

# 第一章 建筑热环境

## § 1.1 概 述

建筑热环境是指作用在房屋外围护结构上的一切热物理量的总称。房屋的外围护结构的功能在于抵抗或利用热作用，以便在房间产生易于控制的舒适的热状况。

因此，在设计满意的建筑围护结构时，必须洞悉作用在其上的各种热，才能创造性地去利用已有的经验和创造新的技术。所谓满意的建筑围护结构是就其适用性、经济性（建造与使用经济和节约能量）和耐久性而言的。

本章的目的是要对作用在建筑外围护结构上的各种热物理量的变化规律作定量的描写。为了层次清晰起见，将建筑热环境分为室外热作用和室内热状况两方面加以论述。因为室外热作用是外因，这个外因通过围护结构之后在室内造成的结果是室内热状况，所以，室内热状况往往作为评价围护结构热性质的指标。

众所周知，热环境是用热辐射、气温、湿度及风速四个物理量来描写的。而建筑热环境，不论是室外热作用，还是室内热状况，也都是考察这四个热物理量，或叫做热气候参量。

## § 1.2 太阳辐射热

太阳辐射热是大气过程的主要能源，也就是建筑热环境四个

参量中影响最大的一个。日照和遮阳是建筑设计首先关心的事情，这就是针对太阳辐射热的。特别是房屋围护结构的设计，必须仔细考虑可作为能源使用的太阳辐射热。愈来愈严重的能源危机迫使人们设计和建造被动控制建筑，以利用自然能量，太阳辐射热的利用是最重要的，这就对围护结构的设计提出更高的要求。

### 1. 太阳常数

在太阳与地球的平均距离处，垂直于入射光线的大气上界单位面积上的热辐射流，叫做太阳常量。从理论上计算得的常量  $I'_0 = 1395.6 \text{W/m}^2$  叫做天文太阳常量，也有用  $I'_\odot$  表示(下标 $\odot$ 表示“太阳的”)。用实测分析决定的太阳常量  $I_0 = 1256 \text{W/m}^2$  叫做气象太阳常量。

### 2. 太阳辐射能在大气中的减弱

太阳光穿过地球大气层时，各光谱成分的热辐射受到不同程度的减弱，但都满足微分减弱定律。如图 1-1 所示，对于波长为  $\lambda$  的光线，该定律表示为

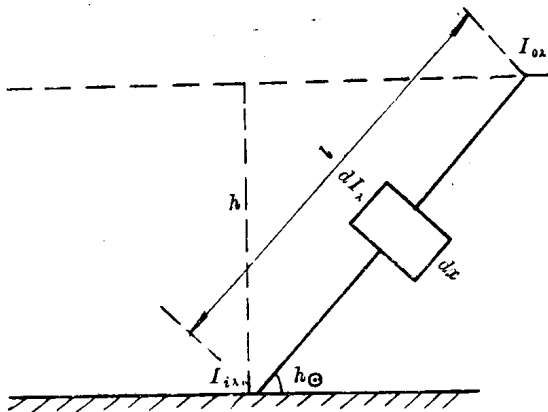


图 1-1 光线入射情况

$$dI_{\lambda} = I_{\lambda} \alpha_{\lambda} dx \quad (1-1)$$

其中  $\alpha_{\lambda}$  为大气层单位厚度对光线的辐射减弱系数。

上式经变化，从太阳到地面分别对热辐射流和距离积分，得光谱中单频光的积分减弱定律

$$\int_{I_{0\lambda}}^{I_{\lambda}} \frac{1}{I_{\lambda}} dI_{\lambda} = - \int_0^l \alpha_{\lambda} dx \quad (1-2)$$

或 
$$\ln \frac{I_{\lambda}}{I_{0\lambda}} = - \bar{\alpha}_{\lambda} l \quad (1-3)$$

亦或 
$$I_{\lambda} = I_{0\lambda} \exp(-\bar{\alpha}_{\lambda} l) \quad (1-4)$$

式中  $\bar{\alpha}_{\lambda}$  为  $\alpha_{\lambda}$  在积分限内的积分中值。

(1-4)式是著名的指数减弱定律。

当从天顶正入射时，从(1-4)式得

$$I_{h\lambda} = I_{0\lambda} \exp(-\bar{\alpha}_{\lambda} h) = I_{0\lambda} P_{1\lambda} \quad (1-5)$$

式中  $P_{1\lambda} = \exp(-\bar{\alpha}_{\lambda} h)$  叫做单位大气的透明系数。这样，(1-4)式可写为

$$I_{m\lambda} = I_{0\lambda} P_{m\lambda}^m \quad (1-6)$$

式中  $P_{m\lambda}^m = \exp(-\bar{\alpha}_{\lambda} l) = [\exp(-\bar{\alpha}_{\lambda} h)]^l$ ；

$m = l/h = \text{csch}_{\odot}$  叫做大气质量；

$P_{m\lambda} = \exp(-\bar{\alpha}_{\lambda} h)$  叫做大气质量为  $m$  时的大气透明系数。

将(1-6)式对整个波长范围积分，则得积分全光谱减弱定律

$$I_m = \int_0^{\infty} I_{m\lambda} d\lambda = \int_0^{\infty} I_{0\lambda} P_{m\lambda}^m d\lambda \quad (1-7)$$

根据积分中值定理，必然有  $P_m^m$  使

$$I = P_m^m \int_0^{\infty} I_{0\lambda} d\lambda = I_0 P_m^m \quad (1-8)$$

此式是通常采用的全光谱的减弱定律。

苏联的 B.Γ.卡斯特洛夫研究得到如下经验公式：

$$P_m^m = \frac{1}{1 + cm} \quad (1-9)$$

式中  $c$  是一可视为常数的大气透明度的表征量。当  $m=1$  时, 有  $P_1 = 1/(1+c)$ , 解得  $c=(1-P_1)/P_1$ ; 将此关系式代入 (1-9) 式得

$$P_m = \sqrt{\frac{P_1}{P_1 + (1-P_1)m}} \quad (1-10)$$

由此式可见, 只要测定太阳从天顶入射时的大气透明系数  $P_1$ , 就可按 (1-10) 式计算大气质量为  $m$  时的大气透明系数  $P_m$ 。但是, 在计算太阳辐射热时, 可直接利用形式简单的卡斯特洛夫经验公式

$$I_m = \frac{I_0}{1+cm} \quad (1-11)$$

式中常数  $c$  可通过简单的观测凭经验决定。

### 3. 太阳辐射对各种表面的照射及总辐射强度

以上是讨论照射到垂直于太阳光线的表面上的日辐射强度。

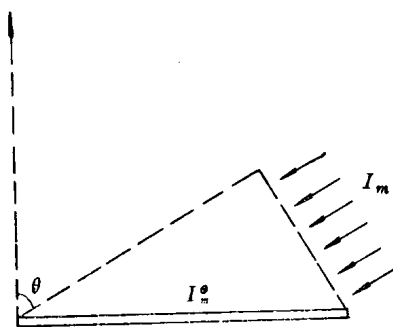


图 1-2 在被照表面上的直接日辐射照射强度

对于与太阳光线成入射角  $\theta$  的表面, 如图 1-2 所示, 强度  $I_m^\theta$  有如下关系:

$$I_m^\theta = I_m \cos \theta \quad (1-12)$$

这是因为照射到单位面积上的  $I_m$  必须分布到较大的面积  $1/\cos \theta$  之上。这样, 入射角愈大, 在被照表面上的直接日辐射照射强度愈小。

对于以高度角  $h_\odot$  照射到地面上的直接太阳辐射  $I_m^H$ , 则因高度角  $h_\odot$  与太阳光线射到地面的入射角  $\theta$  互为余角, (1-12) 式可变成

$$I_m^H = I_m \sin h_\odot \quad (1-13)$$

将 (1-11) 式代入上式, 得

$$I_m^H = \frac{I_0 \sin h_\odot}{1+cm} \quad (1-14)$$

这里的(1-13)和(1-14)式是气象台站可采用的关系,因为日辐射计经常是水平放置的。

日辐射在穿过大气层时还要发生散射,正是散射使整个天空被照亮,因此,在地面的一切表面还应受到这种散射的照射。由于散射辐射,水平面上的日辐射观测值稍大,可以在(1-14)式中引进一因素  $\epsilon$ , 得到

$$I_m^H + D_m^H = \frac{I_0 \sin h_G}{1 + \epsilon c m} \quad (1-15)$$

式中  $D_m^H$  为水平面上的散射辐射强度;  $\epsilon$  为一个小于1的数,可以通过  $I_m^H$  和  $D_m^H$  的观测值来决定。

从(1-14)和(1-15)式可解得

$$D_m^H = I_0 \phi \sin h_G \quad (1-16)$$

$$\phi = \frac{1}{1 + \epsilon c m} - \frac{1}{1 + c m} = \frac{c m (1 - \epsilon)}{(1 + \epsilon c m)(1 + c m)} \quad (1-17)$$

$\phi$  叫做大气散射系数。

考虑到  $m \sin h_G = 1$ , (1-16)式可改写成

$$D_m^H = \psi I_m^H \quad (1-18)$$

$$\psi = \frac{(1 - \epsilon) c}{1 + \epsilon c m} \quad (1-19)$$

$\psi$  叫做日辐射的散射强度与直射强度之比。

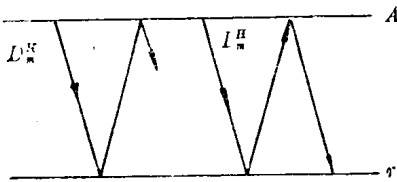


图 1-3 反射辐射的形成

太阳的直接辐射和散射辐射照射地面后经反射,然后又经云层反射,来回往返多次,散射辐射大为增强。这种情况可用两平行板间的反射情况来计算。地面有反射系数  $r$ , 天空有反射系

数  $A$ , 如图 1-3。据此, 散射辐射  $D_m^H$  考虑反射之后的量应为

$$D_{m,r}^H = D_m^H + D_m^H r A + D_m^H (r A)^2 + \dots = \frac{D_m^H}{1 - r A} \quad (1-20)$$

直射阳光经地面反射后所得的扩散光之量为

$$D_{m,s}^H = I_m^H r A + I_m^H (r A)^2 + I_m^H (r A)^3 + \dots = \frac{I_m^H r A}{1 - r A} \quad (1-21)$$

从以上二式可以求出来自天空的总的散射辐射为

$$D_m^T = D_{m,r}^H + D_{m,s}^H = \Phi I_0 \sin h_{\odot} \quad (1-22)$$

$$\Phi = \frac{1}{1 - r A} \left[ \frac{r A}{1 + c m} + \phi(m) \right] \quad (1-23)$$

$\Phi$  叫做全散射辐射系数。

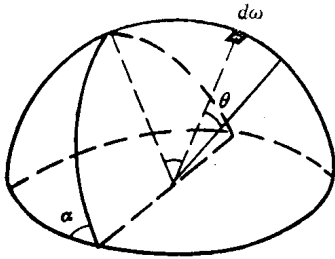


图 1-4 天空散射光照强度  $D_m^a$

从总散射辐射可以计算等亮度天空的亮度或天空的平均亮度（本书所说的亮度，一般指能量亮度）。

$$B_m^T = \frac{1}{\pi} D_m^T \quad (1-24)$$

$B_m^T$  为天空总散射辐射所对应的平均亮度。

根据立体角投影定律，可以计算天空散射辐射亮度照射任意倾斜表面的散射强度为

$$D_m^a = \iint B_m^T \cos \theta d\omega \quad (1-25)$$

如图 1-4， $D_m^a$  为天空在坡度角为  $\alpha$  的表面的散射辐射的照射强度； $\theta$  为微元立体角中的光照射表面的入射角。

在(1-25)式中代入(1-24)式之值，然后进行积分得到均匀天空在任意表面上扩散辐射照射强度

$$D_m^a = D_m^T \cos^2 \frac{\alpha}{2} \quad (1-26)$$

证明如下：

设天空能量亮度  $B_m$  是均匀的, 在任意微元立体角  $d\omega$  投射入倾斜面上的照度表示成

$$dD_m^a = B_m \cos\theta d\omega$$

式中  $\theta$  是来自微元立体角的  $d\omega$  光线射到表面的入射角, 它等于此表面的法线与此光线间的夹角。此式即立体角投影定理。

为了将此余弦函数  $\cos\theta$  坐标化, 采用球坐标如图 1-5 所示, 地面与倾斜面的交线为  $z$  轴,  $x$  轴与  $y$  轴是在包含地面的法线与倾斜平面的法线的垂直面上, 则有单位球上任意点  $P(\varphi, \beta)$  和倾斜面的法线点  $N\left(\frac{\pi}{2} - \alpha, 0\right)$ 。

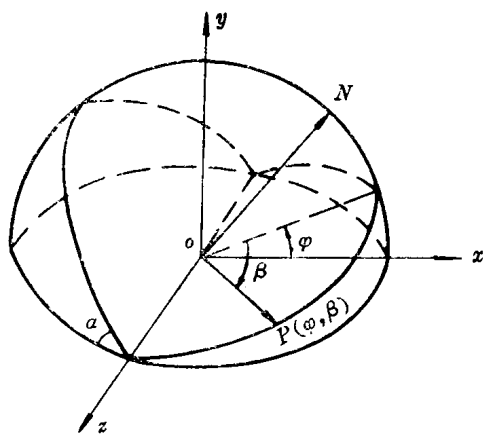


图 1-5 天空扩散光在倾斜面上照度公式的推导  
单位矢量  $OP$  和  $ON$  分别表示成

$$OP = \cos\beta \cos\varphi \mathbf{i} + \cos\beta \sin\varphi \mathbf{j} + \sin\beta \mathbf{k}$$

$$ON = \cos\left(\frac{\pi}{2} - \alpha\right) \mathbf{i} + \sin\left(\frac{\pi}{2} - \alpha\right) \mathbf{j}$$

因此用单位矢量的点积得

$$\cos\theta = OP \cdot ON$$

$$\begin{aligned}
 &= \cos \beta \cos \varphi \sin \alpha + \cos \beta \sin \varphi \cos \alpha \\
 &= \cos \beta \sin (\varphi + \alpha)
 \end{aligned}$$

又因在此球坐标系中，立体角  $d\omega$  表示成

$$d\omega = \cos \beta d\varphi d\beta$$

便可得出下式：

$$dD_m^\alpha = B_m \cos^2 \beta \sin (\varphi + \alpha) d\varphi d\beta$$

积分得

$$\begin{aligned}
 D_m^\alpha &= \int dD_m^\alpha = B_m \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos^2 \beta d\beta \int_0^{\pi-\alpha} \sin (\varphi + \alpha) d\varphi \\
 &= \pi B_m \cos^2 \frac{\alpha}{2}
 \end{aligned}$$

故

$$D_m^\alpha = D_m^T \cos^2 \frac{\alpha}{2}$$

同理，如果地面反射光有亮度  $B_E^T$ ，而

$$B_E^T = \tau \frac{I_m^H + D_m^T}{\pi} \quad (1-27)$$

则在任意坡度角为  $\alpha$  的表面上的能量照度为

$$D_E^\alpha = \tau (I_m^H + D_m^T) \sin^2 \frac{\alpha}{2} \quad (1-28)$$

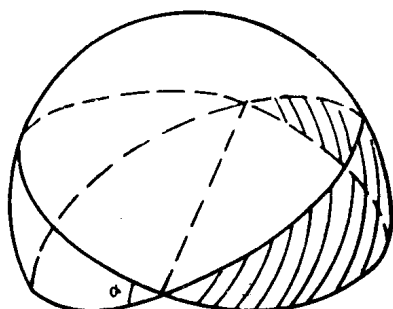


图 1-6 地面散射光照射强度  $D_E^\alpha$

这是因为，天空在倾斜面上产生的照射强度等于在整个水平面上产生的照度，乘以与此面所对天空瓣成互补天空瓣所对的夹角之半的余弦。如图 1-6 所示。

根据(1-26)和(1-28)两式，可以求出天空和地面射来的总散射辐射在任意表面上的总散射强度



$$D_{mE}^{\alpha} = D_m^{\pi} \left( \cos^2 \frac{\alpha}{2} + r \sin^2 \frac{\alpha}{2} \right) + r I_m^H \sin^2 \frac{\alpha}{2} \quad (1-29)$$

根据上文的讨论，在任意表面上的总辐射强度为

$$I_{m\alpha}^{\pi} = I_m \cos \theta + D_{mE}^{\alpha} \quad (1-30)$$

式中  $\theta$  为阳光对该表面的入射角。

要将(1-30)式进行实际计算，应当知道太阳在天空的运转轨道及其光线对表面的入射角，接下来详细研究。

#### 4. 太阳运行轨道及光线入射角

天文学设想耿耿群星在一个半径为无穷大的天球上。如果将地球赤道面延展与天球相交的大圆叫做天球赤道  $EE'$ ，将地球两极连线延长与天球相交的两点相应叫做天北极  $P$  和天南极  $P'$ ，那么，包含此天球南北极点连线的任意平面与天球相交的大圆叫做时圈，而时圈是与天球赤道垂直的。因此，选定天圈中观测者南面那个时圈（叫做子午圈）为参考坐标，就可以用两个角决定星球的位置。如图 1-7 所示，其中一个角是通过星球的那个时圈与子午圈的夹角，叫做时角  $\Omega$ ；另一个角是该时圈上时圈与天球赤道

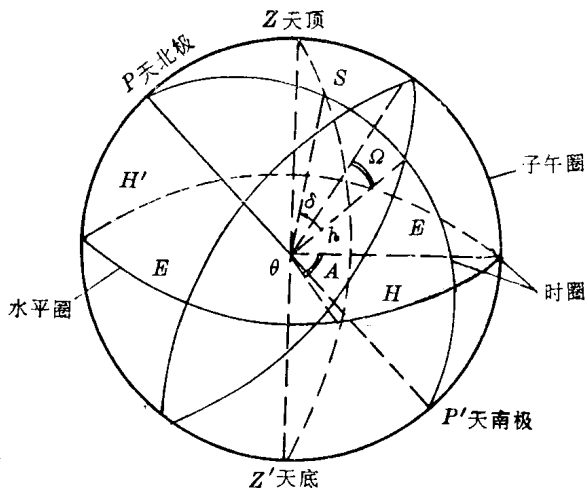


图 1-7 天球与两种坐标制

交点到星球这段弧长对应的纬度角，叫做赤纬角  $\delta$ 。这就是用两个坐标  $(\delta, \Omega)$  决定的星球  $S$  的位置，这个坐标制叫赤道制。

赤道制只能决定星球对地球的相对位置，还不能定出对人的相对位置。对于人，应当采用地平制，就是选择通过观察者的地平面与天球相交的大圆，叫做地平圈  $HH'$ ；通过观察点的垂直线与子午圈之间两个交点，叫做天顶  $Z$  和天底  $Z'$ 。一切通过  $ZZ'$  直线的平面与天球相交的大圆都与水平圈相垂直，叫做垂直圈。垂直圈中有唯一的一个与时圈相重合的，就是子午圈。因此，在地平制中取水平圈和子午圈为参考坐标，通过星球  $S$  的那个垂直圈与子午圈的夹角叫做方位角  $A$ ，而此星球的仰角叫做高度角  $h$ 。这样，此星球的坐标就是  $S(h, A)$ 。

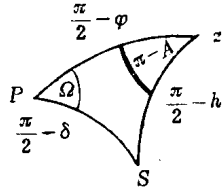


图 1-8 天文三角形

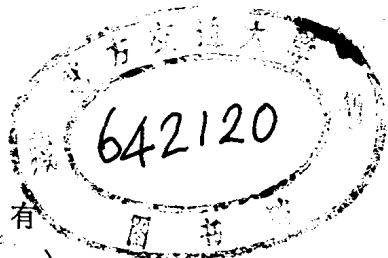
在天球上有球面三角形  $PZS$ ，如图 1-7 所示，是以天北极  $P$ ，天顶  $Z$  和星球  $S$  为三角顶。上述两种坐标制的定位角都概括在这个三角形中，因此这个球面三角形  $PZS$  叫做天文三角形，如图 1-8 所示。由于天顶  $Z$  的赤纬角等于观察点在地球上的纬度  $\varphi$ ，所以边  $PZ$  恰等于  $(\frac{\pi}{2} - \varphi)$ 。因此，解此三角形就可决定天球上太阳运行位置。

可以证明天文三角形满足正弦定理和余弦定理。证明见附录 § 1。

正弦定理 
$$\frac{\sin A}{\sin a} = \frac{\sin B}{\sin b} = \frac{\sin C}{\sin c} \quad (1-31)$$

余弦定理 
$$\cos a = \cos b \cos c + \sin b \sin c \cos A \quad (1-32)$$

式中  $a, b, c$  为球面三角形的边所对应的球心角； $A, B, C$  为球面三角形的边所对的球面角。



当将正弦定理用于天文三角形上时，有

$$\frac{\sin\left(\frac{\pi}{2}-\delta\right)}{\sin(\pi-A_{\odot})} = \frac{\sin\left(\frac{\pi}{2}-h_{\odot}\right)}{\sin\Omega}$$

上式整理后得

$$\sin A_{\odot} = \frac{\cos\delta}{\cos h_{\odot}} \sin\Omega \quad (1-33)$$

当将余弦定理用于天文三角形上时，有

$$\begin{aligned} \cos\left(\frac{\pi}{2}-h_{\odot}\right) &= \cos\left(\frac{\pi}{2}-\delta\right)\cos\left(\frac{\pi}{2}-\varphi\right) \\ &+ \sin\left(\frac{\pi}{2}-\delta\right)\sin\left(\frac{\pi}{2}-\varphi\right)\cos\Omega \end{aligned}$$

上式简化得

$$\sin h_{\odot} = \sin\delta \sin\varphi + \cos\delta \cos\varphi \cos\Omega \quad (1-34)$$

再应用余弦定理得

$$\begin{aligned} \cos\left(\frac{\pi}{2}-\delta\right) &= \cos\left(\frac{\pi}{2}-h_{\odot}\right)\cos\left(\frac{\pi}{2}-\varphi\right) \\ &+ \sin\left(\frac{\pi}{2}-h_{\odot}\right)\sin\left(\frac{\pi}{2}-\varphi\right)\cos(\pi-A_{\odot}) \end{aligned}$$

上式简化得

$$\sin\delta = \sin h_{\odot} \sin\varphi - \cos h_{\odot} \cos\varphi \cos A_{\odot}$$

或

$$\cos A_{\odot} = \frac{\sin h_{\odot} \sin\varphi - \sin\delta}{\cos h_{\odot} \cos\varphi} \quad (1-35)$$

用(1-33)，(1-34)和(1-35)三式可以计算任何日期( $\delta$ )、任何地点( $\varphi$ )和任何时间( $\Omega$ )的太阳高度角  $h_{\odot}$  和方位角  $A_{\odot}$ 。

现在计算太阳照射表面的入射角  $\theta$  的余弦。仍然采用矢量代数法，如果表面的法线上的单位矢量为  $\mathbf{u}_n$ ，太阳光线方向的单位矢量为  $\mathbf{u}_{\odot}$ ，则有(图 1-9)

$$\cos \theta = \mathbf{u}_{\odot} \cdot \mathbf{u}_n \quad (1-36)$$

当用法线的高度角  $h_n$  和方位角  $A_n$ , 太阳的高度角  $h_{\odot}$  和方位角  $A_{\odot}$  分别表示它们的单位矢量的三个坐标分量时有

$$\mathbf{u}_n = \cos h_n \cos A_n \mathbf{i} + \cos h_n \sin A_n \mathbf{j} + \sin h_n \mathbf{k}$$

和 
$$\mathbf{u}_{\odot} = \cos h_{\odot} \cos A_{\odot} \mathbf{i} + \cos h_{\odot} \sin A_{\odot} \mathbf{j} + \sin h_{\odot} \mathbf{k}$$

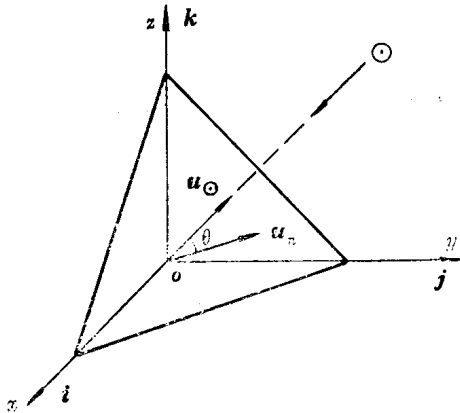


图 1-9 入射角的余弦计算

将上二单位矢量的坐标表示代入(1-36)式中, 得

$$\begin{aligned} \cos \theta &= \cos h_n \cos h_{\odot} \cos A_n \cos A_{\odot} \\ &+ \cos h_n \cos h_{\odot} \sin A_n \sin A_{\odot} + \sin h_n \sin h_{\odot} \end{aligned}$$

上式可以化简成

$$\cos \theta = \sin h_n \sin h_{\odot} + \cos h_n \cos h_{\odot} \cos (A_{\odot} - A_n) \quad (1-37)$$

将上式代入(1-13)式中, 得

$$I_m^{\theta} = I_m [\sin h_n \sin h_{\odot} + \cos h_n \cos h_{\odot} \cos (A_{\odot} - A_n)] \quad (1-38)$$

但对于表面而言, 工程上常称坡度角  $\alpha$ , 而不习惯称法线的高度角  $h_n$ , 因而据  $h_n + \alpha = \frac{\pi}{2}$ , 将(1-38)式改写成

$$I_m^n = I_m [\cos \alpha \sin h_\odot + \sin \alpha \cos h_\odot \cos (A_\odot - A_n)] \quad (1-39)$$

从上式可以导出几种特殊朝向的表面上直接日辐射照射强度。

对于水平表面  $\alpha=0$ ，从(1-39)式得

$$I_m'' = I_m \sin h_\odot \quad (1-40)$$

对于垂直表面  $\alpha = \frac{\pi}{2}$ ，(1-39)变成

$$I_m^{\perp} = I_m \cos h_\odot \cos (A_\odot - A_n) \quad (1-41)$$

对于垂直向南表面  $A_n=0$ ，从(1-41)式得

$$I_m^{\perp S} = I_m \cos h_\odot \cos A_\odot \quad (1-42)$$

当  $|A_\odot| > \frac{\pi}{2}$  时，日辐射照在向北表面上。

对于垂直向东或向西表面  $|A_n| = \frac{\pi}{2}$ ，从(1-41)式即得

$$I_m^{\perp E \text{ or } W} = \mp I_m \cos h_\odot \sin A_\odot \quad (1-43)$$

其中负号对应向东；正号对应向西。

将(1-41)式中的两方位角之差的余弦函数展开，并考虑到(1-42)和(1-43)二式而得

$$I_m^{\perp} = I_m^{\perp S \text{ or } N} \cos A_n + I_m^{\perp E \text{ or } W} \sin A_n \quad (1-44)$$

又在(1-39)式中考虑到(1-40)和(1-41)二式可得

$$I_m^\alpha = I_m'' \cos \alpha + I_m^{\perp} \sin \alpha \quad (1-45)$$

可见，在计算任意表面的直接日辐射时，只要知道它的坡度角  $\alpha$  和方位角  $A_n$ ，就可根据对应时刻的水平面上日射强度  $I_m''$ ，垂直向南或向北的辐射强度  $I_m^{\perp S \text{ or } N}$  和垂直向东西表面上的辐射强度  $I_m^{\perp E \text{ or } W}$  来计算。因此，称  $I_m''$ ， $I_m^{\perp S \text{ or } N}$  和  $I_m^{\perp E \text{ or } W}$  为基本方位表面上的日照强度量。

在建筑设计中，常须考虑日照时间，即在所考虑的表面上日照开始到终止所经历的时间。从理论上说，日照时间  $\tau_\odot$  是对

应于终止和启始两个时刻之差，即

$$z_{\odot} = z_e - z_b \quad (1-46)$$

事实上这个日照时间  $z_{\odot}$  是极限日照时间，而实际的日照时间  $z'_{\odot}$  比极限日照时间  $z_{\odot}$  为小，所谓日照率  $K_{\odot}$  就是此二者之比，即

$$K_{\odot} = \frac{z'_{\odot}}{z_{\odot}} \quad (1-47)$$

日照率  $K_{\odot}$  是反映地区的日照状况的，在热工计算时，往往需要考虑日照率，使计算精度改善。

纬度  $\varphi = 30^\circ$  地方各朝向夏季日辐射强度的谐量分析如下(时间从正午算起)：

$$\begin{aligned} I_m'' &= 288.4 + 4391 \cos 15\tau + 165.0 \cos 30\tau - 9.77 \cos 45\tau \\ I_m^{\perp S} &= 38.5 + 63.3 \cos 15\tau + 47.0 \cos 30\tau + 26.4 \cos 45\tau \\ I_m^{\perp \text{NorW}} &= 115.0 + 209.4 \cos(15\tau - 55) + 170.9 \cos(30\tau - 112) \\ &\quad + 98.5 \cos(45\tau - 171) \\ I_m^{\perp \text{SE}} &= 85.0 + 156.0 \cos(15\tau - 312) + 113.2 \cos(30\tau - 264) \\ &\quad + 59.4 \cos(45\tau - 222) \\ I_m^{\perp \text{SW}} &= 85.0 + 156.0 \cos(15\tau = 48) + 113.2 \cos(30\tau - 90) \\ &\quad + 59.4 \cos(45\tau - 138) \\ I_m^{\perp \text{NE}} &= 84.1 + 152.8 \cos(15\tau + 299) + 124.0 \cos(30\tau + 232) \\ &\quad + 83.3 \cos(45\tau - 172) \\ I_m^{\perp \text{NW}} &= 84.1 + 152.8 \cos(15\tau + 61) + 124.0 \cos(30\tau - 128) \\ &\quad + 83.3 \cos(45\tau - 188) \end{aligned}$$

### § 1.3 长波辐射

地面与大气间的长波辐射，是地面的冷却作用。其规律是根据黑体的温度辐射定律(斯蒂芬-波耳兹曼定律)来确定的，温度辐射定律是黑体表面的温度辐射强度  $E$  按下式计算：

$$E = C_0 \left( \frac{T_a}{100} \right)^4 \quad (1-48)$$

式中  $E$  ——辐射强度,  $W/m^2$ ;

$T_a$  ——热力学温度,  $K$ ;

$C_0$  ——黑体辐射系数,  $C_0 = 5.7W/(m^2 \cdot K^4)$ 。

当地面按(1-48)式向大气辐射热时, 由于大气中的水蒸气  $H_2O$ , 二氧化碳  $CO_2$ , 臭氧  $O_3$  等三原子分子的反射和吸收后再产生温度辐射, 部分由地面释放的辐射热又回到地面。设这个回射到地面的热辐射强度为  $q_{sk}$ , 则定义此大气的反射系数为

$$B_r = \frac{q_{sk}}{C_0 \left( \frac{T_a}{100} \right)^4} \quad (1-49)$$

式中  $B_r$  叫做布朗特数(Brunt Number)。

由于大气中除水蒸气分压力  $e$  之外的其他反射和吸收辐射热的因素相对比较固定, 所以可将布朗特数表示成  $e$  的函数, 即

$$B_r = 0.51 + 0.0066\sqrt{e} \quad (1-50)$$

式中  $e$  ——大气中水蒸气分压力,  $Pa$ 。

因此来自天空的长波辐射, 根据(1-49)式得

$$q_{sk} = B_r C_0 \left( \frac{T_a}{100} \right)^4 \quad (1-51)$$

这样一来, 地面由于长波辐射放出的净辐射热强度(比热流)为

$$q_{rs} = C_0 \left( \frac{T_a}{100} \right)^4 - B_r C_0 \left( \frac{T_a}{100} \right)^4 = (1 - B_r) C_0 \left( \frac{T_a}{100} \right)^4$$

式中  $q_{rc}$  ——地面与天空的辐射换热。 (1-52)

从(1-52)式可见  $(1 - B_r)$  相当于大气的辐射黑度系数, 相当于大气以这个黑度向太空辐射出温度辐射。

以上讨论的是以空气温度作为辐射计算参数的, 这是因为在

考虑长时间的地面热平衡时，地面温度就等于空气温度。但对于短时间或瞬时计量的长波辐射热，应当采用表面温度作为计算参数。处理这个问题，有一个办法就是求出大气的辐射当量温度，即将(1-51)式中左边的热辐射视为某一个辐射温度的黑体辐射，故得

$$T_R = T_a B r^{1.4} \quad (1-53)$$

然后研究这个温度与所研究的表面间辐射换热，即

$$q'_{rc} = C' \left[ \left( \frac{T_b}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_R}{100} \right)^4 \right] \quad (1-54)$$

式中  $C'$ ——所研究表面的导热辐射系数；

$T_b$ ——所研究表面的热力学温度。

(1-54)式在  $T_b = T_a$  时，就变成(1-52)式。

以上的长波辐射是对地面而言的，与地面平行的平屋顶也可以利用。但对于任意倾斜表面，长波辐射包括两个方面：其一是与大气的，其二是与地面的。具体计算类似于(1-26)式，即对任意倾斜面上的大气长波辐射换热为

$$q'_{rc}^a = q'_{rc} \cos^2 \frac{\alpha}{2} \quad (1-55)$$

$\alpha$  是该表面的坡度角。这就是说，当  $\alpha = \frac{\pi}{2}$  时，

$$q'_{rc}^{a(\pi/2)} = \frac{1}{2} q'_{rc} \quad (1-56)$$

即，垂直面上的长波冷却温度只有水平的一半。

非水平的房屋外表面，除了接受天空的长波冷却辐射之外，尚接受来自地面的长波辐射，具体计算类似于(1-28)式，即对与地面有任意倾斜度平面上的地面长波辐射为

$$q'_{rc}^{a_s} = C' \left[ \left( \frac{T_b}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_s}{100} \right)^4 \right] \sin^2 \frac{\alpha}{2} \quad (1-57)$$



式中  $q'_{\tau}''$ ——所研究的表面与地表面间的长波辐射换热;

$T_b$ ——表面热力学温度;

$T_s$ ——地面的热力学温度;

$C'$ ——表面与地面间的导来辐射系数。

由(1-57)式可见,对于滨海、滨湖、滨江建筑,某些表面所临的地面可能是温度日夜变化不大的水平面,这对控制建筑物表面(和房间)温度,有良好的作用。

对某些狭窄光谱带(例如,  $1.2\mu\text{m}$ ,  $1.6\mu\text{m}$ ,  $2.1\mu\text{m}$ 之类)存在大气窗,即这些光谱带的光会无阻碍地通过大气。利用此性质,可在屋面上涂一种选择吸收涂料,如氧化锆  $\text{ZrO}_2$ ,可使屋面夏天冷却,以降低屋顶和房间温度。

## § 1.4 室外气温

### 1. 室外气温的谱量表示

对房屋的外围护结构热工计算和设计时,室外空气温度是一个重要指标,因为室外空气温度常常是评价地方气候冷暖的根据。研究房屋围护结构的保温、隔热,也还是要根据室外空气温度的变化规律,采取能利用自然气候特点的、适用的、经济有效的措施。

空气温度的年变化、日变化都是周期的,这是因为引起空气温度这种变化的太阳辐射是周期的。

气温可以根据气象台站的观测资料,按变化周期进行谱量分析,即将气温表示成傅里叶级数形式

$$t_{\tau} = \bar{t} + \sum_{k=1}^{\infty} \Theta_k \cos k\omega(\tau - \tau_k) \quad (1-58)$$

式中  $\bar{t}$ ——周期中的温度平均值,

$$\bar{t} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n t_i \quad (1-59)$$