

量子物理基础

量子物理学主要研究原子、分子、凝聚态物质以及原子核和基本粒子的结构、性质等基础理论，是人们认识和理解微观世界的基础。在化学、生物、信息、激光、能源和新材料等方面的科学研究和技术开发中，发挥越来越重要的作用。

量子物理学包含两个方面：

一个是原子层次的物质理论——量子力学

一个是量子场论，它调和了相对论与量子力学之间的矛盾

量子物理学发展史

1900年12月14日，普朗克提出了辐射能量量子假说，成功地解释了黑体辐射现象。

1905年，爱因斯坦引进光量子概念，成功地解释了光电相应；之后又提出固体的振动能量也是量子化的，从而解释了固体比热容问题。

1913年，玻尔在卢瑟福有核原子模型基础上建立了原子的量子理论。

以上被称为**旧量子论**

1923年，德布罗意提出了微观粒子具有波粒二象性的假说，随后被实验证实；量子力学建立的前奏

1925年1月，泡利提出了不相容原理，为元素周期表奠定了基础；

1925年，海森堡、玻恩、约当建立了矩阵力学；

1926年，薛定谔建立了波动力学，随后狄拉克证明了矩阵力学与波动力学二者具有等价性；

1926年，电子被证明遵循费米——狄拉克分布；

1927年，狄拉克提出了二次量子化理论，为量子场论的建立找到了一个出发点；

1928年，狄拉克提出了相对论性的波动方程用来描述电子，解释了电子的自旋并预言了反物质的存在

§ 19 实验基础和基本原理

§ 19-1 黑体辐射与普朗克能量量子假说

§ 19-2 光电效应与爱因斯坦的光量子理论

§ 19-3 光子理论的证实——康普顿效应

§ 19-4 氢原子光谱

§ 19-5 实物粒子的波粒二象性

§ 19-6 不确定关系

§ 19-7 量子物理基本原理

§ 19-1 黑体辐射与普朗克能量量子假说

一、热辐射

1、热辐射：由于物体中的分子、原子受到热激发而发射电磁波的现象。

物体由大量原子组成，热运动引起原子碰撞使原子激发而辐射电磁波。原子的动能越大，通过碰撞引起原子激发的能量就越高，从而辐射电磁波的波长就越短。

原子的动能与温度有关，因而辐射电磁波的能量也与温度有关。

例如：加热铁块，温度 \uparrow ，铁块颜色由看不出发光 \rightarrow 暗红 \rightarrow 橙色 \rightarrow 黄白色

(1) 热辐射是由**温度决定**的物体的电磁辐射

并不是所有发光现象都是热辐射， 例如：

激光、 日光灯发光就不是热辐射。

(2) 任何物体在任何温度下都有热辐射， 波长自远红外区**连续**延伸到紫外区（**连续谱**）。

温度越高， 能量最大的辐射所对应的波长越短。

几种温度下辐射最强的电磁波颜色



800K



1000K

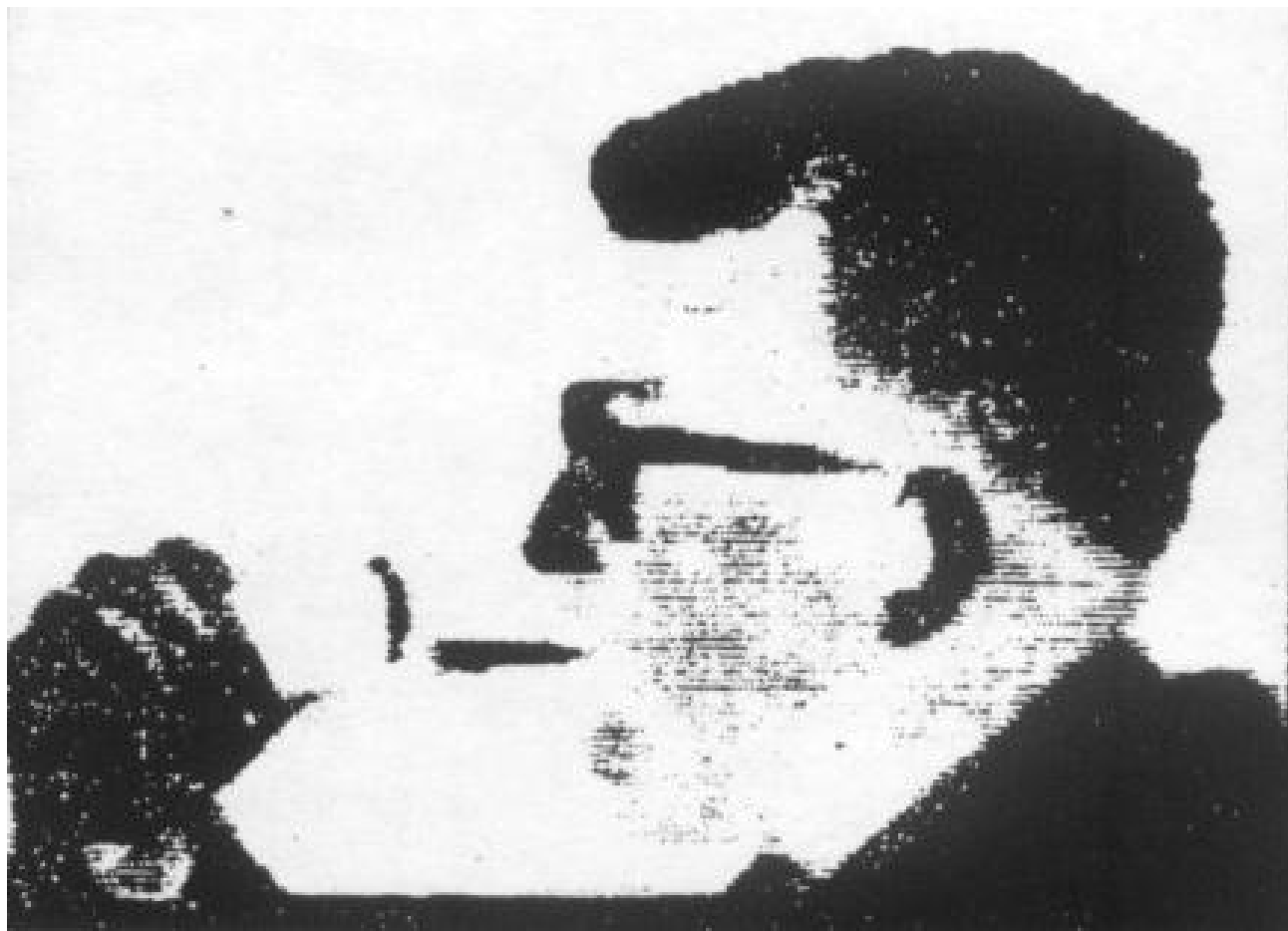


1200K



1400K

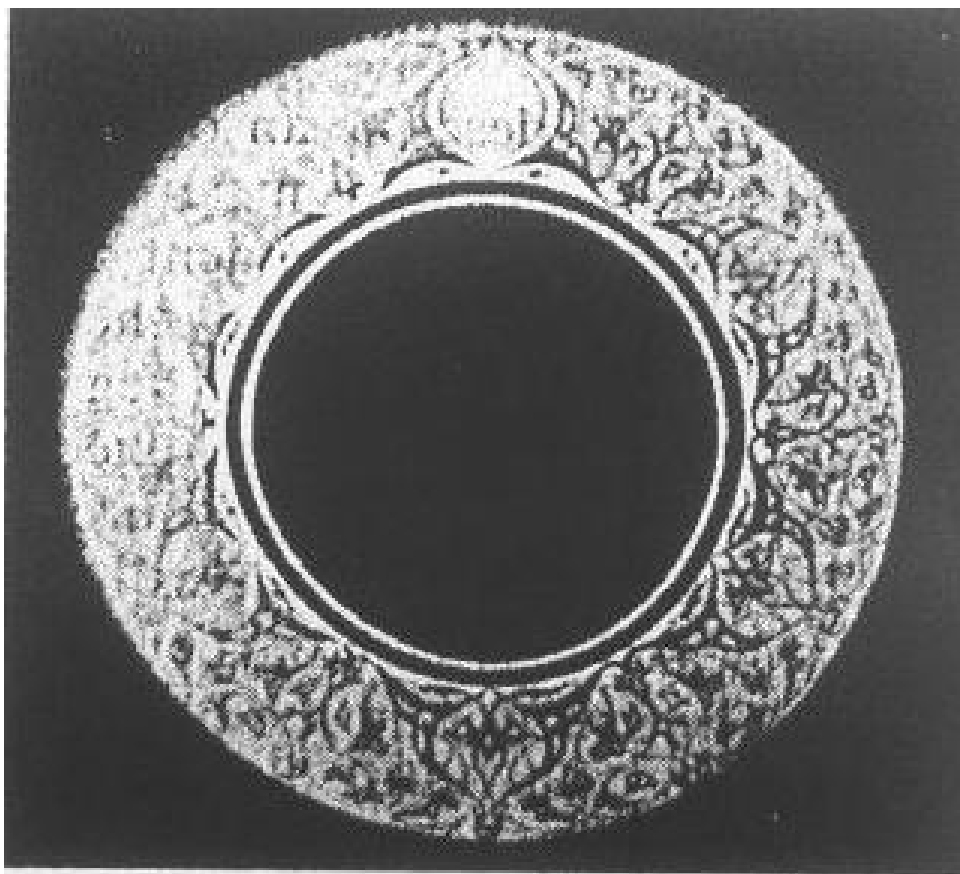
低温物体（例如人体）也有热辐射，但辐射较弱，并且主要成分是波长较长的红外线。



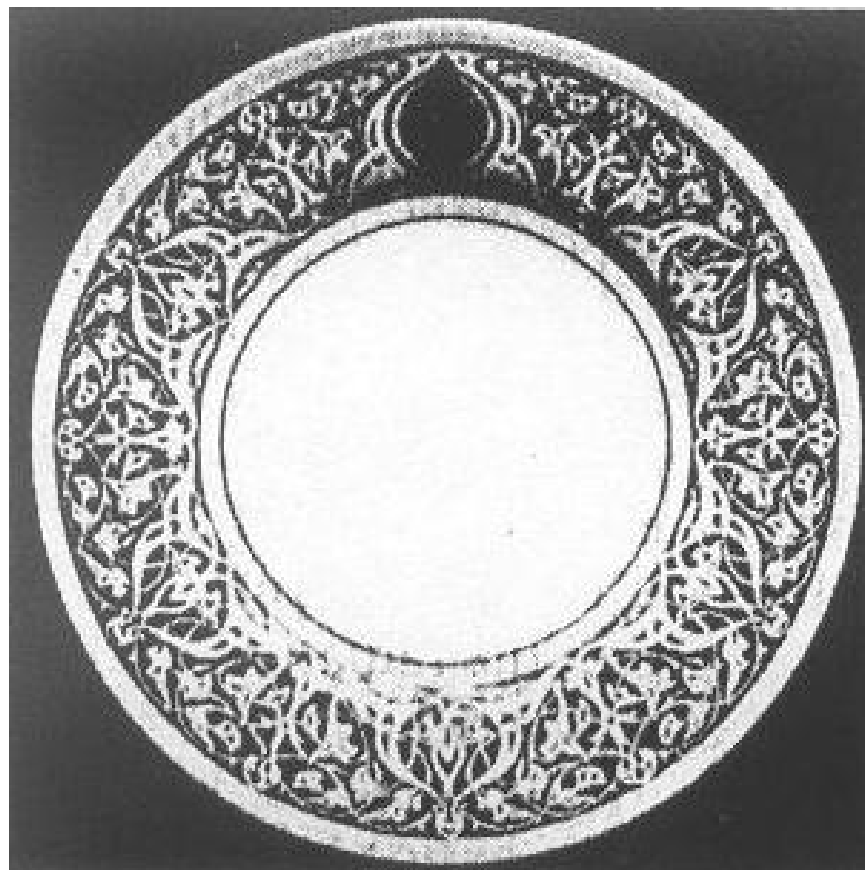
头部的红外照片（热的地方显白色，冷的显黑色）⁷



中国第一张红外照片（熊大缜于1935年在清华大学气象台顶上拍摄的北京西山夜景）



1100K, 自身辐射光



室温, 反射光

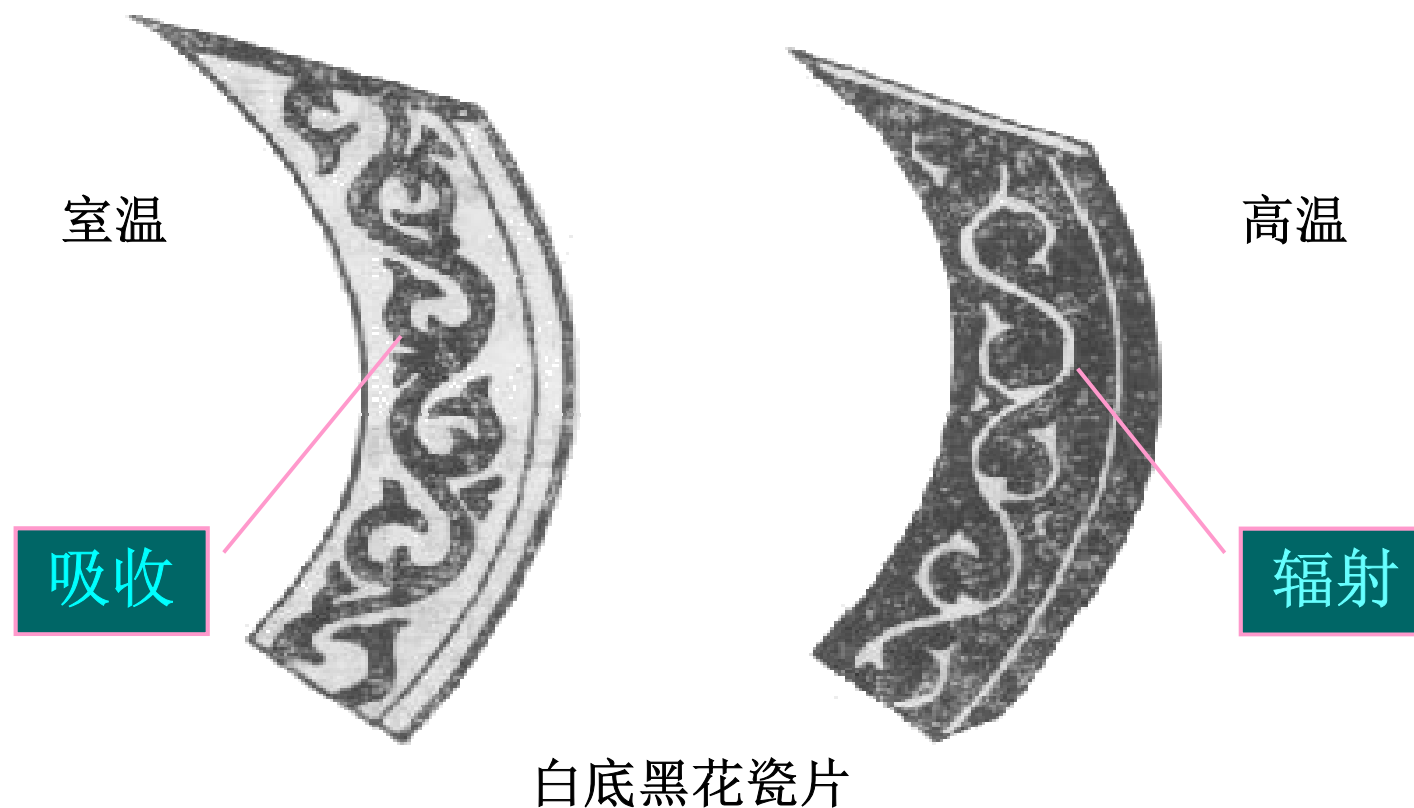
一个黑白花盘子的两张照片

鸟的羽毛的颜色
是不是热辐射？

不是，
是反射



物体辐射电磁波的同时，也吸收电磁波。**物体辐射本领越大，其吸收本领也越大。**



辐射和吸收达到平衡时，物体的温度不再变化，此时物体的热辐射称为**平衡热辐射**。

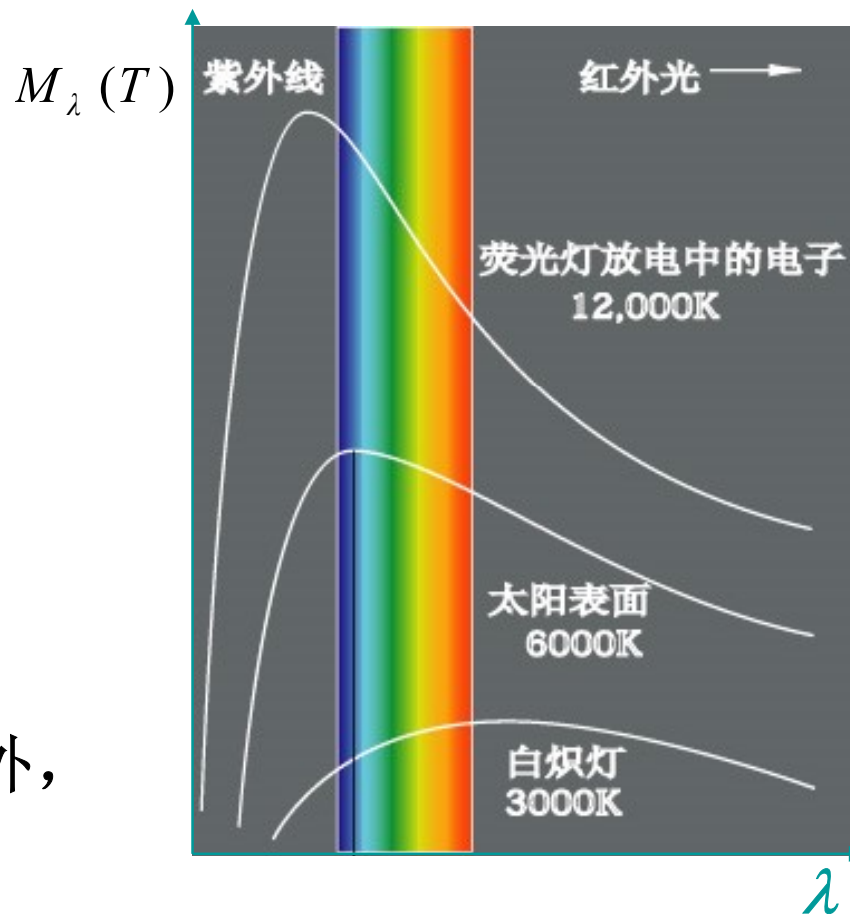
2、单色辐射出射度（单色辐出度）：一定温度 T 下，物体表面单位面积上单位时间内 发射的波长在 $\lambda \sim \lambda + d\lambda$ 内的辐射能 dM_λ 与波长间隔 $d\lambda$ 的比值

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

3、辐出度：单位时间内从温度为 T 的物体表面单位面积上所发射的各种波长的总辐射能，

$$M(T) = \int_0^\infty M_\lambda(T) d\lambda$$

✦ 温度越高，辐出度越大。另外，辐出度还与材料性质有关。



温度

物体热辐射

材料性质

4、单色吸收比：在波长 $\lambda \sim \lambda + d\lambda$ 内温度为 T 的物体表面吸收的辐射能与全部入射能量的比值，表示为 $a_\lambda(T)$ 或 $a_\nu(T)$

$a_\nu \equiv 1$ 的物体称为**绝对黑体**，简称**黑体**，它能全部吸收入射到其表面的一切热辐射，但不反射和透射，它的单色辐射出射度也大。

注意：黑体不一定是黑色的，黑色的也不一定是黑体。

5、基尔霍夫定律（1859年12月）

热平衡时，各种材料的单色辐出度与单色吸收比可以有很大差别，但在同一温度下，它们的比值却与材料无关，是一个确定的值，等于该温度下黑体对同一波长的单色辐出度，即

$$\frac{M_{\lambda_1}(T)}{a_{\lambda_1}(T)} = \frac{M_{\lambda_2}(T)}{a_{\lambda_2}(T)} = \dots = \frac{M_{\lambda_0}(T)}{a_{\lambda_0}(T)} = \frac{M_{\lambda_0}(T)}{1}$$

二 黑体辐射

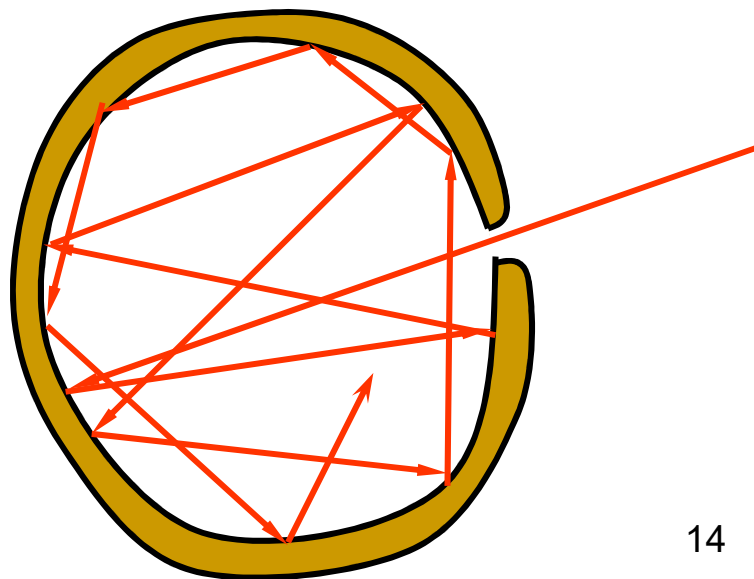
1、**黑体**：能完全吸收各种波长电磁波而无反射的物体。

注意：是没有反射和透射，不是没有辐射。

黑体是理想化模型，即使是煤黑，对太阳光的吸收也小于 99%。

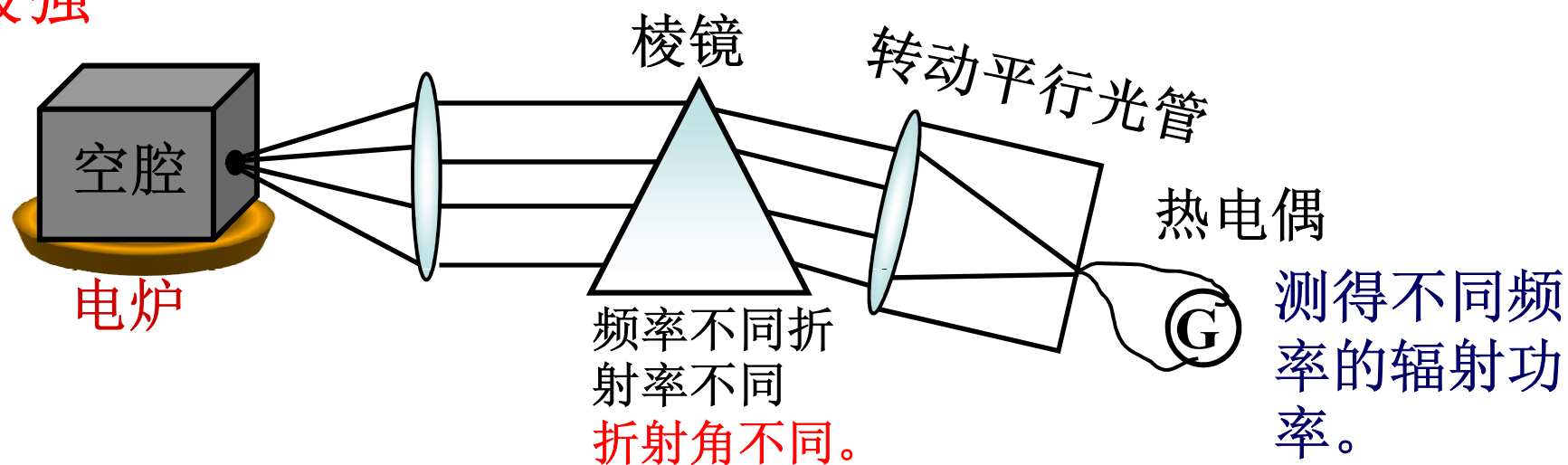
维恩设计的黑体：

不透明介质空腔开一小孔，电磁波射入小孔后，很难再从小孔中射出。**小孔表面是黑体。**



黑体辐射的特点：**黑体热辐射只与温度有关，与材料的性质无关**

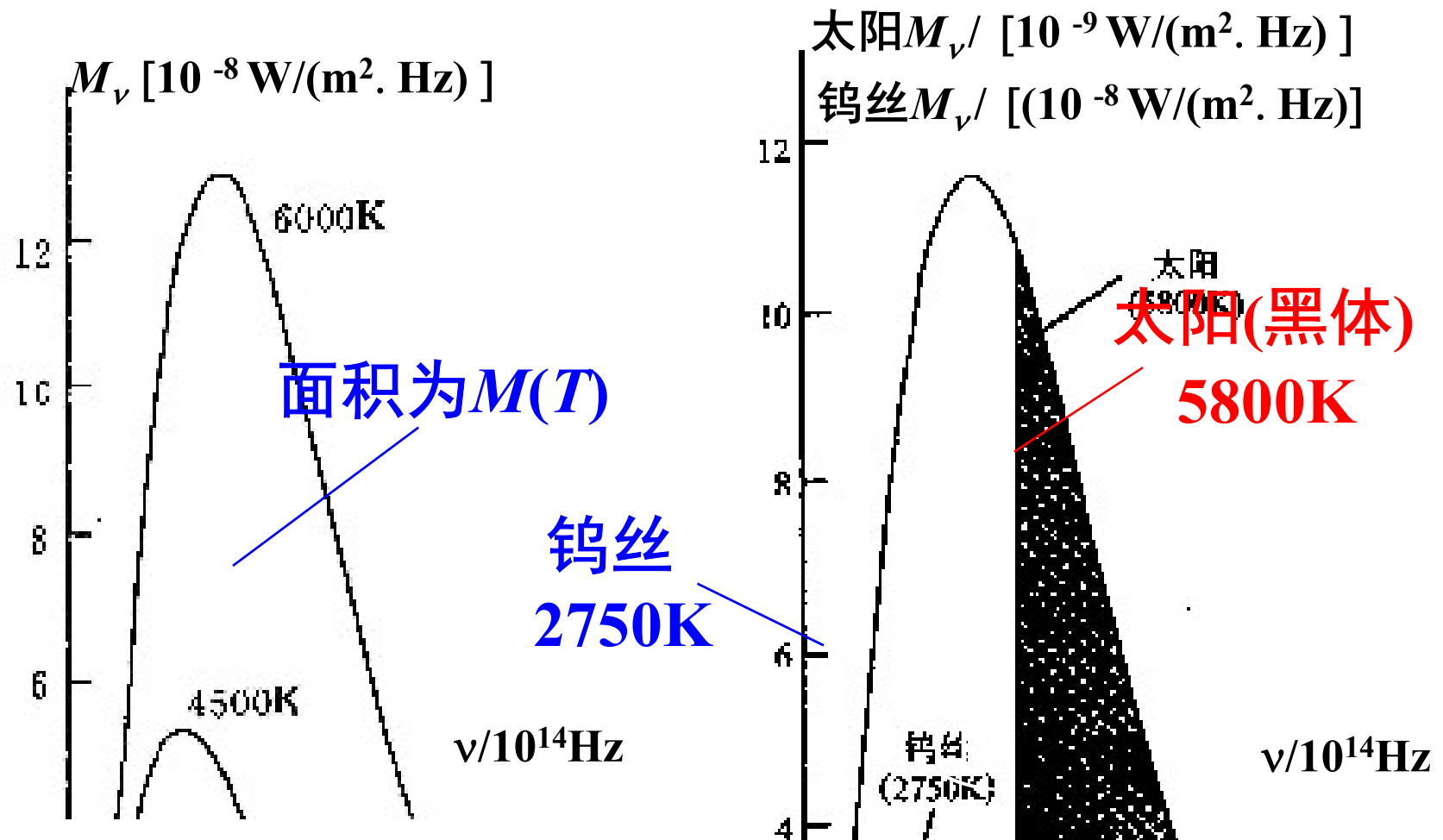
与同温度其它物体相比，**黑体发射或吸收电磁辐射的本领最强**



测量黑体辐射谱的实验装置

对黑体加热，放出热辐射；把辐射按频段分开；
用热电偶测各频段辐射强度。

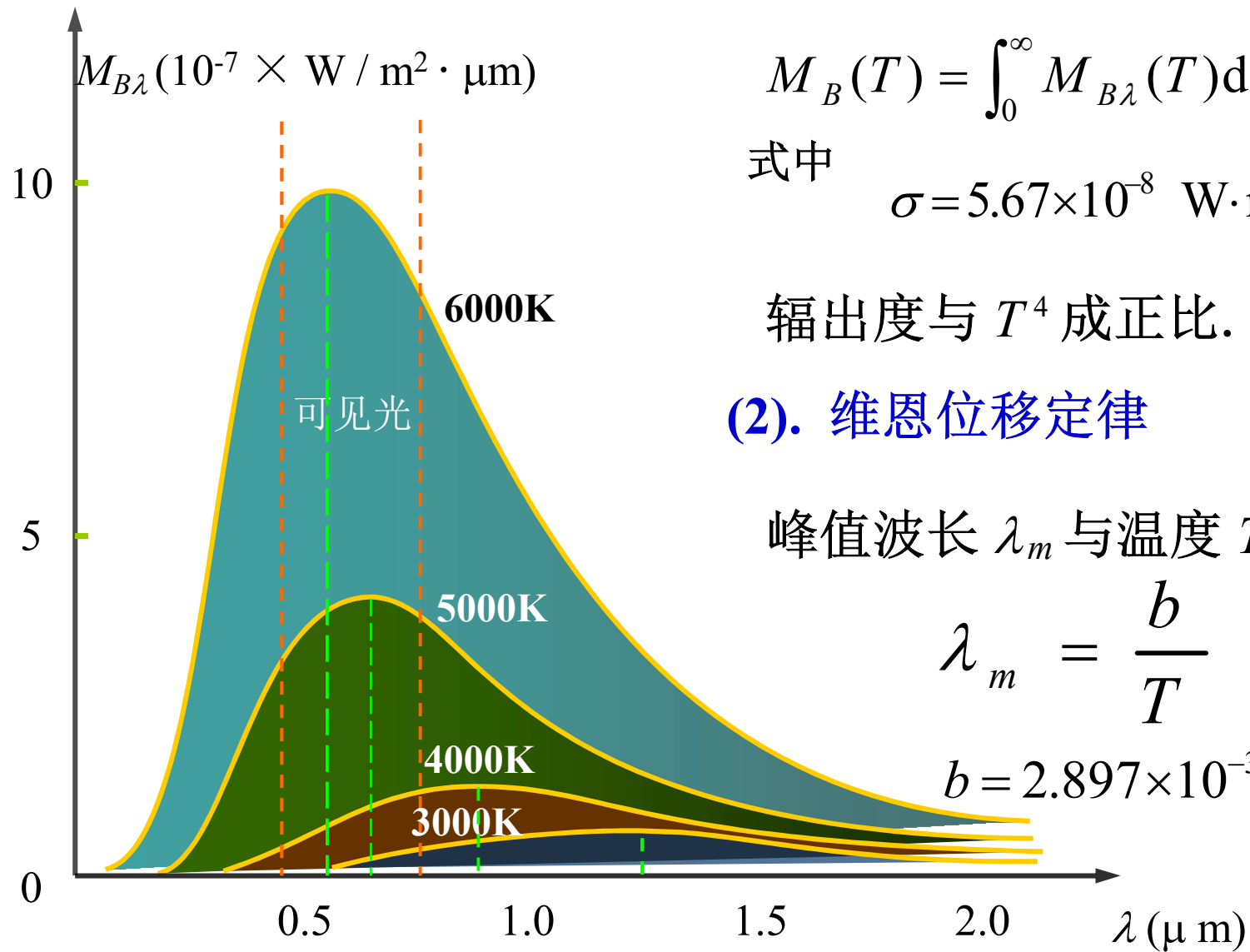
2、黑体辐射和热辐射实验曲线：



不同温度下的黑体辐射曲线

钨丝和太阳的热辐射曲线 16

3、黑体辐射定律：



(1). 斯特藩——玻耳兹曼定律

$$M_B(T) = \int_0^\infty M_{B\lambda}(T) d\lambda = \sigma T^4$$

式中

$$\sigma = 5.67 \times 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$$

辐出度与 T^4 成正比.

(2). 维恩位移定律

峰值波长 λ_m 与温度 T 成反比

$$\lambda_m = \frac{b}{T}$$

$$b = 2.897 \times 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K}$$

斯忒番-玻尔兹曼定律和维恩位移定律是黑体辐射的基本定律，现代广泛应用于高温测量、遥感、红外追踪等。

例题 先后两次测得炼钢炉测温孔（近似为黑体）辐射出射度的峰值波长 $\lambda_{1m}=0.8\mu\text{m}$ 、 $\lambda_{2m}=0.4\mu\text{m}$ ，
求：（1）相应的温度比；（2）相应的辐射本领之比。

解 （1） 根据维恩位移定律

$$\left. \begin{array}{l} T_1 \lambda_{m1} = b \\ T_2 \lambda_{m2} = b \end{array} \right\} \quad \frac{T_1}{T_2} = \frac{\lambda_{2m}}{\lambda_{1m}} = \frac{1}{2}$$

（2） 根据斯忒番-玻尔兹曼定律

$$\left. \begin{array}{l} M_{01} = \sigma T_1^4 \\ M_{02} = \sigma T_2^4 \end{array} \right\} \quad \frac{M_{01}}{M_{02}} = \left(\frac{T_1}{T_2} \right)^4 = \frac{1}{16}$$

三. 经典物理解释 (困难)

1. 维恩公式

1896年, 维恩从经典热力学和麦克斯韦分布出发, 找到了一个关于黑体辐射的公式



$$M_\nu(T) = \alpha \nu^2 \exp\left(-\frac{\beta}{T}\right)$$

在高频范围内与实验符合,
但在低频 (长波) 范围内与
实验结果有明显的偏差。

德国物理学家 (1864-1928)

1911年诺贝尔物理学奖获得者

2. 瑞利(Rayleigh) — 金斯(Jeans)公式

1900年6月，瑞利按经典的能量均分定理，把空腔中简谐振子平均能量取与温度成正比的连续值，得到一个黑体辐射公式

$$M_{\nu}(T) = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} kT$$

$$k = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$$

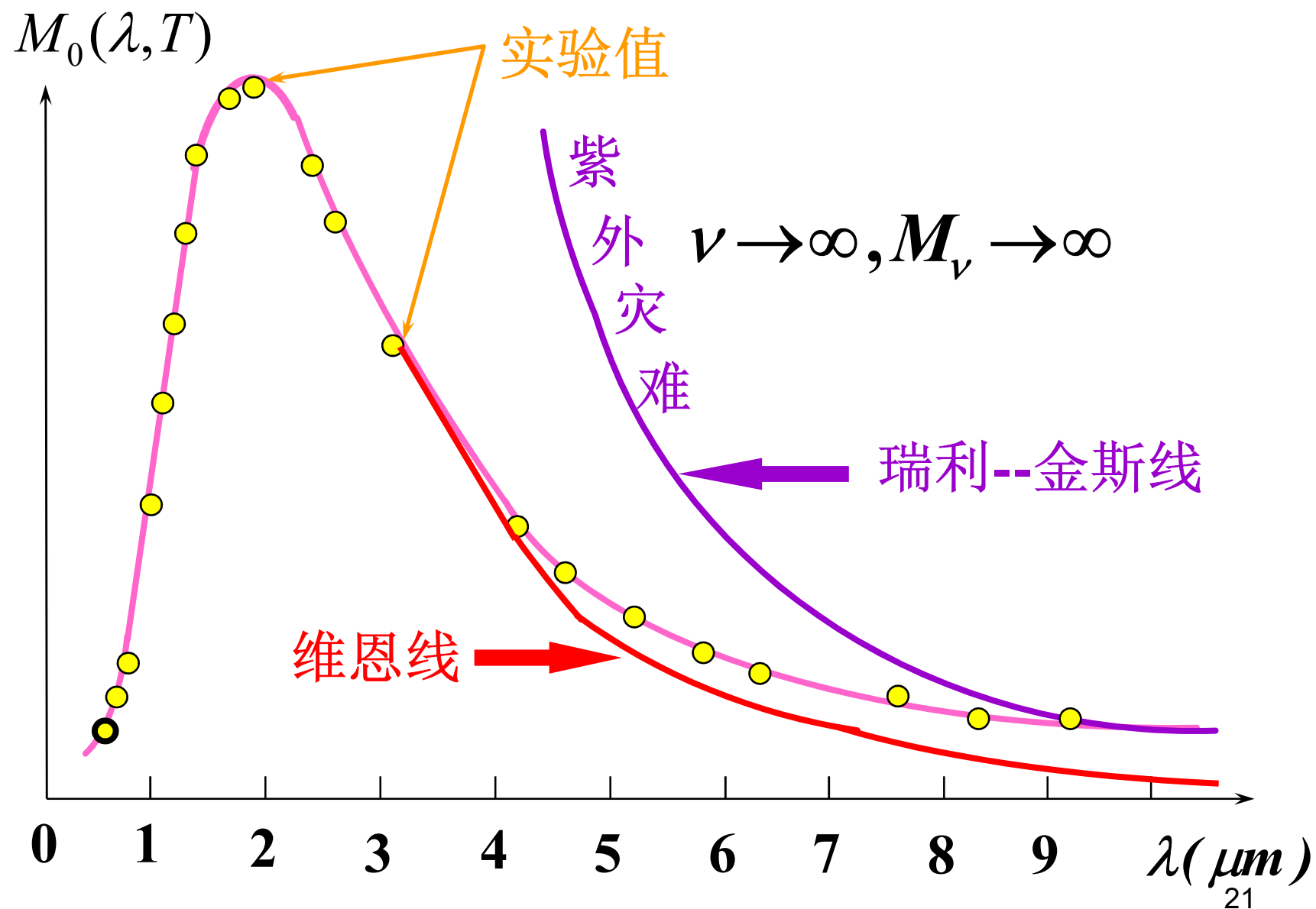
低频段（长波）与实验符合很好，高频段明显偏离实验曲线。

$$\nu \rightarrow \infty, M_{\nu} \rightarrow \infty$$

“紫外灾难”！



L. Rayleigh(1842-1919)



1900年10月，普朗克利用数学上的内插法，把适用于高频的维恩公式和适用于低频的瑞利—金斯公式衔接起来，得到一个半经验公式，

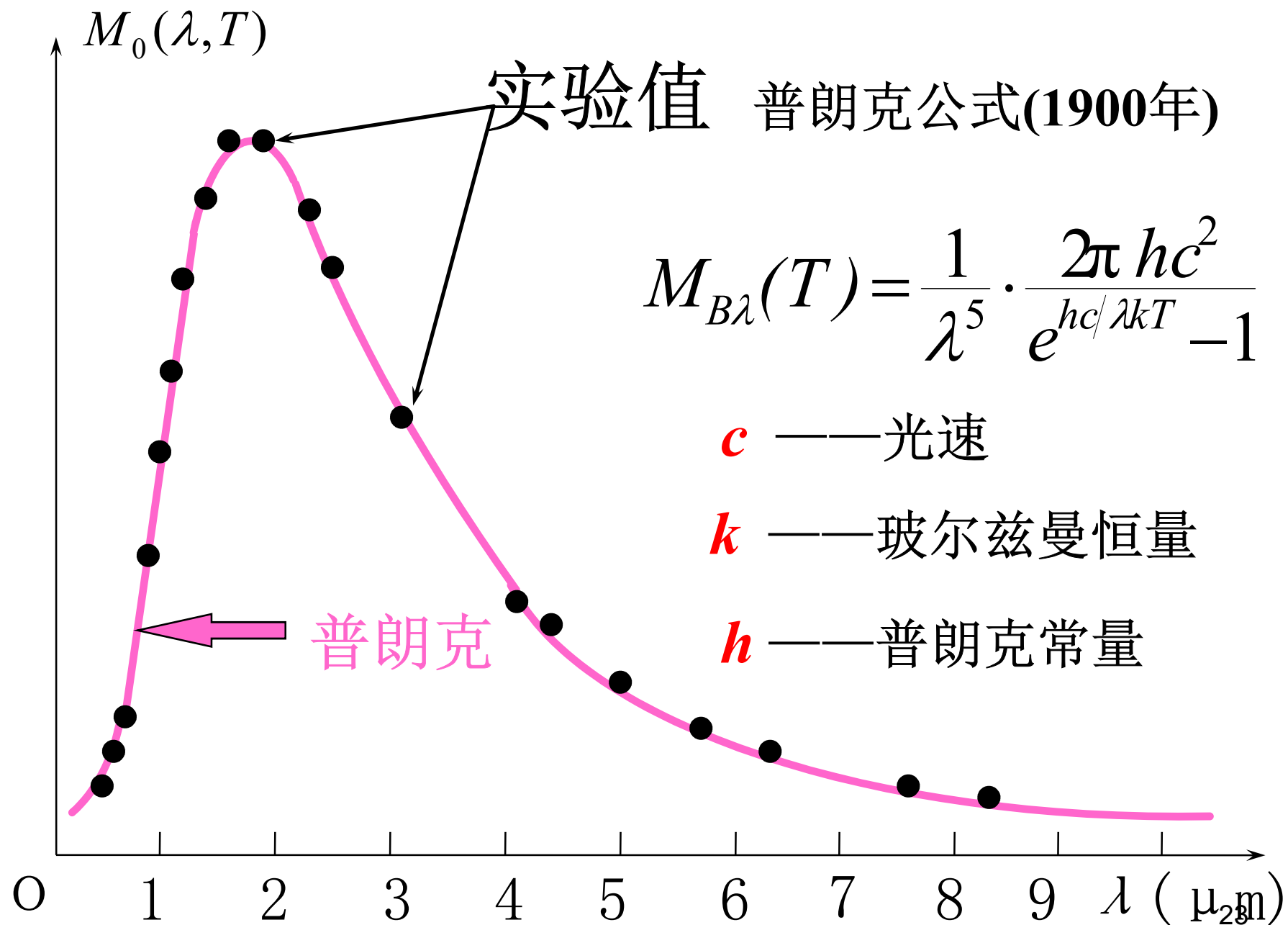
普朗克黑体辐射公式：

$$M_{\nu}(T) = \frac{2\pi h}{c^2} \frac{\nu^3}{e^{h\nu/kT} - 1}$$

普朗克常量： $h = 6.626 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$

$$= 4.136 \times 10^{-15} \text{ eV} \cdot \text{s}$$

在全波段与实验曲线惊人地符合！



由普朗克公式可导出其他所有热辐射公式：

$$\boxed{M_\nu(T) = \frac{2\pi h}{c^2} \frac{\nu^3}{e^{h\nu/kT} - 1}} \Rightarrow \begin{cases} \text{积分} \rightarrow M = \sigma T^4 \\ \text{求导} \rightarrow T\lambda_m = b \\ \text{低频} \rightarrow M_\nu(T) = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} kT \\ \text{高频} \rightarrow M_\nu(T) = \alpha \nu^3 e^{-\beta\nu/T} \end{cases}$$

1921 年叶企孙, W.Duane, H.H.Palmer 测得：

$$h = (6.556 \pm 0.009) \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$$

1986年推荐值： $h = 6.6260755 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$

1998年推荐值： $h = 6.62606876 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$

一般取： $h \approx 6.63 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$



叶企孙
(1898—1977)

中国科学院学部委员

清华大学首任物理系
主任（1926）、首任
理学院院长（1929）

用X射线方法测定普
朗克常量，在国际上
沿用了16年。

普朗克不满足“侥幸猜到”的半经验公式，要“不惜任何代价”地去揭示真正的物理意义。普朗克认为：空腔内壁的分子、原子的振动可以看成是许多带电的简谐振子，这些简谐振子可以辐射和吸收能量，并与空腔内的辐射达到平衡。从空腔小孔辐射出的电磁波，就是由这些空腔内壁的简谐振子辐射出的。

普朗克大胆地假设：频率为 ν 的简谐振子的能量值，只能取 $\varepsilon = h\nu$ 的整数倍。即，简谐振子的能量是量子化的（quantization），只能取下面的一系列特定的分立值

$$\varepsilon, 2\varepsilon, 3\varepsilon, \dots$$

四、普朗克量子假说

1. 辐射体是由许多带电线性谐振子组成的。

2. 每个线性谐振子只可能处于某些特定的状态，这些态中相应的能量只能取一些离散的值，为某一最小能量的整数倍，这个最小能量称为能量量子。频率为 ν 的谐振子的最小能量为 $\varepsilon = h\nu$

$$h = 6.63 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s} \quad \text{普朗克常数}$$

3. 带电谐振子辐射或吸收的能量只能是最小能量 $h\nu$ 的整数倍。

在这一假设基础上，再运用经典的统计物理方法就可推出普朗克黑体辐射公式。

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

能量 $\varepsilon = h\nu$ 称为**能量子**(quantum of energy),
空腔内的辐射就是由各种频率的能量子组成。
上述假设称为**普朗克能量子假设**。

能量子概念的提出标志了量子力学的诞生，
普朗克为此获得1918年诺贝尔物理学奖。

1918诺贝尔物理学奖

M.V.普朗克

研究辐射的量子理论，发现基本量子，提出能量量子化的假设



能量子的假设对于经典物理来说是离经叛道的，就连普朗克本人当时都觉得难以置信。为回到经典的理论体系，在一段时间内他总想用能量的连续性来解决黑体辐射问题，但都没有成功。

**直到1911年，他才真正认识到：
量子化的全新的、基础性的意义，
它是根本不能由经典物理导出的。**

**在1918年4月普朗克六十岁生日庆祝会上，
爱因斯坦说：**

在科学的殿堂里有各种各样的人：有人爱科学是为了满足智力上的快感；有的人是为了纯粹功利的目的。而普朗克热爱科学是为了得到现实世界那些普遍的基本规律，这是他无穷的毅力和耐心的源泉。... ..他成了一个以伟大的创造性观念造福于世界的人。

§ 12-2 光电效应与爱因斯坦的光量子理论

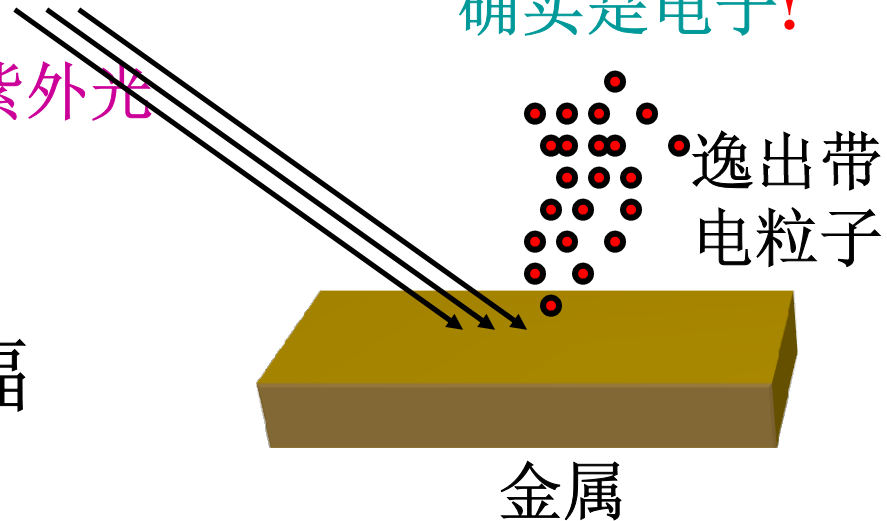
一、光电效应的实验规律

1887年赫兹发现

勒纳德证明
确实是电子!

紫外光

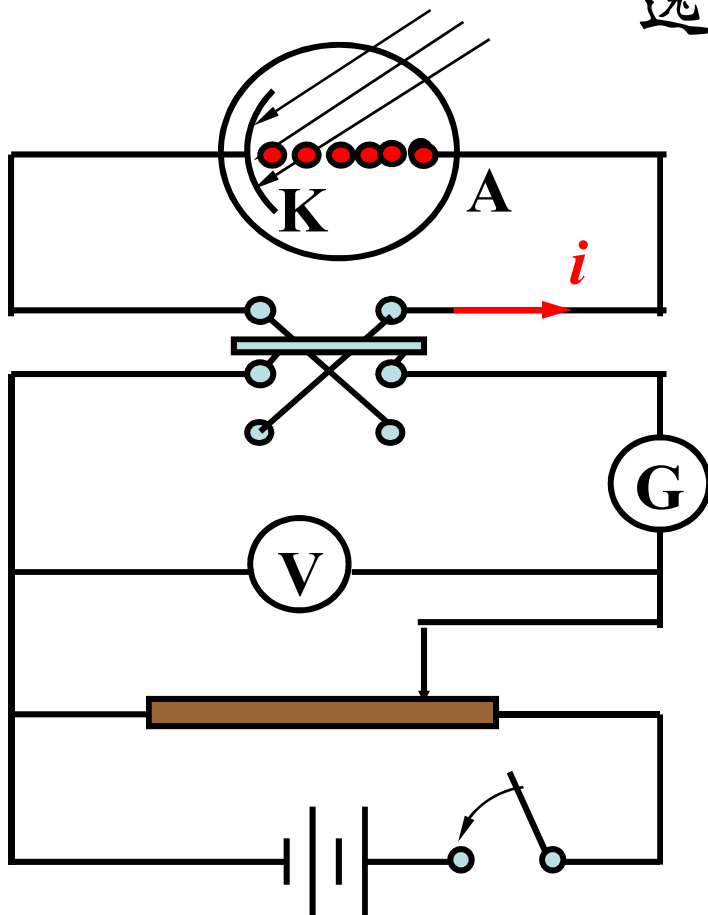
光电效应：当光（包括可见光在内的电磁辐射）照到金属表面时，电子从金属表面逸出的现象。



光电效应中产生的
电子称为“**光电子**”

一、光电效应的实验规律

逸出的光电子具有一定初动能

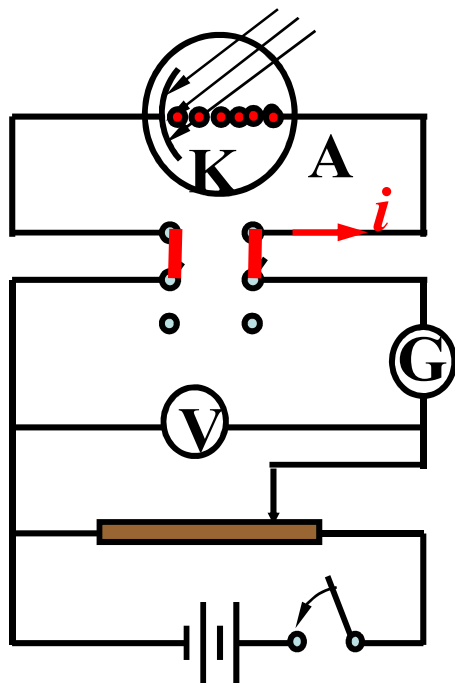


AK加正向电压时，
具有一定初速度的光电子
在电场加速下向阳极A运动，
就形成光电流。

AK加反向电压，
光电子在电场减速下向阳极A运动
如果反向电压小，
光电子仍能到达阳极，形成光电流；
当反向电压达到某值时，
具有最大初动能的光电子也不能
到达阳极A，就不能形成光电流。

注意：不能以光电流的有无来判断光电效应是否发生，
而应以是否有光电子逸出为判断光电效应是否发生的标准。

1. 红限频率的存在



实验表明，只有当入射光的频率大于某一值 ν_0 时，

才能从金属表面释放电子。

当入射光的频率 $\nu < \nu_0$ 时，
无论光强多强、照射时间多长、

加的正向电压多大，

都不会有光电流产生，

即不能发生光电效应。

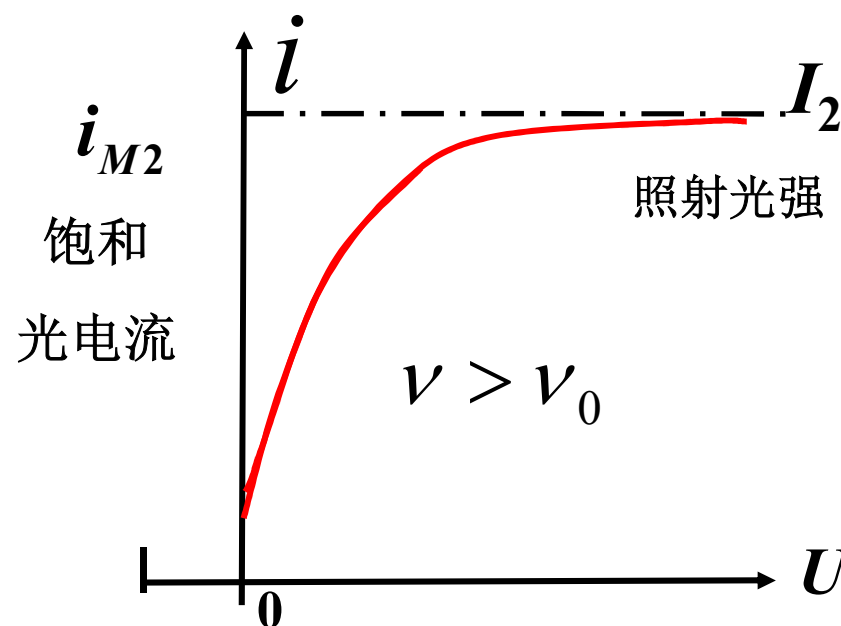
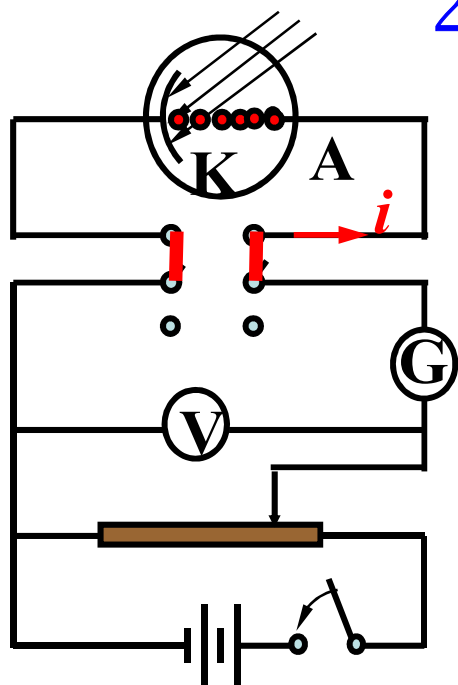
而 $\nu > \nu_0$ 的光都能产生光电效应。

这一频率 ν_0 称为红限频率，

相应的光波长 λ_0 称为红限波长。

实验还表明，不同金属的红限频率不同。

2. 光电流与正向电压的关系



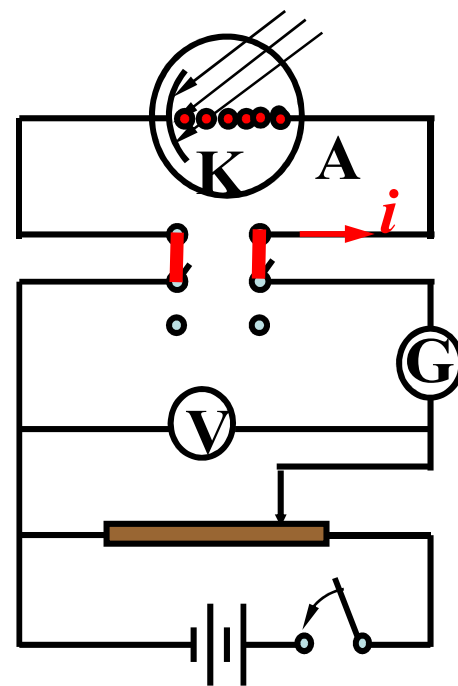
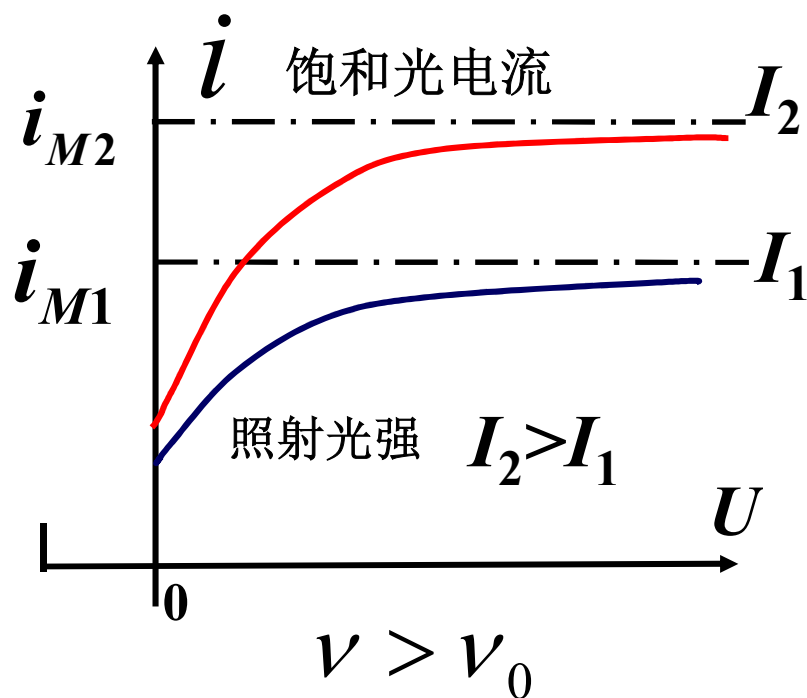
当用大于红限频率的某固定频率的光照射某金属时，光强一定时，光电流随加速电压的增加而增加；当加速电压增加到一定值时，光电流不再增加，而是达到一饱和值 i_m 。

饱和现象说明，此时，单位时间内从阴极K逸出的光电子已经全部被阳极A接收。

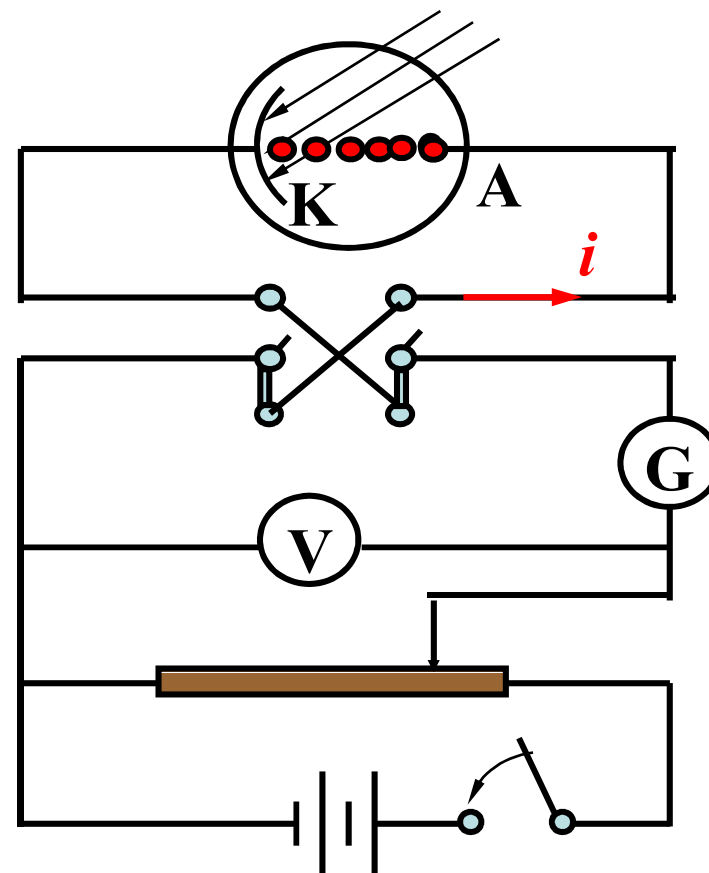
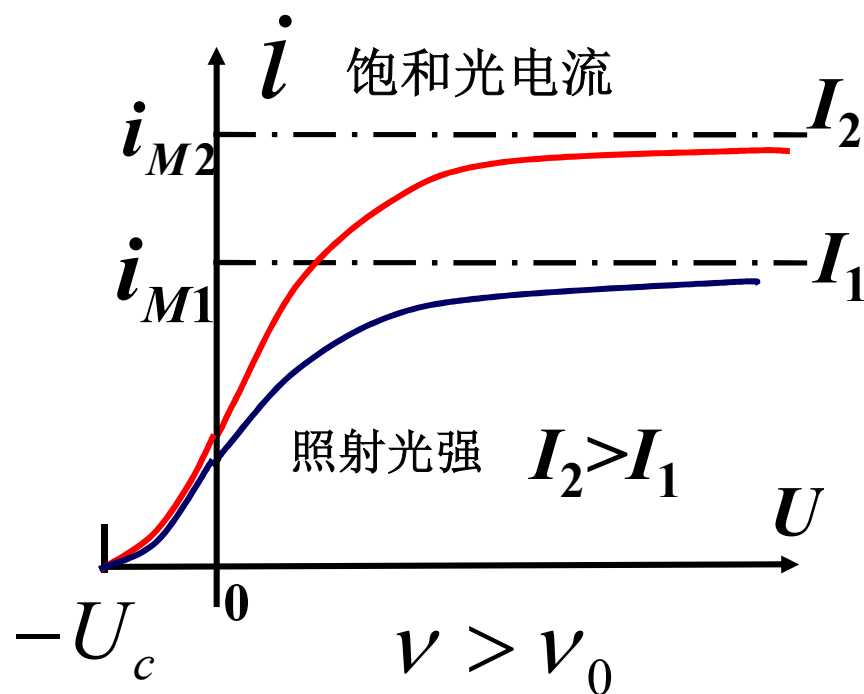
3. 饱和电流与入射光强的关系

当用大于红限频率的某固定频率的光照射某金属时，

实验表明，饱和电流 i_m 与光强 I 成正比。



4. 截止电压



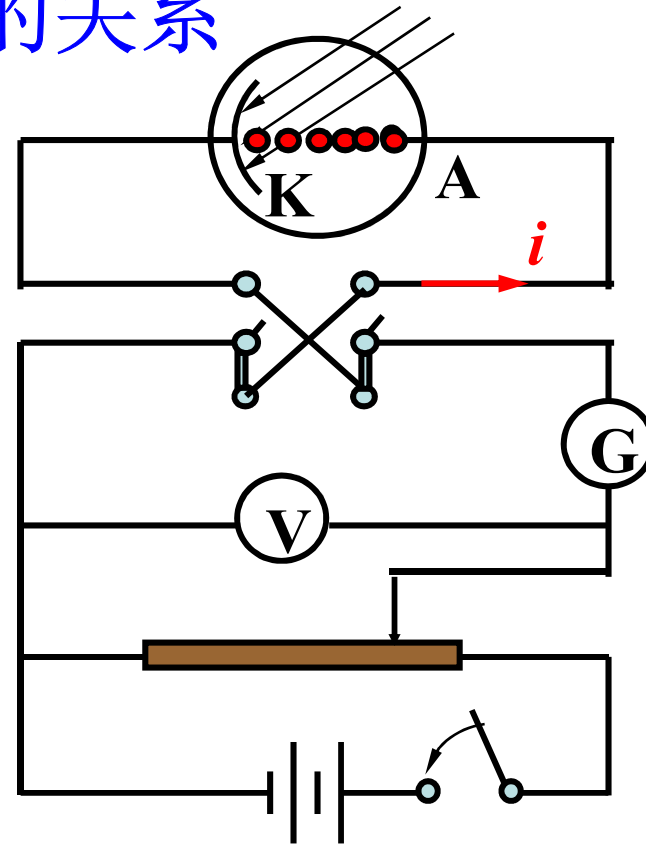
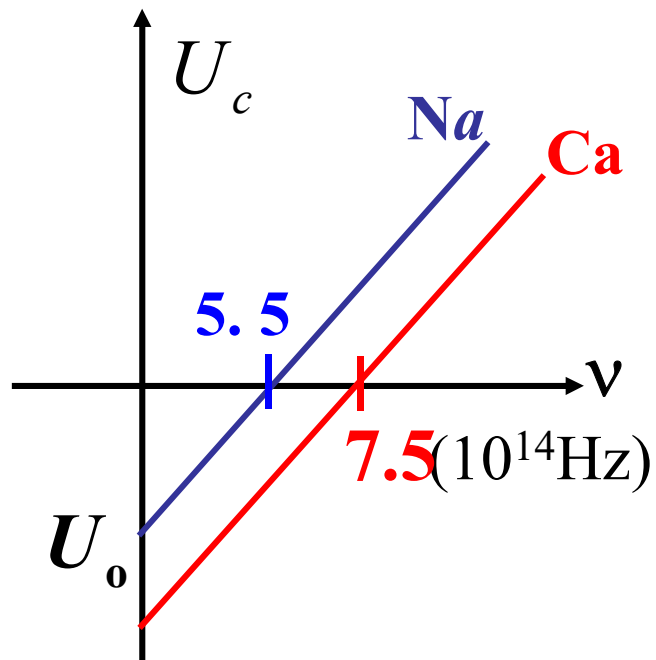
当反向（减速电压）增加时，电流并不为零。
仅当反向电压等于某值 U_c 时，电流为零；
再增加反向电压，电流一直为零。
这一电压值 U_c 称为截止电压。

截止电压的存在说明，此时，
从阴极K逸出的具有最大初动能的光电子，
由于受到外加电场的阻碍，
也不能到达阳极A了。

根据能量分析，得到
光电子从阴极K逸出时的最大初动能
与截止电压的关系

$$\frac{1}{2} m V_m^2 = e U_c$$

5. 截止电压与入射光频率的关系



截止电压与入射光频率成线性关系。
而且，对于不同的金属材料，其直线平行。

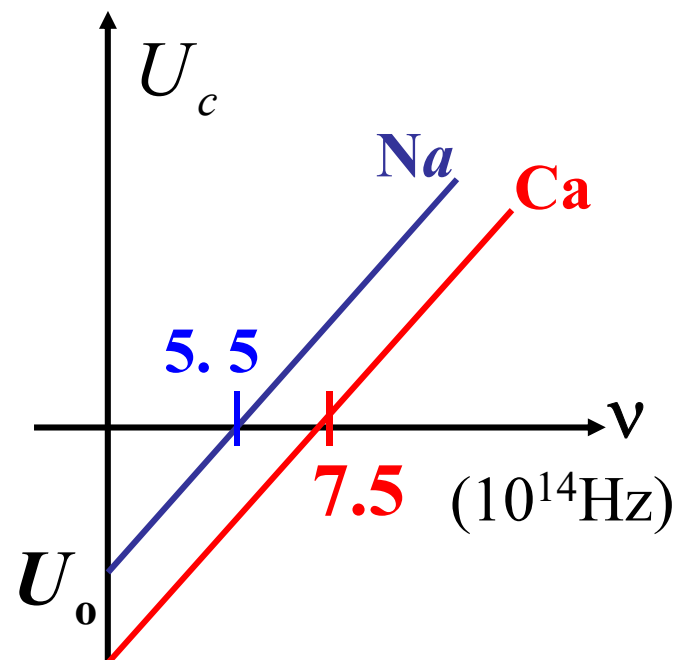
$$U_c = k\nu - U_0$$

k 是普适常数与材料无关
不同材料 U_0 值不同

$$U_c = k\nu - U_0$$

$$\frac{1}{2}mV_m^2 = eU_c$$

$$\frac{1}{2}mV_m^2 = ek\nu - eU_0$$



可见，入射光的频率必须大于某一值，
才能使 $\frac{1}{2}mV_m^2 \geq 0$ ，

电子才能逸出金属表面成为光电子，
发生光电效应。

这一极限值就是红限频率

$$\nu_0 = \frac{U_0}{k}$$

6. 光电效应与光照时间的关系

光电子的逸出，

几乎是在光照射到金属表面的那一刻发生的，

其延时在 10^{-9} s 以下。

即使用极弱的光，只要光频率大于红限频率，

光电效应的发生几乎与光照时间无关。

二、光电效应经典理论解释的困难

经典理论认为：光是一种电磁波。

经典理论无法解释：

- 1 光电子能否逸出的问题，
即无法解释“红限”问题。
- 2 光电子的初动能与入射光的频率成线性关系，
而与入射光强无关。
- 3 光电子的逸出几乎与光照时间无关

经典理论无法对光电效应的本质问题给出解释

光的波动理论在光电效应的实验结果上遇到了“灾难”。

爱因斯坦的光子理论产生

三、 爱因斯坦的光子理论

此时普朗克还在寻找他的能量子的经典理论根源，而爱因斯坦却大大发展了他的能量子的概念。

爱因斯坦光量子假设（1905）：

1 电磁辐射是由以光速 c 运动的局限于空间某一小范围的光的能量子单元——光子所组成，

$$\text{光子能量 } \varepsilon = h\nu$$

2 光量子具有“整体性”

光的发射、传播、吸收都是量子化的。

3 一束光就是以速率 c 运动的一束光子流。

$$\text{光强 } \underline{I = N \cdot h\nu} \quad N: \text{光子数通量}$$

四、光子理论对光电效应的解释

一个光子的能量被金属中的一个电子一次全部吸收。被吸收的能量一部分用于电子克服金属对它的束缚，从金属表面逸出；另一部分转换为光电子的初动能。

由能量守恒可得

一个电子逸出金属表面后的最大初动能应为

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

A : 逸出功

----光电效应方程

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

● $h\nu > A$ 时，电子一次从光子处获得能量，克服金属的逸出功，从金属表面逸出，能产生光电效应；

当 $\nu < A/h$ 时，电子一次从光子处获得能量不足以克服金属的逸出功，电子通过热运动很快释放吸收的能量，不能从金属表面逸出，不发生光电效应。

所以存在：**红限频率**

$$\nu_0 = \frac{A}{h}$$

$$I = N\varepsilon = Nh\nu$$

如果光强一定，单位时间内到达阴极K的光子数一定，单位时间内从阴极K上打落的光电子数一定。

当加速电压较小时，由于其他的阻碍作用，从阴极K上打落的光电子并没有全部到达阳极A，因此，光电流较弱。

当加速电压逐渐增加时，能够到达阳极A的光电子数随之增加，因此，光电流随加速电压的增加而增加。

当单位时间内从阴极K上打落的光电子全部被加速电压运送到阳极A时，再增大加速电压，能够到达阳极A的光电子数不会增加了，

因此，存在饱和电流 i_m 。

$$I = N\varepsilon = Nh\nu$$

如果入射光强增大，
单位时间内到达阴极K的
光子数随之成正比增加，
单位时间内从阴极K上打落的
光电子数随之成正比增加。

因此，
饱和电流 i_m 与光强 I 成正比。

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

$$\frac{1}{2}mV_m^2 = eU_c$$

用大于红限频率的某固定频率的光照射某金属时，从阴极K上打落的光电子还具有一定的初动能。

尽管光电子的运动方向各异，但总还是有一部分光电子在没有加速电压的作用下，也会到达阳极A，从而形成光电流。

如果加一个反向减速电压，

阻止光电子向阳极A运动，则光电流就会减小。

当反向减速电压达到某一数值 U_c 时，连具有最大初动能（沿电场方向的最大初动量）的光电子都不能到达阳极A时，光电流才为零。

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

$$\frac{1}{2}mV_m^2 = eU_c$$



$$U_c = \frac{h}{e}\nu - \frac{A}{e}$$

由于 e 和 h 都是与金属材料无关的常数，

A 是与金属材料有关的常数，

因此，截止电压与入射光频率成线性关系。

而且，直线的斜率 $k = h/e$ 与金属材料无关，

对于所有金属材料，直线是平行的；

但由于金属的逸出功 A 与金属材料有关，

对于不同的金属材料，直线的截距不同。

一个电子一次吸收一个
具有足够能量的光子
而逸出金属表面
是不需要多长时间的，
因此，光电效应的延迟时间极短。

爱因斯坦的“光子”假说，
完全解释了光电效应。

光子概念被证明是正确的。

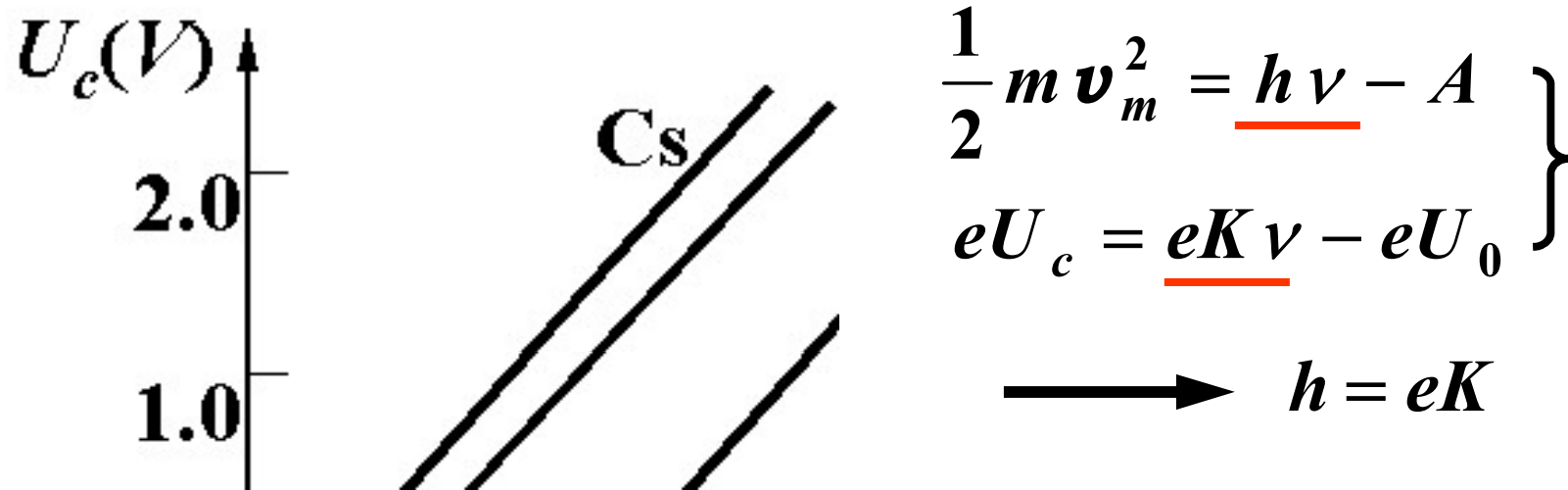
一束光波就是一束光子流，

$$\text{光子能量 } \varepsilon = h\nu$$

光波在辐射、传播、吸收过程中

都是量子化的

1916年密立根 (R.A.Milikan) 做了精确的光电效应实验，利用 U_c — ν 的直线斜率 K ，定出 $h = 6.56 \times 10^{-34} \text{J.s}$ 。



这和当时用其他方法定出的 h 符合得很好。从而进一步证实了爱因斯坦的光子理论。尽管如此，密立根还是认为光子理论是完全站不住脚的。可见，一个新思想要被人们接受是相当困难的。



1879 — 1955

爱因斯坦由于对光电效应的理论解释和对理论物理学的贡献，获得1921年诺贝尔物理学奖



1868 — 1953

密立根由于研究基本电荷和光电效应，特别是通过著名的油滴实验，证明电荷有最小单位，获得1923年诺贝尔物理学奖

五 光的波粒二象性

在19世纪，通过光的干涉、衍射等实验，人们已认识到光是一种波动——电磁波，并建立了光的电磁理论——麦克斯韦理论。

进入20世纪，从爱因斯坦起，人们又认识到光是粒子流——光子流。

关于光的本性的全面认识就是：

光既具有波动性，又具有粒子性

在有些情况下，光突出地显示出其波动性，
而在另一些情况下，则突出地显示出其粒子性。

光的这种本性被称为波粒二象性。

光既不是经典意义上的“单纯的”波，
也不是经典意义上的“单纯的”粒子。

光的波动性用

光波的波长 λ 和频率 ν 描述，

光的粒子性用

光子的质量 m 、能量 \mathcal{E} 和动量 p 描述。

光子的相对论质量

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - V^2/c^2}}$$

对于光子， $V = c$ ，而 m 是有限的，
所以只能是 $m_0 = 0$ ，
即光子是静止质量为零的一种粒子。

由于光速不变，光子对于任何参考系都不会静止，
所以在任何参考系中光子的质量实际上都不会是零。

$$\begin{aligned}\varepsilon &= h\nu \\ E &= mc^2\end{aligned}$$



光子
质量

$$m = \frac{h\nu}{c^2} = \frac{h}{c\lambda}$$

光子的动量

$$p = mc = \frac{h}{\lambda}$$

$$E^2 = p^2 c^2 + m_0^2 c^4 \quad m_0 = 0 \quad \varepsilon = h\nu$$

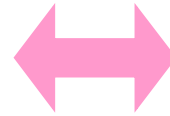


光子
动量

$$p = \frac{\varepsilon}{c} = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}$$

光的波粒二象性

粒子性



波动性

$$\begin{array}{ll} \text{波动性特征:} & \nu, \lambda \\ \text{粒子性特征:} & E, m, p \end{array} \left\{ \begin{array}{l} E = h\nu \\ m = \frac{h\nu}{c^2} \\ p = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda} \end{array} \right.$$

波长小或障碍物大→波动性突出

波长小或障碍物大→粒子性突出

光作为电磁波是弥散在空间而连续的
光作为粒子在空间中是集中而分立的

统一于
“概率波”

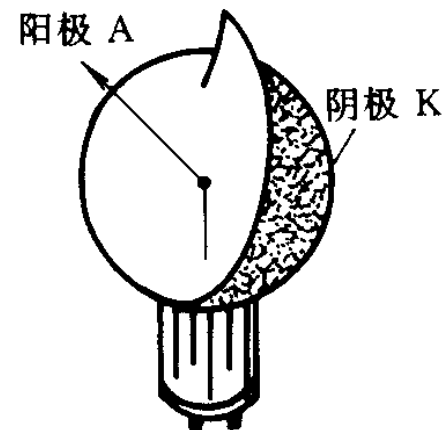
光电效应的应用

由于光电效应中的光电流与入射光强成正比，
可用于实现光信号与电信号之间的相互转换，
应用于电影、电视及其它现代通信技术。
光电效应的瞬时性，在自动控制和自动计数
等方面也有极为广泛的用途。

- (1) 光电管和固态光电探测器
- (2) 光电倍增管
- (3) 光电成像器件
- (4) 光敏电阻

(1) 光电管和固态光电探测器

在密封的玻璃壳内，中心的小球或环形物构成阳极A，涂在玻璃壳内表面的银、钾或锌等光电材料构成阴极K。



在两极之间接一电池组，当光照射到阴极K上时，电路中就有光电流通过，饱和电流与照射光的功率之间有严格的线性关系，这就可以把光强的变化无畸变地转化成电流的变化，实现了光信号与电信号之间的转换。例如，可以把电影胶片上的音迹转换成声频信号，在无线电传真中把稿件和图片等转换成电信号以便传送

(2) 光电倍增管

光电倍增管中的阴极在光的照射下
发射出光电子，

电子光学系统使

光电子在电场的作用下按预定轨道运动，
在电子倍增系统(由10~15个倍增阴极组成)上
激发出更多的次级电子，
最后被阳极收集形成阳极电流。

光电倍增管可使光电阴极发出的

光电子数增至 $10^4 \sim 10^8$ 倍，

在探测弱光等方面获得了广泛的应用。

(3) 光电成像器件

光电导摄像管等光电成像器件，
可以将辐射图象转换或增强为
可观察、记录、传输、存储
和进行处理的图象，

广泛地应用于天文学、空间科学、
X射线放射学、高速摄影、
电视和夜视等领域。

(4) 光敏电阻

光敏电阻是利用光的照射会显著改变半导体的导电性能这个性质制成的。

在可见光区，
主要使用硫化锌、硫化镉和硒化镉等
制成的光敏电阻；

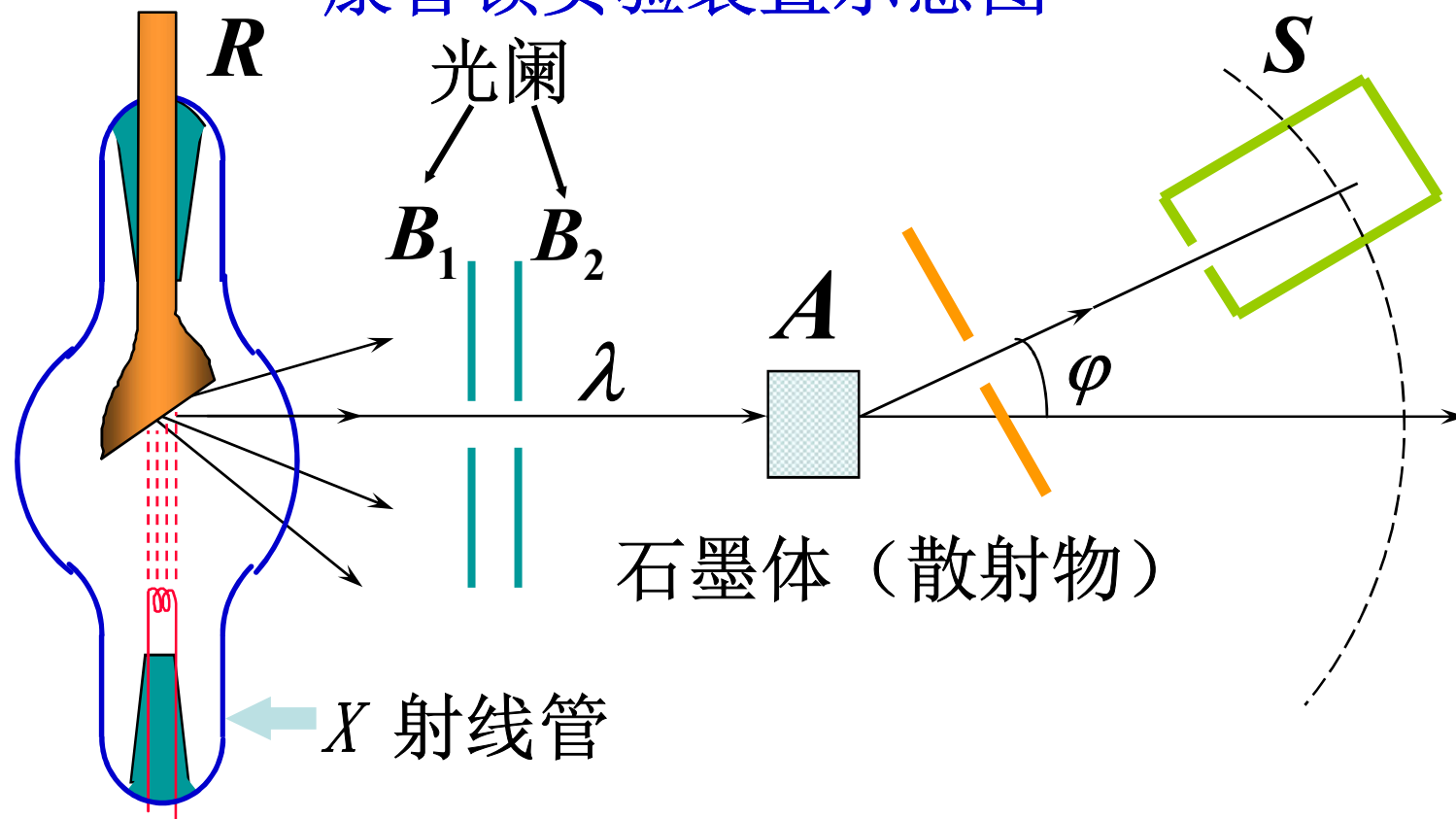
在近红外区，
主要使用硅、锗、硫化铅和铟化镓等
制成的光敏电阻。

§ 12-3 光子理论的证实——康普顿效应

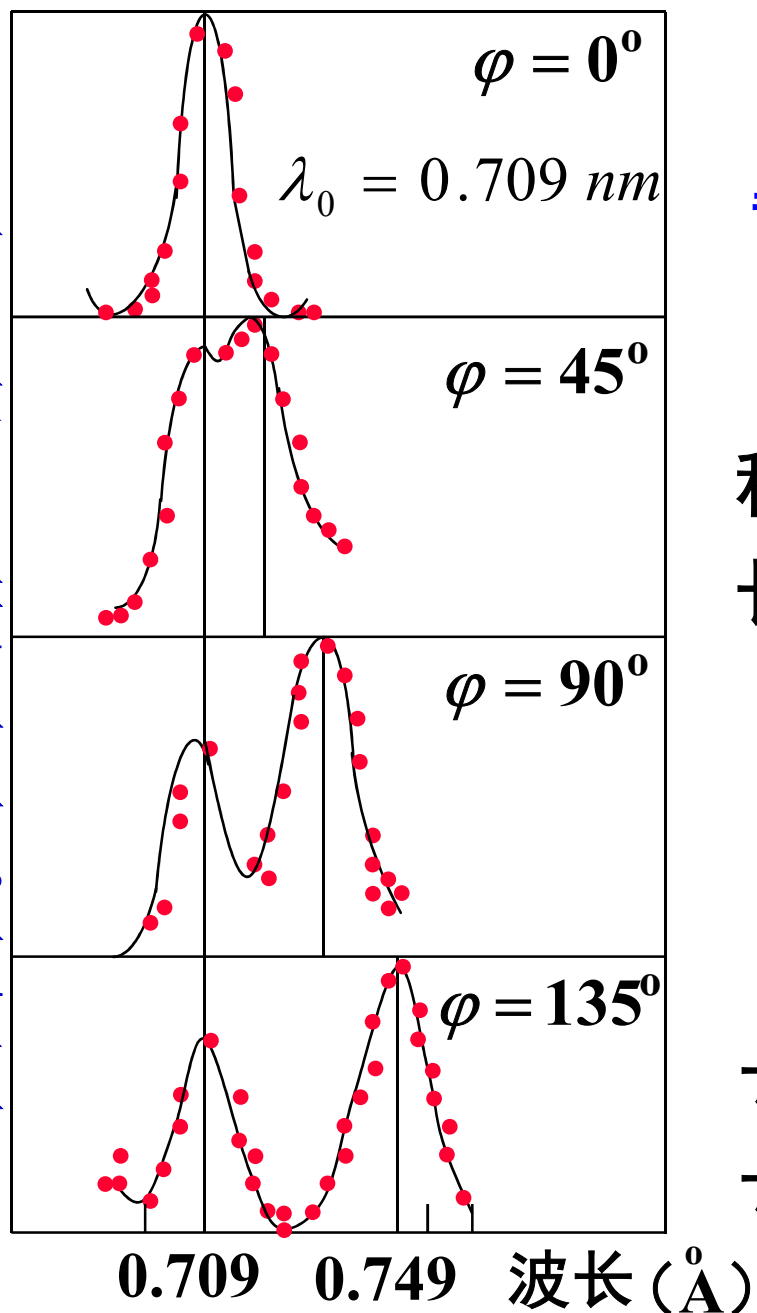
一、康普顿效应

1922--1923年间康普顿观察X射线通过物质散射时，发现散射的波长发生变化的现象。

康普顿实验装置示意图



石墨的康普顿效应



散射出现了 $\lambda \neq \lambda_0$ 的现象.

散射曲线的三个特点:

1. 除原波长 λ_0 外, 出现了移向长波方面的新的散射波长 λ .
2. 新波长 λ 随散射角 φ 的增大而增大。
3. 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。

实验表明：新散射波长 $\lambda >$ 入射波长 λ_0 ，
波长的偏移 $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$ 只与散射角 φ 有关，
与散射物质无关。实验规律是：

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = \lambda_c (1 - \cos \varphi) = 2\lambda_c \sin^2 \frac{\varphi}{2}$$

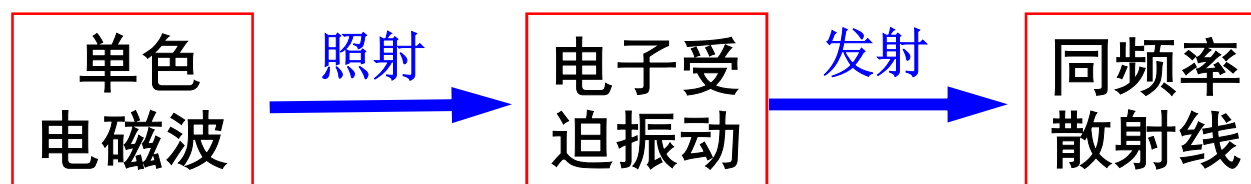
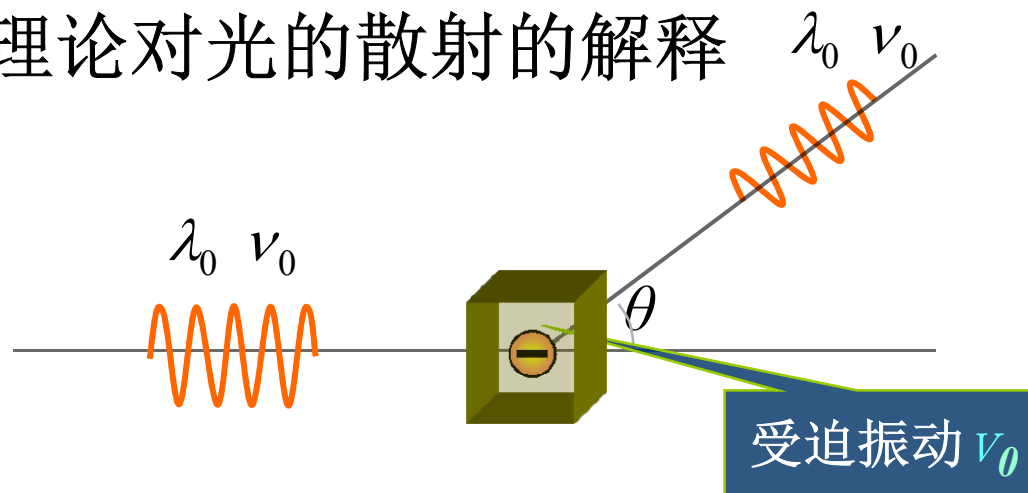
$$\lambda_c = 0.0241\text{\AA} = 2.41 \times 10^{-3}\text{nm} \quad (\text{实验值})$$

称为电子的康普顿波长

只有当入射波长 λ_0 与 λ_c 可比拟时，康普顿
效应才显著，因此要用X射线才能观察到。

二、康普顿效应的解释

1. 经典理论对光的散射的解释



结论

经典理论只能说明波长不变的散射，而不能说明康普顿散射。

经典理论认为：

入射光

要么被晶体吸收

要么被晶体衍射

要么安全通过晶体

无论是被晶体衍射

还是安全通过晶体

光的频率、或者说光的波长不变。

2. 光子理论对康普顿效应的解释:

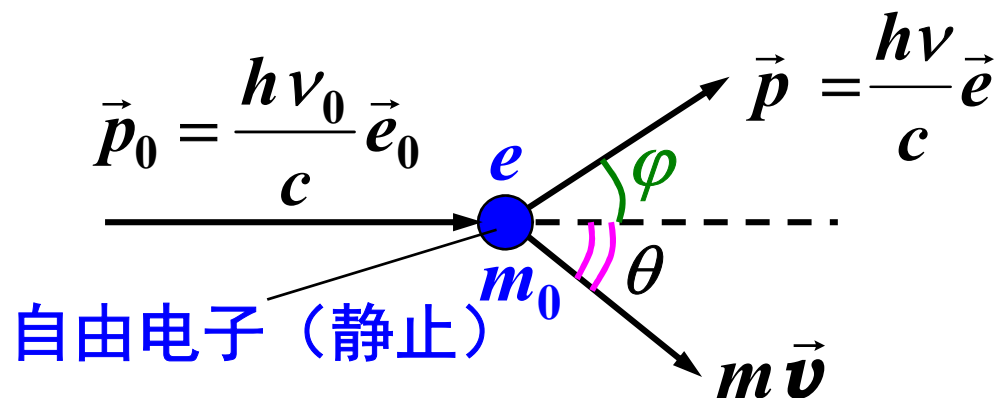
该效应是高能光子和低能自由电子作弹性碰撞的结果。

1、若光子与外层电子相碰撞，光子有一部分能量传给电子，光子的能量减少，因此频率变低，波长变长。

2、若光子与内层电子相碰撞时，碰撞前后光子能量几乎不变，故波长有不变的成分。

3、因为碰撞中交换的能量和碰撞的角度有关，所以波长改变和散射角有关。

康普顿效应的定量分析



$$\left\{ \begin{array}{l} \text{能量守恒} \quad h\nu_0 + m_0c^2 = h\nu + mc^2 \\ \text{动量守恒} \quad \frac{h\nu_0}{c}\vec{e}_0 = \frac{h\nu}{c}\vec{e} + m\vec{v} \\ \text{反冲电子质量} \quad m = m_0 / \sqrt{1 - v^2/c^2} \end{array} \right.$$

$$\text{解得: } \Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = \frac{c}{\nu} - \frac{c}{\nu_0} = \frac{h}{m_0c}(1 - \cos\varphi) = \lambda_c(1 - \cos\varphi)$$

$$\lambda_c = \frac{h}{m_0c} = \frac{6.63 \times 10^{-34}}{9.1 \times 10^{-31} \times 3 \times 10^8} \text{ m} = 2.43 \times 10^{-3} \text{ nm}$$

等于实验值

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \varphi)$$

从上述分析可知，入射光子与电子碰撞时，把一部分能量传给了电子。

因而光子能量减少，频率降低，波长变长。

波长偏移 $\Delta\lambda$ 与散射角 φ 的关系式

也与实验结果定量地符合。

上式还表明，波长的偏移 $\Delta\lambda$ 与散射物质

以及入射X射线的波长 λ_0 无关，

而只与散射角 φ 有关。

这一规律也已被实验证实。

3. 康普顿散射实验的意义

- 支持了“光量子”概念，进一步证实了

$$\varepsilon = h\nu$$

- 首次实验证实了爱因斯坦提出的“光量子具有动量”的假设

$$p = \varepsilon/c = h\nu/c = h/\lambda$$

- 证实了在微观领域的单个碰撞事件中，动量和能量守恒定律仍然是成立的。

康普顿获得1927年诺贝尔物理学奖。

4. 讨论几个问题（阅读）

(1) 为什么康普顿效应中的电子不能像光电效应那样吸收光子，而是散射光子？

假设自由电子能吸收光子，则有

$$\left. \begin{aligned} h\nu_0 + m_0c^2 &= mc^2 \\ \frac{h\nu_0}{c} \vec{e}_0 &= m \mathbf{v} \vec{e}_0 \\ m &= m_0 / \sqrt{1 - \mathbf{v}^2 / c^2} \end{aligned} \right\} 1 - \frac{\mathbf{v}}{c} = \sqrt{1 - \frac{\mathbf{v}^2}{c^2}} \rightarrow \mathbf{v} = c$$

违反相对论！

上述过程不能同时满足能量、动量守恒。

因此：自由电子不能吸收光子，只能散射光子。

(2) 为什么在光电效应中不考虑动量守恒？

在光电效应中，
入射的是可见光和紫外线，光子能量低，
电子与整个原子的联系不能忽略，

原子也要参与动量交换，
光子－电子系统动量不守恒。 (阅读)

但原子质量较大，能量交换可忽略，

∴光子－电子系统仍可认为能量是守恒的。

(3) 为什么可见光观察不到康普顿效应？

可见光光子能量不够大，（阅读）
原子内的电子不能视为自由，
所以可见光不能产生康普顿效应。

只有用X射线，
才能观察到显著的康普顿效应。

在光电效应中，
入射光是可见光或紫外线，
康普顿效应不显著。

(4) 为什么康普顿散射中还有原波长 λ_0 呢？

这是因为光子还可与石墨中被原子核束缚得很紧的电子发生碰撞。

内层电子束缚能 $10^3 \sim 10^4 \text{eV}$ ，不能视为自由，而应视为与原子是一个整体。所以这相当于光子和整个原子碰撞。 $\because m_{\text{原子}} \gg m_{\text{光子}}$

\therefore 在弹性碰撞中，入射光子几乎不损失能量，即 散射光子波长不变，散射线中还有与原波长相同的射线。

1927诺贝尔物理学奖

康普顿

(A. H. Compton)
美国人(1892-1962)

发现了X射线通过物
质散射时，波长发
生变化的现象



例19—2 求下述几种辐射的光子的能量、动量和质量，
并与经过电压 $U = 100V$ 加速后的
电子的动能、动量和质量相比较。

(1) $\lambda_1 = 700nm$ 的红光；

(2) $\lambda_2 = 0.071nm$ 的X射线；

(3) $\lambda_3 = 0.00124nm$ 的 γ 射线。

解：由于经过电压加速后，
电子的速度不是很大，可以不考虑相对论效应

电子的动能为： $E_e = eU = 100eV$

电子的质量： $m_e \approx m_0 = 9.11 \times 10^{-31} kg$

电子的动量为： $p_e = m_e v = \sqrt{2m_e E_e} \approx 5.40 \times 10^{-24} kg \cdot m \cdot s^{-1}$

(1) 对于 $\lambda_1 = 700nm$ 的光子（红光），计算得到

$$\varepsilon_1 = h\nu_1 = \frac{hc}{\lambda_1} = \frac{6.63 \times 10^{-34} \times 3 \times 10^8}{700 \times 10^{-9}} = 1.78(eV)$$

$$p_1 = \frac{h}{\lambda_1} = \frac{6.63 \times 10^{-34}}{700 \times 10^{-9}} = 9.47 \times 10^{-28} kg \cdot m \cdot s^{-1}$$

$$m_1 = \frac{h}{c\lambda_1} = \frac{6.63 \times 10^{-34}}{3 \times 10^8 \times 700 \times 10^{-9}} = 3.16 \times 10^{-36} kg$$

$$\frac{\varepsilon_1}{E_e} = \frac{1.78(eV)}{100 eV} \approx \underline{2\%}$$

$$\frac{p_1}{p_e} = \frac{9.47 \times 10^{-28}}{5.40 \times 10^{-24}} \approx \underline{2 \times 10^{-4}}$$

$$\frac{m_1}{m_e} = \frac{3.16 \times 10^{-36}}{9.11 \times 10^{-31}} \approx \underline{3 \times 10^{-6}}$$

(2)对于 $\lambda_2 = 0.071nm$ 的光子 (X射线) , 计算得到

$$\varepsilon_2 = h\nu_2 = \frac{hc}{\lambda_2} = 1.75 \times 10^4 (eV)$$

$$p_2 = \frac{h}{\lambda_2} = 9.34 \times 10^{-24} kg \cdot m \cdot s^{-1}$$

$$m_2 = \frac{h}{c\lambda_2} = 3.11 \times 10^{-32} kg$$

$$\frac{\varepsilon_2}{E_e} \approx 175$$

$$\frac{p_2}{p_e} \approx 2$$

$$\frac{m_2}{m_e} \approx 3\%$$

(3) 对于 $\lambda_3 = 0.00124nm$ 的光子 (γ 射线)

$$\varepsilon_3 = h \nu_3 = \frac{hc}{\lambda_3} = 1.00 \times 10^6 (eV)$$

$$p_3 = \frac{h}{\lambda_3} = 5.35 \times 10^{-22} kg \cdot m \cdot s^{-1}$$

$$m_3 = \frac{h}{c\lambda_3} = 1.78 \times 10^{-30} kg$$

$$\frac{\varepsilon_3}{E_e} \approx 10^4$$

$$\frac{p_3}{p_e} \approx 99$$

$$\frac{m_3}{m_e} \approx 2$$

例19—3 设康普顿散射效应中，

入射的X射线的波长为 $\lambda_0 = 0.0700nm$ ，

在与入射的X射线垂直方向观察。求：

(1) 反冲电子的动能；

(2) 反冲电子的运动方向与
入射的X射线的方向之间的夹角。

解： 散射的X射线的波长

$$\varphi = 90^0$$

$$\lambda = \lambda_0 + \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \varphi) = \lambda_0 + \lambda_c (1 - \cos \varphi)$$

$$= \lambda_0 + \lambda_c = 0.0700 + 0.0024 = \underline{0.0724nm}_{82}$$

(1) 根据能量守恒:

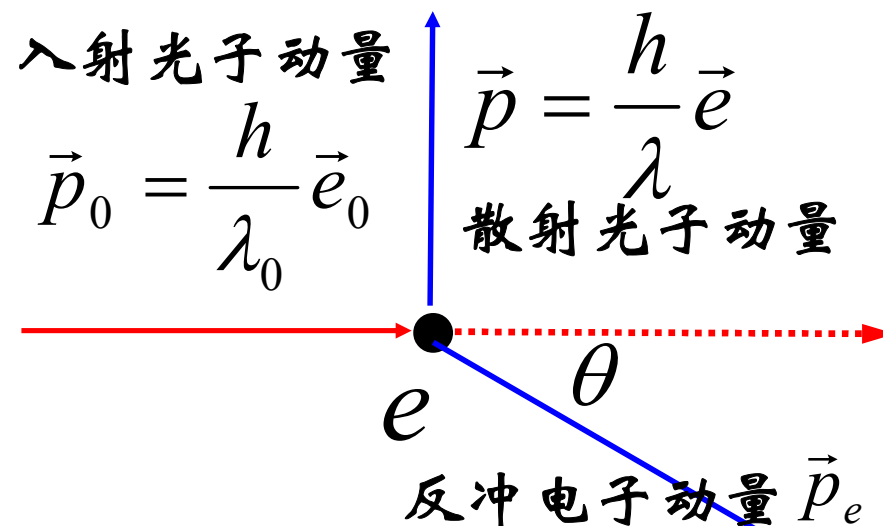
$$m_{e0}c^2 + h\nu_0 = m_e c^2 + h\nu$$

反冲电子的动能为

$$E_k = m_e c^2 - m_{e0} c^2 = h\nu_0 - h\nu$$
$$= hc\left(\frac{1}{\lambda_0} - \frac{1}{\lambda}\right) = \underline{9.42 \times 10^{-17} (J)}$$

(2) 根据动量守恒: $\vec{p}_0 + 0 = \vec{p} + \vec{p}_e$

$$\begin{cases} p_0 = p_e \cos \theta \\ p = p_e \sin \theta \end{cases}$$



反冲电子的动量为

$$p_e = \sqrt{p_0^2 + p^2} = \sqrt{\left(\frac{h}{\lambda_0}\right)^2 + \left(\frac{h}{\lambda}\right)^2}$$

$$\cos \theta = \frac{p_0}{p_e} = \frac{h}{\lambda_0} / \sqrt{\left(\frac{h}{\lambda_0}\right)^2 + \left(\frac{h}{\lambda}\right)^2} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\lambda_0}{\lambda}\right)^2}}$$

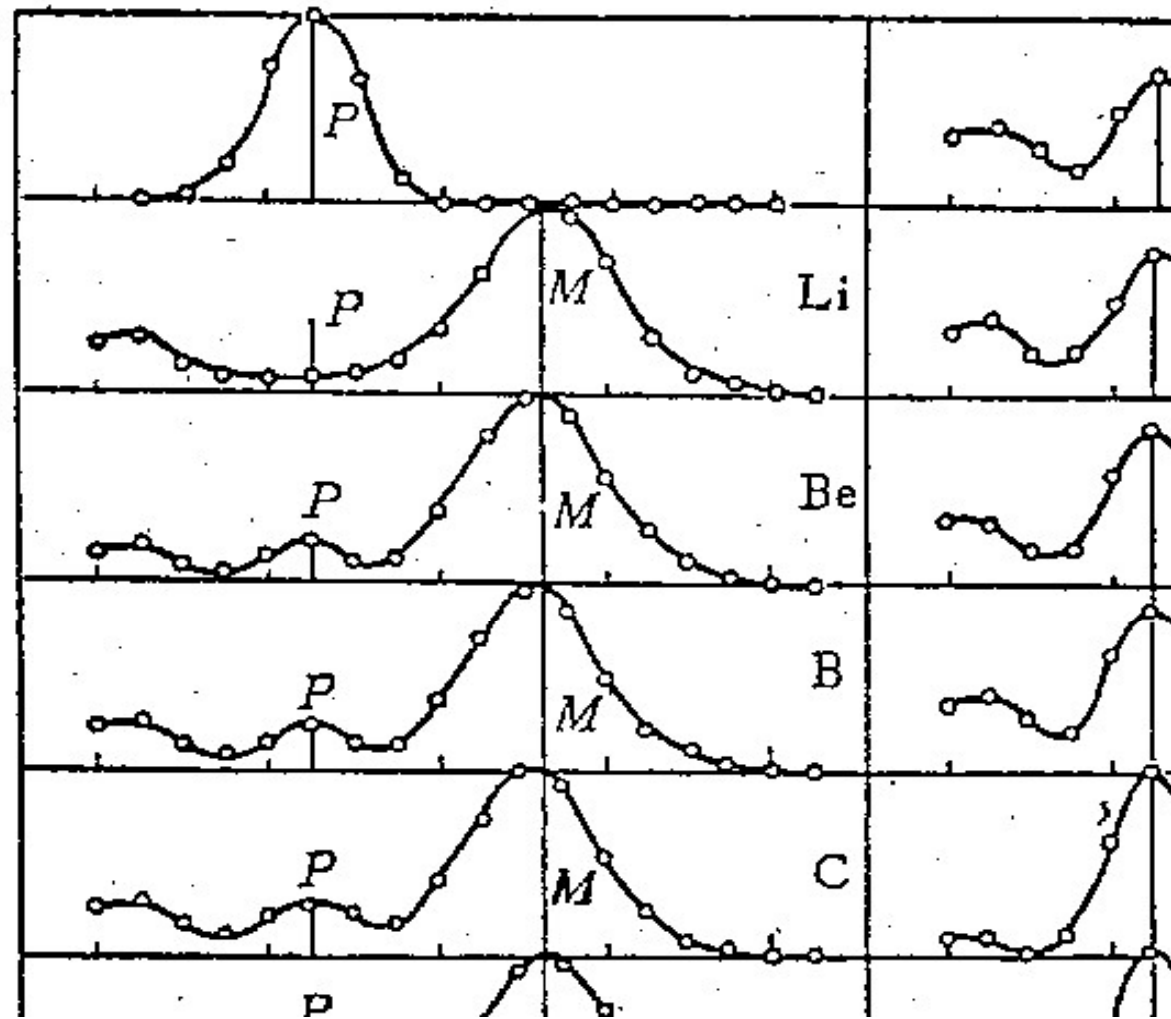
$$\theta = 44.2^\circ$$

5. 吴有训对康普顿效应研究的贡献

吴有训1923年参加了发现康普顿效应的研究工作，1925–1926年他用银的X射线（ $\lambda_0 = 5.62\text{nm}$ ）为入射线，以15种轻重不同的元素为散射物质，在同一散射角（ $\varphi = 120^\circ$ ）测量各种波长的散射光强度，作了大量X射线散射实验。这对证实康普顿效应作出了重要贡献。

吴有训的康普顿效应散射实验曲线：

散射角
 $\varphi = 120^\circ$



曲线表明：1、 $\Delta\lambda$ 与散射物质无关，仅与散射角有关。

2、轻元素 $I_\lambda > I_{\lambda_0}$ ，重元素 $I_\lambda < I_{\lambda_0}$ 。

吴有训工作的意义：

- 证实了康普顿效应的普遍性
- 证实了两种散射线线的产生机制：

λ — 外层电子（自由电子）散射

λ_0 — 内层电子（整个原子）散射

在康普顿的一本著作 “**X – Rays in theory and experiment**”（1935）中，有**19处**引用了吴有训的工作。书中两图并列作为康普顿效应的证据。



20世纪50年代的吴有训

吴有训（1897—1977）

物理学家、教育家、
中国科学院副院长，
1928年被叶企孙聘为清
华大学物理系教授，
曾任清华大学物理系
主任、理学院院长。

**对证实康普顿效应
作出了重要贡献**

6. 康普顿散射公式的推导：

(阅读)

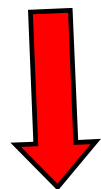
$$\frac{h\nu_0}{c}\vec{e}_0 = \frac{h\nu}{c}\vec{e} + m\vec{V} \quad \Rightarrow \quad m\vec{V} = \frac{h\nu_0}{c}\vec{e}_0 - \frac{h\nu}{c}\vec{e}$$

$$m^2V^2 = \left(\frac{h\nu_0}{c}\right)^2 + \left(\frac{h\nu}{c}\right)^2 - 2\frac{h^2\nu\nu_0}{c^2}\vec{e}_0 \cdot \vec{e}$$

$$= \left(\frac{h\nu_0}{c}\right)^2 + \left(\frac{h\nu}{c}\right)^2 - 2\frac{h^2\nu\nu_0}{c^2}\cos\varphi$$

$$m^2V^2c^2 = h^2\nu_0^2 + h^2\nu^2 - 2h^2\nu\nu_0\cos\varphi$$

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



(阅读)

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

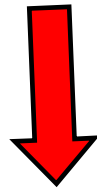


$$\begin{aligned} m^2c^4 &= h^2\nu^2 + h^2\nu_0^2 + m_0^2c^4 \\ &\quad - 2h^2\nu\nu_0 - 2h\nu m_0c^2 + 2h\nu_0 m_0c^2 \end{aligned}$$

$$m^2 c^4 = h^2 \nu^2 + h^2 \nu_0^2 + m_0^2 c^4 \quad (\text{阅读})$$

$$- 2h^2 \nu \nu_0 - 2h \nu m_0 c^2 + 2h \nu_0 m_0 c^2$$

$$m^2 V^2 c^2 = h^2 \nu_0^2 + h^2 \nu^2 - 2h^2 \nu \nu_0 \cos \varphi$$



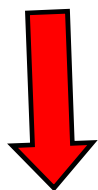
$$m^2 c^4 (1 - V^2 / c^2) = m_0^2 c^4 - 2h^2 \nu \nu_0$$

$$- 2h \nu m_0 c^2 + 2h \nu_0 m_0 c^2 + 2h^2 \nu \nu_0 \cos \varphi$$

$$m^2 c^4 (1 - V^2 / c^2) = m_0^2 c^4 - 2h^2 \nu \nu_0 \text{ (阅读)}$$

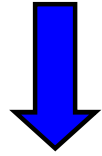
$$- 2h \nu m_0 c^2 + 2h \nu_0 m_0 c^2 + 2h^2 \nu \nu_0 \cos \varphi$$

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - V^2 / c^2}}$$



$$\nu_0 m_0 c^2 - \nu m_0 c^2 = h \nu \nu_0 - h \nu \nu_0 \cos \varphi$$

$$\nu_0 m_0 c^2 - \nu m_0 c^2 = h \nu \nu_0 - h \nu \nu_0 \cos \varphi$$



(阅读)

$$\frac{c}{\nu} - \frac{c}{\nu_0} = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \varphi)$$

$$\lambda - \lambda_0 = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \varphi)$$

§ 12-4 玻尔氢原子理论

一 原子的核式结构

在光的量子理论确立之后，物理学家们试图将量子化概念也引入物质结构的研究中。

正是由于对物质结构的量子化研究，才产生了旧量子论，进而发展为量子物理。

也正是基于此，使得量子物理成为研究物质微观结构的强有力的工具。

1895年，伦琴发现X射线

(Wilhelm Konrad Röntgen 1845~1923)

1901年诺贝尔物理学奖



1896年，

贝克勒耳发现了天然放射性

(Antoine Henri Becquerel 1852~1908)

1903年诺贝尔物理学奖



皮埃尔·居里 (Pierre Curie 1859~1906)

玛丽·居里 (Marie Curie 1867~1934)

1898年，居里夫妇发现放射性元素钋与镭

1903年诺贝尔物理学奖

汤姆逊 (Joseph John Thomson 1856~1940)

1897年，汤姆孙从实验上

确认了电子的存在

1906年诺贝尔物理学奖



密立根 (Robert Andrews Millikan, 1868-1953)

1910年，密立根精确地

测定了电子的电荷

1923年诺贝尔物理学奖



电子和放射性的发现揭示出：
原子不再是物质组成的永恒不变的最小单位

1909年，盖革(H. W. Geiger, 1882—1945)和
马斯顿(E. Marsden, 1889—1970)

进行了一系列的 α 粒子束被薄金箔散射的实验。

发现有向后散射的 α 粒子

1911年，卢瑟福提出了原子有核模型或原子核式结构：

原子中正电部分集中在很小的区域($< 10^{-14} m$)中，

原子质量主要集中在正电部分，形成原子核，
而电子则围绕着它运动。

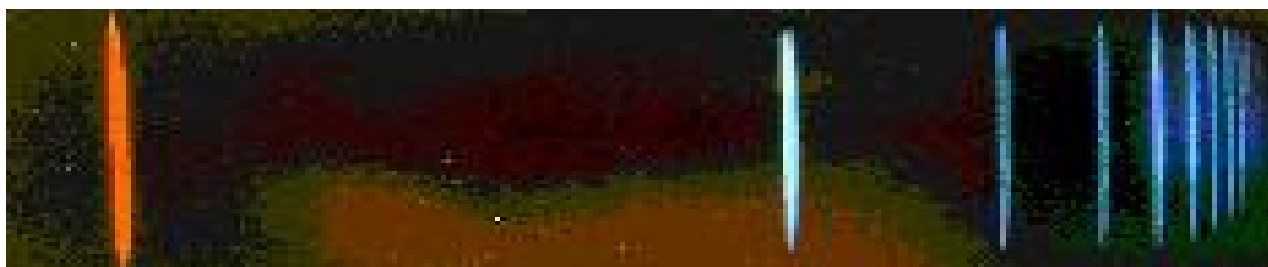
1913年，盖革和马斯顿在卢瑟福的指导下作了
进一步的实验，证明了卢瑟福原子模型的正确性。

然而，按照经典电动力学，
如果电子围绕原子核作旋转运动，
则由于作曲线运动的电子都具有加速度，
电子将不断地辐射能量而减速，
其运动轨道的半径会不断缩小，
最后将掉到原子核上去，原子随之坍缩。
但是，现实世界中的大量原子却稳定地存在着。
因此，经典物理学无法解释原子的稳定性问题。

由于原子体积太小，因此不能直接观测其结构。
然而，人们发现，每种原子的辐射都具有
由一定的频率成分构成的特征光谱，
它们是一条条离散的谱线，称为线状谱。
这种光谱只决定于原子自身，
与温度和压力等外界条件无关，
并且不同的原子，辐射不同的光谱，
因此通常称它为原子光谱，
它是研究原子结构的一种重要的手段。

二 氢原子光谱的实验规律

氢原子的可见光光谱：



6562.8Å
红

4861.3Å
蓝

4340.5Å
紫

1853年瑞典人埃格斯特朗（A.J.Ångström）

测得氢可见光光谱的红线，Å 即由此得来。

到1885年，观测到的氢原子光谱线已有14条。

巴耳末 (J.J.Balmer) 分析这些谱线后, 得到

经验公式: 波数 $\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda} = \frac{4}{B} \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right)$, $n = 3, 4, 5, \dots$

$$B = 3645.6 \text{Å} \quad (\text{经验常数})$$

1889年, 里德伯 (J.R.Rydberg) 提出普遍方程:

波数 $\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n'^2} \right)$ — 里德伯方程

$$n = 1, 2, 3, \dots \quad n' = n + 1, n + 2, n + 3, \dots$$

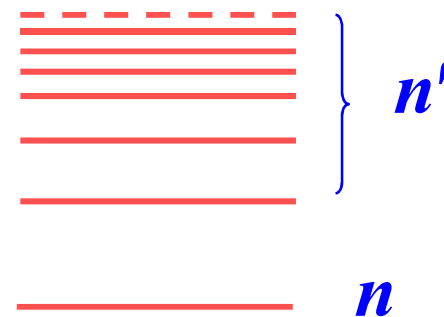
$$R = 4 / B \quad \text{—— 里德伯常数}$$

$$R = 1.0973731568549 \times 10^7 \text{m}^{-1} \quad (\text{现代值})$$

后来发现在紫外和红外区还有其他谱线系。

氢光谱各谱线系与 n 的关系：

$$\tilde{\nu} = R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n'^2} \right)$$



赖曼系（紫外区）， $n = 1$; （1914）

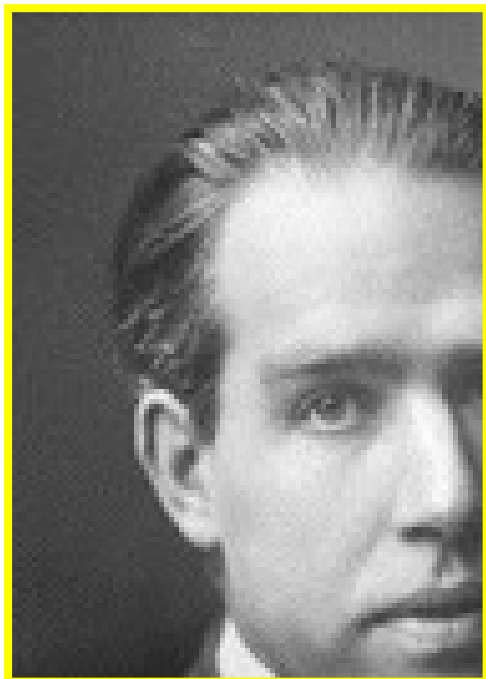
巴耳末系（可见光）， $n = 2$; （1885）

帕邢系（红外区）， $n = 3$; （1908）

布喇开系（红外区）， $n = 4$; （1922）

普芳德系（红外区）， $n = 5$; （1924）

三 玻尔氢原子理论



1912年，玻尔来到卢瑟福的实验室

1913年2月，玻尔从好友那里得知了氢原子光谱的经验公式，他立即获得了他理论“七巧板中的最后一块”。正如他后来常说的：

“我一看到巴耳末公式，整个问题对我来说就全部清楚了。”

——引自玻尔的“二月转变”

由里德伯方程 $\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda} = R\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n'^2}\right)$ ，双方乘 hc 得

$h\nu = \frac{hc}{\lambda} = hcR\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n'^2}\right)$ ，此式右端应为能量差。

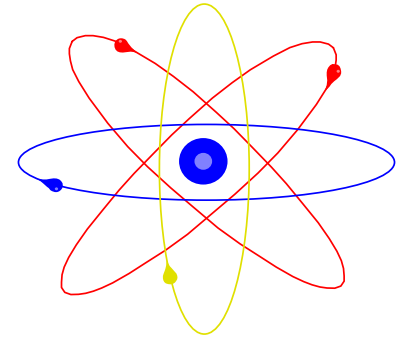
1913年，

玻尔以“原子和分子的结构”为题，
接连发表了三篇划时代的论文。

在卢瑟福原子核型结构的基础上，
以高度的创造性和敏锐的批判精神，
把量子概念首先应用于氢原子系统，
提出了三个基本假设，

对氢原子光谱的规律性，作出了圆满的解释。

提出了他的量子论，从而开创了旧量子论。



1. 玻尔氢原子理论（1913）：（1）

（1）定态假设：

原子系统中，电子只能处在一些不连续的稳定状态，其电子只能在一定的轨道上绕原子核作圆周运动，但不辐射能量。

这时，原子系统处于一定的稳定状态，称为定态。

原子的一个稳定状态，对应于一定的原子能量 E_i ，

这些能量值之间是不连续的

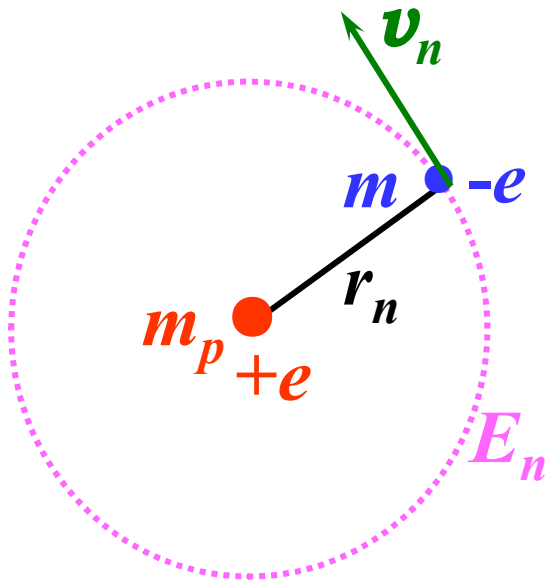
$$E_1, E_2, \cdots E_n, \cdots$$

— 经典轨道+定态假设

1 玻尔氢原子理论（1913）（2）

（2）轨道量子化假设：

原子系统中的电子绕原子核圆周运动的角动量必须是 $\hbar = h/2\pi$ 的整数倍



$$L_n = m v_n r_n = n \hbar$$
$$n = 1, 2, 3, \dots$$

$$\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_n^2} = m \frac{v_n^2}{r_n}$$

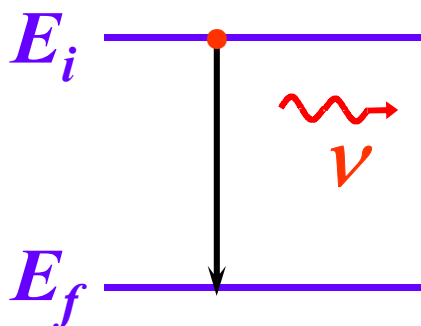
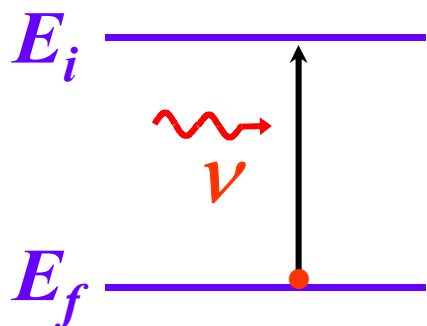
1 玻尔氢原子理论（1913）：（3）

（3）频率条件：（量子跃迁假设）

原子能量的任何变化，包括发射或吸收电磁辐射，都只能在两个定态之间以跃迁方式进行。

原子系统中在某一轨道上运动的电子，由于某种原因从一个轨道跃迁到另一个轨道上时，原子就从一个稳定状态跃迁到另一个稳定状态。同时，原子吸收或辐射一个能量为 $h\nu$ 的光子。

原子在两个定态（分别属于能级 E_i 和 E_f ）之间跃迁时，发射的电磁辐射的频率



$$\nu = \frac{E_i - E_f}{h}$$

2 玻尔氢原子量子化理论 (1)

(1) 氢原子中电子的轨道半径

核外电子绕核作圆周运动时的
向心力是由电子与原子核之间的
库仑力提供的

$$m \frac{V_n^2}{r_n} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_n^2}$$

再按玻尔轨道量子化 $L_n = mV_n r_n = n\hbar$

解得轨道半径:

$$r_n = n^2 \frac{\epsilon_0 h^2}{\pi m e^2} = n^2 r_1$$

电子的轨道半径是量子化的

$$r_1 = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{m e^2}$$
$$= 5.29 \times 10^{-11} \text{ m}$$

— 玻尔半径

2. 玻尔氢原子量子化理论 (2)

(2) 氢原子能量量子化

氢原子系统的总能量是带正电的原子核
与轨道电子组成的系统的
静电能和电子运动的动能的代数和。

以无限远为电子的静电能的零点，则静电能为

$$E_P = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_n}$$

$$m \frac{V_n^2}{r_n} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_n^2}$$

电子的动能为

$$E_K = \frac{1}{2} m V_n^2 = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r_n}$$

氢原子系统的总能量

$$E_n = E_K + E_P = -\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r_n}$$
$$= -\frac{1}{n^2} \left(\frac{me^4}{\epsilon_0^2 h^2} \right) = \frac{1}{n^2} E_1$$

$$n = 1, 2, 3, \dots$$

$$r_n = n^2 \frac{\epsilon_0 h^2}{\pi m e^2}$$
$$= n^2 r_1$$

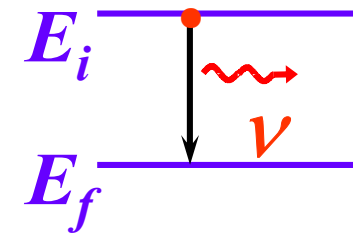
氢原子系统的能量是不连续的，即量子化的。
这种量子化的能量值，称为能级。

$$E_1 = -\frac{me^4}{\epsilon_0^2 h^2} = -13.6eV$$

— 基态能量
基态能级

2 玻尔氢原子量子化理论 (3)

(3) 氢原子光谱



电子从 E_i 跃迁到 E_f ($E_i > E_f$)
时发射光子,

能量
守恒

频率:

$$\nu = \frac{1}{h} (E_i - E_f)$$

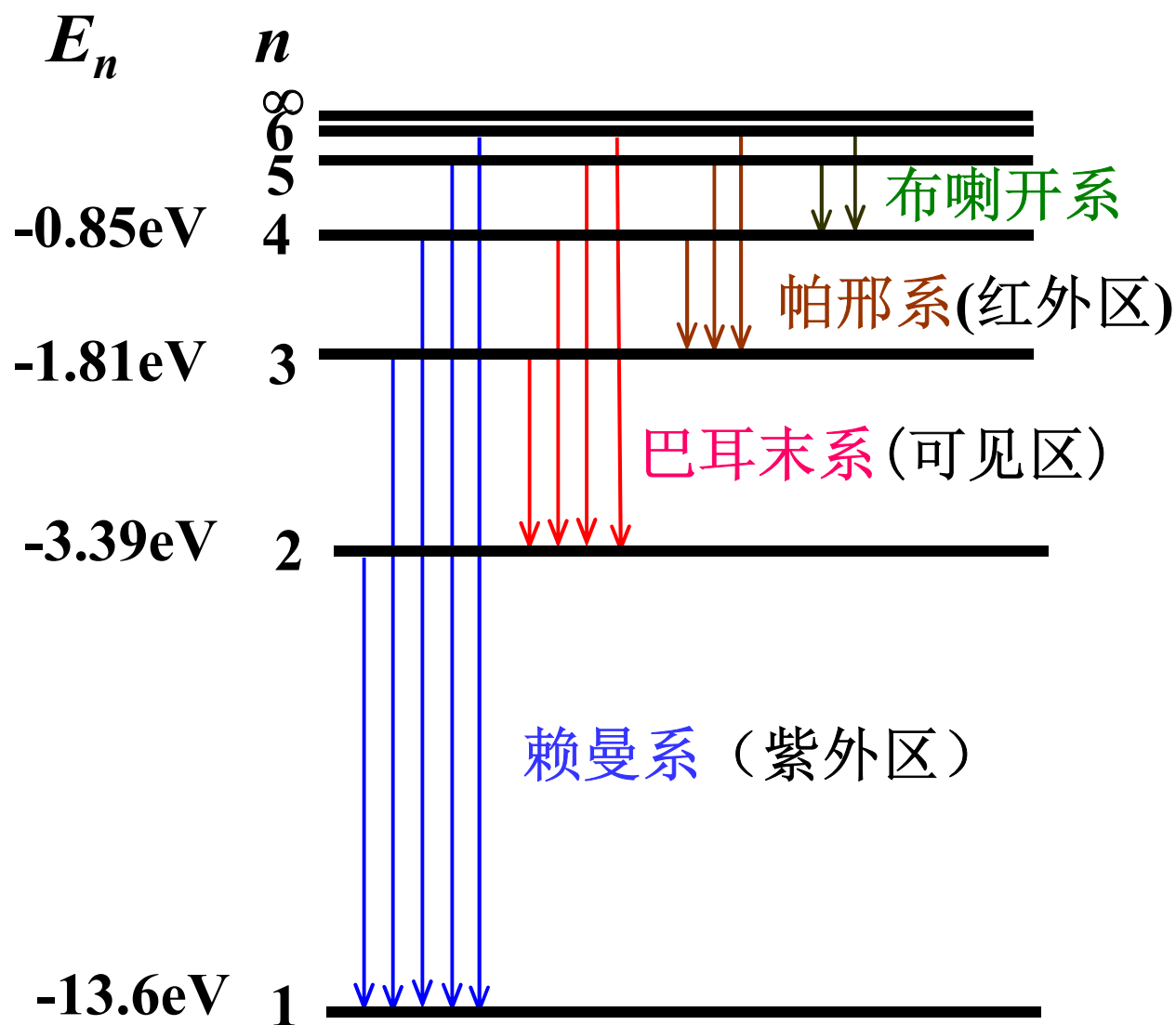
里德伯公式: $\tilde{\nu} = \frac{\nu}{c} = \frac{me^4/hc}{\varepsilon_0^2 h^2} \left(\frac{1}{f^2} - \frac{1}{i^2} \right)$

里德伯常数

$$R = \frac{me^4/hc}{8\varepsilon_0^2 h^2} = 1.09733 \times 10^{-7} \text{ m}^{-1}$$

与实验值一致。

氢原子能级和能级跃迁图：



$$E_n = \frac{1}{n^2} E_1$$
$$= \frac{-13.6}{n^2} \text{eV}$$

由能级算出的光谱线频率和实验结果完全一致

原子能级分立

应该注意：

一个氢原子在瞬间只能从某一激发态跃迁到另一低能态，并辐射某特定频率的光子。但大量的氢原子则可能各自处于不同的激发态，跃迁到另一个低能态，并分别辐射不同频率的光子。所以，在氢原子光谱中，能够同时观察到不同波长的谱线。

在玻尔的量子论发表的第二年，
夫兰克和赫兹在电子与汞原子碰撞的实验中，
利用它们之间的非弹性碰撞，
使汞原子从低能级激发到高能级，
从而在实验上直接证实了原子具有离散能级的概念。



夫兰克(J. Franck, 1882—1964)

**1925年
诺贝尔
物理学奖**



赫兹(G. Hertz, 1887—1957)

3 索末菲理论（阅读）

1916年，索末菲在玻尔理论的基础上，
提出了更一般的量子化条件，
即空间量子化条件，称为玻尔－索末菲理论。

$$\oint p dq = n\hbar \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

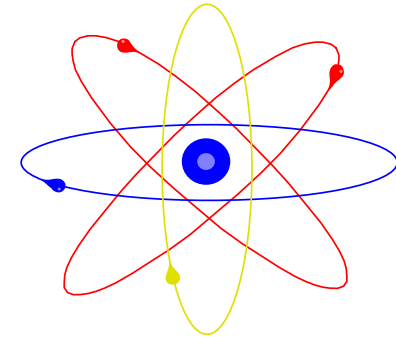
q — 电子的广义坐标 p — 电子的广义动量

玻尔－索末菲理论能够圆满地解释
氢原子和类氢原子的光谱规律。

旧量子论宣告确立！

玻尔理论发展的基础：

普朗克、爱因斯坦量子化
卢瑟福的原子的核式模型
光谱实验给出的光谱公式



→ 玻尔理论
(假设、直觉)

玻尔理论能够很好地解释氢原子光谱的波长。

但是，不能说明氢原子光谱线的强度和复杂原子的光谱结构（即使是类H离子和He）。

对玻尔理论的评价：

1. 提出了原子能量量子化。这是创造性地把量子概念用到了原子结构模型。
2. 定态假设和角动量量子化条件都是对的，但是是硬加上去的。
3. 频率条件完全正确，一直沿用至今。
4. 是半经典理论，仍保留了“轨道”概念。

一场物理学革命的风暴正在酝酿

玻尔理论的缺陷

1. 把电子看作是一经典粒子，推导中应用了牛顿定律，使用了轨道的概念， 所以玻尔理论不是彻底的量子论。
2. 角动量量子化的假设以及电子在稳定轨道上运动时不辐射电磁波的是十分生硬的。
3. 无法解释光谱线的精细结构。
4. 不能预言光谱线的强度。

玻尔理论在人们认识原子结构的进程中有很大的贡献——1922年玻尔获诺贝尔物理奖。



玻尔正在讲解
他的互补原理



玻尔（左）和
海森伯（中）及
泡利（右）在一起

哥本哈根学派

在玻尔研究所里学术空气很浓，这是玻尔演讲后与踊跃的听众讨论问题。

玻尔婉拒了卢瑟福和普朗克的邀请，留在丹麦工作。

他常引用安徒生的诗句：

“丹麦是我出生的地方，
是我的故乡，
这里就是我心中的世界
开始的地方。”



玻尔和他的孩子们



照片中右面第一个孩子—**Aage.Bohe**后来从事核物理的研究，因对原子核理论的杰出贡献，于**1975**年获诺贝尔奖。

尼尔斯·玻尔的名字是与下面两个原理分不开的。
一个是“对应原理”（**1916**年），
它是说原子的量子力学模型在线度很大时必定趋于经典力学；
另一个是“并协原理”（**1927**年），
它指的是在不同实验条件下获得的有关原子系统的数据，
未必能用单一的模型来解释，
电子的波动模型就是对电子的粒子模型的补充。

爱因斯坦曾经讲过：

“玻尔作为科学上的一位思想家之所以具有如此惊人的吸收力，
是因为他对隐秘事物的直觉的理解力，
同时又兼有如此强有力的批判能力。”

作为量子物理学的最有资格的代表，
尼尔斯·玻尔对物理学和人类的整个思维领域
作出了多次根本性的重大贡献，
留下了难以估价的精神遗产。

例19—4 根据玻尔氢原子理论，巴尔末系中，谱线最小波长与最大波长之比为多少？

解：

$$\nu = \frac{c}{\lambda} = Rc \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad n = 3, 4, 5, \dots$$

$$n \rightarrow \infty$$

最大频率 $\nu_{\max} = \frac{Rc}{4}$

最小波长 $\lambda_{\min} = \frac{c}{\nu_{\max}} = \frac{4}{R}$

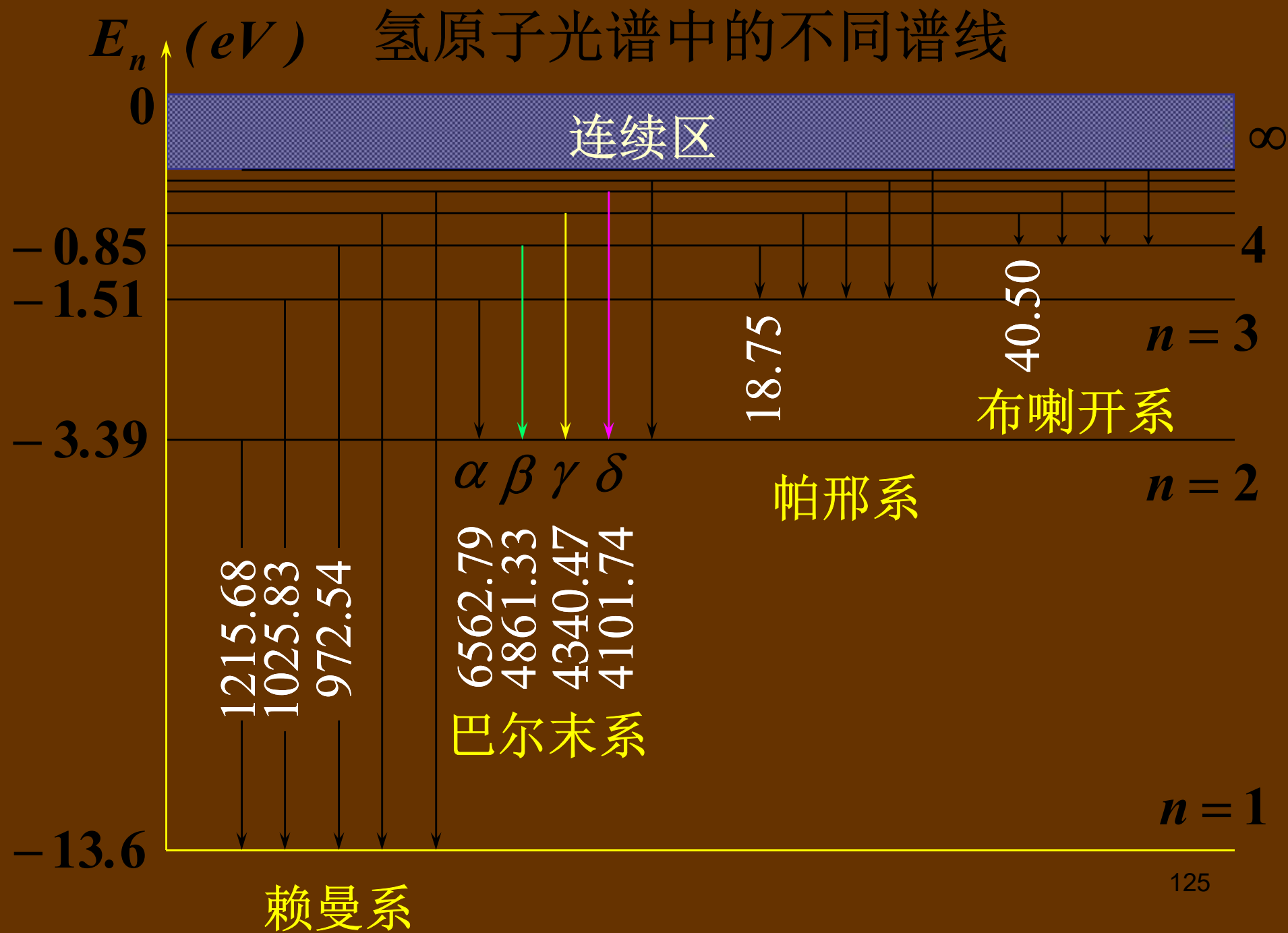
$$n = 3$$

最小频率 $\nu_{\min} = \frac{5Rc}{36}$

最大波长 $\lambda_{\max} = \frac{c}{\nu_{\min}} = \frac{36}{5R}$

$$\underline{\lambda_{\min} / \lambda_{\max} = 5/9}$$

氢原子光谱中的不同谱线



例 试计算氢原子光谱中巴耳末系的最短波长和最长波长各是多少？

解：根据巴耳末系的波长公式，其最长波长应是 $n=3 \rightarrow n=2$ 跃迁的光子，即

$$\frac{1}{\lambda_{max}} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2} \right) = 1.097 \times 10^7 \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2} \right)$$

$$\lambda_{max} = 6.56 \times 10^{-7} m = 6563 \text{ \AA}$$

最短波长应是 $n=\infty \rightarrow n=2$ 跃迁的光子，即

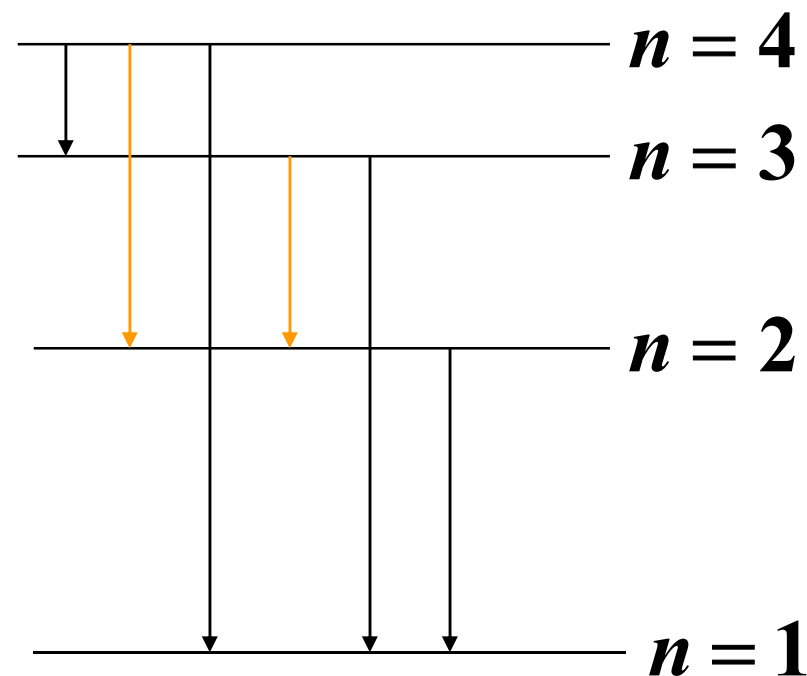
$$\frac{1}{\lambda_{min}} = R \frac{1}{2^2} = 1.097 \times 10^7 / 4 \quad \lambda_{min} = 3464 \text{ \AA}$$

例 (1) 将一个氢原子从基态激发到 $n=4$ 的激发态需要多少能量？(2) 处于 $n=4$ 的激发态的氢原子可发出多少条谱线？其中多少条可见光谱线，其光波波长各多少？

解： (1)
$$\Delta E = E_4 - E_1 = \frac{E_1}{4^2} - E_1 = \frac{-13.6}{4^2} - (-13.6)$$
$$= 12.75\text{eV} \approx 2 \times 10^{-18} \text{ J}$$

(2) 在某一瞬时，一个氢原子只能发射与某一谱线相应的一定频率的一个光子，在一段时间内可以发出的谱线跃迁如图所示，共有6条谱线。

由图可知，可见光的谱线为
 $n=4$ 和 $n=3$ 跃迁到 $n=2$ 的两条



$$\begin{aligned}\tilde{\nu}_{42} &= R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{4^2} \right) \\ &= 1.097 \times 10^7 \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{16} \right) \\ &= 0.21 \times 10^7 \text{ m}^{-1}\end{aligned}$$

$$\lambda_{42} = \frac{1}{\tilde{\nu}_{42}} = 4861 \text{ \AA}$$

$$\tilde{\nu}_{32} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2} \right) = 0.15 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$$

$$\lambda_{32} = \frac{1}{\tilde{\nu}_{32}} = 6563 \text{ \AA}$$

1922诺贝尔物理学奖

- N.玻尔
- 研究原子结构，特别是研究从原子发出的辐射



Niels Bohr