

## 第十一章 黑体辐射与光的量子性

### § 11-1 黑体辐射

#### 一 热辐射

辐射通量：温度为  $T$  时，频率  $\nu$  附近单位频率间隔  $d\nu$  内的辐射能量。

$d\Phi(\nu, T) = E(\nu, T)d\nu$ ， $E(\nu, T)$ ：辐射谱密度、辐射本领。

吸收本领、吸收比：照射到物体上的通量  $d\Phi(\nu, T)$ ，其中被物体吸收的通量

$d\Phi'(\nu, T)$ ，比例  $A(\nu, T) = \frac{d\Phi'(\nu, T)}{d\Phi(\nu, T)}$ ，称为吸收本领或吸收比。

基尔霍夫热辐射定律：热平衡状态下物体的辐射本领与吸收本领成正比，比

值只与  $\nu, T$  有关。即  $\frac{E(\nu, T)}{A(\nu, T)} = f(\nu, T)$ ， $f(\nu, T)$  是普适函数，与物质无关。

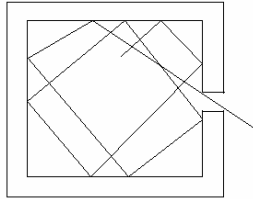
吸收大，辐射也大。

#### 二 黑体辐射

1. 绝对黑体：只有吸收，没有反射。即吸收本领  $A(\nu, T) = 1$ 。

光学 第十一章 黑体辐射与光的量子性

则此时， $f(\nu, T) = E(\nu, T)$ ，通过研究辐射本领就可以得知普适函数的特性，使得对物质热辐射的研究大为方便。



只开有一个小口的空腔，对于射入其中的光，可以完全吸收，故该空腔的开口可以作为绝对黑体。

2. 绝对黑体热辐射的实验规律，可以用辐射本领与波场的关系描述。

### 三 黑体辐射的定律

1. Stefan-Boltzmann 定律

$$\Phi(T) = \int_0^{\infty} E(\nu, T) d\nu = \sigma T^4 \quad , \quad \sigma = 5.67032 \times 10^{-18} \text{ W / m}^2 \text{ k}^4 \quad ,$$

Stefan-Boltzmann 常数。

辐射的总能量，即曲线下的面积与 $T^4$ 成正比。

2. Wien 位移定律

$$E(\nu, T) = c \nu^3 f\left(\frac{\nu}{T}\right) = \frac{c^5}{\lambda^5} f\left(\frac{c}{\lambda T}\right) \quad , \quad \text{函数的极大值满足 } T\lambda_m = b \quad ,$$

$$b = 2.8978 \times 10^{-3} \text{ mk}$$

3. Rayleigh-Jeans 定律

绝对黑体空腔内的光以驻波的形式存在，单位体积内、频率在 $\nu$ 到 $\nu + d\nu$ 之

## 光学 第十一章 黑体辐射与光的量子性

间的驻波数为

$$\rho d\nu = \frac{8\pi}{c^3} \nu^2 d\nu, \text{ 而从小孔辐射出的驻波数为 } \Gamma = \frac{1}{4} c\rho, \text{ 辐射出的能量,}$$

即辐射本领为

$$E(\nu, T) = \Gamma kT = \frac{2\pi}{c^2} \nu^2 kT \quad \text{或} \quad E(\lambda, T) = \Gamma kT = \frac{2\pi c}{\lambda^4} kT \quad .$$

$\lambda \rightarrow 0, E(\lambda, T) \rightarrow \infty$ , 与实验结果偏离。称为“紫外灾难”。

## 四 Plank 的量子假设 (1900 年提出, 1918 年获 Nobel 奖)

空腔中的驻波是一系列的谐振子, 只能取一些分立的能量, 即

$$\varepsilon = 0, \varepsilon_0, 2\varepsilon_0, 3\varepsilon_0, 4\varepsilon_0 \cdots, \text{ 且 } \varepsilon_0 = h\nu, h = 6.63 \times 10^{-34} \text{ Js}, \text{ Plank 常数.}$$

则一个谐振子处于  $E_n = n\varepsilon_0$  态的几率为  $e^{-\frac{n\varepsilon_0}{kT}}$ , 空腔内每一个驻波, 即每一个谐振子的平均能量为

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\sum_n n\varepsilon_0 e^{-\frac{n\varepsilon_0}{kT}}}{\sum_n e^{-\frac{n\varepsilon_0}{kT}}} =$$

$$\frac{\sum_n n\varepsilon_0 e^{-n\varepsilon_0\beta}}{\sum_n e^{-n\varepsilon_0\beta}} = -\frac{\partial}{\partial \beta} [\ln \sum_{n=0}^{\infty} e^{-n\varepsilon_0\beta}] = -\frac{\partial}{\partial \beta} [\ln \frac{1}{1 - e^{-\varepsilon_0\beta}}]$$

$$= \frac{\partial}{\partial \beta} \ln(1 - e^{-\varepsilon_0\beta}) = \frac{\varepsilon_0 e^{-\varepsilon_0\beta}}{1 - e^{-\varepsilon_0\beta}} \frac{e^{\varepsilon_0\beta}}{e^{\varepsilon_0\beta}} = \frac{\varepsilon_0}{e^{\varepsilon_0\beta} - 1} = \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \neq kT$$

黑体的辐射本领为

## 光学 第十一章 黑体辐射与光的量子性

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

长波段， $h\nu \ll kT$ ， $\frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} = \frac{1}{1 + \frac{h\nu}{kT} - 1} = \frac{kT}{h\nu}$ ，

$$E(\nu, T) = \frac{2\pi}{c^2} h\nu^3 \frac{kT}{h\nu} = \frac{2\pi}{c^2} \nu^2 kT \text{ 与 Rayleigh-Jeans 定律符合。}$$

短波段， $h\nu \gg kT$ ，

$$E(\nu, T) = \frac{2\pi}{c^2} h\nu^3 e^{-\frac{h\nu}{kT}} \text{，与实验结果一致。}$$

## § 11-2 Einstein 光子

## 一 光电效应的解释

光的粒子性， $E = h\nu$

## 二 光的波粒二象性

粒子性  $E = h\nu$ ，波动性  $p = \frac{E}{c} = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}$ ，即  $\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv}$ ，推广得出物

质波的概念。

由 de Broglie 提出。

对于光而言，由于  $E = h\nu$ ， $p = mc$ ， $E = mc^2$ ，所以  $m = \frac{h\nu}{c^2}$ ，为光子的

光学 第十一章 黑体辐射与光的量子性

---

运动质量。而其静止质量  $m_0 = 0$ 。

粒子性表现在光与物质的相互作用，主要是高频的光波。波动性表现在光的传播，干涉、衍射方面，主要是低频的光。