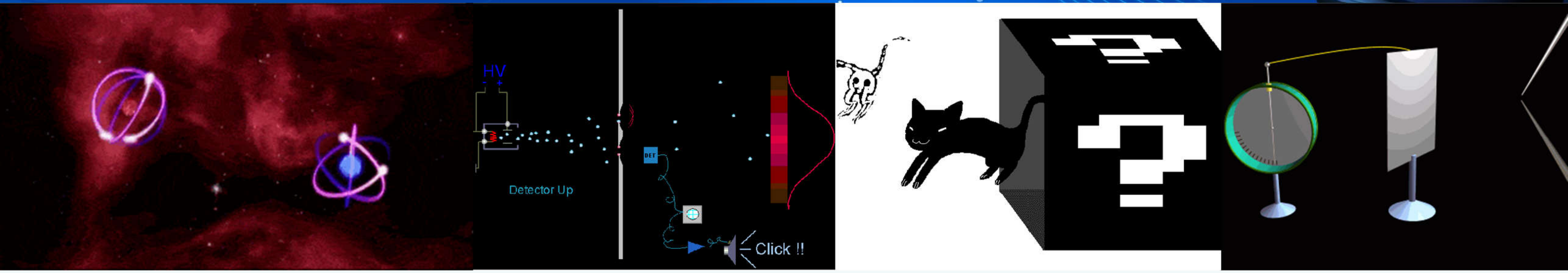
大学物理



第六篇　量子物理

第14章 早期量子论-1

尹　航

华中科技大学 物理学院

引 子

光具有波动性

- **干涉**：杨氏双缝、洛埃镜、薄膜干涉 ...
- **衍射**：单缝、双缝、光栅、圆孔、X射线 ...
- **偏振**：偏振态、双折射、色偏振 ...

那么，用光的波动性可否解释光的所有行为呢?

↓

不尽然

引 子

19世纪最后一天，英国著名物理学家开尔文发表新年祝词：

物理大厦已经落成，所剩的只是一些修饰工作

迈克尔逊
莫雷实验 → **相对论**

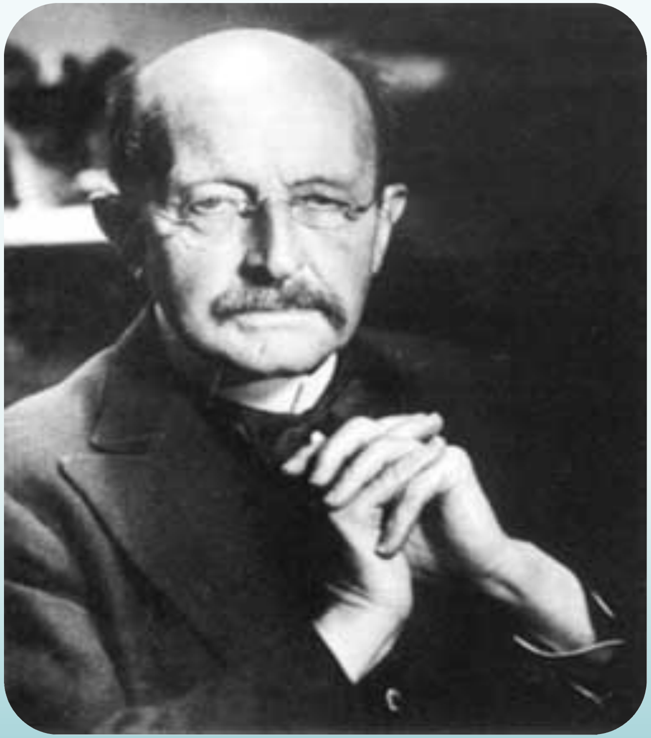
黑体辐射 → **量子力学**

引 子

量子力学的诞生与发展

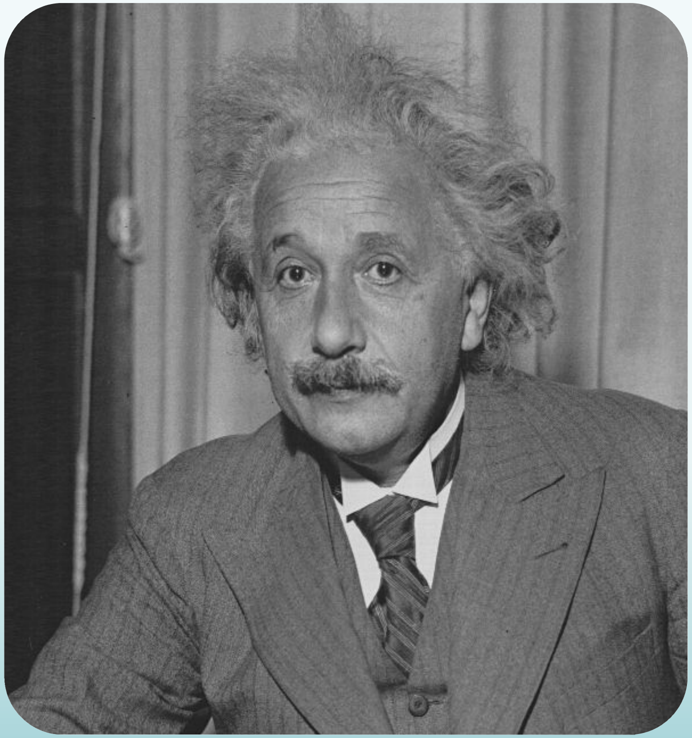
- **早期量子论**

普朗克能量子假说



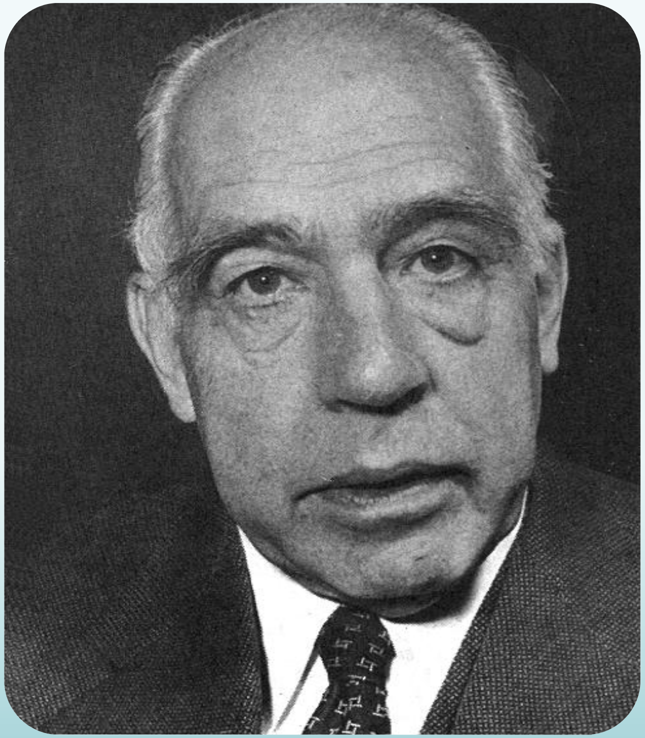
1918年诺贝尔奖

爱因斯坦光量子假说



1921年诺贝尔奖

玻尔原子结构



1922年诺贝尔奖

引 子

- **量子力学的诞生**

德布罗意→物质波→量子力学诞生

海森堡 ——→ 测不准原理

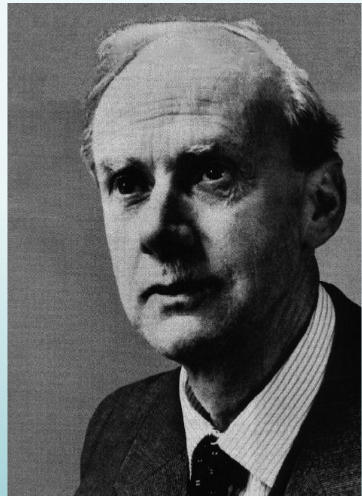
薛定谔、狄拉克——→量子力学波动方程→波动量子力学

波恩 ——→ 统计解释

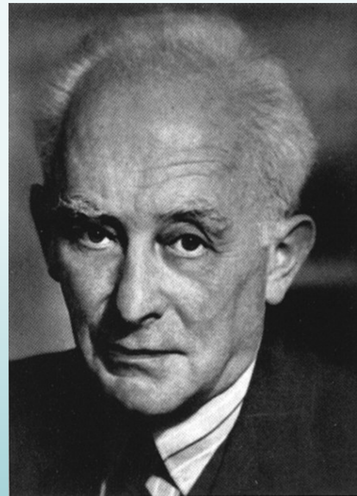
德布罗意

海森堡

薛定谔



狄拉克



波恩

黑体辐射

□ 热辐射

总辐出度: 温度 T 的物体表面，单位面积热辐射**总功率。**

$M(T)$ 辐出度仅为温度的函数

所有波长

单色辐出度: 温度 T 的物体表面，单位面积，某确定波长附近单位波长区间的热辐射功率。

$$M_\lambda(T) = \frac{\mathrm{d}M(T)}{\mathrm{d}\lambda}$$

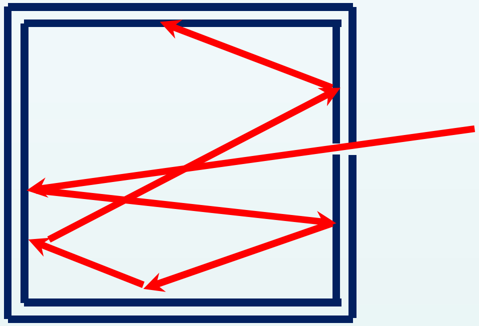
单色辐出度既是温度的函数，又是波长的函数

黑体辐射

□ 黑体辐射

能100%吸收各种波长电磁波而无反射的物体。

用不透明材料制成一空心容器，壁上开一小孔 ——**黑体**



黑体辐出度：$M_0(T)$

单色辐出度：$M_{\lambda 0}(T)$

黑体辐出度与热力学温度4次方成正比

$$M_0(T)=\boxed{\sigma}T^4$$ 斯特潘-玻耳兹曼定律

斯特潘常量 $\sigma = 5.67\times10^{-8}\,\mathrm{W}/\left(\mathrm{m}^2\cdot K^4\right)$

黑体辐射

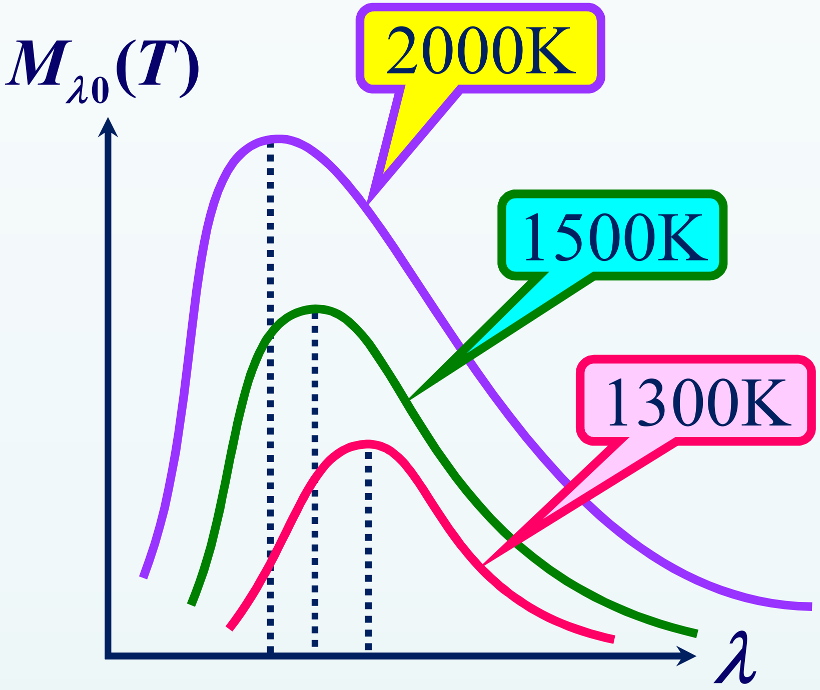
- **黑体辐射实验规律**

① 同一温度，不同波长，单色辐出度不同。

② 温度↑ ⟶ 辐出度↑

单色辐出度极大值位置向短波方向移动

$T\lambda_{max}=b$ 维恩位移定律



黑体辐射

- **经典理论的解释**

瑞利和琼斯用能量均分定理和电磁理论得出：

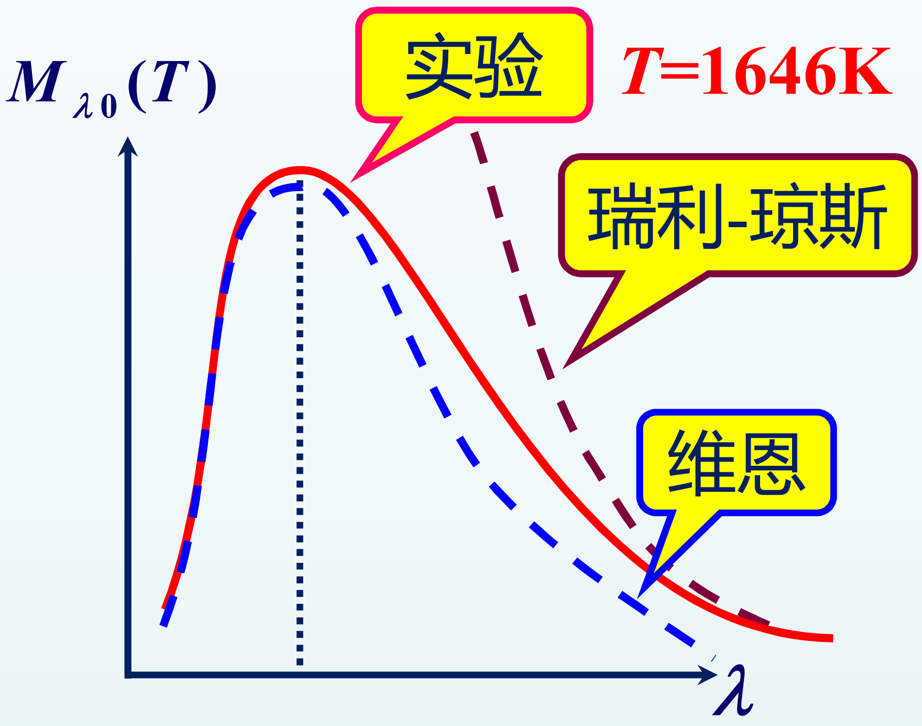
$$M_{\lambda 0}(T) = \frac{2\pi ckT}{\lambda^4}$$

只适于长波 ——紫外灾难

维恩根据经典热力学得出：

$$E_0(\lambda, T) = \frac{c_1}{\lambda^5} e^{\frac{-c_2}{\lambda T}}$$

只适于短波



$$c_1 = 3.70 \times 10^{-16}\,\mathrm{J \cdot m^2 / s}$$

$$c_2 = 1.43 \times 10^{-2}\,\mathrm{m \cdot K}$$

黑体辐射

- **普朗克的能量子假说和黑体辐射公式**

普朗克黑体辐射公式（1900年12月14日—柏林科学院）

$$M_{\lambda 0}(T)=\frac{2\pi hc^2}{\lambda^5}\frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}}-1}$$

在全波段与实验结果惊人符合

普朗克的能量子假说：

① 辐射物体中包含大量谐振子，谐振子的能量是特定的分立值

② 存在着能量的最小单元：$\varepsilon=h\nu$ 能量子

$h=6.6260755\times10^{-34}\ \mathrm{J\cdot s}$

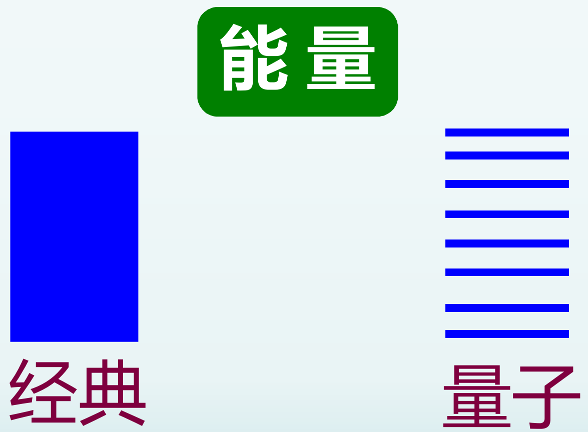
③ 振子只能一份一份地按不连续方式辐射或吸收能量。

黑体辐射

能量子 $\varepsilon = h\nu$ $h = 6.6260755 \times 10^{-34}\ \mathrm{J \cdot s}$

说 明:

① 能量子假设与经典理论有本质的区别:



② *h*这个量是区别量子物理与经典物理的一个明显标志。

③ 宏观经典物理是量子物理的极限形式

黑体辐射

例：m=0.3kg、k=3N/m的弹簧振子，振幅为A=0.1m。由于摩擦系统的能量逐渐耗散，能量减小是否是连续？

解： 弹簧振子的振动频率：

$$\nu = \frac{\omega_0}{2\pi} = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{k}{m}} = 0.5\ \text{Hz}$$

系统总能量： $E = \frac{1}{2}KA^2 = 1.5\times10^{-2}\,\text{J}$

能量跳变： $\Delta E = h\nu = 3.3\times10^{-34}\,\text{J}$

相对能量间隔： $\dfrac{\Delta E}{E} = 2.2\times10^{-32}$

1 黑体辐射

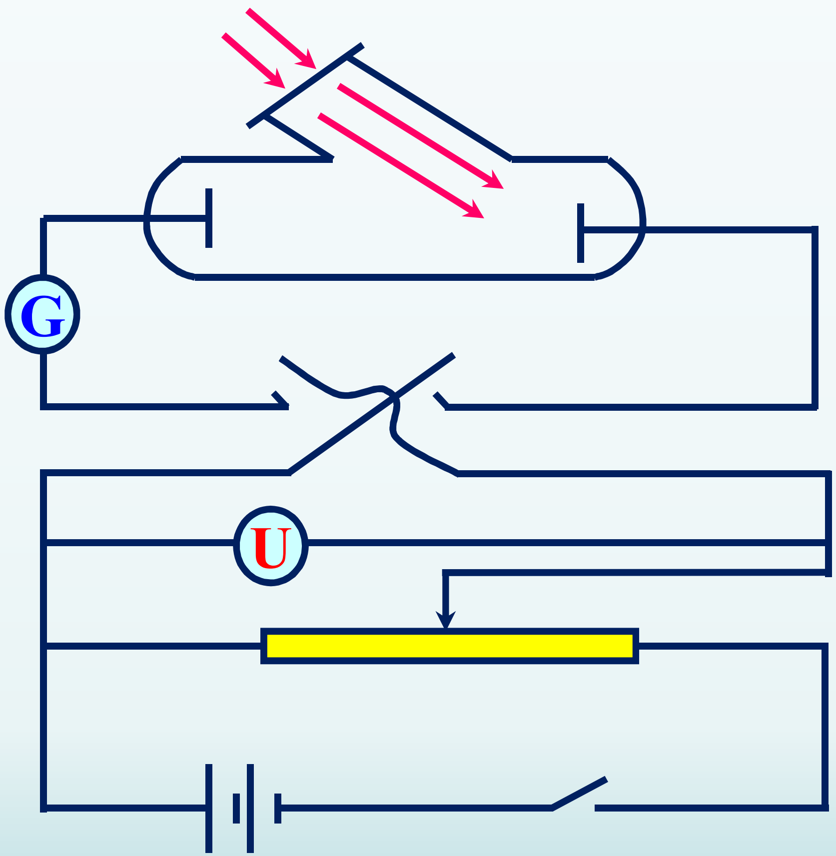
2 光电效应

3 康普顿效应

4 玻尔量子理论

光电效应

□ 光电效应实验和实验规律



① 光电子的能量(最大初动能)只与光的频率有关，与光的强度无关。

② 光的强度只影响光电子的数目（饱和电流）。只要频率高于红限，既使光强很弱也有光电流；频率低于红限时，无论光强再大也没有光电流。

③ 不管光强多大，光电效应的产生是瞬时的。

光电效应

经典理论在解释光电效应所碰到的困难：

1. 经典理论认为光的能量只取决与光强而与频率无关。光电子的初动能应该与光强有关，光强越大，光电子的动能越大。

2. 只要光照射的时间足够大，不论光的频率大小如何，光电效应都能够产生，即光电效应的产生与光频无关。

3. 金属内的电子，它吸收能量作受迫振动需要一定的时间才能逃逸出表面，因而光电效应的产生不可能是瞬时的。

光电效应

□ 爱因斯坦光电效应方程

1921年诺贝尔奖

- **光 子**（光子学说很好地解释了光电效应）

一束光，是一束以光速 c 运动的**粒子流**，这些粒子称为**光子**（光量子）。

光子具备质量、能量、动量

光的波粒二象性

光子能量 $\varepsilon = m_{光}c^2$，$\varepsilon = h\nu$

不同频率的光子，具有不同的能量。

光子质量：$m_{光} = \dfrac{h\nu}{c^2}$

光子动量：$p = m_{光}c = \dfrac{h\nu}{c} = \dfrac{h}{\lambda}$

光电效应

- **光电效应的解释**

一个电子吸收一个光子，获得$h\nu$的能量，从而脱离金属表面：

$$\frac{1}{2}mv^2 = h\nu - \boxed{A}$$

爱因斯坦光电效应方程

逸出功

当 $\nu < A/h$时，不发生光电效应。

红限频率：$\nu_0 = \dfrac{A}{h}$　　红限波长：$\lambda_0 = \dfrac{hc}{A}$

注意：光具有波粒二象性

光既不是经典的粒子，也不是经典的波

1 黑体辐射

2 光电效应

3 康普顿效应

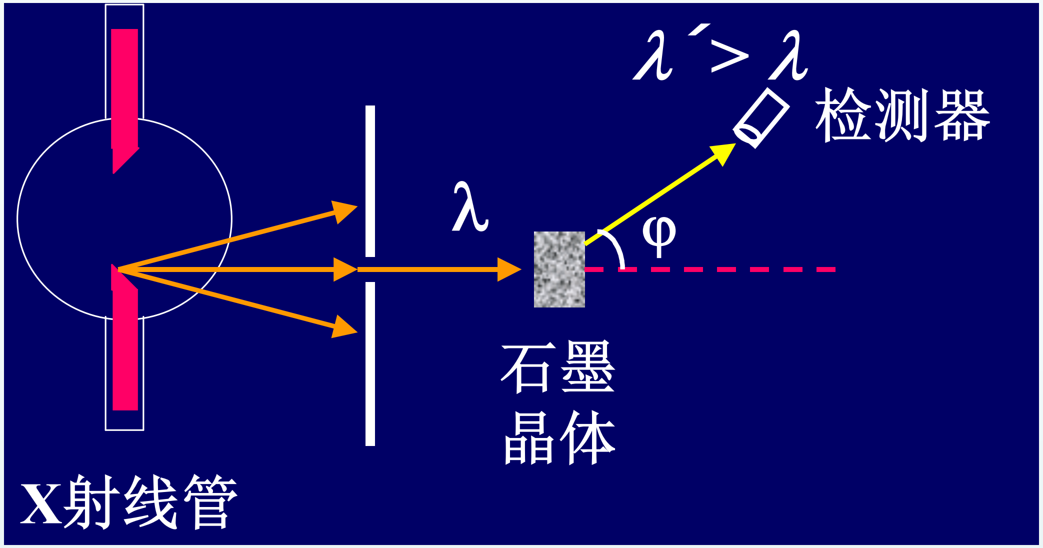
4 玻尔量子理论

康普顿效应

□ 康普顿效应

1927年诺贝尔奖

- **X射线的散射**

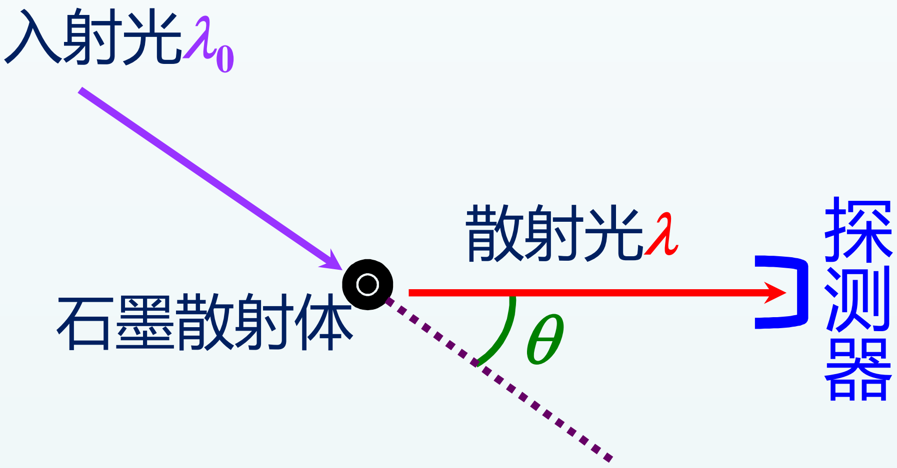


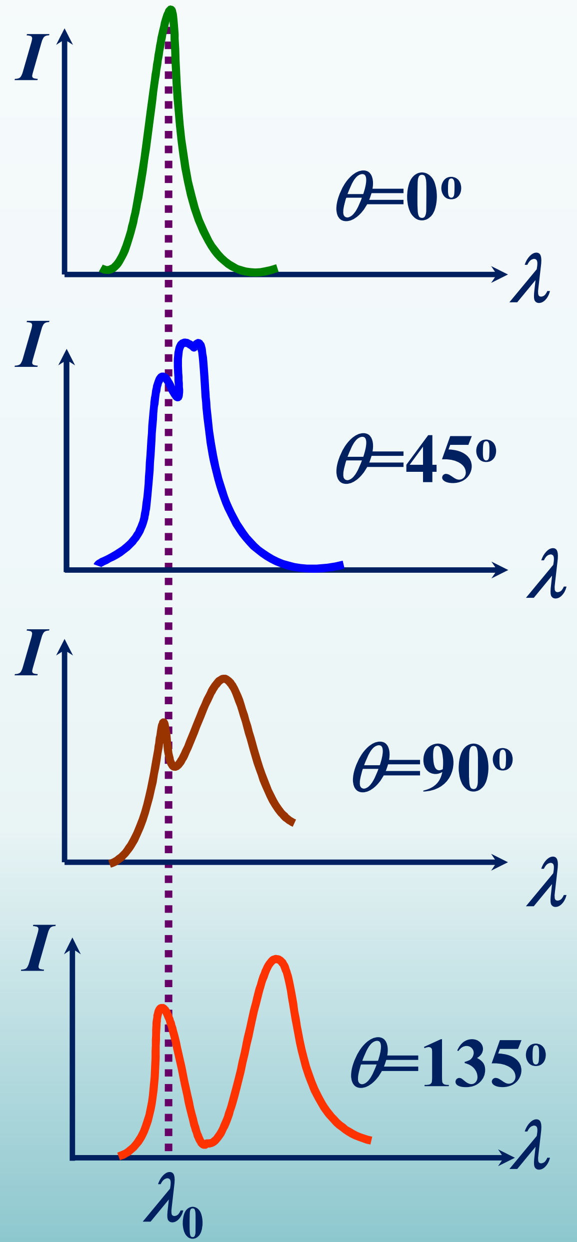
X射线经过金属、石墨等物质，发生波长改变的散射称为**康普顿效应**。

光量子学说的有力佐证

康普顿效应

- **实验规律**





① 散射的射线中有与 入射波长λ_0相同的射线,也有波长$\lambda>\lambda_0$的射线.

② 散射线波长的改变量$\Delta\lambda=\lambda-\lambda_0$随散射角$\theta$的增加而增加。

$$\Delta\lambda=\lambda-\lambda_0=\lambda_c\left(1-\cos\theta\right)$$

康普顿效应

- **实验规律**

① 散射的射线中有与 入射波长λ_0相同的射线,也有波长$\lambda>\lambda_0$的射线.

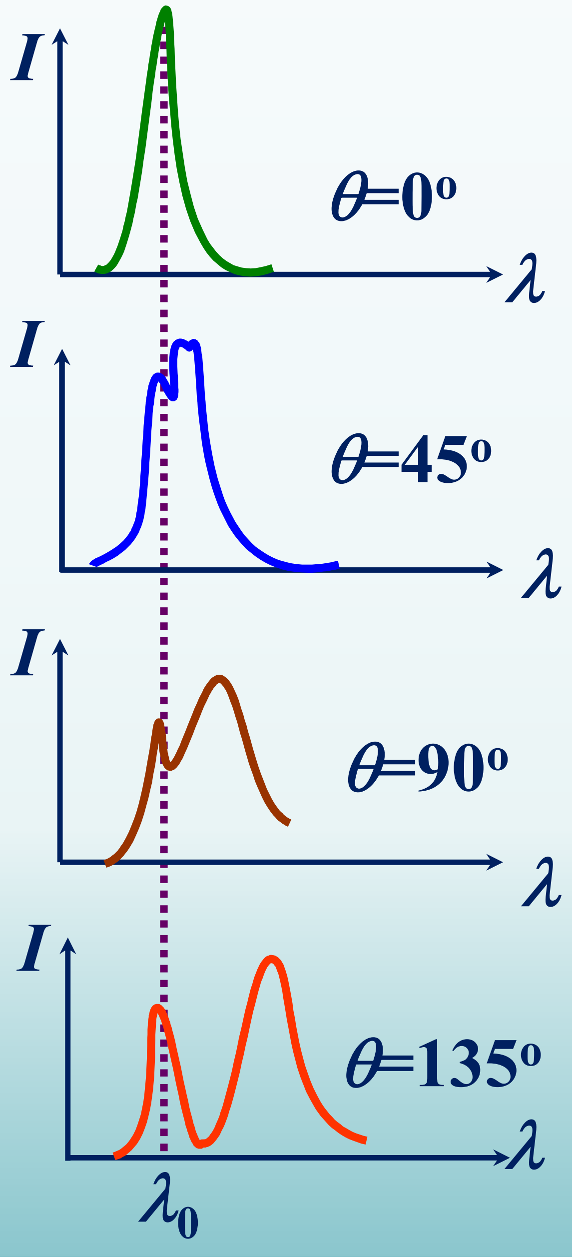
② 散射线波长的改变量$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$随散射角$\theta$的增加而增加。

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = \boxed{\lambda_c}(1-\cos\theta)$$

康普顿波长

③ 在同一散射角下$\Delta\lambda$相同，与散射物质无关

④ 原子量较小的物质，康普顿散射较强



康普顿效应

- **康普顿效应的理论解释**

① 经典理论波动说来解释　困难

散射光频率 = 粒子作受迫振动频率=入射光频率

可见光是这样！　　X光不是这样，无法解释！

② 量子理论来解释

频率为ν的X射线，是能量为$\varepsilon = h\nu$的光子流。

✓ 光子与自由电子作弹性碰撞时，要传一部分能量给电子，λ变长。

$$\lambda_{散} > \lambda_{入}$$

✓ 光子与束缚电子作弹性碰撞时，不改变能量，故ν不变，λ不变。

$$\lambda_{散} = \lambda_{入}$$

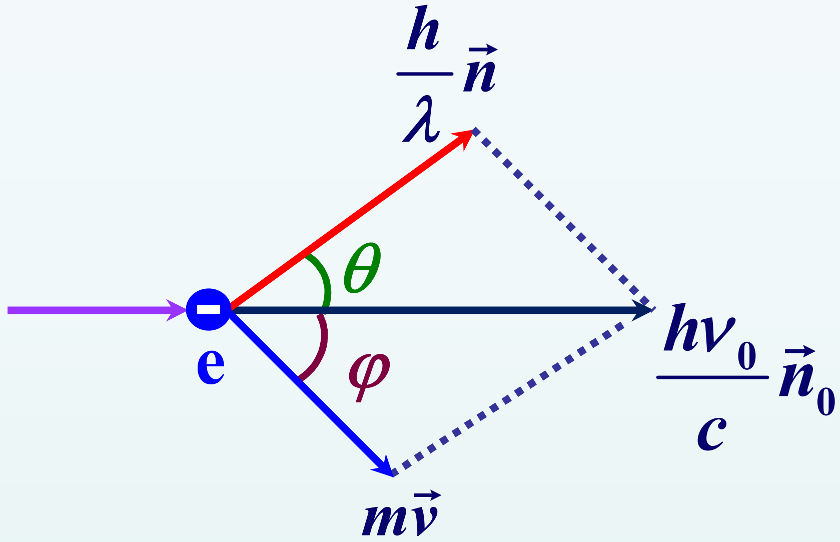
康普顿效应

- **康普顿散射公式的理论解释** $\Delta\lambda=\lambda-\lambda_0=\lambda_c\left(1-\cos\theta\right)$

X射线光子与“静止”的“自由电子”弹性碰撞:

碰撞过程中能量与动量守恒

$$\begin{cases}\underbrace{\boxed{h\nu_0}}_{\text{光子}}+\underbrace{\boxed{m_0c^2}}_{\text{电子}}=h\nu+mc^2\\[2ex] \dfrac{h}{\lambda_0}\vec{n}_0=\dfrac{h}{\lambda}\vec{n}+m\vec{v}\end{cases}$$



$\lambda_c=2.43\times10^{-12}\,\mathrm{m}$

波长偏移: $\Delta\lambda=\lambda-\lambda_0=\boxed{\dfrac{h}{m_0c}}(1-\cos\theta)$

可见：$\Delta\lambda$与λ_0无关，$\Delta\lambda$只与散射角θ有关。 $\theta\uparrow\longrightarrow\Delta\lambda\uparrow$

康普顿效应

结 论

① X射线光子与“静止”的“自由电子”弹性碰撞;

$$\lambda_{散} = \lambda_{入} + \Delta\lambda$$

② X射线光子与束缚很紧的电子碰撞: $\lambda_{散} = \lambda_{入}$

由上面两点可推知:

物质原子量较小→电子束缚很弱→自由电子多→康普顿散射**较强**

物质原子量较大→电子束缚很紧→自由电子少→康普顿散射**较弱**

康普顿效应

- **康普顿效应与光电效应的区别**

① 康普顿效应中光子被散射只将部分能量交给自由电子。

② 光电效应中光子被束缚电荷**整个吸收。**

康普顿效应

例：康普顿效应中最大偏转角$\theta=\pi$，入射光波λ=400 nm。试评估康普顿效应是否明显。

解：根据康普顿散射公式

$$\left.\begin{aligned}\Delta\lambda &= \lambda_c(1-\cos\theta) = 2\lambda_c \\ \lambda_c &= \frac{h}{m_0 c} = 2.43\times10^{-12}\,\mathrm{m}\end{aligned}\right\}\Delta\lambda = 4.86\times10^{-12}\,\mathrm{m}$$

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 10^{-5}$$ 效应不明显！

若入射光波长 $\lambda = 0.05\,\mathrm{nm} \longrightarrow \dfrac{\Delta\lambda}{\lambda} = 0.1$ 效应明显！

入射波长与λ_c相当时康普顿效应才显著！

康普顿效应

例. 波长为 0.2nm 的X射线射到碳块上，由于康普顿散射，频率改变 0.04%。求：(1)该光子的散射角；(2) 反冲电子的动能

解：（1）根据康普顿散射公式

$$\Delta\lambda = \lambda_c(1-\cos\theta) = 0.04\%\lambda$$

$$\cos\theta = 0.967 \qquad \theta = 14.75^\circ$$

（2）根据能量守恒，反冲电子动能等于光子能量的变化量

$$E_k = h\nu - h\nu'$$

$$= h(\frac{c}{\lambda} - \frac{c}{\lambda'}) = hc\frac{0.04\%\cdot\lambda}{\lambda^2(1+0.04\%)} = 2.49\ \text{eV}$$

1 黑体辐射

2 光电效应

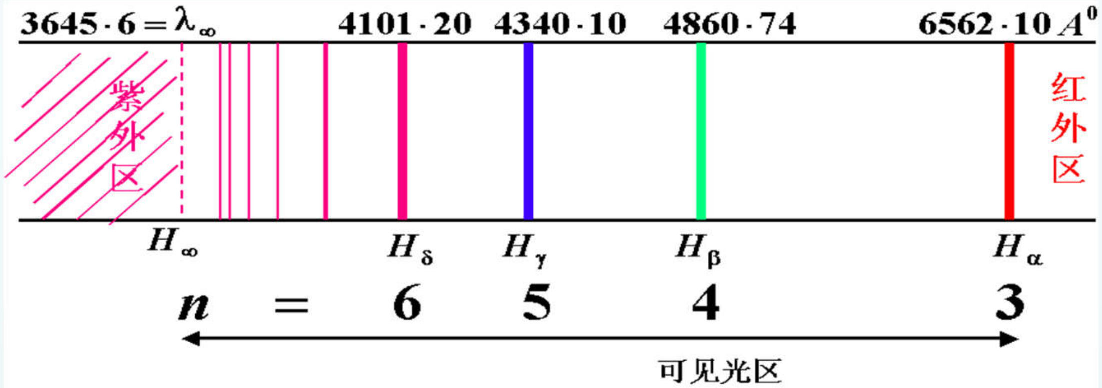
3 康普顿效应

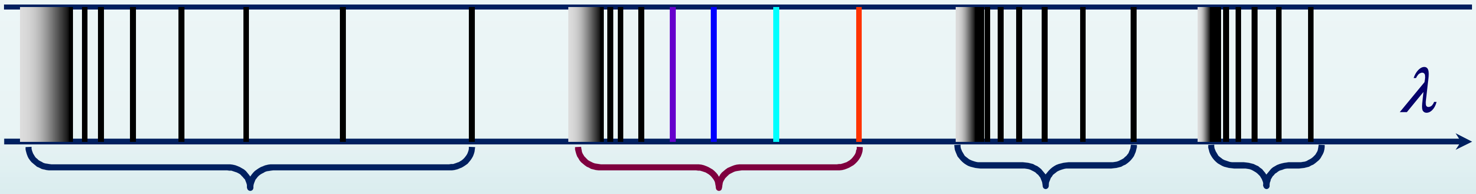
4 玻尔量子理论

玻尔量子理论

□ 氢原子光谱的实验规律

氢原子巴耳末系实验光谱：

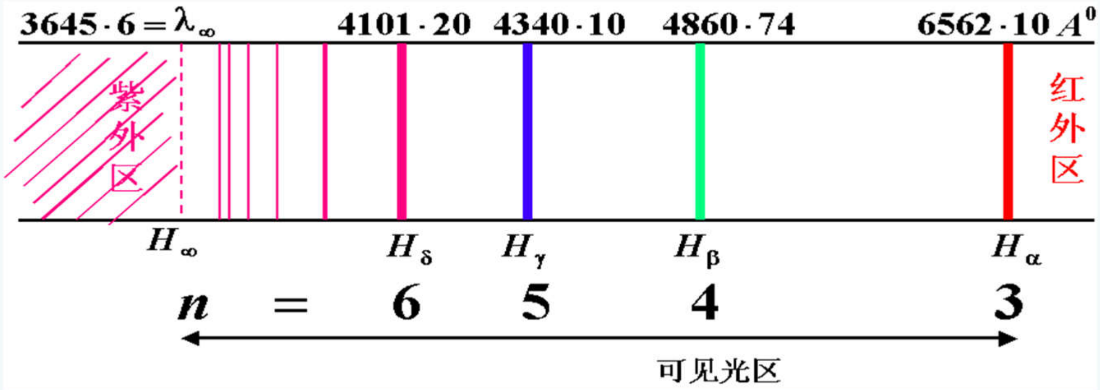




赖曼系 (紫外)　　巴尔末系　　帕邢系 (红外)　　布拉开系

氢原子巴耳末系实验光谱有哪些特点？

玻尔量子理论



氢原子巴耳末系实验光谱的特点：

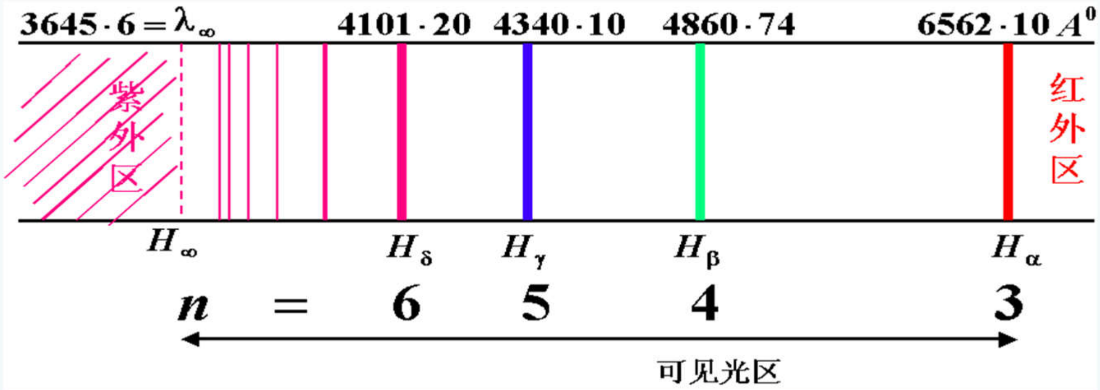
① 每条谱线都占有确定的位置，即具有确定的波长

② 谱线分布沿着短波方向越来越密（最终过渡到连续）

光谱特点是否与实验测试条件有关？ **实验表明：无关！**

氢原子的光谱和氢原子本身的性质相关！

玻尔量子理论



巴耳末公式（1885）：

$$\boxed{\lambda = B\frac{n^2}{n^2-4}} \quad (n = 3,4,5,6\cdots\cdots)$$

$$n \to \infty \longrightarrow B = \lambda_\infty = 364.6\text{nm}$$

里德伯改写后的巴耳末公式（1890）：

$$\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda} = \boxed{R}\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}\right) \quad (n = 3,4,5,6\cdots\cdots)$$

里德伯常数：$R = \dfrac{4}{B} = 1.096776\times10^7\,\text{m}^{-1}$（实验值）

玻尔量子理论

巴耳末系：$\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda} = R(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2})$ $(n = 3,4,5,6\cdots\cdots)$ 可见光区

氢原子其他谱系：

赖曼系：$\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda} = R(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2})$ $n = 2,3,4,\cdots$ 紫外区

帕邢系：$\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda} = R(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2})$ $n = 4,5,6,\cdots$

布拉开系：$\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda} = R(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2})$ $n = 5,6,7,\cdots$

普芳德系：$\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda} = R(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2})$ $n = 6,7,8,\cdots$

红外区

广义巴耳末公式：$\tilde{\nu} = R(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2})$ $k = 1,2,3,\cdots$ $n = k+1,\ k+2,\cdots$

这些经验公式背后是否隐藏着某种物理规律？

玻尔量子理论

□ 玻尔的基本假设

1906年诺贝尔奖

阿伏伽德罗 (分子) → **道尔顿** (原子) → **汤姆逊** (电子) → ……

汤姆逊原子模型

枣糕模型

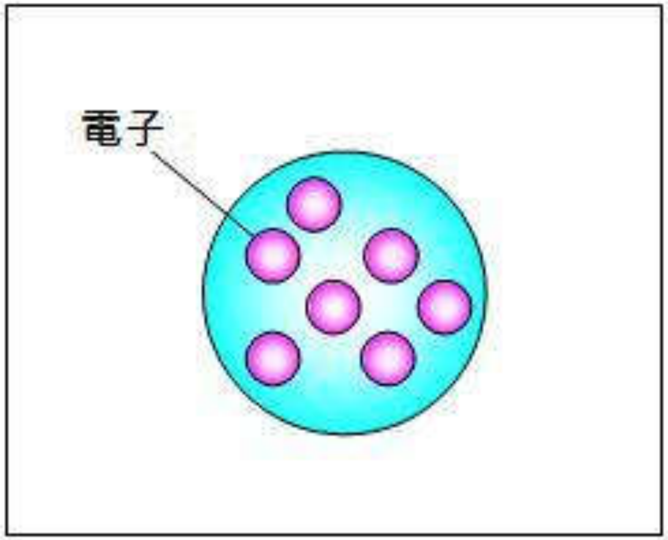
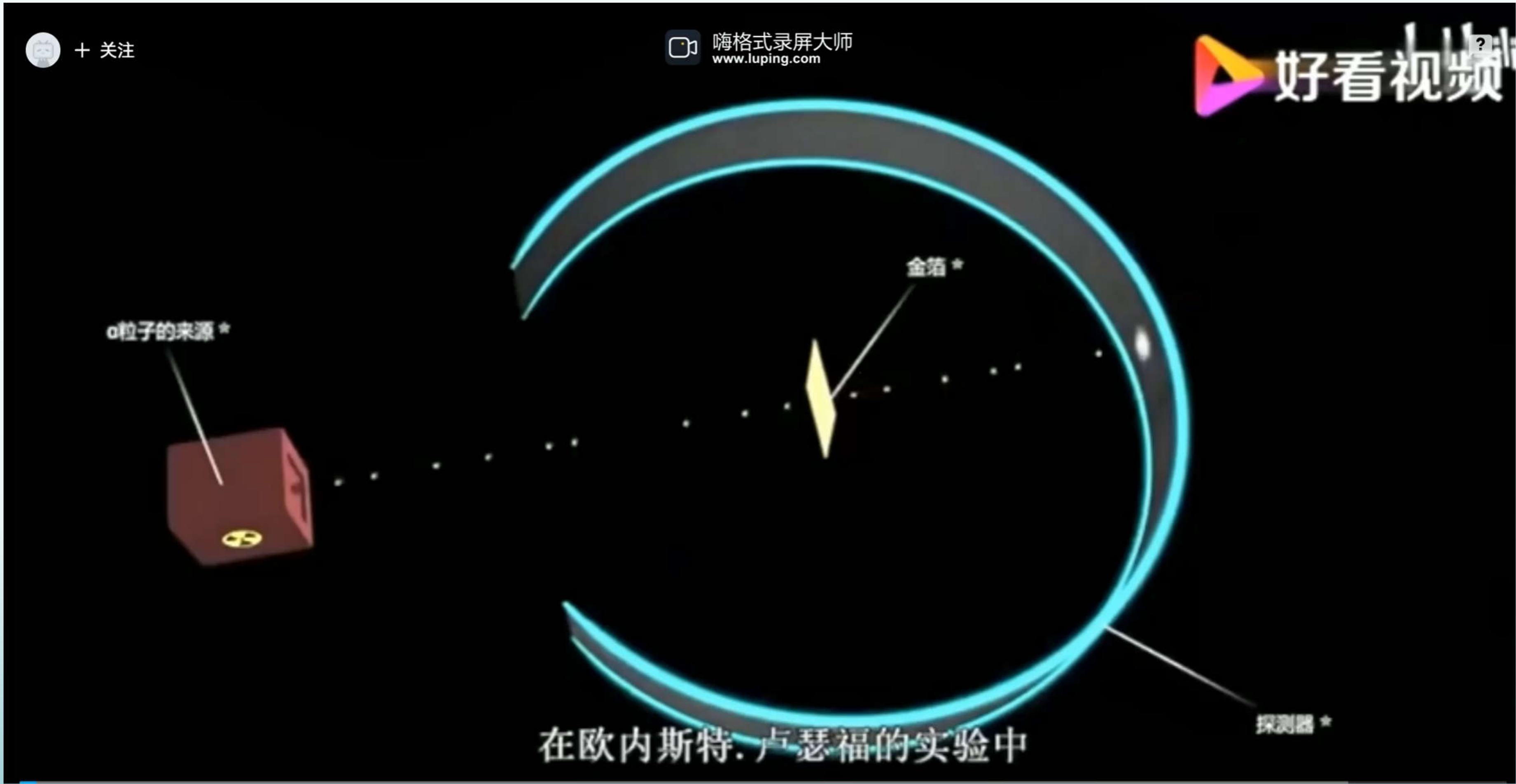


图 1 汤姆逊的原子模型

致命缺点：不能解释α粒子散射实验现象

玻尔量子理论

α粒子散射实验以及汤姆逊模型的局限性



玻尔量子理论

- 卢瑟福原子模型

汤姆逊的学生

卢瑟福

1908年诺贝尔化学奖

一位桃李满天下的名师

1921年，他的助手索迪获得诺贝尔化学奖

1922年，他的学生阿斯顿获得诺贝尔化学奖

1922年，他的学生**玻尔**获得诺贝尔物理学奖

1927年，他的助手威尔逊获得诺贝尔物理学奖

1935年，他的学生查德威克获得诺贝尔物理学奖

1948年，他的助手布莱克特获得诺贝尔物理学奖

1951年，他的学生科克拉夫和瓦耳顿共同获得诺贝尔物理学奖

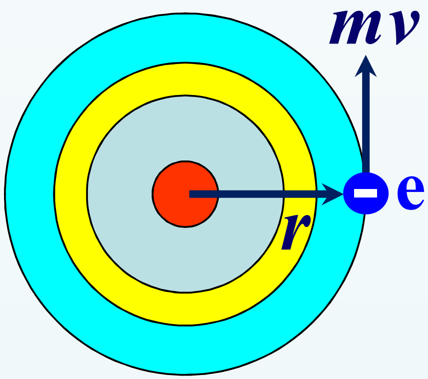
1978年，他的学生卡皮茨获得诺贝尔物理学奖

玻尔量子理论

- **卢瑟福原子模型** → 核式模型

卢瑟福

1908年诺贝尔化学奖

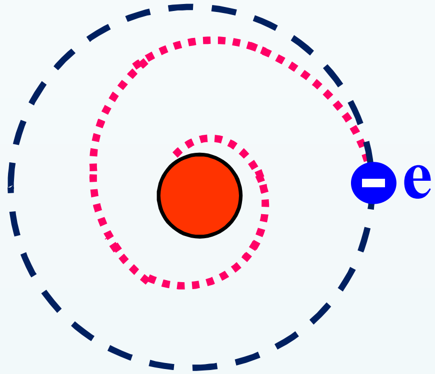


成功解释了α粒子散射实验

质疑
- 原子的稳定性问题（电磁辐射）
- 原子分立的线状光谱

玻尔量子理论

① 原子的稳定性问题（电磁辐射）



电子总能量包含其动能和势能

$$E = E_{ek} + U = \frac{1}{2} m_e v^2 + \left(-\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r}\right)$$

$$f_{向心} = m_e \frac{v^2}{r} = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r^2}$$

$$E = -\frac{e^2}{8\pi\varepsilon_0 r}$$

向心力作用 ⟶ 电子绕核运动 ⟶ 辐射电磁波 ⟶ $E\downarrow$ $r\downarrow$

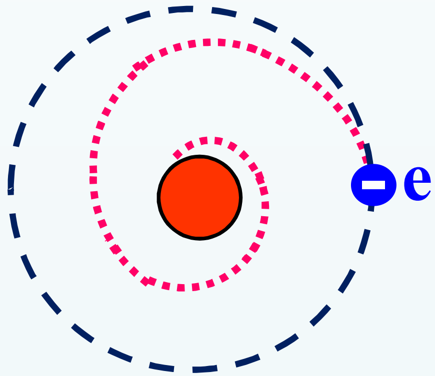
（加速的运动）

原子系统崩溃 ⟶ 与事实矛盾！

玻尔量子理论

② 原子发光频率

根据卢瑟福核式原子模型



电子运动轨道连续不断减小

↓

运动周期连续减小

↓

频率连续增大 ⟶ 辐射光谱应是**连续光谱**

↕ **矛盾!**

实验结果: 辐射光谱是分立的线状光谱

玻尔量子理论

□ 玻尔的量子理论

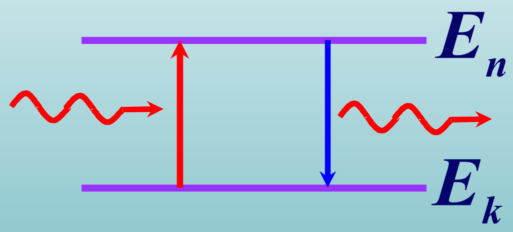
玻尔 → 卢瑟福的学生　1922年诺贝尔奖

- **玻尔的基本假设**

① **定态假设：** 电子只能处于一系列不连续稳定轨道，在这些轨道上虽有加速度，但不辐射，处于稳定的运动状态（简称定态）。

$$mvr \leftarrow \boxed{L} = n\hbar = n\frac{h}{2\pi} \quad \underline{(n = 1,2,\cdots)}\text{(量子数)}$$

② **频率条件：** $\nu_{kn} = \dfrac{E_n - E_k}{h}$



玻尔量子理论

- **玻尔对氢原子的成功解释**

① 氢原子的轨道半径

$$\left.\begin{aligned} \frac{m v_n^2}{r_n} &= \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_o r_n^2} \\ L = m v_n r_n &= n\frac{h}{2\pi} \end{aligned}\right\} \quad r_n = \underbrace{\boxed{\frac{\varepsilon_o h^2}{\pi m e^2}}}_{r_1} n^2 \qquad n = 1, 2, 3, \cdots$$

轨道是量子化的!

第一轨道半径（玻尔半径）： r_1=0.53 Å

其他可能的轨道：$r_n = n^2 r_1$ $(r_1,\ 4r_1,\ 9r_1\ \cdots)$

玻尔量子理论

② 氢原子的能级

电子在半径r_n 的轨道上运动时，原子系统总能量：

$$\left.\begin{aligned} E &= E_{\mathrm{ek}} + U = \frac{1}{2}m_{\mathrm{e}}v^2 - \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r_n} = -\frac{e^2}{8\pi\varepsilon_0 r_n} \\ r_n &= \frac{\varepsilon_o h^2}{\pi m e^2}n^2 \quad n = 1, 2, 3, \cdots \end{aligned}\right\}$$

$$\boxed{E_n = -\frac{me^4}{8\varepsilon_0^2 h^2 n^2}} \quad (n = 1,2,3\cdots)$$

能量量子化！

$n = 1$ $\qquad E_1 = -13.6\ \mathrm{eV}$ $\qquad$ 基 态

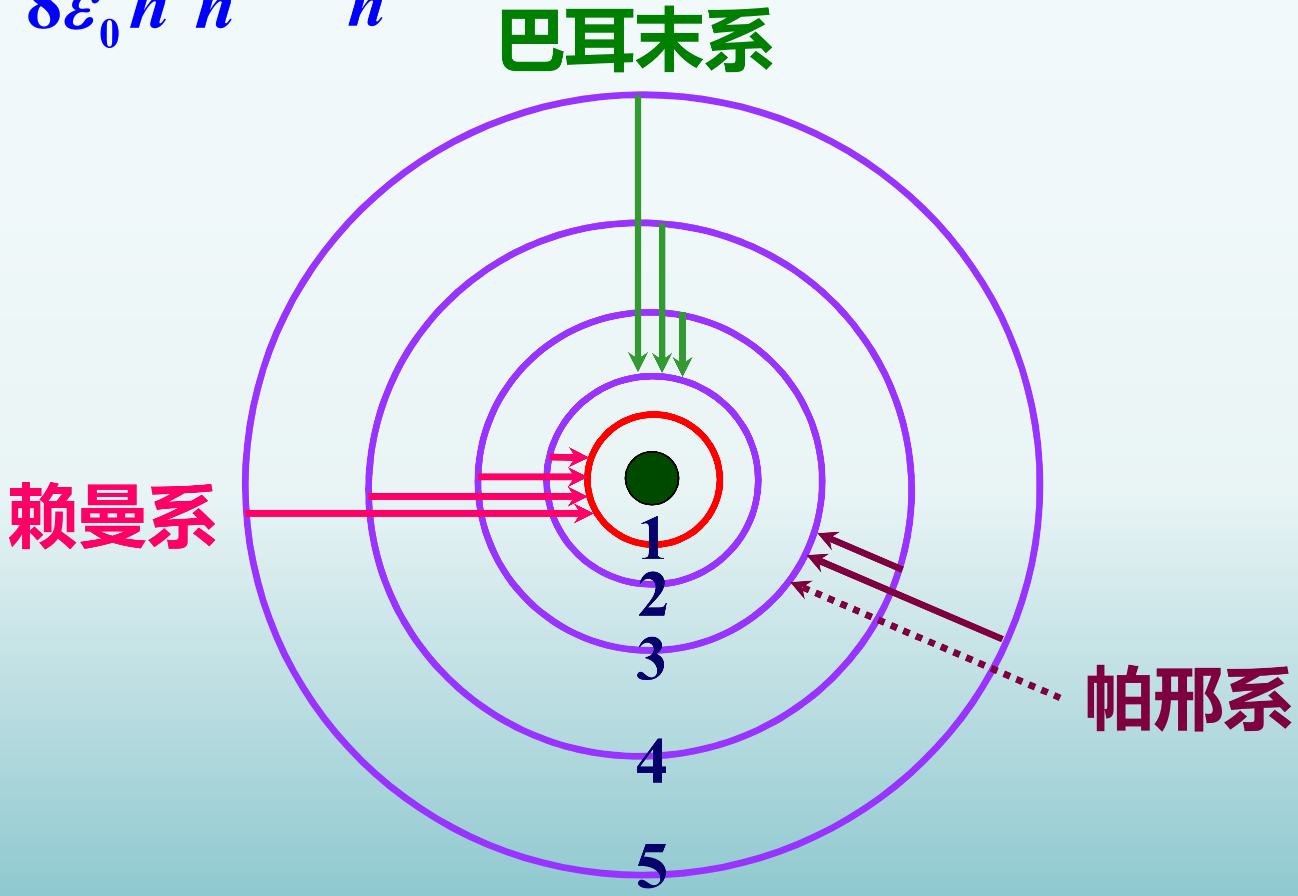
$n > 1$ $\qquad E_n = E_1 \big/ n^2$ $\qquad$ 激发态

玻尔量子理论

$$r_n = \frac{\varepsilon_o h^2}{\pi m e^2} n^2 = n^2 r_1$$

$$E_n = -\frac{me^4}{8\varepsilon_0^2 h^2 n^2} = \frac{E_1}{n^2}$$

一个能级将对应一条圆轨道



玻尔量子理论

③ 氢原子光谱的理论解释

里德伯常数的理论值

根据： $\nu = \dfrac{E_n - E_k}{h} = \dfrac{me^4}{8\varepsilon_0^2 h^3}\left(\dfrac{1}{k^2} - \dfrac{1}{n^2}\right)$

令： $R = \dfrac{me^4}{8\varepsilon_0^2 h^3 c} \longrightarrow \nu = Rc\left(\dfrac{1}{k^2} - \dfrac{1}{n^2}\right)$

广义的巴耳末公式 $\tilde{\nu} = \dfrac{1}{\lambda} = \dfrac{\nu}{c} = R\left(\dfrac{1}{k^2} - \dfrac{1}{n^2}\right)$

里德伯常数理论值： $R = \dfrac{me^4}{8\varepsilon_0^2 h^3 c} = 1.097373 \times 10^7\,\mathrm{m}^{-1}$

实验值： $R = 1.096776 \times 10^7\,\mathrm{m}^{-1}$