第 十一 周

第22章　光的偏振

§22.2，　§22.3(一般了解)，

§22.4(一般了解)

第23章　量子光学基础

§23.1

作业：　P405　22-2，22-3，22-5，

*　　　　　22-7，22-10

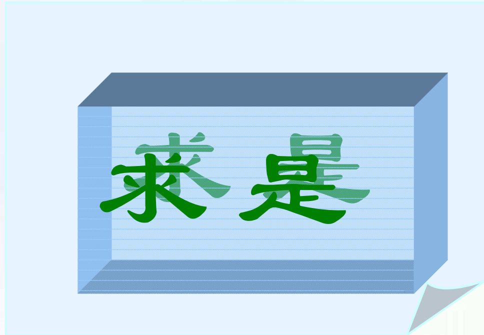
§18-4 光的双折射现象

一、双折射现象

一束光线进入方解石晶体后，分裂成两束光线，它们沿不同方向折射，这种现象称为双折射。

1.寻常光和异常光

光线进入晶体后，分成两束，其中一束遵守折射定律，称为寻常光线（*o*光），另一束不遵守折射定律，称为异常光线（*e*光）。

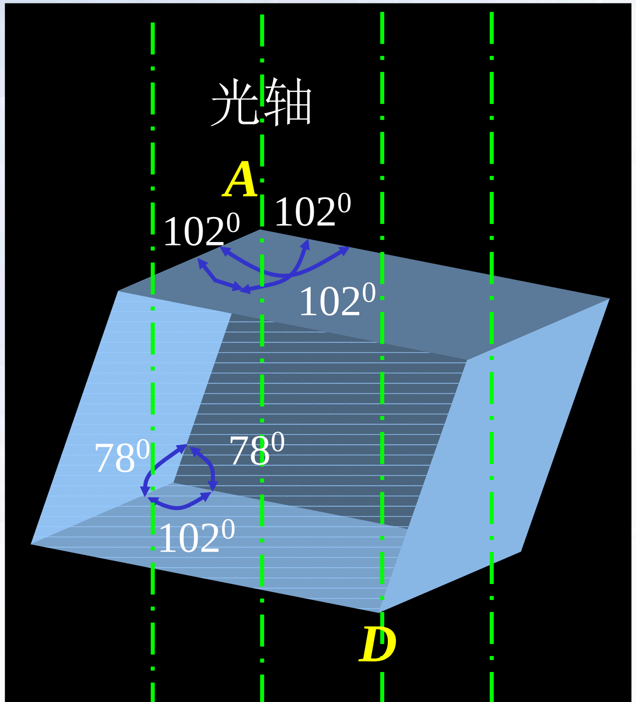


方解石的双折射现象

2.晶体的光轴与主平面

晶体中存在一个方向，光沿该方向传播时，不产生双折射现象，称该方向为晶体的光轴。

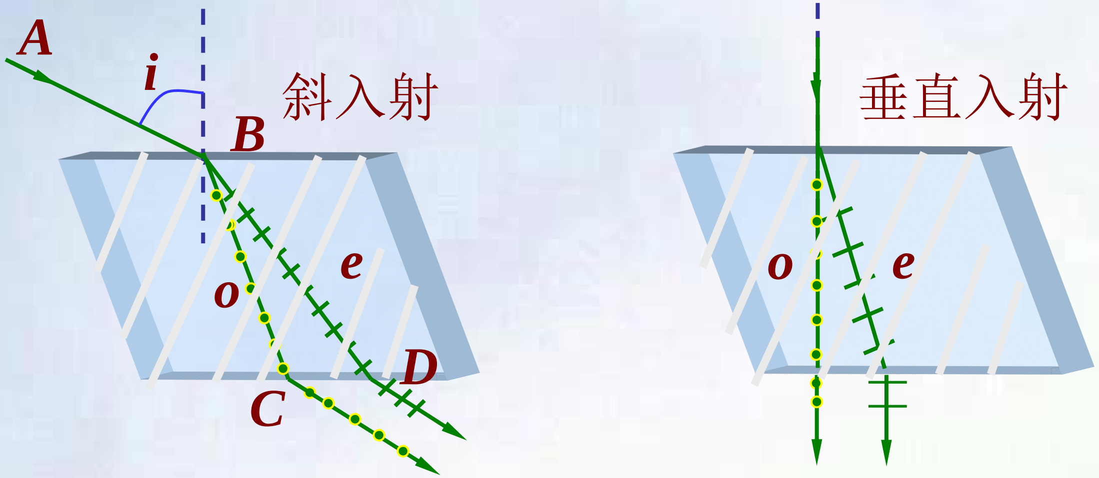
方解石晶体中有两个顶点A、D，其棱边之间的夹角各为102^0，从A或D引出一直线，与晶体各邻边等角，此直线便是光轴，与光轴平行的直线都是光轴。晶体中仅有一个光轴的称单轴晶体，有两轴的称双轴晶体。



晶体的光轴

光线与光轴组成的平面称为主平面。
o光的振动垂直于它的主平面，e光的振动平行于它的主平面。

当光轴位于入射面内时，o光和e光的主平面重合。

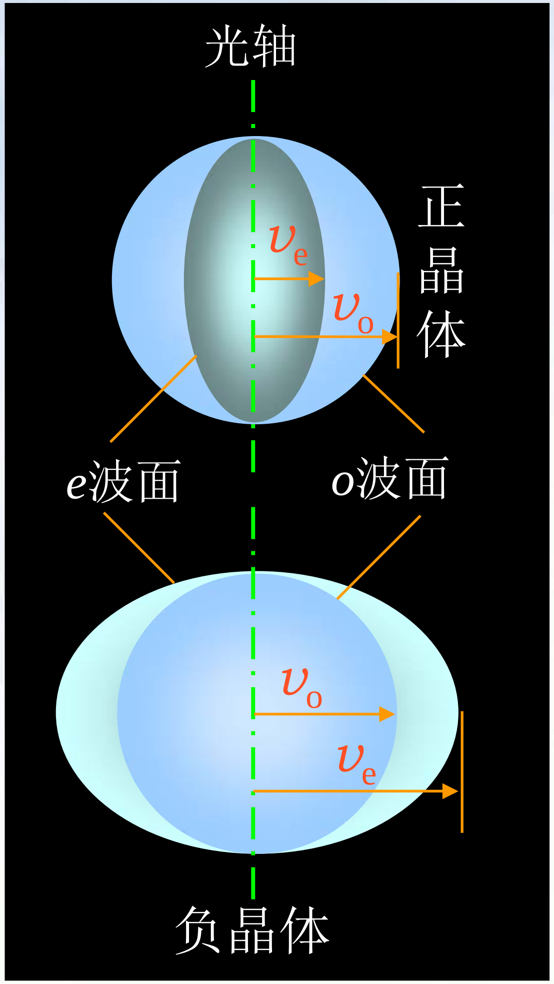


寻常光和异常光

二、双折射现象的解释

1.单轴晶体中光波的波阵面

寻常光线在晶体中传播速度相同，所以波阵面为球面；而异常光线在晶体中传播速度不同，垂直于光轴的速率最大（或最小），波阵面为旋转椭球面。两光束在沿光轴传播时，速度相同。当$v_o > v_e$，称为正晶体（石英）；当$v_o < v_e$，称为负晶体（方解石）。

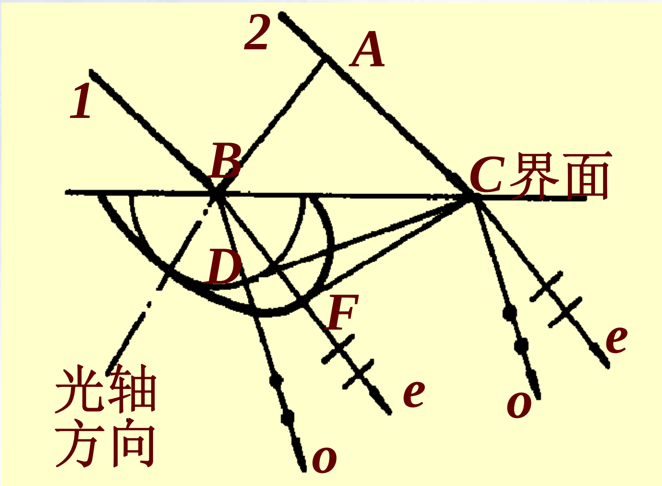


通常将$n_e=c/\upsilon_e$称为*e*光的主折射率，$n_o=c/\upsilon_o$称为*o*光的主折射率。对于正晶体，$n_e> n_o$、对于负晶体$n_e< n_o$

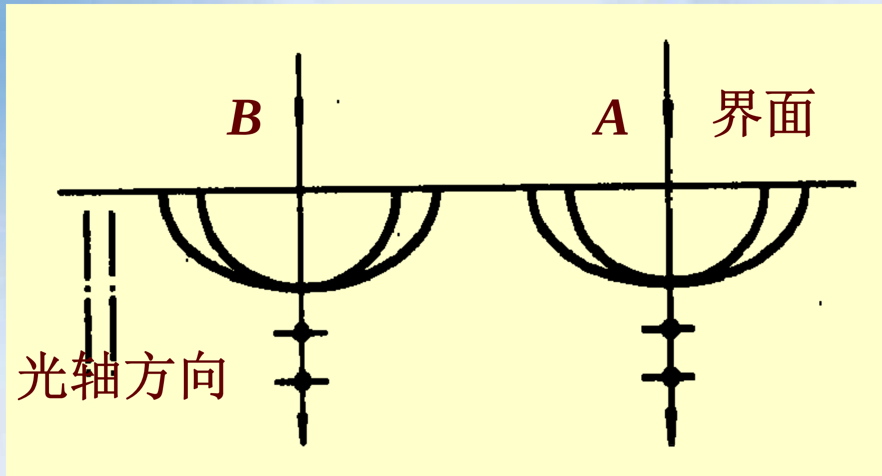
2.晶体中o光和e光的传播

应用惠更斯原理，对单轴晶体的几种情况，用作图法可确定*o*光和*e*光的传播方向。

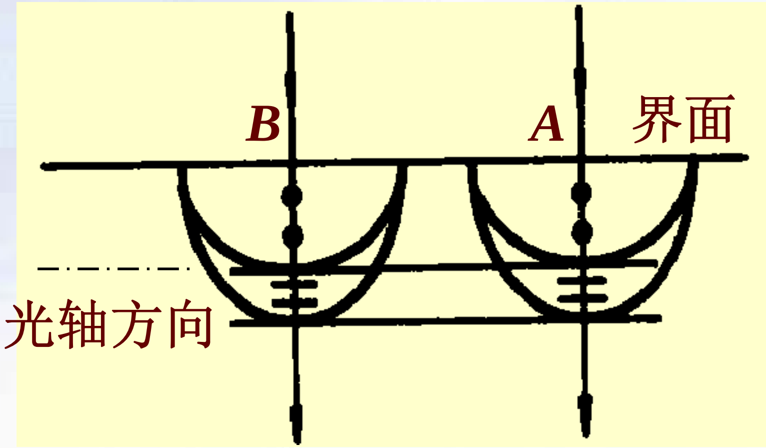
(1)平行光斜入射晶体表面（光轴在入射面内且与晶面斜交）



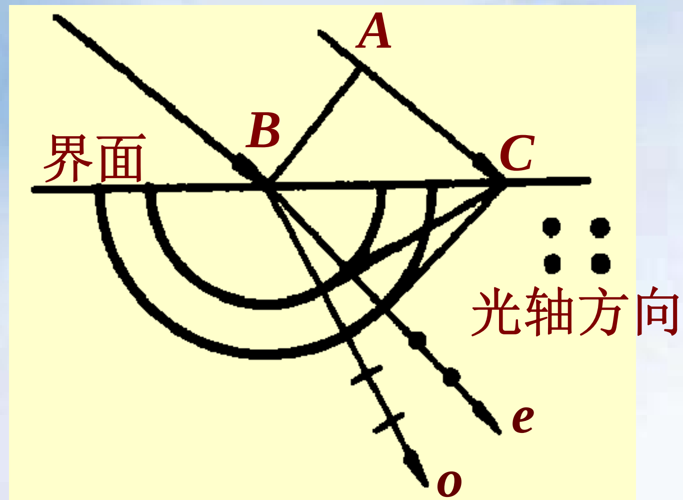
(2)平行光正入射晶体表面（光轴在入射面内且垂直于界面）



(3)平行光正入射晶体表面（光轴在入射面内但平行于界面）



(4)平行光斜入射晶体表面（光轴垂直入射面且与界面平行）

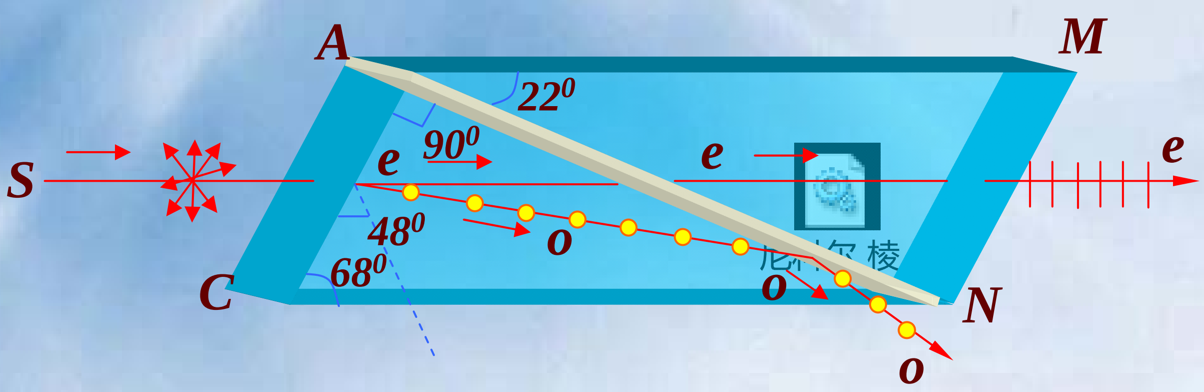


三、晶体光学器件

1.尼科耳棱镜

尼科耳棱镜是由两块方解石晶体经特殊切割后再用加拿大树胶粘合而成，其中树胶的n=1.55，方解石的o光 n_o=1.658，e光 n_e=1.486。

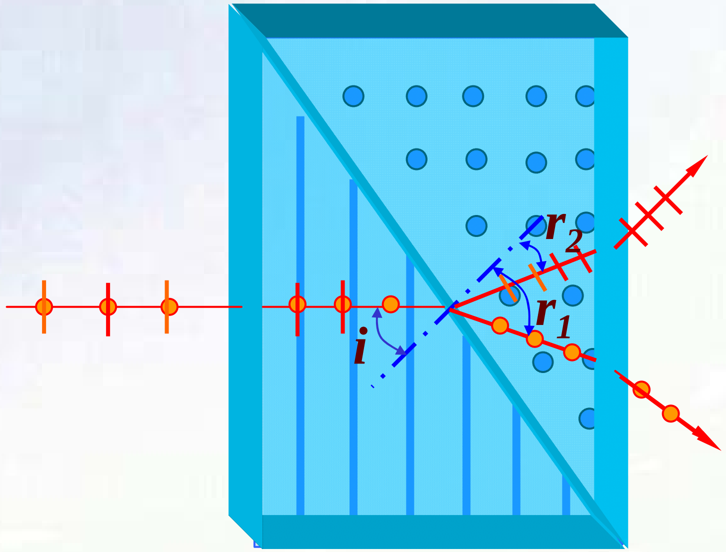
对树胶o光以76^0入射， 已满足全反射条件（光密到光疏）$\sin 69.2^0 = n / n_o = 1.55/1.658$



可获得一束偏振光

2.渥拉斯顿（W. Wollaston）棱镜

两光轴相互垂直的方解石直角棱镜组成，其作用是将*o*光和*e*光分开。

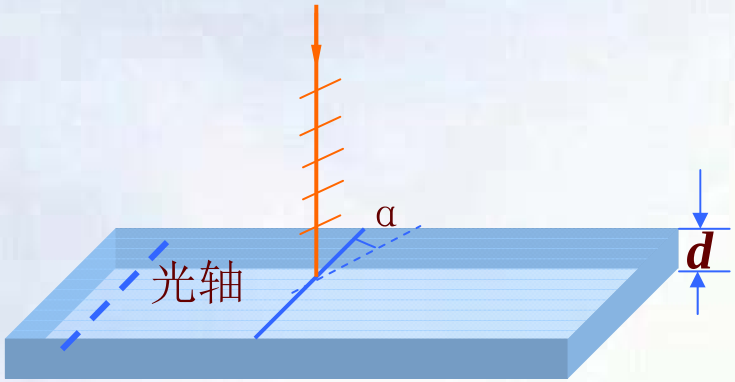


3.波晶片

波晶片是双折射晶体制成的厚度均匀的平板，光轴与平板平行。o光e光在平板内传播时，由于折射率不同（波速不同），将产生光程差：

设晶片的厚度为d，则两光的程差：

$$\delta = |n_o - n_e| d$$



相应的位相差为：

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}\delta = \frac{2\pi}{\lambda}|n_o - n_e| d$$

适当选取d，可制成不同规格的波晶片：

(1)四分之一波片

o光和e光通过该波片能产生λ/4的光程差。

$$d_{1/4} = \frac{\lambda}{4|n_o - n_e|}$$

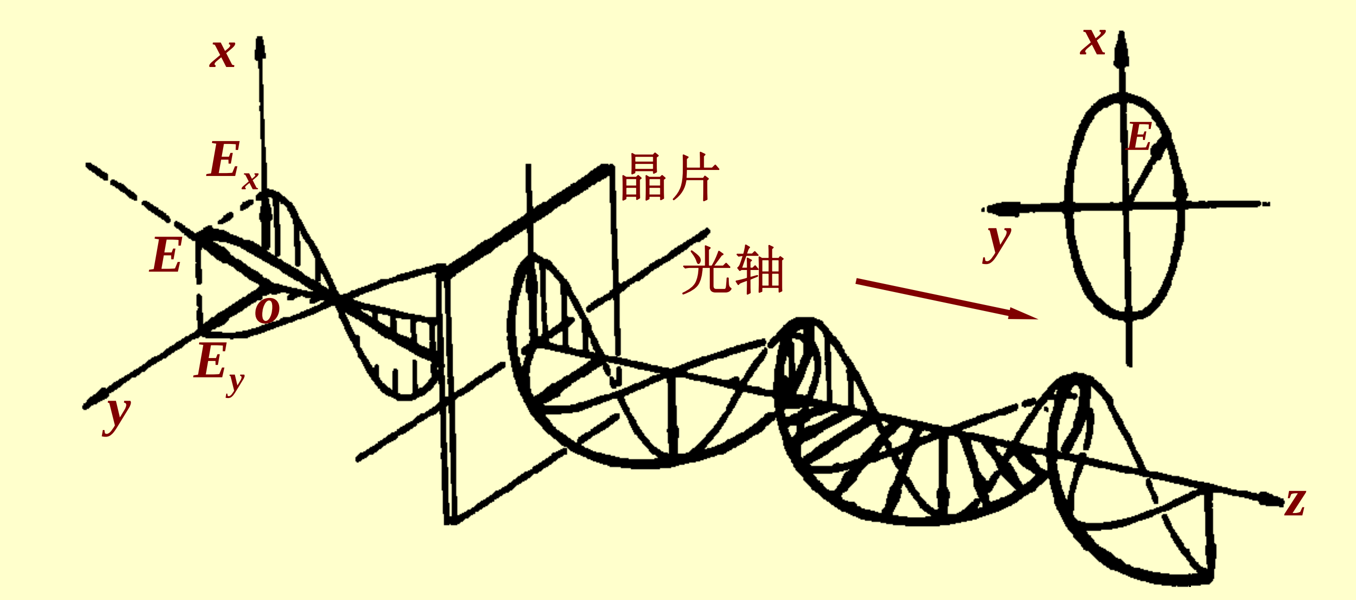
(2)二分之一波片

o光和e光通过该波片能产生λ/2的光程差。

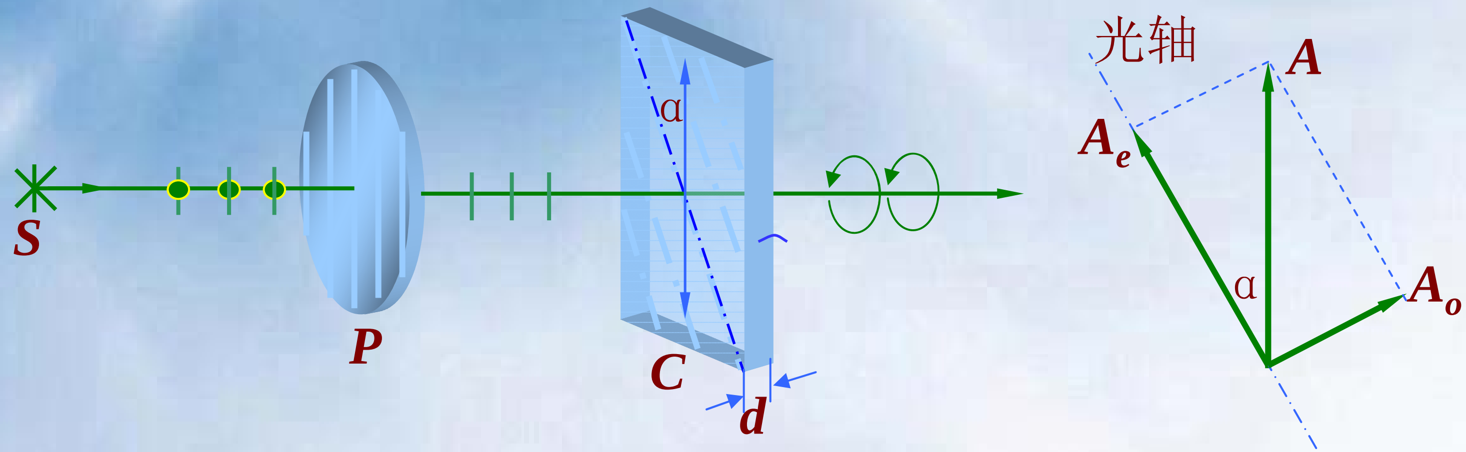
$$d_{1/2} = \frac{\lambda}{2|n_o - n_e|}$$

§18-5 椭圆偏振光

一线偏振光垂直入射波晶片后将分为o光和e光，从晶片出射的光将成为两束沿同一方向传播的，振动方向垂直的，有恒定位相差的偏振光。两光的合振动矢量，其端点轨迹一般为椭圆，称椭圆偏振光。



获得椭圆偏振光的装置：



偏振片P产生的偏振光进入波晶片后产生两相互垂直的偏振光，振幅分别为A_o=Asinα、A_e=Acosα，穿过d后，位相差为：

$$\Delta\varphi = \varphi_o - \varphi_e = \frac{2\pi}{\lambda}(n_o - n_e)d$$

上式中，若晶片为负晶片，则$n_o>n_e$。
适当选取晶片厚度，可得：

$\Delta\varphi=k\pi$——产生线偏振光；

$\Delta\varphi=$任意角度——产生椭圆偏振光；

若 $\alpha=45^0$（$A_e=A_o$），$\Delta\varphi=\pi/2$、$3\pi/2$，则为圆偏振光：

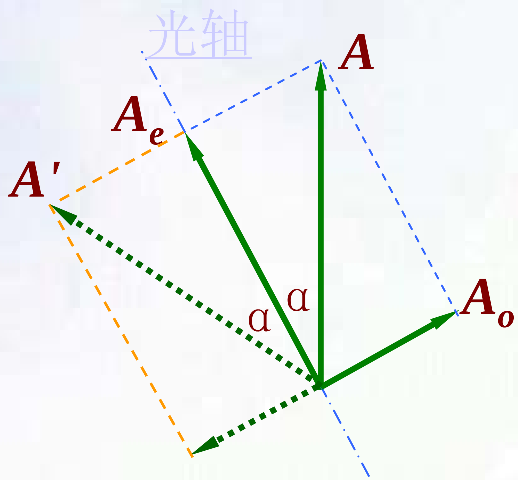
$$\Delta\varphi=\frac{2\pi}{\lambda}(n_o-n_e)d=\frac{\pi}{2} \qquad \delta=(n_o-n_e)d=\frac{\lambda}{4}$$

即四分之一波片可产生圆偏振光。

如果：

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}(n_o - n_e)d = \pi \quad \delta = (n_o - n_e)d = \frac{\lambda}{2}$$

即二分之一波片产生线偏振光。此时若入射偏振光与光轴的夹角为α，则出射光的振动方向与入射光得振动方向成2α角。



第十九章 电磁辐射的量子性

§19-1 热辐射

一、热辐射的基本概念

热辐射——物体内带电粒子由于热运动，在任何温度下都会辐射电磁波，辐射的强度、波长与温度有关；这种与温度有关的辐射称热辐射。

平衡热辐射——物体向外辐射能量等于从外界吸收的能量，则物体达到热平衡，用一温度T描述。

1.单色辐射出射度（简称单色辐出度）

物体单位时间内，从单位表面积上发射的波长在 λ 到 $\lambda+d\lambda$ 范围的辐射能 dM_λ，则单色辐出度：

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

$M_\lambda(T)$ 与温度 T、波长 λ 有关。

2.辐射出射度

在一定温度下，物体在单位时间、单位面积上辐射的各种波长的辐射能之和称辐射出射度：

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

3.吸收系数　反射系数

在温度T，物体吸收波长在λ到$\lambda+\mathrm{d}\lambda$范围的辐射能与相应波长的投射于物体的总辐射能的比值，称为该物体的单色吸收系数，$a(\lambda,T)$；而把物体反射波长在λ到$\lambda+\mathrm{d}\lambda$范围的辐射能与相应波长的投射于物体的总辐射能的比值，称为该物体的单色反射系数，$r(\lambda,T)$。

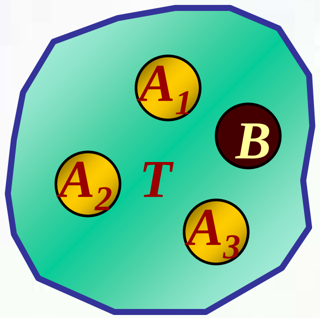
对不透明物体：

$$a(\lambda,T)+r(\lambda,T)=1$$

一般物体 $a<1$，若 $a=1$ 称为绝对黑体。绝对黑体是理想化的，它能在任何温度下，将任何波长的辐射能全部吸收。

二、基尔霍夫定律

设将温度不同的物体A_1、A_2、A_3及绝对黑体B放置于一绝热、真空的容器中，



达到平衡后，不管系统内的物体是什么物质组成，也不管其形状如何，每一物体的辐射能量必定恒等于它所吸收的能量：辐射本领大的，吸收本领也一定大。

Kirchhoff 定律：物体辐射本领和吸收本领的比值，与物体的性质无关，对于任何物体，这个比值是波长和温度的普适函数。

$$\frac{M_{1\lambda}(T)}{a_1(\lambda,T)}=\frac{M_{2\lambda}(T)}{a_2(\lambda,T)}=\cdots=\frac{M_{B\lambda}(T)}{a_B(\lambda,T)}$$

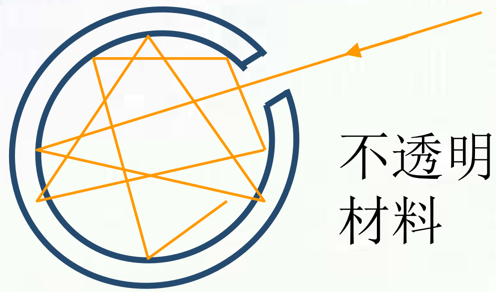
对绝对黑体由于： $a_B(\lambda,T)=1$

所以：
$$\boxed{\frac{M_\lambda(T)}{a\ (\lambda,T)}=M_{B\lambda}(T)}$$

三、绝对黑体的热辐射定律

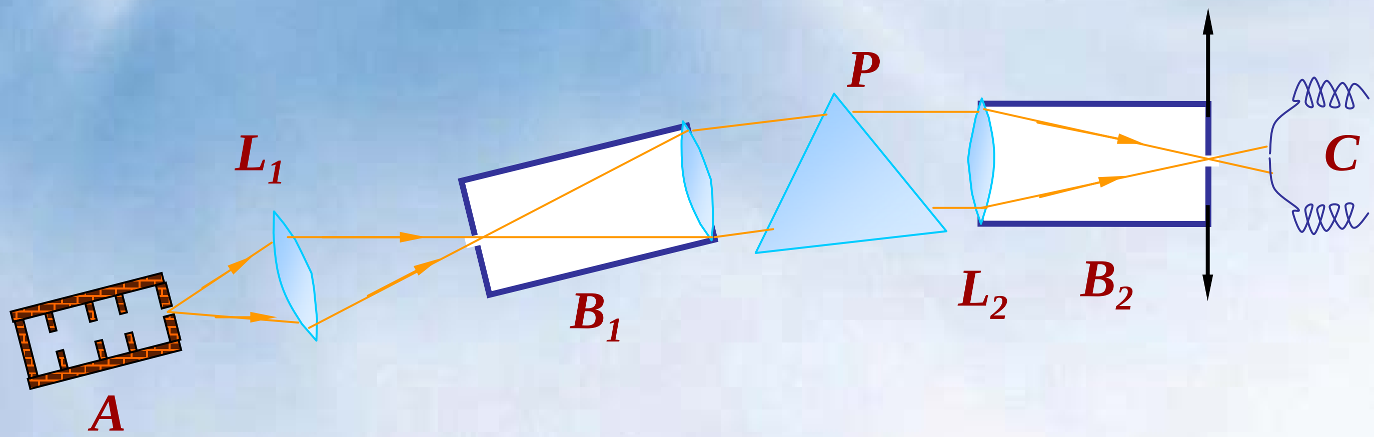
对绝对黑体的单色辐射本领的研究，涉及热辐射的普适规律，因而特别引起人们的重视。为此特别引进了绝对黑体的模型—空腔小孔。

自然界最黑的物质，对太阳光的吸收系数不超过99%，而空腔小孔几乎可达100% 。



不透明
材料

测定绝对黑体单色辐出度的实验装置

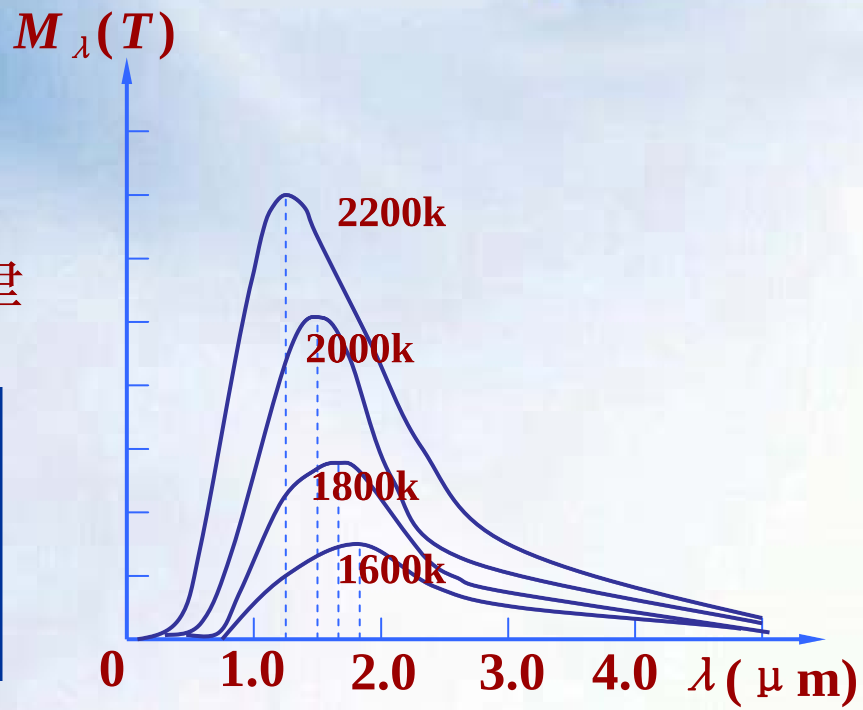


上图中，A为绝对黑体模型，对此模型加热，小孔辐射电磁波，经L_1和平行光管B_1成平行光到达三棱镜P，经分光后，经平行光管会聚于热电偶C上，从而可以测出某一波长的辐射功率。由此测定的黑体单色辐出度与波长的关系曲线如下：

19世纪末，对上述曲线的研究得到两个实验定律：

1.斯忒藩-玻尔兹曼定律

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



$$\sigma = 5.67\times10^{-8}\,\mathbf{J\cdot s^{-1}\cdot m^{-2}\cdot K^{-4}}$$

2.维恩位移定律

$$T\lambda_m = b(\text{或}\lambda_m = \frac{b}{T})$$

$$b = 2.898 \times 10^{-3}\,\mathrm{m \cdot K}$$

该定律是光测高温等技术的物理基础。

例题1：

测得太阳光的峰值波长为510nm，求太阳表面的温度及单位表面积所发射的功率。

解：

$$T = \frac{b}{\lambda_m} = \frac{2.898 \times 10^{-3}}{510 \times 10^{-9}} = 5682\,\mathrm{K}$$

单位表面积所发射的功率（辐射出射度）

$$M(T)=\sigma T^4=5.67\times10^{-8}\times(5682)^4=6\times10^7\,\mathbf{W\cdot m^{-2}}$$

例题2：

人体温度310K，求人体表面辐射电磁波的峰值波长。

解：
$$\lambda_m=\frac{b}{T}=\frac{2.898\times10^{-3}}{310}=9.3\times10^{-6}\,\mathrm{m}=9.3\,\mu\mathrm{m}$$

反之，可测定人体辐射的红外线峰值波长而知道人体表面温度。

§ 19-2 普朗克能量子假设

19世纪末，为从理论上推导黑体辐射公式，许多科学家从经典物理学理论出发，提出他们的研究结果，著名的有：

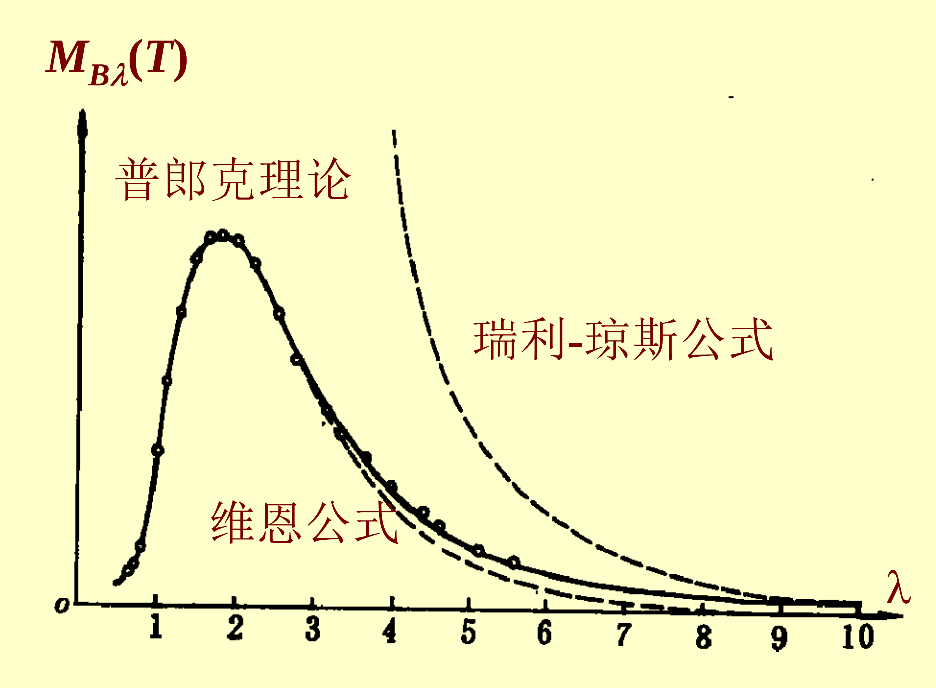
1890年，瑞利、琼斯用能量按自由度均分原理推得公式：

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

式中k为玻耳兹曼常数，c为真空中的光速。瑞利-琼斯公式在波长趋于零时很快发散，被称为"紫外灾难"。

1896年，维恩从自己的位移定律出发并作了一些假设推得另一公式：

$$M_{B\lambda}(T)=\frac{c_2 e^{-c_3/\lambda T}}{\lambda^5}$$



式中c_2、c_3为常数，此公式在短波处与实验曲线符合较好，但在长波区偏差较大。

1900年，普朗克得出一个和实验完全相符的理论公式：

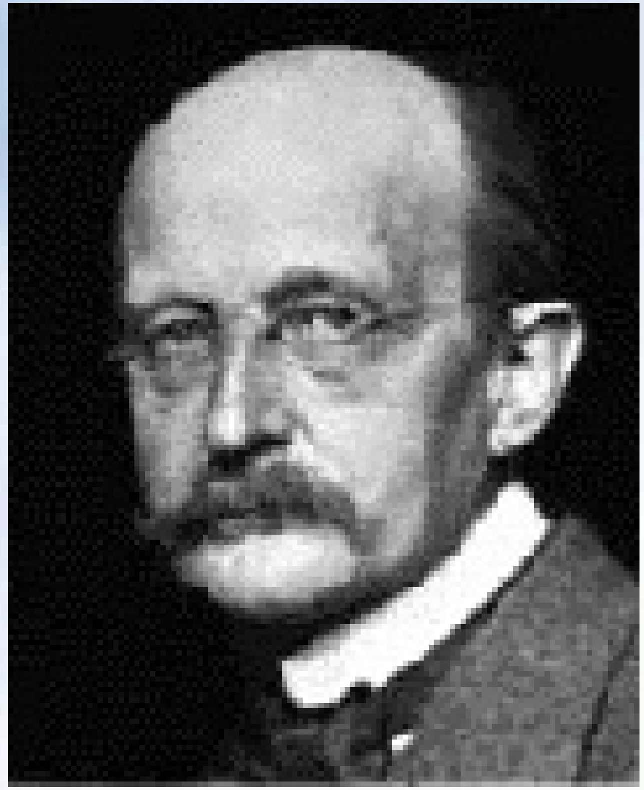
$$M_{B\lambda}(T)=\frac{2\pi hc^2}{\lambda^5}\frac{1}{e^{hc/\lambda kT}-1}$$

*c*是光速；*k*是玻尔兹曼常数；*h*是普适恒量，称普朗克常量，h=6.63×10^{-34} J·s。导出上述公式时，普朗克提出了与经典物理格格不入的假设，称普朗克能量子假设：

（1）辐射体由带电谐振子组成，它们振动时向外辐射电磁波并与周围电磁场交换能量

（2）谐振子的能量只能处于某些特殊状态，即它们的能量是某一最小能量的整数倍，即 ε，2 ε，3 ε，…，n ε

（3） ε称能量子，与振子频率ν成正比　$\varepsilon = h\nu$



普朗克（**Planck, Max**）
1858-1947

由普朗克假设，再利用玻耳兹曼统计分布求平均能量，可导出普朗克公式：

设参与辐射的谐振子总数N，其中能量为$nh\nu$的谐振子总数为N_i，则谐振子的平均能量为

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\sum nh\nu \cdot N_i}{\sum N_i}$$

由玻耳兹曼统计分布，能量为$nh\nu$状态的谐振子数为：

$$N_i = N_0 e^{-\frac{nh\nu}{kT}}$$

经运算后可得：

$$\bar{\varepsilon}=\frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}}-1}$$

将上述能量平均值代入瑞利-琼斯公式中的谐振子平均能量kT，可得普朗克公式：

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

在普朗克公式中：

(1)当波长很大时：

$$\frac{hc}{kT\lambda} << 1 \quad 则 \quad e^{\frac{hc}{kT\lambda}} = 1 + \frac{hc}{kT\lambda}$$

代入普朗克公式，得瑞利-琼斯公式：

$$M_{B\lambda}(T) = \frac{2\pi ckT}{\lambda^4} = c_1\lambda^{-4}T$$

(2)当波长很小时，

$$\frac{hc}{kT\lambda} >> 1 \quad 则 \quad e^{\frac{hc}{kT\lambda}} - 1 = e^{\frac{hc}{kT\lambda}}$$

代入普朗克公式，得维恩公式：

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

其中： $c_2=2\pi hc^2$ $c_3=hc/k$

(3) 普朗克公式对波长积分可得斯忒藩-玻尔兹曼定律：

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

$$=\int_0^\infty 2\pi hc^2\lambda^{-5}\frac{d\lambda}{e^{hc/kT\lambda}-1}$$

$$=\frac{2\pi^5k^4}{15c^2h^3}T^4=\sigma T^4$$

(4)对普朗克公式求导，可得维恩位移定律

$$\frac{dM_{B\lambda}(T)}{d\lambda}=0 \quad 得 \quad \lambda_m=\frac{hc}{4.9651k}\frac{1}{T}$$

得：

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