

# 第四章 原子的精细结构 电子的自旋

---

- § 4.1 前言
- § 4.2 电子轨道的运动磁矩
- § 4.3 斯特恩—盖拉赫实验
- § 4.4 碱金属光谱的精细结构
- § 4.5 电子的自旋运动
- § 4.6 角动量耦合的矢量模型
- § 4.7 碱金属原子双线结构
- § 4.8 塞曼效应

# 第四章 碱金属原子和电子的自旋

---

## 一、考核知识点

- 碱金属原子光谱的结构规律
- 碱金属原子光谱精细结构的规律
- 电子的自旋运动和轨道运动及其应用
- 单电子辐射的选择定则
- 氢原子光谱精细结构的规律

## 二、考核要求

### 1. 识记

- 碱金属原子光谱的结构规律
- 原子实的极化和轨道贯穿
- 碱金属原子光谱精细结构规律
- 单电子辐射的选择定则
- 氢原子光谱精细结构的规律

### 2. 领会

- 电子的自旋运动和轨道运动及其相互应用
- 原子实的极化和轨道贯穿对碱金属原子光谱结构的影响
- 氢原子光谱精细结构的实验验证—蓝姆移动

### 3. 简明应用

- 电子的自旋运动和轨道运动及其相互应用对碱金属原子光谱精细结构规律的解释
- 电子的自旋运动和轨道运动及其相互应用对氢原子光谱精细结构规律的解释

## § 4.1 前言

原子中电子和原子核的库仑作用导致了原子内部的**粗线条结构**。由于带电粒子的运动，它们之间还存在磁相互作用，磁相互作用给出原子的**精细结构**。量子力学的处理就是将磁场作用能引入薛定谔方程中进行求解。

史特恩—盖拉赫实验和碱金属双线结构是磁相互作用的表现。这两个实验使人们认识到电子的自旋运动。

## § 4.2 电子轨道的运动磁矩

---

- 1. 经典表示式
- 2. 量子表示式
- 3. 角动量空间取向量子化

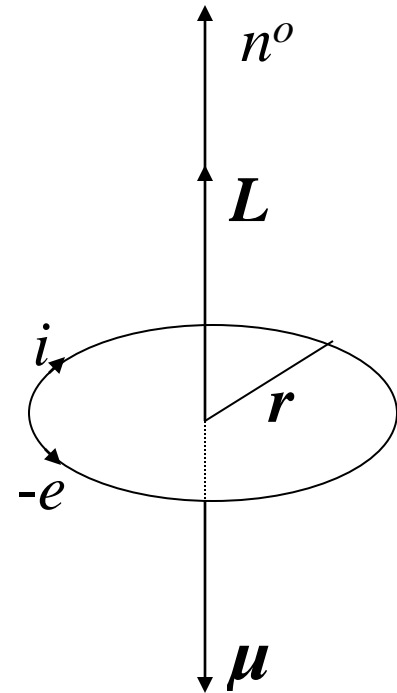
# 1. 电子轨道磁矩的经典表示式

电子的轨道磁矩的经典表示式为：

$$|\boldsymbol{\mu}| = i|\mathbf{S}|$$

$$i = e\nu = \frac{e\omega}{2\pi}$$

$$|\boldsymbol{\mu}| = \frac{e\omega}{2\pi} \pi r^2 = \frac{e}{2m} m_e \omega r^2 = \left| \frac{e}{2m_e} \mathbf{L} \right|$$



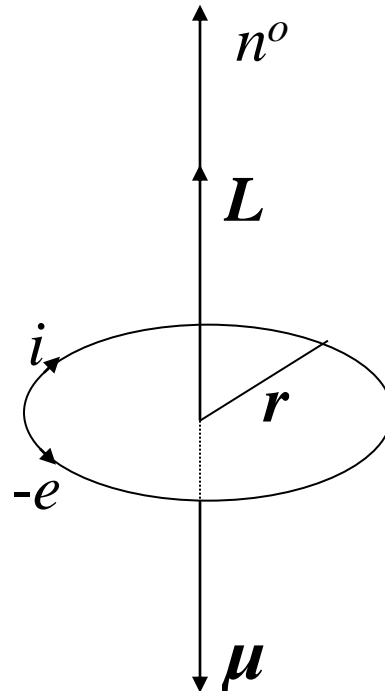
# 1. 电子轨道磁矩的经典表示式

电子的轨道磁矩的经典表示式为：

$$\boldsymbol{\mu} = -\frac{e}{2m} \mathbf{L} = -\gamma \mathbf{L}$$

$$\gamma = \frac{e}{2m_e}$$

又称旋磁比

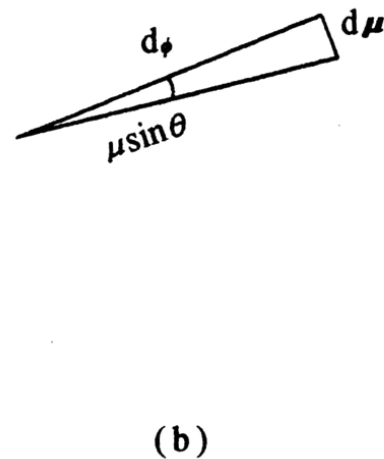
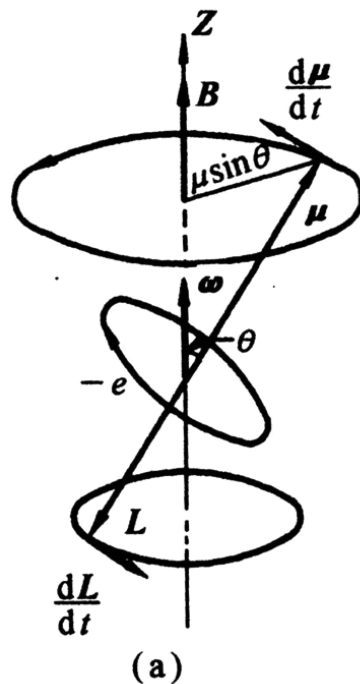


磁矩在磁场  $B$   
中受力矩

$$\tau = \mu \times B$$

将引起角动量的变化

$$\frac{dL}{dt} = \mu \times B$$



磁矩绕磁场进动示意图



$$-\frac{d\mu}{dt} = \mu \times rB \quad \text{或} \quad \frac{d\mu}{dt} = \omega \times \mu$$

其中  $\omega = -\gamma B$  是拉莫尔进动的角速度。拉莫尔进动（见图）是角动量  $L$  旋进的运动。

磁矩在磁场中的相互作用能为

$$U = -\mu \cdot B = -\mu_z B$$

## 2. $\mu$ 的量子表示

因为  $\mu = -\gamma L$ ,

量子力学的角动量是量子化的, 所以

$$\mu_l = -\frac{e\hbar}{2m_e} \sqrt{l(l+1)} = -\mu_B \sqrt{l(l+1)}$$

$$\begin{aligned}\mu_B &= \frac{e\hbar}{2m_e} = 0.9274 \times 10^{-23} \text{ A} \cdot \text{m}^2 \\ &= 0.9274 \times 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{T}^{-1} \\ &= 0.5788 \times 10^{-4} \text{ eV} \cdot \text{T}^{-1}\end{aligned}$$

### 3. 角动量取向量子化

由于角动量  $z$  分量  $L_z$  的取值是量子化的，取值为  $m\hbar$ ，其中  $m = -l, l-1, \dots, +l$ ，这意味着角动量因而磁矩在空间取向是量子化的，

$$\mu_z = -\gamma L_z = -m\mu_B$$

所以  $m$  又称磁量子数。

### 3. 角动量取向量子化

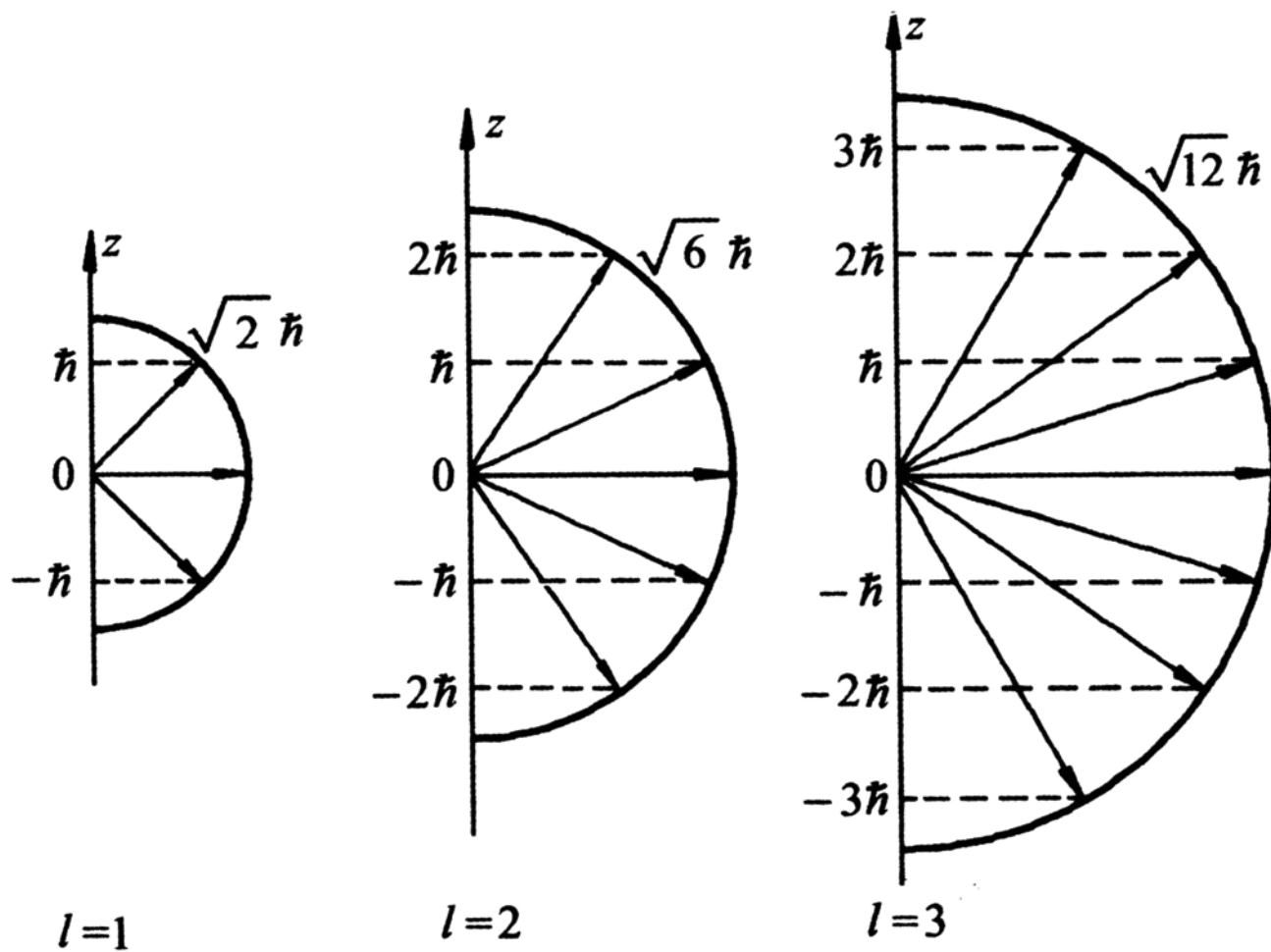


图 18.3 轨道角动量及其分量的示意图

## § 4.3 史特恩—盖拉赫实验

实验装置

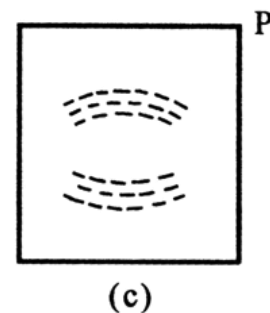
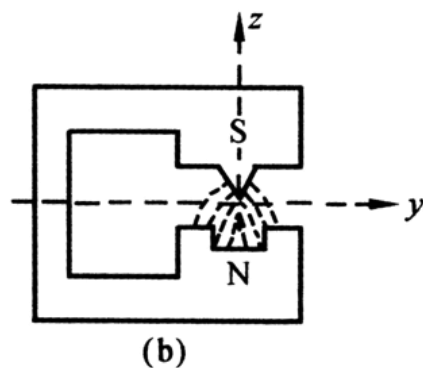
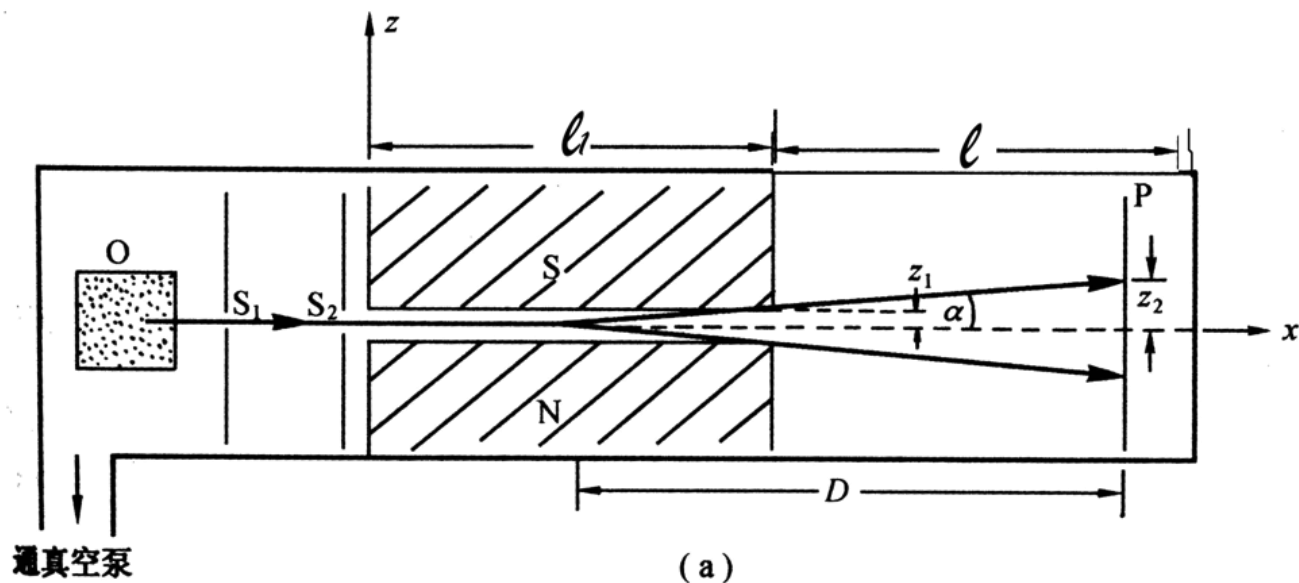


图 19.1 史特恩—盖拉赫实验的装置示意图

磁矩在非均匀磁场  $\mathbf{B}$  中如同电偶极子在非均匀电场中一样，质心会受力作用产生运动，如沿  $z$  方向磁场不均匀，则有

$$F = -\nabla(\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B})$$

$$F_z = \frac{\partial}{\partial z}(\mu_z B) = \mu_z \frac{\partial B}{\partial z}$$

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

原子进入非均匀磁场  $l$  中，沿  $x$  方向不受力，作匀速运动。  $x = v_0 t$ 。沿  $Z$  方向作匀加速运动：

$$Z = \frac{1}{2} a_z t^2$$

在  $x = l_1$  处

$$\begin{aligned} Z_1 &= \frac{1}{2} \frac{F_z}{m} \left( \frac{l_1}{v_0} \right)^2 \\ &= \frac{1}{2} \mu_z \frac{\partial B}{\partial z} \frac{l_1^2}{m v_0^2} \end{aligned}$$

在  $l$  段

原子不受力，作自由运动。经  $l$  后沿  $z$  偏移为

$$Z_2 = v_2 t_2 = a_z t_1 t_2$$

$$Z_2 = \frac{\mu_z}{m} \frac{\partial B}{\partial z} \frac{d}{v_o} \frac{l}{v_o}$$

原子沿  $z$  总位移

$$Z = Z_1 + Z_2$$



## 原子沿 Z 总位移

$$\begin{aligned} Z &= \mu_B \frac{\partial B}{\partial z} d \left( \frac{d}{2} + l_2 \right) \frac{1}{m v_o^2} \\ &= \mu_z \frac{\partial B}{\partial z} \frac{dD}{m v_o^2} = \mu_z \frac{\partial B}{\partial z} \frac{l_1 D}{3kT} \end{aligned}$$

## 实验发现

原子蒸气被送入不均匀磁场后，发射的原子束将分裂为多束。这证明了原子磁矩  $\mu_z$  的空间量子化行为。但实验发现 H（基态）原子（ $T=7 \times 10^4 \text{K}$ ,  $kT=9.0 \text{eV} < 10.2 \text{eV}$ ）进入史特恩—盖拉赫装置后分裂为两束；基态氧原子分裂为五束，汞原子束不分裂。

## 困惑

按照 H 原子理论，基态 H 是  $1s$ ， $l = 0$ ， $m = 0$ ， $\mu_z = 0$ ，不受力，不会分裂为二。

如何解释这一矛盾呢？

## § 4.4 碱金属光谱的精细结构

---

- 1. 碱金属光谱
- 2. 碱金属光谱的精细结构

# 1. 碱金属光谱

---

碱金属如  ${}_3\text{Li}$ 、 ${}_{11}\text{Na}$ 、 ${}_{19}\text{K}$ 、 ${}_{37}\text{Rb}$ 、 ${}_{55}\text{Cs}$ 、 ${}_{87}\text{Fr}$  等最外层有一个非常活泼的电子，其它电子与核形成稳定的集团—原子实。

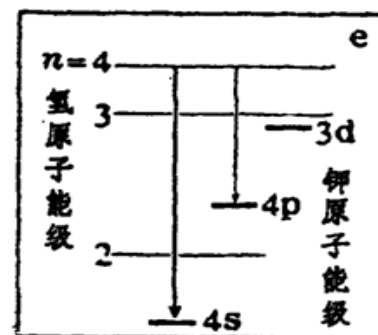
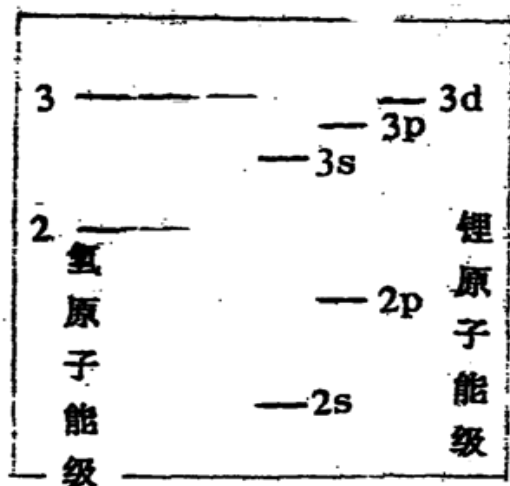
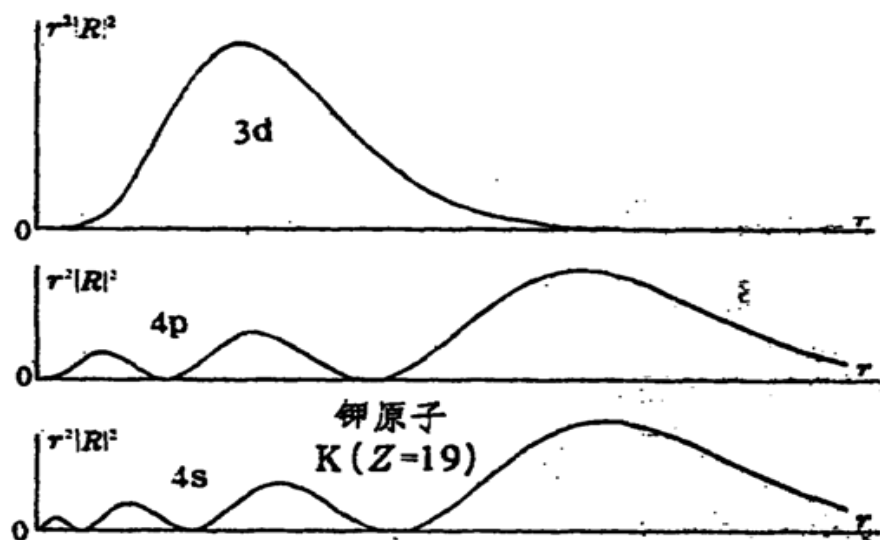
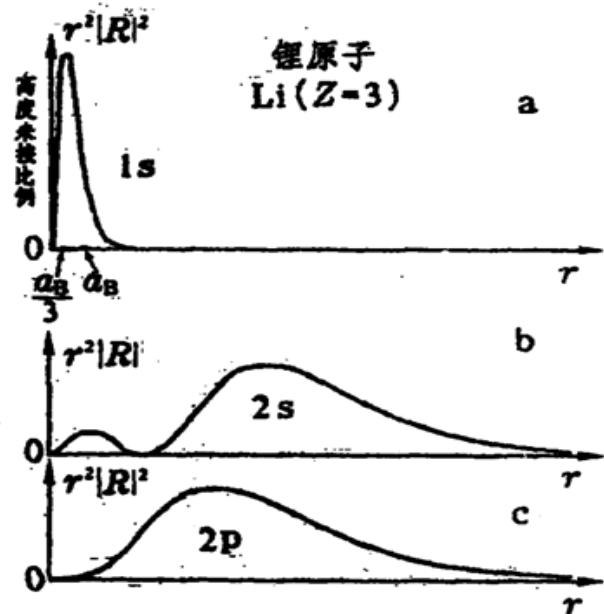
外层电子感受到  $+e$  库仑作用，因此与氢原子较相似，但原子实个子比氢核要大得多。这使碱金属原子能级结构与氢的能级不同。

# 1. 碱金属光谱

如  ${}_3\text{Li}$  原子的价电子在  $n=2$  的  $2s$  态、 $2p$  态，它们在原子实内都有一定几率出现（见下图）。

这导致 Li 原子的  $2s$  能级和  $2p$  能级较氢的  $E_2 = -3.4\text{eV}$  都要低，而且  $2s$  比  $2p$  还要低。

这使氢原子的同  $n$ ，不同  $l$  的能级的简并度解除了。按照选择定则  $\Delta L = \pm 1$ 。



锂原子和钾原子电子的径向概率分布和能级图

# 1. 碱金属光谱

---

$np \rightarrow 2s$       称 主线系

$ns \rightarrow 2p$       称 锐线系      又称第二辅线系

$nd \rightarrow 2p$       称 漫线系      又称第一辅线系

$nf \rightarrow 3d$       称 基线系      又称帕格曼系



# 碱金属光谱

## 总结构

(1) 按照选择定则:  $\Delta L = \pm 1$  。

(2) 4 线系

$np \rightarrow 2s$  称 主线系

$ns \rightarrow 2p$  称 锐线系

$nd \rightarrow 2p$  称 漫线系

$nf \rightarrow 3d$  称 基线系

又称第二辅线系

又称第一辅线系

又称帕格曼系

# 碱金属光谱

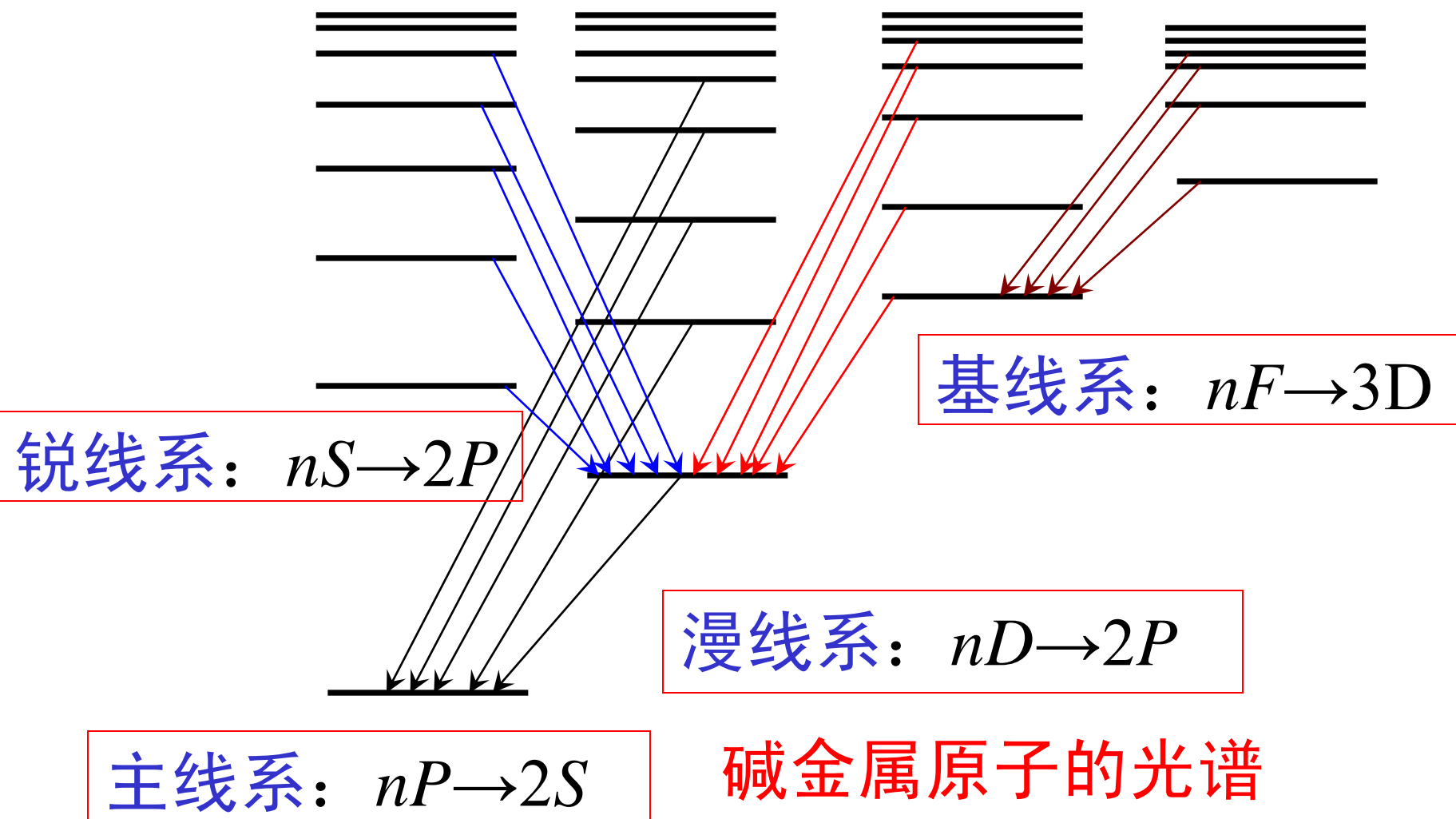
(3) 2 量子数  $n, l$

(4) 3 套固定项——3个终端

精细结构

用**高分辨光谱仪**作实验发现，**主线系**和**锐线系**都是**双线结构**，**漫线系**和**基线系**都是**三线结构**。光谱线的任何分裂都是**能级分裂**的结果。

# 碱金属的光谱及其双线结构



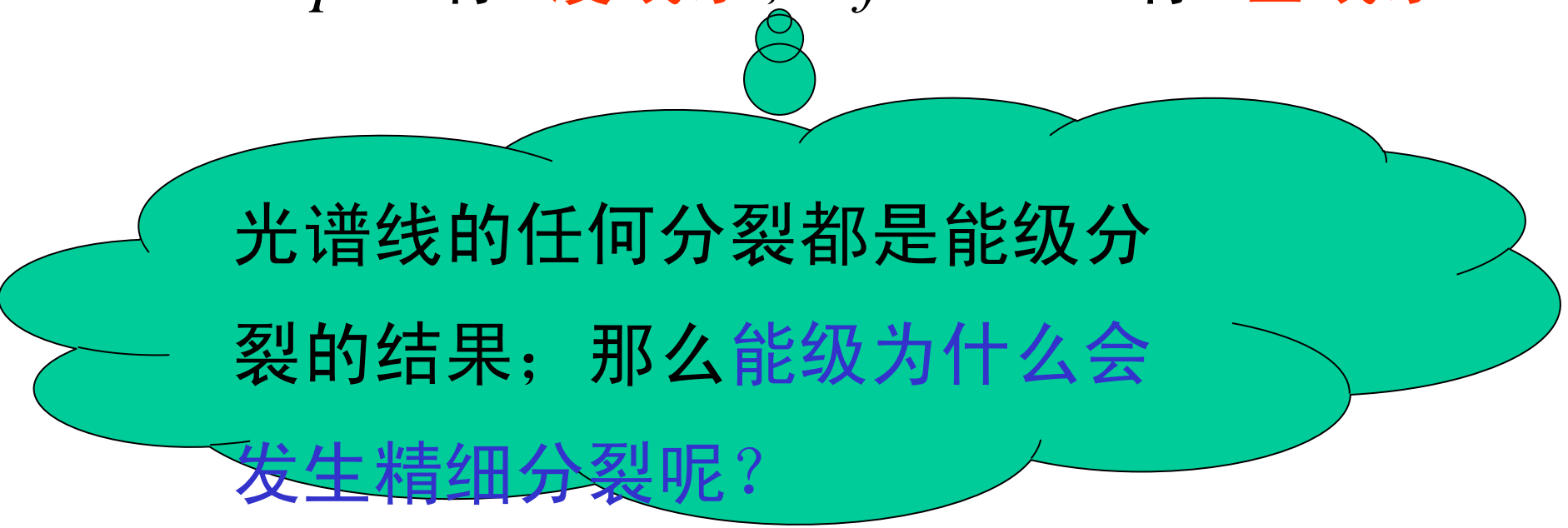
碱金属原子的光谱

用高分辨光谱仪作实验发现，**主线系和锐线系**都是双线结构；

$np \rightarrow 2s$  称 **主线系**；  $ns \rightarrow 2p$  称 **锐线系**

**漫线系和基线系**都是三线结构。

$nd \rightarrow 2p$  称 **漫线系**；  $nf \rightarrow 3d$  称 **基线系**

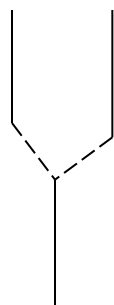
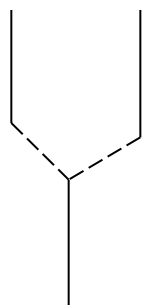
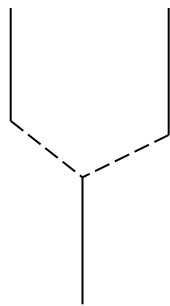


光谱线的任何分裂都是能级分裂的结果；那么能级为什么会发生精细分裂呢？

# 碱金属的光谱及其双线结构

主线系

$nP \rightarrow 2S$

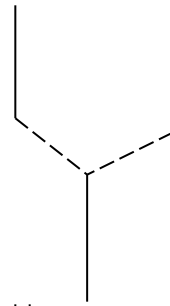
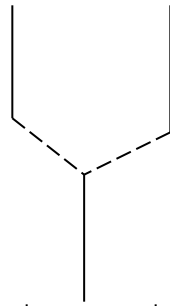
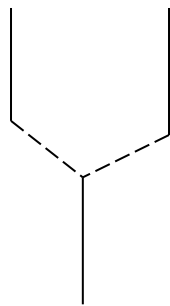
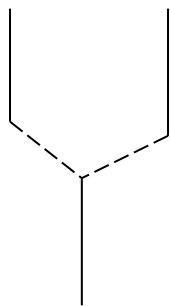


分裂后

分裂前

锐线系

$nS \rightarrow 2P$

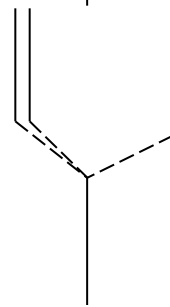
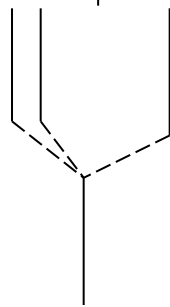
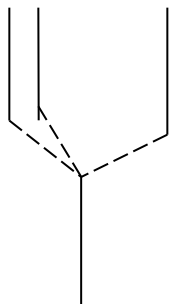
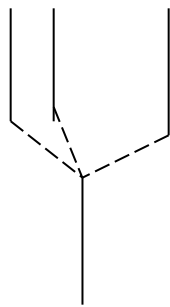


分裂后

分裂前

漫线系

$nD \rightarrow 2P$



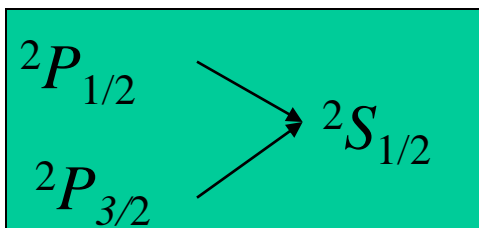
分裂后

分裂前

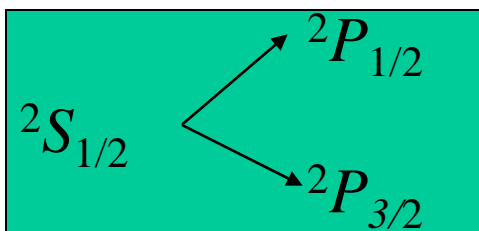
碱金属原子光谱的双线结构

# 碱金属光谱的精细结构

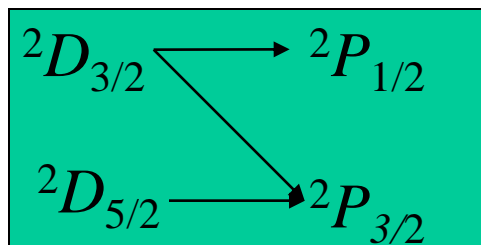
主线系



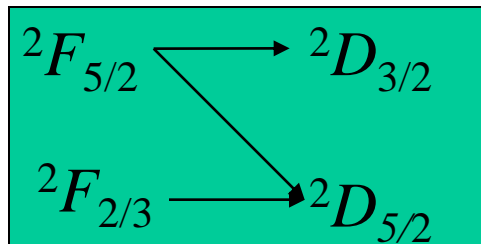
锐线系  
(第二辅线系)



漫线系  
(第一辅线系)



基线系  
(柏格曼系)



## 选择定则

$\Delta l = -1, \Delta j = 0, -1$  双线结构

$\Delta l = +1, \Delta j = 0, +1$  双线结构

$\Delta l = -1, \Delta j = 0, -1$  三线结构

$\Delta l = -1, \Delta j = 0, -1$  三线结构

以上是量子力学对碱金属光谱精细结构的理论解释。

## § 4.5 电子的自旋运动 自旋角动量 自旋磁矩

上述两个实验提出的问题，促使两位不到25岁的荷兰大学生乌仑贝克和古兹米特大胆地提出电子的自旋运动的假设。

电子自旋运动的量子化角动量为

$$|s| = \sqrt{s(s+1)}\hbar \quad \text{自旋量子数 } s = \frac{1}{2}$$

$$s_z = m_s \hbar = \pm \frac{1}{2} \hbar \quad \text{所以 } m_s = \pm \frac{1}{2}$$

## § 4.5 电子的自旋运动 自旋角动量 自旋磁矩

自旋角动量  $s$  必然伴随有自旋磁矩

$$\mu_s = -\frac{e}{m} s \qquad \mu_s = -2\sqrt{s(s+1)}\mu_B$$

$$\mu_{sz} = \pm 2 \cdot \frac{1}{2} \mu_B = \pm \mu_B$$



如果引入  $g_s=2$  因子，上式可改为

$$\mu_s = -g_s \sqrt{s(s+1)} \mu_B = -\sqrt{3} \mu_B$$
$$\mu_{sz} = \pm g_s m_s \mu_B = \pm \mu_B$$

类似地引入轨道  $g_l=1$  因子，轨道磁矩为

$$\mu_l = -g_l \sqrt{l(l+1)} \mu_B = -\sqrt{l(l+1)} \mu_B$$
$$\mu_{lz} = -g_l m_l \mu_B = -m_l \mu_B$$

电子的自旋运动绝不是机械的自转，  
它是相对论效应。

## § 4.6 碱金属原子总角动量 总磁矩和朗德 $g$ 因子

电子有轨道角动量  $l$ ，又有自旋角动量  $s$ ，  
所以电子的总角动量是

$$\mathbf{j} = \mathbf{l} + \mathbf{s}$$

按照量子力学，总角动量大小为

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

它在  $z$  方向的投影为

$$j_z = m_j \hbar$$

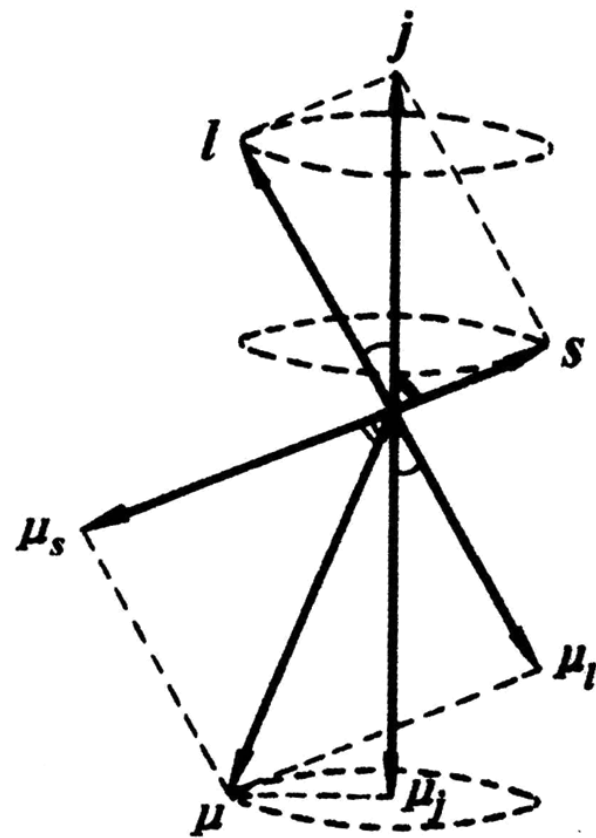
这里  $j$  是总角动量量子数,按照量子力学角动量耦合理论, 量子数  $j$  取值为

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

对于单电子  $s = 1/2$ , 所以

$$l = 0, j = \frac{1}{2}; l \neq 0, j = l + \frac{1}{2}, l - \frac{1}{2} \text{ 取两个值}$$

由于  $g_s = 2g_l$ , 所以  $\mu_l$  和  $\mu_s$  合成的总磁矩并不与总角动量  $j$  共线, 见图

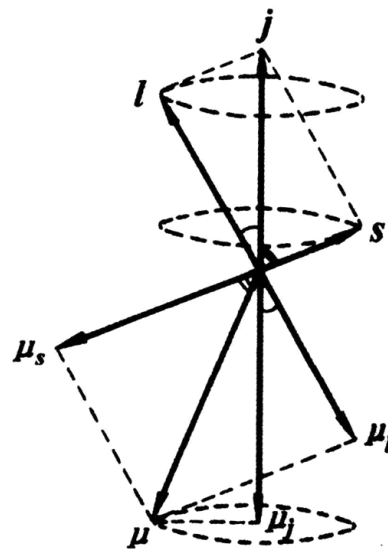


电子磁矩  
同角动量的关系

由于 $l$  ( $\mu_l$ ) 和 $s$  ( $\mu_s$ ) 都绕 $j$ 作进动，所以合成 $\mu$ 也绕 $j$ 作进动。

$\mu$ 在 $j$ 方向投影是恒定的，垂直 $j$ 的分量因旋转，其平均效果为零。

对外起作用的是 $\mu_j$ ，常把它称为电子的总磁矩。



电子磁矩  
同角动量的关系

由图给出

$$\mu_j = \mu_l \cos(l, j) + \mu_s \cos(s, j)$$

$$\mu_j = -g_l l \mu_B \frac{j^2 + l^2 - s^2}{2jl} - (g_s s \mu_B) \frac{j^2 + s^2 - l^2}{2js} = -g_j j \mu_B$$

这里  $j$  是  $\sqrt{j(j+1)}$  的缩写,  $l, s$  类同

$$g_J = g_l \frac{j^2 + l^2 - s^2}{2j^2} + g_s \frac{j^2 + s^2 - l^2}{2j^2} = \frac{g_l + g_s}{2} + \frac{g_s - g_l}{2} \frac{s^2 - l^2}{j^2}$$

$$g_J = \frac{3}{2} + \frac{1}{2} \frac{s^2 - l^2}{j^2} = 1 + \frac{j^2 + s^2 - l^2}{2j^2} \quad \text{称朗德g因子}$$

由于引入了总角动量，碱金属原子的原子态常用  $^{2s+1}L_j = {}^2L_j$  表示。

因电子自旋量子数  $s=1/2$ ，所以  $2s + 1=2$  表示原子态、因而能级的双重性。

$L$  是  $l$  取值对应的大写英文字母，  
 $j$  是总角动量量子数。

如  $l=1$  的  $P$  态，

对应：  $j=1+1/2=3/2$ ，  $1-1/2=1/2$ ，

所以  $l=1$  的原子态是双重的： ${}^2P_{3/2}$ ，  ${}^2P_{1/2}$ 。

给定了原子态就可以按上式求  $g_j$ 。

几种双重态的  $g_j$  因子和  $m_j g_j$  值

| 原子态         | $g_j$         | $m_j g_j$  |
|-------------|---------------|--|
| $^2S_{1/2}$ | 2             | $\pm 1$  |
| $^2P_{1/2}$ | $\frac{2}{3}$ | $\pm \frac{1}{3}$                                    |
| $^2P_{3/2}$ | $\frac{4}{3}$ | $\pm \frac{2}{3}, \pm \frac{6}{3}$                   |
| $^2D_{3/2}$ | $\frac{4}{5}$ | $\pm \frac{2}{5}, \pm \frac{6}{5}$                   |
| $^2D_{5/2}$ | $\frac{6}{5}$ | $\pm \frac{3}{5}, \pm \frac{9}{5}, \pm \frac{15}{5}$ |



碱金属原子总磁矩在  $B = B \hat{z}$

方向的投影为

$$\mu_{jz} = -m_j g_j \mu_B$$

所以原子束的裂矩为

$$Z = -m_j g_j \mu_B \frac{\partial B}{\partial Z} \frac{l_1 D}{3kT}$$

上式解释了史特恩—盖拉赫实验结果，如  
氢原子的基态  $s=0$ ,  $j=1/2$ , 基态原子态

$$^2S_{1/2}, m_j = \pm \frac{1}{2}$$

所以进入非均匀磁场中要分裂为两束。

原子态为  $^{2s+1}L_j$  的原子将分裂为  $2j+1$  束。

史特恩 - 盖拉赫实验结果

| 原 子                      | 基态          | $g$   | $mg$                        | 相片图样 |
|--------------------------|-------------|-------|-----------------------------|------|
| Zn, Cd, Hg, Pd           | $^1S_0$     | —     | 0                           |      |
| Sn, Pb                   | $^3P_0$     | —     | 0                           |      |
| H, Li, Na, K, Cu, Ag, Au | $^2S_{1/2}$ | 2     | $\pm 1$                     |      |
| Tl                       | $^2P_{1/2}$ | $2/3$ | $\pm 1/3$                   | /    |
| O                        | $^3P_2$     | $3/2$ | $\pm 3, \pm \frac{3}{2}, 0$ |      |
|                          | $^3P_1$     | $3/2$ | $\pm \frac{3}{2}, 0$        |      |
|                          | $^3P_0$     | —     | 0                           |      |

# 史特恩—盖拉赫实验证明了：

1. 角动量空间量子化行为
2. 电子自旋假设是正确的，而且自旋量子数  $s = 1/2$ 。
3. 电子自旋磁矩为

$$\mu_s = -g_s \sqrt{s(s+1)} \mu_B = -\sqrt{3} \mu_B$$

## § 4.7 自旋—轨道相互作用 碱金属双线

自旋—轨道作用是原子内部磁相互作用的简称。

由于电子有自旋磁矩  $\mu_s$ ，在电子为静止的坐标系上，核电荷  $+Ze$  绕电子旋转，并产生磁场  $B$ 。

自旋磁矩与该磁场作用，其作用能为

$$U = -\boldsymbol{\mu}_s \cdot \mathbf{B}; \boldsymbol{\mu}_s = -g_s \frac{\mu_B}{\hbar} \cdot \mathbf{s},$$

## § 4.7 自旋—轨道相互作用 碱金属双线

1. 电荷运动的环流  $i = Ze\omega$

2. 环流的磁场

$$|\mathbf{B}| = \frac{\mu_o i}{2\pi} \frac{S(\pi r^2)}{r^3}$$

$$|\mathbf{B}| = \frac{\mu_o}{2\pi} \frac{Ze\omega}{2\pi} \frac{\pi r^2}{r^3} = \frac{Ze}{4\pi\epsilon_0} \mu_o \epsilon_0 \frac{m_e \omega r^2}{m_e r^3}$$

$$|\mathbf{B}| = \frac{Ze}{4\pi\epsilon_0} \frac{l}{m_e c^2 r^3}$$

### 3. 自旋在环流磁场的能量

考虑了相对论修正1/2因子后,

$$U = \frac{Ze}{4\pi\epsilon_0} \frac{g_s \mu_B}{m_e c^2 \hbar r^3} \mathbf{s} \cdot \mathbf{l}$$

### 4. 单电子的自旋轨道相互作用

$$U \stackrel{\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_o}}{=} \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{2} \frac{1}{m_e^2 c^2 r^3} \mathbf{s} \cdot \mathbf{l} = \frac{(\alpha Z) \hbar c}{2(m_e c)^2 r^3} \mathbf{s} \cdot \mathbf{l}$$

其中  $\mathbf{j} = \mathbf{s} + \mathbf{l}$

$$\mathbf{j}^2 = \mathbf{s}^2 + \mathbf{l}^2 + 2\mathbf{s} \cdot \mathbf{l}$$

$$\mathbf{s} \cdot \mathbf{l} = \frac{\mathbf{j}^2 - \mathbf{s}^2 - \mathbf{l}^2}{2} = \frac{1}{2} [j(j+1) - s(s+1) - l(l+1)] \hbar^2$$

单电子的旋  
轨相互作用

$$\mathbf{s} \cdot \mathbf{l} = \left\{ \begin{array}{ll} \frac{1}{2} l \hbar^2 & j = l + \frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2} (l+1) \hbar^2 & j = l - \frac{1}{2} \end{array} \right. \quad l \neq 0$$

对于氢原子、类氢离子，波函数给出的平均值：

$$\overline{r^{-3}} = \frac{Z^3}{n^3 (l+1/2)(l+1) a_1^3}$$

$$\underline{\underline{\overline{r^{-3} a_1}} = \frac{\hbar}{m_e (\alpha c)} \frac{(\alpha Z)^3 (m_e c)^3}{n^3 l(l+1/2)(l+1) \hbar^3}}$$



## 5. 氢原子、类氢离子的精细结构能级: $l \neq 0$

$$j = l + \frac{1}{2}$$

$$\begin{aligned} U &= \frac{1}{4} \frac{m_e c^2 (\alpha Z)^4}{n^3 (l + 1/2)(l + 1)} \\ &= \frac{1}{2} m_e (\alpha c^2) \frac{\alpha^2 Z^4}{n^3 (2l + 1)(l + 1)} \end{aligned}$$

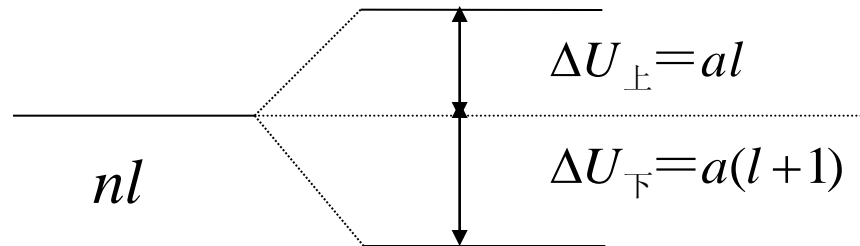
$$j = l - \frac{1}{2}$$

$$\begin{aligned} U &= -\frac{1}{4} \frac{m_e c^2 (\alpha Z)^4}{n^3 l(l + 1/2)} \\ &= \frac{1}{2} m_e (\alpha c^2) \frac{\alpha^2 Z^4}{n^3 l(2l + 1)} \end{aligned}$$

原 ( $nl$ ) 能级上下分裂为双能级。两个能级的裂矩之比

$$\frac{\Delta U_{\text{上}}}{\Delta U_{\text{下}}} = \frac{l}{(l+1)}$$

见图



## 6. 氢原子、类氢离子的能级分裂:

两个能级之差为

$$\Delta U = \frac{1}{2} m(\alpha c^2) \frac{\alpha^2 Z^4}{n^3 l(l+1)}$$

$$\Delta U = \frac{Z^4}{n^3 l(l+1)} \left( \frac{1}{2} m_e c^2 \alpha^4 \right) = \frac{Z^4}{n^3 l(l+1)} \times 7.25 \times 10^{-4} \text{ eV}$$

对应的频率差

$$\Delta \nu = \frac{\Delta U}{h} = \frac{Z^4}{n^3 l(l+1) h} \times 7.25 \times 10^{-4} \text{ eV}$$

能级分裂波数差

$$\Delta \tilde{\nu} = \frac{\nu_1}{c} - \frac{\nu_2}{c} = \frac{h\Delta\nu}{hc}$$

$$\Delta \tilde{\nu} = \frac{\Delta U}{h} = \frac{Z^4}{n^3 l(l+1)} \times 5.84 \text{ cm}^{-1}$$

能级分裂波长差

$$\Delta \tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} = \frac{\Delta \lambda}{\lambda_1 \lambda_2}$$

$$\Delta \lambda \approx \Delta \tilde{\nu} \lambda^2 = \frac{\Delta U}{hc} \times \lambda^2$$

例： 氢的 2p 电子  $^3P_{3/2}$ ,  $^3P_{1/2}$  能级差为

$$\Delta U = \frac{0.51 \times 10^6 \text{ eV}}{2 \times 2^3 \times 1 \times 2 \times (137)^4} = 4.53 \times 10^{-5} \text{ eV}$$

$$\Delta \nu = 1.097 \times 10^4 \text{ MHz}$$

$$\Delta \tilde{\nu} = 0.365 \text{ cm}^{-1}$$

还必须注意，以上讨论是以**氢原子或类氢离子**为对象给出的结果。

对于**碱金属原子**，尽管也只涉及最外层的价电子，但它感受的核电荷**并不是** $+Ze$ ，**也不是** $+e$ ，而是**屏蔽的有效电荷**  $z_{eff}$ 。

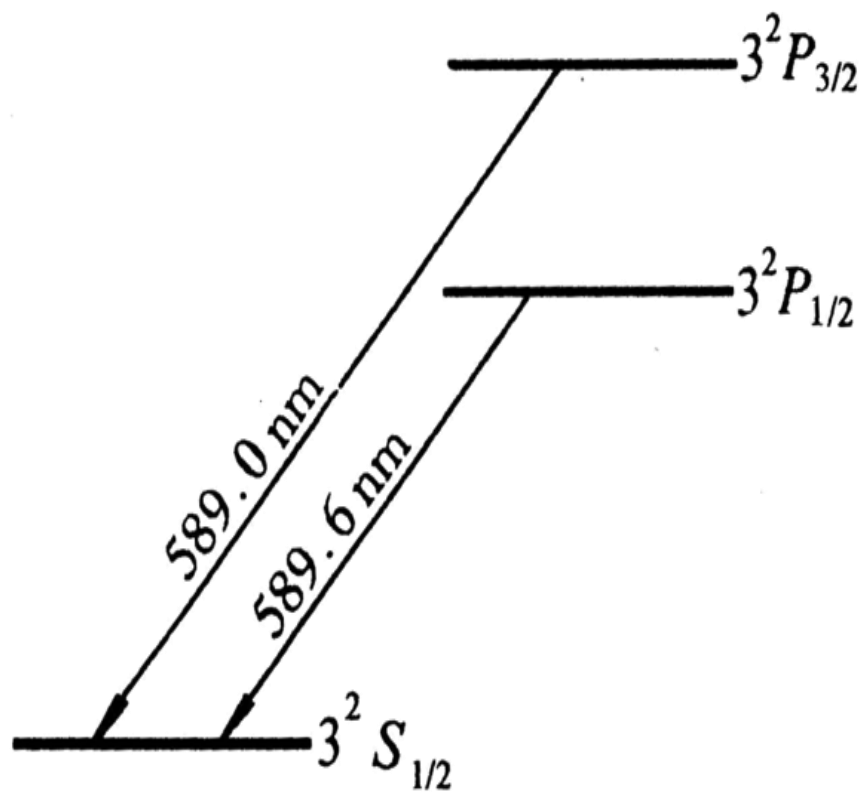
例： 对**钠**  $3p \rightarrow 3s$  跃迁时的黄光  $\lambda = 589.3nm$ ,



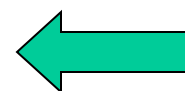
测得双线  $\Delta\lambda = 0.6nm$ ，由  $\Delta\lambda = \Delta U \lambda^2 / hc$ ，

$$\text{算得 } \Delta U = 2.1 \times 10^{-3} \text{eV}$$

利用（5）式可给出： $Z_{eff} = 3.54$



钠的黄色  $D$  线



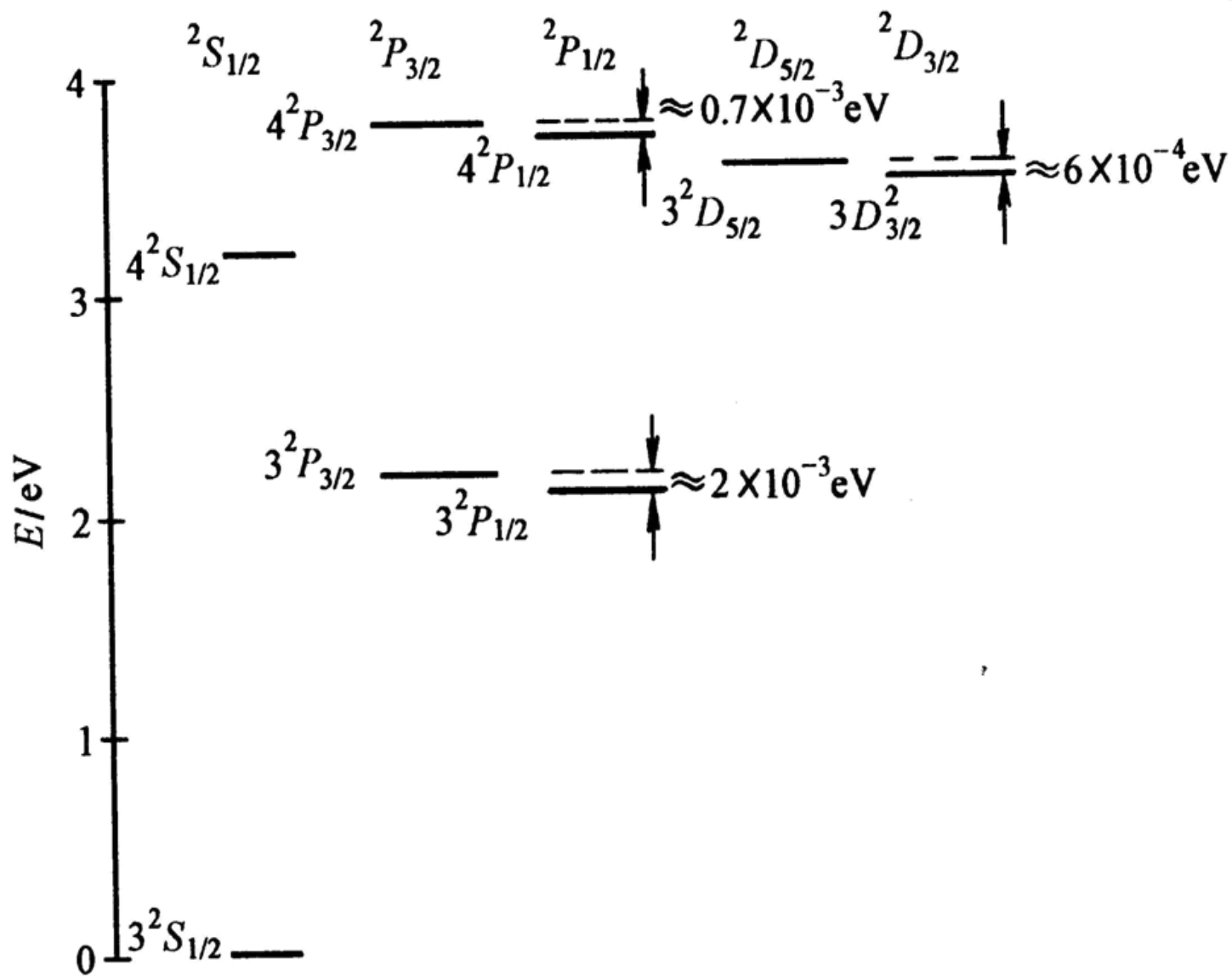
再由 
$$U = -\mu_B \cdot B = -\mu_{sz} B = \pm \mu_B B$$

所以 
$$\Delta U = 2\mu_s B = 2.1 \times 10^{-3}$$

原子内部的磁场约为

$$B = \frac{\Delta U}{2\mu_B} \approx 20\text{T}$$

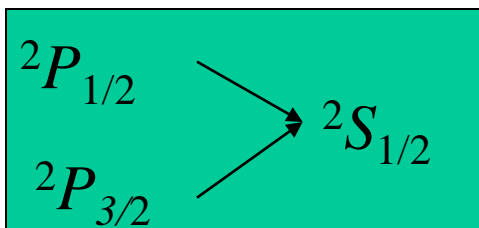




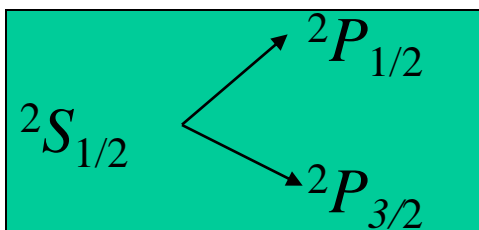
钠的某些能级的分裂(大小不按比例)

# 碱金属光谱的精细结构

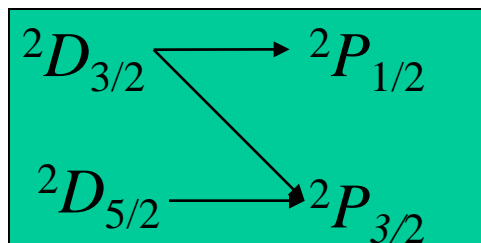
主线系



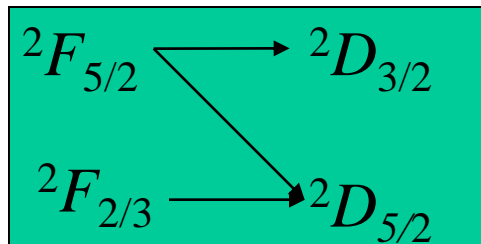
锐线系  
(第二辅线系)



漫线系  
(第一辅线系)



基线系  
(柏格曼系)



## 选择定则

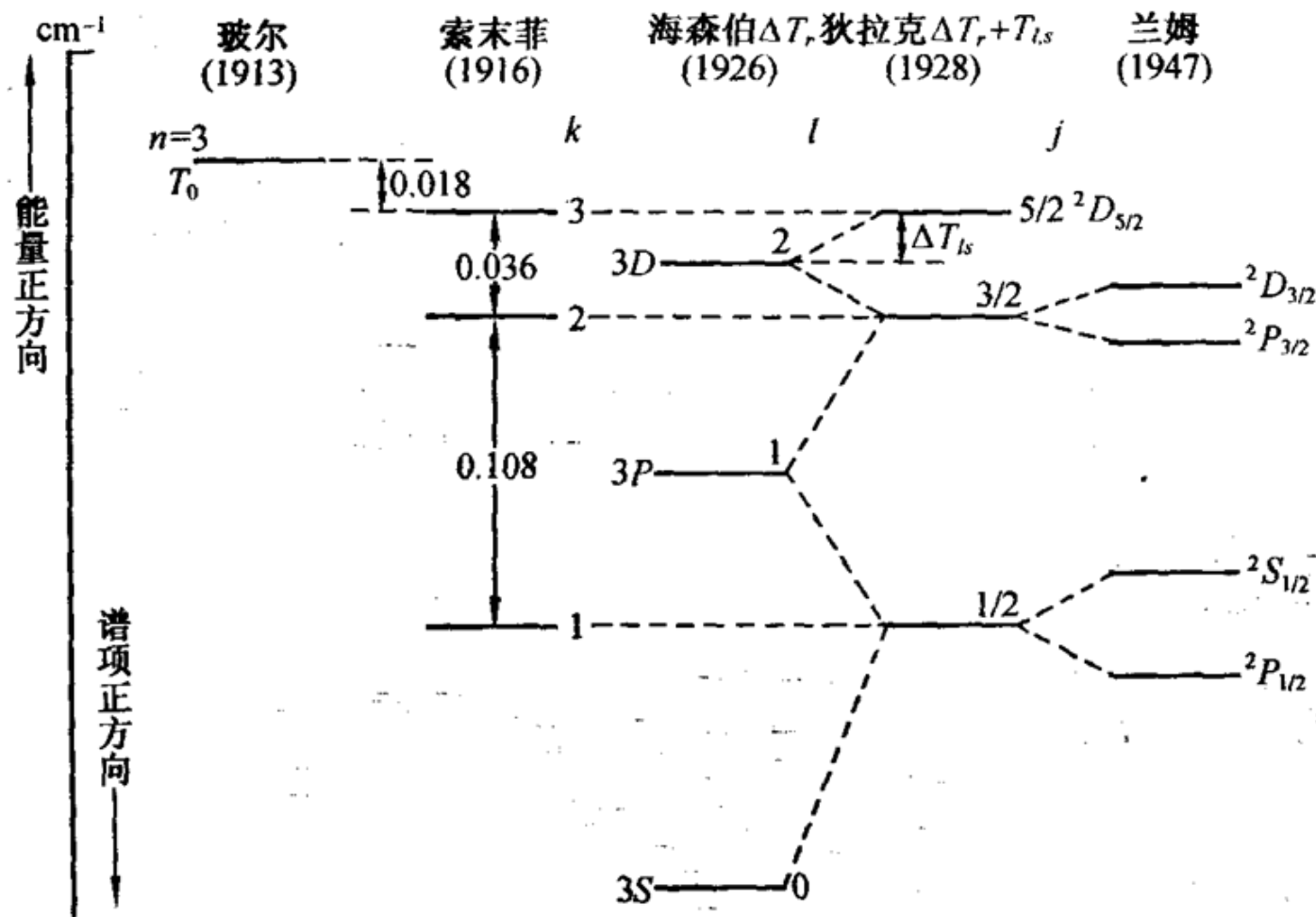
$\Delta l = -1, \Delta j = 0, -1$  双线结构

$\Delta l = +1, \Delta j = 0, +1$  双线结构

$\Delta l = -1, \Delta j = 0, -1$  三线结构

$\Delta l = -1, \Delta j = 0, -1$  三线结构

以上是量子力学对碱金属光谱精细结构的理论解释。



氢原子  $n=3$  能级的演变(不按比例)

## § 4.8 塞曼效应

电子自旋磁矩  $\mu_s$  在内磁场  $\mathbf{B}$  ( $l$ ) 的作用下产生了附加能

$$U = -\mu_s \cdot B \propto s \cdot l$$

附加能使原能级一分为二，发生了能级的精细分裂，出现了相应的原子态  $^{2s+1}L_j$ 。

例如钠  $3P$  分裂为  $3^2P_{3/2}$ 、 $3^2P_{1/2}$ ，这些态向  $2^2S_{1/2}$  态跃迁时，遵从选择定则  $\Delta j = 0, \pm 1$ ，出现了谱线的精细结构。

## § 4.8 塞曼效应

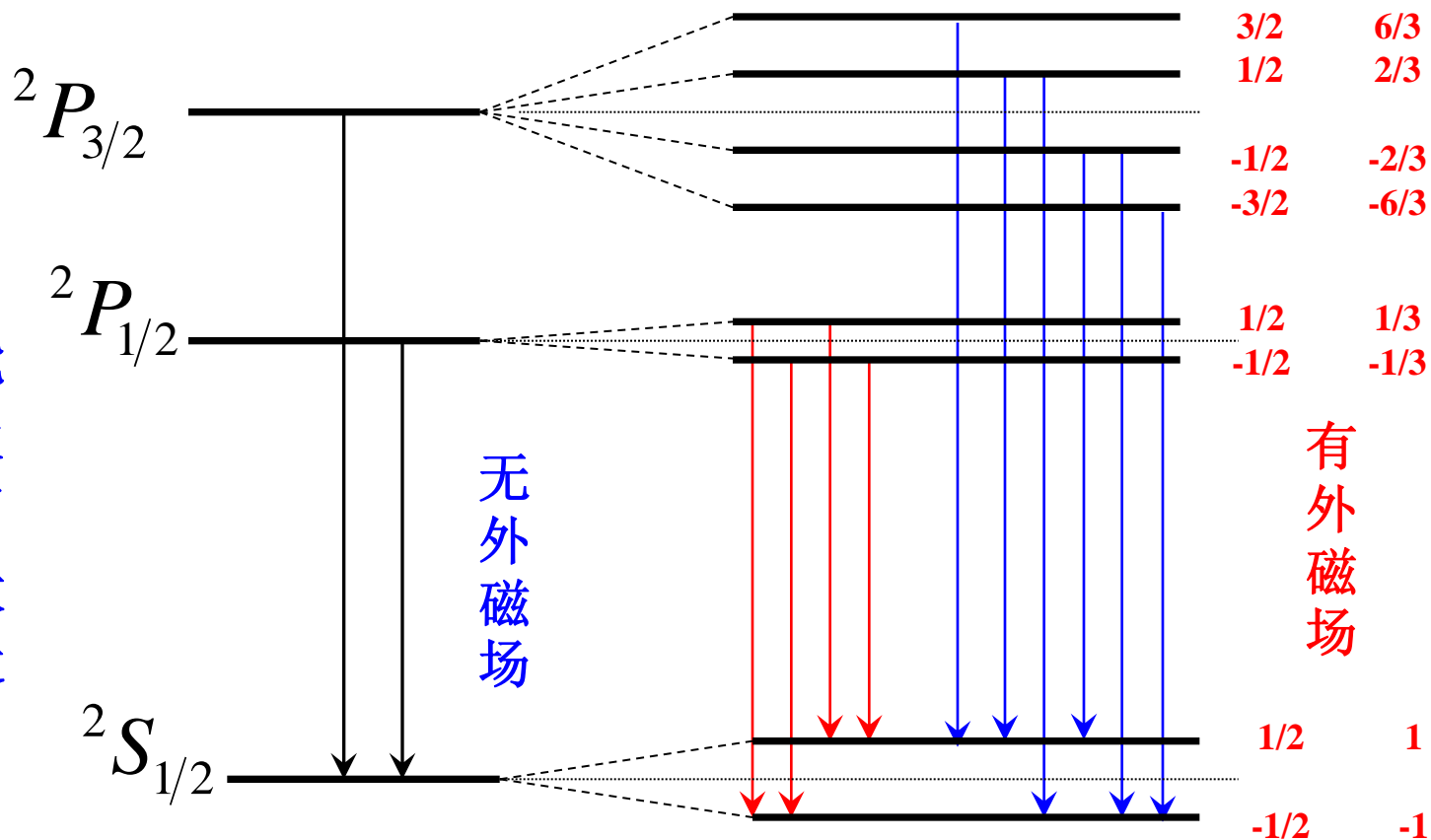
同时，自旋—轨道耦合，形成总动量  $\mathbf{j} = \mathbf{s} + \mathbf{l}$ ，和总的磁矩  $\mu_j$ ，引入  $g_j$  因子，可表示为

$$\mu_j = -g_j \frac{\mu_B}{\hbar} \mathbf{j}, \mu_j = -g_j \sqrt{j(j+1)} \mu_B$$

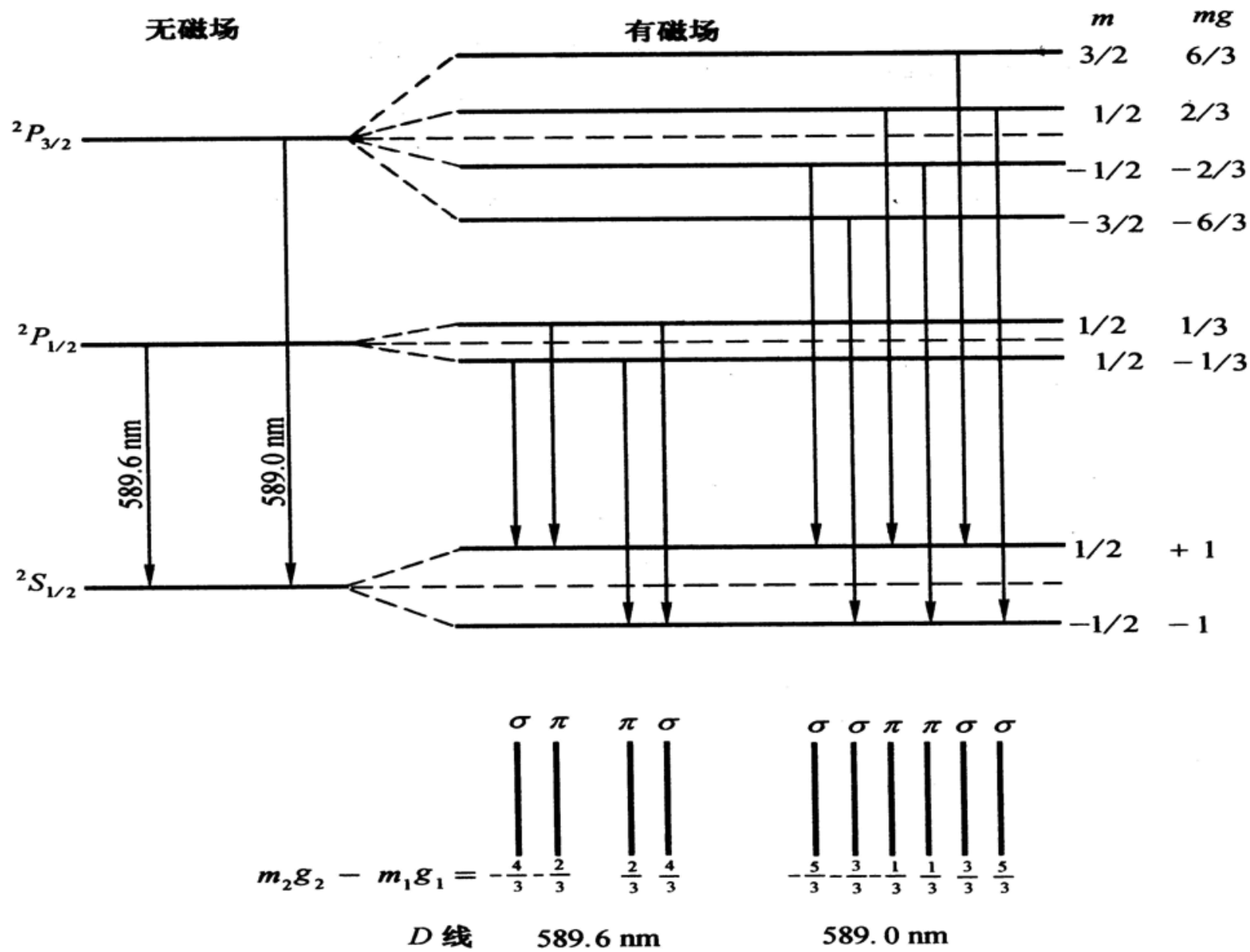
可以想象  $\mu_j$  在外磁场  $\mathbf{B}$  中，也将产生附加能

$$U = -\mu_j \cdot \mathbf{B} = -\mu_{jz} B = g_j m_j \mu_B B$$

能级和跃迁



钠  $D$  线谱线的塞曼效应



钠 D 线的塞曼效应

因  $m_j$  取  $2j+1$  个值。所以能级将分裂为  $2j+1$  个能级，称塞曼能级。

塞曼能级按选择定则  $\Delta m=0, \pm 1$  跃迁，导致谱线进一步分裂。

在外磁场中，能级和谱线的分裂称塞曼效应。



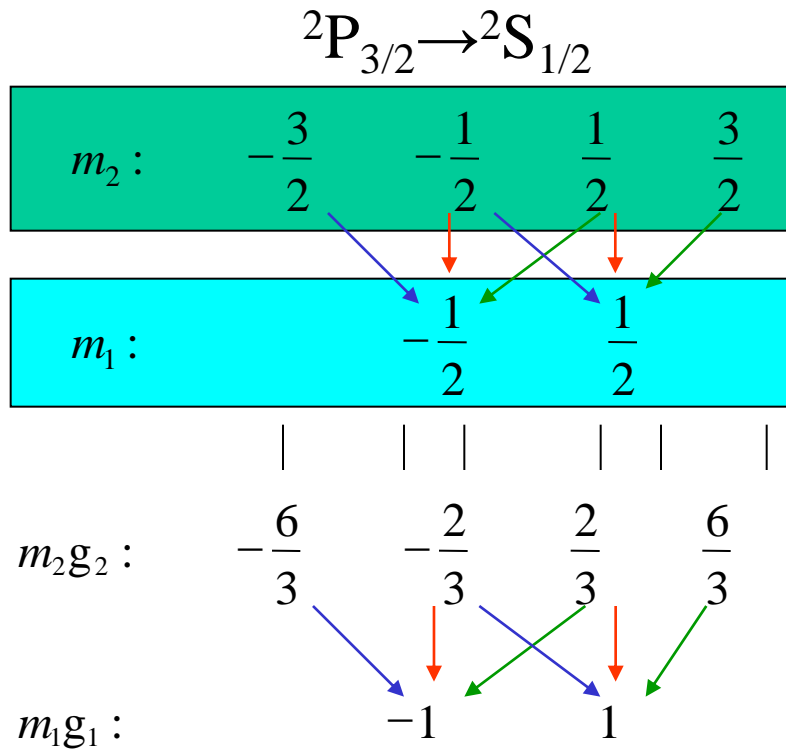
仍以钠为例，在外磁场中  $^2P_{3/2}$  分裂为四个塞曼能级，因  $g_{3/2}=4/3$ ，其间距为  $4\mu_B B/3$ ；

$^2P_{1/2}$  分裂为二， $g_{1/2}(^2P_{1/2})=2/3$ ，所以间距为  $2\mu_B B_0/3$ 。

$^2S_{1/2}$  也分裂为二， $g_{1/2}(^2S_{1/2})=2$ ，  
间距为  $2\mu_B B_0$ 。

按照  $\Delta m = 0, \pm 1$ ， $^2P_{3/2} \rightarrow ^2S_{1/2}$  有六条线， $^2P_{1/2} \rightarrow$

$^2S_{1/2}$  有四条线。塞曼谱线可借助格罗春图表示为



$$(m_2 g_2 - m_1 g_1) = \begin{pmatrix} -1 & -\frac{5}{3} & -\frac{1}{3} & \frac{1}{3} & \frac{5}{3} & 1 \end{pmatrix} \mu_B B, \quad \begin{pmatrix} -\frac{4}{3} & -\frac{2}{3} & \frac{2}{3} & \frac{4}{3} \end{pmatrix} \mu_B B$$

相应地塞曼谱线的频率由

$$h\nu' = h\nu + (m_2 g_2 - m_1 g_1) \mu_B B$$

给出

$$\nu_1' = \nu_1 + \left( -\frac{5}{3}, -1, -\frac{1}{3}, \frac{1}{3}, 1, \frac{5}{3} \right) L$$
$$\nu_2' = \nu_2 + \left( -\frac{4}{3}, -\frac{2}{3}, \frac{2}{3}, \frac{4}{3} \right) L$$

式中  $L \equiv \frac{\mu_B B}{\hbar} = \frac{eB}{4\pi m} = 14B(\text{T}) \text{ GHz}$

称拉莫尔频率

$$L(2\pi L = \frac{e}{2m} B = \gamma B = \omega \quad \text{是拉莫尔进动圆频率})$$

钠原子能级和光谱在外磁场中分裂称反常塞曼效应。

# 正常塞曼效应

具有磁矩的体系，在外磁场中具有有的势能为：

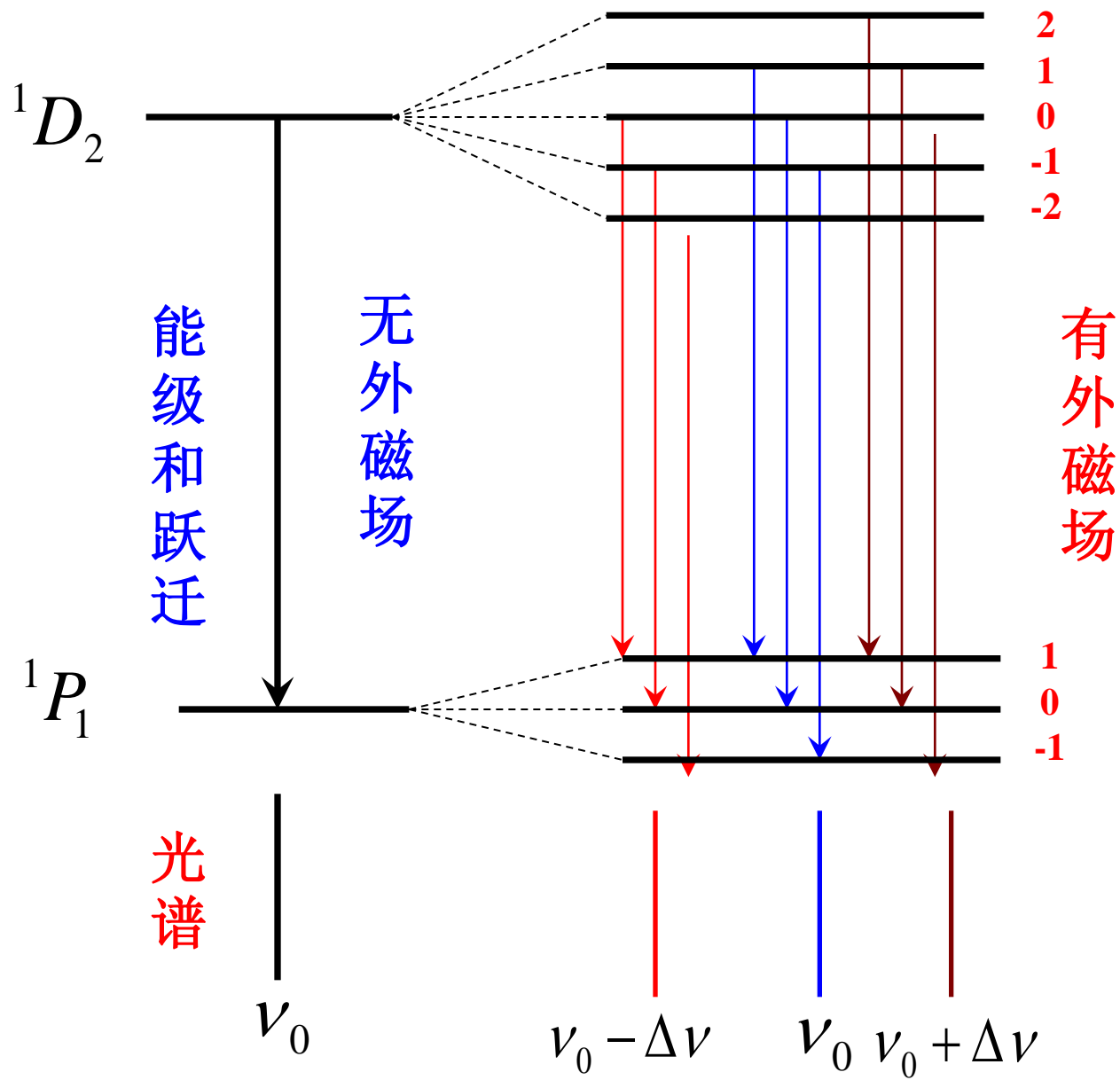
$$E'_2 = E_2 + m_2 g_2 \mu_B B$$

$$E'_1 = E_1 + m_1 g_1 \mu_B B$$

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

当具有磁矩的体系自旋为 0 时， $g_2 = g_1 = 1$ ，发现一条谱线分裂成三条谱线，对应能级的分裂和磁矩的分裂间隔相等，多条的间隔也为三条，为正常塞曼效应。

$$h\nu' = h\nu + (m_2 - m_1) \mu_B B$$



$^1D_2 \rightarrow ^1P_1$  谱线的塞曼效应

# $\mu$ 子奇异原子能级结构与相互作用性质的理论研究

**奇异原子**由奇异粒子和原子核构成，用奇异粒子(如K介子和 $\mu$ 子等)穿过物质的方法可以获得奇异原子， $\mu$ 子原子以 $\mu$ 子充当电子的角色形成奇异原子。

国际上，加拿大不列颠哥伦比亚TRIUMF粒子物理实验室的Glen Marshall领导的一个国际合作科研小组在寻找**新的奇异原子核聚变方法**取得了某些突破，他们利用一种称为介子的粒子，促使介子把相邻的原子核压缩在一起产生核聚变。

本课题以 $\mu$ 子奇异原子为研究对象，应用**原子物理、量子力学和相对论一级微扰论的方法**，并采用新的计算方案，研究 $\mu$ 子的能级结构以及相互作用的性质与规律，具有重要的意义和**潜在的应用背景**。

# 微观原子物理现象重要基础性实验的计算机模拟

近年来，提高高等教育本科教学质量是全球关注的问题。近代物理学是高等教育物理学科中承上启下的重要组成部分，既是经典物理课程的综合提高，又是深入学习专业课的基础，随着现代科学技术的发展，其重要性越发突出。

本课题充分利用数字化技术、科学计算与模拟、网络化教学，通过挑选一批具有重要基础性，有丰富物理内涵的微观原子物理现象的基础性实验，如  $\alpha$  粒子散射、H原子结构、光电效应、电子自旋、原子光谱精细结构、塞曼效应、电子波动粒子两象性等有较大拓展空间的典型微观物理问题，进行计算机模拟仿真，构成一个物理内涵丰富、知识涉及面宽且可持续发展的模型教学库，

进一步帮助学生形象、直观理解波动粒子两象性、隧道效应导致的轨道贯穿等微观物理图象，克服近代物理实验难度和费用比较高的不足，把许多难教难学的内容变成易教易学的内容，营造素质教育和创新教育的学习环境，有助于学生理解和掌握近代物理领域中的一些重要现象、概念和规律及高新技术的实验技能，了解物理理论与高新技术的密切联系。