}$ 的分量  $\vec{\mu}_j$

$\vec{\mu}_j$  有效磁矩，代替总磁矩

$$\vec{\mu}_j = (\vec{\mu} \cdot \frac{\vec{J}}{|\vec{J}|}) \frac{\vec{J}}{|\vec{J}|} = (\vec{\mu}_l + \vec{\mu}_s) \cdot \frac{\vec{J}}{|\vec{J}|^2} \vec{J}$$



$$\begin{aligned}\vec{\mu}_j &= (\vec{\mu}_l + \vec{\mu}_s) \cdot \frac{\vec{J}}{|\vec{J}|^2} \vec{J} \\ &= -\frac{\mu_B}{\hbar} (g_l \vec{L} \cdot \vec{J} + g_s \vec{S} \cdot \vec{J}) \frac{\vec{J}}{|\vec{J}|^2}\end{aligned}$$

$$\vec{\mu}_l = -\frac{\mu_B}{\hbar} g_l \vec{L}$$

$$\vec{\mu}_s = -\frac{\mu_B}{\hbar} g_s \vec{S}$$

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

$$\begin{aligned}\vec{S} \cdot \vec{S} &= (\vec{J} - \vec{L}) \cdot (\vec{J} - \vec{L}) \\ &\Downarrow \\ S^2 &= J^2 + L^2 - 2\vec{L} \cdot \vec{J}\end{aligned}$$

$$\vec{L} \cdot \vec{J} = \frac{1}{2} (J^2 + L^2 - S^2)$$

$$\begin{aligned}\vec{L} \cdot \vec{L} &= (\vec{J} - \vec{S}) \cdot (\vec{J} - \vec{S}) \\ &\Downarrow \\ L^2 &= J^2 + S^2 - 2\vec{S} \cdot \vec{J}\end{aligned}$$

$$\vec{S} \cdot \vec{J} = \frac{1}{2} (J^2 + S^2 - L^2)$$

$$\vec{\mu}_j = -\frac{\mu_B}{\hbar} \left( g_l \frac{J^2 + L^2 - S^2}{2J^2} + g_s \frac{J^2 + S^2 - L^2}{2J^2} \right) \vec{J}$$

$$\vec{\mu}_j = -\frac{\mu_B}{\hbar} \left( g_l \frac{J^2 + L^2 - S^2}{2J^2} + g_s \frac{J^2 + S^2 - L^2}{2J^2} \right) \vec{J}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{\mu}_j = -\frac{\mu_B}{\hbar} g_j \vec{J} \\ \mu_{j,z} = -m_j g_j \mu_B \end{array} \right. \quad m_j = j, j-1, j-2, \dots, -j+1, -j$$

单电子原子的朗德g因子为

$$g_j = g_l \frac{J^2 + L^2 - S^2}{2J^2} + g_s \frac{J^2 + S^2 - L^2}{2J^2}$$

其中  $J^2 = j(j+1)\hbar^2, L^2 = l(l+1)\hbar^2, S^2 = s(s+1)\hbar^2$

隐含的假定：

1. 单电子原子
2. 自旋s和轨道l耦合成j  
(外界磁场较弱)

## 四、Stern-Gerlach实验的解释

### 1. 解释

Ag原子受力为磁场和总有效磁矩之间的作用

$$F_z = \mu_z \frac{dB}{dz} = -m_j g_j \mu_B \frac{dB}{dz}$$

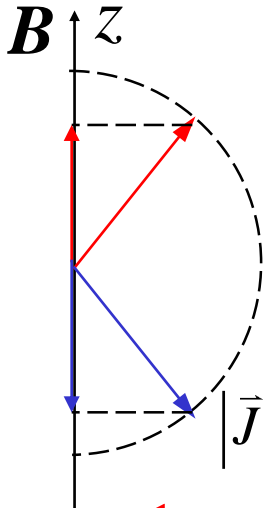
$$j = l + s, l + s - 1, l + s - 2, \dots, |l - s|$$

$$m_j = -j, -j + 1, \dots, j - 1, j$$

对Ag或H, 基态,  $L=0$ ,  $S=1/2$ ,

$$j = \frac{1}{2}, m_j = -\frac{1}{2}, \frac{1}{2} \text{ 即分裂为偶数条线!}$$

进入磁场的Ag原子受到力的作用


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

Ag原子受到向上或向下的作用力, 分为两束

## 2. 意义

- 1) 证实了原子轨道空间取向量子化
- 2) 电子自旋的假设是正确的
- 3) 对电子自旋磁矩的描述是正确的
- 4)  $L$ 从0开始取值是正确的

## 五、原子态的符号表示

- 原子态：原子所处的状态，
- 不同的量子数，反映了不同的运动状态
- 一组量子数  $(n, l, s, j)$  :

$$^{2s+1}\mathbf{L}_j \quad \text{或} \quad n^{2s+1}\mathbf{L}_j \quad \Longrightarrow \quad \text{原子态}$$

$$l = 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6 \dots$$

$$\mathbf{L} = \text{S, P, D, F, G, H, I,}$$

单电子体系 1H, 3Li, 11Na, 29K

它们的基态原子态为

$$\begin{array}{c}
 \begin{array}{ccc}
 & \nearrow & \\
 2s+1 & & \\
 & \nwarrow & \\
 & \mathbf{L} & \\
 & \updownarrow & \\
 & \mathbf{S}_{1/2} & \\
 & \nwarrow & \\
 & j &
 \end{array}
 \end{array}$$

单电子  $s=1/2$

$$\begin{array}{l}
 2s+1=2 \\
 l=0 \\
 j=1/2
 \end{array}$$

# 单电子体系的原子态和g因子

$$\begin{array}{ll} \text{s电子} & \left\{ \begin{array}{l} s = 1/2 \\ l = 0 \end{array} \right. \end{array} \quad \begin{array}{l} 2s + 1 = 2 \quad \text{自旋双重态} \\ l = 0 \rightarrow S \\ j = l + s, |l - s| = 1/2 \end{array}$$

$$\text{原子态} \quad {}^2S_{1/2}$$

$$g_j = g_l \frac{J^2 + L^2 - S^2}{2J^2} + g_s \frac{J^2 + S^2 - L^2}{2J^2}$$

$$g_j = 2$$

写出p电子的原子态，计算其朗德g因子

$$g_j = g_l \frac{J^2 + L^2 - S^2}{2J^2} + g_s \frac{J^2 + S^2 - L^2}{2J^2}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} s = 1/2 \\ l = 1 \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} 2s + 1 = 2 \\ l = 1 \rightarrow P \\ j = 3/2, 1/2 \end{array}$$

原子态       ${}^2P_{3/2}$        ${}^2P_{1/2}$       或       ${}^2P_{3/2,1/2}$

$$g_j = 4/3 \quad g_j = 2/3$$



## 3.5 塞曼(Zeeman)效应 (1896年)

### 一、选择定则

#### 1. 四个量子数

完全地描述原子中电子的运动状态须用四个量子数

$$\left\{ \begin{array}{ll} n, l, m_l, m_s & \text{(直积表象)} \\ n, l, j, m_j & \text{(耦合表象)} \end{array} \right. \quad \text{任一组都可以}$$

描述电子的状态波函数为  $\psi_{nlm_l m_s}$

当原子中电子处于  $\psi_{nlm_l m_s}$  时, 其处于定态,

这时其几率分布不随时间变化!

## 2.选择定则

原子能级间的跃迁一般伴随着辐射的吸附和发射，这是原子体系和辐射场相互作用的结果。

严格的处理方法：把原子体系和辐射场都量子化  
——量子电动力学

原子辐射跃迁时，量子数的变化 是有限制的，即跃迁须满足一定的选择定则。

电偶极跃迁：辐射场在原子中感生电偶极矩，感生电偶极矩和电磁场之间交换能量，形成电磁场能量的发射和吸收。

电偶极矩算符： $\hat{p} = -e\hat{r}$

状态i和j间发生量子跃迁的概率正比于  $|p_{ij}|^2$

电偶极跃迁矩阵元

$$p_{ij} = \int \psi_i^* \hat{p} \psi_j d\tau$$

$$\psi_i = \Psi_{nlm_l}$$

$p_{ij} = 0$ , 跃迁不可能发生, 跃迁禁戒

$p_{ij} \neq 0$ , 跃迁可以发生, 跃迁选择定则

$$p_{ij} = \int \psi_i^* \hat{p} \psi_j d\tau = \int \psi_i^* (-e\hat{r}) \psi_j d\tau$$

$$= -e \int \Psi_{n'l'm_l'}^* \hat{r} \Psi_{nlm_l} d\tau \neq 0$$



## 电偶极跃迁选择定则

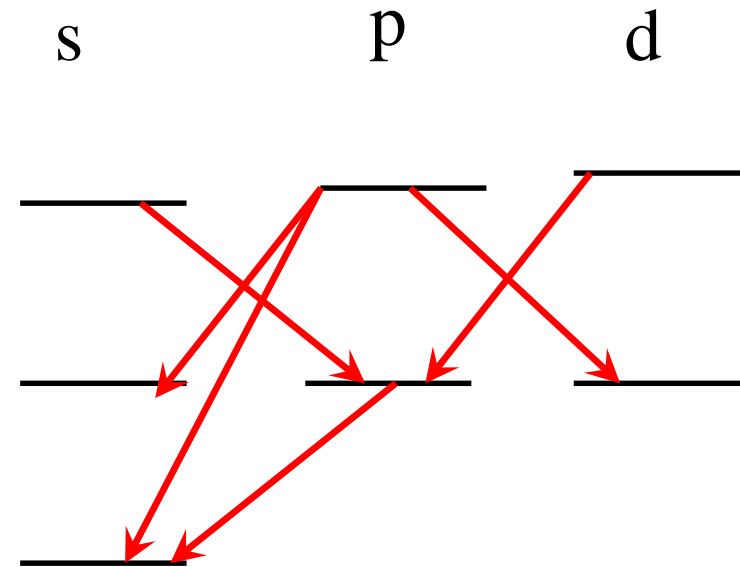
$$\begin{cases} \Delta l = \pm 1 \\ \Delta m_l = 0, \pm 1 \end{cases}$$

不考虑自旋

$$\begin{cases} \Delta l = \pm 1 \\ \Delta j = 0, \pm 1 \\ \Delta m_j = 0, \pm 1 \end{cases}$$

或  $\Delta m = 0, \pm 1$

考虑自旋



## 二、 Zeeman效应（光谱在弱磁场中分裂为多条）

### 正常Zeeman效应与反常Zeeman效应

- 1896年，Zeeman最初发现的现象是：光源放在磁场中，光谱线分裂为几条，而且是**等间隔**（波数差相等）的。
- 1897年，Preston发现了**不等间隔分裂**的光谱线分裂。
- 将等间隔分裂的情况称为“**正常Zeeman效应**”；不等间隔分裂的情况称为“**反常Zeeman效应**”
- **正常效应**是因为 $S=0$ ，单重态，因而 $g_1=g_2=1$ ，上下能级分裂的间隔相等
- **反常效应**：多重态， $S \neq 0$ ， $g_1 \neq g_2$ ，上下能级分裂的间隔不相等。

# 正常Zeeman效应（总自旋 $S=0$ ，单态，弱磁场）

$$U = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} = -\mu_z B = -(-mg\mu_B)B = mg\mu_B B \quad \vec{B} = (0, 0, B)$$

$$E'_n = E_n + U = E_n + mg\mu_B B \quad \text{磁场中能级的分裂} \quad \begin{cases} E_1 \rightarrow E_1 + U_1 \\ E_2 \rightarrow E_2 + U_2 \end{cases}$$

改变两能级的跃迁

无磁场  $h\nu = E_2 - E_1$

有外磁场  $h\nu' = E'_2 - E'_1 = (E_2 + m_2 g_2 \mu_B B) - (E_1 + m_1 g_1 \mu_B B)$

$$= (E_2 - E_1) + (m_2 g_2 \mu_B B - m_1 g_1 \mu_B B)$$

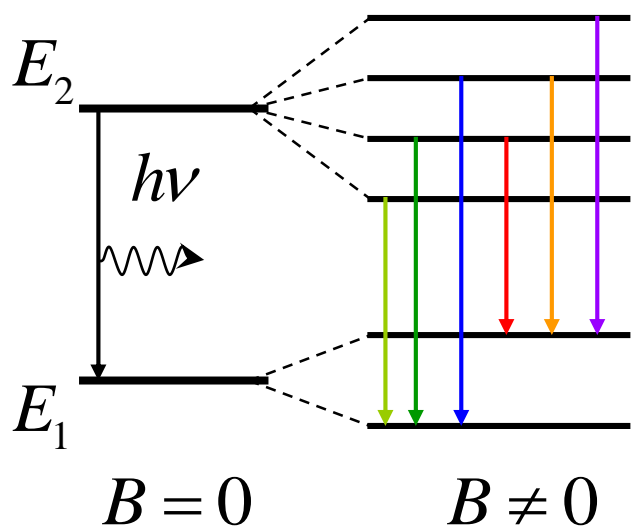
$$= h\nu + (m_2 g_2 - m_1 g_1) \mu_B B \quad S=0, g_1 = g_2 = 1$$

$$= h\nu + \Delta m \mu_B B$$

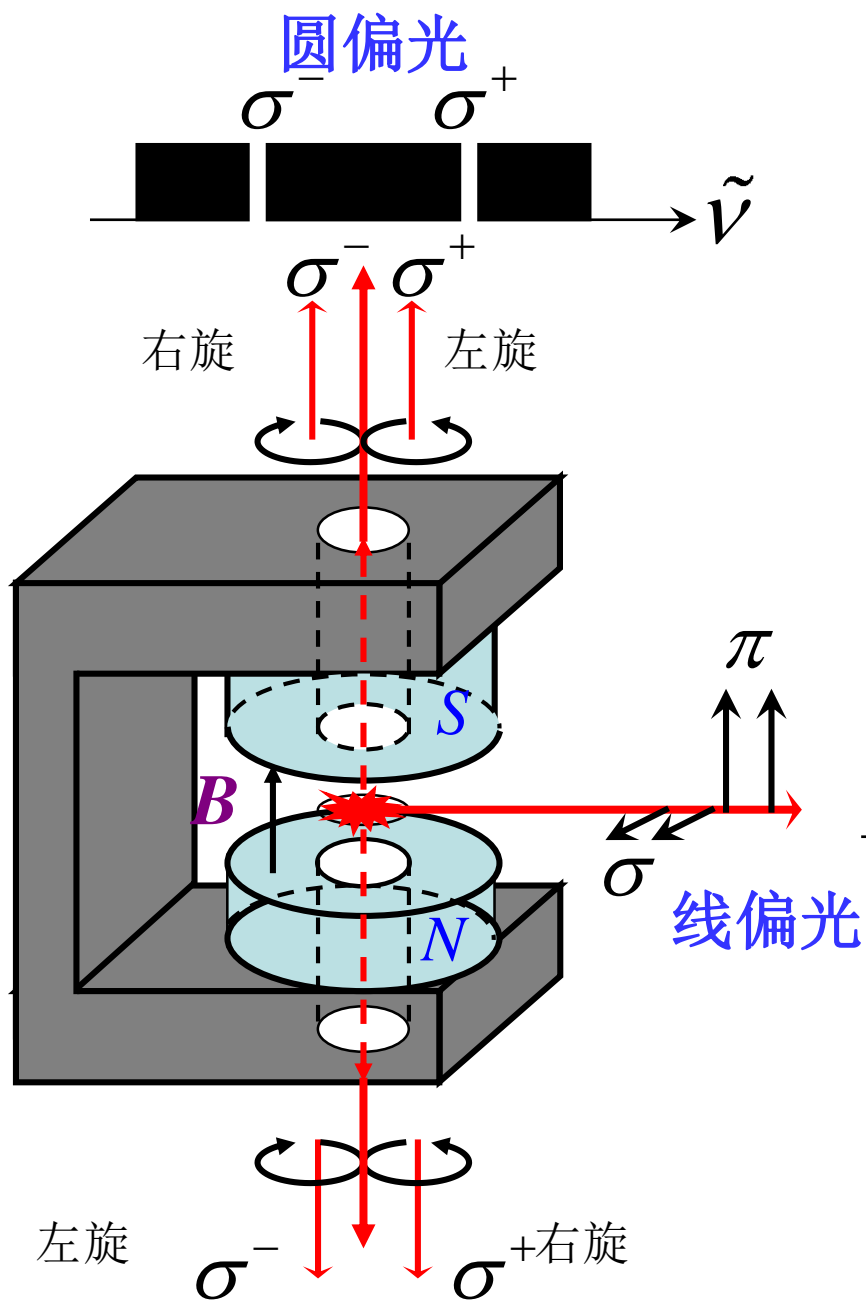
$$\Delta m = 0, \pm 1$$

$$h\nu' = h\nu + \begin{matrix} \mu_B B \\ 0 \\ -\mu_B B \end{matrix}$$

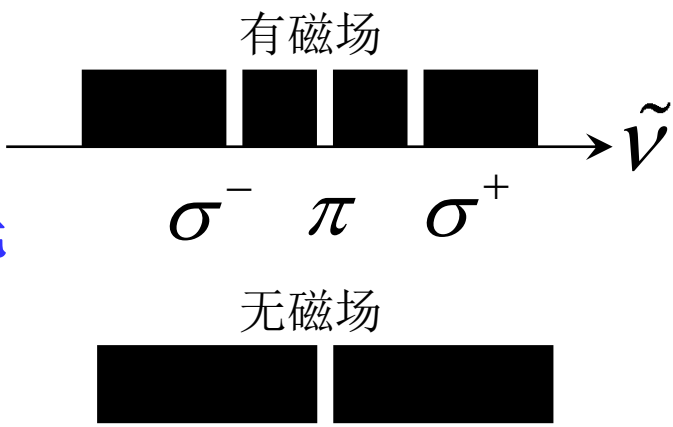
辐射或吸收  
谱线分裂



沿着磁场方向观察，分裂为2条，只有 $\sigma$ 线，没有 $\pi$ 线



垂直于磁场方向观察  
分裂为3条



光谱线的偏振特性

例：讨论  $^1D_2 \rightarrow ^1P_1$  在磁场中的跃迁

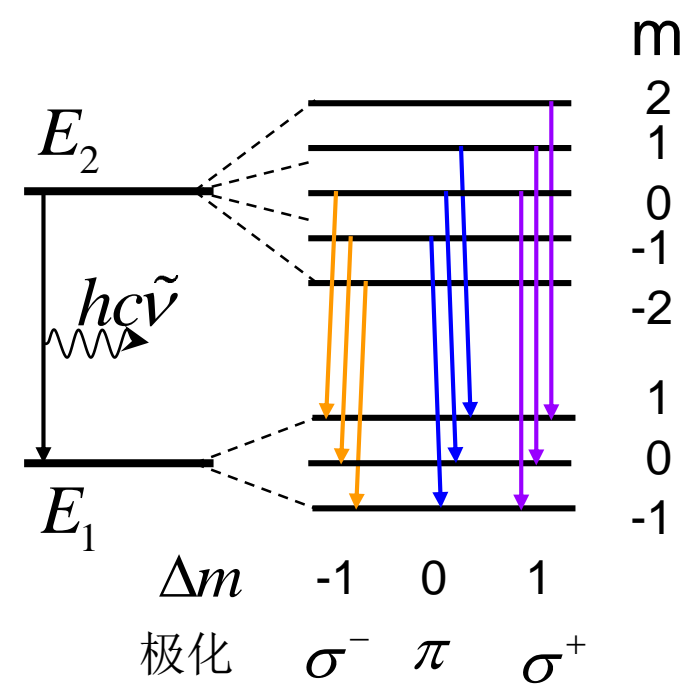
$$^1D_2 \left\{ \begin{array}{l} s=0 \\ l=2 \\ j=2 \end{array} \right. \quad m=0, \pm 1, \pm 2$$

$$^1P_1 \left\{ \begin{array}{l} s=0 \\ l=1 \\ j=1 \end{array} \right. \quad m=0, \pm 1$$

跃迁选择定则

$$h\nu' = \textcolor{red}{h\nu_0} + \begin{pmatrix} \mu_B B \\ 0 \\ -\mu_B B \end{pmatrix} \qquad \Delta\nu = \nu' - \textcolor{red}{\nu_0} = \begin{pmatrix} \mu_B B / h \\ 0 \\ -\mu_B B / h \end{pmatrix}$$

等间距！



$$\nu = c / \lambda = c\tilde{\nu}$$

$$\Delta\tilde{\nu} = \begin{pmatrix} \mu_B B / hc \\ 0 \\ -\mu_B B / hc \end{pmatrix} \qquad \textcolor{violet}{L} = \frac{\mu_B B}{hc}$$

Lorentz单位

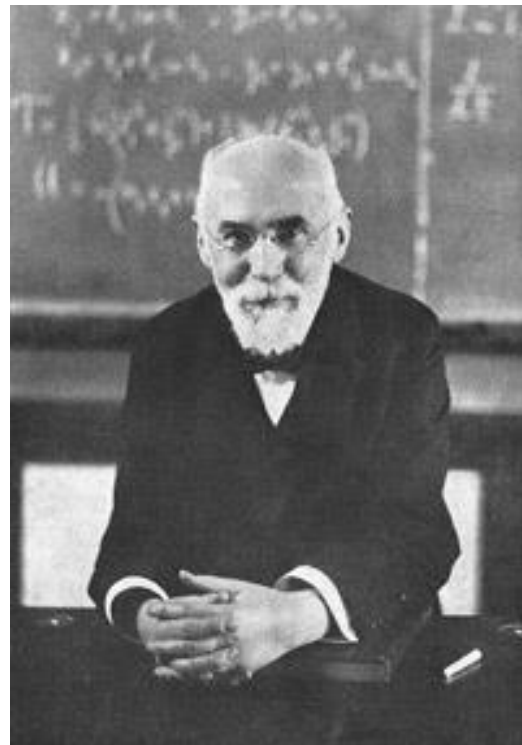




彼得 塞曼 (1865~1943)

(Pieter Zeeman)

关于磁场对辐射现象影响的研究  
(与安东 洛伦兹分享)



安东 洛伦兹 (1853~ 1928)

(Hendrik Antoon Lorentz)

关于磁场对辐射现象影响的研究  
(与彼得 塞曼分享)

1902年Nobel Prize

# 3.6 氢原子光谱的精细结构

- 氢是最简单的原子，可以采用量子力学计算
- 每一个能级的能量由多种相互作用产生

## 一、库仑作用产生的能量

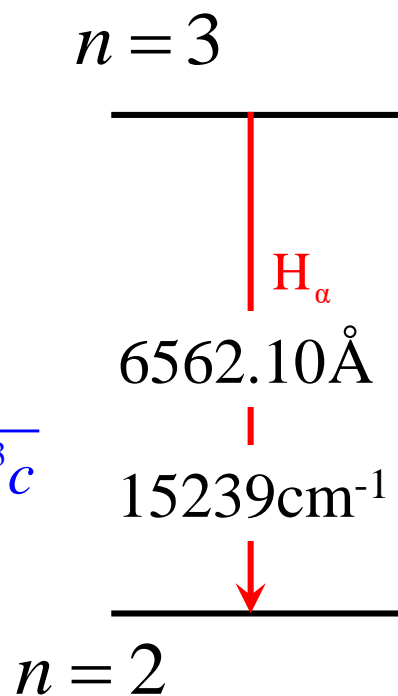
- Hamiltonian方程本征值，Bohr能级

$$E_n = -\frac{2\pi^2 m_e e^4}{(4\pi\epsilon_0)^2 h^2} \frac{Z^2}{n^2} = -\frac{RhcZ^2}{n^2} \quad R = \frac{2\pi^2 m_e e^4}{(4\pi\epsilon_0)^2 h^3 c}$$

Rydberg常数

$$= -\frac{m_e c^2}{2} \frac{(Z\alpha)^2}{n^2} \quad \alpha = \frac{2\pi e^2}{4\pi\epsilon_0 hc} \approx \frac{1}{137.036}$$

精细结构常数



## 二、相对论效应产生的能量

- 相对论的基本关系

- 质能关系  $E_0 = m_0 c^2$        $E = mc^2$

- 能量动量关系  $E^2 = m_0^2 c^4 + p^2 c^2$

- 动能  $T = E - E_0 = \sqrt{m_0^2 c^4 + p^2 c^2} - m_0 c^2$

$$= m_0 c^2 \left( \sqrt{1 + \frac{p^2 c^2}{m_0^2 c^4}} - 1 \right) = m_0 c^2 \left( \sqrt{1 + \frac{p^2}{m_0^2 c^2}} - 1 \right)$$

$$= \frac{1}{2} \frac{p^2}{m_0} - \frac{1}{8} \frac{p^4}{m_0^3 c^2} + \dots = T_0 - \frac{1}{8} \frac{p^4}{m_0^3 c^2} + \text{无限小项}$$

 非相对论动能

仅考虑相对论效应，所导致的能级移动

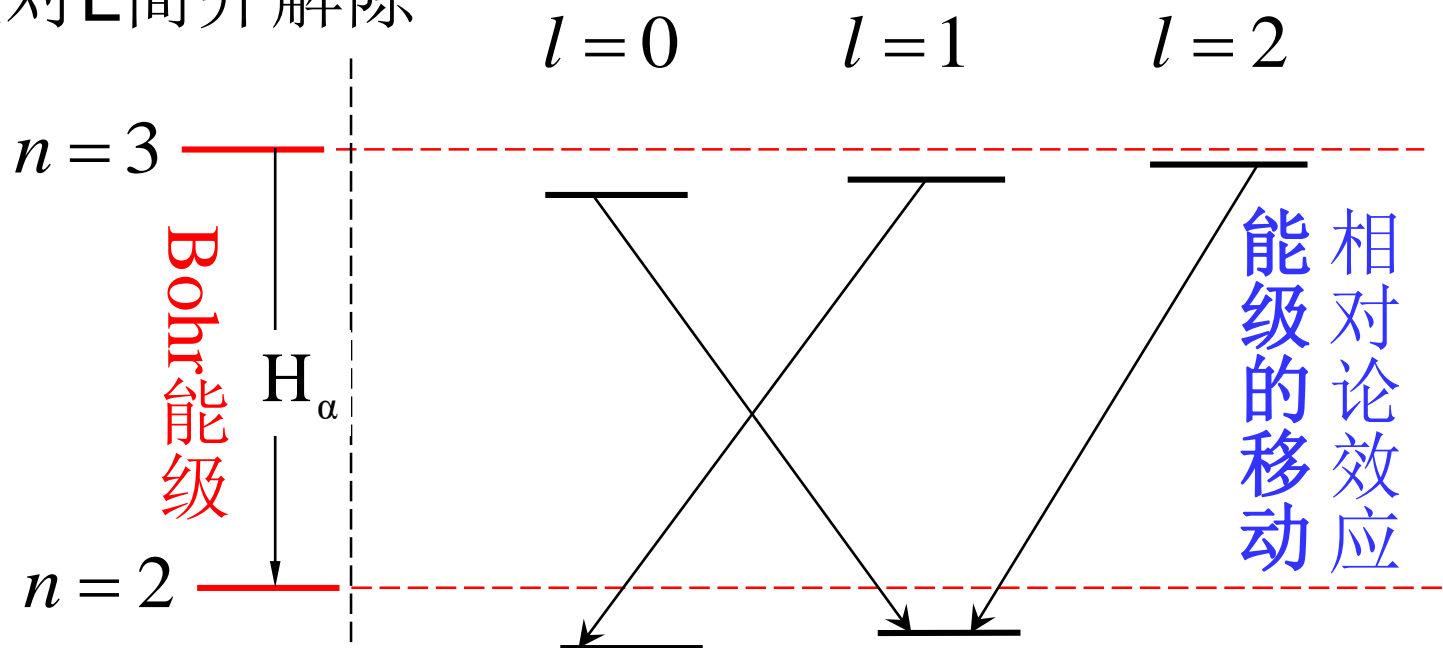
$$\alpha = \frac{2\pi e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c}$$

$$\Delta E_r = -E_n \frac{\alpha^2 Z^2}{n} \left( \frac{3}{4n} - \frac{1}{l+1/2} \right)$$

$$E_n = -\frac{RhcZ^2}{n^2}$$

$$\Delta E_r / E_n \approx 5.3 \times 10^{-5} \quad \text{微小修正}$$

能级对L简并解除



### 三、自旋—轨道相互作用产生的能量

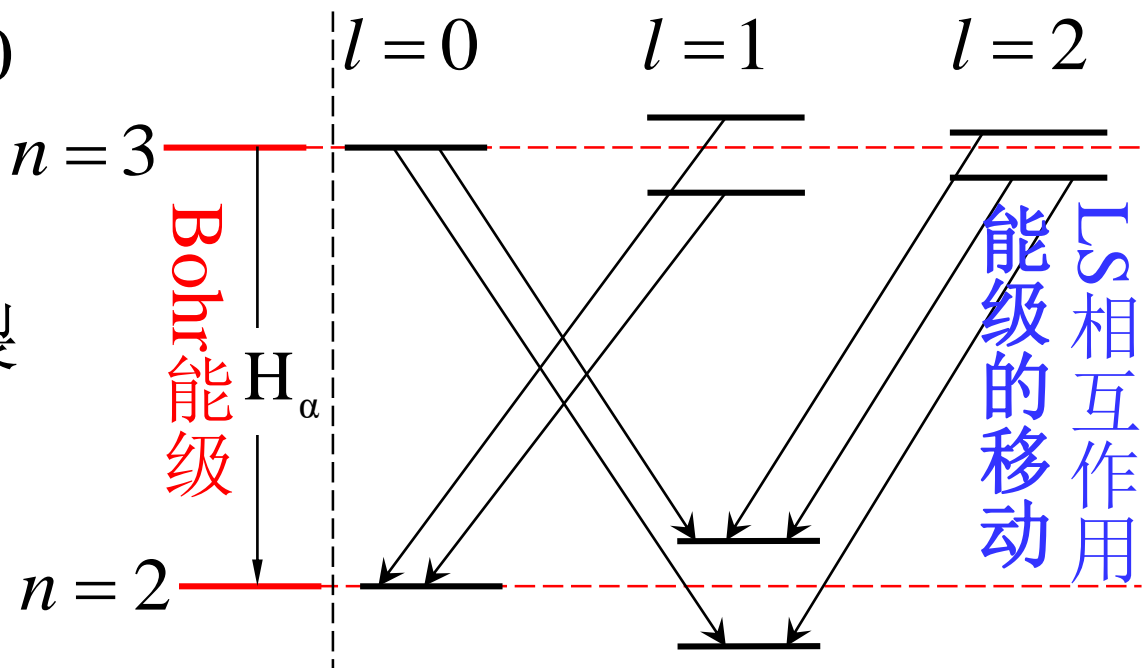
$$\Delta E_{LS} = \left\langle \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{2m_0^2 c^2} \frac{1}{r^3} \vec{s} \cdot \vec{l} \right\rangle$$

$$\vec{s} \cdot \vec{l} = \frac{j^2 - l^2 - s^2}{2}$$

$$\langle r^{-3} \rangle = \left(\frac{Z}{a_0}\right)^3 \frac{1}{l(l + \frac{1}{2})(l + 1)n^3}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta E_{LS} = -E_n \frac{\alpha^2 Z^2}{n} \frac{j(j+1) - l(l+1) - s(s+1)}{2l(l + \frac{1}{2})(l + 1)} \quad l \neq 0 \\ \Delta E_{LS} = -E_n \frac{\alpha^2 Z^2}{n} \quad l = 0 \end{array} \right.$$

$$l \neq 0 \left\{ \begin{array}{l} j = l + 1/2 \\ j = l - 1/2 \end{array} \right. \quad \text{能级分裂}$$



## 四、包含精细结构修正的氢原子能量公式

- 仅考虑库仑作用、**相对论效应**和**自旋—轨道相互作用**，则有

$$E_{nls} = E_n + \Delta E_r + \Delta E_{LS} = -\frac{RhcZ^2}{n^2} - \frac{Rhc\alpha^2 Z^4}{n^3} \left[ \frac{1}{l + \frac{1}{2}} - \frac{3}{4n} - \frac{1}{l(l + \frac{1}{2})(l + 1)} \frac{j(j+1) - l(l+1) - s(s+1)}{2} \right]$$

其中

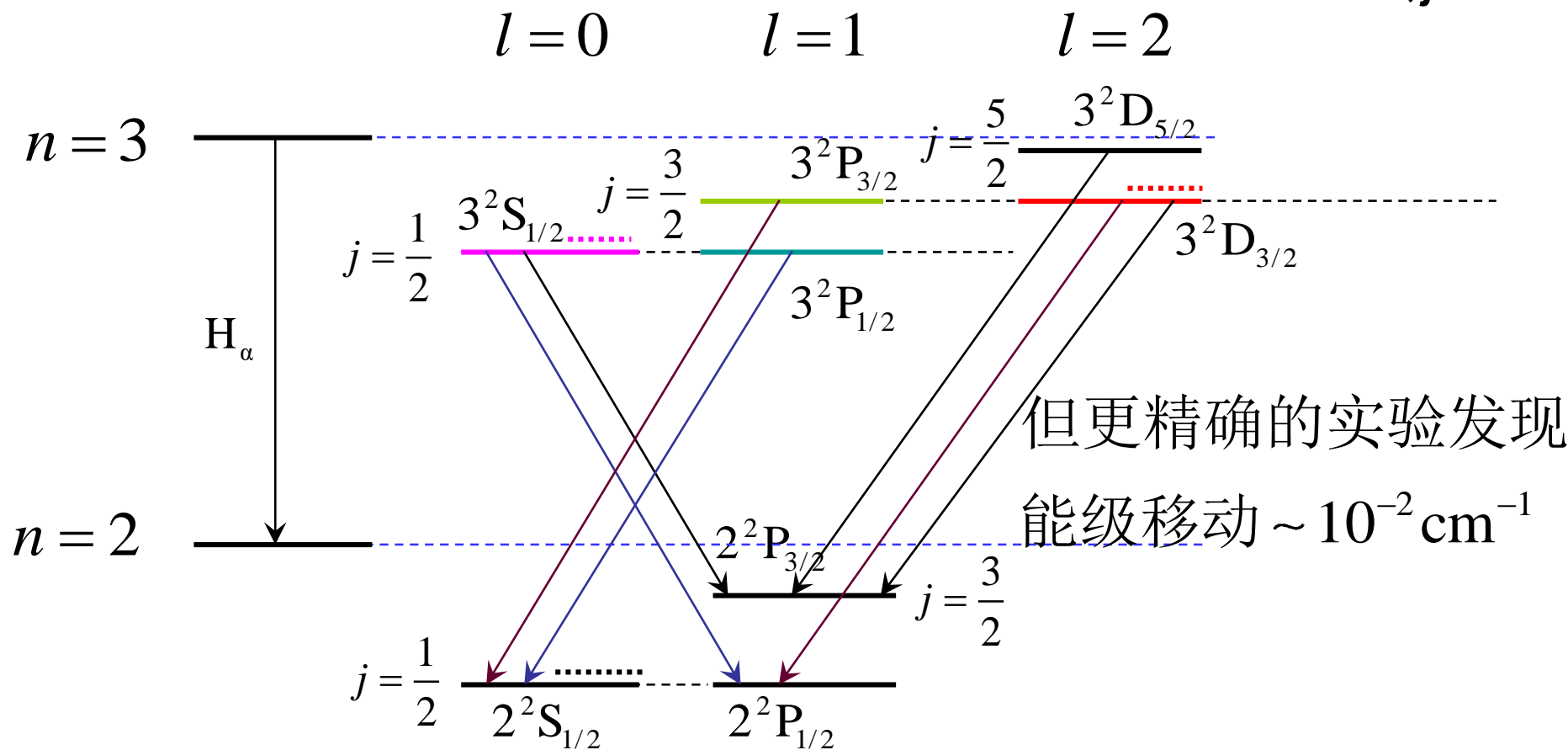
$$\frac{j(j+1) - l(l+1) - s(s+1)}{2} \begin{cases} \overset{j=l+s}{=} ls = \frac{l}{2} \\ \underset{j=l-s}{=} -(l+1)s = -\frac{l+1}{2} \end{cases}$$

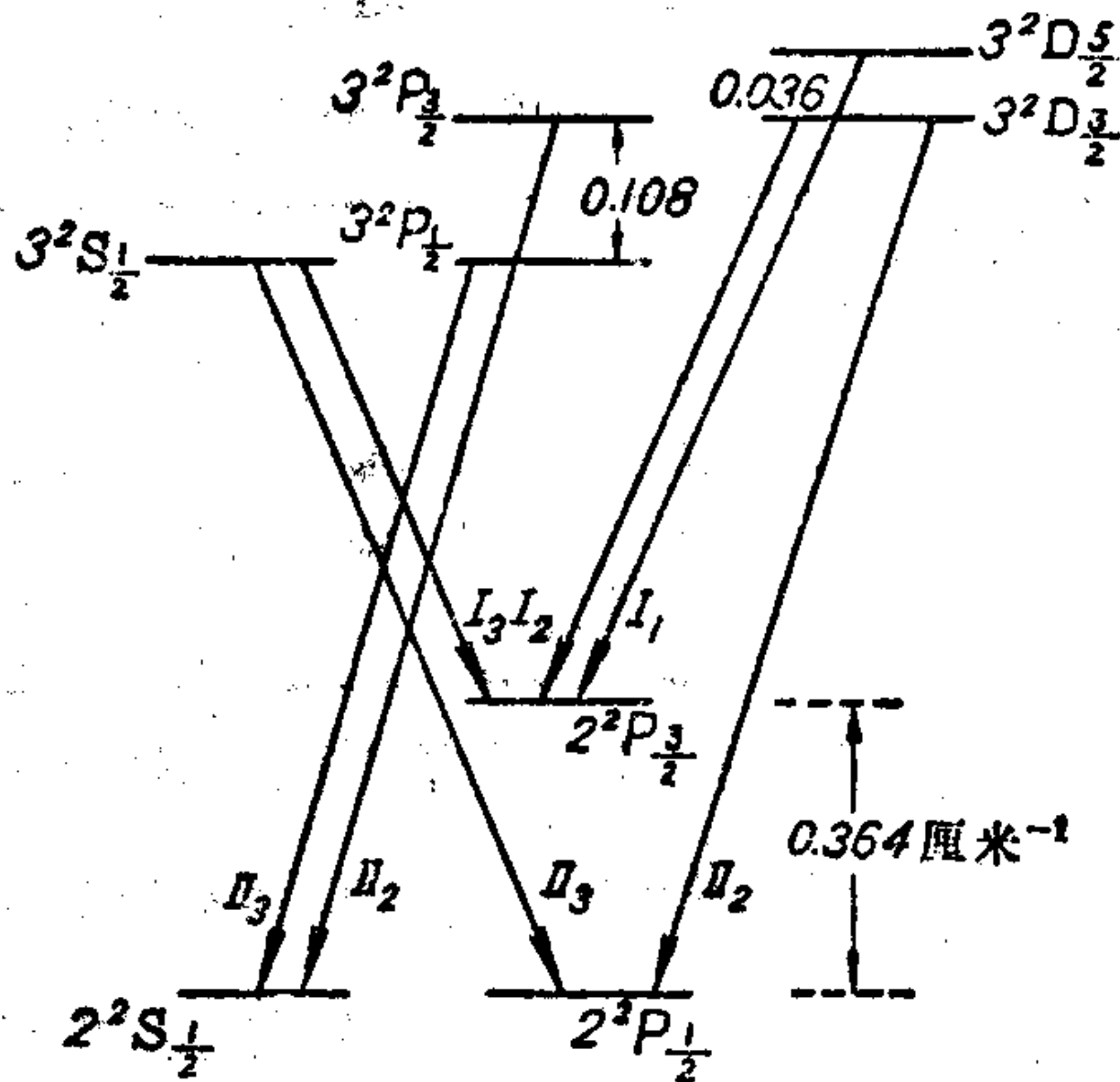
总能量公式：

$$E_{nls} = E_n + \Delta E_r + \Delta E_{LS} = -\frac{RhcZ^2}{n^2} - \frac{RhcZ^2}{n^2} \frac{\alpha^2 Z^2}{n} \left[ \frac{1}{j + \frac{1}{2}} - \frac{3}{4n} \right]$$

共分裂为5条精细结构光谱线

与n,j相关



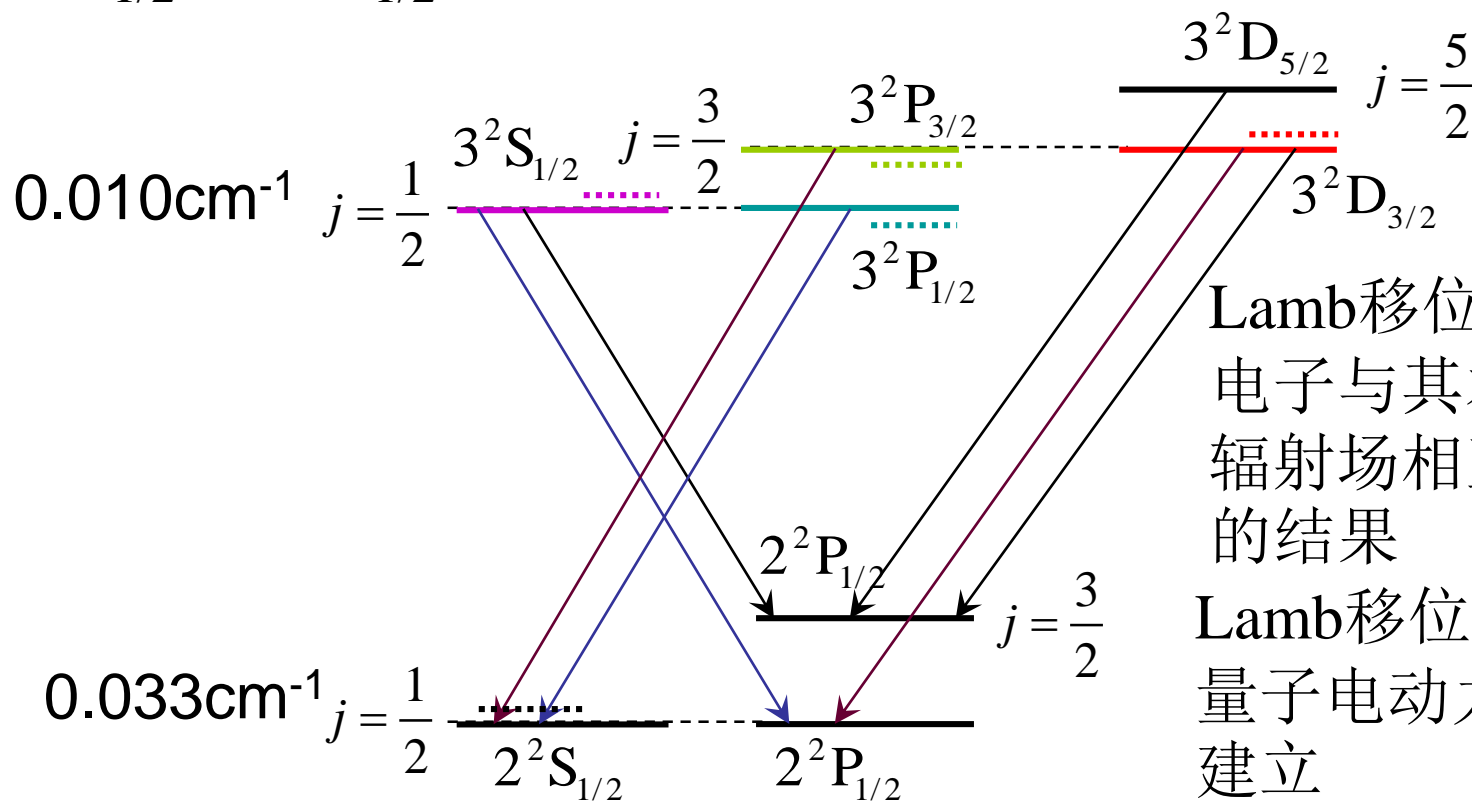


巴耳末线系第一谱线的能级跃迁图



# 兰姆移位(Lamb Shift)

- 1947年，兰姆和雷瑟福用射频波谱学的方法测得  $2^2S_{1/2}$  比  $2^2P_{1/2}$  高  $0.033\text{cm}^{-1}$



Lamb移位是由于  
电子与其本身的  
辐射场相互作用的  
结果

Lamb移位导致了  
量子电动力学的  
建立

# 本章小结

## 一、氢原子（中心力场）量子力学解

- 本征态用量子数表示  $\Psi_{nlm} = R_{nl}(r)\Theta_{lm}(\theta)\Phi_m(\varphi)$
- 电子空间几率分布的特点与表示
- 能量本征值与简并度
- 角动量的本征函数与本征值
- 角动量的矢量模型

## 二、角动量

轨道角动量、自旋角动量、总角动量、角动量分量、矢量模型

## 三、原子磁矩

$$\vec{\mu}_j = -\frac{\mu_B}{\hbar} g_j \vec{J}$$

轨道磁矩、自旋磁矩、总磁矩、有效磁矩、磁矩分量

## 四、g因子 $g_l = 1$ $g_s = 2$ $g_j = ?$

## 五、原子空间取向量子化

1. 磁矩与外磁场（均匀、不均匀）的作用所产生的附加能量  $U = \vec{\mu}_j \cdot \vec{B}$

2. Stern-Gerlach实验

证实空间取向量子化

证实电子自旋假设正确

## 六、

- 正常Zeeman效应
- 原子态的符号表示  $^{2s+1}\mathbf{L}_j$
- 电偶极辐射跃迁的选择定则
- 单电子原子能级与光谱的精细结构