

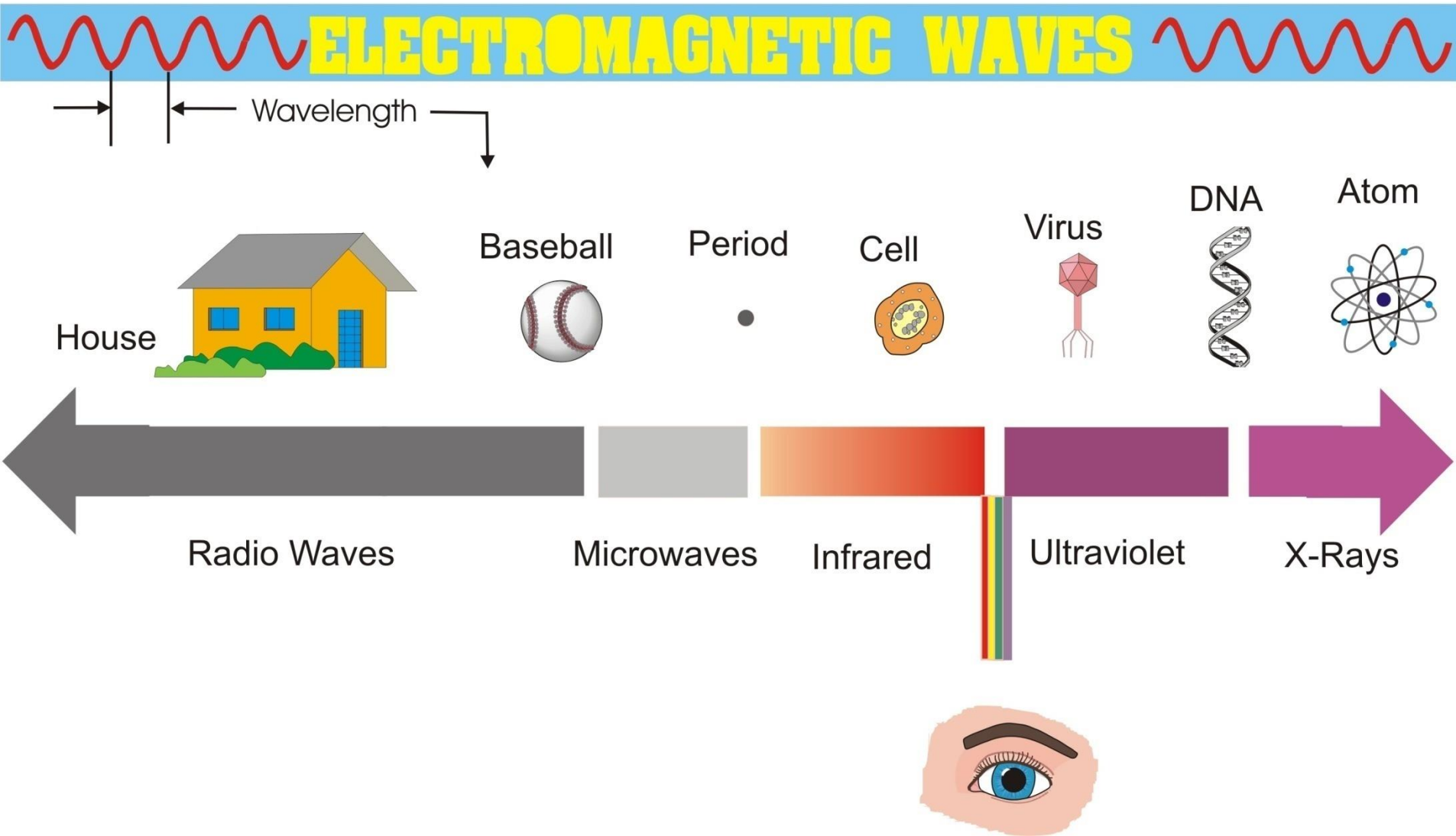
# 第六章 X射线

- 6. 1. X射线的发现及其波性
- 6. 2. X射线的产生的机制
- 6. 3. 康普顿散射
- 6. 4. X射线的吸收

## 6. 1. X射线的发现及其波性

- X射线的发现
- X射线管
- X射线的波性
- X射线的偏振
- X射线的衍射

# What are X-Rays, anyway?



X射线是波长极短的电磁波，它不会被磁场偏转，具有很强的穿透力，而且波长越短，穿透力越强。 $\lambda < 0.1\text{nm}$ : 硬X射线， $\lambda > 0.1\text{nm}$ : 软X射线.

## (1) X射线的发现



伦琴

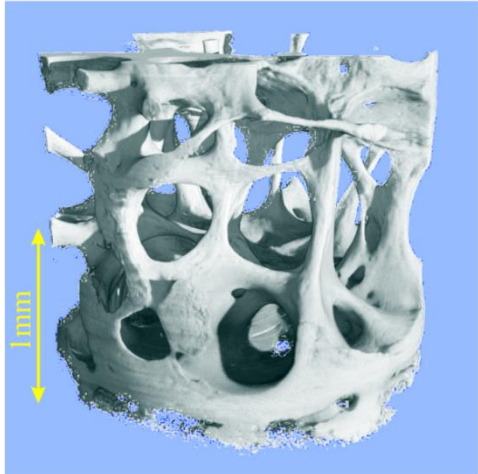
在1895年以前，由阴极射线管产生的X射线在实验里已经存在了30多年，在射线发现前，不断有人抱怨，放在阴极射线管附近的照相底片模糊或感光。如1879年的克鲁克斯，1890年的古德斯比德等人，但发现X射线的却是伦琴。

伦琴，1845年出生于德国的一个商人家庭，1869年在苏黎世大学获博士学位。**1895年11月8日傍晚**，伦琴在研究阴极射线管中气体放电实验时，为了避免杂光对实验的影响，他用黑纸板将管子包起来，却发现距阴极管一段距离外的一块涂有铂氰酸钡结晶物质的屏幕发出了荧光，伦琴马上意识到，这可能是一种前所未有的新射线，经检查发现，射线来自阴极射线管管壁。



令人惊奇的是，当用木头等不透明物质挡住这种射线时，荧光屏仍然发光，而且这种射线能使黑纸包住的照相底片感光，不被电磁场偏转。经过一个多月的研究，他未能搞清这种射线的本质，因此赋予它一个神秘的名字--X射线。1895年12月28日，伦琴向德国物理学医学会递交了第一篇关于X射线的论文，《论新的射线》，并公布了他夫人的X射线手骨照片。

伦琴的发现引起了极大的轰动，以致于在全世界范围内掀起了X射线研究热，1896年关于X射线的研究论文高达1000多篇。对X射线的公布，促使法国物理学家贝克勒尔也投入到这一研究领域之中，为了弄清X射线产生的机制。他想，如果把荧光物质放在强光下照时，是否在发荧光的同时，也能放出X射线呢？



1896年，法国的 *Becquerel* (贝克勒尔) 发现了放射性；  
1897年，英国的 *Thomson* (汤姆逊) 发现了电子。

于是他把一块荧光物质（铀的化合物--钾铀酰硫酸盐晶体）放在用黑纸包住的照相底片上，然后放在太阳下晒，结果在底片上果然发现了与荧光物质形状相同的“像”。一次偶然的机会使他发现，未经太阳曝晒的底片冲出来后，出现了很深的感光黑影，这使他非常吃惊。是什么使底片感光呢？跟荧光物质是否有关呢？他进一步用不发荧光的铀化合物进行实验，同样使底片感光；可见铀化合物能发出一种肉眼看不见的射线，与荧光无关。1896年3月2日，他向法国科学院报告了这一惊人的发现，从此打开了一个新的研究领域。

放射线的发现看似偶然，但正如杨振宁先生在评价这一故事时所说的那样，“科学家的‘灵感’对科学家的发现‘非常重要’；这种灵感必源于他的丰富的实践和经验。”

# 伦琴



Wilhelm K. Roentgen,  
1895年，发现X-射线,1901年诺贝尔奖

从小就性格倔强，从不轻易改变自己的主张。品德高尚，对荣誉和金钱极为淡漠。**50岁**任沃兹堡大学校长时发现了**X射线**。领取首届诺贝尔物理学奖时，他不仅拒绝在授奖典礼上发表演讲，而且谢绝了各种盛情邀请，将奖金全部献给沃兹堡大学作为科研费用。许多商人想用高价购买X射线的专利权，牟取暴利，巴伐利亚的王子甚至以贵族爵位来笼络伦琴，都被一概予以拒绝。伦琴将X射线的专利权毫无保留地公诸于世，让它为全人类服务。

## 6. 1. 1. X射线的发现(1)

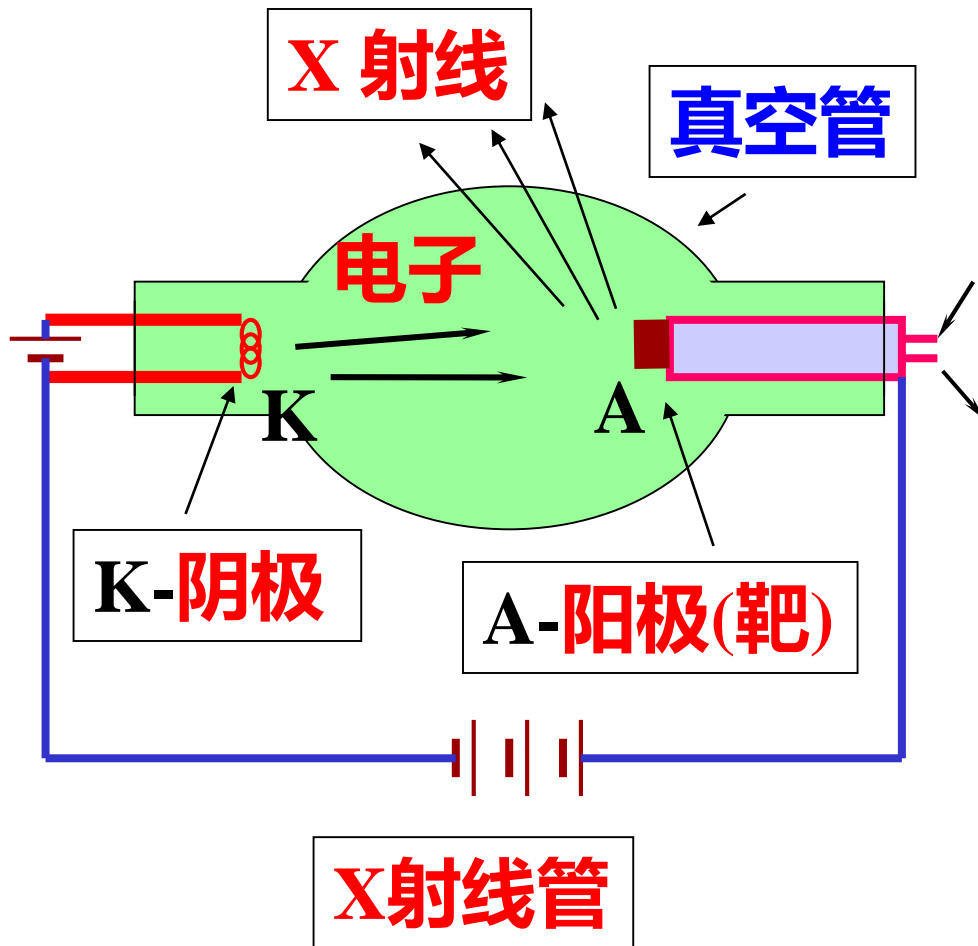
- 1895年德国物理学家伦琴在作阴极射线管(X射线管)中气体放电的实验研究时，偶然发现了有一种使荧光屏上有微弱的荧光产生的看不见的射线
  - 沿直线传播
  - 穿透性强(不被物质反射和折射)
  - 不被电磁场偏转
  - 他把这种未知射线称为  $x$  射线



## 6. 1. 1. X射线的发现 (2)

- 后来人们认识到:
  - x 射线是一种高能光子.....穿透性很强
  - x 射线是波长很短的电磁波:  
波长: **0.001nm — 1 nm**
    - 软x射线: 波长大于**0.1nm**
    - 硬x射线: 波长小于**0.1nm**

## 6. 1. 2. X射线管 (1)



**K**由钨丝制成,当钨丝通电加热时产生热电子。热电子受A、K之间电场的作用高速撞击阳极A, 发射出X射线。

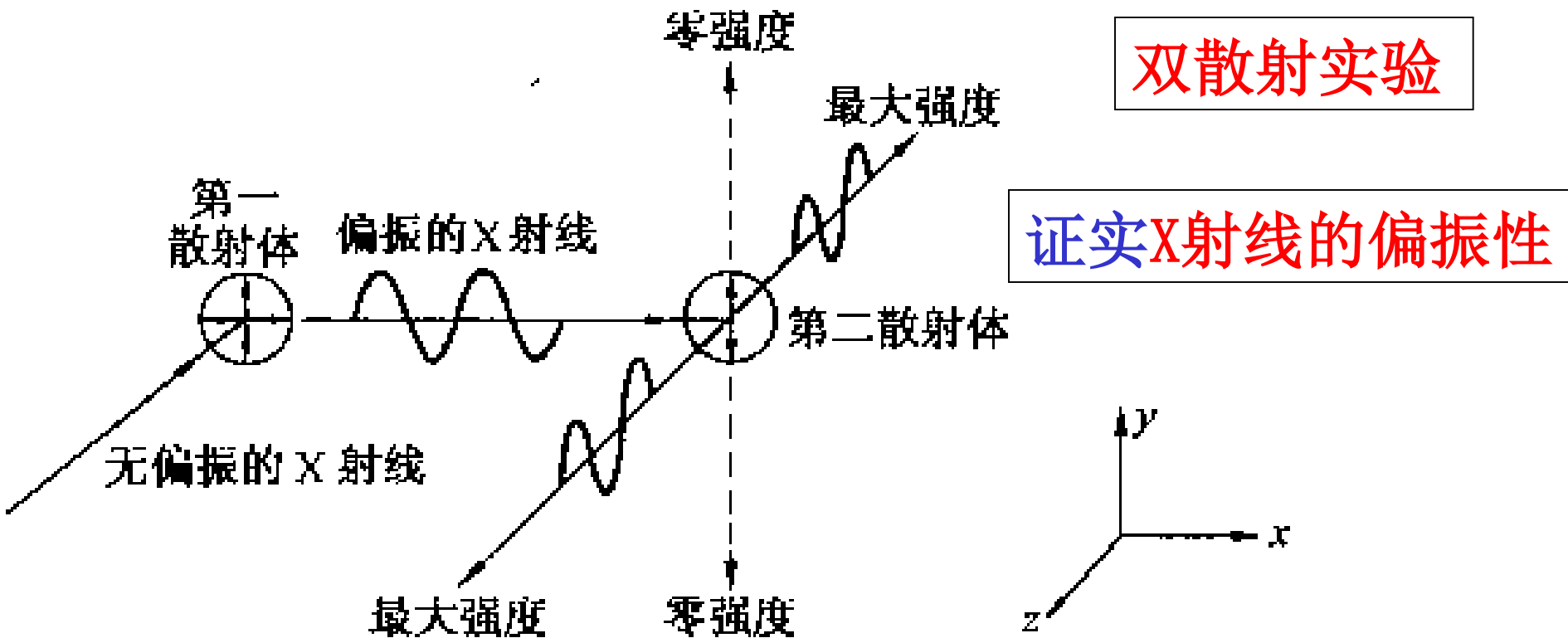
## 6. 1. 3. X射线的波性(1)

- 加速带电粒子→辐射电磁波
- X射线管中, 高速电子在靶上突然停止→辐射电磁波
- X射线 $\leftrightarrow$ 电磁波
- 波动性的显示
  - 偏振, 衍射

### 6. 1. 3. X射线的偏振(1)

- **横波**: 振动方向与传播方向 $k$ 垂直的波
  - 电磁波是横波, 电矢量 $E$ 垂直 $k$
  - 横波才有偏振
- **线偏振光**: 电矢量 $E$ 振动恒定在一个方向
- **圆偏振光**:  $E$ 在垂直 $k$ 的平面内作圆周运动
- X射线的偏振

## 6.1.3. X射线的偏振(2)



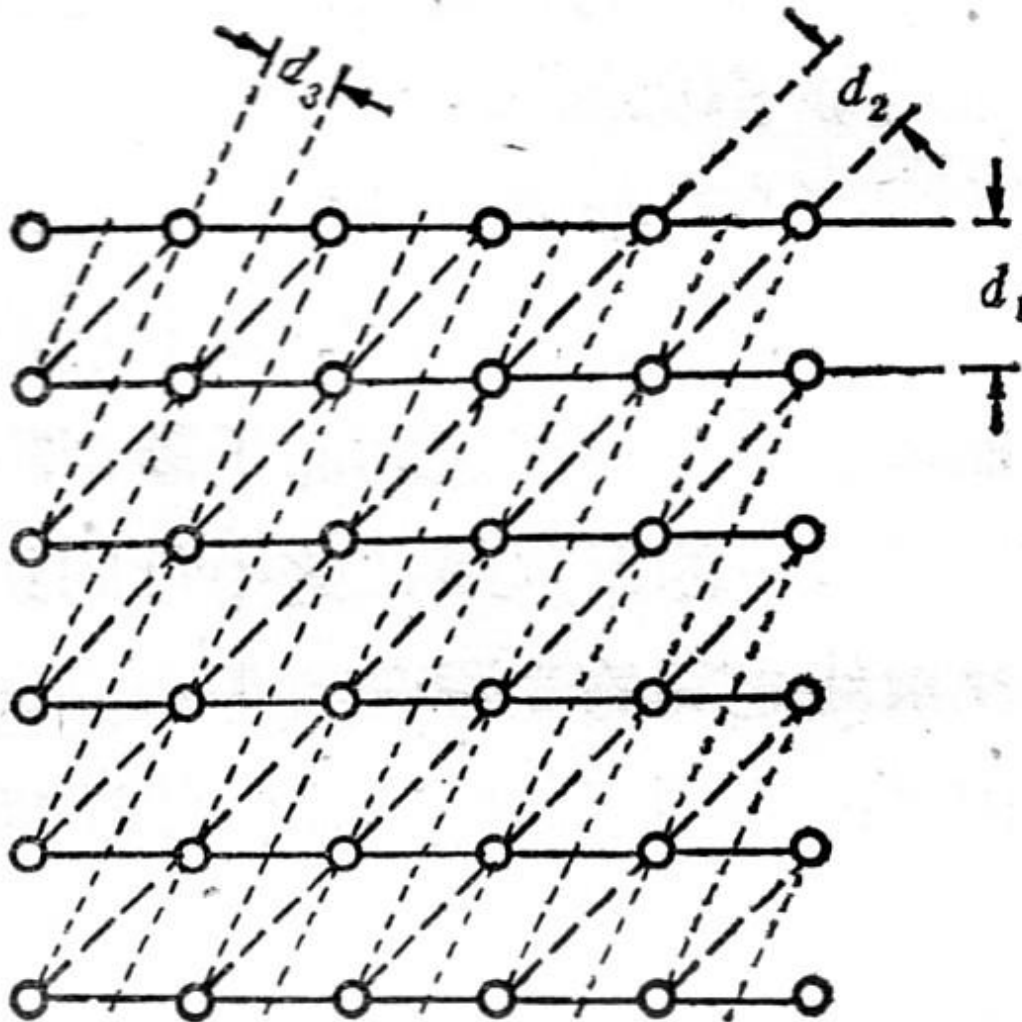
无偏振的X射线,  $z$ 方向入射散射体; 若X射线为横波, 振动沿 $x, y$ 方向; 散射体散射的波沿 $x, y$ 方向振动,  $x$ 方向只传播 $y$ 方向振动的波; 经第二散射体散射的波沿沿 $y$ 方向振动,  $z$ 方向强度最大,  $y$ 方向强度最小

## 6. 1. 4. X射线的衍射 (1)

- 电磁波通过狭缝→衍射
  - 要求波长与狭缝的大小同数量级
- X射线波长 $\lambda$ 数量级: 0.1nm
  - 0.1nm的狭缝难以制造
- 晶体: 原子(格点)有规则排列的结构
  - 晶格常数 $d$ : 相邻格点的距离
  - 晶格常数 $d$ 的数量级与X射线波长 $\lambda$ 数量级相同
- → 晶体是X射线的天然三维光栅

## 6.1.4. X射线的衍射(2)

- **晶面**:晶体中有规则排列的格点形成的平面



格点形成很多族不同方向的平面

不同族平面有不同晶格常数

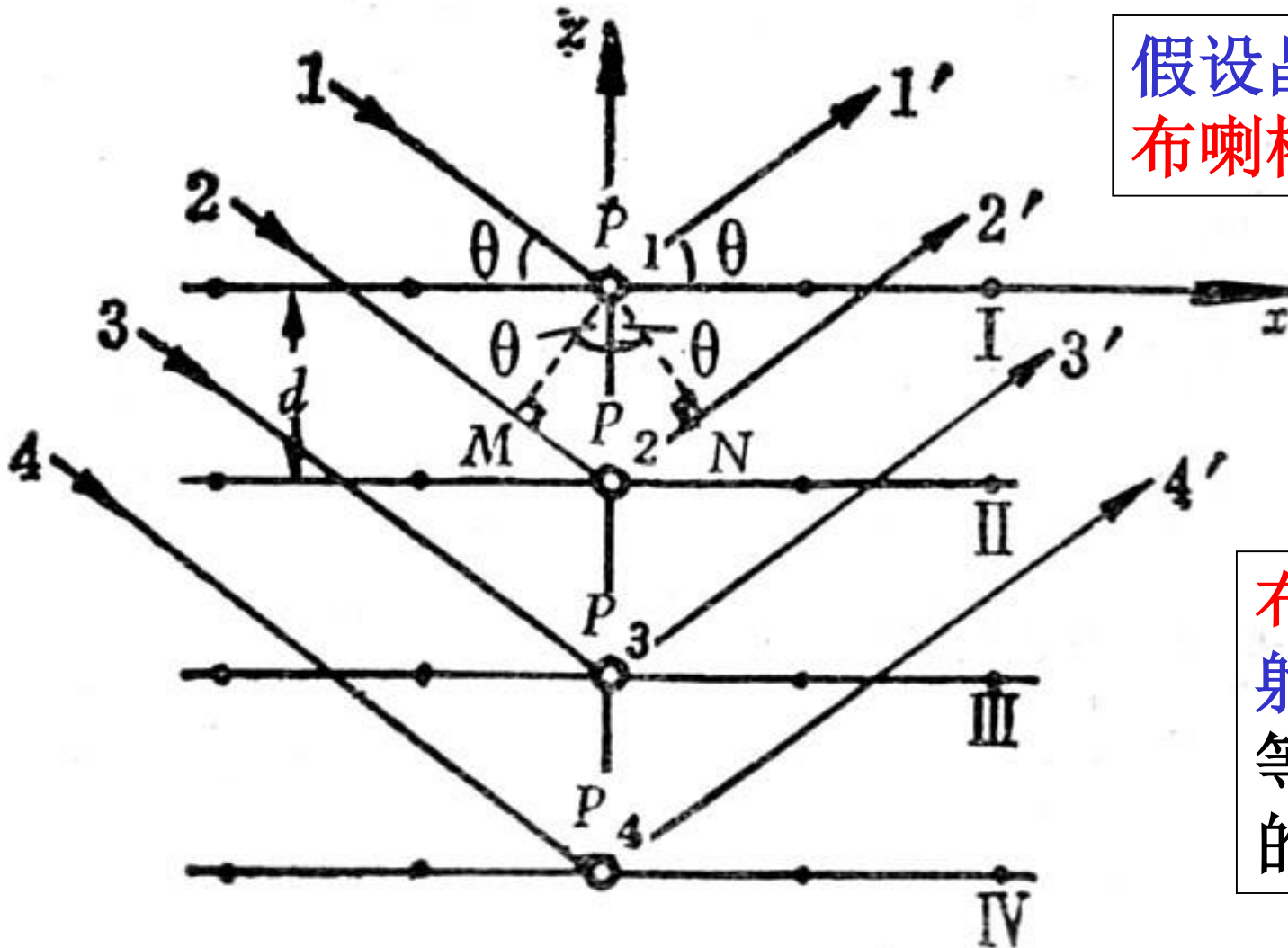
## 6. 1. 4. X射线的衍射 (3)

- X射线晶体衍射的研究方法
  1. 点间干涉: 处理一个晶面各个格点的干涉
  2. 面间干涉: 处理一族晶面中不同晶面之间的干涉
- 点间干涉: 一个晶面中各个格点的干涉
  - 可以证明:  
一个晶面内二维点阵的零级主极大方向为以晶面为镜面的反射线方向(入射角等于反射角)



## 6. 1. 4. X射线的衍射(4)

- 面间干涉:X射线在一族晶面之间的干涉(1)



假设晶面为  
布喇格面

布喇格面: X  
射线入射角  
等于出射角  
的一组晶面

## 6. 1. 4. X射线的衍射 (5)

- 面间干涉:X射线在一族晶面之间的干涉 (2)
  - 任意两相邻光之间的光程差为

$$\delta = \overline{MP_2} + \overline{P_2N} = d \sin \theta + d \sin \theta = 2d \sin \theta$$

- 面间干涉加强(主极强)条件

$$2d \sin \theta = n\lambda \quad (n = 1, 2, 3, \dots)$$

布喇格公式

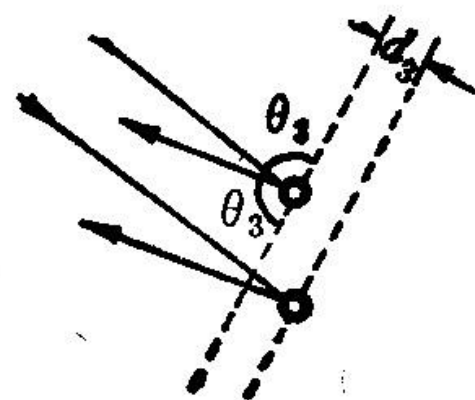
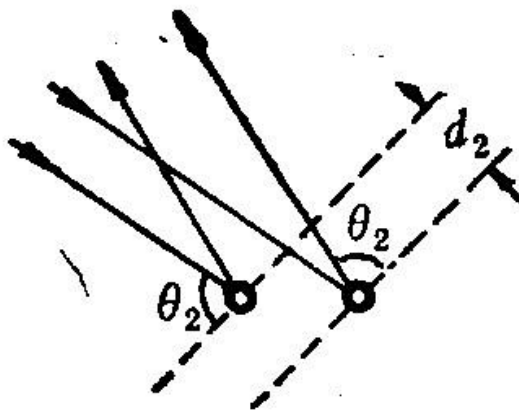
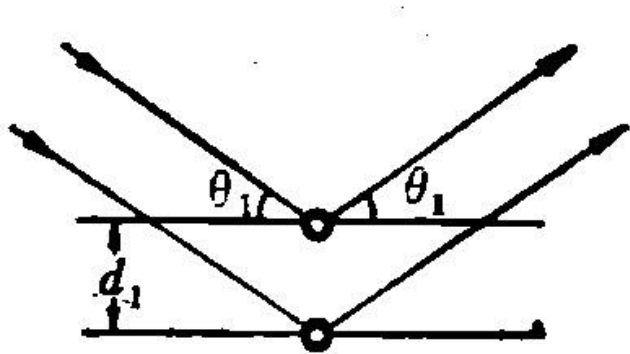
## 6. 1. 4. X射线的衍射 (6)

- 给定X射线入射方向, 波长 $\lambda$ ; 给定晶体  $\rightarrow$  一组布拉格方程
  - 给定晶体 $\rightarrow$ 多族不同方向的晶面
  - 一族晶面(布喇格面) $\rightarrow$ 一个布喇格方程

$$2d_1 \sin \theta_1 = n_1 \lambda$$

$$2d_2 \sin \theta_2 = n_2 \lambda$$

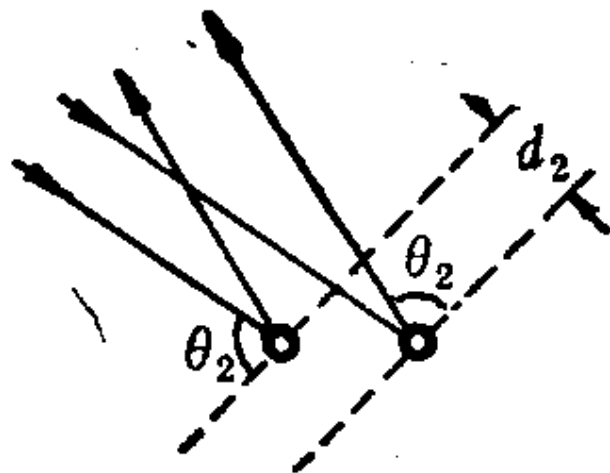
$$2d_3 \sin \theta_3 = n_3 \lambda$$



## 6. 1. 4. X射线的衍射(7)

- 在入射方向、入射波长和晶体取向给定后一般情形下可能根本就没有主极强
  - 给定入射方向、晶体取向 $\rightarrow \theta, d$
  - 对任意 $\lambda$ ,  $2d \sin \theta = n\lambda$  可能不满足
- 可以证明,在任意方向 $\alpha$ 测得主极强 $\rightarrow \alpha$ 对应一族布喇格面
  - 布喇格公式一定被满足

$$2d_2 \sin \theta_2 = n_2 \lambda$$



## 6. 1. 4. X射线的衍射 (8)

- X射线衍射的应用

- 已知 $\theta, \lambda$  可测  $d$  —— X射线晶体结构分析
  - 研究晶体结构、材料性质
- 已知 $\theta, d$  可测  $\lambda$  —— X射线光谱分析
  - 研究原子结构

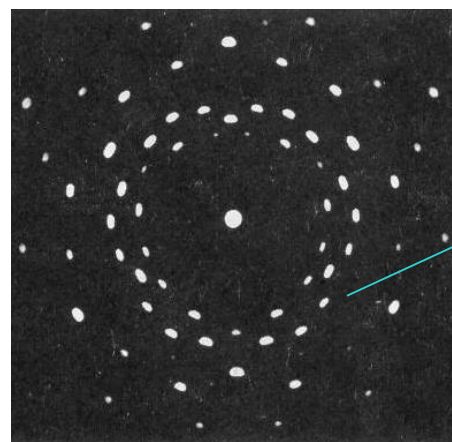
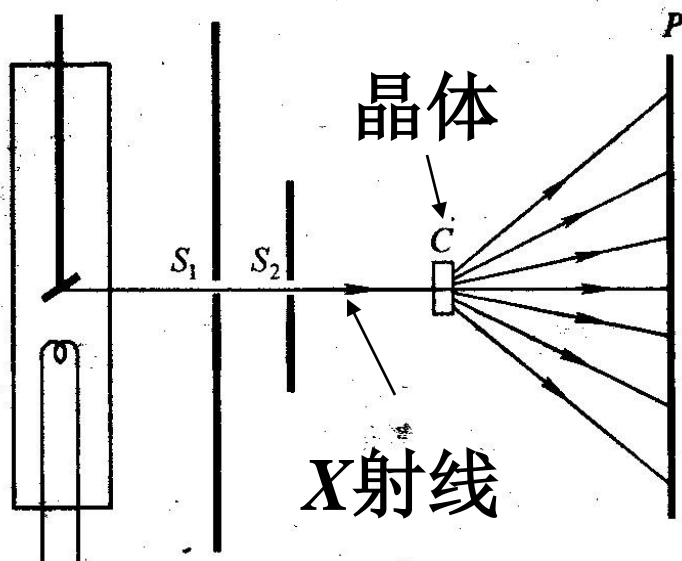
$$2d \sin \theta = n\lambda$$

## 6. 1. 4. X射线的衍射 (9)

### • 实际观察X射线衍射的作法(1)

- **劳厄法**: 使用波长连续的X射线照射晶体
- 给定晶体取向, 不限定波长
- 每个晶面组的布喇格方程可以满足
- **→** 得到所有晶面族反射的主极大。每个主极大对应一个亮斑?

$$2d \sin \theta = n\lambda$$



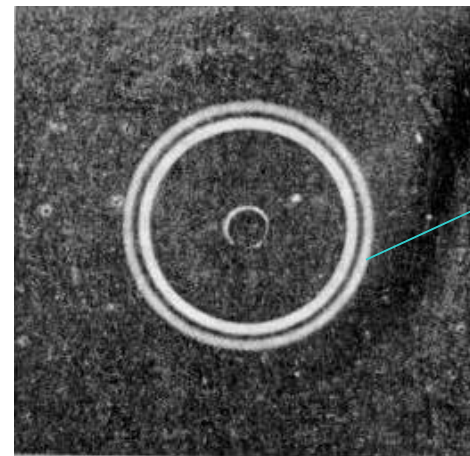
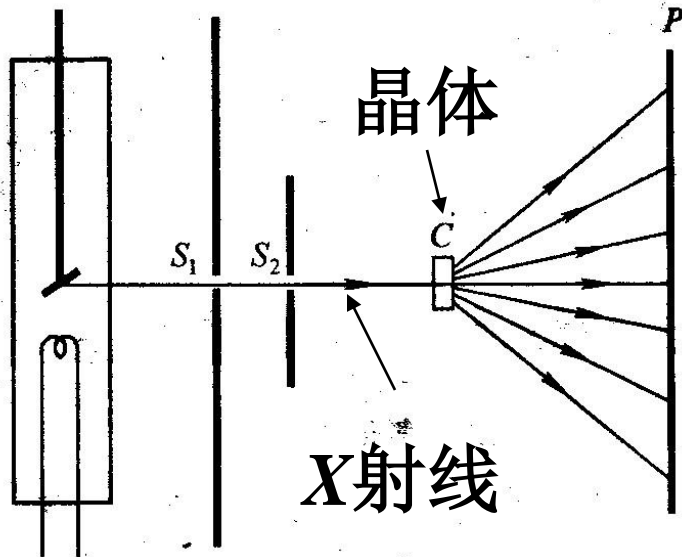
可定晶  
面方向

## 6. 1. 4. X射线的衍射(10)

### • 实际观察X射线衍射的作法(2)

- **粉末法**: 用确定波长的X射线入射到多晶粉末上
- 给定波长, 不限定晶体取向
- 大量无规的晶面取向, 总可使布喇格条件满足
- 实验布局对称性
- **→**得到系列同心圆环. 每个同心圆环 $\leftrightarrow$ 一族晶面

$$2d \sin \theta = n\lambda$$



可定晶  
格常数

## 6. 2. X射线的产生的机制

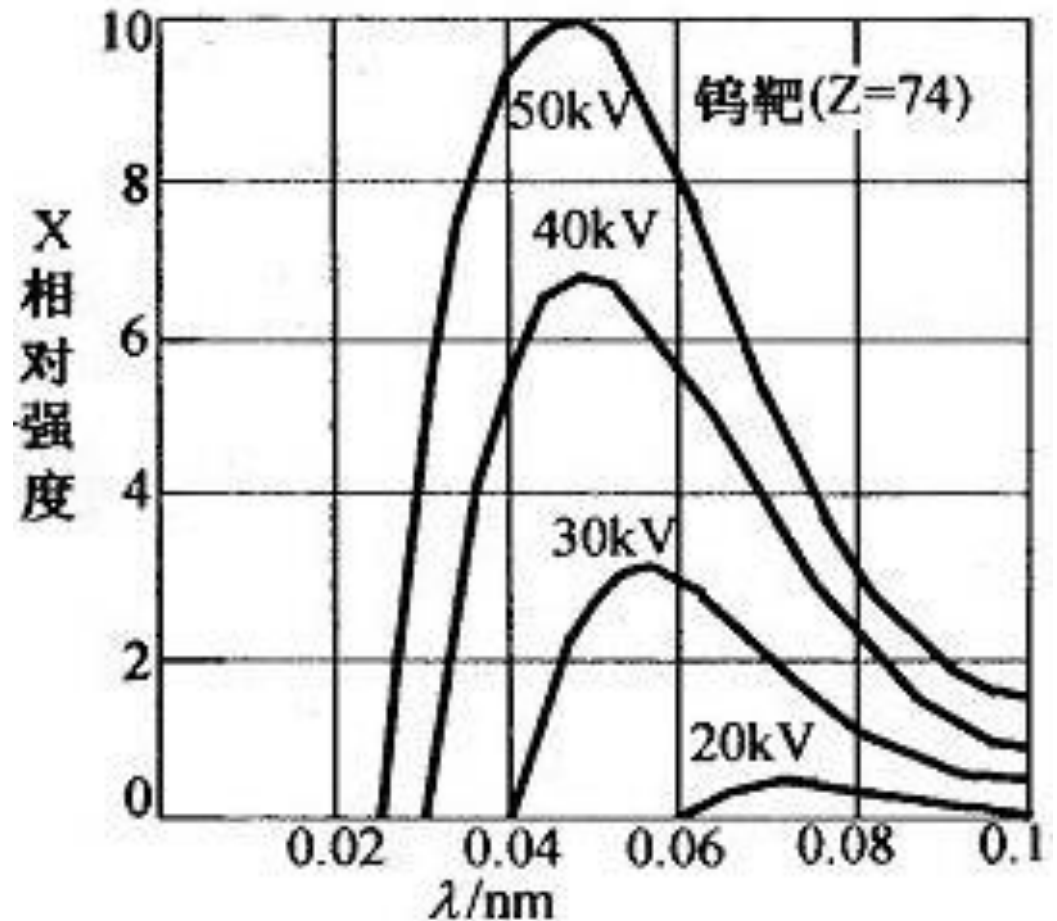
- X射线的发射谱
- 连续谱—轫致辐射
- 特征辐射(标识辐射)—电子内壳层跃迁
- 特征辐射的标记方法
- 俄歇电子
- 同步辐射



## 6.2.1. X射线的发射谱(1)

- **X射线发射谱**: X射线的波长与强度的关系图
- X射线谱的构成(1)

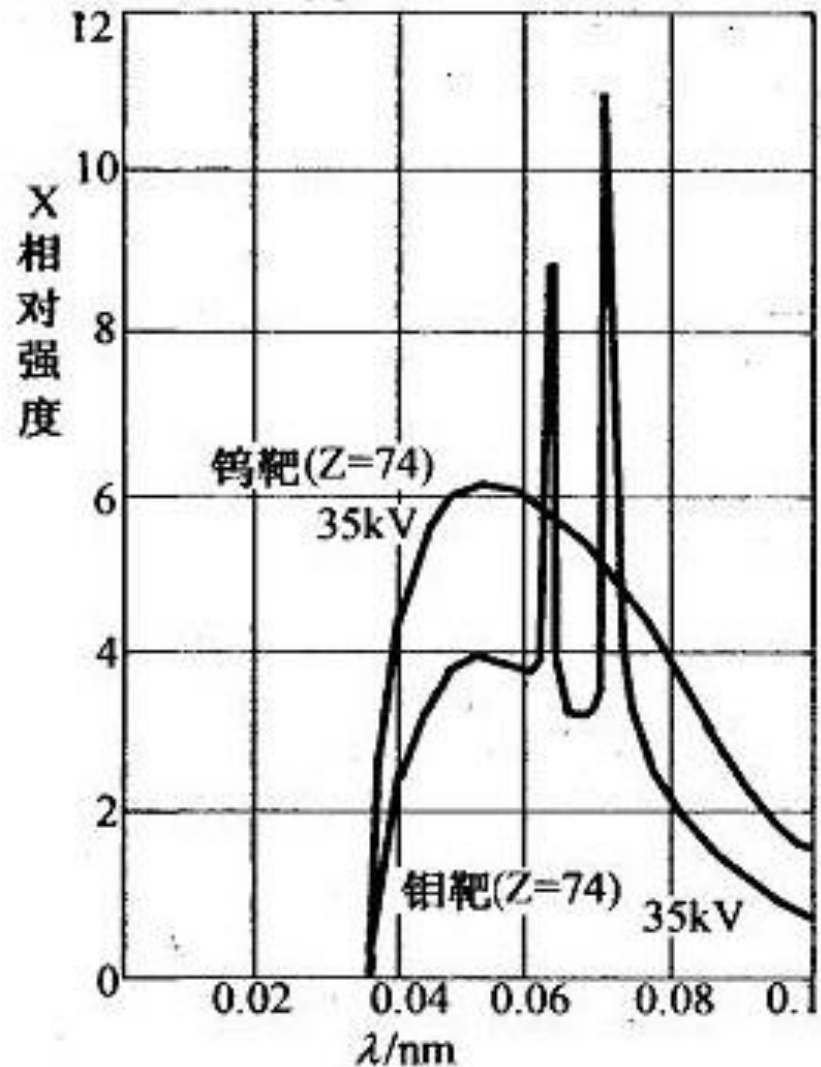
**连续谱**: 波长连续变化部分. 其最短波长只与外加电压有关



## 6.2.1. X射线的发射谱(2)

- X射线谱的构成(2)

**特征谱或标识谱：**  
分立谱线部分. 或  
出现, 或不出现.  
一旦出现**特征峰**  
所对应的波长只  
与靶材本身有关



## 6. 2. 2. 连续谱—轫致辐射(1)

- **轫致辐射**

- 带电粒子在加(减)速→电磁波辐射

- **连续谱形成**

- **X射线管中**, 电子进入靶内, 在靶核的库仑场作用下, 骤然减速, 速度连续减小, 发射出波长连续的X射线.

- **连续谱的最短波长与阳极的材料无关:**

- 由于X射线只是电子有加速度而辐射产生

## 6.2.2. 连续谱—韧致辐射(2)

- 连续谱有一个最小波长 $\lambda_{\min}$ , 它仅与加速电压 $V$ 有关:
  - 电子在电场 $V$ 中加速, 获得动能 $eV$
  - 动能 $eV$ 全部转化为辐射的光子能量时, 对应最小波长 $\lambda_{\min}$

$$eV = h\nu_{\max} = h \frac{c}{\lambda_{\min}} \rightarrow \lambda_{\min} = \frac{hc}{e} \cdot \frac{1}{V} = \frac{1.24}{V(kV)} \text{ nm}$$

测普朗克常数  $h$

与实验一致

$\lambda_{\min}$ 的存在是量子论正确性的又一例证。

## 6. 2. 3. 特征辐射—电子内壳层跃迁(1)

- 给定元素, 特征谱分为几个**系列**,
  - **K系列**:谱线:  $K_{\alpha}, K_{\beta}, K_{\gamma}, \dots$ ,
  - **L系列**:谱线:  $L_{\alpha}, L_{\beta}, L_{\gamma}, \dots$ ,
  - **M系列**:谱线:  $M_{\alpha}, M_{\beta}, M_{\gamma}, \dots$ ,
  - **N系列**:谱线:  $N_{\alpha}, N_{\beta}, N_{\gamma}, \dots$ ,
- $K_{\alpha}$  谱线频率**莫塞莱经验公式**

$$\nu_{K_{\alpha}} = 0.246 \times 10^{16} (Z - \sigma_K)^2 \text{ Hz}$$

$$\sigma_K \approx 1$$

**莫塞莱定律提供了精确测量Z的方法**

## 6.2.3. 特征辐射—电子内壳层跃迁(2)

- 理解莫塞莱经验公式

- 高速粒子将能量给了靶原子的 $n=1$ 内层电子, 使 $n=1$ 内层电子跃迁到能量较高的最外层或完全脱离原子(即电离), 内层留下了“空位”
- 能量比“空位”能量高的 $n=2$ 内层电子就会跃迁下来到这空位, 同时发射电磁波,  $K_\alpha$ 谱线

- $(n=2 \rightarrow n=1 \text{ 跃迁}) \rightarrow K_\alpha$  谱线频率

$$\begin{aligned} \nu_{K_\alpha} &= \frac{c}{\lambda} = Rc \left( \frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right) (Z-1)^2 = \frac{3}{4} Rc (Z-1)^2 = \frac{3}{4} \frac{13.6}{h} (Z-1)^2 \\ &= 0.248 \times 10^{16} (Z-1)^2 \end{aligned}$$

与莫塞莱经验公式一致

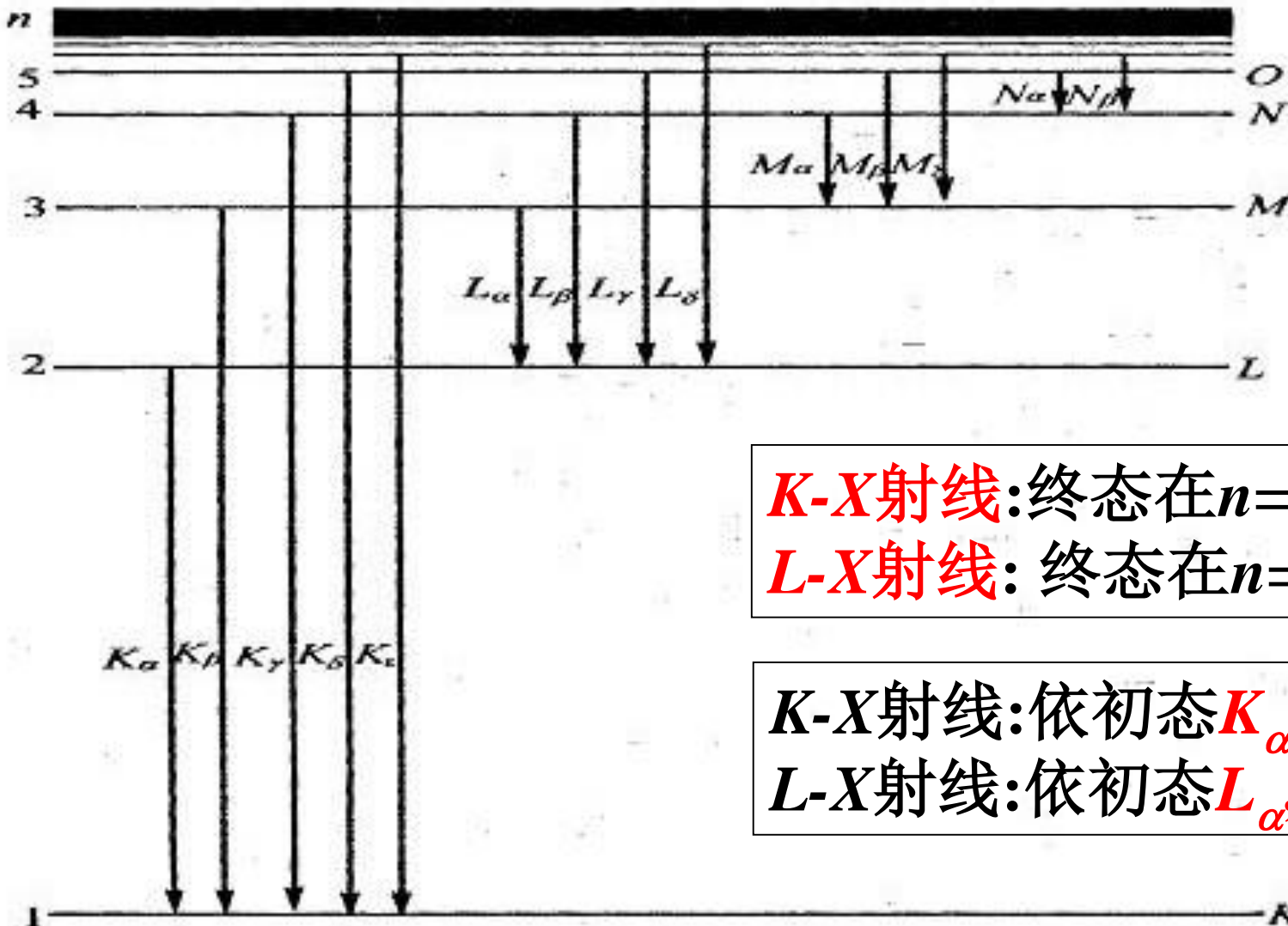
跃迁电子受到 $Z-1$ 个正电荷的作用

### 6. 2. 3. 特征辐射--电子内壳层跃迁 (3)

- 产生 $K_\alpha$ 谱线的阈能大于产生 $K_\alpha$ 谱线的能量
  - 阈能或电离能是从 $n=1$ 壳层移去一个电子所需的能量
  - $K_\alpha$ 谱线的能量是电子 $n=2$ 壳层与 $n=1$ 壳层的能量差值
- 不同元素原子光谱周期性与 $K_\alpha$ 谱线无周期性
  - 原子光谱是原子最外层电子跃迁的结果, 外层电子组态的周期性决定了它的周期性.
  - $K_\alpha$ 谱线是内层电子的跃迁的结果. 无周期性

## 6.2.4. 特征辐射的标记方法(1)

不考虑精细结构



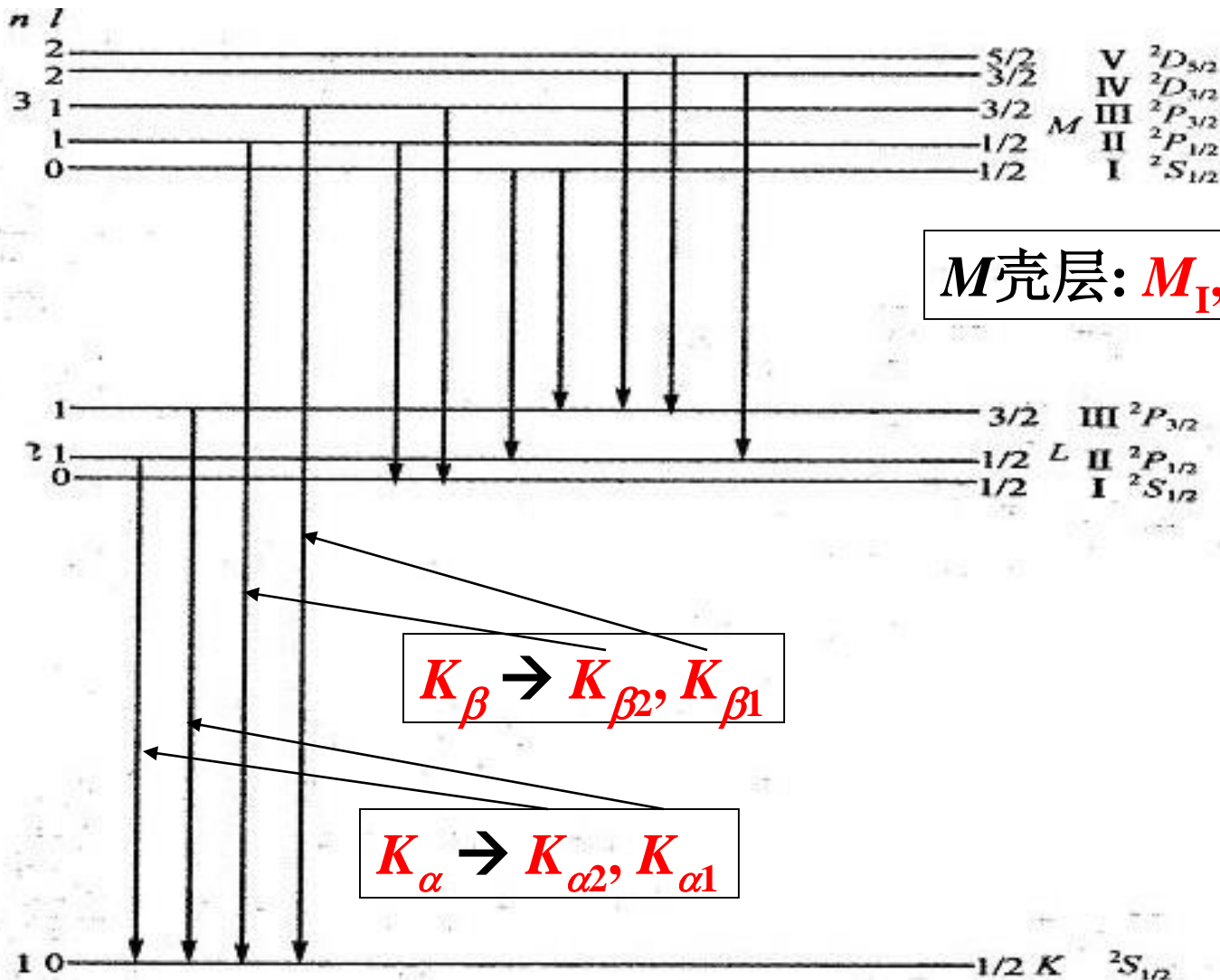
**$K$ -X射线:** 终态在 $n=1(K)$ 壳层  
 **$L$ -X射线:** 终态在 $n=2(L)$ 壳层

**$K$ -X射线:** 依初态 $K_\alpha$ ,  $K_\beta$ ,  $K_\gamma$   
 **$L$ -X射线:** 依初态 $L_\alpha$ ,  $L_\beta$ ,  $L_\gamma$



## 6.2.4. 特征辐射的标记方法(2)

考虑精细结构



M壳层:  $M_I, M_{II}, M_{III}, M_{IV}, M_V$

L壳层:  $L_I, L_{II}, L_{III}$

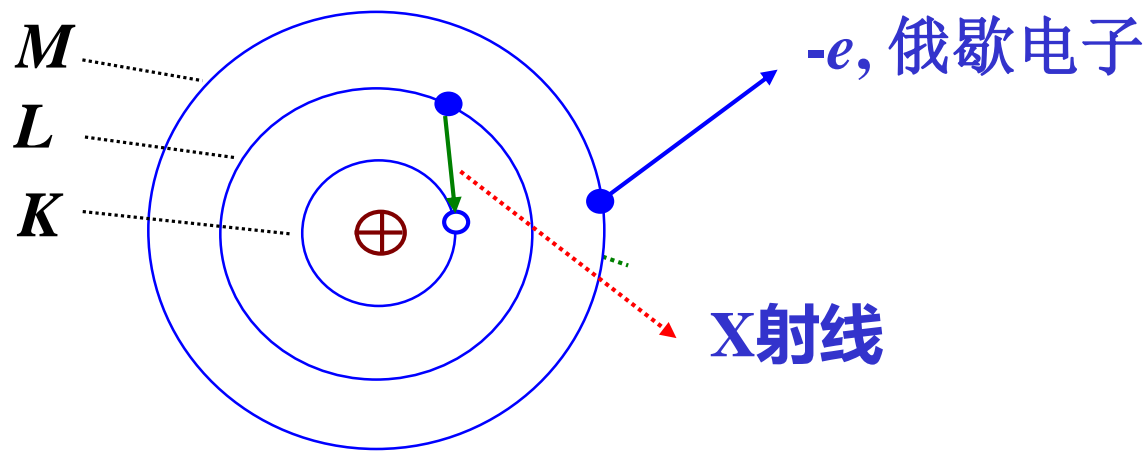
$$\Delta L = \pm 1;$$

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

## 6.2.5. 俄歇电子(1)

- **俄歇电子**

- 外层电子向空位跃迁时, 可以不发射X射线, 将能量传给同层的其他或更外层的电子, 这个电子获得能量而脱离原子



## 6.2.5. 俄歇电子(2)

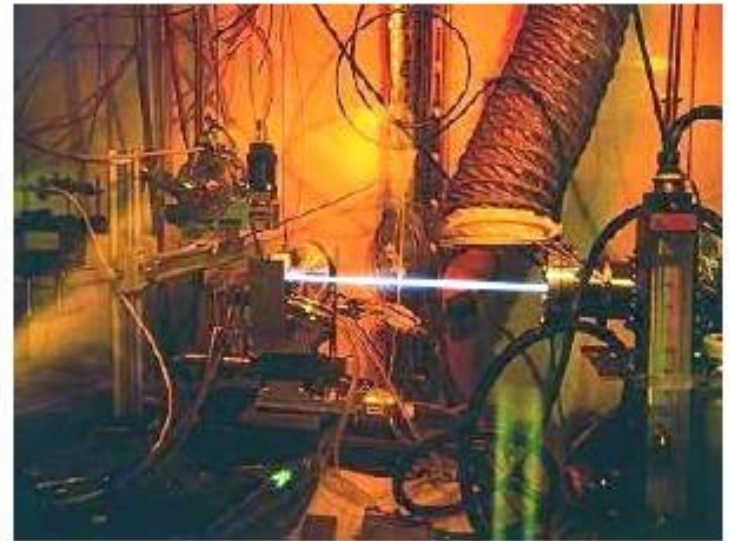
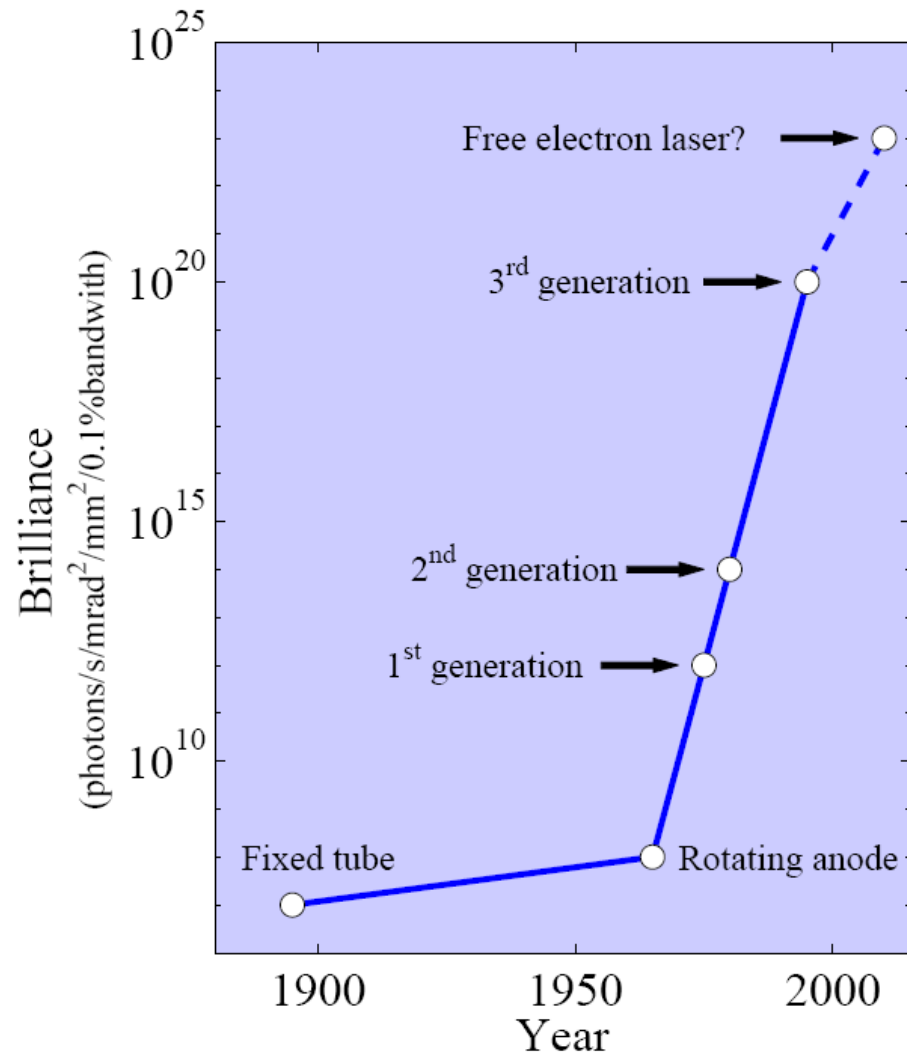
- 俄歇电子的动能

- $\Phi_K \Phi_L \Phi_M$  分别表示  $K$ 、 $L$ 、 $M$  层电子的结合能(能量的负值).
- $L \rightarrow K$  跃迁, 释放能量:  $-\Phi_L - (-\Phi_K) = \Phi_K - \Phi_L$
- 能量  $\Phi_K - \Phi_L$  传递给  $M$  层电子, 使其电离, 发射俄歇电子, 动能:  $(\Phi_K - \Phi_L) - \Phi_M$
- 俄歇电子动能由元素确定  $\rightarrow$  测量俄歇电子动能, 一种分析元素的手段

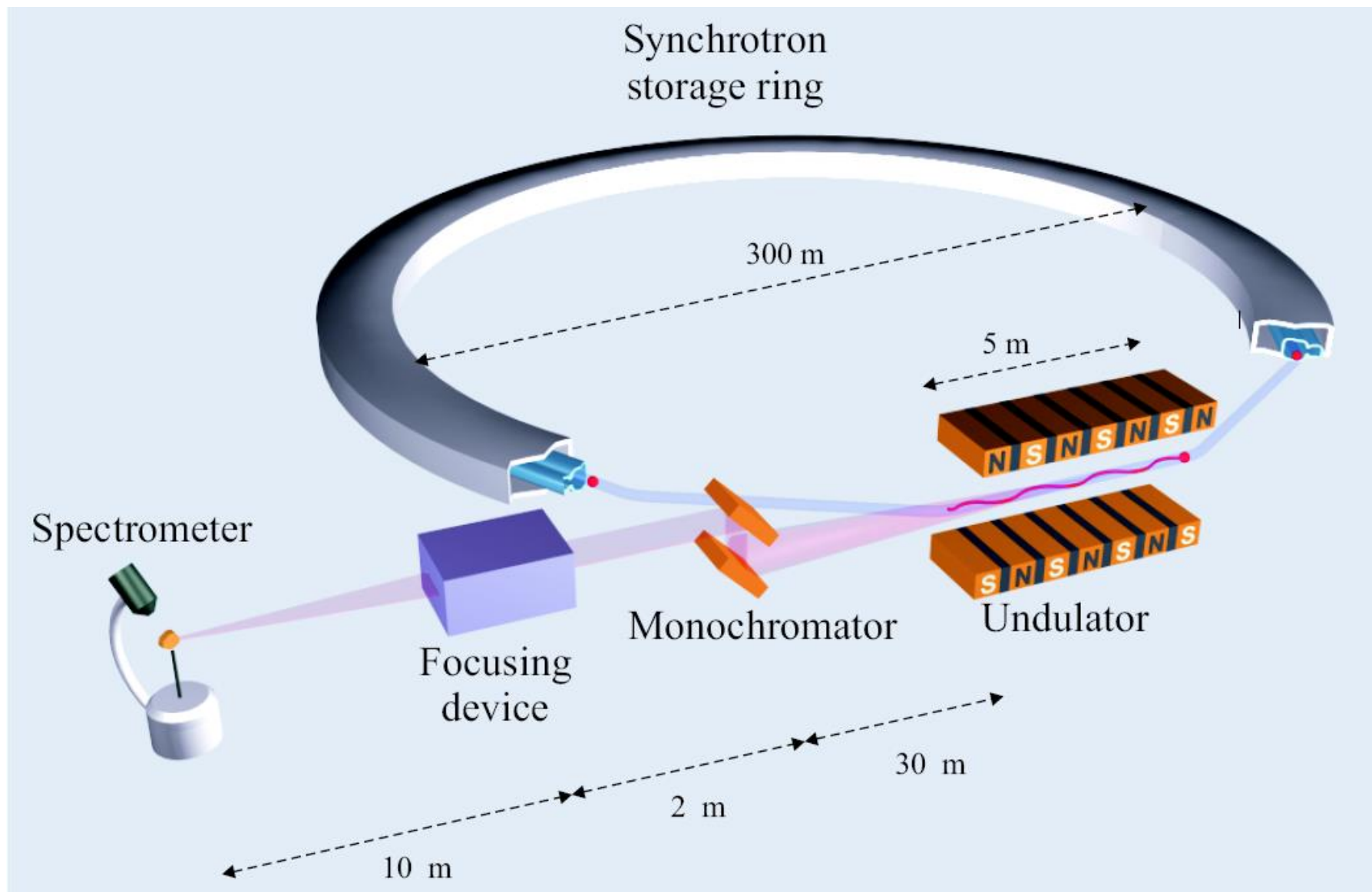
## 6. 2. 6. 同步辐射(1)

- **同步辐射**: 同步回旋加速器中电子作圆周运动, 辐射的X光.
  - 一种新型强 X光源
- **特点**:
  - 能谱宽:  $0.1 \sim 10^4 \text{ \AA}$  (连续谱)
  - 功率大: 可达10 kW; 超大功率的X光管只有10 W
  - 方向性好
  - 高度偏振

# Modern X-ray source



# Synchrotron



# 重点知识回顾

- X射线管
- X射线的发射谱
- 连续谱—轫致辐射
- 特征辐射(标识辐射)
- 特征辐射的标记方法
- 俄歇电子
- 同步辐射

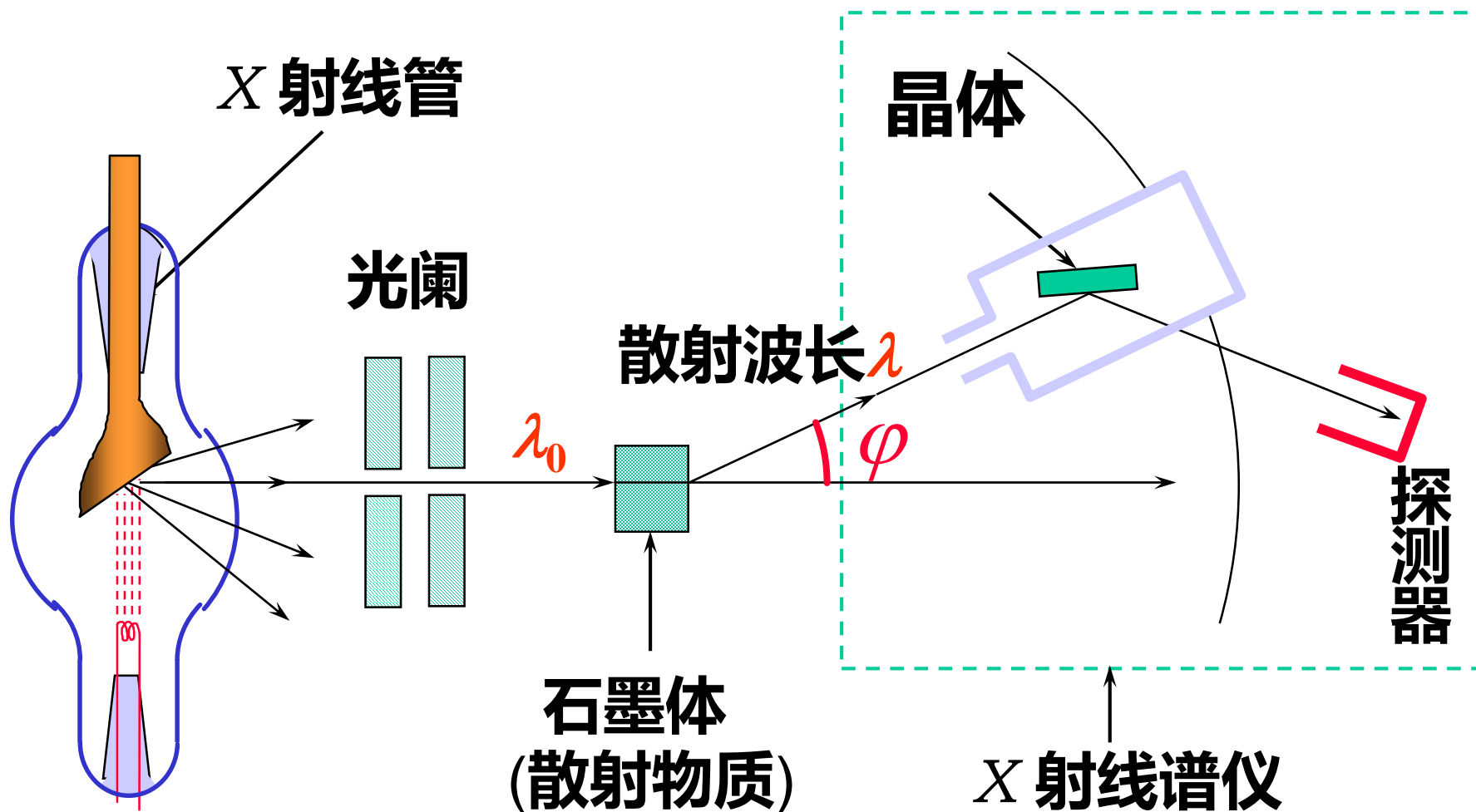
## 6.3. 康普顿散射

- 康普顿散射的实验装置
- 康普顿散射的实验规律
- 经典考虑
- 量子解释
- 几点讨论
- 康普顿散射与基本测量



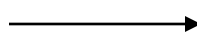
## 6.3.1. 康普顿散射的实验装置

### $X$ 射线在石墨上的散射



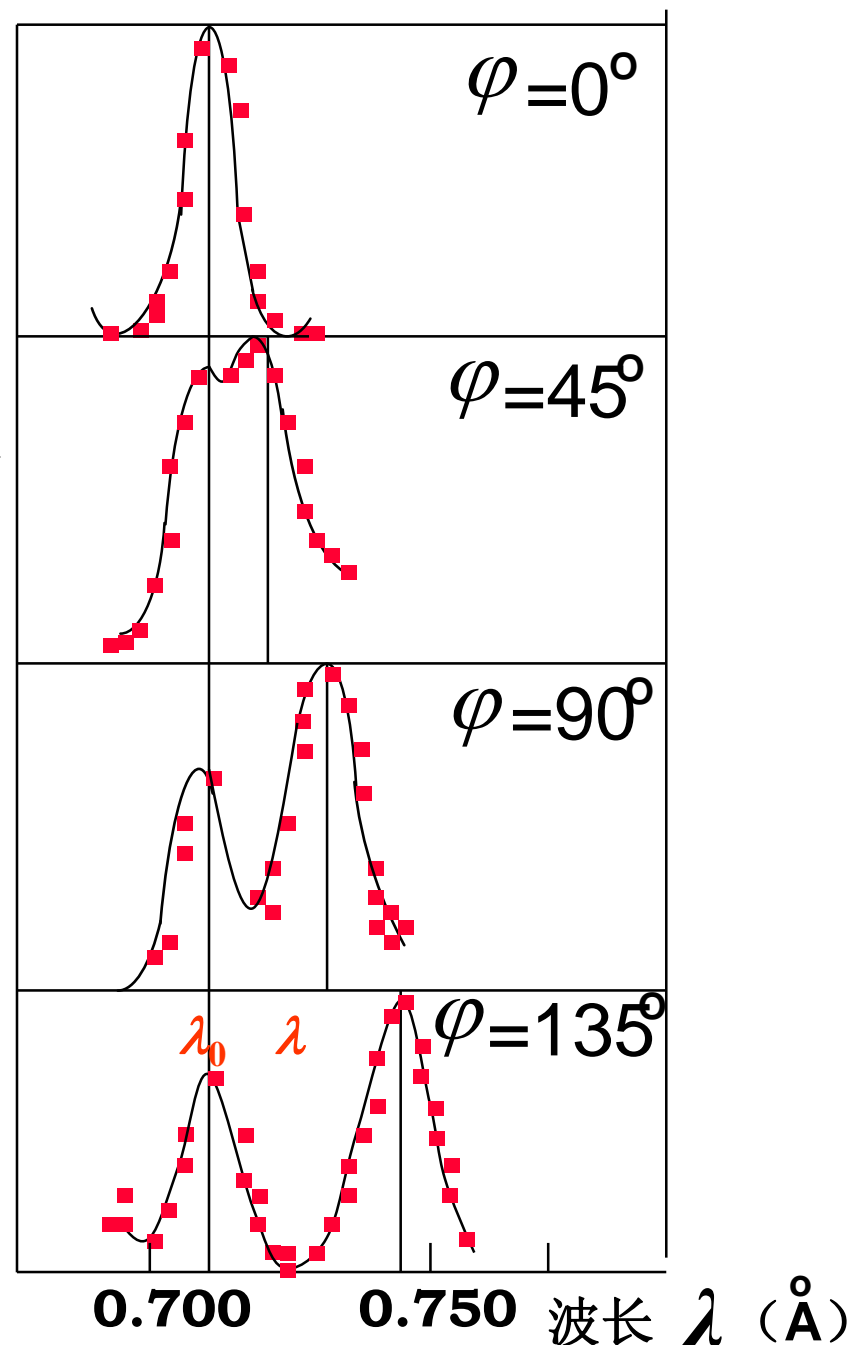
## 6.3.2. 康普顿散射的实验规律(1)

康普顿散射曲线



### 康普顿效应

散射的X射线中不仅有与入射线波长相同的射线，而且也有波长大于入射线波长的射线



## 6.3.2. 康普顿散射的实验规律(2)

- 康普顿散射曲线的三个特点

- 除原波长 $\lambda_0$ 外出现了移向长波方向的新的散射波长 $\lambda$

波长的偏移  $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$

- 波长的偏移只与散射角 $\varphi$ 有关, 而与散射物质种类及入射的X射线的波长 $\lambda_0$ 无关

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = \lambda_c (1 - \cos \varphi)$$

康普顿波长  $\lambda_c = 0.0241\text{\AA} = 2.41 \times 10^{-3}\text{nm}$  (实验值)

- 当散射角增大时, 原波长的谱线强度降低, 而新波长的谱线强度升高。

### 6.3.3. 经典考虑

- 经典电磁理论：电磁辐射通过物质，被散射的辐射与入射辐射有相同的波长
  - 入射X光
    - 电子以同频率振动
    - 散射出同频率的X光

经典电磁理论不能解释康普顿效应

## 6.3.4. 量子解释(1)

- 定性分析

- X射线光子与“静止”的“自由外层电子”发生碰撞

- X光的光子能量  $\varepsilon \sim 10^4 \text{ eV}$

- 石墨中的外层电子在原子中的束缚能  $\sim \text{eV}$

- 外层电子可看为自由电子

- X射线的光子与静止的自由电子之间是弹性碰撞，并假设在碰撞过程中能量守恒, 动量守恒

- 光子把部分能量传给了电子, 光子能量减小, 频率变小, 因而波长变长

## 6.3.4. 量子解释(2)

### • 定量计算(1)

- 能量与动量守恒定律→

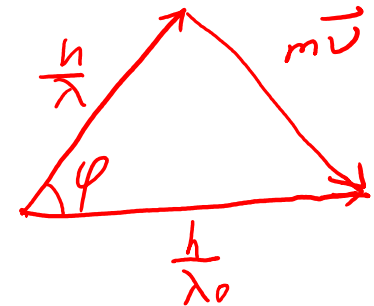
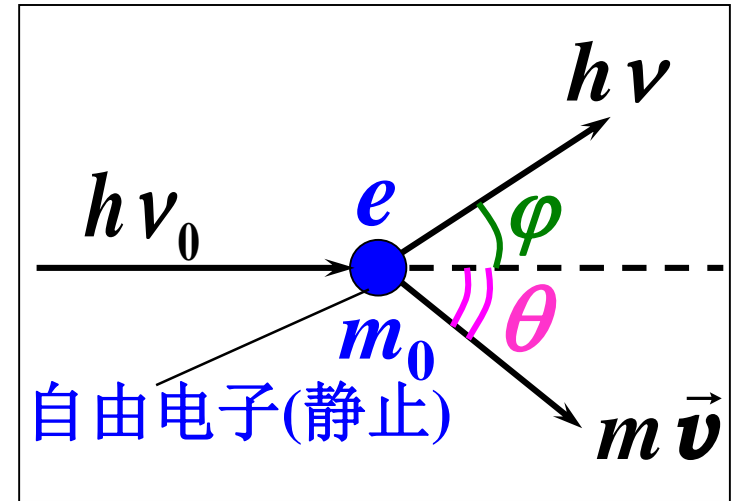
$$h\nu_0 + m_0c^2 = h\nu + mc^2$$

$$\frac{h}{\lambda_0} \vec{n}_0 = \frac{h}{\lambda} \vec{n} + m \vec{v}$$

$$mc^2 = m_0c^2 + h(\nu_0 - \nu) = m_0c^2 + hc\left(\frac{1}{\lambda_0} - \frac{1}{\lambda}\right)$$

$$(mc^2)^2 = (m_0c^2)^2 + 2m_0c^3h\left(\frac{1}{\lambda_0} - \frac{1}{\lambda}\right) + (hc)^2\left(\frac{1}{\lambda_0} - \frac{1}{\lambda}\right)^2$$

$$(m\vec{v})^2 = \left(\frac{h}{\lambda_0}\right)^2 + \left(\frac{h}{\lambda}\right)^2 - 2\frac{h^2}{\lambda_0\lambda} \cos \varphi$$



## 6.3.4. 量子解释(3)

### • 定量计算(2)

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \text{ 相对论效应.}$$

$$(mc^2)^2 = (m_0c^2)^2 + 2m_0c^3h\left(\frac{1}{\lambda_0} - \frac{1}{\lambda}\right) + (hc)^2\left(\frac{1}{\lambda_0} - \frac{1}{\lambda}\right)^2$$

$$(mv)^2 = \left(\frac{h}{\lambda_0}\right)^2 + \left(\frac{h}{\lambda}\right)^2 - 2\frac{h^2}{\lambda_0\lambda}\cos\varphi$$

$$(-) \times c^2$$

$$\cancel{(mc^2)^2} \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) = \cancel{(m_0c^2)^2} - 2(hc)^2 \frac{1}{\lambda_0\lambda} + 2\frac{h^2c^2}{\lambda_0\lambda}\cos\varphi + 2m_0c^3h\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0\lambda}$$

$$\rightarrow \frac{m_0c}{h}\Delta\lambda = 1 - \cos\varphi$$

$$\Delta\lambda = \lambda_c(1 - \cos\varphi)$$

$$\lambda_c = \frac{h}{m_0c} = \frac{hc}{m_0c^2} = \frac{1.24}{511} = 0.00243\text{nm}$$

康普顿散射公式

和实验符合

## 6.3.4. 量子解释(4)

- 定量计算(3)
  - 散射光子的能量

$$\lambda - \lambda_0 = \lambda_c (1 - \cos \varphi) \longrightarrow \frac{1}{h\nu} - \frac{1}{h\nu_0} = \frac{1}{m_0 c^2} (1 - \cos \varphi)$$

乘( $hc$ )<sup>-1</sup>

$$\rightarrow h\nu = \frac{1}{\frac{1}{h\nu_0} + \frac{1 - \cos \varphi}{m_0 c^2}} = \frac{h\nu_0}{1 + \frac{h\nu_0}{m_0 c^2} (1 - \cos \varphi)} = \frac{h\nu_0}{1 + \gamma(1 - \cos \varphi)}$$

$$\gamma = \frac{h\nu_0}{m_0 c^2} = \frac{hc}{m_0 c^2 \lambda_0} = \frac{\lambda_c}{\lambda_0}$$



## 6.3.4. 量子解释(5)

- 定量计算(4)
  - 电子反冲动能

$$h\nu_0 + m_0c^2 = h\nu + mc^2$$

$$\rightarrow E_r = mc^2 - m_0c^2 = h\nu_0 - h\nu$$

$$= h\nu_0 \frac{\gamma(1 - \cos\varphi)}{1 + \gamma(1 - \cos\varphi)}$$

## 6.3.5. 几点讨论(1)

### • 电子的康普顿波长(1)

$E = h\nu = \frac{hc}{\lambda} = \frac{m_0 c^2}{\lambda}$  光子能量  
 $\Rightarrow \lambda = \frac{h}{m_0 c}$  电子静止能量

—  $\lambda_c = \frac{h}{m_0 c} = \frac{hc}{m_0 c^2} = \frac{1.24}{511} = 0.00243 \text{ nm}$

— 意义一

- 入射光子的能量与电子的静止能量相等时所对应的光子的波长

$$h\nu_0 = m_0 c^2 \rightarrow h \frac{c}{\lambda_0} = m_0 c^2 \rightarrow \lambda_0 = \lambda_c = \frac{h}{m_0 c}$$

— 意义二

- $\varphi = 90^\circ$  时, 散射波长与入射波长之差

$$\Delta\lambda = \lambda_c (1 - \cos\varphi) \rightarrow \varphi = 90^\circ, \quad \Delta\lambda = \lambda_c \equiv \frac{h}{m_0 c}$$

## 6.3.5. 几点讨论(2)

- 电子的康普顿波长(2)

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \quad \text{精细结构常数} \cdot P_{45}$$

- 折合电子康普顿波长

$$\lambda'_c = \frac{\hbar}{m_0 c} = \frac{4\pi\epsilon_0\hbar c}{e^2} \cdot \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_0 c^2} = \frac{r_e}{\alpha} \approx 137 r_e$$

- 经典电子半径

$$m_0 c^2 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_e} \rightarrow r_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_0 c^2} \approx 2.8 \text{fm}$$

折合电子康普顿波长约  
为经典电子半径的137倍

## 6.3.5. 几点讨论(3)

- 为什么 $\Delta\lambda$ 与散射物的种类无关?
  - 散射物中的电子都看成自由电子
- 为什么散射线中还观察到有原波长的射线?
  - 光子与石墨中和原子核束缚很紧的内层电子的碰撞，应看做是光子和整个原子的碰撞  
 $m_{\text{原子}} \gg m_{\text{光子}}$   
→ 弹性碰撞中，入射光子几乎不损失能量，  
即散射光子波长不变
  - 相干散射：康普顿散射中出现的 $\Delta\lambda=0$ 的散射
  - 非相干散射：康普顿散射

### 6.3.5. 几点讨论(4)

- 为什么用可见光做散射实验, 观察不到波长的偏移现象?
  - $\Delta\lambda$ 与 $\lambda_0$ 无关, 只与 $\varphi$ 有关;  $\varphi=180$ ,  $\Delta\lambda$ 取最大为0.0049nm; 可见光的波长  $\lambda_0 \sim 500\text{nm}$ ;  
→  $\Delta\lambda/\lambda_0$  太小
- 为什么康普顿效应中的自由电子不能像光电效应那样吸收光子而是散射光子?

- 若静止的自由电子吸收光子

$$h\nu_0 + m_0c^2 = mc^2 \quad m = m_0 / \sqrt{1 - v^2/c^2}$$

$$\frac{h\nu_0}{c} \hat{n}_0 = m \mathbf{v} \hat{n}_0 \quad \Rightarrow 1 - \frac{v}{c} = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}, \Rightarrow v = c$$

## 6.3.5. 几点讨论(5)

- 康普顿散射实验的意义
  - 有力地支持了爱因斯坦“光量子”假设；
  - 首次在实验上证实了“光子具有动量”的假设；
  - 证实了在微观世界的单个碰撞事件中, 动量和能量守恒定律仍然是成立的。

## 6.3.6. 康普顿散射与基本测量(1)

- 测量基本物理量

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos\varphi)$$

→ 测量 $\Delta\lambda$ 与 $\varphi$ 后,  $h, m_0, c$  知二, 可确定另一个

- 测量入射光子能量

$$E_r = h\nu_0 \frac{\gamma(1 - \cos\varphi)}{1 + \gamma(1 - \cos\varphi)} \quad \gamma = \frac{\lambda_c}{\lambda_0}$$

→ 测量电子反冲动能,  $\varphi$  后, 可确定光子能量

## 6. 4. X射线的吸收

- X射线的吸收律
- X射线的吸收的微观机制
- X射线的吸收



## 6. 4. 1. X射线的吸收律(1)

- X射线的吸收

- X射线通过物质 → X射线强度减弱

- X射线的吸收律(1)

- 过物质前 ( $x = 0$ ), X射线强度:  $I_0$

- $x = x$ , X射线强度:  $I(x)$

- $x = x+dx$ , X射线强度:

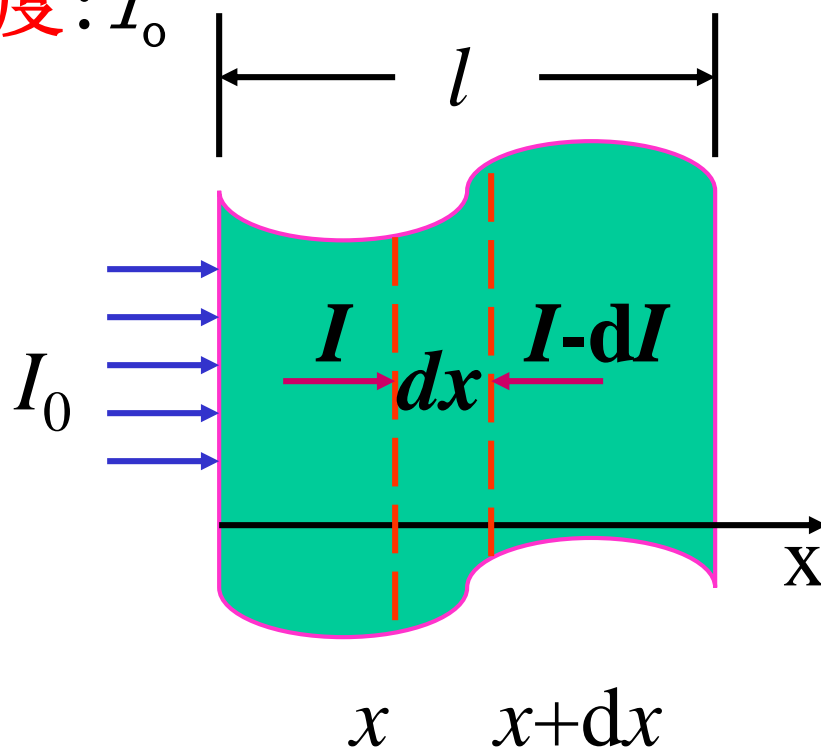
$$I(x) - dI$$

- 强度减少量:

- $dI \propto dx I(x)$

- 引入吸收系数:  $\mu$

- $-dI = \mu dx I(x)$



## 6. 4. 1. X射线的吸收律 (2)

- X射线的吸收律 (2)

- 引入吸收系数:  $\mu$

- $-dI = \mu dx I(x)$

- 积分(0 ~  $x$ ) → 朗伯一比耳定律

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x}$$

- 吸收长度:  $x$

$$x\mu = 1 \rightarrow x_0 = \mu^{-1}$$

- 通过  $x_0$  厚度的吸收体后, 强度为入射强度的  $e^{-1}$

- 线性吸收系数:  $\mu$

- $x$  的单位取cm,  $\mu$  的单位为  $\text{cm}^{-1}$

## 6.4.1. X射线的吸收律(3)

- X射线的吸收律(3)

- 吸收体密度:  $\rho$

$$\mu x = \frac{\mu}{\rho} x \rho$$

质量厚度

单位:  $\text{mg} / \text{cm}^2$

质量吸收系数

单位:  $\text{cm}^2/\text{mg}$

- 质量吸收系数更能反应吸收体的本质

- $\mu/\rho$  不依赖吸收体的状态(汽,液,固体)

- 质量吸收系数也常用  $\mu$  表示

- 朗伯一比耳定律

$$I(x) = I_0 e^{-\frac{\mu}{\rho} x \rho}$$

## 6.4.2. X射线的吸收的微观机制(1)

- 光电效应

- 光子与束缚电子作用, 光子被完全吸收
- 光子与自由电子作用不能产生光电效应

- 康普顿效应

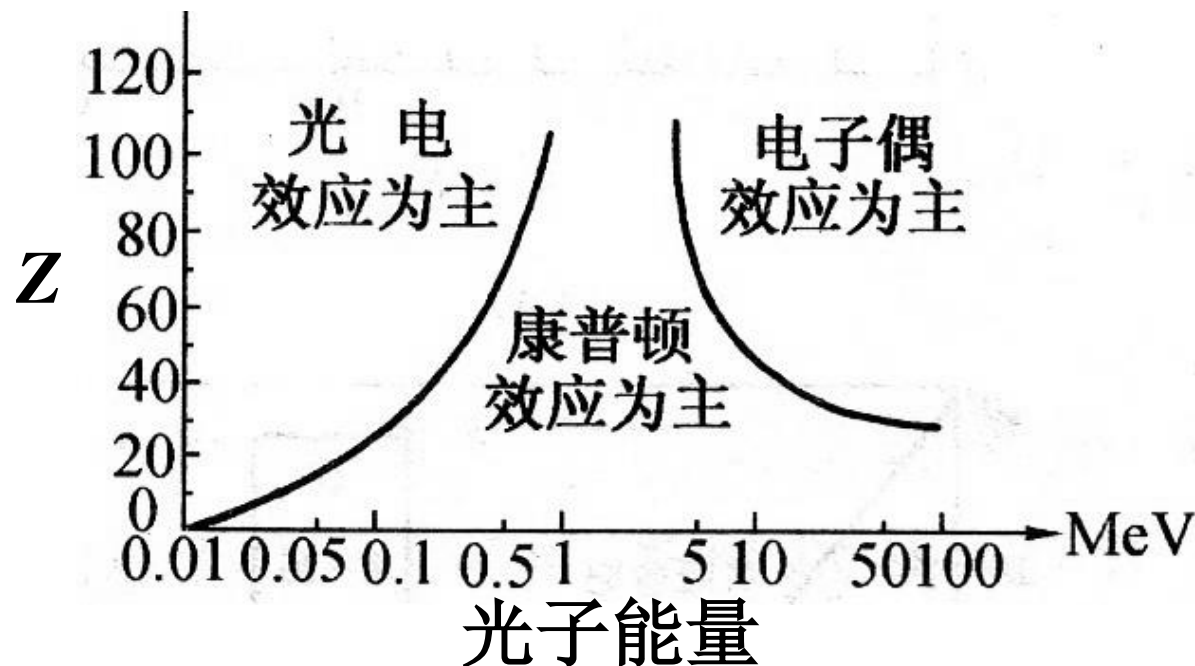
- 光子与自由(外层)电子的散射

- 电子偶效应

- 当光子的能量大于电子的静止能量的两倍(1.02MeV)时, 光子在原子核场附近可将全部能量转化为正、负电子对

## 6.4.2. X射线的吸收的微观机制(2)

- X射线的吸收时, 三种微观机制的**相对重要性**



X光子的能量  $< 150\text{keV}$   
→ 光电效应  
康普顿效应为主

吸收体元素的  $Z$ , 光子能量  
→ 三种微观机制的相对重要性

## 6. 4. 3. X射线的吸收(1)

- X射线过吸收体后的强度

$$I(x) = I_0 e^{-\frac{\mu}{\rho} x \rho}$$

- 质量吸收系数

- X光子能量不超过150keV, X射线的吸收以光电效应, 康普顿效应为主.
- 相干的瑞利散射也较为重要
  - 线度小于光波波长的微粒对入射光的散射现象

$$\rightarrow \mu = \mu_{\text{光电}} + \mu_{\text{康}} + \mu_{\text{相干}}$$

## 6. 4. 3. X射线的吸收 (2)

- 吸收体由不同纯元素均匀混合而成的质量吸收系数

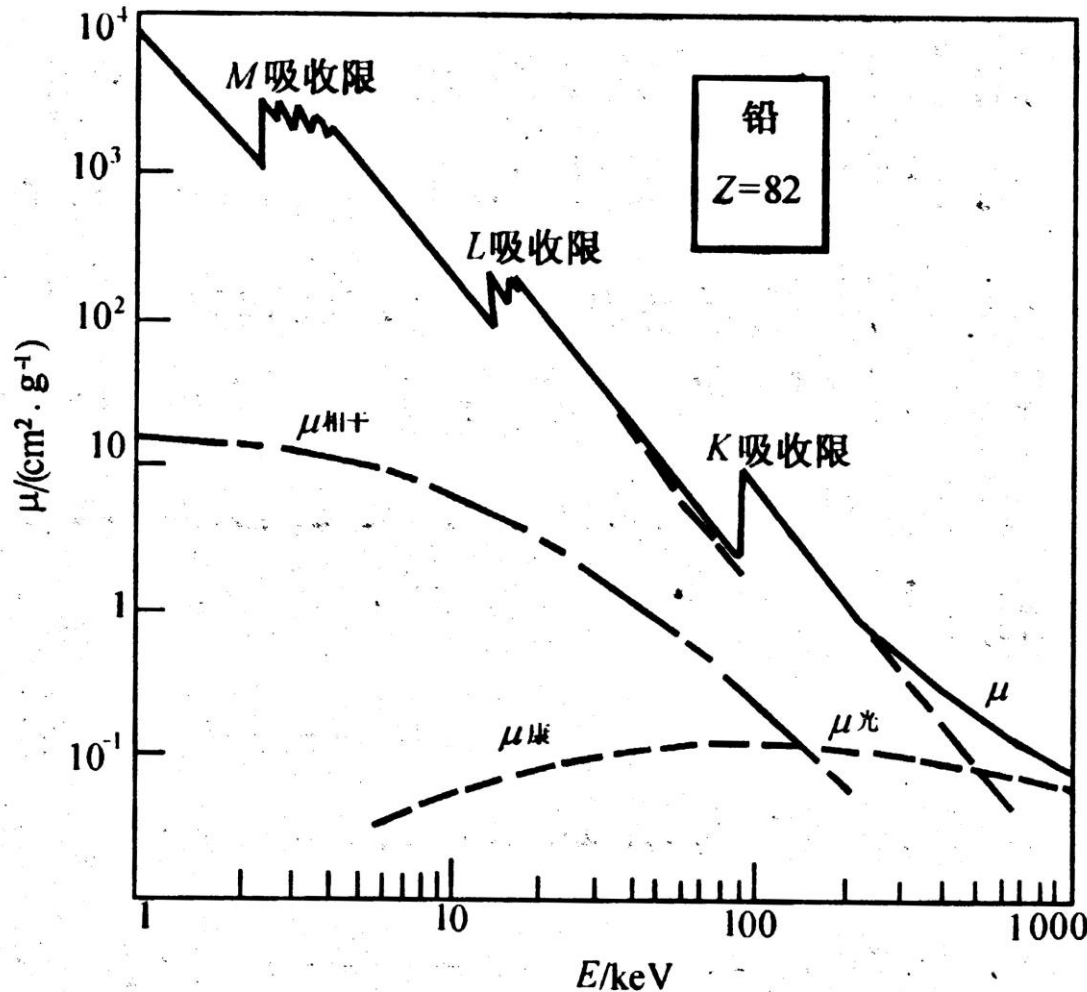
$$\mu = \sum_j w_j \mu_j$$

- $\mu_j$  吸收体内第  $j$  元素的质量吸收系数
- $w_j$  吸收体内第  $j$  元素所占重量百分比

$$\sum w_j = 1$$

## 6.4.3. X射线的吸收(3)

- 质量吸收系数与入射光子的能量



低能, 光电效应为主. 较高能, 康普顿效应为主

吸收系数随X光子能量增加而下降, 这是由于X光子能量越高, 其穿透性越强



## 6. 4. 3. X射线的吸收(4)

### • 吸收限

质量吸收系数与入射光子的能量图中,  $\mu$  有几处**突变**. 它们对应  $K$ 、 $L$ 、 $M$ ...**吸收线**.  
 $K$ 、 $L$ 、 $M$ ...**吸收线**是X光子分别使 $K$ 层、 $L$ 层、 $M$ 层一个电子电离发生**共振吸收**的能量

