中国国防科技网 http://www.81tech.com

# 目　录

绪　论 …… 1

## 第一篇　辐射度学的基本概念

**第一章　辐射度学的基本原理、基本量和辐射能传输** …… 4
第一节　遥感辐射测量系统的典型结构 …… 4
第二节　辐射度学的基本概念 …… 5
第三节　辐射度学的基本量 …… 6
第四节　辐射能的传输 …… 10
第五节　辐射度学的误差特性和噪声 …… 15
**第二章　黑体辐射** …… 18
第一节　黑体辐射的特性 …… 18
第二节　基尔霍夫定律 …… 23
第三节　黑体模拟器 …… 24
第四节　选择辐射体 …… 25

## 第二篇　遥感中的自然辐射源和地球大气

**第三章　遥感中的自然辐射源** …… 27
第一节　太阳 …… 27
第二节　地球的反射和发射辐射 …… 33
第三节　物体的频谱特性 …… 34
第四节　地球表面和电磁辐射的相互作用 …… 37
**第四章　大气光学性质与光学遥感** …… 46
第一节　大气模式 …… 46
第二节　大气衰减 …… 47
第三节　大气折射与湍流效应 …… 48
第四节　背景辐射 …… 50
第五节　大气窗内的遥感 …… 51
**第五章　大气的光谱特征及其校正** …… 57
第一节　光谱反射比特征要素的方程式 …… 57

第二节 向上大气辐亮度 $L_u$ 的确定 …… 60
第三节 遥感数据中的噪声和不确定性 …… 68

## 第三篇 辐射度学系统和辐射度学计算

**第六章 望远镜系统的分光辐射度学** …… 72
第一节 遥感系统像面光谱辐照度分布 …… 72
第二节 $f$ 数的选择及其限制 …… 74
**第七章 光谱分析器** …… 76
第一节 色散系统 …… 76
第二节 利特洛装置 …… 81
第三节 直射棱镜和闪耀光栅 …… 82
第四节 成像光谱仪 …… 85
第五节 滤光镜 …… 86
**第八章 辐射探测器** …… 90
第一节 探测器的基本类型和特点 …… 90
第二节 热探测器 …… 91
第三节 探测器的基本参数 …… 93
第四节 光电探测器 …… 99
第五节 辐射探测器在遥感传感器中的应用示例 …… 105
**第九章 遥感传感器的辐射度学设计** …… 109
第一节 目标反射能量的计算 …… 109
第二节 多光谱扫描仪噪声等效反射率差的确定 …… 113
第三节 多光谱扫描仪噪声等效温差的确定 …… 126
第四节 辐射灵敏度参数的其他表示方法 …… 128
第五节 海洋遥感和 Deschamps 大气模式 …… 130
第六节 海洋遥感的辐射度学计算 …… 136
**第十章 辐射度学定标** …… 139
第一节 辐射定标的分类和应用 …… 139
第二节 分光辐射度定标的要求 …… 140
第三节 0.4～2.5μm 波段的辐射定标 …… 142
第四节 热红外波段的辐射定标 …… 144
第五节 几种人工基准源 …… 145
第六节 典型的星上辐射定标系统 …… 149
**第十一章 遥感传感器辐射度学参数与辐射度学测量** …… 162
第一节 光谱辐亮度与总辐亮度的测量 …… 164
第二节 非相干辐射源的辐亮度、几何总辐射功率和辐射温度的测量 …… 168

**第十二章 遥感辐射测量精度与灵敏度** …… 170
第一节 遥感器的辐射分辨率 …… 170
第二节 用户对辐射测量精度的要求 …… 171
第三节 监测植被所需要的辐射分辨率 …… 174
**第十三章 遥感系统中的杂散辐射** …… 177
第一节 遥感传感器中杂散辐射的度量 …… 177
第二节 杂散辐射的危害性 …… 178
第三节 杂散辐射源及杂散辐射抑制 …… 179
第四节 遥感传感器典型子系统的杂散辐射 …… 183
第五节 杂散辐射设计与分析 …… 186
**第十四章 光学遥感中的偏振** …… 190
第一节 观测目标和地球大气的偏振 …… 190
第二节 遥感传感器的偏振 …… 191
第三节 仪器偏振函数计算 …… 195

## 第四篇 遥感传感器的评价系统

**第十五章 遥感传感器系统的 MTF 和配准精度** …… 202
第一节 遥感传感器系统的 MTF …… 202
第二节 波段-波段配准 …… 205
**第十六章 数据细度和总信息量** …… 209
第一节 遥感信息的获得和数据细度 …… 209
第二节 分辨率间的依存和制约关系 …… 212
第三节 用户对遥感数据的要求 …… 214
第四节 遥感信息的恢复与信息容量 …… 219
第五节 遥感识别和存在的问题 …… 223

中国国防科技网 http://www.81tech.com

# 绪　论

由空间对地球进行光学遥感，实质上是通过对地球表面的辐射度学测量，确切地说是通过光谱辐射度学测量，来获得必要的观测数据。因此，用于这一目的的光学遥感传感器的设计主要是在确定的条件下，例如，在一定的时间、空间和光谱分辨率下对辐射度学的设计。也就是确定遥感传感器总系统的辐射度学性能，在其各子系统的参数间进行折衷或平衡，以最终保证遥感传感器的观测能力和要求。

基于这一情况，本书第一篇安排的内容是辐射度学的基本概念，包括辐射度学的基本原理、基本量、辐射能的传输和黑体辐射等。对于比较熟悉辐射度学内容的读者，这是一种必要的复习；对于不大熟悉这部分内容的读者，则是必备的预备性知识。

第二篇安排的内容是光学遥感中的自然辐射源和地球大气。现代地球光学遥感，基本上是被动式遥感，最基本的、最主要的自然辐射源是太阳和地球。它们与光学遥感的关系极为密切，对光学遥感有决定性的影响。这里给出这两种自然辐射源的性质和一些必要的辐射度学数据，从光谱和能量两个角度讨论电磁波和地球表面的相互作用。

因为对地球的空间遥感是通过地球大气进行的，大气的光学性质无疑会对遥感数据的收集产生重要的影响。广义地说，地球大气既是光学遥感中辐射传输的介质，也是遥感中的一种辐射源。所以，对地球大气的了解也是很必要的。这里阐述了大气的光学性质及其对光学遥感的影响，大气的光谱特征及其校正方法。

要说明的是，这部分内容相当广泛而又复杂，这里的讨论只能是扼要的，带有结论性的，目的在于为遥感传感器的辐射度学设计提供有用的参考。

在上两篇基础上，第三篇进入本书主题，即光学遥感传感器辐射度学的设计和计算。首先，本篇讨论遥感传感器两个最主要、最基本的光学子系统，即望远镜和光谱分析器的辐射度学问题，接着讨论辐射探测器。辐射探测器往往是遥感传感器决定性的硬件制约条件，在许多情况下，遥感传感器的辐射度学计算是围绕着探测器的性能进行的。

在辐射度学计算中，把遥感传感器的辐射度学性能要求，即辐射分辨率、灵敏度和动态范围等与遥感辐射源（太阳和地球）、辐射传输介质（地球大气）、遥感传感器以及其卫星平台的性能和参数用一个统一的公式联系起来（包括卫星平台的稳定方式、高度、速高比及其变化，平台的指向特性和稳定特性等）。该公式是遥感传感器辐射度学设计的依据，依此在遥感传感器辐射度学的要求和遥感大系统中各子系统的参数间进行平衡。

本篇讨论的另一主要内容，是遥感传感器的星上辐射度学定标。星上定标器是遥感传感器的不可分割部分，这里介绍了星上定标的基本原理和要求。作为参考，给出一些典型的定标光学系统，这些系统已成功地在某些空间遥感传感器中得到应用。

在遥感传感器辐射度学设计计算完成后，可以从辐射测量的观点定义其辐射度学性

能，如功率、辐照度和辐亮度响应率等。

本篇的上述内容可归结为以下四部分：

1. 光学遥感传感器基本光学子系统的辐射度学性能。

2. 辐射度学设计计算。

3. 星上辐射度学定标和遥感传感器的辐射度学响应。

这三部分是遥感辐射度学的基本内容，必需进一步讨论的内容是第四部分，即

4. 遥感辐射度学测量精度。

这一部分包括三个内容。第一个内容是用户对辐射测量精度的要求，特别是植被监测所需要的辐射测量精度。第二个内容是遥感系统中的杂散辐射问题，给出杂散辐射的概念，杂散辐射源，杂散辐射的计算分析和抑制措施。杂散辐射问题已成为一专门的工程学科，成为制约高性能航天光学遥感传感器发展的一个重要因素。对杂散辐射的了解，是光学遥感传感器设计者所不可缺少的。本书给予一定篇幅，也是很必要的。第三个内容是光学遥感中的偏振。偏振遍及光学遥感的所有环节，对高辐射分辨率的光学遥感传感器，例如，用于海洋水色观测的成像光谱仪，偏振灵敏度要求小于或等于 1 % 。因此，对遥感系统的偏振计算分析是重要的。本部分介绍大气偏振的度量，典型光学系统和元件的偏振性质，以及仪器偏振函数的计算。读者可从中了解遥感中偏振的基本概念和分析方法。

第四篇介绍遥感传感器的评价系统，包括系统 MTF，以及除辐射分辨率外的其他获取遥感信息的手段，例如，时间、空间和光谱分辨率，并推导出航天光学遥感传感器的评价函数。遥感传感器从空间获取地面景物的数据，这些数据信息的量和质显然是重要的。只有在这个前提下，才能考虑其他性能，如智能化程度、体积、重量和价格等。

# 第 一 篇
# 辐射度学的基本概念

辐射度学或称辐射测量，是一门测量电磁辐射能的科学和技术。这一概念可理解为测量电磁波所传递的能量，或测量与这一能量特征有关的其他物理量。在整个电磁频谱范围内，对于不同的频谱段，采用不同的辐射能测量方法。这里仅阐述一些适合于测量电磁波光学频谱区内辐射能的一些概念、元件和技术。光学频谱区，限定在从 0.4μm 到 14.0μm 波长的范围内，即航天光学遥感可能利用的光谱区。这一光谱区通常划分为几个子区，即

(1)可见和近红外光谱区，VIS/NIR 或 VNIR，0.4～1.1μm；

(2)短波红外光谱区，SWIR，1.5～2.5μm；

(3)中波红外光谱区，MWIR，3.5～7.5μm；

(4)长波红外，或热红外光谱区，LWIR 或 TIR，8.5～12.5μm，或者扩展到 14μm 左右。其他光谱子区，在遥感中很少利用。

人类生活在电磁辐射能的环境中，被天然的或人工的电磁能源所包围，因此，会在测量和控制这种辐射能方面提出很多的要求。空间光学遥感是努力满足这种要求的体现之一，并从这种技术中获得了许多重大的成果。

# 第一章　辐射度学的基本原理<br>基本量和辐射能传输

辐射度学涉及的论题非常广泛，包括辐射能的基本概念，它的传输和变换，以及仪器的辐射度学校准或定标。主要是讨论从红外、可见到紫外光谱区光辐射的产生、传递、探测和应用。在阐述这些论题时，都围绕着我们的中心课题——航天光学遥感辐射度学。

## 第一节　遥感辐射测量系统的典型结构

遥感辐射测量系统的典型结构如图 1.1 所示。

一个完整的遥感辐射测量系统，通常包括以下若干单元，即

1. 辐射源

辐射源即提供辐射测量的辐射能源。在光学遥感中典型的辐射源是太阳和地球。

2. 传输介质

对空间遥感来说，辐射能的传输介质包括地球表面的大气层。大气的主要特征之一是它的易变性，即温度、压力和含水量的变化，以及分子和粒子的类别不同，导致大气的光学参数随时间和空间发生较大的变化。此外，大气的垂直结构是海拔高度的函数，也产生一种较大程度的梯度变化。

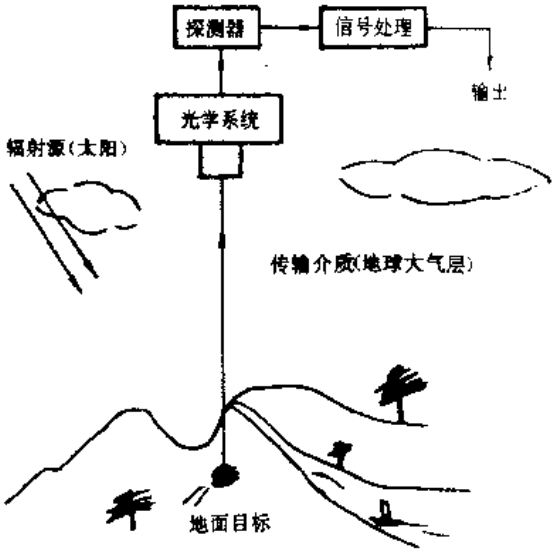



图 1.1　遥感辐射测量系统的典型结构

3. 目标

地面目标可以反射辐照的阳光，也可以自身辐射长波电磁能。由于物体的透射、反射、吸收和发射频谱特性不同，光学遥感可以对它们进行识别和分类。

4. 光学系统

光学系统通常包括透镜、反射镜、光阑、棱镜、光栅、滤光镜、偏振器、衰减器、漫射体、积分球、光学纤维和一些其他光学器件。光学系统是遥感传感器的主要或核心部分，主要具有收集光能、成像和光谱分析等作用。

5. 光电辐射探测器

这种探测器用于将辐射信号转换成电信号，将空间信号转换为时间信号。在遥感传感器中使用的探测器除光电探测器外，还包括照相胶卷。电荷耦合器件(CCD)以其优越的特性，特别受到重视。

6. 信号处理系统

信号处理单元的能力，常常会影响辐射测量系统其他单元的设计。遥感传感器的信号处理，包括放大、滤波、采样、保持、模拟多路调制、模数转换、数字多路调制，以及数据组合或压缩等过程。信号处理系统的功能，与其测量的目的和内容有关。

7. 输出

遥感传感器的输出是已感光的胶片，或者是数据磁带和通过遥测装置向卫星地面站发送的格式数据。

可以看出，光学遥感是一种典型的辐射测量过程。

## 第二节　辐射度学的基本概念

电磁辐射具有三个互补的特性，即其传播的直线性、波动性和量子性。辐射度学的基本概念集中于这三个特性上，在朝向波长较长的方向上，例如，长波红外以至微波，辐射能的波动性逐渐加强；相反，在朝向波长较短的方向上，例如，紫外至 $x$ 射线和波长更短的波段，辐射能传播的直线性逐渐明显。光学遥感使用光学频谱区的电磁辐射，辐射的三个互补特性都要考虑。

1. 辐射能传播的直线性

辐射能传播的直线性，即辐射能在传播过程中，其空间分布不会偏离开一条由几何光线所确定的光路。描述这种传播特性的科学，即几何光学或光线光学。大部分辐射度学的概念建立在这种几何光学的基础上。

实际上，几何光学没有考虑作为波动现象的衍射效应。当辐射束通过光阑时，就会产生衍射现象，这时，辐射传播不再遵循原来由光阑和入射光束几何形状所确定的轨迹，而会扩散。由衍射所确定的扩散角，即衍射角近似为

$$\theta = \frac{\lambda}{D} \tag{1.1}$$

式中，$\lambda$ 是所用辐射能的波长，$D$ 是光学系统的入瞳直径。

在遥感系统中，一般光学系统的孔径尺寸较大，因而衍射角很小，可以忽略衍射效应的影响，用几何光学的方法来确定辐射能传播的轨迹。

2. 辐射能的非相干性

辐射度学中的第二个基本假定，就是辐射能是不相干的，因而不必考虑干涉效应。在被动式光学遥感中，利用的辐射能来自地面反射的太阳光谱或自身的温度辐射，这一假定与实际相符。

干涉也是一种波动现象，辐射能束的时间相干长度，即沿辐射能束传播方向的相干距离，近似为

$$l_c = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} \tag{1.2}$$

式中，$\lambda$ 是辐射能的波长，$\Delta\lambda$ 是辐射能束的波长间隔。实际上，辐射能的空间和时间相干性是不可分割的。

在多数遥感情况下，特别是在热辐射源的情况下，波长间隔 $\Delta\lambda$ 相当大，使得干涉效应可以忽略不计。

虽然在光学遥感中这两个基本假定一般都能够成立，但不排除在某些特殊场合考虑辐射能传输中的衍射和干涉效应，尤其是衍射效应。

3. 辐射能的量子性

辐射能的量子性，即辐射能的每个量子或光子，具有能量

$$Q = h\nu \tag{1.3}$$

式中，$h$ 是普朗克常数，$\nu$ 是辐射能的光学频率。

在光学频谱区，光子能量 $Q$ 很小，但在遥感情况下，特别对于低反射率或低温目标，被测辐射能也很小。由于到达探测器的光子随机性（产生光子散粒噪声）和数量很小，将给出一个测量误差极限。

## 第三节　辐射度学的基本量

在辐射度学中有两类基本量，一类是辐射度学量，是物理量，它的基本量是辐（射）功率或辐（射能）通量，单位是瓦〔W〕；另一类是光度学量，是生理量，它的基本量是光通量，单位是流明〔lm〕。

辐射度学量表示辐射能的大小，光度学量表示人眼对辐射能的视觉强度。光度学是辐射度学的一部分或特例，指辐射度学中可见光谱测量研究的那一部分。

在对地球的空间光学遥感中，使用的频谱区从紫外一直延伸到热红外区。为了使用和计算上的方便，虽然这一频谱区中包含了可见光谱子区，但一般都统一地使用辐射度学量及其相应的单位。在使用胶卷摄影机时，也能使用光度学量。

此外，从空间对地面特征的遥感，目标总是充满遥感传感器视场的。遥感的对象是“面辐射源”，而非“点辐射源”。因此，这里也只是对描述面源特征的辐射度学量特别介绍，例如，辐亮度。

各种辐射度学量分别从辐射的空间、时间、频谱及其与物质的相互作用等诸方面来描述辐射的属性。

### 一、空间辐射度学量

最常用的辐射度学基本量有：

1. 辐（射）能 $Q$

辐（射）能 $Q$ 定义为以辐射的形式发射、传播或接收的能量。辐（射）能的单位是焦耳〔J〕。

2. 辐（射）功率，或辐（射能）通量 $\phi$

辐（射能）通量是以辐射的形式发射、传播或接收的功率

$$\phi = \frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}t} \tag{1.4}$$

式中，$t$ 是辐射能发射或接收的时间，$\phi$ 的单位是瓦〔W〕。

3. 辐(射)亮度，或辐射度 $L$

表面一点处的面元，在给定方向上的辐射强度，除以该面元在垂直于给定方向的平面上的正投影面积，定义为辐(射)亮度

$$L = \frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}A \cdot \cos\theta} = \frac{\mathrm{d}^2\phi}{\mathrm{d}A \cdot \mathrm{d}\Omega \cdot \cos\theta} \tag{1.5}$$

式中，$\mathrm{d}I$ 是辐(射)强度，为在给定方向上的立体角元内，离开点辐射源(或辐射源面元)的辐射功率，单位是瓦/球面度〔W/sr〕。

$$I = \frac{\mathrm{d}\phi}{\mathrm{d}\Omega} \tag{1.6}$$

在式(1.5)和(1.6)中，$\Omega$ 是立体角，$A$ 是源表面的面积，$\theta$ 是辐射表面法线和给定辐射方向间的夹角。$L$ 的单位是瓦/(米$^2$·球面度)〔W/(m$^2$·sr)〕。

4. 辐(射)出(射)度 $M$

离开表面一点处的面元的辐射能通量，除以该面元的面积，即辐(射)出(射)度

$$M = \frac{\mathrm{d}\phi}{\mathrm{d}A} \tag{1.7}$$

式中，$A$ 是源表面的面积，$M$ 的单位是瓦/米$^2$〔W/m$^2$〕。

5. 辐(射)照度 $E$

照射到表面一点处的面源上的辐射能通量，除以该面元的面积，定义为辐(射)照度

$$E = \frac{\mathrm{d}\phi}{\mathrm{d}A} \tag{1.8}$$

式中，$A$ 是被照射表面的面积，$E$ 的单位是瓦/米$^2$〔W/m$^2$〕。

凡上述基本辐射度学量，圆括弧内的字均可以略去。这些量从空间角度来描述辐射特征，相应地称为辐射的空间特性量。

## 二、时间辐射度学量

辐射度学的时间特性量从时间的角度来描述辐射特征。对于光积分型探测器，例如，电荷耦合器件，时间特性量具有重要意义。

1. 辐能 $Q$

按(1.4)式

$$Q = \int_{\Delta t} \phi \mathrm{d}t \tag{1.9}$$

式中，$\mathrm{d}t$ 是辐能发射或接收的时间间隔，也就是说，辐能是辐通量对时间的积分，单位是瓦·秒或焦耳〔W·s 或 J〕。

2. 辐射曝光量 $H$

辐射曝光量是空间辐照度对其延迟时间的积分

$$H = \int_{\Delta t} E \mathrm{d}t \tag{1.10}$$

考虑到(1.8)式和(1.9)式，(1.10)式化为

$$H = \frac{dQ}{dA} \tag{1.11}$$

也就是说，辐射曝光量是所能接收到的表面能量密度，单位为焦耳/米²〔J/m²〕。

(1.10)式中的 $E$ 是按(1.8)式定义的，辐照度直接以被照射元表面积上所接收的元辐通量来度量。如果涉及到入射辐亮度 $L$ 和系统的视场立体角 $\Omega$，则

$$E = \int_{\omega} L d\Omega \tag{1.12}$$

## 三、光谱辐射度学量

辐射的空间特性量和时间特性量，均可以应用到单色辐能上。这时，相应的辐射特性量前应冠以"光谱"二字。例如，光谱辐亮度、光谱辐照度等，并记为 $L(\lambda)$ 或 $L_\lambda$，$E(\lambda)$ 或 $E_\lambda$。相应地，其单位应改为瓦/(米²·球面度·微米)〔W/(m²·sr·μm)〕和瓦/(米²·微米)〔W/(m²·μm)〕。

辐射的光谱特性量都是辐射波长的函数。现代光学遥感都是多光谱遥感，使用很窄的光谱波段，因此，辐射的光谱特性量特别值得重视。

## 四、辐射与物质相互作用的特性量

这一组辐射特性量，描述辐射与物质相互作用的属性。

1. 发射率

(1)发射率 $\varepsilon$

热辐射体的辐出度与处于相同温度的全辐射体(黑体)的辐出度之比，称为发射率

$$\varepsilon = \frac{M}{M_{bb}} \tag{1.13}$$

式中，$M_{bb}$ 是和辐射表面温度相同的黑体的辐出度。

(2)光谱发射率 $\varepsilon(\lambda)$

光谱发射率是热辐射体辐出度的光谱密集度与处于相同温度的全辐射体(黑体)的光谱密集度之比。

光谱辐出度，或者辐出度的光谱密集度，为在无穷小波长范围内的辐出度除以该波长范围。

(3)光谱定向发射率 $\varepsilon(\lambda,\theta,\varphi)$

光谱定向发射率是热辐射体在给定方向 $\theta$、$\varphi$ 的辐亮度的光谱密集度与处于相同温度的全辐射体(黑体)辐亮度的光谱密集度之比。

辐亮度的光谱密集度，或光谱辐亮度等于在无穷小波长范围内的辐亮度除以该波长范围。

2. 光谱吸收比，或光谱吸收系数 $\alpha(\lambda)$

光谱吸收比是吸收的与入射的辐通量的光谱密集度之比。

辐通量的光谱密集度，是在无穷小波长范围内的辐通量，除以该波长范围。

3. 光谱反射比，或光谱反射系数 $\rho(\lambda)$

光谱反射比是反射的与入射的辐通量的光谱密集度之比。

4. 光谱透射比，或光谱透射系数 $\tau(\lambda)$

光谱透射比是透过的与入射的辐通量的光谱密集度之比。

5. 光谱辐亮度系数 $\beta(\lambda)$

光谱辐亮度系数是在表面一点上，非自身辐射体在给定方向上的辐亮度的光谱密集度与同样辐照条件下理想漫射体的辐亮度的光谱密集度之比。

6. 线性衰减系数，或线性消光系数 $\mu$

线性衰减系数是垂直通过无限薄介质层的准直电磁辐射束辐能的光谱密集度的相对减弱，除以介质层的厚度。

7. 线性吸收系数 $\alpha$

线性吸收系数是由吸收引起的线性衰减系数。

8. 摩尔吸收系数 $k$

$$k = \frac{\alpha}{c} \tag{1.14}$$

式中，$c$ 是“物质的量”浓度。

在这一组辐射特性量中，发射率是描述热辐射体的辐射特性的，包括辐射的空间特性和光谱特性。其余诸量，均为描述非自辐射体在接受辐照时的特性。

## 五、光度学量

在空间光学遥感中，有时候特别是在使用照相胶片的回收型遥感传感器时，可能会遇到使用光度学量的情况。

大体上光度学量与辐射度学量一一对应，表 1.1 给出基本光度学量。

表 1.1 基本光度学量

| 量 | 符号 定义 | 单位 |
|---|---|---|
| 光量 | $Q_V = \int_{\Delta t} \phi_V dt$ | $lm \cdot s$ |
| 光通量 | $\phi_v = I_V d\Omega$ | lm |
| 光出射度 | $M_V = d\phi_V / dA$ | $lm \cdot m^{-2}$ |
| (光)照度 | $E_V = d\phi_V / dA$ | $lm \cdot m^{-2}$ |
| 发光强度 | $I_V$ | $cd = lm \cdot sr^{-1}$ |
| (光)亮度 | $L_V = d^2\phi_V / d\Omega(dA\cos\theta)$ | $cd \cdot m^{-2}$ 或 $lm \cdot sr^{-1} \cdot m^{-2}$ |
| 光视效能 | $K = \phi_V / \phi$ | $lm \cdot W^{-1}$ |
| 光谱光视效能 | $K(\lambda) = \phi_{V\lambda} / \phi_\lambda$ | $lm \cdot W^{-1}$ |
| 最大光谱光视效能 | $K_m = 683 lm \cdot W^{-1} (\lambda = 555nm)$ | $lm \cdot W^{-1}$ |
| 光视效率 | $V = K / K_m$ | —— |
| 光谱光视效率（视见函数） | $V(\lambda) = K(\lambda) / K_m$ | —— |

对表 1.1 有以下几点说明：

1. 光度学的基本量是光通量，其单位是流明。1 流明是 1 新烛光(cd)的光源在 1 球面度的立体角内发出的光通量。

2. 一新烛光是在 101325 帕斯卡压力下处于铂凝固温度的黑体在(1/600000)平方米表面上垂直方向上的发光强度，即标准具辐射器的 1 平方厘米表面沿着法线方向辐射出的发光强度的 1/60。

3. 光量

$$Q_V = Km\int_0^{\infty} V(\lambda)Q_\lambda d\lambda \tag{1.15}$$

光通量

$$\phi_V = \frac{dQ_V}{dt} \tag{1.16}$$

因而，光通量与光谱光视效率 $V(\lambda)$ 有关。借此，从能量的辐射度学量过渡到了光度学量。

## 第四节　辐射能的传输

如图 1.1 所示，辐射能的传输包括从辐射源到探测器的全部传输过程。描述这一过程，需要大量的光学概念，这些光学概念构成辐射度学的基础。

### 一、辐射能传输的几何光学基础

几何光学的光线概念，为辐射度学全面描述辐射能的传播和传输过程提供了许多最简单而又最有效的方法。光线被定义为几何波前的法线，几何光学光线是能流的方向。

1. 辐亮度传输

辐亮度可用来定义辐射能流的大小。辐亮度在辐射度学中占有重要的地位，因为在几何光学范围内，沿各向同性介质中传播的光线辐亮度是守恒的。更普遍的，基本辐亮度甚至在通过介质间的界面时也是守恒的。从而，可以借追踪几何光线去追踪辐射的传输过程。在遥感传感器的辐射度学计算中，辐亮度是一个极重要的参数。

图 1.2 表示在均匀的各向同性介质中非相干辐射能的单元光束。单元光束由确定的一条中心光线和一小束光线组成。这一小束光线，包括着通过绕中心光线构成面元 $dA_1$ 和 $dA_2$ 的所有光线。不变量

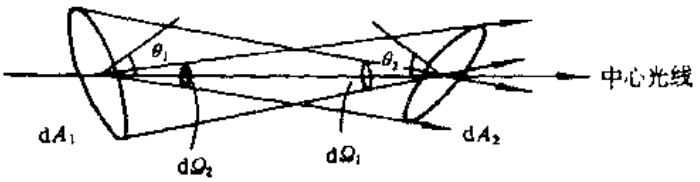



图 1.2　辐射能的单元光束

$$dG = d\Omega_1\cos\theta_2 dA_2 = d\Omega_2\cos\theta_1 dA_1 \tag{1.17}$$

是光线的单元光束的几何量。式中，$d\Omega_1$ 和 $d\Omega_2$ 是由每个面元向对面终端所张的立体角

$\theta_1$ 和 $\theta_2$ 是中心光线与相应表面法线间的夹角。因而 $dG$ 是投影面元与第二面元对此面元中心所张立体角的乘积。因为两表面可任意选定，$dG$ 是光线单元光束的不变特征。

按(1.5)式表示的辐亮度定义

$$L = \frac{d^2\phi}{dA \cdot d\Omega \cdot \cos\theta}$$

其中，分母 $dA \cdot d\Omega \cdot \cos\theta$ 为特征不变量 $dG$。

因为相同的光线通过 $dA_1$ 和 $dA_2$，几何光学原理指出，$d^2\phi_1 = d^2\phi_2$。这样，获得一个重要的结果

$$L_1 = L_2 = L \tag{1.18}$$

式中，$L_1$ 和 $L_2$ 分别是沿中心光线方向在面元 $dA_1$ 和 $dA_2$ 处的辐亮度。

(1.18)式说明，在均匀的各向同性无损介质内传播的光线，其元光束的辐亮度处处相等。由于在无损介质中辐亮度守恒，所以可方便地用辐亮度降低，来表征由于介质内的吸收和散射所引起的损失。在光学遥感的情况下，典型的是辐射经大气传输所产生的辐亮度损失。

如果不是单一介质，辐射通过两个均匀的各向同性介质间的平滑界面，在界面没有反射损失的情况下，依能量守恒原理，得

$$\frac{L}{n^2} = \frac{L'}{n'^2} \tag{1.19}$$

式中，$n$ 和 $n'$ 分别为两种介质的折射率。

量 $L/n^2$ 称为基本辐亮度。(1.19)式表明，沿光线方向，甚至越过不同介质的界面，在界面没有反射损失的情况下，基本辐亮度是守恒的。同样，由于基本辐亮度守恒，也可以方便地用基本辐亮度降低来表征界面上反射所引起的损失。

(1.19)式指出，光束的辐亮度在越过两种不同介质的界面时必然增长或降低，因子是 $n'^2/n^2$。(1.19)式可认为是(1.18)式的普遍形式，前者是后者在 $n' = n$ 条件下的特例。也就是说，当光线从界面上反射回到原介质中时，辐亮度不变。反射面的辐亮度损失，仅是由反射损失引起的。在遥感传感器的光学系统中，很多情况下使用大量反射面，这一结论很有用处。

2. 辐射能传输

利用光线和辐亮度的概念，可以确定从辐射源表面到接收表面的辐射能传输。这里设定，在两表面间充满均匀的各向同性介质，而且介质是无损的。

从辐射源表面 $A_1$ 传输到接收表面 $A_2$，并为 $A_2$ 所接收的总辐射功率，按(1.5)式为

$$\phi_{12} = \int_{A_1}\int_{A_2} L_1 \frac{\cos\theta_1 \cdot \cos\theta_2}{r_{12}^2} dA_1 \cdot dA_2 \tag{1.20}$$

式中，$r_{12}$ 是面元 $dA_1$ 和 $dA_2$ 间的距离。此式所示的功率线性相加，认为从不同面元来的辐射成分是不相干的。

设辐射源表面是朗伯型的，则 $L_1$ 是常数，且

$$L_1 = \frac{M_1}{\pi} \tag{1.21}$$

式中，$M_1$ 是辐射源的辐出度，将此式代入(1.20)式得

$$\phi_{12}=\frac{M_1}{\pi}\int_{A_1}\int_{A_2}\frac{\cos\theta_1\cdot\cos\theta_2}{r_{12}^2}\mathrm{d}A_1\cdot\mathrm{d}A_2 \tag{1.22}$$

当辐亮度是均匀的，而且发射和接收表面的几何形状可以使对 $A_1$ 和 $A_2$ 的积分分开时，(1.20)式可写成

$$\phi_{12}=LA\Omega \tag{1.23}$$

式中

$$A=\int_{A_1}\mathrm{d}A_1 \tag{1.24}$$

是表面 1 的面积。

$$\begin{aligned}\Omega&=\int_{A_2}\frac{\cos\theta_1\cdot\cos\theta_2}{r_{12}^2}\mathrm{d}A_2\\&=\int_{A_2}\cos\theta_1\mathrm{d}\Omega_2\end{aligned} \tag{1.25}$$

是表面 2 对表面 1 所张的投影立体角。

在(1.23)式中，乘积 $G=A\Omega$ 是由 $A_1$ 和 $A_2$ 确定的辐射功率的有限光束的几何范围。

对于不在同一介质中的两个表面，定义

$$G_n=n^2A\Omega \tag{1.26}$$

为光学范围，光学范围也是一个不变量。式中 $A$、$\Omega$ 和 $n$ 是在相应介质中的量。这样，辐射功率 $\phi_{12}$ 是基本辐亮度和光学范围的乘积。

3. 成像系统的辐射能传输

在遥感系统中辐射接收表面是探测器。在辐射源和探测器之间存在着成像和聚焦元件，这意味着在辐射源表面和接收表面之间，介质是均匀的和各向同性的假设失效。其结果是考虑通过成像系统的辐射功率的传输。利用基本辐亮度守恒的概念，可以在光线通过不同介质的情况下，求出辐射源通过成像元件到达探测器的辐射功率传输。这里暂时略去由吸收、散射或表面反射所造成的损失。

图 1.3 表示从辐射源到像的辐射功率传输。像的辐射功率通常取决于像平面的位置。系统的入射光瞳和出射光瞳在这种辐射能传输中起着重要作用。这是因为：(1)它们确定有关点上光束的面积，即确定从辐射源或从像观察到的光束立体角；(2)在辐射源和入射光瞳之间，或像与出射光瞳之间，介质多数是均匀和各向同性的。这样，如已知入射辐亮度，用(1.20)式计算非成像情况下的辐射功率传输是可能的。

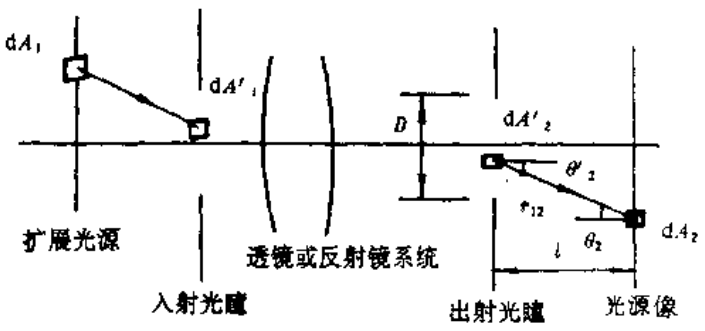



图 1.3 从辐射源到像的辐射功率传输

图 1.3 中小面积 $\mathrm{d}A_2$ 上接收的功率由(1.20)式求得

$$d\phi_{12} = dA_2 \int_{出瞳} L_x \frac{\cos\theta_2 \cdot \cos\theta'_2}{r_{12}^2} dA'_2 \tag{1.27}$$

式中，$L_x$ 是出射光瞳处的辐亮度。当辐射源和像在同一介质中时，如同绝大多数遥感的情况一样，$L_x = L_1$。$L_1$ 是沿每一光线的辐射源辐亮度。于是，在没有损失的情况下，像的辐照度

$$E_2 = \frac{d\phi_{12}}{dA_2} = \int_{出瞳} L_1 \frac{\cos\theta_2 \cdot \cos\theta'_2}{r_{12}^2} dA'_2 \tag{1.28}$$

在计算像的辐照度时，视出射光瞳为沿着每一光线的和实际辐射源具有相同辐亮度的辐射源，是一个很有用的概念。

设辐射源是一个大的、具有均匀辐亮度的轴上辐射源，如果出射光瞳足够小，以致使图 1.3 中的 $\theta'_2$ 对光瞳内所有各点都相同，则 $\theta_2 = \theta'_2$，(1.28)式变为

$$E_2 = L_1 \frac{\pi D^2}{4l^2} \cos^4\theta_2 \tag{1.29}$$

在遥感情况下，辐射源(地面特征)与入射光瞳间的距离很大，$l/D$ 即系统的 $f$ 数 $F$，则

$$E_2 = \frac{\pi L_1}{4F^2} \cos^4\theta_2 \tag{1.30}$$

很明显，$E_2(\theta_2)/E_2(0)$ 是 $\theta_2$ 的函数。大的视场角会导致像面辐照度的严重降低。

4. 成像系统的几何范围

(1.23)式定义的 $A\Omega$ 积，在成像系统的辐射度学中起着重要作用。在均匀辐照度以及面积和立体角因子无关的条件下，像的辐射功率，由(1.20)式以及(1.24)式和(1.25)式获得

$$\phi = LA\Omega = LG \tag{1.31}$$

此式可应用于任意方向的辐射能传输。成像系统的几何范围 $G = A\Omega$ 是其辐射能量收集率的一种度量。

如果进一步考虑由反射、吸收或散射所产生的损失，辐射功率变为

$$\phi = \tau LG \tag{1.32}$$

式中，$\tau$ 是辐射透射比。

在设计光学遥感传感器时，光学系统的 $A\Omega$ 积是一个极重要的参数。例如，机载可见光/红外成像光谱仪(AVIRIS)，前置光学系统的 $A\Omega$ 积为 $1.297\times10^{-4}(cm^2 \cdot sr)$。

## 二、辐射能传输的波动光学基础

辐射能传输使用波动光学的方法更复杂，但更精确。波动光学考虑有限尺寸的光波波长，能全面描述辐射能的空间分布，并包括了 $\lambda \to 0$ 极限情况下的几何光学。

衍射能引起光束几何边界内外辐射能的再分配。例如，当界限明确的辐射能束通过孔径时，辐射能的分布会偏离由几何光学确定的直线光程。

干涉会使探测到的辐射能比从每个辐射源单元所引起的能量贡献的简单总和增大或减小很多。

除空间、光谱、时间和相干性外，光辐射能束还具有偏振特性。在一般情况下，通过光学仪器后的辐射能量，对来自辐射源的辐射能的偏振性质，以及对仪器元件的偏振性质都非常敏感。所述仪器元件，包含透射介质、反射或透射材料、折射或反射光学聚焦元件，以及探测器。大部分光学遥感传感器对偏振灵敏度的要求都很高，例如，海色遥感成像光谱仪的偏振灵敏度规定小于1%。很多遥感传感器还设有专用测量偏振的器件。

用斯托克斯参量能全面地表征辐射能束的偏振性质。此参量构成一组4个可测量的量，有可能确定任何光学仪器输出端探测器上的辐照度。

由于波动光学的方法过于复杂，而几何光学的方法在大多数情况下都能获得良好的近似，所以在光学遥感的情况下，除非情况特别，一般都只用几何光学的方法来确定系统的辐射能传输问题。因此，这里只给定波动光学方法的概要。

## 三、辐射能在传输中的损失

辐射能在传输过程中的损失，包括界面上的反射、介质内的吸收和散射等。

1. 界面上的透射和反射

波阵面通过不同介质的界面时，会产生损失。

由于基本辐亮度在通过具有不同折射率的电介质之间的界面时守恒，用此量表示反射损失颇为方便。在折射率为 $n'$ 的介质中，辐亮度

$$L' = \left(\frac{n'}{n}\right)^2 L\tau \tag{1.33}$$

式中，$\tau$ 是透射比。

2. 介质内的吸收和散射

介质的吸收和散射，也会引起辐亮度从辐射源到探测器传输的下降。在遥感中，地球大气也发射辐射能，从而增加沿光线的辐亮度。这里只说明由吸收和散射造成的辐亮度下降。

为简单可行，只能近似地描述这种衰减损失。假定介质是各向同性的，并且：

(1)辐亮度的相对减小值，线性地正比于衰减介质的距离；

(2)介质中吸收的辐射功率，不会再辐射出去；

(3)散射出去的辐射功率，不会再散射回光束中。

在这些条件下，沿介质路径长度 $l$ 的辐亮度

$$L_\lambda(l) = L_\lambda(0)\exp\left[-\int_0^l \mu(\lambda,l')\mathrm{d}l'\right] \tag{1.34}$$

式中，$\mu(\lambda,l')$ 是光谱衰减系数，是波长 $\lambda$ 和位置 $l'$ 的函数。

3. 发射

辐射能束通过能发射辐射能的透射介质时，例如，地球大气层，沿光线辐亮度会增大。

(1)介质内部的发射和衰减

在这种情况下，只有介质发射是辐射能来源，外部辐射源来的任何贡献都为零。

(2)外部辐射源

这种情况包含外部辐射源和介质发射的综合效应。在这种情况下，观察到的辐亮度由

传输方程式给出

$$L_\lambda = L_{s\lambda}e^{-\beta(\lambda)} + L_{v\lambda}(1 - e^{-\beta(\lambda)}) \tag{1.35}$$

式中，$L_{s\lambda}$ 是辐射源的光谱辐亮度，$L_{v\lambda}$ 是容积的内部光谱辐亮度，$\beta(\lambda)$ 是光学厚度。等式右边的第一项代表由于容积衰减造成的已降低的辐射源光谱辐亮度，第二项表示由于容积内部发射和衰减对观察到的光谱辐亮度的贡献。这种情况，正是通过地球大气从空间对地面进行遥感的情况。

## 第五节　辐射度学的误差特性和噪声

本节讨论辐射度学测量精度问题。

### 一、辐射度学的误差特性

与其他物理量的测量相比，辐射能或辐射功率的测量误差是很大的。在非常细心操作，而且所采用的元件、技术和测试标准都与误差十分匹配的条件下，1%的误差就认为是很精确的了。一般认为，10%或再稍大一点的误差可以满足要求，也是采用较佳测量技术的结果。

辐射测量中造成测量误差的因素很多，多数情况下，测量误差不是由于被测辐射能的量子性所形成的极限决定的。

测量误差大的原因之一，在于辐射能是散布的。这种散布遍及辐射能束的波长、位置、方向、时间和偏振态。相对说，其他物理量，例如电能，最多也只是在时间上散布。在辐射能测量中，往往只测量它的一个参数，例如，能量或功率的分布，而令其他参数保持不变。即使如此，要获得满意的结果，也会在选择元件、测量技术和标准方面遇到不少困难。

形成大测量误差的第二个原因，在于辐射测量系统中的元件本身。它们所有的原子和分子都散射、吸收和再发射辐射能。在比较简单的情况下，这表现为光学仪器内部的杂散辐射，也可能是涉及在大气传输介质中多重散射相对说较复杂的问题。大气中的散射量还与辐射源的几何形状、波长和偏振态有关。大气的这种性质，对光学遥感的影响特别显著。

### 二、噪声

噪声决定了所有辐射度学测量精度的基本极限。在光学频谱段，基本的噪声机制是与光子的粒子性，以及探测器输出信号的低频放大电子电路所产生的热起伏有关。前一种噪声即散粒噪声，后一种噪声即热噪声，或约翰逊噪声。

对于热辐射源来说，除了与辐射能束有关的散粒噪声外，还有一种附加噪声，即过量辐射噪声。在光学频谱段，这一噪声与散粒噪声相比较小。

1. 光子散粒噪声

每单位时间的光子数，或光子通量

$$\phi_p = \frac{\phi}{h\nu} \tag{1.36}$$

式中，$\phi$ 是辐射功率，$h\nu$ 是光子的能量，其中 $h$ 是普朗克常数，$\nu$ 是光学频率。

按(1.36)式，固定辐射功率 $\phi$ 的光束具有光子通量 $\phi_P$，此通量与光波频率成反比。当波长减小时，固定辐射功率的辐射束更具有微粒性，每单位时间的光子数减小。同时，由于光子到达被辐照表面是一种随机的或统计的事件，因而在高光学频率区固定辐射功率的光束噪声变得更大。

在光学遥感中，光子散粒噪声称为信号噪声，是决定仪器信噪比的主要成分。

散粒噪声是一种起伏，由泊松分布来描述

$$P(n) = \frac{\langle n\rangle^n}{n!}e^{-\langle n\rangle} \tag{1.37}$$

式中

$$\langle n\rangle = r\Delta t \tag{1.38}$$

是时间间隔 $\Delta t$ 内的事件平均数。$r$ 是光子到达的速率，即单位时间内一个事件的概率。$\Delta t$ 是记录光子的时间间隔，所以 $\langle n\rangle = r\Delta t$ 是所记录的光子平均数。

散粒噪声的重要性质，是测得的光子数中的离散为

$$\sigma^2 = \langle (n - \langle n\rangle)^2\rangle = \langle n\rangle \tag{1.39}$$

于是，标准偏差

$$\sigma = \langle n\rangle^{1/2} \tag{1.40}$$

这是一个重要的结论，在遥感传感器辐射度学预算中非常有用。

光子的平均数与光子数中标准偏差的比值，称为信噪比

$$\mathrm{SNR} = \frac{\langle n\rangle}{\sigma} = \langle n\rangle^{1/2} = (r\Delta t)^{1/2} \tag{1.41}$$

即 SNR 随光子通量 $r$ 和时间间隔 $\Delta t$ 的平方根增加。可以证明，当⟨n⟩变得很大时，散粒噪声的概率分布(1.37)式接近于高斯分布

$$P(n) = (2\pi\langle n\rangle)^{\frac{1}{2}}\exp\left[-\frac{(n - \langle n\rangle)^2}{2\langle n\rangle}\right] \tag{1.42}$$

2. 热噪声和过量辐射噪声

黑体辐射光束中平均的光谱辐射能密度

$$\langle w_\nu\rangle = \frac{8\pi\nu^2}{c^3}\frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1} \tag{1.43}$$

式中，$k$ 是波尔兹曼常数；$T$ 是绝对温度；$c$ 是光速；$\nu$ 是光学频率；$h$ 是普朗克常数。

此光谱分布与频率 $\nu$ 有关。在推导(1.37)式时，假定条件是在 $\Delta t$ 的子间隔长度 $\delta t$ 内，光子到达的概率与前期到达的光子数是统计独立的。但是，在这种情况下，当采用愈来愈小的计数间隔时，不能再期待探测器测得的光子数是统计独立的。只有由黑体辐射统计学决定的若干条件得到满足，(1.37)、(1.39)和(1.41)式表示的散粒噪声性质才是有效的。

光谱能量密度的离散

$$\begin{aligned}\langle \Delta w_\nu^2\rangle &= \langle (w_\nu - \langle w_\nu\rangle)^2\rangle = \frac{kT^2\delta\langle w_\nu\rangle}{\delta T}\\ &= h\nu\langle w_\nu\rangle\left(1 + \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}\right)\end{aligned} \tag{1.44}$$

每单位频率间隔的平均光子数为 $\langle n_\nu\rangle = \langle w_\nu\rangle/h\nu$，每单位频率间隔内光子数中的标准偏

差为

$$\langle \Delta n_\nu^2 \rangle = \langle (n_\nu - \langle n_\nu \rangle)^2 \rangle = \frac{\Delta w_\nu^2}{(h\nu)^2} = \langle n_\nu \rangle \left[1 + \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}\right] \tag{1.45}$$

式中，右边第一项表示前述散粒噪声，相应于(1.39)式中的结果，是每单位频率间隔的光子数的离散。如果总能量是由于能量 $h\nu$ 的独立粒子构成时，则产生这一结果。右边第二项代表波噪声或过量辐射噪声，与电磁辐射的波的特性有关。

在低频情况下，$h\nu/kT \ll 1$，则

$$\langle \Delta n_\nu^2 \rangle = \langle n_\nu \rangle \left[1 + \frac{kT}{h\nu}\right] \cong \langle n_\nu \rangle \frac{kT}{h\nu} \tag{1.46}$$

而光谱能量密集度的离散

$$\langle \Delta w_\nu^2 \rangle \cong \langle w_\nu \rangle kT \tag{1.47}$$

此式表示，在低频辐射能中的起伏，与温度成正比，并与普朗克常数无关。量子或光子性质在低频时不重要，(1.47)式表示热噪声。

在高频时，例如，在光学频段，$h\nu/kT \gg 1$，则(1.46)式变为

$$\langle n_\nu^2 \rangle = \langle n_\nu \rangle (1 + e^{-h\nu/kT}) \tag{1.48}$$

等式右边第一项，是(1.39)式的散粒噪声。第二项在光学频段称为过量噪声。对大多数在光谱的红外、可见和紫外区的应用中 $h\nu/kT$ 远大于 1，$\langle \Delta n_\nu^2 \rangle = \langle n_\nu \rangle$ 是一种良好的近似。这相当于(1.39)式的结果，认为辐射功率束是由一股能量为 $h\nu$ 的独立粒子组成的。

# 第二章 黑体辐射

在光学遥感中进行传感器的辐射度学预算时，一般情况下，视热辐射的地面特征为黑体。因此，黑体辐射理论在遥感辐射度学中占有重要的地位。

黑体，定义为一种理想的物体，能够让全部的入射辐射能进入其内部，并把它全部吸收而无任何反射。黑体要求这种特性对不同波长和不同入射角都是正确的。因此，黑体是一个完全吸收体。

黑体的发射特性与它的吸收特性有关。重要的发射特性有：(1)对每一角度和每一波长，黑体是一种完全发射体；(2)黑体发射的总能量，包括所有波长和发射角度的能量只是温度的函数。在该温度下黑体发射出最大可能的辐射能量，因此，黑体是一个完全发射体。

实际上，只有少数物体表面的吸收特性接近于黑体，如金黑、炭黑、铂黑和炭化硅等。开在等温腔上的小孔，也有很近似于黑体的吸收特性和发射特性。

理想黑体辐射能的角度分布和光谱分布，是实际物体的发射特性和吸收特性的比较标准。理想特性和实际特性间的差别，可以用发射、吸收和反射参数来描述。

黑体辐射特性建立在局部热平衡的假设基础上，这一假设不适用于激光光源和气体放电光源。因此，激光器的角度特性和光谱特性，以及气体放电灯的光谱特性与黑体特性大不相同。

## 第一节 黑体辐射的特性

黑体辐射的特性，包括角度特性和光谱特性。

### 一、黑体辐射的角度特性

黑体辐射的角度特性，以热力学理论为基础。

1. 黑体辐亮度与角度的关系

辐亮度是基本的辐射度量，已在第一章中定义为

$$L(\lambda,\theta,\varphi)=\frac{\mathrm{d}^2\phi(\lambda,\theta,\varphi)}{\mathrm{d}A\cdot\cos\theta\cdot\mathrm{d}\Omega} \tag{2.1}$$

式中，$\mathrm{d}^2\phi(\lambda)$ 是辐射功率，$\mathrm{d}A\cdot\cos\theta$ 是给定方向上的投影面积，$\mathrm{d}\Omega$ 是该方向的立体角，$\theta,\varphi$ 是极坐标，$\lambda$ 是波长。

利用热平衡条件，可以证明

$$L(\lambda,\theta,\varphi)=L(\lambda,0,0) \tag{2.2}$$

也就是说，在 $(\theta,\varphi)$ 方向的黑体辐亮度，与(0,0)方向的辐亮度一样，黑体的辐亮度与角度无关。

2. 朗伯余弦定律

朗伯余弦定律确定单位面积、单位立体角内所发射的功率与辐亮度 $L(\lambda,0,0)$ 间的关系。

由(2.1)式，在单位有效面积、单位立体角内，每一波长上物体所发射的功率

$$\frac{\mathrm{d}^2\phi(\lambda,\theta,\varphi)}{\mathrm{d}A\cdot\mathrm{d}\Omega}=L(\lambda,\theta,\varphi)\cdot\cos\theta$$

对于黑体来说，上式可写为

$$\frac{\mathrm{d}^2\phi(\lambda,\theta,\varphi)}{\mathrm{d}A\cdot\mathrm{d}\Omega}=L(\lambda,0,0)\cos\theta \tag{2.3}$$

这样，单位面积、单位立体角内黑体所发射的功率，正比于接收辐射的方向和辐射表面法线夹角的余弦值。(2.3)式所表示的关系称为朗伯余弦定律。

3. 辐亮度与辐出度间的关系

辐出度在第一章中已定义为单位面积上发射的辐射功率

$$M(\lambda)=\frac{\mathrm{d}\phi(\lambda)}{\mathrm{d}A}=\int L(\lambda,\theta,\varphi)\cos\theta\cdot\mathrm{d}\Omega$$

在辐射方向上 $\mathrm{d}\Omega=\sin\theta\mathrm{d}\varphi\,\mathrm{d}\theta$

因而
$$M(\lambda)=L(\lambda,0,0)\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi/2}\cos\theta\cdot\sin\theta\cdot\mathrm{d}\theta\cdot\mathrm{d}\varphi$$
$$=\pi L(\lambda) \tag{2.4}$$

式中，$L(\lambda,\theta,\varphi)=L(\lambda,0,0)=L(\lambda)$，即黑体的光谱辐出度是垂直于表面的光谱辐亮度的 $\pi$ 倍。

在多数情况下，只要求计算包含在部分半球立体角内单位面积的辐射功率。这时，(2.4)式内的积分限为 $\theta_1$ 到 $\theta_2$ 和 $\varphi_1$ 到 $\varphi_2$，因而

$$M(\lambda,\theta_1-\theta_2,\varphi_1-\varphi_2)=L(\lambda,0,0)\int_{\varphi_1}^{\varphi_2}\int_{\theta_1}^{\theta_2}\cos\theta\cdot\sin\theta\cdot\mathrm{d}\theta\cdot\mathrm{d}\varphi$$
$$=\frac{L(\lambda)}{2}(\sin^2\theta_2-\sin^2\theta_1)(\varphi_2-\varphi_1) \tag{2.5}$$

当覆盖整个半球时，(2.5)式就简化为(2.4)式。

## 二、黑体辐射的光谱特性

黑体辐射的光谱特性，以量子物理学为基础。

1. 黑体的光谱辐出度

在频率范围 $\mathrm{d}\nu$ 内密封腔体每单位体积黑体辐射的电磁场总模式数

$$N_\nu\mathrm{d}\nu=\frac{8\pi\nu^2}{c^3}\mathrm{d}\nu \tag{2.6}$$

所谓模式是空腔或容器中电磁场的固有振动。$N_\nu$ 是单位体积单位频率间隔内的模式数。

根据量子理论，每个模式的平均能量为

$$\bar{Q}=\frac{h\nu}{\exp(h\nu/kT)-1} \tag{2.7}$$

这是每个模式平均能量的普朗克关系式。其中的变量只有频率 $\nu$ 和温度 $T$。此外，每个模式的能量在平均值 $\bar{Q}$ 附近有起伏涨落。

(2.7)式确定了在密闭腔内辐射能的普朗克光谱分布。设介质为真空，则空腔内平均光谱能量密度为

$$\bar{\omega}_\nu=\frac{8\pi\nu^2}{c^3}\left[\frac{h\nu}{\exp(h\nu/kT)-1}\right] \tag{2.8}$$

这是空腔内光谱辐射能量密度的普朗克方程，$\bar{\omega}_\nu$ 是单位体积单位频率间隔内的平均能量。

如果用波长表示，则单位体积单位波长间隔内的平均能量为

$$\bar{\omega}_\lambda=\frac{8\pi hc}{\lambda^5}\left[\frac{1}{\exp(hc/\lambda kT)-1}\right] \tag{2.9}$$

需要注意的是 $\bar{\omega}_\nu$ 并不等于 $\bar{\omega}_\lambda$。

设在腔壁上开一小孔，而且小孔足够小，腔体内的能量密度不会产生明显变化，则可求得空腔上小孔的平均光谱辐出度

$$M_\lambda=\frac{2\pi hc^2}{\lambda^5}\left[\frac{1}{\exp(hc/\lambda kT)-1}\right] \tag{2.10}$$

这是普朗克黑体光谱辐出度的公式，是大多数热辐射源辐射度分析的基础。

图 2.1 是(2.10)式的图解。(2.10)式表示 $M_\lambda$ 是波长 $\lambda$ 和温度 $T$ 的函数，$T$ 是一组参数。每一波长处的光谱辐出度随温度增加而增加，而且，光谱辐出度的峰值位置随着温度的增高而向短波方向移动。借助于关系式 $L(\lambda)=M(\lambda)/\pi$，也可以从这些曲线中求得光谱辐亮度。

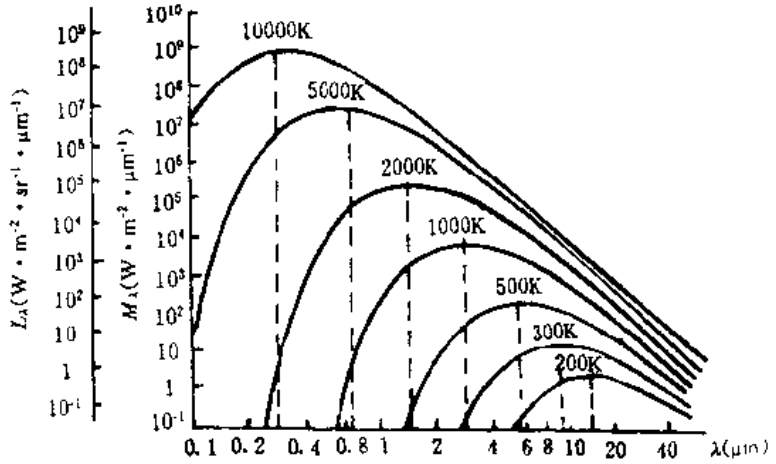



图 2.1 黑体辐出度和波长的关系

(2.10)式可以改写成更方便的形式，从而不再需要对各种温度提供不同的曲线。这一普遍的普朗克公式为

$$\frac{M_\lambda}{T^5}=\frac{2\pi hc^2}{(\lambda T)^5}\left[\frac{1}{\exp(hc/k\lambda T)-1}\right] \tag{2.11}$$

此式仅为单变量($\lambda T$)的函数。这一关系的图形表示如图 2.2 所示。黑体光谱分布的这一形式可用来推导其他重要的黑体辐射光谱特性。

2. Rayleigh-Jeans 近似式

光谱辐出度(2.10)式有两个近似形式，当 $\lambda T$ 的乘积很小或很大时，他们即简单又正确，非常方便。

当 $\lambda T$ 的乘积满足条件 $hc/\lambda kT \gg 1$ 时，$\exp(hc/\lambda kT) \gg 1$，则

$$M_\lambda \cong \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5}\exp(-hc/\lambda kT) \tag{2.12}$$

这是真空中黑体的光谱辐出度的维恩(Wien)近似公式。在短波长或低温时，这一近似是精确的。

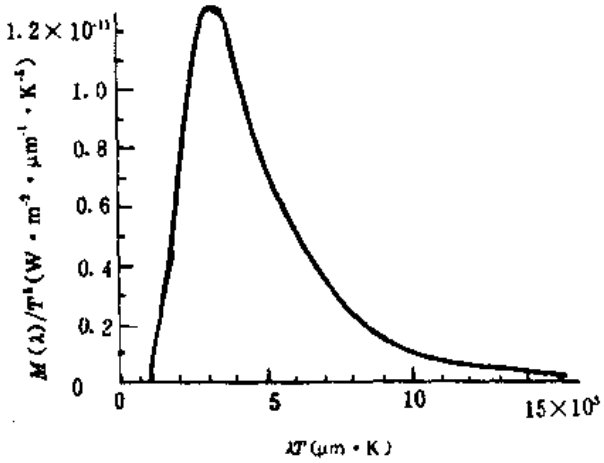


图 2.2 普遍的普朗克曲线

当 $hc/\lambda kT \ll 1$ 时，$\exp(hc/\lambda kT) \cong 1$，则(2.10)式变为

$$M_\lambda \cong \frac{2\pi ckT}{\lambda^4} \tag{2.13}$$

这是真空中黑体光谱辐出度的 Rayleigh-Jeans 近似公式。对于长波长或高温时，这一近似公式是精确的。在常规温度范围内，满足条件 $hc/\lambda kT \ll 1$ 的波长很长，一般在无线电频谱区。

3. 维恩位移定律

如图 2.1 所示，光谱辐出度(2.10)式和普遍式(2.11)式，重要特性之一是随温度升高辐出度峰值向短波方向移动。为确定峰值波长，对(2.10)式或(2.11)式取 $\lambda$ 的导数，并令其等于零，则得维恩位移定律

$$\lambda_{max}T = 2898\mu m \cdot K \tag{2.14}$$

式中，$\lambda_{max}$ 是最大光谱辐出度相应的波长，$T$ 是温度。

(2.14)式在遥感辐射度学计算中非常有用，例如太阳和地球，分别可视为 6000K 和 300K 的黑体，其辐出度峰值为 0.48 和 9.66μm。这对于选择辐射探测器的敏感光谱范围提供了依据。

4. 斯蒂芬-玻尔兹曼定律

在零和无穷大波长范围内积分普朗克定律方程式，可获得黑体的总辐出度

$$M = \sigma T^4 \tag{2.15}$$

式中，$\sigma = 5.67 \times 10^{-8}\,W \cdot m^{-2} \cdot K^{-4}$，是斯蒂芬-玻尔兹曼常数。(2.15)式称为斯蒂芬-玻

尔兹曼定律。

对于 300K 的地球表面，按(2.15)式，总的辐出度为 $4.6\times10^{-2}W\cdot m^{-2}$。由于 4 次方的关系，小的温度变化能够引起大的辐出度变化。这是热遥感系统能够识别小于 1K 温度差的原因之一。例如，温度从 300K 到 301K，这 0.3 % 的变化，引起辐出度 1.3 % 的变化。

5. 峰值光谱辐出度

考虑到光谱辐出度与温度间的关系，把维恩位移定律(2.14)式代入(2.11)式，得

$$M(\lambda_{max}) = 常数 \times T^5 \tag{2.16}$$

即峰值光谱辐出度正比于绝对温度的五次方。

6. 在波长间隔内的辐出度

在遥感中，多使用较窄波段的多光谱遥感技术，在这种情况下，感兴趣的是获得黑体在 $\lambda_1$ 和 $\lambda_2$ 两个波长之间的辐出度。如图 2.3 所示，包含在 $\lambda_1$ 和 $\lambda_2$ 之间的辐出度占总辐出度的比值为

$$f_{\lambda_1\sim\lambda_2} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2}M(\lambda)d\lambda}{\int_0^{\infty}M(\lambda)d\lambda} = (\sigma T^4)^{-1}\int_{\lambda_1}^{\lambda_2}M(\lambda)d\lambda$$

$$= (\sigma T^4)^{-1}\left[\int_0^{\lambda_2}M(\lambda)d\lambda - \int_0^{\lambda_1}M(\lambda)d\lambda\right] = f_{0\sim\lambda_2} - f_{0\sim\lambda_1} \tag{2.17}$$

确定相对辐出度的积分值 $f_{0-\lambda}$，即可求得比值 $f_{\lambda_1\sim\lambda_2}$。

为获得一组对所有温度都有效的 $f_{0-\lambda}$ 值，上式可改写为更方便的形式

$$f_{\lambda_1\sim\lambda_2} = \frac{1}{\sigma}\left[\int_0^{\lambda_2T}\frac{M(\lambda)}{T^5}d(\lambda T) - \int_0^{\lambda_1T}\frac{M(\lambda)}{T^5}d(\lambda T)\right]$$

$$= f_{0-\lambda_2T} - f_{0-\lambda_1T} \tag{2.18}$$

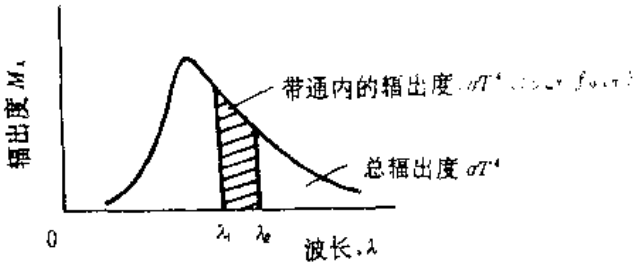



图 2.3 波长间隔 $\lambda_1\sim\lambda_2$ 间的辐出度

$M(\lambda)/T^5$ 由(2.11)式表示，并可以积分，积分结果是 $f_{0-\lambda T}$ 的值，如图 2.4 所示，即相对辐出度。图 2.4 可用来估计在波长间隔范围内黑体辐出度的比值。

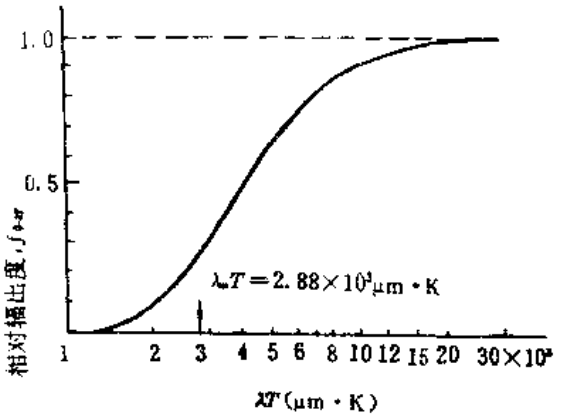



图 2.4 $0\sim\lambda T$ 范围内的相对辐出度

在波长间隔范围内黑体辐出度的比值已定，则波长间隔内黑体的辐出度为

$$M_{\lambda_1\sim\lambda_2} = \sigma T^4(f_{0\sim\lambda_2T} - f_{0\sim\lambda_1T}) \tag{2.19}$$

由于(2.4)式确定了辐亮度和辐出度的关系，图 2.4 也可以用来确定 $\lambda_1$ 和 $\lambda_2$ 间的辐亮度占总辐亮度的百分比。

7. 非真空介质中的辐射定律

如果介质是折射率不等于 1 的介电材

料，不是真空。在介电常数为 $n$ 的介质中，对于 $M(\lambda)$ 的峰值，维恩定律(2.14)式变为

$$n\lambda_{max}T = 2898\mu m \cdot K \tag{2.20}$$

式中，$\lambda_{max}$ 是介质中的波长。

类似地，斯蒂芬-玻尔兹曼定律可写成

$$M = n^2\sigma T^4 \tag{2.21}$$

(2.8)～(2.13)式都要加以修正。用关系式 $\lambda_0 = n\lambda$ 和 $c_0 = nc$ 代替真空中的 $\lambda_0$ 和 $c_0$ 值。这里，$\lambda$ 和 $c$ 是光线在介质中的实际波长和速度。

## 第二节　基尔霍夫定律

物体或物体表面的吸收特性和发射特性之间有着密切的关系。如果物体不是完全的黑体，可以用发射率来描述。在第一章中，已定义发射率为

$$\text{发射率} = \frac{\text{物体单位面积发射的辐射功率}}{\text{黑体单位面积发射的辐射功率}}$$

更准确的描述是定向光谱发射率 $\varepsilon(\lambda,\theta,\varphi)$

$$\varepsilon(\lambda,\theta,\varphi) = \frac{L_{\lambda,e}(\lambda,\theta,\varphi)\cos\theta d\Omega d\lambda}{L_{\lambda,bb}(\lambda,\theta,\varphi)\cos\theta d\Omega d\lambda} = \frac{L_{\lambda,e}(\lambda,\theta,\varphi)}{L_{\lambda,bb}(\lambda,\theta,\varphi)} \tag{2.22}$$

式中，$\theta,\varphi$ 是方向角坐标，$L_{\lambda,e}$ 是发射光谱辐亮度，$L_{\lambda,bb}$ 是黑体的光谱辐亮度。由于黑体在各方向上和各波长上都发射最大可能的辐射功率，显然，$0 \leqslant \varepsilon(\lambda,\theta,\varphi) \leqslant 1$。

表面的吸收特性则可以用吸收比来描述，在第一章中也定义了吸收比

$$\text{吸收比} = \frac{\text{吸收的辐射功率}}{\text{入射到表面上的辐射功率}}$$

同样，更加完善的描述是定向光谱吸收比 $\alpha(\lambda,\theta,\varphi)$

$$\alpha(\lambda,\theta,\varphi) = \frac{L_{\lambda,a}(\lambda,\theta,\varphi)}{L_{\lambda,i}(\lambda,\theta,\varphi)} \tag{2.23}$$

式中，$L_{\lambda,a}$ 和 $L_{\lambda,i}$ 分别是吸收光谱辐亮度和入射光谱辐亮度。

对于等温腔中的非黑体，为保持热平衡，对某一方向 $(\theta,\varphi)$ 和某一波长 $\lambda$，下述关系式成立

$$\varepsilon(\lambda,\theta,\varphi) = \alpha(\lambda,\theta,\varphi) \tag{2.24}$$

此即基尔霍夫定律，它意味着，好的发射体一定是好的吸收体。这一定律的适应性没有限制，分别适用于每个偏振分量，所以，也完全适用于一束非偏振辐射功率。

顺便指出，以下两个术语是常用的：

(1)灰体，指一物体或表面，其定向光谱发射率 $\varepsilon(\lambda,\theta,\varphi)$ 与波长无关。灰体辐射功率的光谱分布正比于从各个角度黑体辐射功率的光谱分布。

(2)散射发射表面，指其定向光谱发射率与方向无关的表面。从散射发射面发出的辐射功率的角分布正比于黑体在每个波长发出的辐射功率的角分布。

## 第三节　黑体模拟器

用人工的方法可以制造尽可能接近黑体的辐射源，这种辐射源的角度特性和光谱特性酷似理想黑体的特性，常称为黑体模拟器。黑体模拟器必须满足两个基本条件，一是腔壁近似等温，二是开孔比腔体小得多。

图 2.5 是一中温黑体模拟器的结构图。腔芯用不锈钢制成，不锈钢氧化后氧化层很稳定，且腔壁的发射率较高，$\varepsilon > 0.8$。在芯子外面包一层薄的石棉布或云母片，然后绕上镍铬加热线圈，并保证温度均匀，尽量减小温度梯度。腔体的温度由从背面插入的铂温度计或热电偶来测量。插温度计的孔不能与腔打通，铂温度计也不能接触腔壁。温度信号馈送至温度自动控制仪，通过控制加热线圈的电流达到自动控制腔体温度的目的。精确调整电流，保证腔体温度的精确调节和分布的均匀性。电热丝外面的绝热层能使腔体温度仅与加热电流有关。

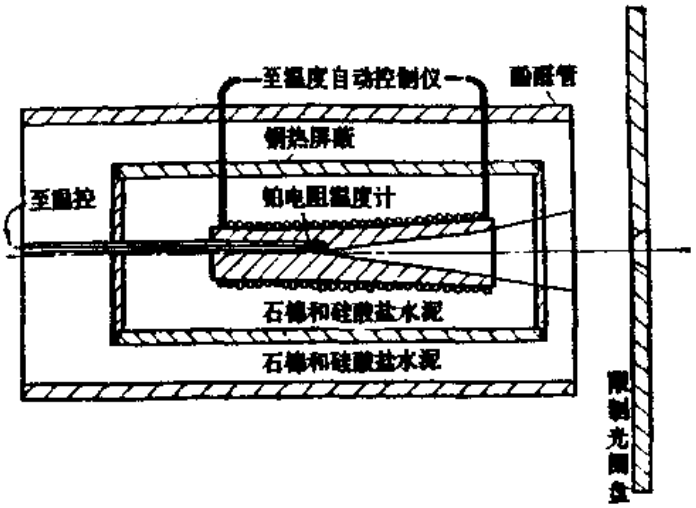



图 2.5　模拟黑体的结构图

腔体的形状一般有球形、圆柱形和圆锥形三种，其几何形状能保证从外面通过抛光表面上的小孔射入的辐射能全部被吸收。入射辐射能在腔内经过多次反射，返回小孔的可能性很小。也就是说，腔体上小孔的性质就接近是一个黑体。空腔内表面是一种热稳定以及吸收特性稳定的材料。除不锈钢外，也可以用黄铜作腔体材料。

加限制光阑的目的是减少杂散光干扰，并用来限制黑体的视场。加铜热屏蔽的目的，既是为了反射外界辐射，也是为了反射腔芯热辐射，便于保温。

在遥感中黑体模拟器用作热红外波段的定标源。通过选择限制光阑，使遥感传感器只能看到黑体腔的中心部分，这一部分的温度比较均匀。

腔型黑体模拟器，视场较小。遥感传感器使用的定标源，大多是平面型黑体模拟器。平面型黑体模拟器的有效发射率不如腔型黑体模拟器高，例如，0.95～0.99，但面积可以作得较大。

## 第四节 选择辐射体

在自然界，大部分辐射体是选择性辐射体，也就是说，其辐射能的光谱分布和黑体不同。灰体是非选择性的，其发射率 $\varepsilon$ 与波长无关。黑体的发射率定义为 1，灰体的发射率位于零和 1 之间。

图 2.6 表示选择性辐射体的光谱发射率所引起的光谱辐出度变化。该选择性辐射体的光谱发射率在 0，0.1，0.3 和 1 之间。

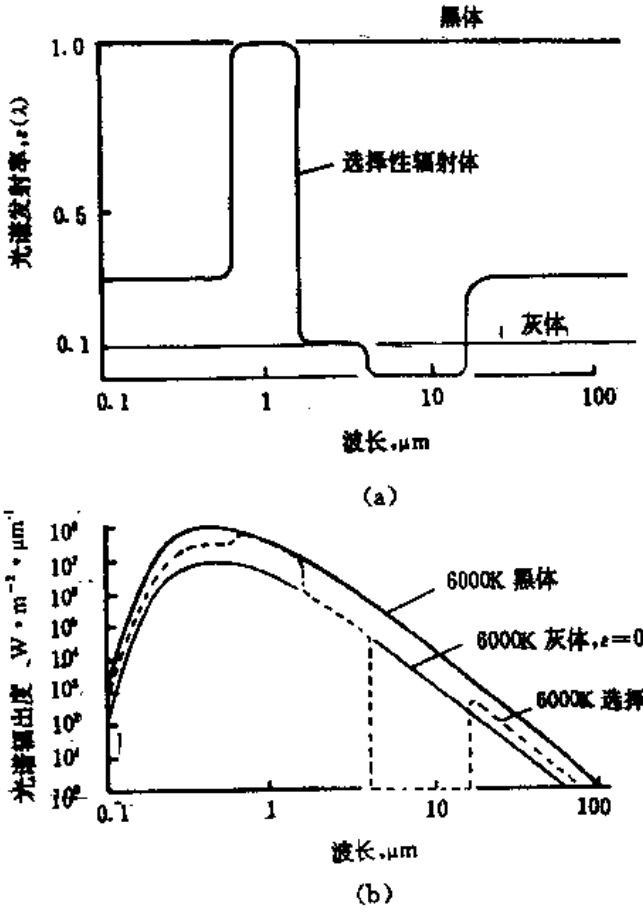



图 2.6 (a)黑体、灰体和设定的选择性辐射体的光谱发射率；(b)相应的光谱辐出度分布

考虑到光谱变化量，所有波长范围内选择性辐射体的发射率的平均值可写为

$$\varepsilon = \frac{M'}{M} = \frac{\int_0^\infty \varepsilon(\lambda) M(\lambda) \mathrm{d}\lambda}{\int_0^\infty M(\lambda) \mathrm{d}\lambda} = \frac{1}{\sigma T^4} \int_0^\infty \varepsilon(\lambda) M(\lambda) \mathrm{d}(\lambda) \tag{2.25}$$

式中，$M'$ 是选择性辐射源的辐出度，$M$ 是在同一温度下黑体的辐出度。

物体的选择性辐射是光学遥感识别的基础。正因为不同的物体有不同的辐出度光谱分布，才能用窄波段的多光谱遥感技术把它们区别开来，并加以分类。

# 第 二 篇
# 遥感中的自然辐射源和地球大气

从航天平台上对地面进行光学遥感，可以使用的光谱范围限制在0.32到13.5μm的大气窗内。对于这一光谱区的窗口，大气是相对透明的。

除了少数例外，遥感传感器一般不直接测量用户所需勘查的信息。传感器测量景物中单元的辐射，用户从这些辐射数据中推断其需要勘查的信息。例如，红外扫描仪不能直接观察植被中的湿度应力，或者确定矿物矿床，而只能敏感由表面温度或者发射率差引起的发射辐射。但是，表面温度和湿度应力或矿物矿床有一定联系，在这种情况下，探测湿度应力或矿物矿床的潜力是存在的。由此，传感器观测的效应显示为物质辐射特性的变化。一般地，用户直接感兴趣的不在于所观测的效应，而在于产生该效应的原因。因此，在遥感计划中，人们力图寻找这种原因和辐射观测效应间，以及用户待勘查的信息的原因和传感器所观测现象的效应间可靠的和可断定的关系。

被观测到的电磁辐射特性，或辐射观测符号，可表示为：

1. 空间分布。来自景物内单元的辐射变化，是目标或目标单元和其背景之间的对比度来源。按照目标的形状、结构和环境范围的信息可以识别目标。

2. 光谱分布。辐射强度随波长变化，在可见光谱区，会产生颜色。

3. 偏振。由目标和其背景发射或反射的辐射具有偏振差。

4. 时间变化。来自目标的辐射随时间变化，可能是正在发生的变化，例如，在风中飘动的树叶；或者是缓慢的变化效应，例如，季节性的变化。

5. 测角变化。所有上述参数，均视角度而定，因此，都受观测几何条件影响。

寻找目标的辐射特性和用户所需要的信息之间的关系，要进行实验室或野外测量，或者两者都需要。

以上所述辐射特性与辐射源和大气的特性有着密切的关系。

# 第三章 遥感中的自然辐射源

大多数光学遥感是被动的，能量来源于太阳照明或地球的自发射。图 3.1 给出白天从景物获得的最大光谱辐射能量，其曲线源于地球大气层外的太阳辐照度（近似为 5800K 黑体的光谱分布）和 300K 黑体的辐出度。在 3.5μm 以下，反射的阳光占优势，而波长在 4μm 以上时，能量主要是热发射。在白天，最小光谱辐亮度位于 3 至 4μm 之间。图 3.1 仅是一种近似，因为来自地表的辐射能量是其反射率、发射率、温度和太阳辐照度的函数。阳光辐照度的幅值，随大气状态、大气斜程和大气吸收而变。

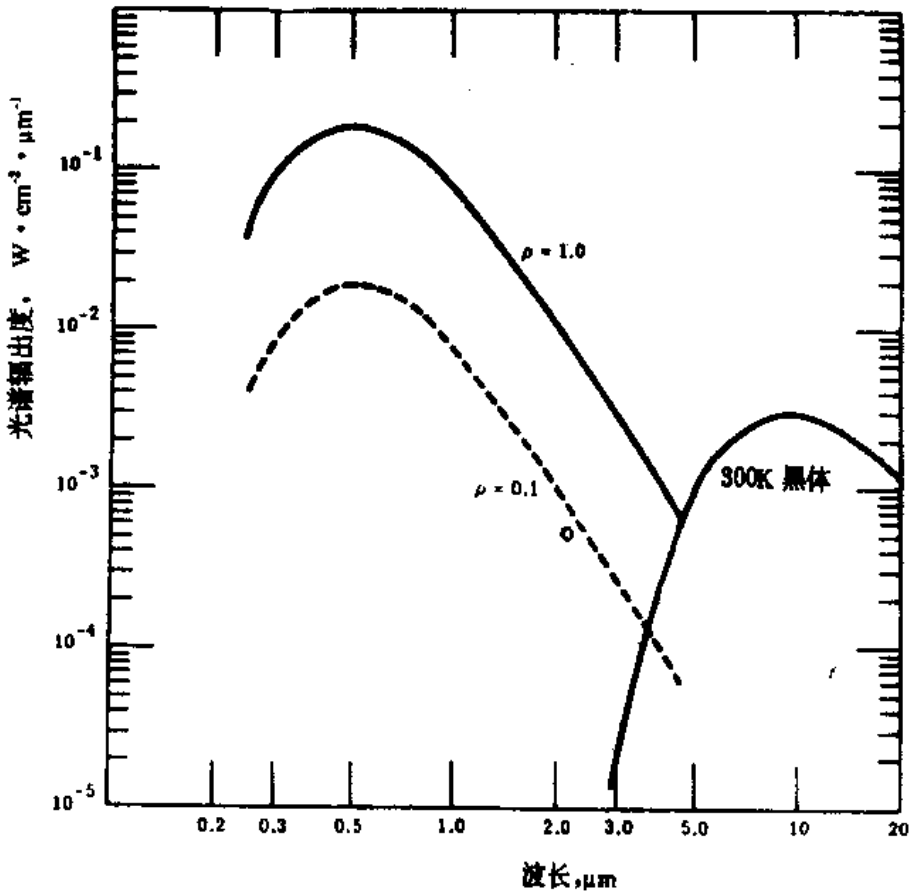



图 3.1 遥感可获得的能量

## 第一节 太 阳

太阳可视为接近 6000K 的黑体源。它的光谱从波长为 1Å 或更短的 $x$ 射线延伸到波长大于 100m 的无线电波。但是 99 % 的太阳能集中在 0.276～10.94μm 的波段。

太阳能的电磁辐射，一般用太阳常数和其光谱辐照度来表示。

## 一、太阳常数

太阳常数是指在地球大气层外的自由空间中，平均日-地距离处，在垂直于太阳射线方向的平面上，单位面积在单位时间内从太阳接收到的辐射能量总量，即在全部波长范围内的积分能量。

在离太阳的平均日-地距离为一天文单位，即 $1.496\times10^{13}$cm 处地球大气层外的太阳常数的设计值是 135.3($mW/cm^2$)。这是太阳常数的加权平均值。估算误差为 $\pm2.1$ ($mW/cm^2$)，即 1.5 %。

太阳常数测量值的误差起因于：

(1)研究者所使用的光谱辐照度标准间的变化；

(2)在低层大气(低于 18km)中，水蒸气含量随高度变化，以及这种变化的不确定性；

(3)在大气的内部不可能测量低于 0.29μm 的紫外线和进行远红外区测量，其数值只能靠推断获得；

(4)外推到零大气气团的方法具有不准确性。

## 二、太阳光谱辐照度

图 3.2 表示大气层外太阳辐射的光谱辐照度和 5900K 温度的黑体光谱，以及通过一个大气气团($m_a=1$)后在海平面上近似的太阳光谱辐照度。图中阴影区表示标明大气结构所产生的海平面处的吸收。

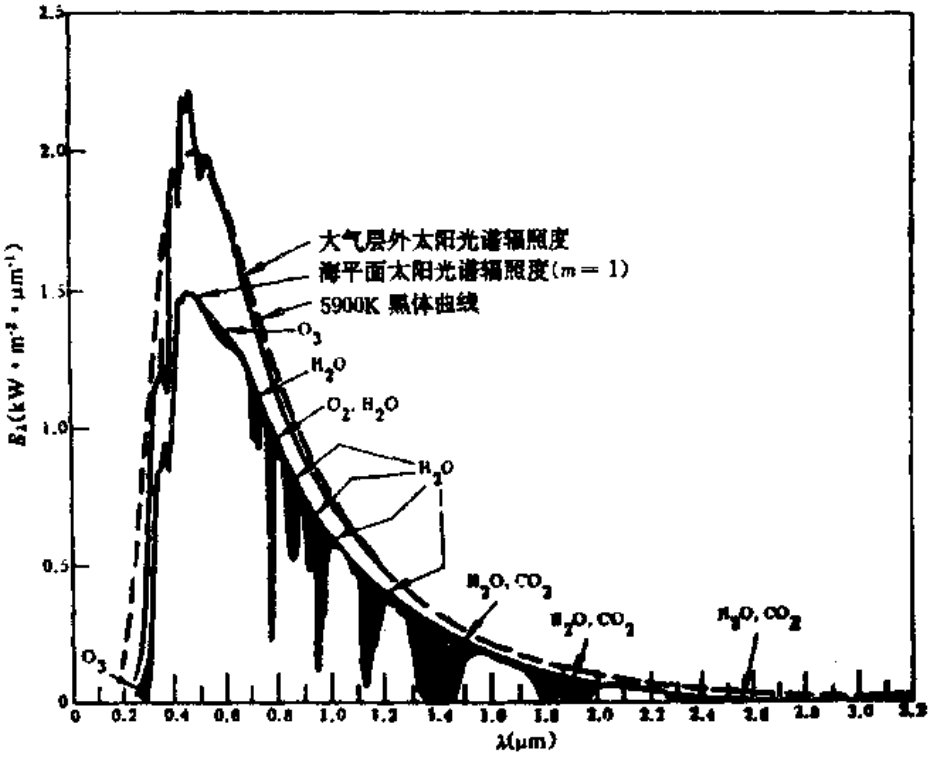



图 3.2 太阳的光谱分布曲线

大气层外的光谱辐照度曲线和海平面上的光谱辐照度曲线之差，表明了地球大气对

太阳辐照度产生的影响。太阳的光谱结构由于大气成分而变得复杂了。这种复杂化的表现之一，是形成若干“大气窗口”，例如，0.3～1.3μm，1.5～1.8μm，2.0～2.6μm，3.0～3.6μm，4.2～5.0μm，7.0～15μm。

表 3.1 是所推荐的日-地平均距离上标准的太阳光谱辐照度。表中，$\lambda$ 是波长，以 μm 表示；$E_\lambda(\lambda)$ 是以 $\lambda$ 为中心在很小波段宽度范围内平均的太阳光谱辐照度，以($W \cdot m^{-2} \cdot \mu m^{-1}$)表示；$D(0\text{-}\lambda)$ 是波长短于 $\lambda$ 的太阳常数的百分数，太阳常数取值为 1353($W \cdot m^{-2}$)。

**表 3.1　　太阳光谱辐照度——推荐的标准曲线**

| $\lambda$ | $E_\lambda(\lambda)$ | $D(0\text{-}\lambda)$ | $\lambda$ | $E_\lambda(\lambda)$ | $D(0\text{-}\lambda)$ | $\lambda$ | $E_\lambda(\lambda)$ | $D(0\text{-}\lambda)$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 0.120 | 0.100 | 0.00044 | 0.325 | 975.0 | 2.552 | 0.475 | 2044.0 | 18.921 |
| 0.140 | 0.030 | 0.00053 | 0.330 | 1059.0 | 2.928 | 0.480 | 2074.0 | 19.681 |
| 0.150 | 0.07 | 0.00057 | 0.335 | 1081.0 | 3.323 | 0.485 | 1976.0 | 20.430 |
| 0.160 | 0.23 | 0.00068 | 0.340 | 1074.0 | 3.721 | 0.490 | 1950.0 | 31.155 |
| 0.170 | 0.63 | 0.00100 | 0.345 | 1069.0 | 4.117 | 0.495 | 1960.0 | 21.878 |
| 0.180 | 1.25 | 0.00169 | 0.350 | 1093.0 | 4.517 | 0.500 | 1942.0 | 22.599 |
| 0.190 | 2.71 | 0.00316 | 0.355 | 1083.0 | 4.919 | 0.505 | 1920.0 | 23.312 |
| 0.200 | 10.7 | 0.00811 | 0.360 | 1068.0 | 5.316 | 0.510 | 1882.0 | 24.015 |
| 0.210 | 22.9 | 0.02053 | 0.365 | 1132.0 | 5.723 | 0.515 | 1833.0 | 24.701 |
| 0.220 | 57.5 | 0.05024 | 0.370 | 1181.0 | 6.150 | 0.520 | 1833.0 | 25.379 |
| 0.225 | 64.9 | 0.0728 | 0.375 | 1157.0 | 6.582 | 0.525 | 1852.0 | 26.059 |
| 0.230 | 66.7 | 0.0971 | 0.380 | 1120.0 | 7.003 | 0.530 | 1842.0 | 26.742 |
| 0.235 | 59.3 | 0.1204 | 0.385 | 1098.0 | 7.413 | 0.535 | 1818.0 | 27.418 |
| 0.240 | 63.0 | 0.1430 | 0.390 | 1098.0 | 7.819 | 0.540 | 1783.0 | 28.084 |
| 0.245 | 72.3 | 0.1680 | 0.395 | 1189.0 | 8.241 | 0.545 | 1754.0 | 28.737 |
| 0.250 | 70.4 | 0.1944 | 0.400 | 1429.0 | 8.725 | 0.550 | 1725.0 | 29.380 |
| 0.255 | 104.0 | 0.2266 | 0.405 | 1644.0 | 9.293 | 0.555 | 1720.0 | 30.017 |
| 0.260 | 130.0 | 0.2698 | 0.410 | 1751.0 | 9.920 | 0.560 | 1695.0 | 30.648 |
| 0.265 | 185.0 | 0.3280 | 0.415 | 1774.0 | 10.571 | 0.565 | 1705.0 | 31.276 |
| 0.270 | 232.0 | 0.4051 | 0.420 | 1747.0 | 11.222 | 0.570 | 1712.0 | 31.907 |
| 0.275 | 204.0 | 0.4857 | 0.425 | 1693.0 | 11.858 | 0.575 | 1719.0 | 32.541 |
| 0.280 | 222.0 | 0.5644 | 0.430 | 1639.0 | 12.473 | 0.580 | 1715.0 | 33.176 |
| 0.285 | 315.0 | 0.6636 | 0.435 | 1663.0 | 13.083 | 0.585 | 1712.0 | 33.809 |
| 0.290 | 482.0 | 0.8109 | 0.440 | 1810.0 | 13.725 | 0.590 | 1700.0 | 34.439 |
| 0.295 | 584.0 | 1.0078 | 0.445 | 1922.0 | 14.415 | 0.595 | 1682.0 | 35.064 |
| 0.300 | 514.0 | 1.2107 | 0.450 | 2006.0 | 15.140 | 0.600 | 1666.0 | 35.683 |
| 0.305 | 603.0 | 1.4171 | 0.455 | 2057.0 | 15.891 | 0.605 | 1647.0 | 36.295 |
| 0.310 | 689.0 | 1.6558 | 0.460 | 2066.0 | 16.653 | 0.610 | 1635.0 | 36.902 |
| 0.315 | 764.0 | 1.9243 | 0.465 | 2048.0 | 17.413 | 0.620 | 1602.0 | 38.098 |
| 0.320 | 830.0 | 2.2188 | 0.470 | 2033.0 | 18.167 | 0.630 | 1570.0 | 39.270 |

续表 3.1

| $\lambda$ | $E_\lambda(\lambda)$ | $D(0-\lambda)$ | $\lambda$ | $E_\lambda(\lambda)$ | $D(0-\lambda)$ | $\lambda$ | $E_\lambda(\lambda)$ | $D(0-\lambda)$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 0.640 | 1544.0 | 40.421 | 1.200 | 485.0 | 78.404 | 4.40 | 6.5 | 99.337331 |
| 0.650 | 1511.0 | 41.550 | 1.250 | 438.0 | 80.109 | 4.50 | 5.9 | 99.337331 |
| 0.660 | 1486.0 | 42.657 | 1.300 | 397.0 | 81.652 | 4.60 | 5.3 | 99.378721 |
| 0.670 | 1456.0 | 43.744 | 1.350 | 358.0 | 83.047 | 4.70 | 4.8 | 99.416045 |
| 0.680 | 1427.0 | 44.810 | 1.400 | 337.0 | 84.331 | 4.80 | 4.5 | 99.450413 |
| 0.690 | 1402.0 | 45.855 | 0.450 | 312.0 | 85.530 | 4.90 | 4.1 | 99.482195 |
| 0.700 | 1369.0 | 46.879 | 1.500 | 288.0 | 86.639 | 5.00 | 3.83 | 99.511500 |
| 0.710 | 1344.0 | 47.882 | 1.550 | 267.0 | 87.665 | 6.00 | 1.75 | 99.717708 |
| 0.720 | 1314.0 | 48.864 | 1.600 | 245.0 | 88.611 | 7.00 | 0.99 | 99.818965 |
| 0.730 | 1290.0 | 49.826 | 1.650 | 223.0 | 89.475 | 8.00 | 0.60 | 99.877723 |
| 0.740 | 1260.0 | 50.769 | 1.70 | 202.0 | 90.261 | 9.0 | 0.380 | 99.913939 |
| 0.750 | 1235.0 | 51.691 | 1.75 | 180.0 | 90.967 | 10.0 | 0.250 | 99.937221 |
| 0.760 | 1211.0 | 52.595 | 1.80 | 159.0 | 91.593 | 11.0 | 0.170 | 99.952742 |
| 0.770 | 1185.0 | 53.480 | 1.85 | 142.0 | 92.149 | 12.0 | 0.120 | 99.963459 |
| 0.780 | 1159.0 | 54.346 | 1.90 | 126.0 | 92.644 | 13.0 | 0.087 | 99.971108 |
| 0.790 | 1134.0 | 55.194 | 1.95 | 114.0 | 93.088 | 14.0 | 0.055 | 99.976356 |
| 0.800 | 1109.0 | 56.023 | 2.00 | 103.0 | 93.489 | 15.0 | 0.049 | 99.980199 |
| 0.810 | 1085.0 | 56.834 | 2.10 | 90.0 | 94.202 | 16.0 | 0.038 | 99.983414 |
| 0.820 | 1060.0 | 57.627 | 2.20 | 79.0 | 94.826 | 17.0 | 0.031 | 99.985964 |
| 0.830 | 1036.0 | 58.401 | 2.30 | 69.0 | 95.373 | 18.0 | 0.024 | 99.987997 |
| 0.840 | 1013.0 | 59.158 | 2.40 | 62.0 | 95.8580 | 19.0 | 0.02000 | 99.989623 |
| 0.850 | 990.0 | 59.899 | 2.50 | 55.0 | 96.2903 | 20.0 | 0.01600 | 99.990953 |
| 0.860 | 968.0 | 60.622 | 2.60 | 48.0 | 96.6710 | 25.0 | 0.00610 | 99.995037 |
| 0.870 | 947.0 | 61.330 | 2.70 | 43.0 | 97.0073 | 30.0 | 0.00300 | 99.996718 |
| 0.880 | 926.0 | 62.022 | 2.80 | 39.0 | 97.3103 | 35.0 | 0.00160 | 99.997568 |
| 0.890 | 908.0 | 62.700 | 2.90 | 35.0 | 97.5838 | 40.0 | 0.00094 | 99.998037 |
| 0.900 | 891.0 | 63.365 | 3.00 | 31.0 | 97.8277 | 50.0 | 0.00038 | 99.998525 |
| 0.910 | 880.0 | 64.019 | 3.10 | 26.0 | 98.0383 | 60.0 | 0.00019 | 99.998736 |
| 0.920 | 869.0 | 64.665 | 3.20 | 22.6 | 98.2179 | 80.0 | 0.00007 | 99.998928 |
| 0.930 | 858.0 | 65.304 | 3.30 | 19.2 | 98.3724 | 100.0 | 0.00003 | 99.999002 |
| 0.940 | 847.0 | 65.934 | 3.40 | 16.6 | 98.5047 | 1000.0 | 0.00000 | 100.000000 |
| 0.950 | 837.0 | 66.556 | 3.50 | 14.6 | 98.6200 | | | |
| 0.960 | 820.0 | 67.168 | 3.60 | 13.5 | 98.7238 | | | |
| 0.970 | 803.0 | 67.768 | 3.70 | 12.3 | 98.8192 | | | |
| 0.980 | 785.0 | 68.355 | 3.80 | 11.1 | 98.9056 | | | |
| 0.990 | 767.0 | 68.928 | 3.90 | 10.3 | 98.9847 | | | |
| 1.000 | 748.0 | 69.488 | 4.00 | 9.5 | 99.0579 | | | |
| 1.050 | 668.0 | 72.105 | 4.10 | 8.7 | 99.1252 | | | |
| 1.100 | 593.0 | 74.435 | 4.20 | 7.8 | 99.1861 | | | |
| 1.150 | 535.0 | 76.519 | 4.30 | 7.1 | 99.2412 | | | |

表 3.2 表示通过两个大气气团（$m_a = 2$）后，或者太阳天顶角为 60°时，太阳辐射在海平面上的光谱辐照度。对于这些数据，大气层外太阳总辐照度 $E_0$ 取为 1322(W · m$^{-2}$)。

表 3.2　　垂直于太阳的海平面的太阳辐照度

$m = 2, E_0 = 1322(\mathrm{W \cdot m^{-2}})$

| $\lambda$ ($\mu$m) | $E_\lambda(\lambda)$ (W · m$^{-2}$ · $\mu$m$^{-1}$) | $\lambda$ ($\mu$m) | $E_\lambda(\lambda)$ (W · m$^{-2}$ · $\mu$m$^{-1}$) | $\lambda$ ($\mu$m) | $E_\lambda(\lambda)$ (W · m$^{-2}$ · $\mu$m$^{-1}$) | $\lambda$ ($\mu$m) | $E_\lambda(\lambda)$ (W · m$^{-2}$ · $\mu$m$^{-1}$) |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 0.301 | 0.177 | 0.510 | 1206.0 | 0.91 | 375.0 | 1.31 | 203.0 |
| 0.302 | 0.342 | 0.520 | 1199.0 | 0.92 | 258.0 | 1.32 | 168.0 |
| 0.303 | 0.647 | 0.530 | 1188.0 | 0.93 | 169.0 | 1.33 | 115.0 |
| 0.304 | 1.16 | 0.540 | 1198.0 | 0.94 | 278.0 | 1.34 | 58.1 |
| 0.305 | 1.91 | 0.550 | 1190.0 | 0.95 | 487.0 | 1.35 | 18.1 |
| 0.306 | 2.89 | 0.560 | 1182.0 | 0.96 | 584.0 | 1.36 | 0.660 |
| 0.307 | 4.15 | 0.570 | 1178.0 | 0.97 | 633.0 | 1.37 | — |
| 0.308 | 6.11 | 0.580 | 1168.0 | 0.98 | 645.0 | 1.38 | — |
| 0.309 | 8.38 | 0.590 | 1161.0 | 0.99 | 643.0 | 1.39 | — |
| 0.310 | 11.0 | 0.600 | 1167.0 | 1.00 | 630.0 | 1.40 | — |
| 0.311 | 13.9 | 0.61 | 1168.0 | 1.01 | 620.0 | 1.41 | 1.91 |
| 0.312 | 17.2 | 0.62 | 1165.0 | 1.02 | 610.0 | 1.42 | 3.72 |
| 0.313 | 21.0 | 0.63 | 1176.0 | 1.03 | 601.0 | 1.43 | 7.53 |
| 0.314 | 25.4 | 0.64 | 1175.0 | 1.04 | 592.0 | 1.44 | 13.7 |
| 0.315 | 30.0 | 0.65 | 1173.0 | 1.05 | 551.0 | 1.45 | 23.8 |
| 0.316 | 34.8 | 0.66 | 1166.0 | 1.06 | 526.0 | 1.46 | 30.5 |
| 0.317 | 39.8 | 0.67 | 1160.0 | 1.07 | 519.0 | 1.47 | 45.1 |
| 0.318 | 44.9 | 0.68 | 1149.0 | 1.08 | 512.0 | 1.48 | 83.7 |
| 0.319 | 49.5 | 0.69 | 978.0 | 1.09 | 514.0 | 1.49 | 128.0 |
| 0.320 | 54.0 | 0.70 | 1108.0 | 1.10 | 252.0 | 1.50 | 157.0 |
| — | — | 0.71 | 1070.0 | 1.11 | 126.0 | 1.51 | 187.0 |
| — | — | 0.72 | 832.0 | 1.12 | 69.9 | 1.52 | 209.0 |
| 0.330 | 101.0 | 0.73 | 965.0 | 1.13 | 98.3 | 1.53 | 217.0 |
| 0.340 | 151.0 | 0.74 | 1041.0 | 1.14 | 104.0 | 1.54 | 226.0 |
| 0.350 | 188.0 | 0.75 | 867.0 | 1.15 | 216.0 | 1.55 | 221.0 |
| 0.360 | 238.0 | 0.76 | 566.0 | 1.16 | 271.0 | 1.56 | 217.0 |
| 0.370 | 279.0 | 0.77 | 968.0 | 1.17 | 328.0 | 1.57 | 213.0 |
| 0.380 | 336.0 | 0.78 | 907.0 | 1.18 | 346.0 | 1.58 | 209.0 |
| 0.390 | 397.0 | 0.79 | 923.0 | 1.19 | 344.0 | 1.59 | 205.0 |
| 0.400 | 470.0 | 0.80 | 857.0 | 1.20 | 373.0 | 1.60 | 202.0 |
| 0.410 | 672.0 | 0.81 | 698.0 | 1.21 | 402.0 | 1.61 | 198.0 |
| 0.420 | 733.0 | 0.82 | 801.0 | 1.22 | 431.0 | 1.62 | 194.0 |
| 0.430 | 787.0 | 0.83 | 863.0 | 1.23 | 420.0 | 1.63 | 189.0 |
| 0.440 | 911.0 | 0.84 | 858.0 | 1.24 | 387.0 | 1.64 | 184.0 |
| 0.450 | 1006.0 | 0.85 | 839.0 | 1.25 | 328.0 | 1.65 | 173.0 |
| 0.460 | 1080.0 | 0.86 | 813.0 | 1.26 | 311.0 | 1.66 | 163.0 |
| 0.470 | 1138.0 | 0.87 | 798.0 | 1.27 | 331.0 | 1.67 | 159.0 |
| 0.480 | 1183.0 | 0.88 | 614.0 | 1.28 | 382.0 | 1.68 | 145.0 |
| 0.490 | 1210.0 | 0.89 | 517.0 | 1.29 | 346.0 | 1.69 | 139.0 |
| 0.500 | 1215.0 | 0.90 | 480.0 | 1.30 | 264.0 | 1.70 | 132.0 |

续表 3.2

| λ (μm) | $E_\lambda(\lambda)$ (W·m$^{-2}$·μm$^{-1}$) | λ (μm) | $E_\lambda(\lambda)$ (W·m$^{-2}$·μm$^{-1}$) | λ (μm) | $E_\lambda(\lambda)$ (W·m$^{-2}$·μm$^{-1}$) | λ (μm) | $E_\lambda(\lambda)$ (W·m$^{-2}$·μm$^{-1}$) |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 1.71 | 124.0 | 1.82 | — | 1.93 | 3.68 | 2.04 | 54.7 |
| 1.72 | 115.0 | 1.83 | — | 1.94 | 5.30 | 2.05 | 38.3 |
| 1.73 | 105.0 | 1.84 | — | 1.95 | 17.7 | 2.06 | 56.2 |
| 1.74 | 97.1 | 1.85 | — | 1.96 | 31.7 | 2.07 | 77.0 |
| 1.75 | 80.2 | 1.86 | — | 1.97 | 37.7 | 2.08 | 88.0 |
| 1.76 | 58.9 | 1.87 | — | 1.98 | 22.6 | 2.09 | 86.8 |
| 1.77 | 38.8 | 1.88 | — | 1.99 | 1.58 | 2.10 | 85.6 |
| 1.78 | 18.4 | 1.89 | — | 2.00 | 2.66 | 2.11 | 84.4 |
| 1.79 | 5.70 | 1.90 | — | 2.01 | 19.50 | 2.12 | 83.2 |
| 1.80 | 0.920 | 1.91 | 0.705 | 2.02 | 47.60 | 2.13 | 20.7 |
| 1.81 | — | 1.92 | 2.34 | 2.03 | 55.40 | 2.14 | — |

图 3.3 表示各种光学气团在相应的海平面上太阳光谱辐照度曲线。在这一计算中用的太阳常数值是 1322(W·m$^{-2}$)。

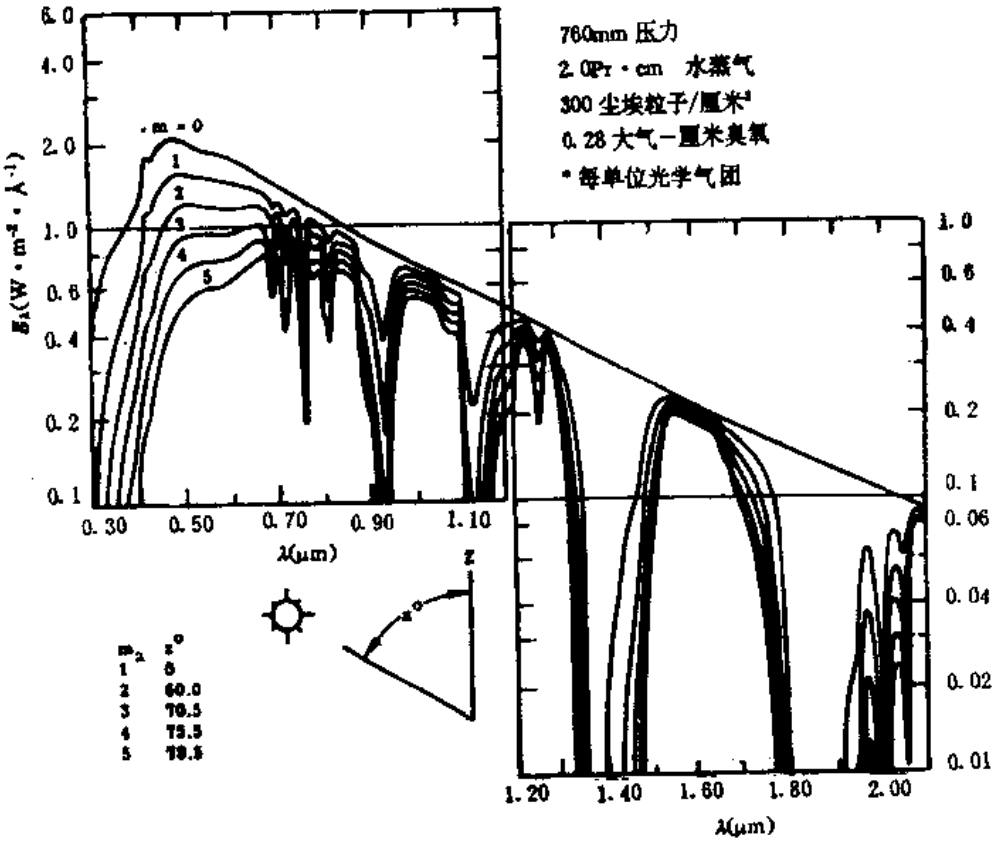



图 3.3 与各种光学气团相应的海平面上太阳光谱辐照度曲线

## 第二节 地球的反射和发射辐射

地球的反射率是指入射的太阳总辐射能，由于在大气层中散射，以及被云层和地面反射的结果而进入空间的部分所占的比例。所有的反射辐射能，主要在 0.29 至 5μm 的波长范围内。

入射的太阳辐射能的一部分，以热的形式被地球和大气层吸收，而后发射辐射（即长波辐射）。长波辐射主要集中在波长大于 4μm 的波段。总的射出辐射是由发射辐射和反射辐射通量构成的。

对反射和发射辐射起决定性影响的是地球的地形和气象条件，其次是随周日变化和季节变化的太阳仰角以及入射的太阳辐射能的光谱组成。

地形因素，包括地球表面的变化，如土壤、水、冰和簇叶，这些区域的反射特性和长波辐射特性都有差别。气象方面的因素包括大气层的成分、密度，以及云的结构。云层可能反射掉入射的太阳辐射能的 75 % 以上。云的因素取决于云的覆盖区大小、云厚、云高和其湿气含量，以及下垫面的反射率。由于云层吸收了一部分辐射，并以较低的云顶温度进行发射，因而也影响到长波辐射。

表 3.3 列出各种地球表面特征和云的反射率范围，以及引起这种变化的各种原因。可以看出，地球是反射率随光谱改变的不均匀非漫射体。

反射率特性的变化范围很宽，但对各种地理特征和较大面积呈以下趋势：

(1)反射率随太阳仰角减小而增大；

(2)一般说，大陆地区比海洋地区的反射率高；

(3)反射率随纬度而增大，部分地产生于太阳仰角的减小和地球两极的冰雪覆盖；

(4)浓云密布区的反射率较高；

(5)任何地区的反射率都随季节变化，其原因主要在于云量、植被和冰雪覆盖发生的变化。

长波辐射主要受地球表面温度及覆盖云量的影响。地表温度越高，发射辐射越多。云量增多，长波辐射较少。在无云地区，气温和水气含量是决定性的因素；长波辐射随气温升高而增大，随湿度增大而减小。

太阳仰角影响地表和低层大气温度，引起发射辐射的周日和季节变化，在大陆地区更加明显。

全球性的长波辐射变化，远小于反射率的地区性变化，且有如下趋势：

(1)发射辐射随纬度增大而减小，长波辐射最大值发生在晴朗的热带地区；

(2)在一天的给定时间内，陆地与海洋的长波辐射明显不同；

(3)云量会降低长波辐射；

(4)随季节的变化显著，最热时地区的发射辐射最大；

(5)整个海洋长波辐射的周日变化小，只相当于整个沙漠的 20 % 左右。

地球-大气系统辐射平衡的反射率全球年平均值约为 0.3，射出的长波辐射值约为 237W/m$^2$。

表 3.3 各种地球表面特征和云层的反射率数据摘要

| 反射表面 | 量级及其他光谱特性 | 反射率角分布 | 全反射率 |
|---|---|---|---|
| 土壤和岩石 | 小于 1μm 时是增加的，在 2μm 以上时是减小的。 | 反向散射和正向散射，沙的正向散射较大，泥土的正向散射较小。 | 5 % ～45 %，潮湿水汽减少 5 % 至 20 % 的反射率。光滑表面反射率高，周日变化。在小的太阳仰角时有最大反射率。 |
| 植被 | 低于 0.5μm 时为小值。在 0.5～0.55μm 处，有一个大的峰值。在 0.68μm 处为叶绿素所吸收。0.7μm 处急剧增大，2μm 以上下降。取决于植物的生长季节。 | 反向散射，略有正向散射存在。 | 5 % ～25 %，周日效应。小太阳仰角有最大的反射率，有显著的年变化。 |
| 水区 | 在 0.5～0.7μm 处最大。取决于水的混浊度和波浪起伏的大小。 | 大量的反向和正向散射。 | 5%～20%，周日变化。取决于水区的混浊度和波动性，在太阳仰角小时反射率最大。 |
| 冰和雪 | 随其波长的增大略有减小。有很大的变动性，取决于纯度、湿度和物理条件。 | 一部分漫反射，一部分镜反射。镜反射的部分随入射角的增大而增加。 | 25 % ～80 %。南极为 84 %，南极罗斯海冰的全反射率为 74 %，白海冰的全反射率为 30 % ～40 %。 |
| 云 | 0.2μm～0.8μm 为定值。0.8μm 以上随波长而减小。有一条明显的水气吸收带。 | 小量反向散射和大量的正向散射，最小散射角在 80°～120°。雾虹的散射角为 143°。 | 10 % ～80 %。随云型、云厚和下垫面的不同而变化。 |

## 第三节 物体的频谱特性

本节从光谱角度出发，说明地球表面和电磁辐射的相互作用。

入射的太阳辐射能，有 99 % 在 0.2 至 4μm 的光谱段。低于 0.3μm（占总能量的 1.2%）的紫外线波段，为外大气层所吸收（主要是臭氧层的吸收）。占全球平均值 70 % 的入射能量被地球和它的大气层所吸收，剩下的约 30 % 的能量返回到空间去。由于目标表面的反射和吸收特性不一样，从一地区到另一地区的能量分布变化是相当大的。

所有的物体都具有反射和发射电磁波的能力，物体在不同波长处的反射和发射电磁辐射能的能力不同。这种辐射能量随波长变化而改变的特性，就是物体的频谱特性。不同的物体由于其表面特征及内部组成情况的不同，或者由于环境的不同和入射辐射能量的不同，从而具有不同的频谱特性，这是遥感目标识别的根据之一。

## 一、物体的反射频谱特性

物体的反射频谱特性，表示物体的光谱反射率与波长的关系，常用曲线表示，即物体的反射频谱特性曲线。

以下，介绍几种主要的地表物体。

1. 植物的反射频谱特性

在遥感图像上，植物的反射信息特征受几个因素的综合影响。这些因素是：

（1）植物的形态；

（2）植物的反射频谱特性；

（3）季节和成熟阶段；

（4）太阳高度角；

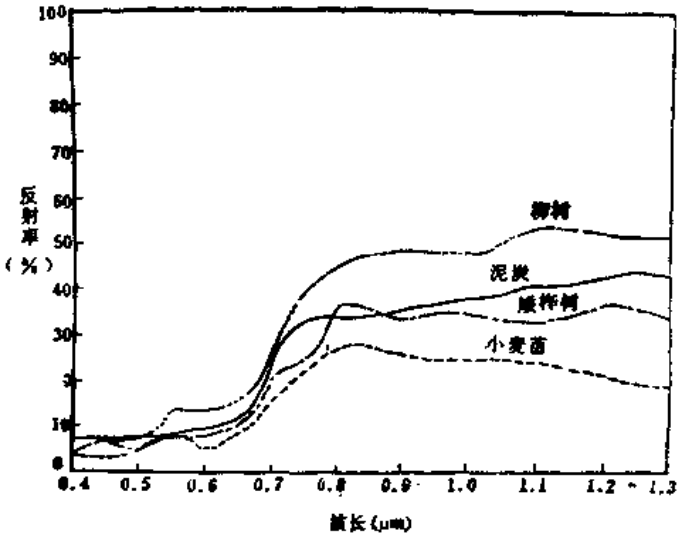



图 3.4 不同植物的反射频谱曲线

（5）探测器的光谱灵敏度；

（6）遥感器的光谱透过率。

植物的频谱反射特性，是其叶片、枝干、果实、花朵等频谱特性的综合反映，同时也受其根部土壤等频谱特性的影响。

图 3.4 表示几种植物的光谱反射特性曲线。可以看出，柳树和麦苗之间，从 0.55 到 1.3μm 波段一直有一个相当大的反射率差值。在这里，麦苗的反射率值，包含着其下部土壤的反射率值的影响。

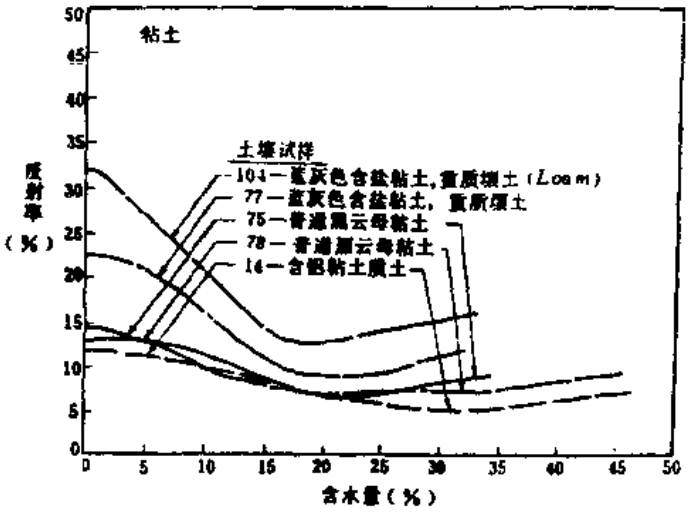



图 3.5 土壤含水量对其光谱反射率的影响

植物的生长季节或成熟阶段，以及它的健康情况（病虫害和营养不良），都会影响它的反射频谱特性。

2. 土壤的反射频谱特性

土壤的反射频谱特性，受许多可变因素的影响，例如，土壤类型、表面粗糙度、太阳高度角和水分的含量等。此外，土壤的矿物成分也影响频谱反射率。

图 3.5 表示土壤含水量对其光谱反射率的影响。

3. 岩石的反射频谱特性

岩石的反射频谱特性相当程度地取决于岩石的类型、化学成分、太阳高度角、天气和露头情况等。图 3.6 表示不同类型岩石的频谱反射特性曲线。

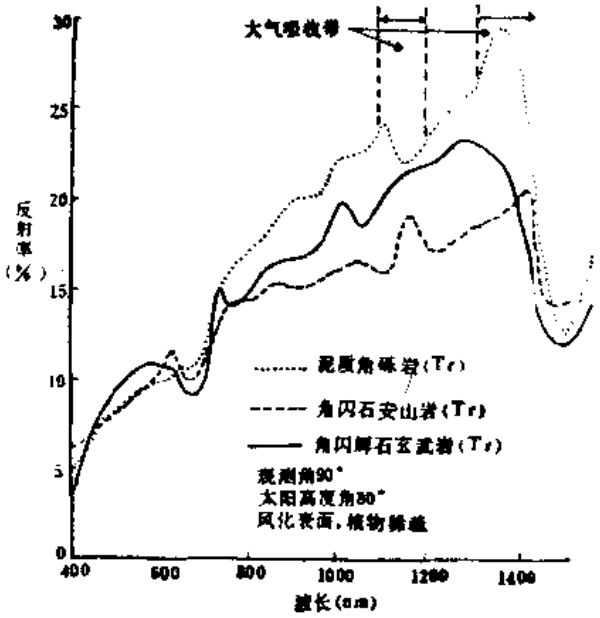



图 3.6 不同岩石的频谱反射特性曲线

4. 水体的反射频谱特性

影响水体频谱反射率的主要因素是水的混浊度、水深、以及波浪起伏等因素。图 3.7 表示不同混浊度水体的频谱反射率。

在正常情况下，水体在蓝光区反射率最大，接着随波长增加而一直下降。在近红外区，反射率几乎为零。

5. 冰雪的反射频谱特性

影响冰雪频谱反射特性的，主要是它的纯度、湿度和其他物理条件。在正常的纯度和湿度条件下，冰雪的反射特性与太阳光谱相似，整个可见光谱区的反射率都很高，在蓝紫光谱区出现峰值。但在进入近红外光谱区后，反射率迅速下降。

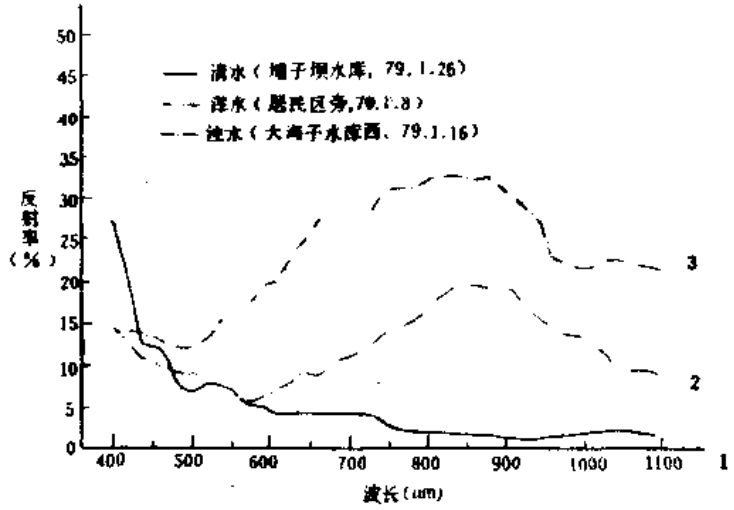



图 3.7 不同混浊度水体的频谱反射率

云在整个可见光部分为高反射率，在 0.2～0.8μm 为定值。在 0.8μm 以上随着波长增加而减小，有一条明显的水气吸收带。

## 二、物体的发射频谱特性

物体的发射频谱特性以它的发射率来表征。物质的热辐射特性可以归纳成几种类型：

| | |
|---|---|
| 黑体 | $\varepsilon = 1$ |
| 灰体 | $0 < \varepsilon < 1$ |
| 理想反射体 | $\varepsilon = 0$ |
| 其他所有物体 | $\varepsilon = f(\lambda)$ |

地面物体多为灰体，或者是选择性辐射体。在温度相同的条件下，物体的发射本领取决于其表面特征（颜色和光洁度）和内部热学性质。

图 3.8 表示几种岩石的发射频谱曲线。不同的岩石具有不同形状的发射频谱曲线。

## 第四节 地球表面和电磁辐射的相互作用

本节从光谱能量角度，说明地球表面和电磁辐射的相互作用。

大多数遥感都是针对地球表面的，并借助于电磁辐射和地球表面的相互作用来实现。遥感数据获取系统可分为四个基本部分：辐射源、大气路径、目标和传感器。被动式遥感系统的主要辐射源是太阳。太阳光谱能量经大气传输后，其强度和光谱都要发生变化。当太阳辐射与目标发生作用后，就被目标反射、透射或吸收。在某一光谱区被吸收的能量也可能在另一光谱区发射出来。被反射或发射的能量在返回大气层时，强度和光谱将再次发生变化。最后，这些辐射能才能到达传感器。

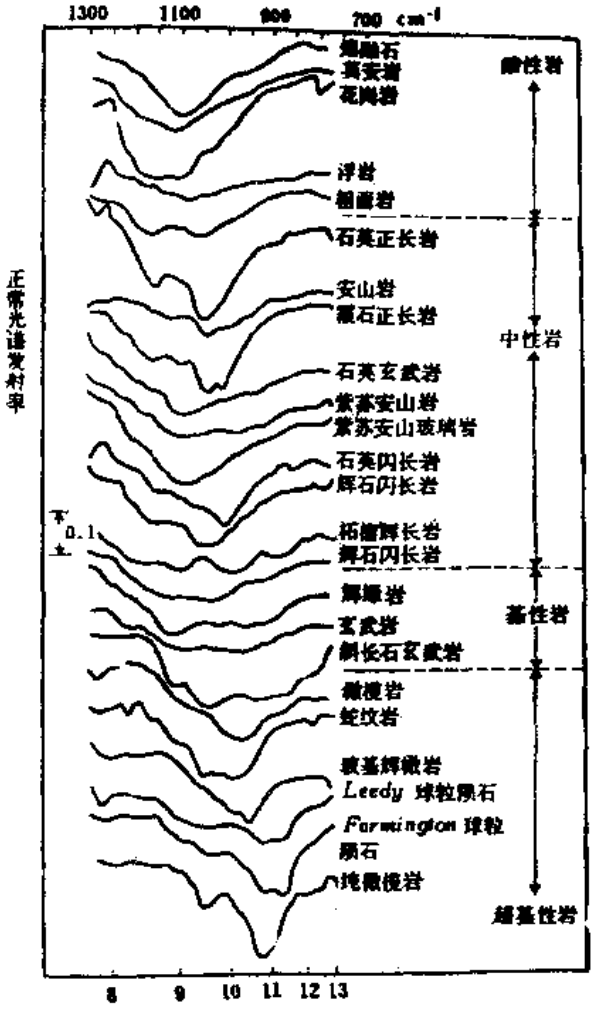



图 3.8 岩石的发射频谱特性曲线

### 一、反射辐射流和发射辐射流

首先，需要考虑产生物质光谱透射和反射特性的过程。透射辐射流的光谱成分强烈地受入射辐射流的光谱成分和介质光谱吸收特性间差别的影响。光谱反射，更严格地说，不透明物体的颜色，在很小程度上取决于介质的选择性吸收。对很多物体，例如植被和水体，辐射流可穿透其表面以下，在射出前，在表面下被反射、折射、衍射和散射，在选择吸收的光谱范围内被衰减到一定程度。这种物体常称为彩色物体。

如果样品足够薄，在透射中呈现出和反射同样颜色。在镜面反射条件下，选择性反射辐射的颜色称为表面彩色。在水体的情况下称为体积反射。表面的微观结构会强烈地影响它的反射性质。

在红外区，从约 2.5μm 到 6μm 频谱范围内的辐亮度，占支配地位的是反射的阳光辐射流还是从表面自辐射的辐射流，要取决于许多不同的因素。在确定地表温度时，必须可靠地估计表面的发射率。

遥感的核心，是从估价来自地面特征的、通过大气层后被遥感系统记录的辐射流来识别地面特征。如果空间分辨率是足够的，而且大气的影响也可以校正，则问题归结为

依靠光谱辐射流来识别表面特征。来自地面特征的光谱辐射流，可以是地面特征反射的入射阳光光谱辐照度，因而是被该特征的光谱反射特性所限定了的；也可以是该特征的辐出度，并且是它的温度和发射率的函数。

光谱辐射流和地表面相互作用的一般方程式为

$$\phi_{\lambda i} = \phi_{\lambda r} + \phi_{\lambda t} + \phi_{\lambda a} \tag{3.1}$$

式中，$i$、$r$、$t$ 和 $a$ 分别表示入射、反射、透射和吸收量。(3.1) 式除以 $\phi_{\lambda i}$，则可写为

$$\rho(\lambda) + \tau(\lambda) + \alpha(\lambda) = 1 \tag{3.2}$$

式中，$\rho(\lambda)$ 是光谱反射比；$\tau(\lambda)$ 是光谱透射比；$\alpha(\lambda)$ 是光谱吸收比。

在遥感中，测量来自目标的辐射流。一般情况下，是反射的阳光辐射流和热发射辐射流的总和。因此总辐射流

$$\phi_{iT} = \phi_{\lambda r} + \phi_{\lambda e} \tag{3.3}$$

式中，$r$ 和 $e$ 分别代表反射量和发射量。

图 3.9 表示在忽略大气吸收的条件下，由 6000K 黑体的太阳和 300K 朗伯地表面所产生的辐出度和辐照度（左手坐标），以及辐亮度间的比较。图中，曲线 1 和曲线 5，比较了地球上太阳的辐照度和地球的辐出度。其他曲线是由各种表面散射反射比 ρ 和发射率 ε 给出的。曲线 4 和曲线 5 的交点 $A$ 代表一个波长，低于这一波长，反射太阳的辐射流增大，变成较大的分量。曲线 2 和曲线 6 的交点 $B$，代表另一波长，高于这一波长，热发射辐射流增大，变成较大的分量。点 $A$ 在 3.0μm 附近，表示低波长限。此值相当可靠，因为小于0.01的反射比值，在自然界中是不经常见的。点 $B$ 的位置在 4.5μm 附近，确定性较低，因为曲线 2 和曲线 6 的斜率较小，而且高于 0.5 的反射比值有时也会遇到。在2.5到5.5μm范围内实际大气透过率的变化，使情况更加复

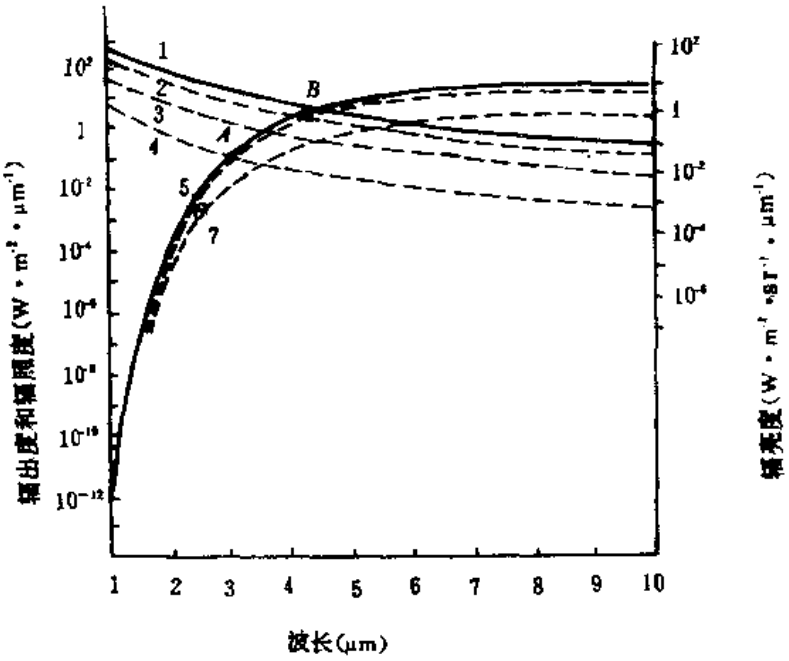



图 3.9 6000K 黑体太阳和 300K 朗伯地表所产生的辐出度和辐照度（左手坐标），以及辐亮度（右手坐标）间的比较（忽略大气吸收）

1 地面上的太阳辐照度

辐亮度仅由下列情况下从地面反射的太阳辐射流产生：

2 ρ=0.5（等效于 ε=0.5）；3 ρ=0.1（等效于 ε=0.9）；

4 ρ=0.01（等效于 ε=0.99）

辐亮度仅由下列情况下从地表发射的热辐射流产生：

5 ε=1.0（等效于黑体 ρ=0）；6 ε=0.5（等效于 ρ=0.5）；

7 ε=0.1（等效于 ρ=0.9）

杂。例如，在 4.3μm 左右有一个大气二氧化碳的强吸收区，这意味着，即使地表在该波长具有高反射比，在靠近地表处发射辐射也是占支配地位的量。一般地说，在低于 2.5μm 的谱区，涉及到的辐射流是反射太阳的辐射流；而在高于 6μm 的区域，则是热发射辐射流。在 2.5μm 和 6μm 之间，两方面都可能提供较大的量，这要取决于表面的光谱反射比、光谱发射率和温度，以及大气的光谱吸收比。甚至在 8～14μm 波段，也可能探测到由于足够大的类镜地区镜面反射所产生的反射阳光辐射流。

## 二、地球表面的辐照度

为了获得精确而可靠的结果，需要考虑许多复杂的因素。在这种情况下，地球表面的辐照度

$$E_\lambda = E_{\lambda 0}\cos\theta\exp[-\tau'_{ext}(\lambda)\sec\theta_Z] + \int_0^{\pi/2}\int_0^{2\pi} L_{\lambda d}(\theta,\phi)\cos\theta\sin\theta\,d\theta\,d\phi \tag{3.4}$$

式中，$E_{\lambda 0}$ 是在地球大气的顶部，在所考虑的时间，在垂直于太阳 - 地球联线的平面上太阳的光谱辐照度；$\theta$ 是直射阳光流对表面法线的夹角，$\tau'_{ext}(\lambda)$ 是光谱消光光学厚度，$\theta_Z$ 是太阳天顶角，$L_{\lambda d}(\theta,\phi)$ 是由于散射阳光产生的向下光谱辐亮度和(或者)大气中的热自辐射流，取决于角坐标 $\theta$ 和 $\phi$，$E_\lambda$ 称为表面总辐照度。

对于不规则表面，如果 $\alpha$ 是表面法线和天顶间的夹角，则最大辐照度的条件是 $\theta = 0$ 和 $\theta_Z = \alpha$；阴影的条件是 $\theta_Z + \alpha = \theta > 90°$。

## 三、地面特征的辐亮度

实际上，大多数自然物体的光谱反射比随角度变化，可以用双向反射分布函数来表征。也就是说，表面的反射比取决于辐照辐射流的方向和反射辐射流被探测的方向。因此，表面反射辐射流的分布取决于测量的几何图形。尤其是从一小辐射源来的辐射流，它取决于：(1) 辐射流在表面上的入射角 $\theta$；(2) 入射平面相对于横轴平面方向的方位角 $\phi$；(3) 探测辐射流的方向和表面法线的夹角 $\theta'$；(4) 反射平面的方位角 $\phi'$；(5) 在表面上一点处由源所张的立体角 $d\Omega$；(6) 由传感器入射光瞳在表面上所张的立体角 $d\Omega'$。这些角度示于图 3.10 中。

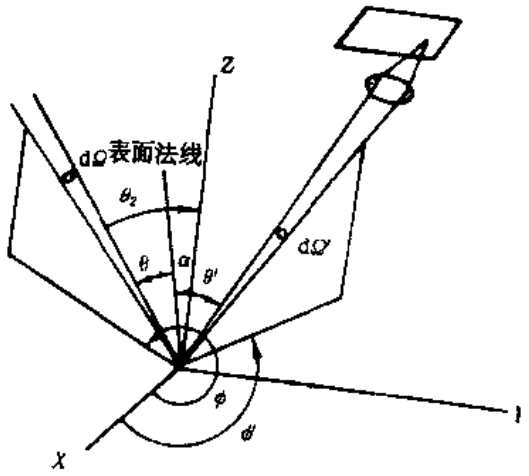



图 3.10 双向反射分布函数中的几何量

这样，双向反射分布函数 BRDF 可写为

$$f(\theta,\phi;\theta',\phi') = \frac{dL(\theta,\phi;\theta',\phi',E)}{dE(\theta,\varphi)}\,sr^{-1} \tag{3.5}$$

不要混淆 BRDF 和反射比。BRDF 具有量纲 $sr^{-1}$，而反射比是无量纲的。反射比仅

在 $0 \leqslant \rho \leqslant 1$ 范围内取值。由于立体角关系，BRDF 可以在 0 和无限大间取值。无限大的值相当于在完美反射表面上发生完全反射的理想情况。

这里需要强调四点。第一，如果需要，可以按一定的 $\theta$ 步距给出一组三维的分布曲线 (BRDF，$\theta'$，$\phi'$)，从而较好地描述表面的反射比特性；第二，增加波长间隔的效应，是平均或消除掉辐亮度 $L$ 随波长的迅速变化；第三，增加 $d\Omega$ 和 $d\Omega'$ 的效应是平滑 BRDF 的形状；第四，需要知道表面的偏振特性。表面越光滑，越接近镜面反射，反射时的偏振程度越大。近朗伯表面，亦称散射反射面，不会产生较大的偏振。当遥感传感器有某种程度的偏振时，由于太阳-地表-传感器角度变化而引入的偏振变化，到达探测器的辐射流水平将产生明显变化。这种结果会混淆数据判释。但另一方面，在传感器上使用偏振滤光镜可以提供表面物质结构的有用线索。

由遥感系统确定的地面景物的光谱反射比为

$$\rho(\lambda) = \rho(\lambda, \Delta\lambda; \theta, \theta'; \phi, \phi'; d\Omega, d\Omega'; P; \Delta x, \Delta y; t) \tag{3.6}$$

式中，$\lambda, \Delta\lambda$ 是测量的平均波长和波长带宽；$P$ 是偏振；$t$ 是时间变化依赖性，涉及表面反射比的气象或季节变化；$\Delta x, \Delta y$ 是所关心的表面尺寸。

很明显，如果所关心的地面景物尺寸 $\Delta x, \Delta y$ 比投影到地面上的瞬时视场小，则在一个瞬时视场上记录的辐射流不仅来自所关心的区域，而且也来自周围地区。从这种测量所确定的光谱反射比将是平均值，并且可以较大地偏离所关心地区测量的真实值。关于这种测量，几点主要的结论是：(1) 从所关心地区的周围地区所反射的辐射流的大气散射，将影响该地区辐亮度的测量；(2) 所关心地区和其周围地区间的辐亮度差别越大，则在辐亮度确定中的误差越大；(3) 所关心区域的面积 $\Delta x \times \Delta y$ 越大，它的辐亮度确定中的误差越小。

## 四、地面特征的热辐亮度

地面特征的热辐亮度，在许多方面和反射辐亮度有相同的参数关系。但是，在这种情况下，温度 $T$ 和光谱发射率 $\varepsilon$ 是重要的参数。光谱辐亮度 $L_{\lambda T}$ 的一般参数结构是

$$L_{\lambda T} = L(\lambda, \Delta\lambda; \theta'; \phi'; d\Omega'; P; \Delta x, \Delta y; T; \varepsilon; t) \tag{3.7}$$

式中，时间 $t$ 说明地球表面的热自辐射与时间有关，并且可以输出有关大块物质热特性（因而物质本身）的有用信息。

## 五、传感器上的辐亮度

传感器上的光谱辐亮度

$$L_\lambda = \frac{1}{\pi}[E_\lambda \rho(\lambda) + M_{\lambda T}]\tau_\theta'(\lambda) + L_{\lambda u} \tag{3.8}$$

式中，$E_\lambda$ 由 (3.4) 式给出，是地表上的太阳辐照度；$\tau_\theta'(\lambda)$ 是大气透过率；$M_{\lambda T}$ 是由于表面温度所产生的光谱辐出度；$L_{\lambda u}$ 是向上的大气路径辐亮度。

(3.8) 式更详细的表达式为

$$L_{\lambda s}=\frac{1}{\pi}\{\{E_{\lambda_0}\cos\theta\exp[-\tau'_{ext}(\lambda)\sec\theta_Z]$$
$$+\int_0^{\pi/2}\int_0^{2\pi}L_{\lambda d}(\theta,\phi)\cos\theta\sin\theta\mathrm{d}\theta\mathrm{d}\phi\}\rho(\lambda)$$
$$+\int_0^{\pi/2}\int_0^{2\pi}L_{\lambda T}(\theta,\phi)\cos\theta\sin\theta\mathrm{d}\theta\mathrm{d}\phi]\exp[-\tau'_{ext}(\lambda)\sec\theta']$$
$$+\frac{1}{\pi}\int_{\alpha_1}^{\alpha_2}\int_{\beta_1}^{\beta_2}L_{\lambda u}(\alpha,\beta)\cos\alpha\sin\alpha\mathrm{d}\alpha\,\mathrm{d}\beta \qquad (3.9)$$

式中，$E_{\lambda_0}$ 是在垂直于太阳射线的平面上大气层外的太阳光谱辐照度，$\theta$ 是地球表面上直射阳光流的入射角，$\tau'_{ext}(\lambda)$ 是光谱消光光学厚度，$\theta_Z$ 是太阳天顶角，$L_{\lambda d}(\theta,\varphi)$ 是向下的大气光谱辐亮度，由散射的太阳辐射和（或者）大气中的热自辐射而产生，取决于角坐标 $\theta$ 和 $\phi$，$\rho(\lambda)$ 是目标表面的双向光谱反射比，$L_{\lambda T}(\theta,\phi)$ 是目标表面热发射所产生的光谱辐亮度，$\theta'$ 是传感器到地表的联线和目标表面法线间的夹角，$L_{\lambda u}(\alpha,\beta)$ 是向上的大气光谱辐亮度，这里，$\alpha,\beta$ 和 $\alpha_1-\alpha_2,\beta_1-\beta_2$ 分别限定了遥感系统的方向和瞬时视场（$\alpha$ 和 $\beta$ 是仰角和方位角，$\beta$ 在入瞳平面内测量，$\alpha$ 是对光轴的角度）。

为了方便，（3.9）式可写成

$$E_{\lambda S}=(\{E_{\lambda_0}\cos\theta\exp[-\tau'_{ext}(\lambda)\sec\theta_Z]+\pi L_{\lambda d}\}\rho(\lambda)$$
$$+L_{\lambda T})\exp[-\tau'_{ext}(\lambda)\sec\theta']+\pi L_{\lambda u} \qquad (3.10)$$

式中，$L_{\lambda d}$，$L_{\lambda T}$ 和 $L_{\lambda u}$ 分别是由于以下原因产生的总辐亮度，即：(1) 地面景物上来自大气的向下辐射流；(2) 在传感器入瞳方向上，在传感器视场范围内景物发射的辐射流；(3) 在传感器入瞳方向上，在传感器视场范围内散射的向上大气辐射流。

## 六、地表特征的探测和绘图

在某些遥感中，只是探测或绘出两个相邻地区间辐亮度的相对变化。例如，洋流绘图、地质构造绘图、两块森林和田野间的边界线，或雪、冰、水和陆地间的边界线的确定等。角度参数一般影响不大。恶劣的大气条件可能使地面辐亮度变化变成不可探测的。如果假定地景范围内的大气条件还没有坏到妨碍边界线的探测，则景辐亮度变化（$\Delta L_{\lambda S}$）的探测，主要由下列参数确定

$$\Delta L_{\lambda S}=\Delta L_\lambda(\lambda,\Delta\lambda;P;\Delta x,\Delta y;t;T;\epsilon) \qquad (3.11)$$

在可见和反射红外波段，上述关系可进一步简化成

$$\Delta L_{\lambda S}=\Delta L_\lambda(\lambda,\Delta\lambda;\Delta x,\Delta y;t) \qquad (3.12)$$

式中，已假定不使用偏振滤光镜，因而，探测不同地表间的能力与偏振度 $P$ 无关。方程（3.12）表示，传感器上光谱辐亮度的变化是地面景物辐亮度变化的函数，取决于：(1) 使用的平均波长；(2) 使用的光谱间隔；(3) 在扫描的情况下，目标表面积的成像尺寸相对于 IFOV 尺寸的大小（或更确切地说，相对于系统有效瞬时视场 EIFOV 的大小）；(4) 在照相情况下，则是成像尺寸和照相机系统点扩散函数的比较。至于时间，由于地面景物的光谱辐亮度将发生季节性的变化而表现出它的影响。地面景物光谱辐亮度变化的原因，可能

是由于入射光谱辐照度发生变化，或是它的光谱反射比发生变化。

## 七、地面特征识别

比探测和绘图更需要的分光辐射度要求，是用参考已知地区的办法来识别图像上未知地区的要求。这种情况发生在：(1) 同一像幅的不同部分；(2) 邻接的像幅；(3) 在时间上和（或者）距离上能良好分开的景的像幅。

这一要求可以这样满足：首先，从实验室和飞行定标中掌握传感器在其成像地表范围内的光谱响应；其次，使用可以用作参考信息标号或所谓训练集的已知地面景物作特征识别。

在这种情况下，虽然不需要必须知道目标未知表面的光谱反射比，但必须知道由于变化的大气和角度效应所产生的已知和未知表面的光谱反射比上的表观变化如何补偿或校正。因此，确定或估价沿从传感器的视线到目标表面的大气光谱透射比和辐亮度，是很重要的。了解已知表面的双向反射分布和估价未知表面的双向反射分布，也是有价值的。对于在时间或距离上良好的分离像幅，也必须估价在景物成像当时光谱辐照度相差到什么程度。

特征识别的第二个办法，是靠遥距测量光谱反射比，在遥感中这是个最困难的问题。

探测和绘图方案的缺点，是被探测和绘图的表面可能是不被识别的，只能在两个未知表面之间判别。用参考已知表面的方法识别地球表面方案的缺点，受下述条件限制，即在距离和（或者）时间上能够偏离到什么程度仍能够使用该已知表面作为可靠的参考表面。

为了使用遥感传感器确定表面的光谱反射比（经常称为表面的光谱特征），必须知道或估价：(1) 沿传感器和表面间的视线上大气的条件；(2) 由于太阳和天空产生的表面上的光谱辐照度；(3) 从实验室和飞行定标中得到的传感器的光谱响应。如果传感器记录图像的地区远离确定大气状态的任何地面站，则前两个量仅能间接地确定。另外，还必须考虑在记录图像期间应用的几何条件。因此，包括了角度依赖关系和双向反射分布，如(3.9)式所示。

## 八、温度和发射率

红外遥感中主要领域之一是温度记录法：表面温度绘图，或称为表面温度辐射度学。温度记录法的应用是广泛的，包括湖泊、河流和沿海岸区的热污染的确定，屋顶绝热的遥感探测，以及确定灌溉时间表的农作物华盖温度的测量。

表面的辐出度 $M'$ 与其绝对温度 $T$ 有关

$$M' = \varepsilon\sigma T^4 \tag{3.13}$$

式中，$\sigma$ 是斯蒂芬－玻尔兹曼常数，$\varepsilon$ 是表面的发射率。由 (3.13) 式看出，除非知道表面的发射率，不能靠测量辐出度来确定表面的温度。此外，只是辐出度在0到∞波长范围内测量时，(3.13) 式才可应用。在一般情况下，需要在 $\lambda_1$ 到 $\lambda_2$ 波长间隔内测量辐出度，则必须使用数学方法来求出表面温度。按 (3.13) 式

$$dM' = 4\varepsilon\sigma T^3 dT + \sigma T^4 d\varepsilon \tag{3.14}$$

则相对变化可表示为

$$\frac{dM'}{M'} = 4\frac{dT}{T} + \frac{d\varepsilon}{\varepsilon} \tag{3.15}$$

使用遥感辐射数据精确地测量绝对温度，需要知道高精度的发射率值，这是温度记录法的缺点。而且辐出度测量对发射率和温度变化的灵敏度，也给由辐出度测量确定相对温度的过程带来很大的不确定性。

对于朗伯辐射体，可以求得

$$\frac{dL/d\varepsilon}{dL/dT} = \frac{\lambda T^2[\exp(c_2/\lambda T) - 1]}{\varepsilon c_2 \exp(c_2/\lambda T)} \tag{3.16}$$

式中，$c_2 = ch/k$。

在 $\exp(c_2/\lambda T) \gg 1$ 的情况下（在1到30μm 波长和260到330K 温度范围内，此关系是近似正确的）

$$\frac{dL/d\varepsilon}{dL/dT} \approx \frac{\lambda T^2}{\varepsilon c_2} \quad 或 \quad \frac{dL/d\varepsilon}{dL/dT} \propto \frac{\lambda T^2}{\varepsilon} \tag{3.17}$$

因此，$(dL/d\varepsilon)/(dL/dT)$ 是由于表面发射率的不确定性产生的辐亮度变化相对于由于表面温度变化产生的辐亮度变化，正比于波长和温度的平方，反比于发射率。

分析指出，从单一光谱测量来决定温度差的精度，强烈地依赖于对表面发射率的掌握精度。

所谓“双色”温度记录法是一种特殊设计的方法，这种方法在确定温度或温度差时，可以降低对发射率掌握精度的依赖性。双色温度记录法的工作原理，基于两个波段辐亮度的比。这两个波段典型采用3～5μm 和8～11.5μm。对于小于1K 的温度确定误差和接近0.9的景目标发射率，在两个中间地带中物体的发射率必须相同，相差应在0.02范围以内。

## 九、地热和热惯性绘图

为了遥距确定表面温度，必须精确知道表面的发射率。但是，即使已经确定了表面温度，也还存在许多因素会影响怎样去解释测量结果。例如，蒸发会使湿表面比干表面冷；大气水蒸气和气溶胶吸收以及再发射，会在空间辐射度测量和地基辐射度测量间产生差别；表面风会降低表面温度；云层覆盖会反射入射的阳光辐射和捕集地面反射和发射的辐射流等。

地热绘图是地面温度的空间绘图。地热绘图可以解释地质学、水文和地形学等许多复杂的问题。

对于均匀的材料，热惯性 $t$ 为

$$t = (DC\sigma)^{1/2} \qquad (\text{cal} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1/2} \cdot \text{K}^{-1}) \tag{3.18}$$

式中，$D$ 是密度，$\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$，$C$ 是热容量，$\text{cal}\cdot\text{g}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$，$\sigma$ 是热导率，$\text{cal}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1/2}\cdot\text{K}^{-1}$。土壤

的热惯性值低，一般在0.01到0.05 cal·cm$^{-2}$·s$^{-1/2}$·K$^{-1}$，在很大程度上视热导率和土壤的湿度含量而定。岩石的热惯性值，一般在0.05到0.1 cal·cm$^{-2}$·s$^{-1/2}$·K$^{-1}$范围内，主要取决于物质的热导率。

热惯性绘图利用不同地质物质间的热惯性差来识别它们，并绘制给定地区的地质图。计算中使用四个重要的地质学参数：热惯性、反射率、地热热流和发射率。

热惯性绘图的可靠性也是表面自然状态的函数。因此，热惯性效应识别岩石类型的方法，仅在良好地质暴露的地区才能有效地使用，例如不毛之地或半不毛之地的地区。

地热和热惯性绘图的上述限制，在不同程度上适用于所有热红外成像和辐射度学的遥感应用。因此，在水体的热污染、建筑物的热损失和土壤与植被的温度变化等研究中，应考虑存在什么样的自然变化。

## 十、阳光激励发光的探测

由土壤、液体或气体吸收某波长的能量，一般在较长的波长再重新发射能量，并伴随着方向变化，称为荧光或磷光（视再发射的余辉而定），统称发光。

阳光激励发光的探测，由于阳光光谱的近乎连续的性质而变得复杂。发光的辐射流水平一般较低，相对于反射阳光的强背景进行探测，是很困难的。

基本上，阳光激励发光的探测，涉及到观测太阳光谱中选定的夫琅和费线，并测定该线中辐照度的中心最小值对连续光谱上离开十分之几纳米某合适点的辐照度之比。此比值和离开所感兴趣的发光物质时由反射获得的光谱同一比值相比较。当存在发光时，夫琅和费线的中心最小值对反射光谱中相邻连续光谱的比值小于它的太阳共扼值。参考图3.11，可易于了解这一情况。

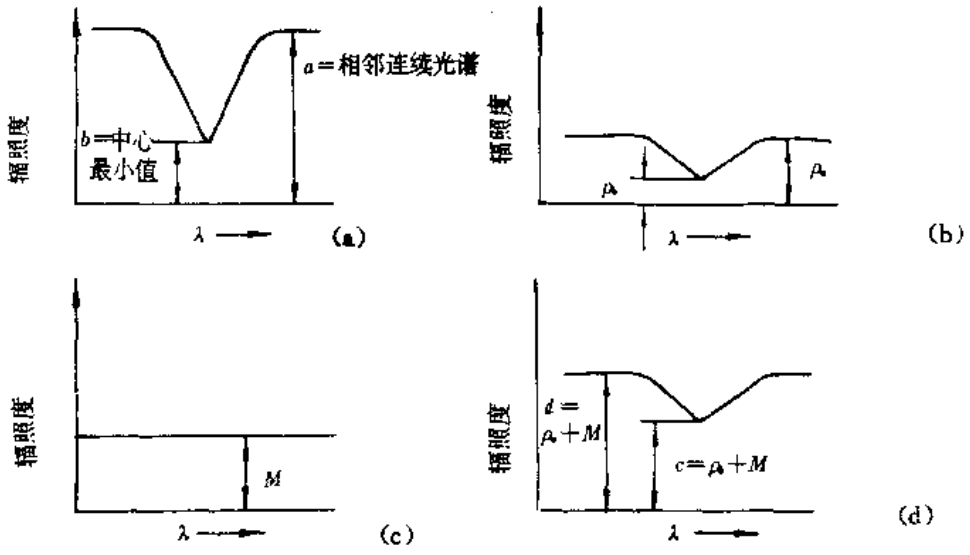



图3.11 理想的夫琅和费线分布，以及表面反射比和发光对此分布形状的影响

从图3.11（a）可以看到吸收最小值的辐照度对表征曲线深度的相邻连续光谱辐照度

的比值。在直射阳光光谱的情况下，令这一比值为 $R_s$，则

$$R_s = \frac{b}{a}$$

在图3.11（b）的情况下，令相应的比值为 $R_M$，因此

$$R_M = \frac{\rho b}{\rho a} = R_s$$

在图3.11（d）所示的情况下，$R_M$ 变成

$$R_M = \frac{\rho_b + M}{\rho_a + M} = \frac{c}{d}$$

式中，$d = \rho_a + M$，$c = \rho_b + M$。

$R_M$ 和 $R_s$ 的差，是在测量波长上所感兴趣物质的发光度量。发光系数 $\eta$ 可定义为由于发光产生的辐出度 $M$ 对入射辐照度 $a$ 之比

$$\eta = \frac{M}{a}$$

利用 $c$、$d$、$\eta$ 的关系式，整理得

$$\eta = \frac{1}{a-b}\left(c - \frac{bd}{a}\right) \tag{3.19}$$

（3.19）式说明，发光系数与发光物质的反射比和辐出度无关。

# 第四章 大气光学性质与光学遥感

从空间对地面进行遥感，或者说，任何在大气中应用的光学工程，都不可避免地受到大气的各种影响。这些影响的最终表现形式，是光学系统信噪比的降低，从而使光学系统的效能和可信度降低。因此，对大气光学性质的了解，对光学工程的设计与使用效果都具有重要意义。系统地研究这些影响，构成了大气光学性质的基本内容。

就研究大气对光学工程的影响而言，可将大气光学性质分成两大类。第一类是被测信号（光波）在大气内传输过程中和大气线性相互作用而产生的一系列复杂效应，其中包括：气溶胶粒子和分子的吸收与散射，大气对光波的折射，以及大气湍流对光波传输的影响等。第二类是来自太阳、行星以及各种人工光源的辐射和地球-大气相互作用而产生的干扰信号，即噪声。

需要指出的是，随着强激光的出现，激光和大气的非线性相互作用，已受到日益重视。现在已形成大气光学中一门新的科学分支，即非线性大气光学。它包括大气气体光学击穿效应、大气自感应热效应、大气非线性光谱效应、大气中激光辐射自聚焦效应，以及大气受激而导致的光散射效应。就强激光在大气中传输而言，前两种非线性效应将严重影响强激光在大气中的传输。但是，某些非线性效应也会带来更多的信息量，它将为激光在大气中的应用开辟更为广阔的前景。例如，利用激光受激喇曼散射效应测量大气的温度和湿度等。这些效应仅在足够高的功率密度（即强光）中，才比较显著，对一般的光学工程影响不大。

## 第一节 大气模式

大气模式用于描述大气中各种气体的成分和状态的典型分布。由于大气总是处于运动状态，其成分和状态随时随地都在变化，因此，大气模式仅代表大气的一些统计特征。

大气模式讨论的内容是：根据典型的地理和气象条件建立标准的大气模式。

大气成分主要包括两大部分，即大气气体和大气气溶胶。大气中各种气体成分的含量，一般以体积混合比表示，定义为在同样温度和压力下该气体成分的体积与干空气体积之比。大气中的主要气体是 $N_2$和 $O_2$，其次是 $H_2O$、Ar 和一些少量气体，如 $CO_2$、Ne、He、$CH_4$、Kr、CO、$SO_2$、$H_2$、$N_2O$、$O_3$、$H_2S$、$HNO_3$、Xe、$NO_2$，以及一些微量气体，如 $R_N$、NO、$NH_3$。它们位于低层大气中。除了水气和臭氧以外，在垂直高度低于80km 的大气中，气体的成分基本上是均匀混合的。

目前，在进行大气光学计算中常用的标准大气模式有：热带大气（北纬15度）、中纬度夏季大气（北纬45度，7月份）、中纬度冬季大气（1月份）、亚北极夏季大气（北纬60度，7月份）、亚北极冬季大气（1月份）。

大气气溶胶是指悬浮于大气中的各种固体和液体粒子。气溶胶粒子的成分、形状和大小不一，其半径（或等效半径）范围一般为0.01～20μm。这些气溶胶粒子对于辐射的吸收和散射具有重要作用。

气溶胶的浓度变化很大，随着地区和气象条件而异，例如：旷野晴空、阴霾、工业区、雾、较高的云、海上（各种风速）等。在5km 高度以下，气溶胶粒子的浓度随高度的增加而指数地减小。

气溶胶粒子的大小分布与地理环境和气象条件有关，例如，海上的分布就与陆地的分布不同。当相对湿度大于 70% 时，还必须考虑水的增附作用对粒子大小影响的修正。

## 第二节　大气衰减

光辐射通过大气传输时，由于气体分子和气溶胶的吸收和散射作用而引起的能量损失，称为大气衰减。衰减量与辐射的波长、光程长度以及大气物理特性等有关。

在海平面，由于地球大气的散射和吸收而使太阳的辐照度降低。

大气透射的短波限，一直降至300nm。此处，臭氧的吸收使紫外线严重地衰减，但在300～400nm 范围内，大气是强烈的散射体，以致把像的衬度降低到不可接受的水平。因此，低于400nm 的波段，在遥感中几乎不用。

在可见光区，大气的透射率是很高的，损失主要来自分子和气溶胶的散射。在自然、清洁、无污染的大气中，几乎不发生分子吸收。大气主要吸收带的中心位置是位于1.38、1.87、3.2、和6.3μm 的水气吸收带，2.7、4.3和15μm 的 $CO_2$ 吸收带，以及4.8、9.6和14.2μm 的 $O_3$ 带。各吸收带之间的透过率相对高的光谱区称为大气窗，如2～2.5μm，3～4μm，4.5～5μm 和8～14μm。

实际上，每一吸收带和大气窗口都包含许多分立的吸收线。邻近分立谱线间的间隔，称为大气透明度小窗口。在考虑窄带辐射和单色辐射（如激光）的大气效应时，这种精细的大气吸收光谱的结构十分重要。在考虑单色辐射吸收时，除了与单色波长相应的谱线的吸收贡献外，在大气窗口区还应考虑分子的连续吸收，特别是水气的连续吸收。连续吸收是随辐射频率连续缓慢变化的分子吸收。窗口区水气的连续吸收，可能产生于强线的远翼吸收，也可能是由于水分子缔合物的贡献。

在光谱间隔 Δλ 内的平均光谱透过率，称为低分辨率光谱透过率，包含着 Δλ 内所有吸收线的平均贡献和分子连续吸收的贡献。

分子散射和气溶胶消光也引起大气透过率的衰减。气溶胶消光包括散射和吸收两个独立的物理过程。分子散射系数、气溶胶消光系数和单色光分子吸收系数都与高度有关。一般而言，分子散射与气溶胶消光随波长变化缓慢，其平均透过率服从简单的指数衰减定律，不象分子吸收那样复杂。

在14μm 以外，是二氧化碳的强吸收区。介于15μm 和1mm 之间的光谱区，由于大气透射特性很差（主要由于水气吸收），加上这一光谱区的敏感探测器和仪器的缺乏，达不到遥感的应用目的。对于1mm 的波长，已进入所谓的 K 波段雷达频率的雷达光谱的短波长一端了。

许多遥感用户要求传感器在0.4～2.5μm 和8～14μm 两个波谱区工作，即大气透过的反射阳光和自发射热辐射频谱区。

## 第三节 大气折射与湍流效应

空气折射率是空气的温度、湿度与气压的函数，还与辐射波长有关。在射频波段，空气折射率一般与频率无关，但湿度的影响较为显著。

在地面上，由于大气折射，能看到比地平视距更远的距离。在垂直方向，空气密度存在梯度，光束的传播轨迹是一条曲线，其曲率由折射率的垂直梯度决定。在高空，折射效应可忽略不计。

湍流是一种小尺度快速变化的随机运动。湍流空气中的温度、气压和湿度也是随机变量，这导致空气折射率随机起伏。就光辐射传输而言，大气湍流实质上就是折射率起伏，故可以只讨论折射率起伏的特征。

由于气压的变化相对来说较小，同时弥散很快；湿度的变化对光波影响很小，所以折射率的起伏，主要是来自大气温度的变化。

折射率起伏的特征，由它的结构函数与频谱密度来表征。结构函数 $Dn(\rho)$ 表征相距为 $\rho$ 的两点之间折射率起伏的方差。在局地均匀各向同性湍流条件下

$$D_n(\rho) = C_n^2\rho^{2/3} \qquad (l_0 \leqslant \rho \leqslant L_0) \tag{4.1}$$

式中，$C_n$ 是折射率结构常数，$l_0$和 $L_0$分别为湍流内尺度和湍流外尺度。

在同样条件下，折射率起伏的频谱密度仅与湍流强度 $C_n^2$和波数 $K_T$ 有关

$$\Phi_n(k) = 0.033C_n^2k_T^{-11/3} \qquad (k_0 < k_T < k_m) \tag{4.2}$$

式中，$k_T$ 是湍流的空间波数，$k_0=1/L_0$，$k_m=5.92/l_0$。$L_0$的数值在地面附近约与离地面的高度相当，在高层大气中近似为100m。$l_0$一般只有1～2mm，在对流层顶处增加到约1 cm。

湍流运动的能量主要来源于太阳对地面的照射，因而呈现明显的日变化，并随地理环境、天气形势和季节而异。一般说来，近地面的湍流强度可分为三类：

| | |
|---|---|
| 强湍流 | $C_n \approx 10^{-6}$ m $^{-1/3}$ |
| 中等湍流 | $C_n \approx 10^{-7}$ m $^{-1/3}$ |
| 弱湍流 | $C_n \approx 10^{-8}$ m $^{-1/3}$ |

在夏秋晴朗天气，强湍流一般出现在中午前后（9～15时），弱湍流一般出现在日出后或日落前半小时至1小时的湍流日变化转折期间，其余时间为中等湍流的出现时间。冬春季平均气温较低时期，湍流较弱。

湍流的高度分布比较复杂。在地球边界层内（垂直高度 $h \lesssim 500$m），如果大气处于对流状态，$C_n$ 一般随高度的“$-2/3$”次方而减小，在逆温和中性条件下，则 $C_n$ 正比于高度的“$-1/3$”次方。

光辐射的湍流效应有：

1．闪烁

光束截面各点上强度的随机起伏称为闪烁。闪烁达到某一值后不再随湍流的增强或

距离的加大而增长时，称为闪烁饱和。在近地面处水平光程上，可见光传播几百米距离就可能出现闪烁饱和。理论和实验都已证明，闪烁的概率分布是对数正态的，也可能为指数分布或 Rice-Nakagami 分布。

闪烁的时间频率一般在$10^{-1}$～$10^{2}$Hz 范围内。在低频端谱函数一般保持不变，在高频端谱函数按照 $f^{-8/3}$减小。

2. 相位起伏和 MTF

光束在湍流大气中传播时，其相位可以在空间上（波阵面畸变）或时间上产生起伏。起伏的概率分布是正态的，其平均值一般大于$2\pi$。当偏离平均值的总相位移具有正态分布时，相位均匀分布在 0 ～ $2\pi$ 范围内。

调制传递函数 MTF 是衡量光束质量的重要特征参数。在湍流大气中，无论是空间上或时间上的相位起伏，均能使光波的相干性降低，降低的程度可以用 MTF 来衡量。在长曝光或长积分时间情况下，例如在长于几毫秒的曝光时，图像可能移动较大，对总的模糊就有较大的影响。在长曝光情况下

$$M(\nu) = \exp(-3.44\nu\lambda f'/r_0) \tag{4.3}$$

式中，$f'$为光学系统有效焦距，$\nu$为空间波数，$r_0$为大气相干长度，相干长度越长，大气对光波的相干性影响越小。在水平光程上平面波的相干长度

$$r_0 = 1.676C_n^{-.615}k^{-.615}L^{-.315} \tag{4.4}$$

式中，$C_n$是折射率结构常数，$k$是波尔兹曼常数，$L$是光程长度。

在短曝光情况下，尚需考虑光学系统的 MTF 和远场、近场的影响，得

$$M_c(\nu) = \begin{cases} \exp\left\{-3.44\nu\lambda f' r_0^{-1}\left[1-\left(\dfrac{\nu\lambda f'}{D}\right)^{1/3}\right]\right\} \\ \qquad (D \leqslant \sqrt{\lambda L}) \\ \exp\left\{-3.44L\lambda f' r_0^{-1}\left[1-\dfrac{1}{2}\left(\dfrac{\nu\lambda f'}{D}\right)^{1/3}\right]\right\} \\ \qquad (D \gg \sqrt{\lambda L}) \end{cases} \tag{4.5}$$

式中，下标 $c$ 表示短曝光，$D$ 为接收孔径的直径。

空间相干性降低导致光学系统的分辨率恶化。接收孔径任意大时，极限分辨率为

$$R_{max} = \pi(r_0/2\lambda f')^2 \tag{4.6}$$

当光学系统应用于地-空之间时，一般情况下，湍流对地面极限分辨率的影响可忽略不计。但在强湍流时，使用的高度约在 10km 以下时，湍流可能成为高分辨率系统的一个限制因素。

波阵面相对于接收平面的倾斜角，定义为到达角。到达角起伏的概率分布是正态的，起伏的频率与湍流强度和风速等因素有关，低端在 0.1Hz 以下，高端可达 200Hz 左右，在 20Hz 附近达极大值。

3. 漂移与扩展

光束漂移和扩展是有限光束在大气中传播时重要的湍流效应。漂移指光斑在接收平面上的位置随机起伏，扩展为接收到的光斑直径或者面积的变化。当观测时间较长时，扩展效应含有漂移的影响。

光斑漂移主要受大尺度湍流的影响。在精度要求不很高时可以认为漂移方差与波长无关，而决定于湍流强度 $C_n^2$，传播距离 $L$ 及发射光束的尺寸。实际大气中的漂移角一般为几十微弧度，湍流强烈或距离很长时会出现饱和，饱和值约为 50μrad 。

漂移有明显的日变化，其概率分布是正态的，其频谱分量近似服从 $f^{-1}$ 指数规律，起伏频率主要在 0.1 ～ 10Hz 范围内。

## 第四节 背景辐射

就光学工程而言，背景辐射实质上就是指各种不同的辐射源受大气以及下垫面的散射和反射，以及大气和下垫面本身的自发辐射影响而引起的光学背景噪声。它的大小不仅取决于辐射源的位置、大气和下垫面的状况，而且还取决于观测条件。由地面对空观测，噪声主要来自向下辐射；由空间对地观测，噪声则主要来自向上辐射。一般情况下，背景辐射的谱分布，在白天，短于 3μm 的辐射主要来自散射与反射辐射。而波长大于 4μm 的辐射，则主要来自地-气系统的自发辐射，在 3 ～ 4μm 处具有最小的背景辐射。

### 一、散射和反射的背景辐射

在白天，这种背景辐射主要由于太阳光受大气气体分子、气溶胶、云滴和下垫面的反射和散射辐射所引起。霾雾大气背景辐亮度的向下角分布特点为：当太阳处于天顶处时，下垫面的反射率影响很大，而当低太阳天顶角时，则下垫面的反射率仅在短波长处才有意义；由于前向散射角的原因，在接近太阳处的天空亮度为最大。一般来说，向下辐亮度随波长增大而减小。

而向上的辐亮度角分布特点是，向上辐亮度和下垫面的反射率有强烈的依赖关系。

云的散射和反射特征是，当太阳高度角较高和反射率较低时，向下辐射在接近太阳处亮度最大；但反射率增大时，向下辐亮度几乎和观测方向无关。有云情况下的向上辐亮度，在高太阳角时很大，但在低太阳角时和晴天差别不大。

在无月夜晚，即使包括星光的直接辐射，散射辐亮度也极微弱。

一般而言，无云白天向下辐射的偏振度，随波长的增大而迅速减小，最大偏振度发生在太阳光入射方向和观测方向成90°处。

晴天向下辐亮度空间频谱的不均匀性在1°以上，短波区的高频谐波分量低于长波区。

### 二、地-气系统的自发射背景辐射

在5.5μm 到7.5μm 之间，以及15μm 左右，分别由于水气6.3μm 和 $CO_2$的15μm 的强烈吸收带存在，大气向下的辐射接近于理想黑体辐射。在8～12μm 窗口区，辐射值最小。向上辐射的情况相反。

对3～5μm 之间的向上或向下辐射，太阳光的辐射、反射辐射和地-气系统的自发射辐射同时起作用。

### 三、下垫面的反射率

下垫面的反射率定义为，下垫面上的反射辐射通量和入射辐射通量之比。绝对反射率随太阳高度角的变化有很大变化。

云的反射率主要决定于它们的光学特性。在可见光区的反射率为 60% ～ 90% ，并随波长的增加而减小；在8～12μm 处，水云的反射率降为 3% ～ 4% 。

## 第五节　大气窗内的遥感

在前面已讨论过的电磁波谱在可见光和红外区大气光谱透射率特性的基础上，这里着重讨论仅发生纯散射和伴有少量吸收的散射这一光谱区大气窗口内的遥感。一般地说，大气的折射和湍流对遥感数据几乎没有什么影响，在讨论中不必考虑大气的折射和湍流。当然，这种讨论不适合于宽视场角和固有高几何精度的绘图系统，这种系统要求对数据进行大气折射的修正；也不适合于具有几弧秒量级，像质受湍流限制的很高角分辨率的系统。

大气对遥感数据的影响是复杂的，遥感的可能性建立在大气测量及其修正的基础上。

大气的存在，给地球遥感带来一定困难。来自太阳的辐射流，当它通过大气落到地球表面上时，受到部分地吸收和散射。如图4-1所示，$B$ 处的表面受到来自两种途径的辐照：首先，受到来自太阳的直射辐射流的辐照；其次，受到来自周围天空半球的散射辐射流的辐照（一个例子是来自 $G$ 的辐射流）。地面景物在轨道遥感传感器方向上，反射部分入射到它上面的辐射流。这一被反射的辐射流，通过大气时再次受到吸收和散射，如 $F$ 处所示；但是，在此反射流上，要加上来自大气的尚未被地面景物反射的散射流，如 $D$ 处所示。在 $B$ 处反射的辐射流还要加上来自 $A$ 处反射的、在 $E$ 处散射进入遥感系统视场的辐射流。这些向上的散射效应是最隐伏的大气效应，因为，就遥感传感器看来，这些辐射流好象来自感兴趣的地面景物一样。实际上，它不含有景物的空间或光谱调制。它的影响是降低景物对比度，并因此使景物细节变得不可见，或者，至少较难于探测。进一步说，把一个均匀的辐射流能级加到来自地面景物的辐射流能级上，也混淆了景物光谱特征的判释。

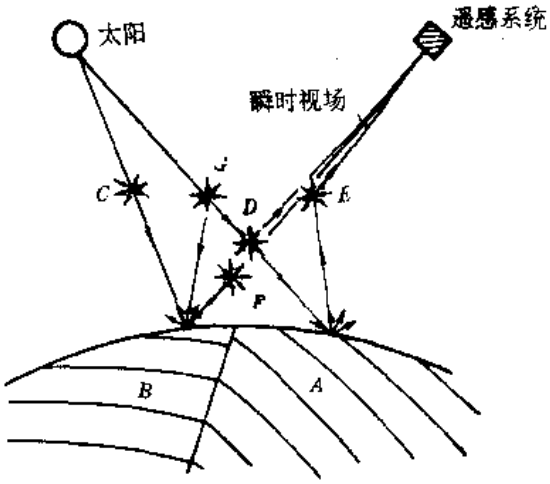



图4.1　大气在衰减以及散射入射和反射辐射流上的作用

吸收是辐射能到热的热力学上不可逆的变换。在可见光谱区，一直到 0.8μm ，在清洁的大气中，吸收可以忽略。但是，在薄雾或污染的大气中，在辐射传输计算中必须考虑吸收。

散射过程取决于散射元的尺寸分布，它们的成分和浓度，以及入射辐射流的波长或

波长分布。吸收和散射过程的结合，称为衰减。

散射使大气具有自己的辐亮度。大气散射对遥感数据的主要影响，是把向上的大气辐亮度或路径辐亮度加到地面景物的辐亮度上。在遥感数据中向上的大气辐亮度是许多变量的函数：传感器高度、大气薄雾条件、太阳顶角、传感器的光谱灵敏度范围、偏离天底的观测角和相对于太阳的方位角，以及偏振。

### 一、传感器高度和薄雾条件

在大气中传感器越高，或者大气薄雾越多，向上的大气辐亮度越大。

### 二、太阳天顶角

太阳天顶角和太阳高角（或仰角），定义于图4.2内，是余角关系，分别用以描述太阳相对于天顶线和正交于天顶线的平面的位置。太阳的位置对于向下的大气辐亮度，以及由空间飞行器传感器探测的地面辐照度和向上的大气辐亮度，都是一个重要的因素。

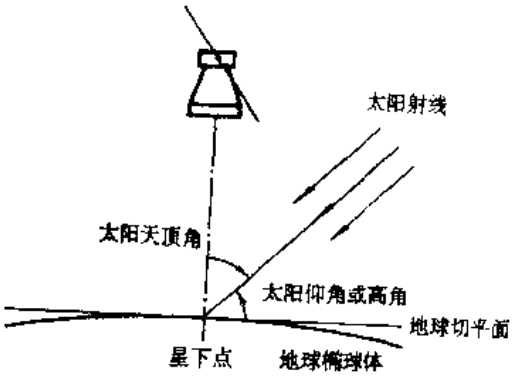



图4.2 太阳天顶角和高角的定义

测量证明，当太阳天顶角从0°（太阳在正头顶上）增加时，由于太阳辐射流通过较长的大气路径而引起的有效散射体积增大，大气的亮度增加。当太阳天顶角在60°到70°附近时，大气亮度达到最大值（约为0°时的两倍）。太阳的位置低于此值时，由于在加长的大气路径中吸收的增加，大气亮度迅速降低。

### 三、光谱灵敏度范围

由于散射波长的依赖性，传感器系统的光谱灵敏度范围很重要。由于通过长的大气路径，使用 0.7μm 到 0.9μm 光谱间隔的红外照片能提供比可见光照片更高的对比度。对于大于1μm 左右的波长，瑞利散射可以忽略。一般地说，使用的波长越长，大气散射对像的影响越小。在可见光及近红外光谱区，对辐亮度值的光谱变化，瑞利大气比混浊大气更敏感。

### 四、偏离天底的观测角

大气路径亮度可由下式决定

$$L_p(z,\theta,\phi) = L_A(z,\theta,\phi) - L_0(Z,\theta,\phi)\tau(z,\theta) \qquad (4.7)$$

式中，$L_p$ 是路径辐亮度，$L_A$ 是总的或表观辐亮度，$L_0$是地面目标的辐亮度，$\tau$ 是大气透过率，$z$ 是高度，$\theta$ 是对天底的观测角，$\phi$ 是观测方位角。

此方程表示，路径辐亮度 $L_p$ 是总的，或表观辐亮度 $L_A$ 和按大气透过率 $\tau$ 降低的地面目标亮度 $L_0$的差。在太阳方位上（$\phi=0°$和180°，$\phi=0°$是进入太阳的方向），大气亮度具

有明显的非对称性。对于较大的 $\theta$ 值，由于大气路径长度增加，亮度值有显著增加。

## 五、偏振

大气散射产生偏振，大气本身是一种偏振介质。遥感系统，特别是包含45°反射镜、棱镜、光栅和窄缝的系统，都具有偏振效应，所以，偏振遍及所有的遥感过程。对于两种不同的地面反射率，按照对比度透射比随着在主平面内对天底的观测角的变化，而具有偏振依赖性。对比度透射比或对比度透射系数，是大气物理学家使用的一种对比度度量，不仅取决于路径辐亮度，而且也取决于目标周围环境的辐亮度。主平面是包含太阳、地面目标和观察者的垂直平面，它处于 $\phi=0°$和180°方位角中。

使用偏振滤光镜改善对比度的缺点，是由于偏振滤光镜的偏振和吸收联合作用，使传感器上的辐射流水平降低到没有滤光镜值的1/3左右。因此，虽然滤光镜提高了像的对比度，但由于低辐射流要求长曝光或积分时间，可能引入较大的图像模糊，使总的像质降低。不过，偏振有助于识别或判断地表特征，或进行海态研究。当辐射流从表面反射时，产生辐射流偏振度的变化。变化的程度取决于入射角、物质的成分、表面的光滑度和清洁度等。

## 六、对比度降低

像的“对比度”，经常是确定一个给定的图像结构是否能被识别为一确定的物辐亮度分布的因素。对比度通常用图像中两个相邻的区域来定义，此两区分别具有最大和最小辐照度值：

$$\begin{aligned}&\text{对比度系数} && C_R=\frac{E_{\max}}{E_{\min}}\\&\text{微分对比度} && C_D=\frac{E_{\max}-E_{\min}}{E_{\min}}\\&\text{对数对比度} && C_L=\log_{10}\frac{E_{\max}}{E_{\min}}\\&\text{调制度} && M=\frac{E_{\max}-E_{\min}}{E_{\max}+E_{\min}}\end{aligned}\tag{4.8}$$

式中的量，按像的辐照度或施照度定义，也可以写成物或像的辐亮度或亮度。

落入敏感系统视场内的向上的大气辐亮度，称为大气路径辐亮度，它的影响是增大了传感器像平面上的施照度。由于大气路径辐亮度与地面特征的辐亮度分布没有任何关系，它的影响是降低地面特征像的对比度。如果令 $E$ 表示地面特征上的施照度，由直射阳光辐射流和向下的大气辐亮度产生，$\rho_{\max}$ 和 $\rho_{\min}$ 分别表示地面特征和它周围环境的反射率，$\tau_u$ 是从地面到传感器大气的透过率，$L_u$ 是向上的大气路径辐亮度，则对比度可改写成

$$\left.\begin{aligned}C_R&=\frac{E\rho_{\max}\tau_u+\pi L_u}{E\rho_{\min}\tau_u+\pi L_u}\\C_D&=\frac{\rho_{\max}-\rho_{\min}}{\rho_{\min}+\dfrac{\pi L_u}{E\tau_u}}\end{aligned}\right\}$$

$$\left.\begin{aligned} C_L &= \log C_R \\ M &= \frac{\rho_{max} - \rho_{min}}{\rho_{max} + \rho_{min} + \dfrac{2\pi L_u}{E\tau_u}} \end{aligned}\right\} \tag{4.9}$$

对于小视场角的天底观察系统，可以认为大气散射提供了一个均匀向上的辐亮度朗伯源。

## 七、大气模型

大气模型用于计算在可见光和红外窗口区的大气衰减，以修正遥感数据。为此，混浊大气分成三个成分：分子或瑞利散射成分、气溶胶散射成分和臭氧吸收成分。

瑞利散射元和引起吸收的臭氧的垂直分布，特别是引起薄雾和烟雾的尘埃、化学污染物和水蒸气等这类粒子的垂直分布，不易于确定。典型情况是，假定大气是一平面平行层，它的光学特征仅在垂直方向有变化。云和云的影响，以及地面反射率的变化都不考虑。地面认为是朗伯表面。

典型的大气模型为图4.3所示的结构。大气的四个衰减系统是：瑞利散射系数 $\beta_r$、气溶胶散射系数 $\beta_p$、臭氧吸收系数 $\beta_3$和消光系数 $\beta_{ex}$。它们分别定义为

$$\left.\begin{aligned} \beta_r(h) &= \sigma_r n_r(h) \times 10^3 \\ \beta_p(h) &= \beta_p(0) n_p(h)/n_p(0) \\ \beta_3(h) &= A_v D_3(h) \\ \beta_{ex}(h) &= \beta_r(h) + \beta_p(h) + \beta_3(h) \end{aligned}\right\} \tag{4.10}$$

式中，所有 $\beta$ 项的单位都是 $(km^{-1})$，$h$ 是高度 (km)，$\sigma_r$ 是瑞利散射斑横截面 $(m^2)$，$n_r$ 是大气数量密度 $(m^{-3})$，$n_p$ 是气溶胶数量密度 $(m^{-3})$，$A_v$ 是臭氧吸收系数 $(cm^{-1})$，$D_3$是臭氧浓度 $[cm(km^{-1})]$。

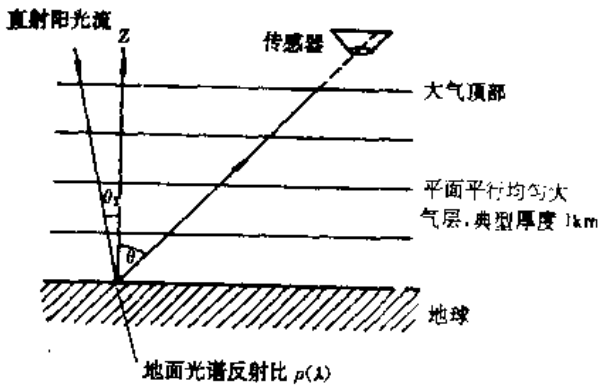



图4.3 用于模型目的的典型的地球大气几何结构

## 八、光学厚度

大气光学参数的数值表，通常涉及光学厚度或光学路径值。

如果物质的吸收系数是 $\mu$，厚度是 $z$，则透过率

$$\tau = \exp(-\mu z) \tag{4.11}$$

在大气物理学中，量 $\mu z$ 称为光学厚度或光学路径。大气透过率，因瑞利和气溶胶散射，以及臭氧吸收降低，可写为

$$\tau = \exp(-\tau'_{ex}) \tag{4.12}$$

式中，$\tau'_{ex}$称为消光光学厚度。

除非在理想状态下，即沿水平路径，$\beta_{ex}$沿路径不是常数。一般情况下，光学厚度由积分计算

$$\tau'_{ext}(z) = \int_0^z \beta_{ext}(z)\mathrm{d}z \tag{4.13}$$

式中，$\beta_{ext}$是每一高度增量（通常，$\Delta z = 1\mathrm{km}$）的平均值。

## 九、气象范围

气象范围，又称水平能见范围或能见度，是人眼相对于水平天空能看到大黑目标的最远距离。消光系数$\beta_{ext}$和能见度$V_v$间的关系为

$$V_v = \frac{3.91}{\beta_{ext}} \tag{4.14}$$

所有衰减系数都是高度$h$和波长$\lambda$的函数，气溶胶衰减系数还是气象范围的函数。因此，消光系数可写成更普遍的形式

$$\beta_{ext}(h,\lambda,V_v) = \beta_r(h,\lambda) + \beta_3(h,\lambda) + \beta_p(h,\lambda,V_v) \tag{4.15}$$

在选定的高度、波长和气象范围条件下，路径长度$z$范围内水平透过率

$$\tau_h(h,\lambda,V_v) = \exp\{-\tau_{ext}(h,\lambda,V_v)z\} \tag{4.16}$$

从海平面到所给定高度$h$的垂直和斜程透过率，当天顶角为$\theta$时

$$\tau_{0-h}(h,\lambda,V_v) = \exp\{-\tau_{ext}(h,\lambda,V_v)\sec\theta\} \tag{4.17}$$

从选定的高度$h$到大气外一点的垂直和斜程透过率为

$$\tau_{h-\infty}(h,\lambda,V_v) = \exp\{-\tau'_{ext}(h,\lambda,V_v)\sec\theta\} \tag{4.18}$$

这一方程式对遥感应用最重要。

## 十、来自气溶胶大气的辐射流

悬浮或分散在空气中的粒子的成分，可以包括从纯水到煤烟的各种物质。在进行辐射传输计算中，需要用这些粒子的复数折射率来表征气溶胶成分。一般性的结论是：第一，当复数折射率的虚数部分为零时，具有较大气溶胶光学厚度的大气对小于0.6的地面反射率有较大的反射率或辐出度。第二，吸收大气顶部处的辐出度，对小的气溶胶光学厚度总高于对大光学厚度的辐出度。第三，对遥感问题最重要的是相对于理想的无大气情况的偏差。对地面反射率为0.1的情况，具有各种大气的辐射流水平是无大气时的1.2到2.6倍。地面反射率是0.2时，相应的范围是0.8到1.6；地面反射率是0.3时，是0.6到1.3。在遥感中最关心的是，在低反射率地面景物的图像中出现很大成分的大气散射辐射流，特别是在缺少吸收粒子的情况下而气溶胶光学路径较大时尤为如此。正是为了这种原因，需要考虑校正大气对光谱特征影响的方法。

## 十一、边界效应

大气衰减了地表面的辐亮度，但大气也把自己的辐亮度水平加到被衰减的地表面辐亮度上，这两个辐亮度的总和被遥感传感器系统探测。直到现在，认为地表面光谱反射率是均匀的，而且在程度上是无限的。大部分选定的地区，在尺寸上可与传感器瞬时视场的尺寸相比，如图4.1所示。从瞬时视场IFOV以外地区反射的辐射流，可能由大气散射进入

IFOV。在这些情况下，必须考虑两个附加的因素：

1. 传感器的调制传递函数。

2. 从一个选定区域反射的某些辐射流，被大气散射，致使被传感器记录为来自另一选定地区的分布（按通信理论，这叫作串音）。

应该指出几点：第一，如果使用的数据在两区边界的10m 以内，即使是大气混浊度为零，则地面景物辐亮度的基本误差也肯定存在。第二，对标准的混浊度条件，离边界0.1 km 的距离，误差可能很大。对高混浊度条件，直到离边界1km 的距离，误差可能很大。第三，估算的百分比误差，低反射率区大于高反射率区。第四，误差随着边缘缩短和使用的波长增加而降低。第五，增大太阳天顶角，则边缘的对比度降低，并且引入的误差也随之降低。

在对各种大气条件计算强度调制传递函数时，设传感器的瞬时视场（IFOV）为无限小（一个 δ 函数），以使强度调制传递函数（MTF）只是由大气散射产生。

最后说明一点，在本节开始，曾提到暂不考虑大气湍流影响。实际上，不均匀性、尤其是小范围的、随机的不均匀性，会降低电磁场的空间相干性。不均匀性随时间的变化关系也是很重要的，不均匀性除了改变相干性外，在一定距离上也会改变辐射功率的空间分布。大气扰动的重要性取决于（1）扰动强度；（2）通过扰动介质的总光程；（3）波长；（4）仪器入射光瞳尺寸。

# 第五章 大气的光谱特征及其校正

地表的光谱特征定义为一组地表特征的反射比或辐亮度值，每一个这样的值相应于在不同的、明确限定的波长间隔范围内平均的反射比或辐亮度。一般情况下，这组反射比或辐亮度值是遥感地区实际存在的辐照度和观测条件特有的。

为了借助于遥感传感器来确定被测表面的光谱反射比或光谱辐亮度，必须知道传感器的光谱响应和传感器与被测表面间的大气光谱透过率（或消光光学厚度）和大气路径辐亮度。对于给定的表面和给定的观测几何条件，光谱辐亮度不是一个常数，而取决于由太阳和天空产生的光谱辐照度，这种光谱辐照度是连续变化的。光谱反射比较少变化；但按定义，它考虑了光谱反射比的变化。

上述定义意味着遥感传感器对表面特征的多光谱测量。如果是通过长大气路径来搜集数据，则数据是未校正的光谱辐亮度特征。如果已进行了确定表面光谱辐照度的地基测量，而且相应地校正了遥感搜集的数据，则数据是未校正的光谱反射比特征。如果完成了校正表面与传感器间大气效应的测量，则数据是校正大气效应的光谱反射比特征。严格地说，没有必要加上“校正大气效应”的字样，只是为了避免混淆才这样做。

实际上，未校正的光谱辐亮度特征经常用于景的分类。

几何条件和角度变化（双向反射分布函数）可以影响光谱辐亮度和光谱反射比的测量。双向反射分布函数可以在地平面上或接近地平面对各种类型的表面进行测量，然后应用到遥感数据的辐照度和观测几何条件上。

大气条件也影响测量的光谱辐亮度。大气光谱消光光学厚度 $\tau'_{a\lambda}(\lambda)$ 或光谱透过率 $\tau_a(\lambda)$，以及向上的大气路径光谱辐亮度 $L_{a\lambda}$ 是两个重要的量。

## 第一节 光谱反射比特征要素的方程式

在时间间隔 $dt$ 内，在元面积 $dA$ 范围内由传感器记录的能量

$$\frac{d^2Q}{dA} = K(E\rho\tau_a + \pi L_a)\tau_0 dt \tag{5.1}$$

式中，$E$ 是反射比为 $\rho$ 的地面特征的辐照度，$\tau_a$ 是地面和传感器间大气的透过率，$L_a$ 是地面和传感器间向上的大气辐亮度，$\tau_0$ 是光学系统的透过率，$K$ 是系数

$$K = \frac{(1 - A^2)K_N(\alpha)\cos^n\alpha}{4F^2(1 - M^2)} \tag{5.2}$$

式中，$(1-A^2)$ 是考虑光学系统中心遮挡的因子，$A$ 是光学系统中中心遮挡的直径对主反射镜直径的比值，$K_N(\alpha)$ 是渐晕因子，$\alpha$ 是半视场角，$\cos^n\alpha$ 是考虑轴外像辐照度降低的因子，$n$ 视具体设计而定，$F$ 是光学系统 $f$ 数，$M$ 是横向放大率。

由(5.1)式

$$\rho_k = \frac{1}{E_k \tau_{uk}}\left(\frac{d^2Q_k/dAdt_k}{K\tau_{Ok}} - \pi L_{uk}\right) \tag{5.3}$$

式中，下标 $k$ 相应于波长间隔1、2等等。由传感器收集的每单位面积的辐射能，在胶卷上产生一定的密度，或从光电探测器输出一定信号电平。知道这些器件的定标，就可以把这种密度或信号电平转换回到 $(erg \cdot cm^{-2})$ 或 $(\mu J \cdot m^{-2})$；如果知道曝光时间，还可以把这些值转换成落在器件上的辐照度 $(W \cdot cm^{-2})$ 或 $(W \cdot m^{-2})$。因此量 $d^2Q/dAdt$ 是已知的。

为了求得光谱反射比特征的各种要素 $\rho_1$、$\rho_2$等，必须确定 $K$ 和大气的向上辐亮度 $L_{u1}$、$L_{u2}$等，大气的透过率 $\tau_{u1}$、$\tau_{u2}$等，以及在表面上的辐照度 $E_1$、$E_2$等。这种确定必须对每一感兴趣的波长间隔进行。对于表面辐亮度光谱特征，不必涉及辐照度 $E_1$、$E_2$等。

## 一、用成像比率校正辐射

用成像比率法可以克服影响精确图像判读的许多困难，在这种方法中，不同波段的相应像素彼此相除，并分析或显示结果像。遥感数据最常遇到的问题有：

1. 由于渐晕和 $\cos^4\alpha$ 辐照度下降引起像平面辐照度变化；
2. 向上的大气辐亮度随方位角变化；
3. 地形变化引起的地面上辐照度水平变化，从而引起特征辐亮度变化。

为说明比率法，辐照度可写成

$$E_{ik} = K(E_k\rho_k\tau_{uk} + \pi L_{uk})\tau_{ok} \tag{5.4}$$

式中，$k$ 取1、2、3等，分别相应于光谱扫描波段数，$E_i$ 是在积分时间内降落在多光谱仪一个探测器上的像辐照度。

如果假定

$$E_1\tau_{u1} \simeq E_2\tau_{u2} \simeq E_3\tau_{u3}$$
$$L_{u1} \simeq L_{u2} \simeq L_{u3}$$
$$\tau_{o1} \simeq \tau_{o2} \simeq \tau_{o3}$$

则可求得波段差之比

$$R_1 = \frac{E_{i1} - E_{i2}}{E_{i2} - E_{i3}} = \frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_2 - \rho_3} \tag{5.5}$$

注意，包括 $\cos^4\alpha$ 降落和渐晕因子 $K$，以及取决于地形的地面特征的光谱辐照度，都在求比率值时消去了，在保持上述近似的条件下，最终比率 $R_1$ 仅取决于表面的光谱反射特性。显然，光谱波段彼此越靠近，近似程度越好。对传感器使用的其他光谱波段，可以求得其他比率

$$R_2 = \frac{E_{i2} - E_{i3}}{E_{i3} - E_{i4}}$$

更普遍的比率还有

$$\left.\begin{aligned} R_1 &= \frac{E_{i1}}{E_{i1} + E_{i2} + E_{i3} + \cdots} \\ R_2 &= \frac{E_{i2}}{E_{i1} + E_{i2} + E_{i3} + \cdots} \\ &\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \end{aligned}\right\} \tag{5.6}$$

$$\left.\begin{aligned} R_1 &= E_{i2}/E_{i1} \\ R_2 &= E_{i3}/E_{i1} \\ &\cdots\cdots\cdots\cdots \end{aligned}\right\} \tag{5.7}$$

$$\left.\begin{aligned} R_1 &= E_{i2}E_{i3}/E_{i1}^2 \\ R_2 &= E_{i4}E_{i5}/E_{i1}^2 \\ &\cdots\cdots\cdots\cdots \end{aligned}\right\} \tag{5.8}$$

显然，还可以构成其他比率。虽然没有在绝对意义上校正大气影响，但可以认为是校正了的或规一化的光谱特征。

## 二、大气影响的校正方法

这里讨论两种校正大气影响的图解技术。第一种技术用于可见和近红外波段，第二种用于热红外波段。

可用于多光谱数字图像的一种阴影定标技术能确定大气辐亮度和透过率。其原理如下：

如果反射比为 $\rho$ 的地区由传感器成像，而且其一半的面积处于阴影中，对于给定的光谱波段，非阴影和阴影面积的像辐照度，可分别定为

$$\left.\begin{aligned} E_{iu} &= K(E_u\rho\tau + \pi L) \\ E_{is} &= K(E_s\rho\tau + \pi L) \end{aligned}\right\} \tag{5.9}$$

式中，$E_{iu}$和 $E_{is}$是由非阴影面积和阴影面积产生的像的辐照度，$E_u$ 和 $E_s$ 是由太阳加天空 $(u)$ 以及单独由天空 $(s)$ 产生的面积上的辐照度，$\rho$ 是面积的反射比，$\tau$ 是大气的透过率，$L$ 是大气路径辐亮度，$K$ 是考虑传感器所有分光辐射谱特性的因子。

从上两式中消去 $\rho\tau$，得

$$E_{is} = \frac{E_s}{E_u}E_{iu} + K\pi L\left(1 - \frac{E_s}{E_u}\right) \tag{5.10}$$

如果不同反射比的几部分阴影面积成像，则利用传感器系统分光辐射谱响应的知识，可以确定几对 $E_{is}$ 和 $E_{iu}$的值。用这几对值绘图，能提供一条具有斜率 $E_s/E_u$ 和截距 $l$ 的直线。截距 $l$ 为(图5.1)

$$l = K\pi L\left(1 - \frac{E_s}{E_u}\right) \tag{5.11}$$

因为 $K$ 是已知的分光辐射谱特性，可以从斜率和截距数据确定 $L$。然后，依 $L$ 的值从 (5.9) 式之一确定 $\rho\tau$。沿景和传感器路径的大气透过率 $\tau$，可以估定，或者使用地基分光辐射谱仪测量。如此，地面反射比 $\rho$ 被最终地确定下来。

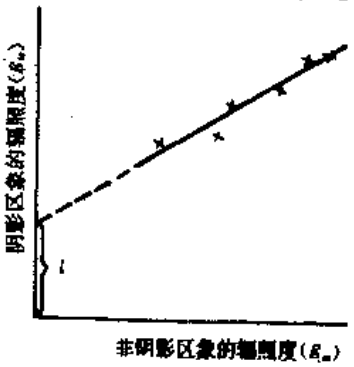



图5.1 阴影区和非阴影区像辐照度的图，每点表示一种不同的地面反射比

热红外法已用于定标遥距水温测量。该法不要求地基测量，依靠确定大气的吸收分布，外推到零高度，以允许机载辐射计按地面真实温度定标。

此法要求校准辐射计和扫描仪的轴线。以保证辐射计所得数据和沿扫描仪中心线的温度符合。如果被观测的温度是 $T_0$，而且真实温度是 $T_s$，则它们间的关系是

$$T_0 = T_s + \Delta T \tag{5.12}$$

式中，$\Delta T$ 通常是负的。从图5.2知，

$$X = H/\cos\theta$$

对于大气层中的第 $i$ 层，可以写出

$$\Delta X_i = \Delta H_i/\cos\theta$$

如果大气吸收是 $\alpha$，则对于第 $i$ 层

$$\alpha_i = \Delta T_i/\Delta H_i$$

在垂直方向（$\theta=0°$）

$$\Delta T_i = \Delta X_i\alpha_i$$

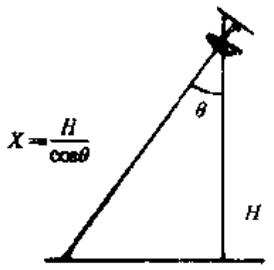



图5.2 天底外遥感的几何图形

而且

$$\Delta T_a = \sum_{i=1}^{n}\Delta X_i\alpha_i \tag{5.13}$$

式中，$n$ 是大气层总数，$\Delta T_a$ 是表观温度的总变化。(5.13) 式指出，衰减随着斜程增大的增加，可以从分布中每一高度增量 $i$ 计算出来。这些增量值求和，即得总的变化，这种技术通常精确到±0.5K 以上。

## 第二节 向上大气辐亮度 $L_u$ 的确定

确定向上的大气辐亮度 $L_u$，有几种方法，各有其特点和局限性。

### 一、Duntley 法

Duntley 推导了一个可见波谱区大气路径辐亮度的表达式，其中假定了一种光学标准大气。“光学标准大气”是一种理想的大气，在所有高度上散射粒子的类型都相同，大气中粒子的相对数目，随高度增加而指数降低。大气路径的每一部分，认为都具有一平衡辐亮度，也就是说，由每一部分大气散射产生的辐亮度损失，等于由散射引入那部分的辐亮度。因此，在标准大气中，对于给定的向上或向下路径来说，平衡辐亮度是不随高度变化的，由所有方向到达路径的环境光的散射所产生的路径辐亮度 $L$ 由下式给出

$$L = L_{sq}(1-\tau) \tag{5.14}$$

式中，$\tau$ 是光束透过率。对于在可见区遇到的低吸收情况，$1-\tau$ 代表由散射产生的损失。对于光学标准大气，平衡辐亮度是偏离太阳的角度 $\theta$ 的函数。如果路径向下偏离传感器一个偏离太阳的角度 $\theta$，等于太阳和某水平路径间的角 $\theta$，则向下路径的平衡辐亮度等于那个方向上的水平天空辐亮度。换句话说，水平天空辐亮度必须在太阳-地面-传感器散射角等于太阳-卫星-传感器散射角的情况下测量，如图5.3所示，以便应用于确定地面和传感器间向上路径辐亮度的计算中。因此，借助于 Duntley 法，对于从0°到90°+α 的所有偏离太

阳的角度 $\theta$，平衡辐亮度都能从地基辐亮度和透过率测量来确定。这里的 $\alpha$ 是太阳天顶角。

图5.3中三个角度是相等的。箭头 $m$ 和 $m'$ 指示一个方向，在这个方向上，水平天空辐亮度是由于太阳射线的散射辐射流产生的，其角度和沿大气路径向上散射的辐射流相同。箭头 $n$ 和 $n'$ 指示的方向，相应于沿向下的大气路径散射的辐射流。

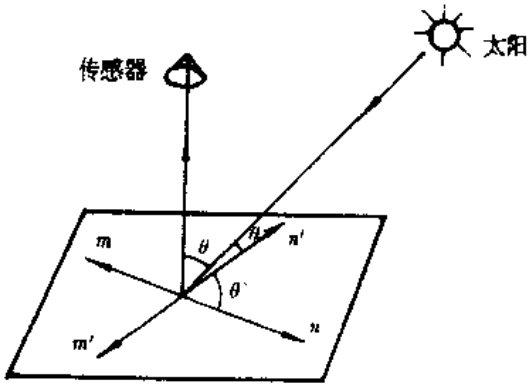



图5.3 使用地基水平路径辐亮度测量的计算法确定向上大气路径辐亮度的 Duntly 法几何图形

给出方向 $\theta$ 上的水平或近水平天空辐亮度 $L_h$，可以确定相应的平衡辐亮度

$$L_{eq} = \frac{L_h}{1 - \tau_h} \tag{5.15}$$

式中，$\tau_h$ 是通过水平路径的透过率。对于天底观测卫星传感器，大气气团为单位大气气团，向上辐亮度

$$L_u = L_{eq}(1 - \tau) \tag{5.16}$$

联立（5.15）和（5.16）式，得

$$L_u = L_h \frac{1 - \tau}{1 - \tau_h} \tag{5.17}$$

当太阳天顶角小于45°时，这种技术不能使用，因为对于天底观察的卫星来说，在偏离太阳等于散射角的适宜角度下，没有水平天空测量可以完成。

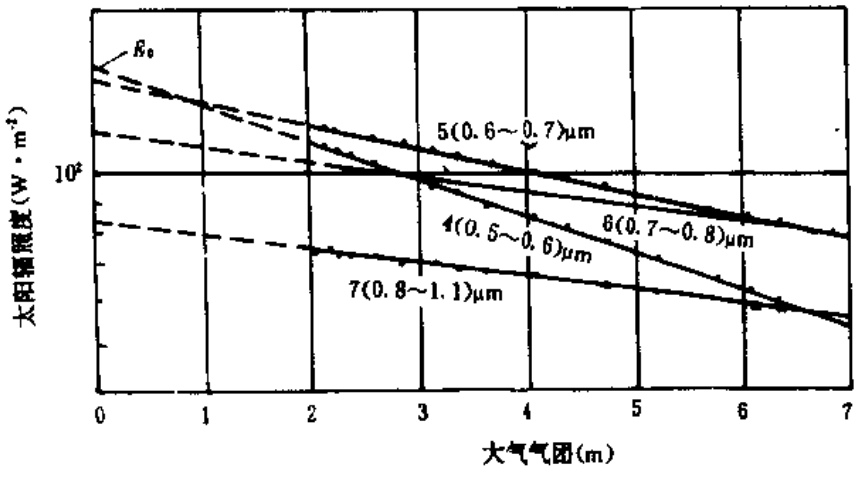



图5.4 大气消光曲线

图5.4给出陆地卫星4个波段的典型曲线，说明太阳辐照度和大气气团间的关系。每一条曲线的斜率给出该光谱波段的消光光学厚度。此即“兰勒(太阳辐射的能量单位，$gcal/cm^{-2}$)图”。

在各种大气气团条件下，天空辐亮度和散射角 $\phi$ 的关系曲线示于图5.5。每条实线是靠把辐射计指向太阳，然后再用一固定的升角在天空扫过一个圆周获得的。因而，对每一次扫描大气气团是个常数。这样，3条实线相应于不同的太阳项角和大气气团。虚线是对变化的大气气团和升角做出的，而且太阳方位角为零。

散射角 $\phi$ 由下式确定

$$\cos\phi = \sin\theta\sin\beta\cos\alpha + \cos\theta\cos\beta \tag{5.18}$$

式中，$\theta$ 是太阳顶角，$\beta$ 是观测顶角，$\alpha$ 是从太阳测量的方位角。为说明 $\theta>45°$ 限制的问题，可用下例。设 $\theta=40°$，且 $\alpha=180°$，则 $\beta$ 必须为100°，这已低于水平线了。但是，大气模型化允许把结果从测量的角度外推到所要求的角度。

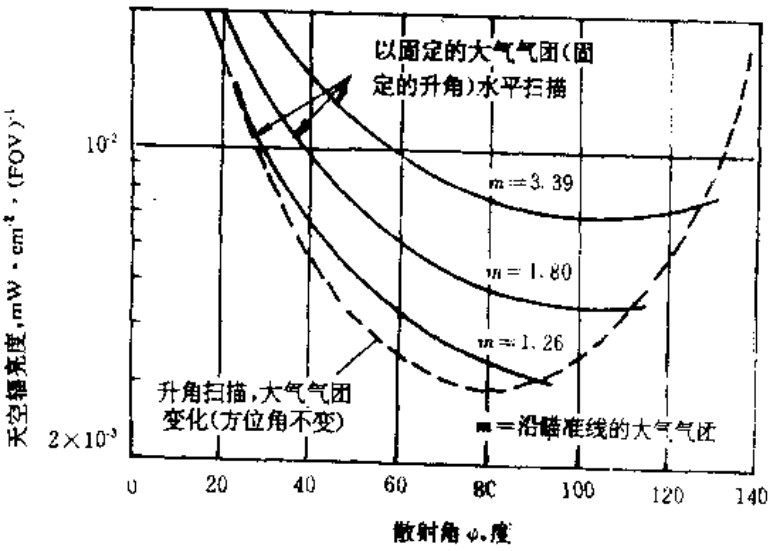



图5.5 大气辐亮度：波段4

把图5.5中绘出的值和从兰勒图确定的 $\tau$ 和 $\tau_h$ 值代入(5.17)式，可以检查(5.17)式的正确性。其结果绘于图5.6，辐亮度变化小于±5%，在测量误差的范围以内。

以下确定60°散射角的天空（或路径）辐亮度，使用的大气气团为1.8，以及波段4的数据。

兰勒图使用的关系是

$$E_\lambda = E_{\lambda 0}\exp[-\tau'_{ext}(\lambda)\cdot m] \tag{5.19}$$

式中，$E_\lambda$ 是由在垂直于太阳射线的平坦地表面上直射的阳光流所产生的光谱辐照度，$E_{\lambda 0}$ 是在大气层外，在平均的地球-太阳距离上，垂直于太阳射线的平坦表面上的光谱辐照度，$\tau'_{ext}(\lambda)$ 是光谱消光光学厚度，$m$ 是大气气团。

上式可改写成

$$\ln E_\lambda = \ln E_{\lambda 0} - \tau'_{ext}(\lambda)\cdot m \tag{5.20}$$

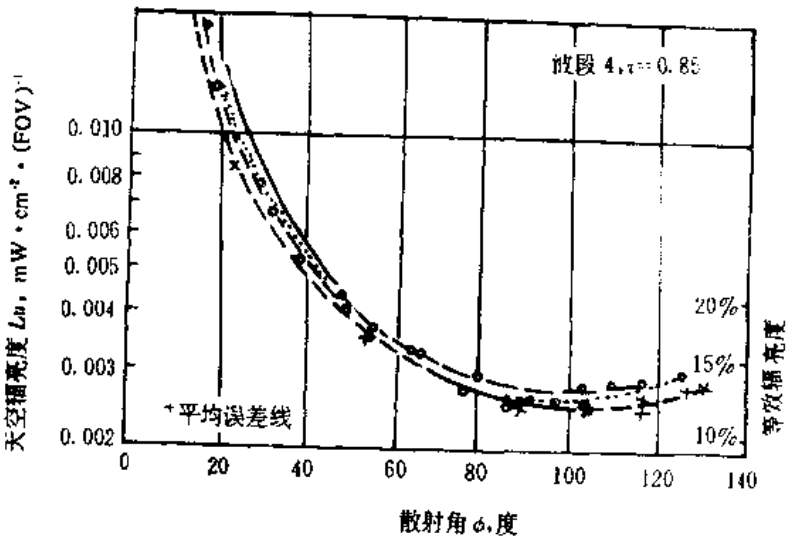



图5.6 对大气气团校正的散射数据

图5.4中的图，是对数尺度的 $E_\lambda$ 相对于 $m$ 的曲线。这条曲线的斜率是

$$\tau'_{ext}(\lambda) = -\frac{\Delta\ln E_\lambda}{\Delta m} \tag{5.21}$$

光谱透过率 $\tau$（$\lambda$），光谱消光光学厚度和大气气团间的关系式为

$$\tau(\lambda) = \exp[-\tau'_{ext}(\lambda)\cdot m] \tag{5.22}$$

对于如陆地卫星那样的天底观察卫星，$m=1$。从（5.20）和（5.22）式，得

$$\tau(\lambda) = E_{\lambda 1}/E_{\lambda 2}^{1/(m_1-m_2)} \tag{5.23}$$

此处，$E_{\lambda 1}$和$E_{\lambda 2}$分别和大气气团$m_1$和$m_2$相对应。

以波段4为例，取$E_{\lambda 1}=10^2\mathrm{W}\cdot\mathrm{m}^{-2}$，$m_1=3$；$E_{\lambda 2}=0.8\times10^2\mathrm{W}\cdot\mathrm{m}^{-2}$，$m_2=4.37$。从（5.23）式，$\tau(\lambda)$是0.85。从（5.22）式，相应的$\tau'_{am}(\lambda)$是0.16。把$m=1.8$代入（5.22）式，获得（5.17）式中$\tau_h$的值为0.75。因此，因子$(1-\tau)/(1-\tau_h)$的值为

$$\frac{1-0.85}{1-0.75}=0.6$$

从图5.5，当$\phi=60°$，$m=1.8$时，$L_h=L_{max}=(6\times10^{-3}\mathrm{m}\cdot\mathrm{Wcm}^{-2})(\mathrm{FOV})^{-1}$。代入（5.17）式，得$L_a=6\times10^{-3}\times0.6=(3.6\times10^{-3}\mathrm{mW}\cdot\mathrm{cm}^{-2})(\mathrm{FOV})^{-1}$，此值和图5.6中密集的曲线之一吻合。

## 二、由大气模式确定$L_a$

由大气模式推导的结果来估价$L_a$，相对说要简单些。Turner使用某些模式大气的数据，对各种地面反射比、波长间隔和水平视见范围确定了传感器上总光谱辐亮度和大气路径光谱辐亮度$L_a$间的关系。图5.7说明Turner辐射传输模式，特别适用于遥感应用。

用作模式输入量的可测的量是：（1）被遥感传感器系统良好鉴别的某种大均匀面积的地面反射比；（2）由遥感传感器系统测量的该面积的辐亮度；（3）水平能见范围；（4）使用兰勒图获得的消光光学厚度。最后两种选择，以确定消光光学厚度为好，这是因为大气具有分层性质。例如，薄而重的散射地表层将严重衰减水平透过率，因而衰减能见度，仅轻微地影响垂直透过率。

上述4个量，第二项总是已知的，为从本模式获得路径光谱辐亮度$L_a$，需要知道其余3个量中的1个。图表5.8说明，由于常数$\rho$线接近水平方向，在0.08到0.16的范围内测量的$\rho$值，不能输出精确的$L_a$值。用第二项和第四项来确定$L_a$，可以得到最好的精度和可靠性。

图5.8中的传感器平台是卫星，太阳顶角为40.5°，扫描角等于0°，光学厚度为$\tau'_{am}$。利用图5.8（$a$），例如，$\lambda=0.55\mu\mathrm{m}$，测量出$\tau'_{am}=1.1$，相应于标准大气中的能见度范围$V=4\mathrm{km}$，传感器上的总光谱辐亮度为$4.8(\mathrm{mW}\cdot\mathrm{cm}^{-2}\cdot\mathrm{sr}^{-1}\cdot\mu\mathrm{m}^{-1})$。从图中看出，这些值对应于$\rho=0.08$和$L_a=3.5(\mathrm{mW}\cdot\mathrm{cm}^{-2}\cdot\mathrm{sr}^{-1}\cdot\mu\mathrm{m}^{-1})$。估计$L_a$为传感器上总辐亮度的73%。如果打算在另一时间，当$V=29\mathrm{km}$时同一地面地区，传感器上总辐亮度将降低到约$4.2(\mathrm{mW}\cdot\mathrm{cm}^{-2}\cdot\mathrm{sr}^{-1}\cdot\mu\mathrm{m}^{-1})$，辐亮度$L_a$将为$2.1(\mathrm{mW}\cdot\mathrm{cm}^{-2}\cdot\mathrm{sr}^{-1}\cdot\mu\mathrm{m}^{-1})$。在这种情况下，$L_a$占传感器辐亮度的50%。

图5.8中常数$\rho$线的斜率变化指出，存在这样一个反射比值，对于此反射比来说，由传感器探测到的总辐亮度与大气条件无关。对于这样的$\rho$值，传感器的总辐亮度随能见度增加而增加，低于这个$\rho$值，总辐亮度随能见度增加而降低。

## 三、由地面和航空测量确定$L_a$

对于大气的影响，光谱特征也可以使用一组地基和低高度航空测量数据来校正。

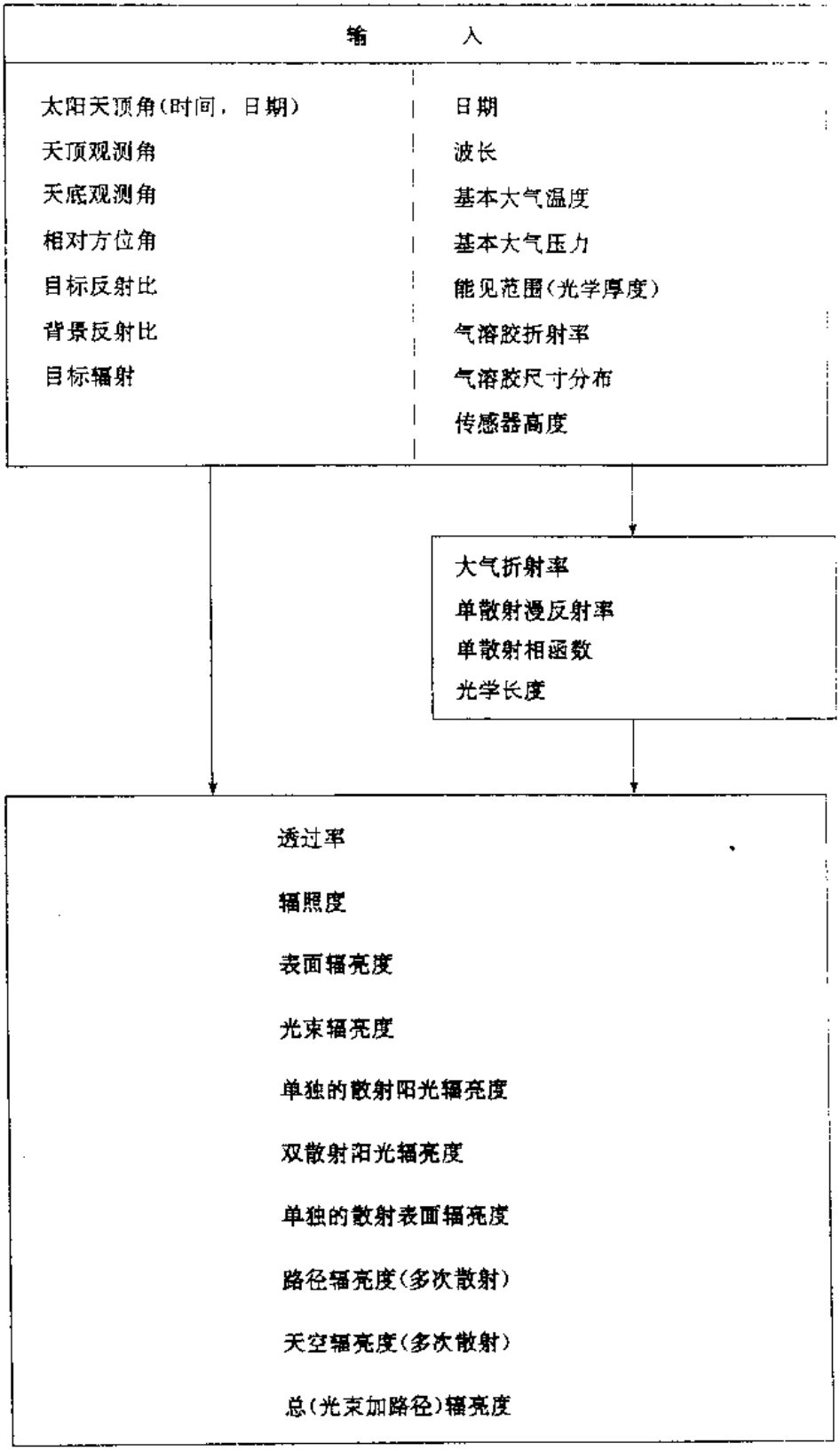



图 5.7 Turner辐射传输模式

假定天空是均匀的朗伯散射体，地球表面的辐照度 $E_\lambda$ 为

$$E_\lambda = E_{\lambda_0}\cos\theta\exp[-\tau'_{atm}(\lambda)\sec\theta_Z] + \pi L_{\lambda d} \tag{5.24}$$

式中，$E_{\lambda_0}$是地球大气顶部太阳的光谱辐照度，$\theta$ 是直射阳光流对表面法线的夹角，$\tau'_{atm}(\lambda)$ 是光谱消光光学厚度，$\theta_Z$ 是太阳顶角，$L_{\lambda d}$是向下光谱辐亮度。

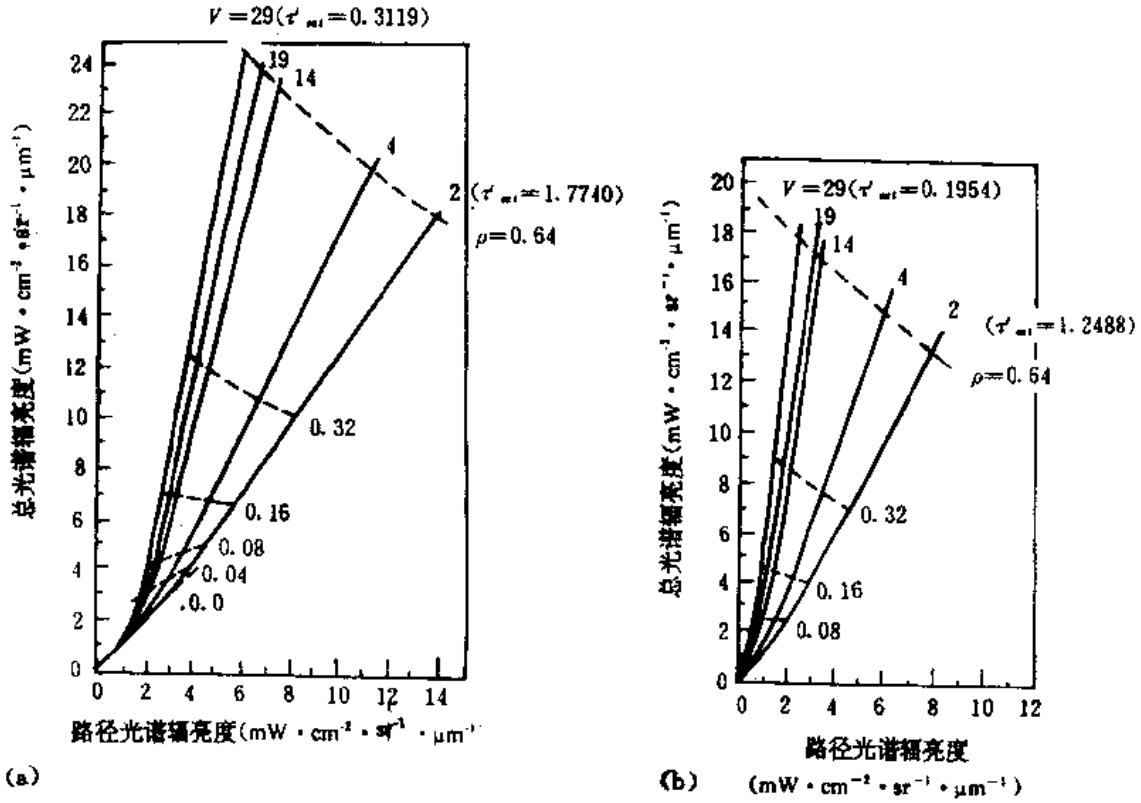



图5.8 0.55μm 辐亮度 (a) 和0.75 μm 辐亮度 (b) 作为
水平能见范围 $V$ (km) 和表面反射比 $\rho$ 的函数关系图

在 $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ 波长范围内，像的辐照度

$$E_{i\Delta\lambda} = k\int_{\lambda_1}^{\lambda_2}\{[E_{\lambda 0}\cos\theta\exp(-\tau'_{atm}(\lambda)\sec\theta_Z) + \pi L_{\lambda d}] \times \rho(\lambda)\exp(-\tau'_{atm}(\lambda)\sec\theta' + \pi L_{\lambda u}\}\tau_0(\lambda)\mathrm{d}\lambda \tag{5.25}$$

令 $\alpha$ 是视场角，对光轴指向天底的情况：$\alpha=\theta'$（仅对平像面的系统），$\theta'$是对垂线的瞄准线角，$\rho$ (λ) 是地表面的光谱反射率，$L_{\lambda u}$是向上大气辐亮度，$\tau_0$ (λ) 是传感器的光谱透过率。

问题是确定 $L_{\lambda u}$，它是（5.25）式中唯一的未知量。参考已知的地面光谱反射比求得 $L_{\lambda u}$后，可以把它代入方程式求得相邻的未知地区的光谱反射比。多远的距离能推广使用从参考光谱反射比面积得到的 $L_u$，取决于许多变量，最重要的是地形、天气状况、气溶胶浓度和太阳顶角。以下讨论（5.25）式中的其他项如何确定。

1. $E_{i\Delta\lambda}$，像面辐照度对于光电摄像机或红外扫描仪，$E_{i\Delta\lambda}$由输出信号电平、积分时间和传感器的定标响应确定。

2. $k$ 是摄像机或扫描仪的几何光学校正因子，并由实验室定标和飞行中定标来确定。

3. $\lambda_2 - \lambda_1 = \Delta\lambda$，是遥感系统使用的波长间隔，也是地基分光辐射谱仪使用的波长间隔。

4. $\theta$ 是表面法线和入射的直射阳光流的方向间的夹角。

5. $E_{\lambda 0}\exp[-\tau'_{am}(\lambda)\sec\theta_Z]$ 是用地基分光辐射谱仪测量的。由于 $E_{\lambda_0}$ 是已知的，而且 $\theta_z$ 易于测量，则可以确定光谱消光光学厚度 $\tau'_{am}(\lambda)$。

6. 总量 $E_{\lambda 0}\cos\theta\exp[-\tau'_{am}(\lambda)\sec\theta_Z] + \pi L_{\lambda d}$，可以用在分光辐射谱仪入射狭缝上安装积分球或散射屏的办法测量，此种测量即称为综合辐射流测量。

7. 由空间飞行器或者高高度航空飞行器良好分辨的大均匀地景的光谱反射比 $\rho(\lambda)$，由直升飞机或其他很低飞行的航空飞行器上良好定标的感传器（或同一种分光辐射谱计）来确定。

8. $\theta'$ 是扫描角，或传感器的瞄准线对已知地面面积的角度。一般来说，光学轴是沿着天底的。对于扫描仪，经常是 $\alpha=0$，$\theta'$ 由像的 $x$、$y$ 坐标和光学系统的焦距来确定。

9. $\tau_0(\lambda)$ 由实验室定标和飞行中的定标来确定。

因此，可以决定（5.25）式中的所有项，并求出未知量 $\pi L_{\lambda_m}$。只要大气状态保持常数，$\tau'_{am}(\lambda)$ 和 $L_{\lambda_m}$ 将不变化，将这些值代入（5.25）式即可决定其他未知地面的 $\rho(\lambda)$ 值。

需要考虑的变化是 $L_{\lambda_m}$ 随扫描角，或者视场和方位角而发生的变化。图5.9表示对于一个相对于太阳的方位角和两个波长而论扫描角 $\theta$ 和背景反射比 $\rho_B$ 间的关系。可以看出，对于较短波长，大气路径辐亮度和其随偏离太阳的扫描角增大的变化都大于较长波长的情况。这些方程式、曲线和注释都强调以下两个重要的结论：

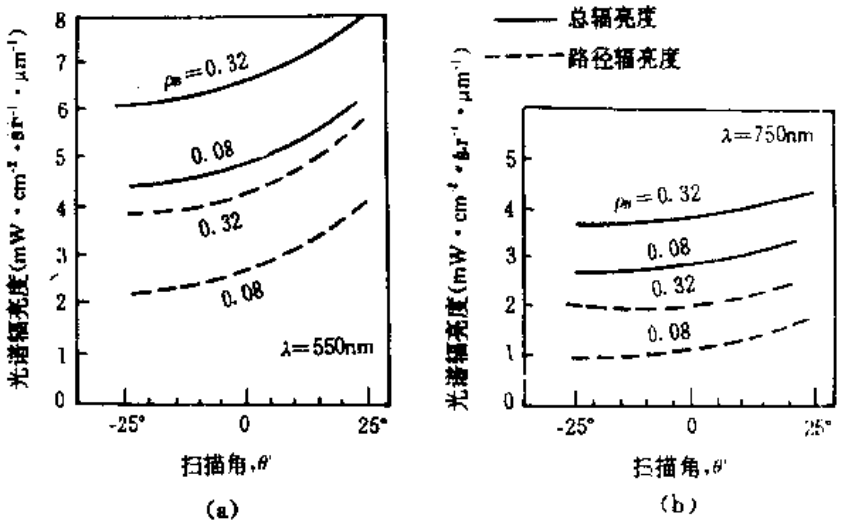



图 5.9 对各种背景反射比，在波长 550nm 和 750nm 处，具有扫描角 $\theta'$ 的传感器上光谱辐亮度的变化。扫描角线相对于太阳的方位、朝向和离开太阳分别是38°和218°

1. 使用这种方法校正大气对光谱特征的影响不仅涉及复杂的计算程序，也依赖于模式大气的数据；

2. 路径辐亮度是总辐亮度中很大的一部分，从图 5.9 中可以看出，在扫描角为20°时，路径辐亮度较由反射表面所产生的辐亮度大两倍（表面反射比高达 0.32 时）。这意味着，

用这种方法或另一种方法校正大气影响，对于分光辐射谱遥感法识别地表是一个必要的条件。

### 四、使用指向像的大气校正

至今讨论的大气校正方法，都涉及到对大气模式或大量地基测量的依赖性。指向像的使用，允许在没有任何支持性的地面测量或任何地面反射比的资料情况下完成大气校正。指向成像器提供一种对同一地面上的面积成像的方法，范围从约55°的前视角到约55°的后视角。图 5.10 表示成像的几何图形，角度范围扩展到65°。

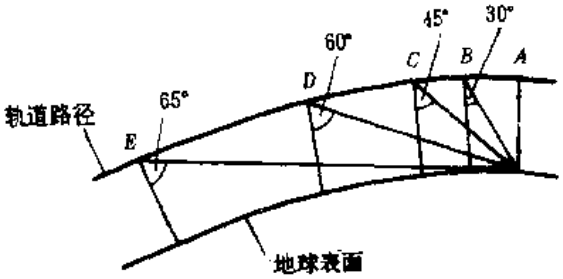



图5.10 表示大气测量的轨道位置半径可能范围的图形

表 5.1 列出相应于每一轨道位置上的大气气团。

表 5.1 相应于传感器轨道位置的大气气团

| 传感器的轨道位置 | 离开天底的角度 $\theta_v$ | 大气气团 |
|---|---|---|
| $A$ | 0 | 1.0 |
| $B$ | 30° | 1.14 |
| $C$ | 45° | 1.5 |
| $D$ | 60° | 2.4 |
| $E$ | 65° | 4.0 |

可以从（5.24）式开始说明不用地基数据确定大气参数的这种方法的原理。如地面的朗伯光谱半球反射比为 $\rho(\lambda)$，则其光谱辐亮度

$$L=\frac{E_{\lambda 0}}{\pi}\rho(\lambda)\cos\theta_Z\exp[-\tau'_{ext}(\lambda)\sec\theta_Z]+L_{\lambda d}$$

达到传感器的地面辐亮度是

$$L_{\lambda s}=\left(\frac{E_{\lambda 0}}{\pi}\rho(\lambda)\cos\theta_Z\exp[-\tau'_{ext}(\lambda)\sec\theta_Z]+L_{\lambda d}\right)\rho(\lambda)\exp[-\tau'_{ext}(\lambda)\sec\theta_v]$$

式中，$\theta_v$ 是介于天底和从传感器到景的瞄准线间的夹角。但是，景的表观光谱辐亮度包括由于向上的大气路径光谱辐亮度 $L_{\lambda u}$ 产生的成分。这是太阳顶角 $\theta_Z$，上述定义的角度 $\theta_v$ 和方位观测 $\phi$ 的函数。因此，传感器入瞳上的光谱辐亮度

$$L_{\lambda s}=\left(\frac{E_{\lambda 0}}{\pi}\rho(\lambda)\cos\theta_Z\exp[-\tau'_{ext}(\lambda)\sec\theta_Z]+L_{\lambda d}\right)\cdot\exp[-\tau'_{ext}(\lambda)\sec\theta_v]+L_{\lambda u}(\theta_Z,\theta_v,\phi)\qquad(5.26)$$

在这个方程式中，$E_{\lambda 0}/\pi$ 是常数，要求短时间内进行一组测量；$\tau'_{ext}(\lambda)$ 是一假定的

常数，但是未知的；$\theta_z$ 是常数并且是已知的。从系统的辐射度学定标，可以确定一组相应于已知 $\theta_n$ 值的 $L_n$ 值。

在（5.26）式中有4个未知量：$\rho(\lambda)$，$\tau'_{ex}(\lambda)$，$L_{au}(\theta_z, \theta_n, \phi)$ 和 $L_{au}$。$L_n$ 相对于 $\theta_n$ 的曲线可以用非线性回归技术拟合，而且可以确定4个未知量的值。从辐射传输模式的输出，在评价 $L_{au}$ 随 $\theta_n$ 变化中是有用的，并为计算提供了一个实际的输入值。

对大气影响校正表观景辐亮度的能力，进一步改善了人们精确分类和识别景物特征的能力。

## 第三节　遥感数据中的噪声和不确定性

因在收集景物分类各阶段中，存在着可能引入地面景物识别不确定性或不精确性的各种要素。

图 5.11 表示在遥感研究中数据和信息的流程。流程中的每一步都有降低数据质量的噪声和不确定性。

引入不确定性或噪声的第一个点，在于所感兴趣的特点。设平均反射比为 $\bar{\rho}$，反射比的变化为 $\Delta\rho$，则调制度 $M=\Delta\rho/2\bar{\rho}$。

叠加在辐亮度测量上的两个大气噪声成分是：大气透过率的长期变化（周期为分或小时）和短期变化（频率范围为0到1kHz），这些变化也可能引起向上的大气辐亮度起伏，但这一点尚未由经验证实。

许多用于景物分类的遥感技术，依靠在同一像幅内表面的相对光谱辐亮度测量。在这些情况下，假定被比较的表面足够地靠近，大气变化对它们的影响一致，则大气透过率的长期变化是不重要的。类似地，对于特殊感兴趣的地区（检验现场），长期变化也易于在地面上监视，可以使用的数据是光谱反射比，而不是光谱辐亮度。

大气噪声更隐伏的形式发生在频率范围为0到1kHz 内。大多数地基辐射度装置不具有频率响应来探测这个频率范围内的变化，但典型的遥感系统具有2到20ms 的积分时间或曝光时间。因此，这些系统并非在足够长的时间间隔内积分以提供可以按上述方法被校正的“平均”值，而是在其短曝光时间内，记录受这些短期变化调制的辐照度值。对于短期起伏来说，$\sigma(E)/\bar{E}$ 的目前估计，量级为平均值的1%，其中，$\sigma(E)$ 为辐照度的标准偏差，$\bar{E}$ 为辐照度平均测量值。

从数据收集到信息产生，遥感系统分析揭示了图 5.11 中标出的许多噪声源和不稳定性，也证明了在使用分类算法之前对数据进行处理的必要。

Maxwell 建议4个预处理阶段：

1. 数据清理

此步骤包括从训练集数据除去所有不为感兴趣特征所特有的数据。因为分类特征被更精确地确定，训练集数据一致性会大大降低分类误差。

2. 波段配比

计算两个光谱波段内相应像素的比，并构成比例像。波段配比的优点是，在几种情况下，分类过程的信噪比得到改善。波段配比也可以消除某些传感器幅射度误差的影响……

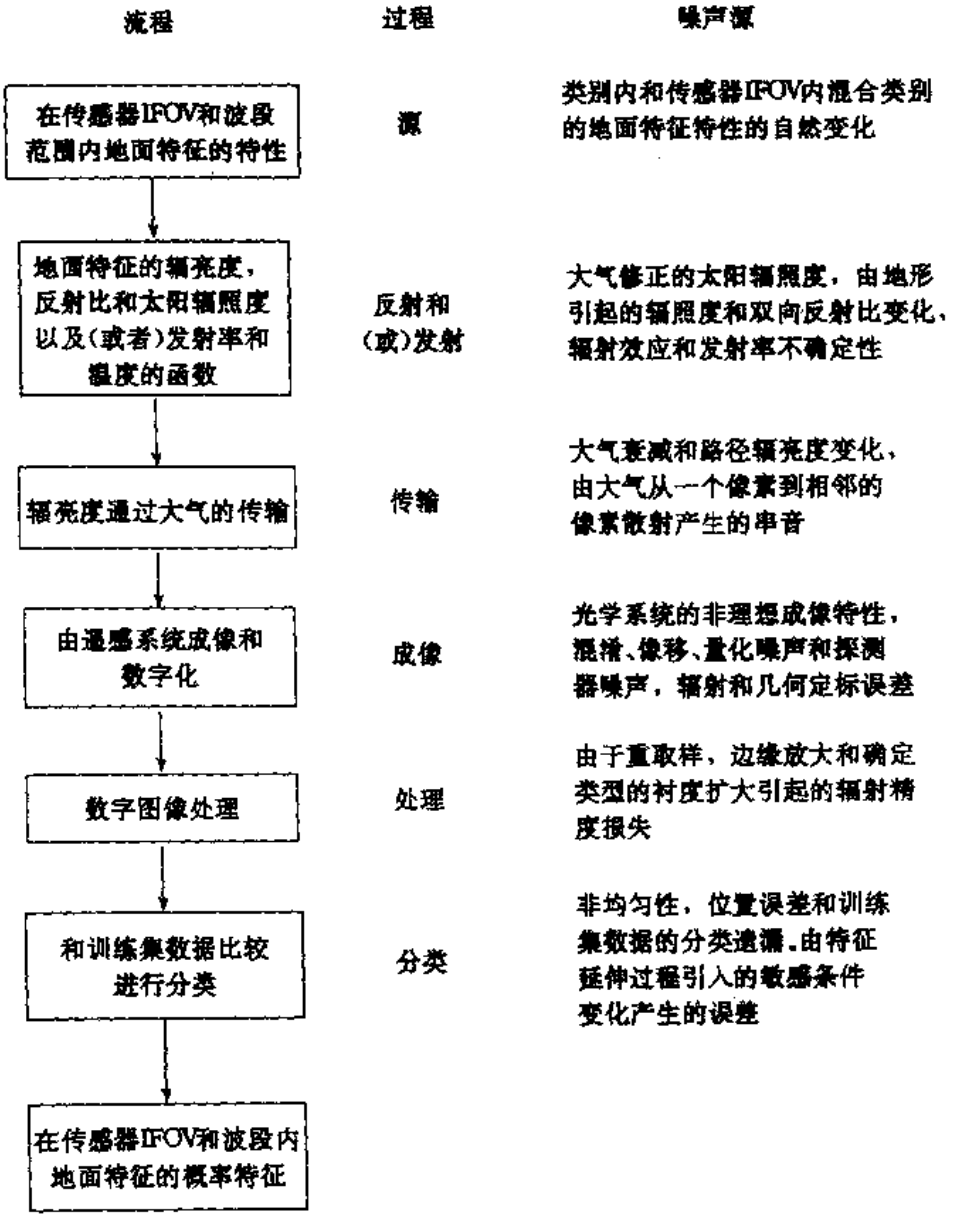



图 5.11 遥感研究中的数据和信息流程，以及有关的噪声和不确定性

及由于改变大气影响和景的地形变化所产生的景辐照度随机变化的影响。在植被研究中，相应于高植被反射比(MSS波段7)的波段对相应于低植被反射比的波段(MSS波段5)的比，比单独的波段7或5能更清楚地显示植被覆盖或植被健康的变化。波段7和波段5的比更好地与景内的生物量有联系。因此，在植被景的分类中，使用比例像有优点。

3. 空间滤波

很多噪声源和辐照度起伏，可以用空间滤波数据的办法降低。Maxwell 使用过移动—平均滤波器，这种滤波器本质上是一种低通滤波器，可以降低引起景具有纹理表观的高频噪声。景内的特殊区域能更清楚地确定；但由于滤波器的平均效应，使线性特征增宽。这种形式的空间滤波器能把一个景内的植被型分类误差从 18.8% 降低到 3.6% 。

4. 变量变换

使用变量的线性变换，能加大沿着新轴的景内各类别的间隔，满足与大多数多变量分析有关的独立变量的假定。Maxwell 发现，当使用六个变量时，最终的分类误差只有少量降低。但是，当仅使用一个或两个变量时，使用标准变量的分类精度有重大改善。

在对图 5.11 中每一步引入的噪声和不确定性进行详细的和综合性的分析，可导致未来遥感活动价值和效率的重大改善。作为这种分析的一部分，应该建立总光谱特征-大气互相作用模式。对于这种模式，当供给诸如分类统计学、分类间隔和大气的参量 $\tau'_{a_n}(\lambda)$ 与 $L_{a_n}$ 等适当的参数时，能够提供在不同大气条件下分类误差率的预报。同时，允许确定大气校正过程所要求的精度，可以获得所要求的景分类精度。

# 第 三 篇
# 辐射度学系统和辐射度学计算

本篇阐述遥感传感器各主要子系统的辐射测量原理和计算。这些子系统包括：望远镜系统、光谱分析器、探测器和星上定标系统。最后介绍空间光学遥感器的辐射度学计算方法。

# 第六章 望远镜系统的分光辐射度学

望远镜系统是光学遥感传感器的成像系统，它的作用是把地面特征的像成在其焦平面上。此光学系统的几何特性控制着其辐射度学性质，主要的问题是确定遥感传感器这一子系统中的像面光谱辐照度分布。

## 第一节 遥感系统像面光谱辐照度分布

这里仅讨论扩展源的情况。光学遥感，例如地球资源遥感，其对象都是扩展源。

设源是扩展的目标，其元面积垂直于成像光学系统的光轴，并在光轴上，或者靠近光轴。令成像系统的焦距为 $f$，入瞳直径为 $D_0$，物体是辐亮度为 $L_0$ 的朗伯反射体，即 $L_0$ 与方向无关。

应用平焦面成像系统的辐射度学，扩展目标源轴上像的辐照度

$$E_i = \pi L_0 \sin^2\theta_m' \tag{6.1}$$

式中，$\theta_m'$ 是边缘光线对像空间光轴的倾角。

设 $F$ 为系统的 $f$ 数，相应于无限远处的物体，$F$ 等于系统有效焦距除以入瞳直径，则

$$E_i = \frac{\pi L_0}{4F^2} \tag{6.2}$$

(6.2) 式通常称为“摄影机方程”。$f$ 数描述成像系统辐射通量收集的能力（“速率”）。令

$$\Omega = \pi \sin^2\theta_m'$$

为近似立体角，则重要的结果是，像的辐照度由物体的辐亮度和近似立体角的乘积精确地给定。

为使（6.2）式具有较大的实用价值，首先要考虑4种损失：

1. 由于反射、吸收和散射产生的损失，可方便地归纳入一个因子 $\tau_0$ 之中，即光学系统的透过率；

2. 反射或折反射系统中心遮挡的存在，可以用因子 $1-A^2$ 来考虑；$A$ 是中心遮挡的直径对主反射镜直径之比。

3. 考虑轴外点时，由于成像锥体角度降低和倾斜度增加，像面辐照度随之降低。如图6.1所示，由于入瞳椭圆度增加，$\Omega_i$ 小于 $\Omega_0$ 1个 $\cos\alpha$ 因子；因为 $(l')^2$ 增加到 $(l'/\cos\alpha)^2$，又小1个 $\cos^2\alpha$ 因子；又由于倾斜，再小1个 $\cos\alpha$ 因子。总因子因而是 $\cos^4\alpha$。显然，对于光机扫描仪，此 $\cos^4\alpha$ 因子不能成立。可以用光学设计的办法降低这种辐照度的降低，把彗差引入宽角平场物镜的入瞳，使之随视场角增大而增大入瞳面积，可以使系统遵循近似 $\cos^3\alpha$ 的关系。由此，可以把此因子写成普遍的形式，即 $\cos^n\alpha$。

4. 随视场角增加，通过光学系统的光束横截面积逐渐下降，此即渐晕。这种现象由透

镜或反射镜框引起，并且通常是有目的引入的，用来消除光束中像差较大的部分，用牺牲辐照度水平的代价来换取成像清晰度的改善。对于给定的系统，渐晕取决于 $f$ 数。$f$ 数较大时，渐晕较小。相反，$\cos^4\alpha$ 型降低则与 $f$ 数无关。用 $K_N(\alpha)$ 因子表示渐晕，则(6.2)式的总形式变为

$$E_i = \frac{\pi(1-A^2)K_N(\alpha)\cos^n\alpha\tau_0 L_0}{4F^2} \tag{6.3}$$

为使（6.3）式更适合于遥感目的，需要引入目标反射比，以及大气的透过率和路径辐亮度。对于朗伯表面，物体辐亮度

$$L_0 = \frac{\rho E}{\pi} \tag{6.4}$$

式中，$\rho$ 是表面反射比，$E$ 是目标辐照度，在遥感中，通常由于太阳和天空所引起。在像表面辐照度的总表达式中，应该包括 $L_u$ 和 $\tau_u$，即考虑地面目标和传感器间沿大气路径的大气向上辐亮度和透过率。

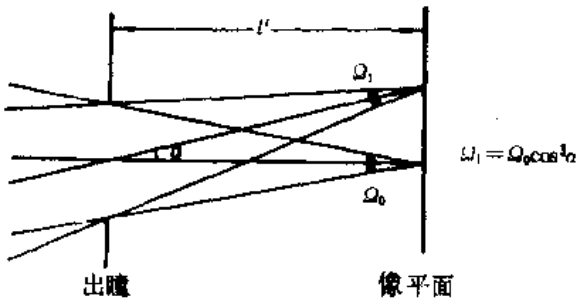



图6.1 立体角随视场角增大的降低

最后，也要把杂光包括进去。产生杂光的原因很多，包括从透镜、反射镜、胶卷或探测器表面反射和散射的辐射通量，在透射材料中微观不均匀性的存在、以及框架、光圈和快门表面与边缘的影响等。在系统中的杂光量，也取决于系统设计和表面与表面镀层的散射量，并随着 $f$ 数、视场位置和波长变化。在红外系统中，杂光的很大一部分来自传感器内壁（包括透镜和反射镜的表面）的热发射通量。于是，(6.3) 式可扩展为

$$E_i = \frac{(1-A^2)K_N(\alpha)\cos^n\alpha}{4F^2}[E\rho\tau_u + \pi L_u]\tau_0 + E_f \tag{6.5}$$

式中，$E_f$ 是杂光引起的像面辐照度分量，亦称反射光斑。

因为方程式（6.5）中的许多参量与波长有关，则可以在波长范围 $\Delta\lambda=\lambda_2-\lambda_1$ 内描述像的辐照度

$$E_{i\Delta\lambda} = \frac{(1-A^2)K_N(\alpha)\cos^n\alpha}{4F^2}\int_{\lambda_1}^{\lambda_2}[E_\lambda\rho(\lambda)\tau_u(\lambda) + \pi L_u(\lambda)]\tau_0(\lambda)\mathrm{d}\lambda + \int_{\lambda_1}^{\lambda_2}E_{\lambda f}\mathrm{d}\lambda \tag{6.6}$$

对于扩展的均匀辐亮度目标，像的辐照度反比于 $f$ 数的平方，与目标到传感器的距离无关。如果忽略大气辐亮度和杂光，可以看到，(6.6) 式给出的像辐照度，按视场角的 $\cos^n\alpha$ 降低。对于单透镜和无渐晕的情况 $n=4$。

使用反渐晕滤光镜，可以减小像面辐照度对视场的依赖性。这种技术常用于绘图摄影机。反渐晕滤光镜由平行平面玻璃片构成，并镀以 Inconel 或其他耐磨吸收膜。膜层较厚，在滤光镜中心能比边缘吸收更多的入射辐射通量。当把反渐晕滤光镜放到宽角物镜前时，轴上的或接近轴上的全 $f$ 数光束（在滤光镜中心入射的光束）严重地衰减，而在限定视场角的光束，接近滤光镜的边缘通过，损失接近于零。因此，以牺牲中间的和较低的视场

角处的辐照度为代价，换取辐照度的降低。这虽然可以做到，但一般不能降低到零。

## 第二节 $f$ 数的选择及其限制

成像系统的 $f$ 数，在遥感辐射度学测量中起着重要的作用。如（6.6）式所示，系统像面辐照度，与其 $f$ 数的平方成反比。

光学系统所要求的孔径尺寸，要同时满足辐射分辨率和空间分辨率的要求。如果给定地面像元尺寸为 $L$，则系统焦距由

$$f' = \frac{H \times d}{L} \tag{6.7}$$

给定。式中，$H$ 为传感器轨道高度，$d$ 是探测器列阵的单元探测器尺寸。

所要求的孔径和焦距随像元尺寸变化，因此，确定合理的 $f$ 数范围是可能的。这在很大程度上取决以下4个主要考虑。

1. 辐射度学（$f'/D_{max,rad}$）

从辐射度学考虑的孔径尺寸，应基于传感器在轨道上运行时收集能量最坏的照明和观测几何条件。结合适当的焦距，能够确定 $f'/D$ 和像元尺寸间的函数关系，由辐射度学确定的系统孔径尺寸，是孔径尺寸的下限，因而是 $f'/D$ 的上限。

图6.2表示系统孔径尺寸由辐射分辨率确定的情况。

2. 衍射（（$f'/D_{max,diff}$）

衍射也是把最小孔径要求施加于系统之上。在使用推帚式列阵时，基于一个假定，即在奈奎斯特（Nyquist）限的系统调制传递函数（MTF）不可能期望大于0.4。因此，为了保证总的 MTF 不低于0.3，望远镜要求具有约0.8的 MTF 值。

为了在奈奎斯特限得到0.8的 MTF，当使用具有圆形孔径的衍射限光学系统时，所采取的 $f$ 数为

$$F = \frac{f'}{D} \leqslant \frac{0.16}{\lambda \upsilon} \tag{6.8}$$

式中，$\upsilon$ 是空间频率，$\lambda$ 是光波波长。

衍射考虑的结果，是一条作为 $f$ 数上限的一条直线。图6.3表示系统 $f$ 数受衍射限制的情况。

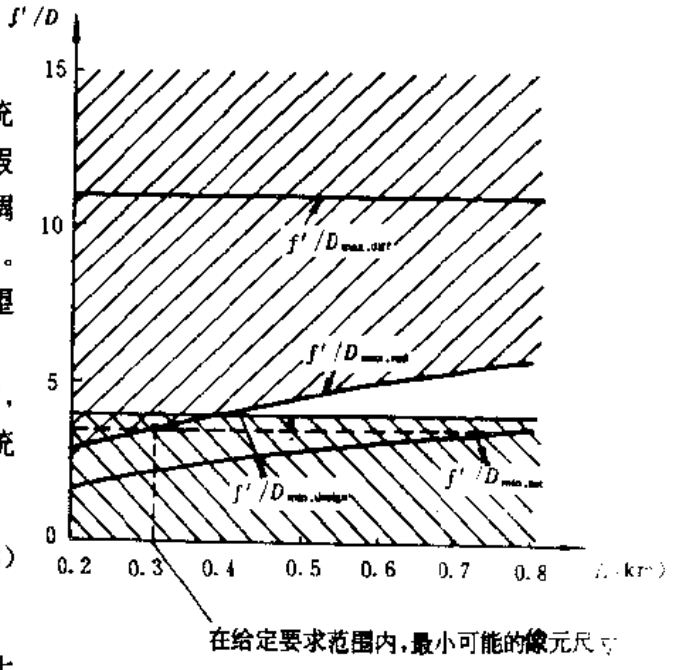



图6.2 系统孔径尺寸由辐射分辨率确定的情况

3. 像差（$f'/D_{min,design}$）

限定孔径的像差，由视场和光谱要求确定，并借助于透镜或反射镜设计程序来计算。

在 $f'/D$ 的确定图上，像差限也产生一条直线。

4. 饱和（$f'/D_{min,sat}$）

对于CCD探测器来说，在每次积分周期内，具有有限收集电子的能力。这种限制将给光学系统施以最大的孔径要求限，或最小的 $f'/D$ 限。为了保证一定的线性度，建议器件在饱和限的70%以下使用。这种情况是确定 $f'/D$ 饱和限的基础。图6.4是 $f'/D$ 受饱和限制的典型情况。

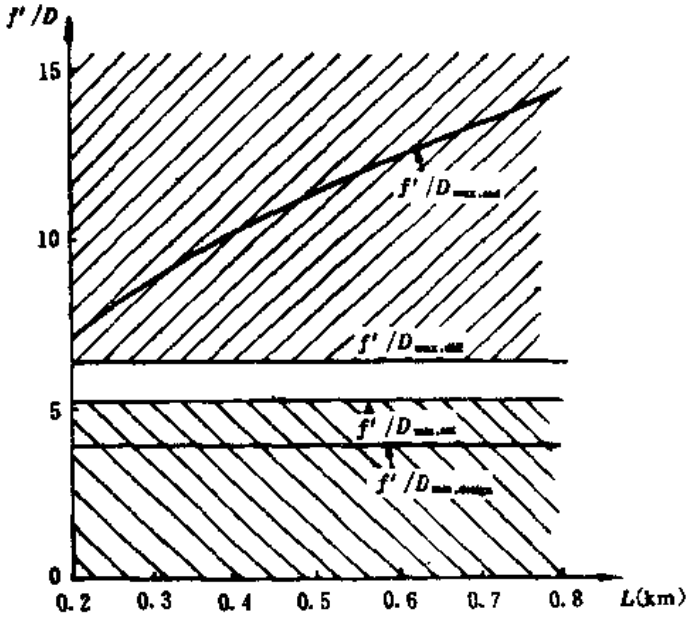



图6.3 系统 $f$ 数受衍射限制的情况

除了上述四种情况以外，系统 $f$ 数的选择有时还受其他条件限制。例如，美国陆地卫星D（Landsat-D）的遥感传感器主题测绘仪（TM），在选择孔径尺寸时，既要满足信噪比的要求，又能使焦面上波段-波段的空间间隔与决定图像质量的 $R$-$C$ 望远镜的 $f$ 数保持一致。

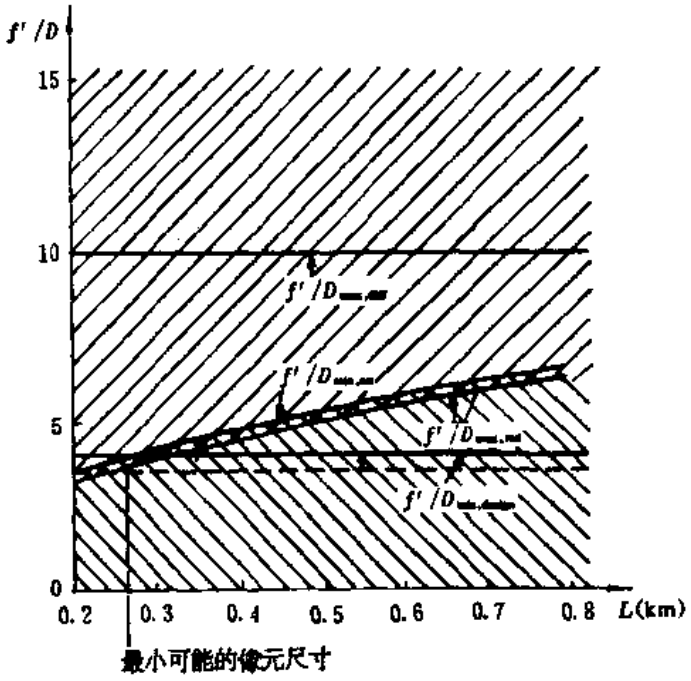



图6.4 $f'/D$ 受饱和限制的情况

# 第七章　光谱分析器

本章讨论窄波段色散和滤光镜系统的设计和特点，以及基本的光谱分析仪器，例如，分光光度计和分光辐射谱仪。

## 第一节　色散系统

色散系统用于从特殊的辐射源产生光谱。如果此光谱用眼睛来观察，则该仪器称为分光镜；用照相胶片记录，则称为摄谱仪。如果仪器产生的光谱可以以某种方式用探测器扫描，以确定发射或吸收线在辐射源中的波长位置，则仪器称为分光仪。此外，如果仪器能够测量这些线的辐出度，则称为分光辐射谱仪。分光辐射谱仪经常在遥感中用来确定反射表面的光谱辐亮度特征，反射表面可以称为二次源。和连续源结合产生准单色辐射流的仪器，称为单色仪。

### 一、色散系统基本结构

最简单、最普遍的色散系统结构是最小偏向装置，如图 7.1 所示。其中，棱镜可以

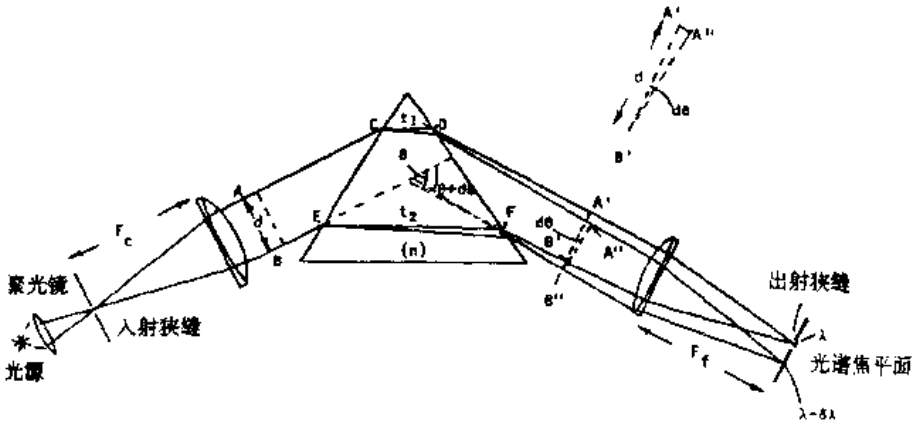
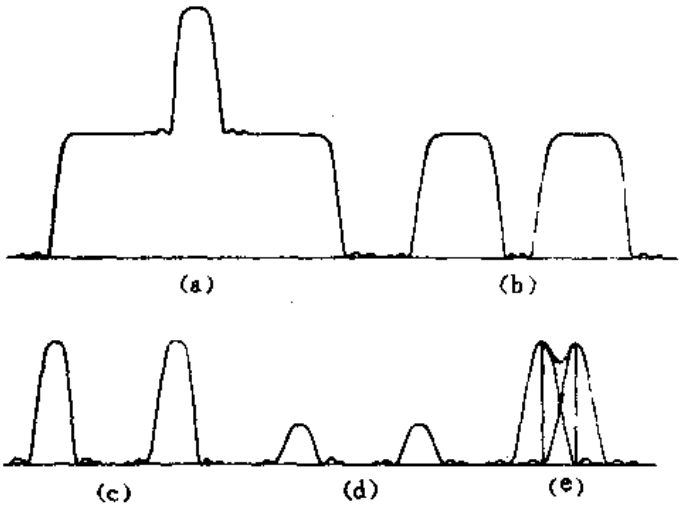



图 7.1　棱镜色散系统的最小偏向装置

用光栅来代替。如果入射狭缝是可调节的，并打开约1mm 宽，能在出射狭缝处的谱面上看到线辐射源两条相邻谱线清晰的入射狭缝的矩形像，如图 7.2（b）所示；当再加宽入射狭缝时，两个像将变宽，超出一定宽度，它们的像开始重叠，如图 7.2（a）所示。这时，难于识别合成的辐照度分布是由两个不同的波长构成的。如果继续加宽入射狭缝，以致狭缝比辐射源还宽，则谱面上的像就成了源本身的像。像的尺寸是源的尺寸乘以比率 $F_f/F_c$，这种关系也适用于入射狭缝像的尺寸和入射狭缝本身的尺寸。因此，加宽入射狭缝显然会降低光谱分辨本领。

如果缩小入射狭缝宽度，首先，入射狭缝两个清晰矩形像的宽度变小，两个像相邻边缘间的间隙增大，而最大辐照度值保持不变。最后，呈图7.2(c)所示状态，每个像都是准直透镜和聚焦透镜联合的线扩散函数。如果两个透镜都为衍射限，对狭缝源和矩形孔径来说，线扩散函数是夫朗和费衍射花样，即为 $\mathrm{sinc}^2$ 函数。当进一步降低入射狭缝宽度时，如图7.2(d)所示，线扩散函数的半宽度保持不变，但分布的最大辐照度值降低。因此，图7.2(c)为最高分辨本领和辐照度值的结合。




(a)~(d)入射狭缝宽度逐渐降低 (e)分辨率极限

图 7.2 分光仪望远镜焦平面上的辐照度分布

## 二、光谱分辨本领

光谱分辨本领，定义为 $\lambda/\delta\lambda$，式中 $\lambda$ 是选定的波长；$\delta\lambda$ 是用瑞利判据能分辨的两个线源的最小波长间隔。对于两个波长 $\lambda$ 和 $\lambda+\delta\lambda$，则能分辨的含义，是一个图像的衍射分布花样的第一个最小值和另一个图像花样的最大值重合。当处理两个重叠的 $\mathrm{sinc}^2$ 函数时，瑞利判据相应于联合辐照度曲线中的鞍形，其值为最大值的0.81。瑞利判据简单方便，但不一定代表用高灵敏度光电记录系统刚能识别的两个仪器函数的精度。

设光阑为矩形孔径，由衍射形成的最大角距离

$$\delta\theta = \frac{\lambda}{d} \tag{7.1}$$

式中，$\lambda$ 是准直光束的波长，$d$ 是该光束的直径。

## 三、棱镜光谱仪

如图7.1所示，棱镜作为色散元件。棱镜的角色散，即从棱镜第二面出射光线偏离法线的角度随波长变化的速率为

$$\frac{\mathrm{d}\theta}{\mathrm{d}\lambda} = \frac{\mathrm{d}\theta}{\mathrm{d}n}\cdot\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}\lambda} = \frac{t}{d}\cdot\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}\lambda} \tag{7.2}$$

式中，$\mathrm{d}\theta/\mathrm{d}n$ 由折射定律 $n\sin\theta = n'\sin\theta'$ 决定，取决于几何形状和 $\mathrm{d}n/\mathrm{d}\lambda$（即色散，色散是棱镜材料的特征值），$t$ 是棱镜底边长度。光束高度和棱镜高度相同。

1. 棱镜光谱仪的分辨本领

光谱仪的分辨本领

$$R = \frac{\lambda}{\mathrm{d}\lambda} = \mathrm{d}\frac{\mathrm{d}\theta}{\mathrm{d}\lambda} = t\cdot\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}\lambda} \tag{7.3}$$

式中，$\lambda$是平均波长，$d\lambda$是刚能分辨的两谱线的波长差。可见，基底$t$较长和材料色散较高的棱镜，分辨率较高。

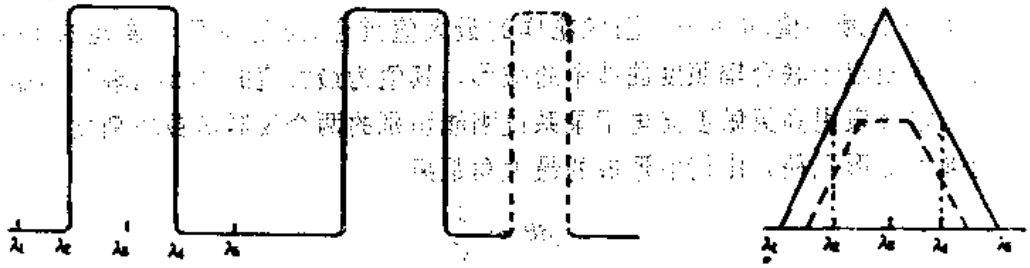
例如，设等腰棱镜的有效底边长度为50mm，在0.5μm处的$dn/d\lambda$值为0.05$\mu m^{-1}$，是棱镜玻璃的典型值。如果棱镜处于最小偏向装置，按瑞利判据，能够分辨的最小波长间隔，在$\lambda=0.5\mu m$处是0.2nm

$$\Delta\lambda=\frac{\lambda}{R}=\frac{\lambda}{t\cdot\frac{dn}{d\lambda}}$$

系统的光谱分辨本领是$2.5\times10^3$。如果入射光束的高度$d$是25mm，则系统的角色散是0.1rad·$\mu m^{-1}$(7.2式)。而且，两条刚能分辨光谱线的角距离是$2\times10^{-5}$rad，如果焦距$F$是200mm，则系统焦面上两条线的几何距离是4μm。

在分光辐射谱仪和单色仪中，出射狭缝用于限定离开仪器的辐射流的波长间隔。理想上，出射狭缝也应是无限小的宽度，但通常选择等于入射狭缝像的宽度。

仪器的输出由两个狭缝的卷积给定，如图7.3所示。三角形的仪器函数可以这样解释：在图7.3左侧上标以$\lambda_1$、$\lambda_2$、$\lambda_3$、$\lambda_4$和$\lambda_5$的点，是在这些点处平均波长的位置。例如，位置$\lambda_3$包含着$\lambda_2$、$\lambda_4$以及$\lambda_3$波长的辐射流贡献；类似的位置$\lambda_4$，包含着$\lambda_3$、$\lambda_5$以及$\lambda_2$波长的辐射流贡献。因此，当出射狭缝宽度与波长$\lambda_3$处入射狭缝的像宽度一样，并在$\lambda_3$范围上对中时，通过出射狭缝的辐射流的分布是如图所示的仪器函数。




对于波长λ的入射狭缝像　出射狭缝等于入射狭缝的像　出射狭缝为入射狭缝像宽度的一半　对于两种情况下的仪器函数，其半宽度相等

图7.3　仪器函数

入射和出射狭缝相匹配的原因，是仪器函数的半宽度($\lambda_2$到$\lambda_4$)和入射狭缝的半宽度一样。降低出射狭缝的宽度，就降低了在输出辐射流中的波长范围。但是，输出辐射流的量亦随之降低，而半宽度保持不变。把出射狭缝的宽度增大到超出匹配值的范围，增大了输出辐射流，但也增大了半宽度和输出辐射流中的波长范围。匹配输入和输出狭缝是不理想的，但是，对大多数应用来说，可以提供分辨本领和辐射流输出的最优化组合。

仪器函数可以用来描述由光谱仪器引入的使谱线轮廓畸变的因素。影响仪器函数的几个主要因素有：光学系统引起的畸变、摄谱时感光层引起的畸变和光电记录时探测记录系统引起的畸变。

单色仪出射光束的光谱宽度，受各种因素影响，可写成

$$\Delta\lambda = (\Delta\lambda)_1 + (\Delta\lambda)_2 + \cdots + (\Delta\lambda)_5 = \sum_{i=1}^{5}(\Delta\lambda)_i \tag{7.4}$$

式中，$(\Delta\lambda)_1$ 表明狭缝宽度的影响

$$(\Delta\lambda)_1 = \Delta_1\lambda + \Delta_2\lambda = \left(\frac{a\Gamma}{f_1'} + \frac{a''}{f_2'}\right)\frac{1}{\mathrm{d}\theta/\mathrm{d}\lambda}$$

$\Delta_1\lambda$ 和 $\Delta_2\lambda$ 分别表示入射和出射狭缝宽度的影响，$a$ 和 $a''$ 分别为入射狭缝和出射狭缝宽度，$f_1'$ 和 $f_2'$ 分别为准直物镜和光谱聚焦物镜焦距，$\Gamma$ 为色散系统的横向放大率，对以最小偏向角通过色散棱镜的某波长光，或光栅上衍射角等于入射角的某波长光，$\Gamma = 1$。

当 $f_1' = f_2' = f'$ 时，上式可改写为

$$(\Delta\lambda)_1 = (a\Gamma + a'')\frac{1}{f' \cdot \mathrm{d}\theta/\mathrm{d}\lambda}$$

$(\Delta\lambda)_2$ 表示衍射的影响

$$(\Delta\lambda)_2 = \frac{2\lambda}{D'}\frac{1}{\mathrm{d}\theta/\mathrm{d}\lambda}$$

式中，D′为光束孔径尺寸，由色散棱镜或光栅尺寸决定。

$(\Delta\lambda)_3$ 表示光学系统像差的影响

$$(\Delta\lambda)_3 = \frac{b}{f_2'}\frac{1}{\mathrm{d}\theta/\mathrm{d}\lambda}$$

式中，$b$ 为残留像差引起的像面弥散斑尺寸。

$(\Delta\lambda)_4$ 表示谱线弯曲的影响

$$(\Delta\lambda)_4 = \frac{\Delta x'}{f_2'}\frac{1}{\mathrm{d}\theta/\mathrm{d}\lambda}$$

式中，$\Delta x'$ 为谱线弯曲造成的矢高。可以将入射狭缝或出射狭缝做成一定曲率的弯曲狭缝，对谱线弯曲的后果进行补偿。若弯曲狭缝的矢高为 $\Delta x$，则

$$(\Delta\lambda)_4 = \frac{\Delta x - \Delta x'}{f_2'}\frac{1}{\mathrm{d}\theta/\mathrm{d}\lambda}$$

$(\Delta\lambda)_5$ 表示光学系统离焦的影响

$$(\Delta\lambda)_5 = \frac{D'}{f_2'^2}\frac{1}{\mathrm{d}\theta/\mathrm{d}\lambda}\Delta f_2'$$

式中，$D'$ 为出射孔径，可认为是聚焦物镜的通光孔径，$\Delta f_2'$ 为离焦量。

2. 棱镜光谱仪的辐射能传输

辐射能传输是光谱仪的第二个基本特征，包括几何的和光谱的两种概念。辐亮度及其沿光束的守恒，使得通过出射狭缝的光谱辐射功率可写成

$$\Phi_\lambda = L_\lambda G\tau(\lambda) = L_\lambda A\Omega\tau(\lambda) \tag{7.5}$$

式中，$L_\lambda$ 是入射狭缝处的光谱辐亮度，$G$ 是光谱仪的几何范围，$A$ 是入瞳面积，$\Omega$ 是入射狭缝对入瞳的张角，$\tau(\lambda)$ 是入射和出射狭缝间的光谱仪的光谱透射比。

或者，和光谱仪的基本参数联系起来，得

$$\Phi_\lambda = L_\lambda A\Phi_2\frac{\lambda}{R}\frac{\mathrm{d}\theta}{\mathrm{d}\lambda}\tau(\lambda) \tag{7.6}$$

式中，$\Phi_2$ 是出射狭缝的角长度。

在波长间隔内透过的总功率为

$$\Phi = \Phi_\lambda \mathrm{d}\lambda = L_\lambda A \Phi_2 \left(\frac{\lambda}{R}\right)^2 \frac{\mathrm{d}\theta}{\mathrm{d}\lambda} \tau(\lambda) \tag{7.7}$$

或

$$\Phi = L_\lambda A \frac{h}{f_1' \Gamma} \cdot \frac{\mathrm{d}\theta}{\mathrm{d}\lambda} (\Delta\lambda)^2 \tag{7.8}$$

式中，$h$ 是入射狭缝长度，$\Gamma$ 是波长的函数。在棱镜系统中，$\Gamma$ 的变化比光栅色散系统明显，所以输出光束辐射通量随波长的变化更明显。

图 7.3 指出，出射光束的能量按波长分布。当出射狭缝宽度与谱线宽度相等时，即 $a'' = a'$ 时，出射光束中光能量的波长分布呈三角形，辐射通量的最大值与出射狭缝更宽时的最大值相等，但出射光束的光谱范围最小，几何宽度等于 $a'$，光谱宽度 $\Delta\lambda = a' \frac{\mathrm{d}\lambda}{\mathrm{d}l} = a'' \frac{\mathrm{d}\lambda}{\mathrm{d}l}$，$\mathrm{d}\lambda/\mathrm{d}l$ 是线色散率倒数。这是光谱仪辐射通量与单色性之间最佳的折衷。

对于棱镜光谱仪，式 (7.6) 可写为

$$\Phi_\lambda = L_\lambda A_p \frac{l_2}{f_2'} \frac{\lambda}{R} \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}\lambda} \tau(\lambda) \tag{7.9}$$

式中，$L_\lambda$ 是入射狭缝处的辐亮度，$A_p$ 是棱镜基底的面积，$l_2$ 是出射狭缝长度。

这些关系以几何光学为基础，即分辨率比理论分辨率小得多时才有效。等式的右方均需乘以图7.4所示的衍射校正因子 $K_d$。

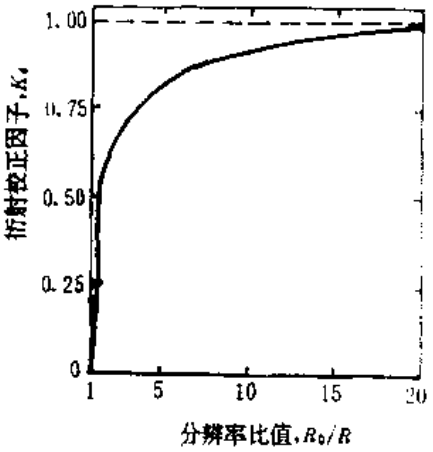



图 7.4 光谱仪透过辐射功率的衍射校正因子

## 四、光栅光谱仪

光栅光谱仪的结构和棱镜光谱仪相似，其光谱色散元件是衍射光栅，如图 7.5 所示。光栅方程式可写为

$$P_1 - P_2 = b(\sin i \pm \sin\theta) = m\lambda \tag{7.10}$$

式中，$P_1 - P_2$ 如图所示，为相邻刻槽衍射光束间的光程差，$b$ 是刻槽间距，$i$ 是入射角，$\theta$ 是衍射角，$m$ 是衍射级整数，$\lambda$ 是波长。当 $\theta$ 和 $i$ 在垂线两边时，式中用负号；而当 $\theta$ 和 $i$ 在同一边时，用正号。

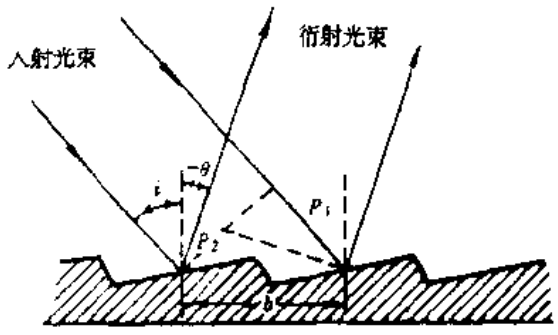



图 7.5 衍射光栅原理

当 $m = 0$ 时，光栅简单地起反射镜作用，所有的波长在同一角度上叠加。而 $m \neq 0$ 时，以给定角度 $i$ 入射的光束将按 $\theta$ 角衍射，$\theta$ 角与波长有关，从而衍射光束中各波长的光产生角分离。

角色散

$$\frac{d\theta}{d\lambda}=\frac{m}{b\cos\theta}=\frac{1}{\lambda}\cdot\frac{\sin i\pm\sin\theta}{\cos\theta} \tag{7.11}$$

一种重要而常用的装置是利特洛装置（参看下节）。这时，$i=\theta$，在垂线的同一边。因而，7.11 式可写为

$$\frac{d\theta}{d\lambda}=\frac{2}{\lambda}\mathrm{tg}\theta \tag{7.12}$$

按图 7.6，角 $\theta$ 的衍射光束具有宽度 $a$，则衍射限理论分辨率为

$$R=\frac{\lambda}{d\lambda}=\frac{\lambda}{d\theta}\frac{d\theta}{d\lambda}=a\frac{d\theta}{d\lambda} \tag{7.13}$$

联合 7.11 和 7.13 式，还可写成另一种形式

$$R=mN=\frac{d}{\lambda}(\sin i\pm\sin\theta) \tag{7.14}$$

式中，$N$ 是光栅刻槽总数，$d$ 是光栅总宽度。对利特洛装置

$$R=\frac{2d}{\lambda}\sin\theta \tag{7.15}$$

而衍射限的波长分辨能力

$$\Delta\lambda=\frac{\lambda}{R}=\frac{\lambda^2}{d(\sin i+\sin\theta)} \tag{7.16}$$

实际上，波长分辨能力较之为差，这是由于

（1）光栅在小角度 $i$ 和 $\theta$ 下使用；

（2）狭缝有一定宽度；

（3）光学系统质量和像差；

（4）振动和其他机械效应。

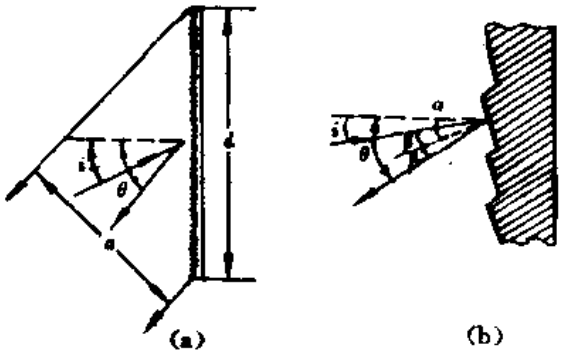



图 7.6 光栅工作参数图示

对于光栅仪器，通过出射狭缝的光谱辐射功率

$$\Phi_\lambda=L_\lambda A_g\Phi_2\frac{1}{R}(\sin i\pm\sin\theta)\tau(\lambda) \tag{7.17}$$

当采用利特洛装置，并使用闪耀光栅时，将有最大的辐射功率 $\Phi_\lambda$ 透过光栅单色仪

$$\Phi_\lambda=L_\lambda A_g\frac{l_1}{f_2'}\frac{1}{R}(2\sin\alpha)\tau(\lambda) \tag{7.18}$$

式中，$A_g$ 是光栅面积，$\alpha$ 是闪耀角。

## 第二节 利特洛装置

利特洛装置又称自准直式装置，在光谱仪器中应用甚广。光栅光谱仪器和棱镜光谱仪器都采用这种装置。它的特点是结构简单、紧凑。图 7.7（a）是棱镜装置，（b）是光栅装置。这种装置的入射狭缝和它的像都位于色散系统的一侧，并且狭缝、凹面反射镜和光栅

三者的中心，都在系统的主截面上。从像差和仪器结构的观点，希望入射狭缝和光栅间的距离尽量小，而又分别位于反射镜光轴的两边。由入射狭缝 $S_1$ 发出的光束，经凹面反射镜 $M$ 反射后形成平行光束，投射到色散系统上，经色散后的光束又重新投射到 $M$ 上，经 $M$ 聚焦在像平面上，或由出射狭缝 $S_2$ 射出。

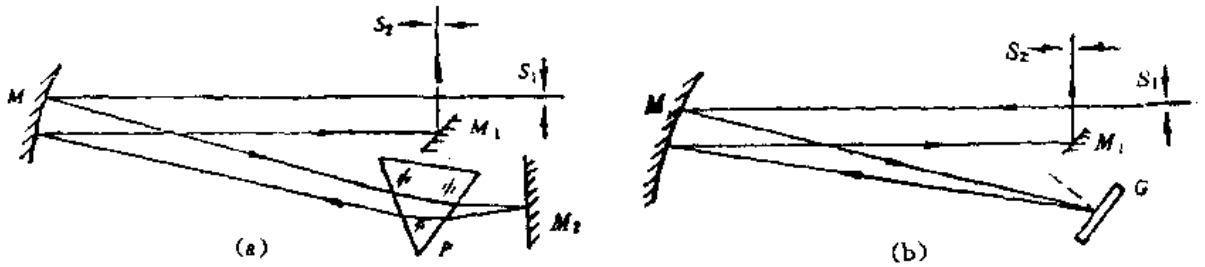



图 7.7　利特洛装置光学系统图

反射镜 $M$ 宜用抛物镜，没有球差，慧差是双程相减，谱线质量有所提高。

在利特洛系统中，也可以采用弯曲狭缝，以便消除缝像弯曲和像散一起作用产生的光谱增宽。应使入射和出射狭缝朝同一方向弯曲。令 $\Delta x_1$ 和 $\Delta x_2$ 分别为弯曲入射和出射狭缝的矢高，则

$$\Delta x_1 = \Delta x_2 = \frac{h^2}{8f}tg\varphi$$

式中，$h$ 是狭缝长度，$\varphi$ 是光栅转角。显然，只能对某一选定的波长达到较满意的补偿。

另外，应使短波端的谱线离光栅远，而长波端的谱线靠近光栅。这是因为光栅引起的谱线弯曲是朝向长波的，子午焦线能与弯曲的狭缝相切。

利特洛装置的缺点，即所构成的仪器杂散光大。因为存在着二次和多次衍射，而且入射狭缝和出射狭缝靠得较近，入射光束在反射镜处所产生的散射光可以直接达到出射狭缝。

## 第三节　直射棱镜和闪耀光栅

直射棱镜和闪耀光栅是光谱仪器中应用的两种光谱色散元件。

### 一、直射棱镜

能够使复合光色散、且使工作光谱范围的中间平均波长 $\lambda_0$ 的光束通过棱镜系统后偏向角为零的棱镜系统，称为直视棱镜系统。阿米西（Amici）直视棱镜是常用的系统。

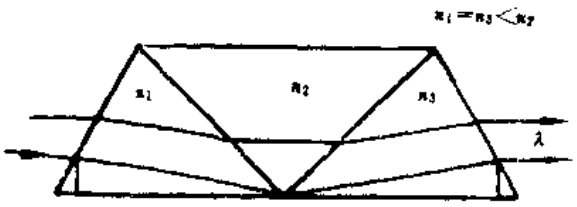



图 7.8　阿米西直射棱镜

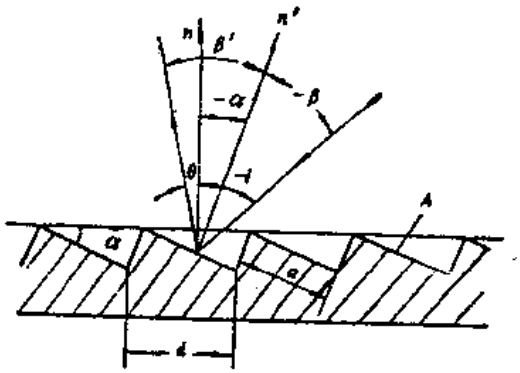
如图 7.8 所示，阿米西棱镜由三块

棱镜胶合而成。两侧的两块用低折射率的冕牌玻璃，中间则用高折射率大色散率的火石玻璃。各块棱镜的色散是反向的，互相抵消一部分，整个系统的色散率一般不会很大。但如果中间的一块棱镜选用折射率和色散率都很大的玻璃，使 $D$ 光作为中间的平均波长，$C$ 光和 $F$ 光的谱线角距离可以达到4°45′。

## 二、闪耀光栅

闪耀光栅又称平面定向光栅或小阶梯光栅。对于一般的平面光栅，当衍射角和入射角都为零时，光强度最大。也就是说，零级主极大的强度最大，约集中了80%以上的光能量。但零级光谱是无色散的，不仅无用，而且害处很大。它可能在仪器里形成杂散光，形成干扰背景，降低了分析灵敏度。

经研究，光栅刻槽的断面形状对光能量在各光谱级间的分布起着决定性作用，可以控制刻槽断面的形状使衍射的大部分光能量集中到所要求光谱级次的波段范围内。如图 7.9 所示，反射式定向光栅的刻槽断面成锯齿形，每个刻槽的断面 $A$ 都相当于一个小反射镜，使要求集中能量的衍射光方向和断面 $A$ 的反射光方向重合，从而把光能量投射到预定光谱级次的波段上，并大大降低零级主极大的光强度，甚至使之为零。




n—光栅大面法线 n′—刻槽断面法线

图 7.9 定向光栅作用原理

1. 闪耀角 $\alpha$

依据把光能量集中于预定某光谱级次的波段这一要求，应使要求的衍射光方向和断面 $A$ 的反射光，即主零级极大方向重合，也就是满足联立条件

$$\begin{cases} \sin i + \sin\theta = \dfrac{m\lambda}{d} \\ \beta' = -\beta \end{cases}$$

式中，$\beta$ 和 $\beta'$ 是图 7.9 中所示的相对于刻槽断面法线 $n'$ 而言的入射角和反射角。

经推导，得

$$2\sin\alpha\ \cos\beta = \frac{m\lambda}{d}$$

或

$$2\cos(i-\alpha)\sin\alpha = \frac{m\lambda}{d} \tag{7.19}$$

由此，可根据预定的光谱级次、波长和入射角，计算所需光栅的闪耀角。

2. 刻槽断面宽度 $a$

根据使光栅的零级主极大衍射方向和断面 $A$ 作为单缝时其第一衍射极小的方向相重合而建立联立条件

$$\begin{cases} i = -\theta \\ a(\sin\beta + \sin\beta') = \lambda \end{cases}$$

得

$$2\cos i \sin\alpha = \frac{\lambda}{a} \tag{7.20}$$

在给定闪耀角 $\alpha$ 后，可得刻槽断面 $A$ 的宽度 $a$ 。

3. 闪耀波长和闪耀方向

光栅一定时，对一定的入射角而言，其衍射角的方向和断面 $A$ 反射方向相符合的波长，就是光栅的闪耀波长 $\lambda_b$ ，此衍射角称为光栅的闪耀方向 $\theta_b$ 。

闪耀波长

$$\lambda_b = 2d\sin\frac{(i+\theta)}{2}\cos\frac{(i-\theta)}{2} \tag{7.21}$$

在利特洛装置中，$i = \theta$ ，闪耀波长 $\lambda_B$ 为

$$\lambda_B = 2d\sin\frac{i+\theta}{2} = 2d\sin\alpha \tag{7.22}$$

因此

$$\lambda_b = \lambda_B\cos\frac{(i-\theta)}{2} = \lambda_B\cos\frac{\delta}{2} \tag{7.23}$$

式中，$\delta$ 为入射光束和衍射光束之间的夹角。

在光栅的效率曲线上，取闪耀波长 $\lambda_b$ 的效率为1。依实际经验和计算，在 $\lambda_b$ 两侧，效率降低至 $\lambda_b$ 效率约40%的波长为

$$\lambda_1 \approx \frac{2}{3}\lambda_b \qquad \lambda_2 \approx 2\lambda_b \tag{7.24}$$

在这两波长以外范围的衍射能量很小，一般不用。

对效率等于0.68的波长，闪耀范围为 $\lambda_1 = 3\lambda_b/4$ ，$\lambda_2 = 3\lambda_b/2$ 。

闪耀方向为

$$\theta_b = 2\alpha - i \tag{7.25}$$

而对利特洛装置，闪耀方向 $\theta_B$ 就等于光栅的闪耀角 $\alpha$ 。

## 三、棱镜光谱仪和光栅光谱仪的选择

从应用角度出发，可以对棱镜光谱仪和光栅光谱仪进行比较，作为选择的依据，

1. 按辐射的透射特性比较

依 7.9 和 7.18 式，得两种仪器透射的光谱辐射功率的比值

$$P = \frac{\Phi_{\lambda p}}{\Phi_{\lambda g}} = \frac{A_p}{A_g}\frac{\tau_p(\lambda)}{\tau_g(\lambda)}\frac{\lambda(\mathrm{d}n/\mathrm{d}\lambda)}{2\sin\alpha} \tag{7.26}$$

这里已设两者的分辨率 $R$ 相等。如果棱镜基底面积和光栅面积相等，即 $A_g = A_p$ ，两种仪器的 $\tau(\lambda)$ 相等，则

$$P = \frac{\lambda(\mathrm{d}n/\mathrm{d}\lambda)}{2\sin\alpha} \tag{7.27}$$

对典型的闪耀角 $\alpha = 30°$ ，比值 $P = \lambda(\mathrm{d}n/\mathrm{d}\lambda)$ 。图7.10表示各种常用棱镜材料的这一性

能比 $P$，可见，在任何情况下，$P<1$。这说明，当两者具有相同的分辨率时，光栅单色仪总比棱镜单色仪透过较多的辐射功率。

2. 分辨率的比较

这一比较可用一例说明。例如，每毫米有1200条刻槽的光栅，若其宽度为 5cm（对于实际的光栅来说，这样的尺寸是很小的），则由其产生的第一级光栅光谱中，分辨率为

$$R=\frac{\lambda}{\delta\lambda}=mN=1\times 50\times 1200=6\times 10^4$$

选一色散率较大的光学玻璃作色散棱镜，例如，重火石玻璃。设其在 $\lambda=6000$ Å 处的色散率 $dn/d\lambda=120/\text{mm}$，则由 7.3 式可求出与上述光栅具有相同分辨率时所需要的棱镜底边尺寸

$$t=\frac{R}{dn/d\lambda}=\frac{60000}{120}=500\text{mm}$$

是光栅宽度的10倍，实际上难于接受。

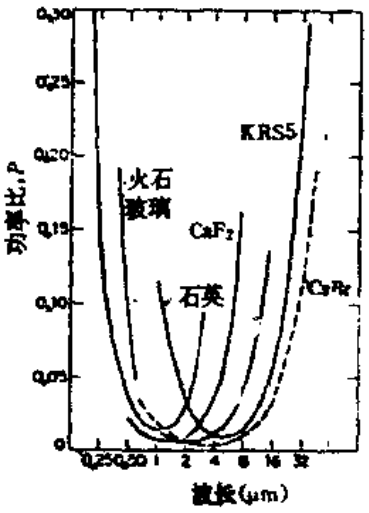



图 7.10 棱镜单色仪和光栅单色仪透过的辐射功率比

3. 色散特征上的比较

棱镜的角色散（7.2 式）、分辨率（7.3 式）和理论波长分辨能力 $\Delta\lambda$ 都与棱镜的色散值 $dn/d\lambda$ 有关。只有当波长范围很小时，$dn/d\lambda$ 才能视为常数。这意味着，棱镜光谱是非线性光谱。

而光栅光谱，按（7.11）式，在 $\theta$ 角不大时，由于 $\cos\theta\approx 1$，角色散率 $dn/d\lambda$ 是个常数，因而是线性的。

棱镜光谱只有按波长次序的一个个单一的排列，没有光谱级的划分。实质上，棱镜光谱是由于棱镜对不同波长的第零级最大不重合所引起的。所以，棱镜光谱是零级光谱。

光栅光谱中没有零级光谱。在每一角 $\theta$ 上，衍射光束将含有一级（$m=1$）的波长 $\lambda$，二级（$m=2$）的波长 $\lambda/2$，如此等等。由此，同一角度 $\theta$ 将出现很多波长，并全部通过出射狭缝。光栅具有光谱通带，由条件 $m(\lambda+\Delta\lambda_F)=(m+1)\lambda$ 来确定，即

$$\Delta\lambda_F=\frac{\lambda}{m} \tag{7.28}$$

即不发生光谱级重叠的光谱通带正比于波长，而反比于级数 $m$。

## 第四节 成像光谱仪

成像光谱仪的结构原理示于图 7.11。可以看出，这种仪器的最大特点是综合利用了空间分辨率和光谱分辨率，也就是说，不仅可以得到许多相互邻接的、甚至有些是相互重叠的狭窄光谱波段的信息，同时还收集地面的辐射图像数据。这样，不仅可以得到各狭窄谱段的地面图像，而且还可以得到地面上每个分辨元的光谱曲线，因而成为地球资源探测的有力工具。

成像光谱仪同时在很多波长通道内收集色散能量。每一通道内的能量可以用探测器阵列的空间分辨能力来探测。与单色仪相比，这种多通道光谱仪的优点，在于用同时收集所有感兴趣波长上的能量来获得信噪比的改进。如果测量受探测器噪声的限制，并同时探测 $m$ 个光谱分辨元，则信噪比提高 $m^{1/2}$ 倍。如果进行时间分辨的测量，两次读出时间之间的积分时间 $T$ 也将限制信噪比。可以证明

$$\mathrm{SNR} = 常数 \times T^{1/2}(\Delta\lambda)^2$$

式中，SNR 是探测器噪声限信噪比，$T$ 是积分时间，$\Delta\lambda$ 是波长分辨能力。可见，对固定的信噪比要求，光谱分辨能力 $\Delta\lambda$ 反比于扫描时间的四次方根。这一结论是以几何光学为基础的。

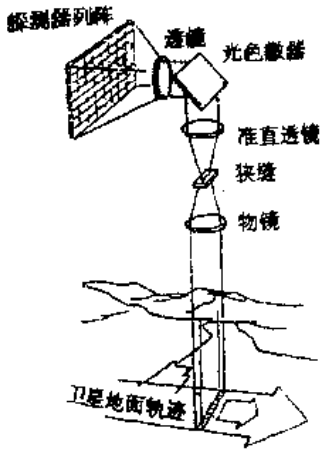



图 7.11 成像光谱仪光学原理

## 第五节 滤 光 镜

从最一般的意义说，滤光镜是改变辐射能束光谱分布的任何材料或器件。实际上，常按狭义来理解，仅指玻璃滤光镜、干涉滤光镜和类似的器件，而不考虑单独处理的大气、单色仪和其他器件。光谱滤波的方法包括吸收、干涉、反射、折射、散射和偏振，但是，应用最广的是吸收滤光镜或干涉滤光镜。

### 一、吸收滤光镜

常用的吸收滤光镜由玻璃、染色胶、半导体材料（如储、液池中的染料）制成。图 7.12 表示以偏离法线角度 $\theta$ 入射到吸收滤光镜上的辐射能束图。透射功率

$$\Phi_{\lambda\tau} = \tau(\lambda)\Phi_\lambda \tag{7.29}$$

式中，$\Phi_{\lambda\tau}$ 是透射光束的光谱辐射功率，$\tau(\lambda)$ 是滤光镜的光谱透射比，$\Phi_\lambda$ 是入射光束的光谱辐射功率。

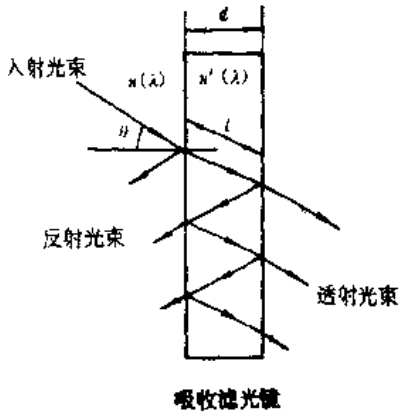



图 7.12 吸收滤光镜工作原理

在第一表面上，一部分光束透射，另一部分光束反射，透射光束从第一面到第二面时发生衰减。在第二面上又是一部分透射，一部分反射，依此类推。因此，滤光镜的透射比包括表面效应和内部吸收效应。

这样，吸收滤光镜的总光谱透射比为

$$\tau(\lambda) = \frac{\Phi_{\lambda\tau}}{\Phi_\lambda} = \frac{[1-\bar{\rho}(\lambda)]^2\tau_i(\lambda)}{[1-\bar{\rho}^2(\lambda)\tau_i^2(\lambda)]} \tag{7.30}$$

式中，$\bar{\rho}(\lambda)$ 是表面的光谱反射比，$\tau_i(\lambda)$ 是内部光谱透射比。

这里，已假定透射光束是非相干的。如果滤光镜的厚度 $d \ll \lambda^2/\Delta\lambda$，此式是适用的。式中，$\Delta\lambda$ 是光谱带宽。吸收滤光镜的厚度和非激光光源的光谱带宽通常能满足这一要求。但激光光源的带宽很小，足以使透射光束间发生干涉，使（7.30）式失败。

对均质的各向同性滤光镜材料，内部光谱透射比

$$\tau_i(\lambda) = e^{-a(\lambda)l} = 10^{-a'(\lambda)l} = 10^{-a_c'(\lambda)cl} \tag{7.31}$$

式中，$\tau_i(\lambda)$ 是内部光谱透射比，$a(\lambda) = 2.3a'(\lambda)$ 是光谱吸收系数，$a_c'(\lambda) = a'(\lambda)/C$ 是克分子光谱吸收系数，适用于描述浓度 $C$ 的液体吸收体的克分子光谱吸收。关系式 $\tau_i(\lambda) = e^{-a(\lambda)l}$ 是布给吸收定律，而关系式 $\tau_i(\lambda) = 10^{-a_c'(\lambda)cl}$ 是比尔定律。

垂直入射时，每一表面的光谱反射率

$$\bar{\rho}(\lambda) = \frac{[n'(\lambda) - n(\lambda)]^2}{[n'(\lambda) + n(\lambda)]^2}$$

式中，$n'(\lambda)$ 和 $n(\lambda)$ 是图 7.12 中所示的折射率。对于非垂直入射，必须考虑 $\bar{\rho}(\lambda)$ 的角度关系。在很多情况下，$\bar{\rho}(\lambda)\tau_i(\lambda) \ll 1$，（7.30）式可简化为

$$\tau(\lambda) \cong [1 - \bar{\rho}(\lambda)]^2\tau_i(\lambda) \tag{7.32}$$

这是内部透射比和表面透射比的简单乘积。由于表面透射比 $[1 - \bar{\rho}(\lambda)]$ 对角度依赖不明显，对具有小锥角的有限光束，此式一般是正确的。玻璃和红外半导体滤光材料的厂商数据，是标准滤光镜厚度 $d_s$ 的光谱透射比 $\tau(\lambda)$。其他厚度的光谱透射比

$$\tau(\lambda) = \tau_s(\lambda)\exp[-(d - d_s)^{a(\lambda)}] \tag{7.33}$$

式中，下标 $s$ 代表标准厚度的数据。

实际上，按给定应用选用滤光镜时将考虑很多其他特性，例如，强度、硬度，可能得到的尺寸、膨胀系数、可溶性、密度、发射率、散射和热抗震能力。

## 二、干涉滤光镜

在干涉滤光镜中，每一波长上的透射比取决于光波间相长和相消的干涉，干涉滤光镜能提供窄的通带或很陡的透射曲线，即在所希望的波长上有高的透射比，而在不希望的波长上透射比很低。因为干涉滤光镜是薄膜器件，薄膜必须镀在基片上，基片的光谱透射比将影响滤光器的总透射比。

干涉滤光镜有四种类型，即（图 7.13）

（1）法布里-珀罗滤光镜（金属-电介质-金属）；

（2）全介质滤光镜；

（3）全介质多谐振腔滤光镜；

（4）诱导透射滤光镜。

此外，按光谱特性可分为（a）窄带的，（b）宽带的，（c）短波通的和（d）长波通的。在近紫外和可见区支承的基片通常是石英和玻璃，而在红外区是锗、硅、兰宝石、砷化镓、锑化铟和三硫化二砷等。

干涉滤光镜的工作原理基于薄膜干涉现象。按等式（图 7.13（a））

$$2n'd\cos\theta' = m\lambda \tag{7.34}$$

式中，$n'$ 是介质的折射率，$d$ 是介质厚度，$\theta'$ 是在介质内光线和法线间的夹角，$m$ 是干涉

级，整数，$\lambda$ 是希望得到的相应于最大滤光镜透射比的波长。

当入射角 $\theta = 0$ 时，满足 $n'd = m(\lambda/2)$ 的条件发生峰值透射比。即光学厚度等于半波长的整数倍时，出现峰值的最长波长为 $\lambda = 2n'd$；而在 $\lambda = 2n'd/m$ 波长上出现谐波峰值。对于光学厚度不等于半波整数倍的波长，处于异相条件下，大部分的辐射能被反射回去。值得注意的是，峰值波长与入射角 $\theta$（通过 $\theta'$ 表示）有关。

法布里-珀罗干涉滤光镜有不少缺点，如金属层内的吸收限制了峰值透射比，滤光镜带宽不易控制，在谐波波长上发生透射等。图 7.13 (b) 所示的全介质滤光镜能提供较高的峰值透射比和较好的带宽控制。在 $\lambda/2$ 间隔层的每一边交替地镀光学厚度 $n'd = \lambda/4$ 的高折射率介质层和低折射率介质层。间隔层的厚度仍用于控制峰值波长，而 $\lambda/4$ 的层数用来控制带宽。

图 7.13 (c) 所示的多谐振腔滤光镜，能提供带宽内较均匀的透射比和较陡的截止，由两个图 7.13 (b) 所示的结构组成，两者之间采用一偶合层。当谐振腔的数量增加时，通带更接近于矩形，截止更陡。

图 7.13 (d) 所示的滤光镜结构是诱导透射滤光镜。这种滤光镜是混合系统，把全介质滤光镜的高透射比和带宽控制，与金属的长波长吸收特性结合起来。对滤光镜峰值波长上的金属层而言，介质叠层和间隔层起着抗反射系统的作用。

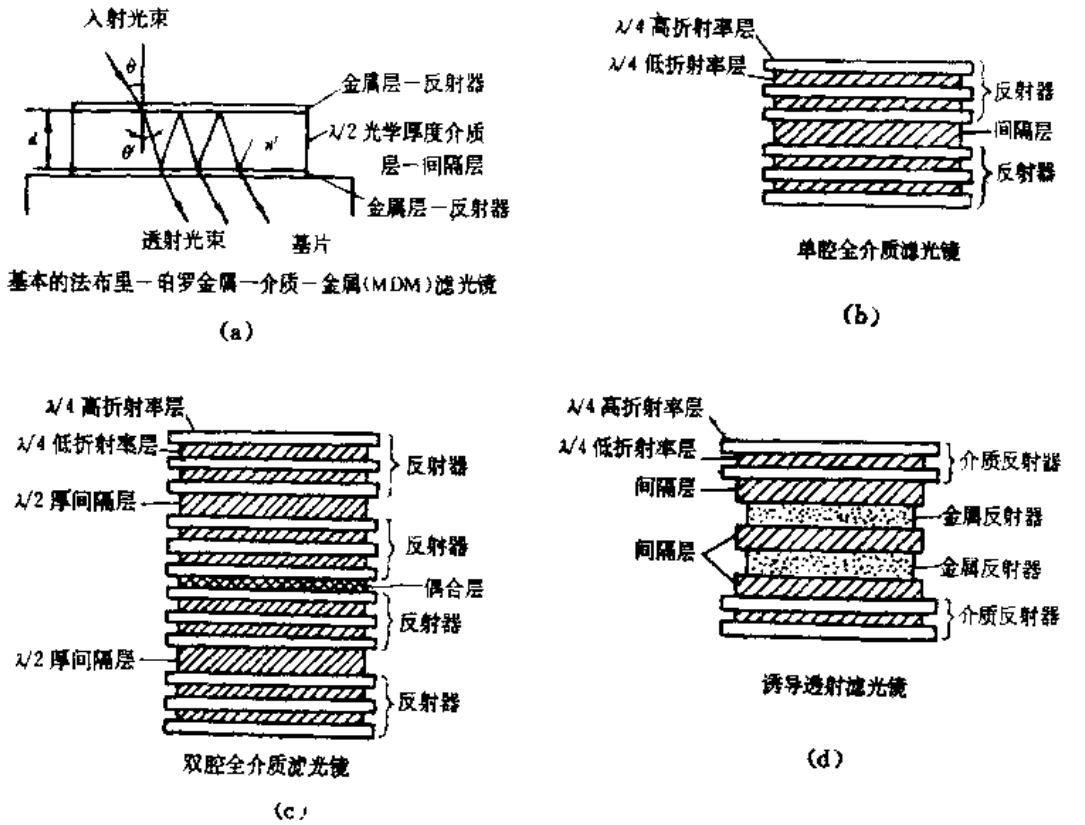



图 7.13　干涉滤光镜的结构

如 (7.34) 式所指出的，当 $\theta'$ 增大时，峰值透射比的波长移向更短的波长，对于法布里-珀罗滤光

$$\cos\theta' = (1 - \sin^2\theta')^{1/2} = \left[1 - \left(\frac{n}{n'}\sin\theta\right)^2\right]^{1/2}$$

对于空气（$n = 1$）中的滤光镜峰值波长为

$$\lambda_\theta = \lambda_0\left[1 - \left(\frac{\sin\theta}{n'}\right)^2\right]^{1/2} \tag{7.35}$$

式中，$\lambda_\theta$ 和 $\lambda_0$ 是在入射角为 $\theta$ 和 0（垂直入射）时的峰值波长。对于图 7.13 中其他类型的滤光镜，波长移位主要是中间层折射率的函数。对具有比相邻介质层较高折射率的间隔层，整个滤光镜的有效折射率为

$$n^* = (n_H n_L)^{1/2}$$

式中，$n_H$ 和 $n_L$ 表示镀层具有高的和低的折射率。相反，对具有低折射率的间隔层

$$n^* = \frac{n_L}{[1 - (n_L/n_H) + (n_L/n_H)^2]^{1/2}}$$

对这些滤光镜，用 $n^*$ 取代（7.35）式中的 $n'$。当利用会聚或发散光束时，对整个角度范围的加权平均，给出有效峰值波长的位置。

把干涉滤光镜与吸收滤光镜结合起来使用，可以减小波带外的能量和谐波波长的能量。在可能情况下，应选用基片完成吸收功能。

选用干涉滤光镜的其他考虑有：（1）峰值波长的温度效应；（2）耐温性能；（3）湿度效应。

# 第八章 辐射探测器

探测器在辐射遥感系统中起着重要作用，辐射度学的进展史大多与探测器研制中取得的成果有关。应用于辐射遥感系统中的探测器，其作用在于把辐射能转换为电信号。

本章讨论辐射探测器，特别是在光学遥感中应用的探测器。

## 第一节 探测器的基本类型和特点

光热效应和光电效应是两种基本的、重要的探测原理。相应的两种基本类型的探测器是热探测器和光子探测器。

热探测器，如（热敏电阻的）辐射热测量计或热（温差）电偶，当吸收入射在它上面的一些辐射通量时，被辐射加热。加热引起辐射热测量计的电阻变化或热电偶的电压变化。热探测器在能够提供精确的测量之前，需要一定时间以达到热平衡状态。热探测器具有扩展的光谱灵敏度范围，理想的响应是平坦的，如图8.1所示。实际上，具有非选择性光谱吸收的表面，仅是近似的。除了热电视像管以外，对于大多数遥感来说，热电探测器是不适用的。

光子探测器又称为量子探测器。入射到量子探测器上的光子，直接和探测器内部的电子能级相互作用，从而产生自由电荷载流子。各个光子在探测器材料内产生显著的变化。因此，量子探测器具有高灵敏度和高响应速度，一般用于遥感系统中。

适用于遥感系统的探测器，应基本具备三个主要特性：

1. 光谱响应；
2. 响应速度；
3. 每瓦入射通量的信噪比。

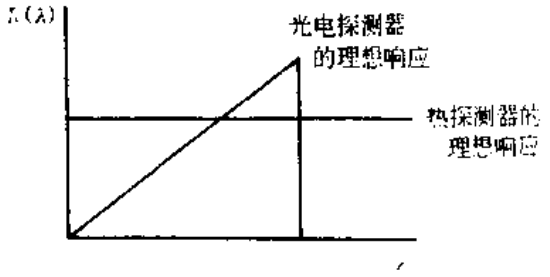



图8.1 探测器理想光谱响应曲线

量子探测器可分成两组：光电发射探测器和固态探测器。前者，光电子发射到真空或气体中（例如，光电倍增管）；后者：激发的电荷在固体内部由空穴或电子传送。固态探测器还可进一步分成光电导和光伏探测器。

图8.2列出可获得的探测器，包括量子探测器和热探测器，它们的输出是可测量的电信号。除注明外，所有探测器的工作温度都是300K。

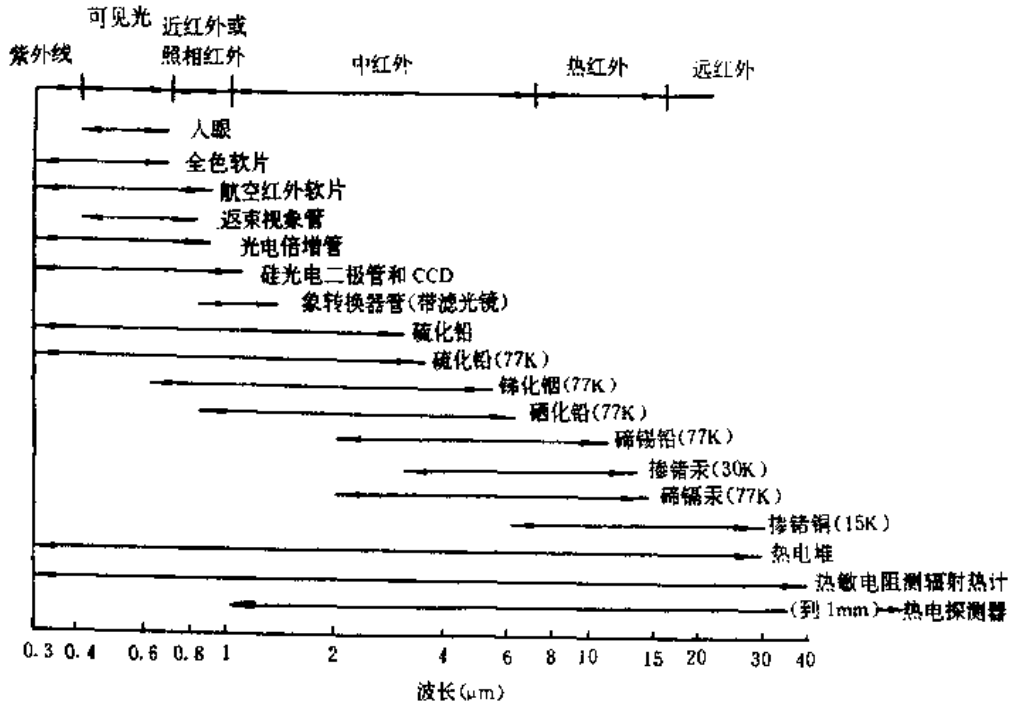



图8.2 红外探测器有用的光谱范围

## 第二节 热探测器

热探测器的探测机理是把辐射能转变成电信号。入射的辐射能使探测器的温度升高，再根据探测器不同的热效应产生电信号。对不同的热探测器，温升将导致：

(1) 改变探测器电阻；

(2) 产生热电势；

(3) 改变探测器的热容量；

(4) 加热媒质，如水，在媒质中放一个普通的热电偶，用来产生电压。

热探测器基本上是光谱中性的，适用于特别强调有平坦光谱响应度的场合。热探测器的响应时间一般较长。但热释电探测器除了光谱中性以外还有快速的时间响应，并且不用冷却。在要求光谱中性和快响应时间特性兼备的应用中，热释电探测器很受重视。

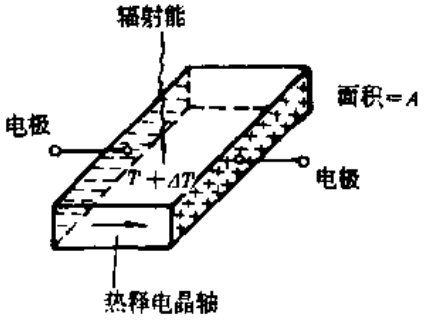



图8.3 具有边缘电极的热释电探测器

热释电探测器基于热释电原理。热释电效应指随热释电体温度的变化 $\Delta T$ 所引起材料表面电荷的变化，如图8.3所示。表面电荷的变化在外电路中产生电流

$$i_p = p_T A \frac{dT}{dt}$$

式中，$p_T$ 是温度为 $T$ 时的热释电系数，$A$ 是电极表面积，$dT/dt$ 是温度的变化率。

因为电流 $i_p$ 正比于 $dT/dt$，故热释电探测器对恒定的辐射能没有响应。如果信号是经调制的能量，必须加以斩波调制。

对于热释电探测器，按能量平衡原理，温度变化

$$\Delta T = \frac{\varepsilon \Delta \phi_0}{[K^2 + (2\pi f C_T)^2]^{1/2}}$$

式中，$\varepsilon$ 是吸收体的发射率，$\Delta\phi_0$ 是入射辐射功率，$K$ 是热转换系数，$C_T$ 是热容，$f$ 是调制频率。

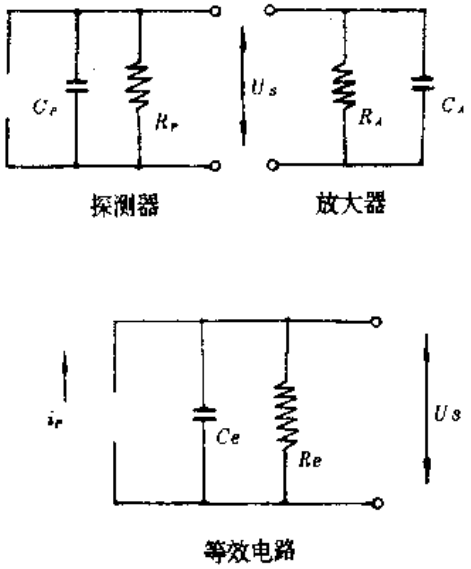



图8.4 热释电探测器和放大器组合的等效电路

(8.2) 式成立的条件是辐射功率被整个材料均匀吸收。根据此式，热时间常数定义为 $\tau_T = C_T/K$。

图8.4表示热释电探测器的等效电路，可用于确定热释电探测器的电性能。在等效电路输出端的电压为

$$U_s = \frac{i_p R_e}{[1 + (2\pi f \tau_E)^2]^{1/2}} \tag{8.3}$$

式中，$\tau_E = R_e C_e$ 是电时间常数。

将 $i_p = 2\pi f p_T A \Delta T$ 代入 (8.3) 式，得

$$U_s = \frac{2\pi f p_T A R_e \Delta T}{[1 + (2\pi f \tau_E)^2]^{1/2}} \tag{8.4}$$

按电压响应率的定义，$R = U_s/\Delta\phi_0$，则

$$R = \frac{2\pi f \varepsilon p_T A R_e}{[1 + (2\pi f \tau_E)^2]^{1/2} \cdot [1 + (2\pi f \tau_T)^2]^{1/2} \cdot K} \tag{8.5}$$

显然，热释电探测器的响应度包括两个时间常数，即热时间常数 $\tau_T$ 和电时间常数 $\tau_E$。

图8.5表示一典型商品热释电探测器的电压响应度。图中 $R_L$ 是负载电阻（等于 $R_e$）。垂直的虚线是相应于热时间常数的调制频率，近似为 $f_T = 1/2\pi\tau_T$。低于这一频率时，响应度急剧下降，因为在这样低的频率下温度基本上不变（8.2式）。

在频率高于 $f_T = 1/2\pi\tau_T$，但低于 $f_E = 1/2\pi\tau_E$ 的范围内，响应度是常数（8.5式）。此为器件有用的工作频率范围。高于电截止频率时，响应度也下降。由于这一截止频率由 $\tau_E = R_e C_e$ 决定，故随负载电阻 $R_e = R_L$ 变化。但是，负载电阻两端的信号电压为 $U_s = i_p R_e$（在低于 $f_E = 1/2\pi\tau_E$ 的工作频率范围内），最大的响应度是在大的负载电阻时得到的。因此，在热释电探测器应用中，最大的频率响应和最大的响应度不能同时获得。在响应度和

频率之间存在着重要的折衷。

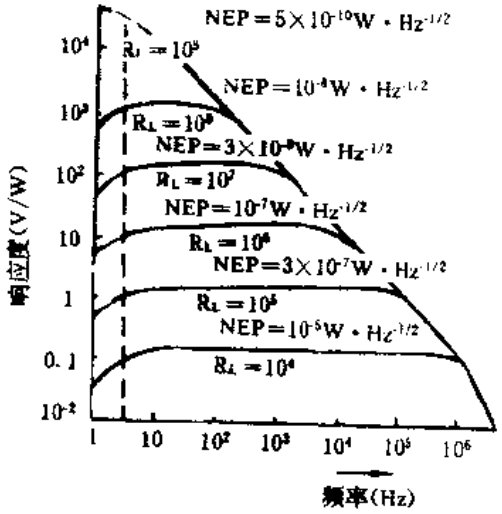



图8.5 典型商品热释电探测器的响应度

## 第三节 探测器的基本参数

在讨论探测器响应的各种度量之前，需要介绍信号斩波的概念，并定义探测器的输出信号。在许多系统中，输入通量是斩波的，以允许输出信号的交流放大，也消除了来自背景或系统本身的任何直流通量电平。例如，在热红外系统中，光学元件和它的支架可以处于足够高的温度中，使稳定的辐射有足够大的通量投射到探测器上。如果输入通量是斩波的，它能够以斩波频率放大，而由探测器稳定通量产生的直流信号，将不能通过放大器。

输出均方根信号电压 $V_{rms}$ 和入射到探测器上的辐射通量有关。因此，如果斩波器以大大高于测量电子带宽的频率 $f$ 调制入射通量，则

$$\phi(t) = \phi_0 + \phi_1\cos(\omega_1 t + \theta_1) + \cdots\cdots$$

而且

$$V(t) = V_0 + V_1\cos(\omega_1 t + \theta_1) + \cdots\cdots$$

如果相关的电子学直流增益为零，则

$$V_{rms} = V_1/\sqrt{2} \tag{8.6}$$

一般探测器的特性有：

(1) 响应度；

(2) 噪声特性；

(3) 响应的时间常数；

(4) 响应的线性度；

(5) 响应的动态范围；

(6) 光谱响应；

（7）探测器元的响应面积；

（8）探测器范围内响应的均匀性；

（9）探测器元的封装密度（鉴别率）。

## 一、响应度 $R$

响应度定义为输出量与输入量的商。输入量可能是辐照度或辐通量，输出量可能是电流或电压。

响应度与相对光谱能量分布有关，也受偏振、入射辐射能方向、辐射的空间均匀性、探测器温度，以及电路的影响。如果输出量与输入量不成线性关系，响应度还与输入量大小有关。

1. 光谱响应度 $R(\lambda)$

探测器的光谱响应度 $R(\lambda)$，定义为均方根输出电压（或电流）对均方根单色入射通量之比

$$R(\lambda)=\frac{V_{rms}}{\phi(\lambda)_{rms}} \tag{8.7}$$

响应度是波长、斩波频率、温度和偏压的函数，单位是 $V\cdot W^{-1}$（均方根值）。

2. 光谱匹配因子（SMF）和总响应度 $R$

光谱匹配因子是入射到探测器的光谱功率分布和探测器的光谱响应度分布之间光谱重叠性的量度，如图8.6所示。

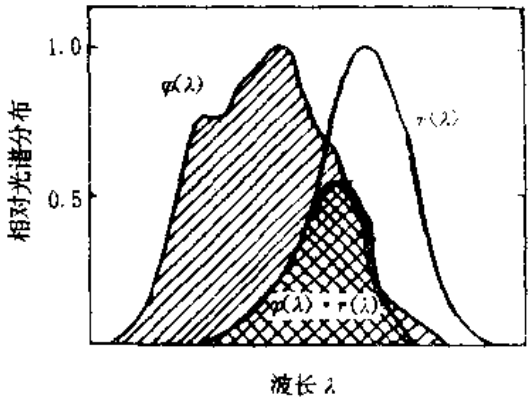



图8.6 光谱匹配因子的图解说明

设辐射的光谱功率分布是对峰值规一化的，则 $\phi(\lambda)=s_p\varphi(\lambda)$，式中 $s_p$ 是辐射功率 $\phi(\lambda)$ 的最大值，$\varphi(\lambda)$ 是规一化的相对光谱功率分布。同样，设探测器的光谱响应也是规一化的，因而 $R(\lambda)=d_p r(\lambda)$，式中，$d_p$ 是 $R(\lambda)$ 的最大光谱响应度，$r(\lambda)$ 为规一化的相对光谱响应度分布。

探测器的输出电流 $i(\lambda)=R(\lambda)\phi(\lambda)$，即总电流

$$i=\int_0^\infty i(\lambda)\mathrm{d}\lambda=s_p d_p\int_0^\infty r(\lambda)\varphi(\lambda)\mathrm{d}\lambda$$

由此，总响应度

$$R=\frac{i}{\phi}=\frac{s_p d_p\int_0^\infty r(\lambda)\varphi(\lambda)d\lambda}{s_p\int_0^\infty \varphi(\lambda)d\lambda}=d_p\alpha \tag{8.8}$$

式中，无量纲的积分比

$$\alpha=\frac{\int_0^\infty r(\lambda)\varphi(\lambda)\mathrm{d}\lambda}{\int_0^\infty \varphi(\lambda)\mathrm{d}\lambda} \tag{8.9}$$

即光谱匹配因子。

在图8.6中，(8.9)式的分母，是 $\varphi(\lambda)$ 曲线下的面积，分子是乘积曲线 $r(\lambda)\varphi(\lambda)$ 下的面积。如果两个光谱分布完全不重叠，$\alpha=0$。相反，如探测器的相对光谱响应度 $r(\lambda)$ 的分布在相对辐射功率光谱分布 $\varphi(\lambda)$ 的范围内，则 $\alpha=1$。因此，$0\leqslant\alpha\leqslant1$。由(8.8)式，已知探测器的峰值响应度，可由 SMF 计算总响应度 $R$。

3. 探测器的时间常数 $\tau$

探测器的时间常数是它响应速度的度量。如果 $f$ 是斩波频率，对于此频率，响应度降到 $1/\sqrt{2}$，则时间常数定义为

$$\tau = 1/2\pi f \tag{9.10}$$

如果探测器瞬时地暴露于不同的辐照度，时间常数定义为输出电压（或电流）达到其渐近值的 $1-1/e$ 或0.63时所要求的时间。响应度、斩波频率和时间常数的关系为

$$R(\lambda,f) = \frac{R(\lambda,0)}{[1+(2\pi f\tau)^2]^{1/2}} \tag{8.11}$$

式中，$R(\lambda, f)$ 和 $R(\lambda, 0)$ 分别是在斩波频率为 $f$ 和在直流状态下的光谱响应度。

## 二、信噪比 SNR 与探测器的噪声源

信噪比为均方根信号电压（或电流）和均方根噪声电压（或电流）之比，即

$$\mathrm{SNR} = \frac{V_s}{(\overline{V_n^2})^{1/2}} \tag{8.12}$$

信噪比是一个基本参数，是计算噪声中信号探测概率的基础。

在某些场合下使用电功率信噪比，定义为

$$\mathrm{SNR}_p = \frac{\overline{i_s^2}}{\overline{i_n^2}} = \frac{\overline{V_s^2}}{\overline{V_n^2}} \tag{8.13}$$

噪声是随机变量。在探测器的输出中，总存在着一种不可预见的起伏，称为噪声。噪声量限制了可能测量的或确定输出的精度，也限制了以给定的置信度水平能够辨别的，相应于输入通量之差的输出之差。噪声产生在测量过程的不同环节上，并且与各种测试条件有关，如探测器的温度、背景的辐射功率、探测器的偏置电压或信号调制频率等。图8.7是一综合测试系统，并指明了测定噪声电流和电压的地点。

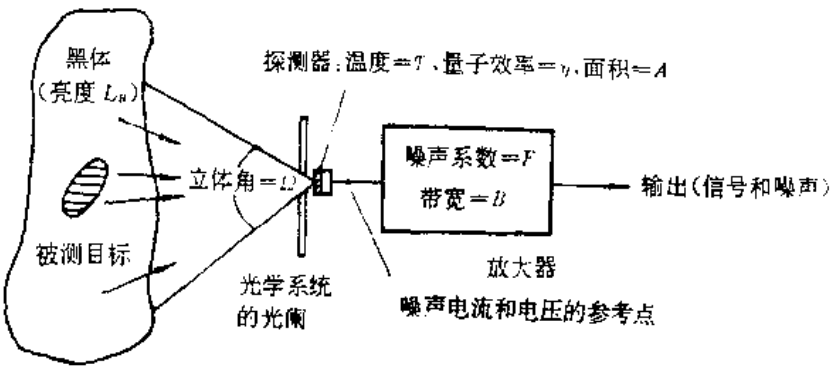



图8.7 探测过程的噪声源

当其他噪声源全部消除后，辐射能探测过程中最终起限制作用的噪声是光子散粒噪声，它由信号本身的量子性引起。而信号是由被测目标引起的探测器输出。在大多数实际应用中，要达到这样的散粒噪声限是不现实的，占支配地位的噪声源可能是背景光子散粒噪声、暗电流散粒噪声、约翰逊噪声（热噪声）、放大器噪声、$1/f$ 噪声和温度噪声，或者是这些噪声中的某种组合。

1. 散粒噪声

散粒噪声有三种可能的来源：(a) 信号；(b) 背景；(c) 暗电流。信号来自被测目标的辐射能；背景来自视场范围内被测目标以外的所有辐射源（分立目标、大气和光学元件等）；暗电流是在一切入射信号和背景辐射能都加以屏蔽的条件下产生的。散粒噪声的统计分析表明，探测器输出的均方根噪声电压为

$$V_{n,rms} = R(2qI_{DC}\Delta f)^{1/2} \tag{8.14}$$

式中，$R$ 是探测器—相关电路的等效电阻，$q$ 是电子电荷，$I_{DC}$ 是偏流，或平均电流，$\Delta f$ 是噪声带宽。

对于暗电流散粒噪声，$I_{DC}$ 为平均暗电流 $\overline{i_d}$。对于信号或背景光子散粒噪声，$\overline{i_s} = R\phi_s$ 或 $\overline{i_B} = R\phi_B$，$R$ 是总响应度，$\phi_s$ 和 $\phi_B$ 分别是信号和背景辐射功率。

2. 约翰逊、奈奎斯特或热噪声

约翰逊噪声是电阻元件中在热平衡状态下由荷电载流子随机热运动产生的电阻两端电流或电阻两端电压的随机变量。热噪声存在于温度超过绝对零度的一切电阻性材料中。随着电阻元件的温度增加，载流子的平均动能增加，引起噪声电压增加，且

$$V_{n,rms} = (4kT\overline{R}\Delta f)^{1/2} \tag{8.15}$$

式中，$k$ 是玻尔兹曼常数，$T$ 是绝对温度，$\overline{R}$ 是有效负载电阻，$\Delta f$ 是噪声带宽。

所有探测器均受约翰逊噪声影响。约翰逊噪声的能谱是平坦的。光电倍增管受影响很小，因为在电流的低信号部分没有电阻器。通过冷却探测器或前置放大器使温度下降，或靠减小噪声带宽的办法来降低约翰逊噪声。注意 (8.15) 式中的温度 $T$ 是探测器负载电阻的有效噪声温度。总噪声电流或电压是高斯随机过程。

3. 温度噪声

温度噪声是由于探测器温度起伏产生的。探测器的温度起伏，是其和背景的辐射热平衡变化，或和热穴的传导热平衡变化产生的。这些温度起伏引起信号电压起伏。对于热探测器，均方温度起伏 $\Delta T^2$ 是

$$\Delta T^2 = \frac{4kT^2K\Delta f}{K^2 + 4\pi^2 f^2 C^2}$$

式中，$K$ 是热导率，$C$ 是热容量，$k$ 是玻尔兹曼常数，$f$ 是频率，$\Delta f$ 是测量的电子带宽。温度噪声对所有探测器都是共同的，但对热探测器最严重。噪声谱是平坦的。

在总的带宽范围内，均方功率起伏

$$\overline{\Delta\phi^2} = 4kT^2K\Delta f \tag{8.16}$$

式中，$T$ 是探测器温度，$K$ 是对应于传导和（或）辐射的总热导率。

4. $1/f$ 噪声

调制、$1/f$ 或电流噪声，用 $1/f^n$ 噪声能谱来表征。此处，$n$ 从0.8变化到2，$f$ 是调制

频率。所有探测器都受害于这种噪声，尤其是薄膜制成的探测器。其原因在于表面不规则性和接触噪声。调制频率增高可以使$1/f$噪声下降。

5. 产生-复合噪声

产生-复合噪声是由所有光电探测器敏感元内荷电粒子产生和复合速率的统计起伏所引起。这种起伏可能由电荷-载流子-声子互相作用而引起，或由背景光子的随机到达速率而产生。如果背景光子是对产生-复合速率起伏的主要贡献，则噪声称为光子、辐射、或背景噪声。

6. 放大器噪声

放大器噪声是另一个重要的噪声类别。图8.7表示在探测器后面的放大器的位置。如果放大过程是无噪声的，而且唯一的噪声是探测器输出端的约翰逊噪声，放大器输出端的均方根噪声电压

$$\overline{V}_n^2 = G^2 4kT_D \Delta f R_L \tag{8.17}$$

式中，$G$是放大器的电压增益，$T_D$是探测器负载电阻的噪声温度，$R_L$是有效负载电阻，$\Delta f$是噪声带宽。

描述由放大器引入的附加噪声，最简便的方法是写出实际输出噪声

$$\overline{V}_n^2 = G^2 4k(T_A + T_D)\Delta f R_L$$

式中，$T_A$是放大器噪声温度。这相当于放大器是理想的，而探测器处在$T_A+T_D$的温度。

噪声系数是放大器输入端的信噪比与输出端的信噪比的比值。设通过放大器后信号电压只是简单地乘以增益$G$，则噪声系数

$$F = 1 + (T_A/T_D) \tag{8.18}$$

由于放大器噪声在探测器输出端引起的均方噪声电压为

$$\overline{V}_n^2 = 4k(F-1)T_D \Delta f R_L \tag{8.19}$$

## 三、噪声等效功率 NEP

噪声等效功率是能够产生SNR＝1的电流或电压的入射辐射信号功率。光谱噪声等效功率NEP（$\lambda$）是要求产生单位均方根信噪比的波长为$\lambda$的入射单色均方根通量的量。在援引NEP（$\lambda$）值时，应规定波长、斩波频率、探测器面积和在测量中使用的带宽；在某些情况下，还应规定观测立体角和背景温度。单位信噪比的定义方程式为

$$\mathrm{NEP}(\lambda) = \phi(\lambda)_{\mathrm{rms}} \tag{8.20}$$

或

$$\mathrm{NEP}(\lambda) = V_{\mathrm{rms}}/R(\lambda) \tag{8.21}$$

NEP(λ)的单位是W。

为方便起见，噪声带宽效应常用规一化量NEP（$\lambda$）$/\sqrt{\Delta f}$来消除，单位是$\mathrm{W/Hz^{1/2}}$。总的NEP不是在整个波长范围内NEP（$\lambda$）的积分，而是等式NEP＝$(\overline{i_n^2})^{1/2}/R$，$R$是总响应度。

## 四、探测度 $D$ 和规一化探测度 $D^*$

光谱探测度$D(\lambda)$是NEP(λ)的倒数。$D(\lambda)$提供一个质量因数，即随着性能的改善而

$D(\lambda)$数值增加。在援引$D(\lambda)$值时，应规定斩波频率、探测器的敏感面积和在测量中使用的带宽，在某些情况下，还应规定观测立体角和背景温度。单位是$W^{-1}$，定义方程式为

$$D(\lambda) = 1/\mathrm{NEP}(\lambda)$$

1. 光谱$D^*(\lambda, f_0, \Delta f)$

$D^*(\lambda, f_0, \Delta f)$是考虑探测器有效面积和电子带宽（噪声带宽）关系的规一化光谱探测度。在测量中使用的斩波频率写在括号内，例如，$D^*(2\mu m, 1000Hz, 1Hz) = 10^{10}$ $(cm \cdot Hz^{1/2} \cdot W^{-1})$。$\Delta f$的值，通常取为1Hz。探测受背景噪声限制时，必须规定观测立体角和背景温度。定义方程式为

$$D^*(\lambda, f_0, \Delta f) = D(\lambda)(A \cdot \Delta f)^{1/2} \tag{8.2}$$

式中，$A$是探测器有效面积，$\Delta f$是噪声带宽。

对峰值波长$\lambda_p$，获得最大值$D^*(\lambda, f_0, \Delta f)$。当斩波频率为$f_0$时，输出最大的均方根信噪比。

当主要噪声是背景光的散粒噪声时，与面积的$\sqrt{A}$关系才是正确的。在实用上，探测器参数的非均匀性是一个非理想的特性。例如，光电倍增管或半导体光电二极管的光谱响应度可能在光敏表面上各点都不一致，或者对入射光束的偏振特性比较敏感。

2. 光谱$D^{**}(\lambda, f_0, \Delta f)$

$D^{**}(\lambda, f_0, \Delta f)$是$D^*(\lambda, f_0, \Delta f)$考虑探测器视场$\Omega$的规一化。它仅用于探测受光子噪声限制的情况。当$\Omega = \pi$时，$D^{**} = D^*$。单位是$(cm \cdot Hz^{1/2} \cdot W^{-1} \cdot sr^{1/2})$，定义方程式为

$$D^{**}(\lambda, f_0, \Delta f) = \left(\frac{\Omega}{\pi}\right)^{1/2} D^*(\lambda, f_0, \Delta f) \tag{8.23}$$

3. $D^*_{\mathrm{blip}}$

$D^*_{\mathrm{blip}}$是理论上最大可能的探测度，仅在探测受背景光子噪声限制时才会发生。设$\eta$是响应的量子效率，$E_p$是背景的光子辐照度，则

$$D^*_{\mathrm{blip}} = \frac{\lambda}{2hc}\left(\frac{\eta}{E_p}\right)^{1/2} \tag{8.24}$$

式中，$h$是普朗克常数，$c$是光速。此式仅用于光电导探测器。对于光伏和热探测器，要大一因子$\sqrt{2}$。在援引$D^*_{\mathrm{blip}}$的值时，需要规定峰值波长$\lambda_p$、背景温度和角视场。$D^*_{\mathrm{blip}}$的单位是$(cm \cdot Hz^{1/2} \cdot W^{-1})$。

## 五、峰值波长$\lambda_p$和截止波长$\lambda_c$

峰值波长$\lambda_p$定义为探测度是最大值时的波长。截止波长$\lambda_c$定义为$D^*(\lambda, f_0, \Delta f)$降低到其峰值一半时的波长$(\lambda > \lambda_p)$。$\lambda_p$和$\lambda_c$都以$\mu m$为单位，并取决于探测器温度和材料。

## 六、量子效率

量子效率分为响应量子效率和探测量子效率两种。

1. 响应量子效率

响应量子效率RQE，定义为可数的输出事件数对入射光子数之比。在援引RQE值时，必须规定偏压、时间常数和元件几何形状。RQE是无单位的。

2. 探测量子效率

探测量子效率 DQE，用于不同探测器品种的评价和互相比较。DQE 的定义是

$$\mathrm{DQE}=\frac{(\text{信噪比})^2_{\text{输出}}}{(\text{信噪比})^2_{\text{输入}}}$$

## 第四节　光电探测器

### 一、光电倍增管

光电倍增管 PMT 是利用外光电效应的光电发射探测器。光电倍增管具有低功光电阴极，广泛应用于紫外、可见和近红外光谱区，波长小于1μm。在此光谱区，入射光子有足够的能量克服光电阴极中电子的约束能量。用低噪声两次电子倍增和外光电效应相结合，使其具有很高的电流增益，并在很广的动态范围内具有近似的线性。

如果光电倍增管有 $N$ 个倍增极，每一个倍增极的平均倍增系数为 $m$，则电流增益为

$$G=m^N$$

典型情况下，$m=6$，$N=9$则 $G\cong10^7$。可见电流增益很大。

两次倍增过程的重要特性是低噪声。总散粒噪声决定于阴极的散粒噪声和倍增极的散粒噪声。倍增极的总散粒噪声比光电阴极的散粒噪声小一个系数 $m^{-1}$。如 $m=6$，则倍增极散粒噪声可以忽略。内部增益 $G$ 不放大探测器负载电阻所产生的约翰逊噪声，因此，信号比约翰逊噪声大得多。暗电流的散粒噪声是另一噪声源。

光电倍增管的功率信噪比

$$\mathrm{SNR}_p=\frac{\bar{i}^2}{\bar{i}_n^2}=\frac{2G^2(\eta q/h\upsilon)^2\phi^2}{[2G^2q(\bar{i}_s+\bar{i}_d)\Delta f+(4kT\Delta f/R_L)]} \tag{8.25}$$

式中，$\bar{i}_s=R\phi$ 是平均信号电流，$\bar{i}_d$是平均暗电流，$R=\eta q/h\upsilon$ 为响应度，$\eta$ 是量子效率，$q$ 是电子的电荷量。如果 $G$ 的值足够大，分母中第一项比约翰逊噪声项$4kT\Delta f/R_L$ 大得多，则 SNR 与增益无关。因此，内部增益的作用在于克服约翰逊噪声。

当暗电流噪声占支配地位时（经常如此），以（8.25）式。

$$\mathrm{NEP}(\lambda)=(h\upsilon/\eta)(\bar{i}_d\Delta f/q)^{1/2} \tag{8.26}$$

是最小的可探测功率。冷却光电倍增管可以减少暗电流。

光电倍增管的典型响应时间在1～5ns 之间，是总电压的函数。阳极电流的线性范围在$10^6$以上。

### 二、返束视像管

返束视像管（RBV）是电子束成像器件。器件是含有光电导体或光电发射表面的真空管。景物被光学系统聚焦在该光敏表面上。一般地说，外部组元用于聚焦和偏转读出电子束，该电子束扫描光敏表面上的像。读出电子束在电子枪内产生，由电子透镜加速和聚焦；然后，静电或电磁偏转，以产生矩形光栅扫描。

图8.8表示 RBV 的基本原理。由被加热的阴极灯丝发射的电子束，通过限制小孔，电

子束经电子光学系统减弱，在通过网格后投射到硫氧硫锑（ASOS）光电导体上，可提供接近120线对/毫米的有限分辨率。反射离开光电导体的电子束含有信号信息。和照相负片类似，低的电子束功率相应于高的光强。反射的电子束在回程上偏转，撞击第一倍增极，产生二次电子，并沿着倍增极链被依次放大。

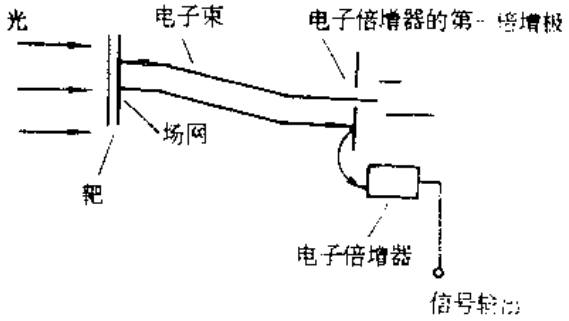



图8.8 返束视像管原理图

当成像光学系统中的机械快门打开时，景的像在光电导体表面上产生电荷图样。弱电子束对光电导体进行光栅扫描。当电子束通过正电荷区范围时被消耗，在反射电子束内产生的调制被电子倍增器放大。光电导体的一次扫描不能消除电荷图样。完全消除由放电光电导体的办法来获得。然后，用相对强的电子束流扫描表面，以准备下一次曝光。

RBV 比其他电子束成像器的优点是高空间分辨率（100到120线对/毫米）。对于给定的地面分辨率要求，成像光学系统的尺寸可以很小。对于特殊应用，使用 RBV 有两个缺点。第一，是 ASOS 光电导体具有高的电容，从而引起抹像和接着的准备时间较长。但是，如果由通信带宽限制限定低扫描速率，此高电容和产生的良好图像滞留可以是一个优点。第二个缺点发生在电功率非常宝贵时，管子的聚焦线圈要消耗约30瓦的功率。

## 三、半导体光电二极管（光伏探测器）

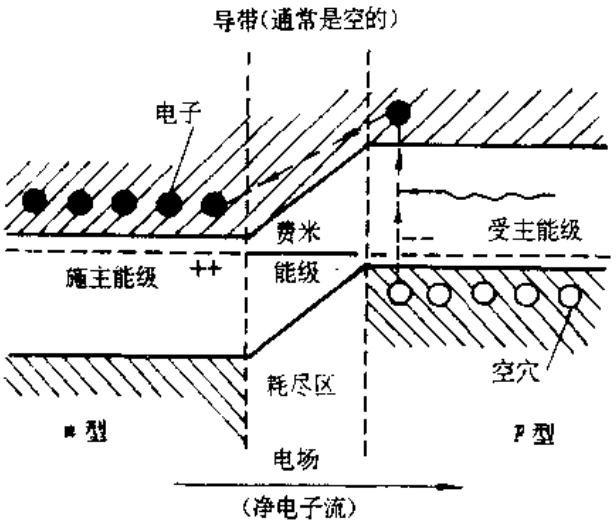



图8.9 结固态二级管能级图

半导体光电二极管是一种固体器件，其探测光谱范围从近紫外、可见光、直至远红外波谱区。这种器件有一个 $p$-$n$ 结，故称为二极管。

光电二极管的优点，是由于热激发而产生的暗电流问题较小。降低非本征光电导体中暗电流的唯一方法是冷却。但是，如果构成 $p$ 型材料和 $n$ 型材料的结，则所产生的内部场可以大大降低暗电流。参看图8.9，注意到结有三个性质不同的区域。两个是高导区，即具有游离正电荷或空穴的 $p$ 材料和具有游离电子的 $n$ 材料。在此两区之间是耗尽区，在此处，$p$ 区中的自由空穴扩散进入 $n$ 区，消除了自由电子，并且留下固定的离子。这些离子构成 $n$ 到 $p$ 的电场，此电场最终阻止进一步的电流流动。耗尽区没有电荷载流子，其特性好象绝缘体。

在 $p$ 区，带正电荷的空穴不动，但电子可以向耗尽层结区扩散。电子一旦进入耗尽

层，就在结电场的作用下很快漂过结区，产生信号电流。类似地，在 $n$ 区电子不动，但空穴可以朝结区扩散，并很快漂过结区。在耗尽层，电子和空穴都能动，并向相反方向漂移，都能形成信号电流。在结场中的漂移过程快于扩散过程，所以在耗尽层吸收光子时，可以产生最快的时间响应和最大的电流。

电子和空穴流过结区形成电流，电流流过负载电阻产生电压，此电压即半导体光电二极管的信号输出。

图8.10表示二极管在各种辐射功率辐照下的 $v$-$i$ 曲线。光电流 $i_{p_n}$ 表示与逐级增加辐照度相对应的值。

最上面的一条曲线表示没有辐射入射时的电压和电流关系。在电压 $v=0$ 时曲线发生弯曲。

如果在结上加正向偏置电压，探测器为正向偏置；如偏置是负的，探测器是反向偏置。作为辐射探测器使用时，光电二极管加反向偏置、也可以不加外部偏置（即 $v=0$）。如把 $p$-$n$ 结用作太阳能转换器，则当负载电阻 $R_L=R_{SH}$ 时，可得到最大的输出功率。式中 $R_{SH}$ 是分路电阻。

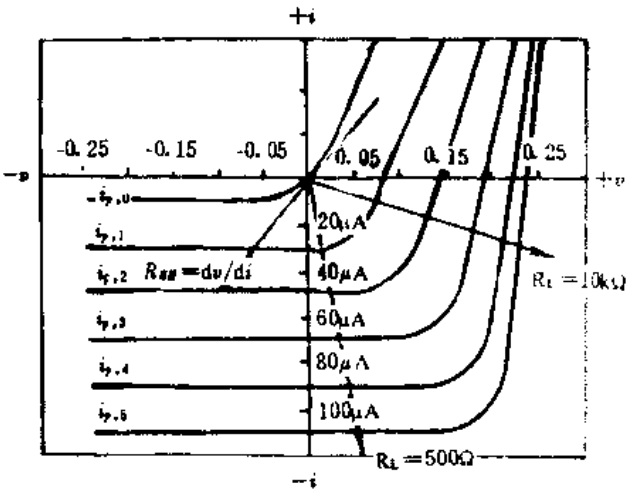



图8.10 半导体光电二极管的电流-电压曲线

光伏型探测器工作于开路电压，由于不加外部偏置，因而没有漏电流。开路光伏探测器的缺点是：第一，由于信号是扩散过程的产物，时间常数较长；第二，对入射通量能级呈对数响应。

反偏置 $p$-$n$ 结光电二极管克服了这些缺点，而且也能提供比光伏模式开路工作的二极管较大的灵敏度。在反偏置模式中，外部电压以和内部场相同的方向（图8.9）加到二极管上。此电压增大了结电场和耗尽区的宽度，从而使得在耗尽区构成电子-空穴对的效率较大。因此，由于扩散过程产生的某种延迟被消除了，而且在电场把电子扫入 $n$ 区之前，再复合发生的机会也少。结电容随电场增加而降低，因此，时间常数降低，探测器的响应时间短。当电子穿过耗尽区时，外部电压引起电流在电路中流动。在耗尽区光子吸收的量可以增加，这需要在 $p$ 材料和 $n$ 材料间保留一绝缘膜层，从而构成 PIN 光电二极管。光电二极管反偏置工作的缺点是暗噪声，优点是输出电流随入射通量能级线性变化。

工作于红外区的光电二极管有两种类型：

（1）本征半导体，其带隙能量（即能隙）$I_G<hc/\lambda_c$。式中，$\lambda_c$ 是预期最长的工作波长（例如，碲镉汞 HgCdTe 或锑化铟 InSb）。

（2）杂质半导体，选择施主或受主能级，使 $I_d$ 或 $I_a<hc/\lambda_c$（例如，掺有各种杂质的硅 Si：XX）。

在红外区常用 $D^*(\lambda)$ 来表示光电探测器的特性而不用响应度。令 $\theta$ 为探测器探测到

的角度，理论上探测度可获得改善因子$1/\sin\left(\frac{\theta}{2}\right)$。在小角度时，背景光子散粒噪声的重要性相对减小，改善因子受其他噪声限制。

限制光电二极管频率响应的机理是：

（1）有效负载电阻 $R$ 和并联电容 $C$，时间常数近似于 $\tau=RC$，即最高频率限为 $f_{max}=1/2\pi RC$。器件电容正比于器件面积，小面积的探测器具有较高的频率响应。

（2）在 $p$ 区和 $n$ 区中产生的载流子的扩散时间。

（3）载流子漂移过耗尽层的渡越时间。增加反向偏置电压，一直到暗电流成为限制因素或漂移速度达到饱和时为止，可以改善这一影响。光电二极管的频率响应已达 GHz。运算放大器——光电二极管组件提供了高增益和宽频率响应范围的线性器件。

硅光电二极管具有很多优点。硅半导体技术最成熟。硅光电二极管的短路信号电流在很大范围内是线性的，并显示了高量子效率和低噪声。在遥感中用于成像探测，可以不要求致冷，有用光谱范围从约0.4μm 到1.1μm。

## 四、光电导探测器（光敏电阻）

光电导探测器或光敏电阻也是固体半导体器件。在低的调制频率下具有光电导增益以克服约翰逊噪声。光电导探测器可以用在远红外波区，但需要冷却，以避免把电子激发到导带，或把空穴激发到价带。

图8.11表示光电导探测器的信号电路。入射辐射能产生电子空穴对，以产生更多载流子的办法来降低探测器电阻。光敏电阻的电阻变化 $\Delta R_P$ 在电阻 $R_0$ 上产生压降变化。当 $\Delta R_P/R_P \ll 1$ 时，信号电压为

$$\Delta v_s = \frac{R_0}{R_0 + R_P} i \Delta R_P \quad (8.27)$$

式中，$i$ 是未辐照时由偏置电压产生的电流。

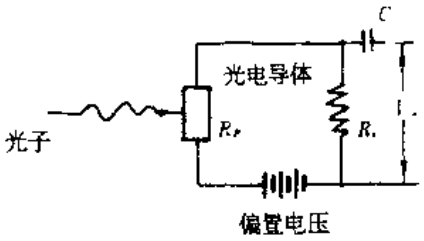



图8.11 光电导探测器电路

流过探测器的电流变化量

$$i_s = \frac{\eta q}{h\nu}\phi \frac{\mu_p(1+b)\tau\varepsilon}{d} \quad (8.28)$$

式中，$\eta$ 是量子效率，$q$ 是电子电荷，$h\nu$ 是光子能量，$\phi$ 是入射通量，$\mu_p$ 是空穴的迁移率，$b$ 是电子和空穴迁移率之比，$\tau$ 是每个载流子的寿命，$\varepsilon$ 是由于偏置电压而产生的电场，$d$ 是电极间的厚度。

电压响应度

$$R = \frac{\Delta v_s}{\phi} = \frac{R_0 \Delta i_p}{\phi} \quad (8.29)$$

光电导增益

$$G = (1+b)\frac{\tau}{T} \quad (8.30)$$

式中，$T$ 为电极间的渡越时间。如果 $b\gg1$，或 $\tau\gg T$，光电导增益可远大于1。

光电导探测器的增益-带宽积

$$GB_{max}=(1+b)\frac{1}{2\pi T_{tran}} \tag{8.31}$$

式中，$B_{max}=1/2\pi\tau$ 是带宽或最高调制频率。增益-带宽积反映了光电导探测器对于给定的带宽有一个最大的增益，反之亦然。在低的带宽条件下，光电导增益可达 $G=10^6$。

图8.12给出一组在频率 $f_m$ 下光电导（PC）和光伏（PV）探测器的光谱探测度曲线。各曲线上标出的温度是探测器的冷却温度。图上端两条虚线中下面的一条，指对探测起限制作用的是背景光子散粒噪声。但由于附加的光电复合噪声的作用，使探测度降低 $1/\sqrt{2}$。电子-空穴对的随机复合产生散粒噪声。因为光电导探测器中载流子寿命太长，这种噪声必须考虑。

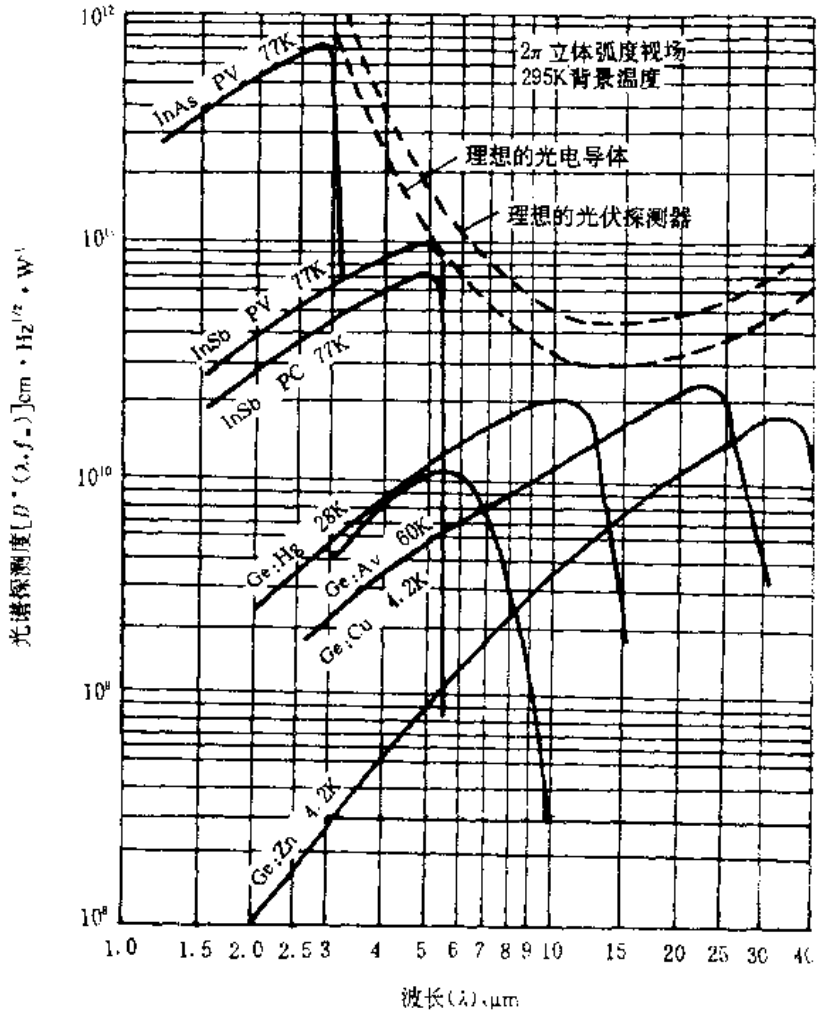



图8.12 在频率 $f_m$ 下晶体探测器的光谱探测度

## 五、电荷耦合器件 CCD

CCD 器件是金属-绝缘体-半导体（MIS）电容器列阵。图8.13表示一 $p$ 型半导体，在半导体上有一绝缘层和金属电极。图（a）表示在深耗尽态下弯曲的带、势阱是空的；图

(b)表示在 $Si\text{-}SiO_2$ 界面处具有游离电荷的弯曲带，势阱已被部分地充填。这个过程表示了在 MIS 加上电压后，它吸收了入射光子所发生的变化。

对于 CCD 器件，具有下列重要的性能参数：

1. 噪声等效信号（辐照度×积分时间）

在室温下，大约是 $1\mu Jm^{-2}$；当冷却到 $-50℃$ 时，大约是 $0.1\mu Jm^{-2}$。

2. 元件尺寸和密度

对于线列阵，尺寸和节距可达 $10\mu m$ 左右。

3. 光谱响应

对硅列阵，峰值响应在0.7到0.8μm 的范围内。在0.4和1.1μm 处，降低到约为峰值的一半。

4. 动态范围

在入射辐照度三个数量级变化的范围内是线性的。

5. 列阵的几何线性度

一般好于1%。

6. 量子效率

取决于设计和制造上的成功，在50%和80%之间。

7. 电荷传输效率

在1MHz 元速率下，已测得无效率在 $10^{-4}$ 和 $10^{-5}$ 之间。

光电二极管、光电晶体管和电荷藕合器件都可用微电子技术制成单片式自扫描列阵。列阵可以是线性的或二维的。CCD 和其他列阵的主要差别，是 CCD 列阵使用模拟电荷传输读出，而光电二极管和光电晶体管列阵借助于芯片移位寄存器使用数字多路驱动。

CCD 器件芯片放大器元件的数目、尺寸和密度，芯片对接以获得更大的列阵，以及红外敏感 CCD 器件等诸方面，都发展得很迅速。

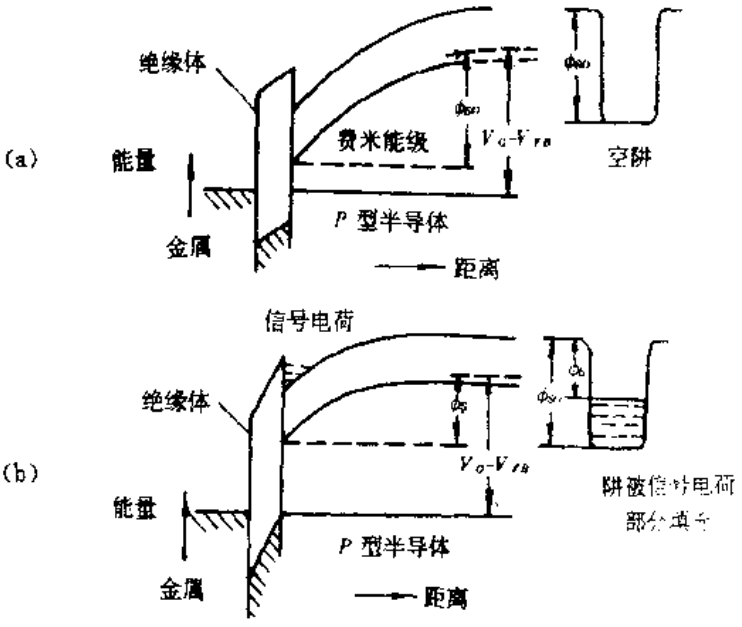



图8.13 表面沟道 MIS 电容器的能带图

## 第五节　辐射探测器在遥感传感器中的应用示例

有两种基本的遥感传感器扫描系统。从设计观点看，最简单的是“推帚”扫描仪，它的所有零件全都是固定的，扫描借助于系统的前进运动进行如图8.14（a）所示。第二种是光机或“小管帚”扫描仪，如图8.14（b）所示，它的优点是有红外能力，并且只有少数探测器要定标。

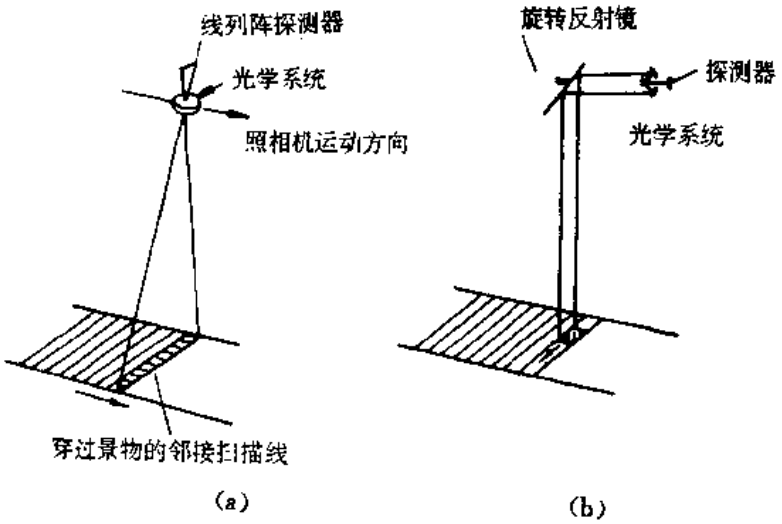



图8.14　推帚扫描技术（a）和光机扫描仪（b）

以下推导三种类型光机扫描仪系统的信噪比表达式。由（6.6）式，令 $L_u(\lambda)$、$E_{\lambda f}$为零，则

$$E_{i\Delta\lambda}=\frac{\mathrm{d}\phi_i\phi_\lambda}{\mathrm{d}A_i}=\frac{K}{4F^2}\int_{\lambda^1}^{\lambda^2}E_\lambda\rho(\lambda)\tau_u(\lambda)\tau_0(\lambda)\mathrm{d}\lambda$$

式

$$K=(1-A^2)K_N(\alpha)\cos^n\alpha$$

式中，$\mathrm{d}A_i$是像表面的元面积。以下，认为$\mathrm{d}A_i$即探测器元的面积。由于地面景物反射率的变化$\Delta\rho(\lambda)$所产生的辐射通量变化$\Delta\phi_{i\Delta\lambda}$，就是要探测的信号。$\Delta\phi_{i\Delta\lambda}$为

$$\Delta\phi_{i\Delta\lambda}=\frac{KA_D}{4N^2}\int_{\lambda^1}^{\lambda^2}E_\lambda\Delta\rho(\lambda)\tau_u(\lambda)\tau_0(\lambda)\mathrm{d}\lambda$$

式中，$\Delta\rho(\lambda)=\rho_F(\lambda)-\rho_B(\lambda)$，$\rho_F(\lambda)$是地面特征光谱反射率，$\rho_B(\lambda)$是背景的光谱反射率。

现引入在空间频率$\nu$下总光学系统的调制传递函数MTF。一般来说

$$\mathrm{MTF}(\nu)=\mathrm{MTF}_0(\nu)\cdot\mathrm{MTF}_u(\nu)\cdot\mathrm{MTF}_D(\nu)$$

方程式右边的诸项，是由成像光学系统，在探测器积分时向内像模糊和探测器尺寸等所形成的调制传递函数。假定景反射率的分布是正弦波或方波。引入MTF$(\nu)$的原因，在于与$\mathrm{MTF}_0(\nu)$、$\mathrm{MTF}_u(\nu)$和$\mathrm{MTF}_D(\nu)$所产生的能量衰变相称，通量的变化降低。在空

间频率 $\nu$ 下的信号通量

$$\Delta\varphi_{\Delta\omega}=\frac{KA_D\mathrm{MTF}(\nu)}{4N^2}\int_{\lambda_2}^{\lambda_1}E_\lambda\Delta\rho(\lambda)\tau_\mu(\lambda)\tau_0(\lambda)\mathrm{d}\lambda \tag{8.32}$$

1. 使用 PMT 的扫描仪

PMT 具有足够的内部增益，同散粒噪声比较，放大器噪声可以忽略。当背景区的像辐照 PMT 时，在积分时间内释放的光电子数的平方根给出散粒噪声。因此，散粒噪声电流可写成

$$I_n=\left[\frac{2A_Dk_e e\Delta f_n K}{4F^2}\int_{\lambda_1}^{\lambda_2}E_\lambda\rho_B(\lambda)R(\lambda)\tau_\mu(\lambda)\tau_0(\lambda)\mathrm{d}\lambda\right]^{1/2}$$

式中，$k_e$ 是 PMT 噪声倍增因子，$e$ 是电子电荷为 $1.6\times10^{-19}$C，$\Delta f_n$ 是有效带宽以 Hz 表示，$R(\lambda)$ 是 PMT 的光谱灵敏度（$\mathrm{A\cdot W^{-1}}$）。

引入因子2是为了处理连续电流。按奈奎斯特取样原理，每周两个样品将完全确定一限带信号。如果以时间间隔 $t$ 取样，最大信息带宽将是 $t/2$。因此，必须双倍有效带宽，即使用 $2\Delta f_n$。

信号电流 $I_s$ 可以由（8.32）式乘以倍增因子 $R(\lambda)$ 获得。因此，信噪比

$$\begin{aligned}\mathrm{SNR}(\nu)&=\frac{I_s(\nu)}{I_n}\\&=\frac{\mathrm{MTF}(\upsilon)}{2N}\left(\frac{KA_D}{2k_e e\Delta f_n}\right)^{1/2}\\&\times\left[\int_{\lambda_1}^{\lambda_2}E_\lambda\frac{\Delta\rho^2(\lambda)}{\rho_B(\lambda)}R(\lambda)\tau_\mu(\lambda)\tau_0(\lambda)\mathrm{d}\lambda\right]^{1/2}\end{aligned} \tag{8.33}$$

(8.33) 式可以表示为不同的形式。

首先

$$A_L^{1/2}/F=\alpha D \tag{8.34}$$

式中，$\alpha$ 是方形探测器元的角宽度，或瞬时视场 IFOV，$D$ 是成像光学系统的入瞳直径。

第二，$\Delta f_n$ 可表示为

$$\Delta f_n=\frac{1}{2t}=\frac{k_f(\upsilon/h)\theta}{2k_s n\alpha^2} \tag{8.35}$$

式中，$t$ 是探测器元上的驻留时间，$k_f$ 是滤波器有效噪声带宽对信息带宽之比，$\upsilon/h$ 是卫星速高比，$\theta$ 是穿轨迹宽度角，$k_s$ 是扫描效率因子，$n$ 是每一通道内并联探测器的数目。

将（8.34）式和（8.35）式代入（8.33）式，得

$$\begin{aligned}\mathrm{SNR}(\nu)&=\mathrm{MTF}(\upsilon)\alpha^2D\left(\frac{Kk_s n}{4k_f(\upsilon/h)\theta k_e e}\right)^{1/2}\\&\times\left[\int_{\lambda_1}^{\lambda_2}E_\lambda\frac{\Delta\rho^2(\lambda)}{\rho_B(\lambda)}R(\lambda)\tau_\mu(\lambda)\tau_0(\lambda)\mathrm{d}\lambda\right]^{1/2}\end{aligned} \tag{8.36}$$

2. 使用光电二极管探测器的扫描仪

在光电二极管探测器中的噪声电流可表示为

$$I_n=\left[\left(i_m^2+i_{ne}^2+i_{np}^2+\frac{4kT}{R_L}\right)\Delta f_n\right]^{1/2} \tag{8.37}$$

式中，$i_{ns}$是信号散粒噪声电流，$i_{nd}$是暗电流，$i_{np}$是前放噪声电流，$4kT/R_L$是负载电阻约翰逊噪声电流。

$R_L$的值较低，要使得探测器输出满足扫描仪带宽要求。因此，电阻器约翰逊噪声电流的值是值得重视的。和约翰逊以及放大器噪声比较，散粒和暗噪声电流可以忽略。此外，忽略它们的低级频率关系，得

$$i_n = \left(i_{np}^2 + \frac{4kT}{R_L}\right)^{1/2}$$

则

$$I_n = i_n \Delta f_n^{1/2}$$

信噪比方程可写成

$$\begin{aligned}\mathrm{SNR}(\nu) &= \frac{I_{s,\nu}}{I_n} \\ &= \frac{KA_D\mathrm{MTF}(\nu)}{4N^2 i_n \Delta f_n^{1/2}}\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_\lambda \Delta\rho(\lambda)R(\lambda)\tau_a(\lambda)\tau_0(\lambda)\mathrm{d}\lambda \end{aligned} \tag{8.38}$$

或者，把（8.34）和（8.35）式的$F$和$\Delta f_n$代入，得

$$\begin{aligned}\mathrm{SNR}(\nu) = {} & \frac{K\mathrm{MTF}(\nu)\alpha^2 D^2}{4i_n}\left(\frac{2k_i n}{k_f(v/h)\theta}\right)^{1/2} \\ & \times \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_\lambda \Delta\rho(\lambda)R(\lambda)\tau_a(\lambda)\tau_0(\lambda)\mathrm{d}\lambda \end{aligned} \tag{8.39}$$

3. 使用光电导探测器的扫描仪

使用光电导探测器，光谱噪声等效功率

$$\mathrm{NEP}(\lambda) = \frac{(A\cdot\Delta f_n)^{1/2}}{D^*(\lambda, f_0, \Delta f)}$$

式中$D^*(\lambda, f_0, \Delta f)$是光谱探测度。使用光电导探测器的传感器系统，其信噪比输出要考虑电子学的噪声因子$n_f$。系统的输出信噪比SNR等于探测器输入的信噪比除以$n_f$

$$\begin{aligned}\mathrm{SNR}(\nu) &= \mathrm{MTF}(\nu)\int_{\lambda_1}^{\lambda_2}\frac{\Delta\phi_{i,\Delta\lambda}\mathrm{d}\lambda}{\mathrm{NEP}(\lambda)n_f} \\ &= \frac{\pi K A_D^{1/2}\mathrm{MTF}(\nu)}{4N^2 n_f(\Delta f^n)^{1/2}}\int_{\lambda_1}^{\lambda_2}\Delta L_\lambda D^*(\lambda, f_0, \Delta f)\tau_a(\lambda)\tau_0(\lambda)\mathrm{d}\lambda\end{aligned}$$

式中，用$\Delta L_\lambda$代替$E_\lambda\Delta\rho(\lambda)$，是因为在光电导探测器的光谱灵敏度范围内不再处理反射的阳光通量。将（8.34）式代入，得

$$\mathrm{SNR}(\nu) = \frac{\pi K\alpha D\mathrm{MTF}(\nu)}{4N^2 n_f(\Delta f_n)^{1/2}}\int_{\lambda_1}^{\lambda_2}\Delta L_\lambda D^*(\lambda, f_0, \Delta f)\tau_a(\lambda)\tau_0(\lambda)\mathrm{d}\lambda$$

最后，将（8.35）式代入，得

$$\begin{aligned}\mathrm{SNR}(\nu) = {} & \frac{\pi K\alpha^2 D\mathrm{MTF}(\nu)}{4n_f N}\left(\frac{2k_i n}{k_f(v/h)\theta}\right)^{1/2} \\ & \times \int_{\lambda_1}^{\lambda_2}\Delta L_\lambda D^*(\lambda, f_0, \Delta f)\tau_a(\lambda)\tau_0(\lambda)\mathrm{d}\lambda \end{aligned} \tag{8.40}$$

4. 系统性能计算举例

为说明（8.40）式如何应用于系统性能的计算之中，以下举陆地卫星3的MSS系统热波段为例。表8.1列出了MSS的值；当实际值不可得时，使用了估计值。

中国国防科技网 http://www.81tech.com

表8.1 MSS 热波段计算所使用的值

| |
|---|
| $k_a=0.85$* |
| $\alpha=0.258$mrad |
| $D=22.9$cm |
| MTF($\upsilon$)=0.5(估计值) |
| $F=3.6$ |
| $n_f=2$(估计值) |
| $k_t=0.43$ |
| $n=2$ |
| $k_f=1$(估计值) |
| $\upsilon/h=0.007s^{-1}$ |
| $\theta=11.6°=0.2$rad |
| $D^*(10.4\sim12.6\mu m)=10^{10}cmHz^{1/2}\cdot W^{-1}$(估计值) |
| $\tau_a(\lambda)=0.8$(估计值) |
| $\tau_0(\lambda)=0.9$(估计值) |

*取 $K_N(\alpha)=\cos^4\alpha=1$，$A=8.9/22.9$。

将表8.1中的值代入（8.40）式，得

$$SNR = 1.78\times10^4\Delta L$$

在此波长区，对于300K 的温度而论，温度变化1K 的表面辐亮度变化大约是$5\times10^{-5}$ ($W\cdot cm^{-2}\cdot sr^{-1}K^{-1}$)，取决于表面的发射率。因此，对应于温度1K 的变化，系统的信噪比是0.89。

这一结果常用噪声等效温度差（NE$\Delta T$）来表示。NE$\Delta T$ 定义为单位信噪比所探测的温度差。在上述例子中

$$NE\Delta T = 1/0.89 = 1.1K$$

MSS 热波段的 NE$\Delta T$ 值是1.4K，这说明，表8.1中所估计的值，接近于正确的结果。

# 第九章　遥感传感器的辐射度学设计

在传感器设计中，往往空间分辨率和光谱分辨率都已根据卫星飞行使命给定．设计任务是在辐射分辨率、辐射灵敏度和传感器参数之间进行折衷。主要是确定光学系统的孔径或 $f$ 数，并把辐射度学参数和所有的相关参数联系起来。所指相关参数有：卫星飞行参数（高度、速度和速高比）、光学系统参数（孔径、$f$ 数、光学效率等）和探测器参数（尺寸、元数和探测度等）。光学遥感的对象是地面景物，图像充满遥感器的视场，因而，辐射度学计算都是对面源进行的。

遥感中所利用的来自地景的能量，可能由于地景本身的温度辐射而产生，也可能是反射太阳的能量。第二章已讨论了黑体辐射，本章讨论目标反射能量的计算问题，作为辐射度学的计算基础。

## 第一节　目标反射能量的计算

反射有几种可能的情况：

1．规则反射或镜面反射

这种反射遵守光学反射定律，发生于光滑的规则反射镜面上。例如，平静的水面，

2．漫反射

这是一种由反射造成的漫射，从宏观上看，不存在规则反射。

如果漫反射的反射能量的空间分布，使辐亮度在入射半球的各个方向上均相同，则这种漫反射为各向同性漫反射。

3．混合反射

这种反射部分是规则反射，部分是漫反射。

在光学遥感中，主要是后两种情况。以下定义表示反射性质的参数。

### 一、反射比

反射比定义为反射造成的辐出度对入射辐照度的比，即不透明面元的反射比 $\rho$ 为

$$\rho = \frac{M_r}{E_i} \tag{9.1}$$

式中，$M_r$ 是由反射造成的辐出度，$E_i$ 是入射辐照度。

不透明面的反射比也可以用入射辐亮度与反射辐亮度表示

$$\rho = \frac{\int_0^{\infty}\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi/2} L_{\lambda r}\cos\theta_r\sin\theta_r\,\mathrm{d}\theta_r\,\mathrm{d}\phi_r\,\mathrm{d}\lambda}{\int_0^{\infty}\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi/2} L_{\lambda i}\cos\theta_i\sin\theta_i\,\mathrm{d}\theta_i\,\mathrm{d}\phi_i\,\mathrm{d}\lambda} = \frac{\int_0^{\infty}\int_{2\pi\text{球面度}} L_{\lambda r}\,\mathrm{d}\Omega_r\,\mathrm{d}\lambda}{\int_0^{\infty}\int_{2\pi\text{球面度}} L_{\lambda i}\,\mathrm{d}\Omega_i\,\mathrm{d}\lambda} \tag{9.2}$$

式中，$L_{\lambda i}$是沿方向$(\theta_i,\phi_i)$入射的光谱辐亮度，$L_{\lambda r}$是沿方向$(\theta_r,\phi_r)$反射的光谱辐亮度，以及

$$\int_{2\pi\text{球面度}} L(\theta,\phi)\mathrm{d}\Omega = \int_0^{2\pi}\int_0^{\pi/2} L(\theta,\phi)\cos\theta\sin\theta\mathrm{d}\theta\mathrm{d}\phi$$

按(9.1)式，对不同类型的反射，可类似地定义规则反射比、漫反射比和混合(总的)反射比。后者是前两种反射比的和。

对某一厚度材料层的反射比，厚度再增加时，反射比已不再变化，这时的反射比称为反射本领，或称反射率。

在光学遥感中，光谱反射比更为常用。光谱反射比定义为

$$\rho(\lambda) = \frac{M_{\lambda r}(\lambda)}{E_{\lambda i}(\lambda)} \quad 或 \quad \rho(\lambda) = \frac{\phi_{\lambda\rho}}{\phi_\lambda} \tag{9.3}$$

式中，$M_{\lambda r}(\lambda)$和$E_{\lambda i}(\lambda)$是相应于(9.1)式中$M_r$和$E_i$的光谱量，$\phi_{\lambda\rho}$是反射的光谱辐射通量，$\phi_\lambda$是入射的光谱辐射通量。

在海洋遥感中，需要考虑另一种反射比，即光谱菲涅耳反射比。如果一透明、吸收的物体（折射率$n$、吸收系数$k$）具有光滑的表面，而且没有干扰表面层，例如，平静的海面，则平行和垂直于入射平面的偏振辐通量分量的菲涅尔反射比$\bar{\rho}_\rho(\lambda)$和$\bar{\rho}_s(\lambda)$可以求出。

对非吸收材料($k=0$)，当入射角为$\theta$，折射角为$\theta'$时，得

$$\left.\begin{aligned}\bar{\rho}_s(\lambda) &= \left[\frac{\cos\theta - (n^2-\sin^2\theta)^{1/2}}{\cos\theta + (n^2-\sin^2\theta)^{1/2}}\right]^2 = \frac{\sin^2(\theta-\theta')}{\sin^2(\theta+\theta')}\\ \bar{\rho}_\rho(\lambda) &= \left[\frac{n^2\cos\theta - (n^2-\sin^2\theta)^{1/2}}{n^2\cos\theta + (n^2-\sin^2\theta)^{1/2}}\right]^2 = \frac{\mathrm{tg}^2(\theta-\theta')}{\mathrm{tg}^2(\theta+\theta')}\end{aligned}\right\} \tag{9.4}$$

对非偏振辐射能，总的菲涅耳反射比为

$$\bar{\rho}_t(\lambda) = \frac{1}{2}[\bar{\rho}_s(\lambda) + \bar{\rho}_\rho(\lambda)]$$

当入射角$\theta=0$(用下标"0"表示)时

$$\bar{\rho}_0(\lambda) = \bar{\rho}_{t,0}(\lambda) = \bar{\rho}_{s,0}(\lambda) = \bar{\rho}_{\rho,0}(\lambda) = \left[\frac{n-1}{n+1}\right]^2$$

## 二、双向光谱反射分布函数

反射光谱辐亮度$L_{\lambda r}$由入射光谱辐亮度$L_{\lambda i}$和表面的方向光谱反射特性给出

$$L_{\lambda r} = \int_{2\pi\text{球面度}} L_{\lambda i} f_r \mathrm{d}\Omega_i$$

式中，$f_r$即面元的双向光谱反射分布函数。

$$f_r(\lambda;\theta_i,\phi_i;\theta_r,\phi_r) = \frac{\mathrm{d}L_{\lambda r}}{L_{\lambda i}\mathrm{d}\Omega_i}\mathrm{sr}^{-1} \tag{9.5}$$

式中，分母是沿方向$(\theta_i,\phi_i)$入射的准直光束的光谱辐照度，分子$\mathrm{d}L_{\lambda r}(\lambda;\theta_i,\phi_i;\theta_r,\phi_r)$是光束对净反射光谱辐亮度$L_{\lambda r}(\lambda;\theta,\phi)$的元贡献。

借助于$f_r$，反射比$\rho$可以用入射辐射及面元的反射性质来表示，即

$$\rho = \frac{\int_0^{\infty}\int_{2\pi\text{球面度}} L_{\lambda i} f_r \mathrm{d}\Omega_i \mathrm{d}\Omega_r \mathrm{d}\lambda}{\int_0^{\infty}\int_{2\pi\text{球面度}} L_{\lambda i} \mathrm{d}\Omega_i \mathrm{d}\lambda} \tag{9.6}$$

### 三、部分反射比

当仅考虑所指定的一部分入射和反射辐射时，使用部分反射比。部分反射比 $\rho(\lambda;\omega_i;\omega_r)$ 定义为，由一个在立体角 $\omega_i$ 中的被照表面反射而产生的在立体角 $\omega_r$ 中和波段 $\Delta\lambda$ 内的辐出度与其相应辐照度之比

$$\rho(\Delta\lambda;\omega_i;\omega_r) = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2}\int_{\omega_r}\int_{\omega_i} L_{\lambda i} f_r \mathrm{d}\Omega_i \mathrm{d}\Omega_r \mathrm{d}\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2}\int_{\omega_i} L_{\lambda i} \mathrm{d}\Omega_i \mathrm{d}\lambda} \tag{9.7}$$

式中，$\Delta\lambda$ 表示从 $\lambda_1$ 到 $\lambda_2$ 的波段 。

就入射光束的方向分布来说，有定向的、圆锥形的和半球形的三种；反射光束的方向分布，也有上述三类。此外，就光谱分布来说，有单频的、宽带的和总的三种。这样，可以构成27种部分反射比。例如，锥形半球单频反射比

$$\rho(\lambda;\omega_i;2\pi) = \frac{\int_{2\pi\text{球面度}}\int_{\omega_i} L_{\lambda i} f_r \mathrm{d}\Omega_i \mathrm{d}\Omega_r}{\int_{\omega_i} L_{\lambda i} \mathrm{d}\Omega_i}$$

而单向圆锥总反射比

$$\rho(\theta_i,\phi_i;\omega_r) = \frac{\int_0^{\infty}\int_{\omega_r} L_{\lambda i} f_r \mathrm{d}\Omega_r \mathrm{d}\lambda}{\int_0^{\infty} L_{\lambda i} \mathrm{d}\lambda}$$

圆锥单向宽带反射比则为一个微分量

$$\mathrm{d}^2\rho(\Delta\lambda;\omega_i;\theta_r,\phi_r) = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2}\int_{\omega_i} L_{\lambda i} f_r \mathrm{d}\Omega_i \mathrm{d}\lambda \cos\theta_r \sin\theta_r \mathrm{d}\theta_r \mathrm{d}\phi_r}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2}\int_{\omega_i} L_{\lambda i} \mathrm{d}\Omega_i \mathrm{d}\lambda}$$

当入射辐射与反射辐射的空间分布相同时，可以只用入射的或反射的几何特征表示（双定向、双半球或双圆锥等）。

大多数反射比，既表示入射辐射的光谱方向特征，又表示反射面的光谱方向特征。单向半球单频反射比 $\rho(\lambda;\theta_i,\phi_i;2\pi)$ 是一个重要的例外，也可以简称为单向单频反射比或单向反射比

$$\rho(\lambda;\theta_i,\phi_i;2\pi) = \int_{2\pi\text{球面度}} f_r \mathrm{d}\Omega_r \tag{9.8}$$

与入射辐射的特性无关，而仅表示反射面的特征。对给定的反射面，这个反射比应用最广。

### 四、反射中反射参数间的几个重要关系

按反射面的性质，在各反射参数间存在着重要的关系，以两种典型的反射为例，研

立这些关系。

1. 漫反射

一个沿 $(\theta_i,\phi_i)$ 方向被照明的均匀漫反射面，在所有方向上反射的辐亮度都相同。对于这种反射面，双向光谱反射分布函数与单向半球单频反射比有如下关系

$$f_r(\lambda;\theta_i,\phi_i;\theta_r,\phi_r)=\frac{1}{\pi}\rho(\lambda;\theta_i,\phi_i) \tag{9.9}$$

如果表面的反射辐亮度再与辐照的方向无关，则 $f_r$ 与单频反射比，即双半球单频反射比 $\rho(\lambda)$ 的关系是

$$f_r(\lambda;\theta_i,\phi_i;\theta_r,\phi_r)=\frac{1}{\pi}\rho(\lambda) \tag{9.11}$$

如果再加上表面是光谱非选择性的，则

$$f_r(\lambda;\theta_i,\phi_i;\theta_r,\phi_r)=\frac{\rho}{\pi} \tag{9.11}$$

式中，$\rho$ 为表面的反射比，即双半球反射比。如果表面为完全的均匀漫射面，$\rho=1$，从而

$$f_r(\lambda;\theta_i,\phi_i;\theta_r,\phi_r)=\frac{1}{\pi} \tag{9.12}$$

2. 镜面反射

对于镜面反射，入射方向 $(\theta_i,\phi_i)$ 和反射方向 $(\theta_r,\phi_r)$ 间存在如下关系

$$\theta_r=\theta_i$$

$$\phi_r=\phi_i+\pi$$

反射光线的光谱辐亮度 $L_{\lambda r}(\lambda;\theta_r,\phi_r)$ 与入射光线的光谱辐亮度 $L_{\lambda i}(\lambda;\theta_i,\phi_i)$ 和表面的单向单频反射比 $\rho(\lambda;\theta_i,\phi_i)$ 有如下关系

$$L_{\lambda r}(\lambda;\theta_r,\phi_r)=L_{\lambda i}(\lambda;\theta_r,\phi_{r-\pi})\rho(\lambda;\theta_r,\phi_{r-\pi}) \tag{9.13}$$

其中，表征可测量的表面性质的量是 $\rho(\lambda;\theta_i,\phi_i)$。如果镜面是各向同性的，则

$$\rho(\lambda;\theta_i,\phi_i)=\rho(\lambda) \tag{9.14}$$

如果表面还是光谱非选择的，则

$$\rho(\lambda;\theta_i,\phi_i)=\rho \tag{9.15}$$

对完全的镜面反射体，$\rho=1$，从而

$$\rho(\lambda;\theta_i,\phi_i)=1$$

镜面的双向光谱反射分布函数为

$$f_r(\lambda;\theta_i,\phi_i;\theta_r,\phi_r)=2\rho(\lambda;\theta_i,\phi_i)\delta(\sin^2\theta_r-\sin^2\theta_i)\delta(\phi_r-\phi_i+\pi) \tag{9.16}$$

式中，最右边的两个因子是狄拉克 $\delta$-函数，定义为

$$(1)\quad \delta(u)=0 \qquad u\neq 0$$

$$(2)\quad \int f(u)\delta(u)\mathrm{d}u=f(0)$$

式中，积分对变量的全部变化范围进行。

在遥感中，漫反射的情况是普遍的情况。

## 第二节 多光谱扫描仪噪声等效反射率差的确定

遥感数据的用户常常通过目标反射率的变化来了解地面目标的特性。由于所感兴趣的变化在幅度上经常很小、而且难于精确测量，所以，传感器对小反射率变化响应能力的确定和测量引起人们很大兴趣。这种能力与灵敏度有关，常用噪声等效反射率差 $NE\Delta\rho$ 来描述。$NE\Delta\rho$ 是最小的可探测的反射率变化，因此被定义为系统的分辨率。

用户选择噪声等效反射率差作为灵敏度参数，但传感器工程师选择的是不同的灵敏度参数，即噪声等效辐亮度差(NER)。

### 一、辐亮度和噪声等效辐亮度差

在遥感传感器系统中使用的探测器，对辐射能传输的时间速率（即辐通量、以瓦表示）起反应。最直观的通量测量情况，是探测器的能量收集孔径被均匀密度的辐射完全充满。如果用 $E$ 表示辐照度，即在给定表面上单位面积入射的辐射通量，则输入辐射功率 $P_{in}$ 是辐照度和收集面积 $A_c$ 的乘积

$$P_{in} = E \cdot A_c \tag{9.17}$$

通过定标系统，使得 $E$ 的测量成为可能，再考虑传输介质的影响，就可以借助于遥感手段把 $E$ 和目标特性联系起来。

目标特性是通过辐亮度的概念获得的。辐亮度是单位面积的辐射源在单位立体角内辐射的功率大小，辐亮度 $L$ 和辐照度 $E$ 间的关系式为

$$E = L\omega \tag{9.18}$$

式中，$\omega$ 是探测器系统的立体观测角。因此，可以看出，忽略掉当时的大气衰减，由探测器测量的功率密度 $E$，是通过探测器系统的特征角 $\omega$ 和目标特征相联系的。参数 $E$ 和 $L$ 也可以定义为

$$E = \frac{\partial P}{\partial A_c} \quad ; \quad L = \frac{\partial^2 P}{\partial\omega\partial A_t}$$

式中，$A_t$ 是目标面积。

扫描仪系统的噪声等效辐亮度差 NER，定义为产生一等效于系统噪声的信号所要求的输入辐亮度变化量。换句话说，这是产生单位信噪比($S/N$) 的辐亮度量。对于这一能级的信号来说，辐亮度是难于测量的。对于线性系统，用较大的辐亮度变化来确定 NER

$$\mathrm{NER} = \frac{\Delta L_t}{(V_t/V_n)} \tag{9.19}$$

式中，$\Delta L_t$ 是景辐亮度的变化，$V_t$ 是正比于景辐亮度变化的信号电压，$V_n$ 是噪声电压。产生一等于噪声的输出信号($S/N = 1$) 的输入辐亮度变化，是最小的可探测的辐亮度能级变化。因此，NER 是最小的可探测的辐亮度，并定义为系统的分辨率。

可以用机械法产生地景视频数据，例如，用旋转反射镜来反射由窄角望远镜观察的目标景的小元。然后，望远镜的像在探测器上借滤光镜进行光谱分离、探测器产生正比于所收集光谱辐射功率的电压。反射镜旋转是连续的，使得扫描仪内部包含的可见和红外定

标源在旋转扫描反射镜的每一转内被探测器观察一次。内部的可见定标源提供一种方法，获得（9.19）式所要求的辐亮度变化。在这种应用中，内部黑体之一用于提供一零辐亮度（在可见光谱区）目标。因为定标源的辐亮度值是已知的，对于线性系统来说，计算 NER 是简单的。测量由观察黑体和定标源所引起的输出信号变化，再测量噪声信号，用信号和噪声输出电压的比除以内部定标源辐亮度的值，即可获得 NER(9.19 式)

$$\mathrm{NER}=\frac{\Delta L_r}{(V_r/V_n)}=\frac{L_2-L_1}{S/N}=\frac{L_2-0}{S/N}$$

一种较好测量 NER 的方法，是使用更精确的实验室源作为目标。作这种选择的原因，在于在某些扫描仪中，内部定标源光学链和目标观察光学链不相同，通过与观察地面目标相同的光学链来观察已知辐亮度源，这种可能的误差源即被消除。

## 二、反射率和噪声等效反射率差

反射率定义为由物体反射的辐射通量对入射在物体上的辐射通量之比。因此，反射率的计算和测量至少在原理上是一个直观的过程。但在实际上，由于表面的不规则性，它在很多方向上，或许在所有方向上，可能带有某种空间选择性地散射入射能量，使测量问题复杂起来。

另一种可能的复杂性在于，测量器件对波长的依赖性和经常掌握入射辐射幅度的不现实性。按实验者的要求，对这些复杂情况可按需要强调和简化。考虑到目标特性和测量几何条件，特别是反射率和波长的依赖关系，归纳和简化假设是可以做出的。一般情况下，所收集的辐射能量取决于探测器观察目标的方向。因此，部分反射率 $\rho'$ 定义为在给定方向上从一表面反射的光谱辐亮度 $L_\lambda$ 对面积 $\mathrm{d}A$ 上的光谱法向辐照度 $E_\lambda^\downarrow$ 之比，可表示为

$$\rho'(\theta_r,\phi_r)=\frac{L_\lambda}{E_\lambda^\downarrow} \tag{9.20}$$

式中，$E_\lambda^\downarrow=(\mathrm{d}P_i/\mathrm{d}A)$ 是垂直于目标的辐照度，并为 $\mathrm{d}A$ 上入射的功率（图 9.1）。

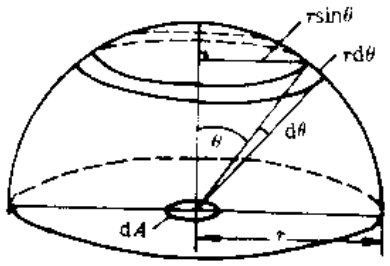



图 9.1 表示反射坐标系统和主要参数的原理图

完善的散射表面，在所有方向上反射相等的能量，当从任何方向观察时，这种表面对探测器呈现相同的辐亮度。对于完善的散射表面，总反射率和部分反射率间的关系很简单。

从表面反射的功率

$$\mathrm{d}P_r=\mathrm{d}A\int_h L_\lambda \mathrm{d}\Omega \tag{9.21}$$

式中，$h$ 表示面积 $\mathrm{d}A$ 上的整个半球，$\Omega$ 表示反射的立体角，此投影立体角定义为

$$\mathrm{d}\Omega=\cos\theta\sin\theta\mathrm{d}\theta\mathrm{d}\phi \tag{9.22}$$

将（9.20），（9.22）式代入（9.21）式

$$\mathrm{d}P_r=\mathrm{d}A\int_0^{\pi/2}\int_0^{2\pi}\rho' E_\lambda^\downarrow\cos\theta\sin\theta\mathrm{d}\theta\mathrm{d}\phi$$

$$=\mathrm{d}A\int_0^{\pi/2}\int_0^{2\pi}\rho'\left(\frac{\mathrm{d}P_i}{\mathrm{d}A}\right)\cos\theta\sin\theta\mathrm{d}\theta\mathrm{d}\phi$$

因为表面是散射表面，$\rho'$ 等于常数。因此上式变为

$$dP_r = \pi\rho' dP_i$$

比值 $dP_r/dP_i$ 定义为总反射率 $\rho$。对于散射表面，$\rho$ 和部分反射率因子间的关系为

$$\rho = \pi\rho' \tag{9.23}$$

和（9.11）式一致。

将(9.23)式代入(9.20)式

$$L_\lambda = \frac{\rho}{\pi} E_\lambda^{\downarrow}$$

如果表面 $dA$ 上的辐照度相对于天顶，或正头顶的点以某一角度 $\theta_0$ 测量

$$E_\lambda^{\downarrow} = E_\lambda \cos\theta_0$$

则

$$L_\lambda = \frac{\rho}{\pi} E_\lambda \cos\theta_0 \tag{9.24}$$

如果目标表面是完善的散射表面，则（9.24）式在目标辐亮度、总反射率和辐照度间提供了一个有用的关系式。

由于所探测的反射率变化信号是叠加在探测仪器的噪声之上的，可以确定，最小可探测的反射率必须产生一个至少等于系统噪声的输出信号。实际上，按照定义，测量仪器的分辨率是能产生一刚好等于噪声信号所对应的输入量。一般地，这种输入值的微量性阻碍了它的合理使用，测量工作由使用更大些的输入值除以信噪比来完成（线性系统，图 9.2）

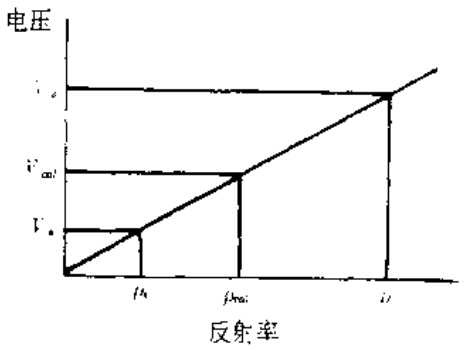



图 9.2 线性系统反射率的原理图

$$NE\Delta\rho = \frac{\Delta\rho}{(V_s/V_n)} \tag{9.25}$$

式中，$\Delta\rho$ 是要求产生一信号电压 $V_s$ 所需要的景反射率变化，$V_n$ 是噪声电压。因此，$NE\Delta\rho$ 是按系统反射率的分辨率，并且是最小可探测的变化。

### 三、$NER$ 和 $NE\Delta\rho$ 的关系

从(9.25)式可以看出，$NE\Delta\rho$ 取决于反射率的变化，而不取决于反射率的绝对值。另一方面，按(9.24)式，辐亮度确切地说，光谱辐亮度取决于 $\rho$ 和波长 $\lambda$ 两个因素。为标注辐亮度和波长的关系，在此使用了 $L_\lambda$，即光谱辐亮度，并且是辐亮度相对于波长的偏导数。为研究光谱辐亮度以及 $\rho$ 和 $\lambda$ 组合间的关系表达式，对某些 $\rho_0$、$\lambda_0$ 的值，可以使用 $L_\lambda(\rho,\lambda)$ 的线性近似。其中，$\rho_0$ 和 $\lambda_0$ 是选定的值。光谱辐亮度变化为

$$\Delta L_\lambda \approx \frac{\partial L_\lambda}{\partial\rho}\Delta\rho + \frac{\partial L_\lambda}{\partial\lambda}\Delta\lambda \tag{9.26}$$

式中

$$\Delta L_\lambda = L_\lambda(\rho,\lambda) - L_\lambda(\rho_0,\lambda_0)$$

用信噪比除以方程(9.26)的每一边，得光谱噪声等效辐亮度

$$\frac{\Delta L_\lambda}{S/N} = \mathrm{NER}_\lambda \approx \frac{\partial L}{\partial \rho}\frac{\Delta \rho}{S/N} + \frac{\partial L}{\partial \lambda}\frac{\Delta \lambda}{S/N} \tag{9.27}$$

景或目标的光谱辐亮度 $L_{t\lambda}$ 可以和地面辐照度 $E_{g\lambda}$ 联系起来

$$L_{t\lambda} = \frac{\rho}{\pi}(E_{g\lambda}\cos\theta_0 + S_\lambda) + L_{r\lambda} \tag{9.28}$$

式中，$S_\lambda$ 是散射或天空辐照度，$L_{r\lambda}$ 是路径辐亮度。相对于 $\rho$ 和 $\lambda$ 取上式的偏导数，得

$$\left.\begin{aligned}\frac{\partial L_{t\lambda}}{\partial \rho} &= \frac{1}{\pi}(E_{g\lambda}\cos\theta_0 + S_\lambda)\\ \frac{\partial L_{t\lambda}}{\partial \lambda} &= \frac{\rho}{\pi}\frac{\partial S_\lambda}{\partial \lambda} + \frac{\partial L_{r\lambda}}{\partial \lambda}\end{aligned}\right\}$$

作为一级近似，已假定

$$\frac{\partial S_\lambda}{\partial \lambda} = 0 \quad ; \quad \frac{\partial E_{g\lambda}}{\partial \lambda} = 0 \quad ; \quad \frac{\partial L_{r\lambda}}{\partial \lambda} = 0$$

这些近似成立的基础，是给定量随波长的变化很小。将此偏导数式代入(9.27)式，并注意到 $\Delta\rho/(S/N) = \mathrm{NE}\Delta\rho$，得

$$\mathrm{NER}_\lambda = \frac{\mathrm{NE}\Delta\rho}{\pi}(E_{g\lambda}\cos\theta_0 + S_\lambda) \tag{9.29}$$

对 $\lambda$ 积分(9.29)式，得

$$\mathrm{NER} = \frac{\mathrm{NE}\Delta\rho}{\pi}\left(\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_{g\lambda}\cos\theta_0 \mathrm{d}\lambda + \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} S_\lambda \mathrm{d}\lambda\right) \tag{9.30}$$

如果(9.30)式括号中的因子用 $E_t$，即总的目标辐照度来表示，则

$$\mathrm{NER} = \frac{1}{\pi}E_t\mathrm{NE}\Delta\rho \tag{9.31}$$

(9.31)式在确定 $\mathrm{NE}\Delta\rho$ 中是一个很有用的关系式。

### 四、$\mathrm{NE}\Delta\rho$ 的确定

对于扫描仪系统，可以有几种确定 $\mathrm{NE}\Delta\rho$ 的方法，以下讨论其中三种方法。

第一种方法是最直观的测量方法。此方法基于线性系统的假定，并涉及到扫描两个已知反射率的目标。

$$\mathrm{NE}\Delta\rho = \frac{\rho_2 - \rho_1}{\left(\dfrac{V_2 - V_1}{V_n}\right)} \tag{9.32}$$

式中，$V_1$ 和 $V_2$ 是当扫描仪指向目标1和目标2时所产生的输出电压，$V_n$ 是系统的噪声电压。方程(9.32)和(9.25)是等效的。

第二种方法是 $\mathrm{NE}\Delta\rho$ 的计算法，可由方程(9.24)推导出来。认为两个变量是辐亮度 $L_t$ 和反射率 $\rho$，写出

$$\Delta L_\lambda = \frac{\Delta\rho}{\pi} E_\lambda \cos\theta_0$$

式中，Δ表示量的变化。将此式除以信噪比 $S/N$，得

$$\frac{\Delta L_\lambda}{S/N} = \mathrm{NER}_\lambda = \frac{\Delta\rho}{S/N} \cdot \frac{E_\lambda \cos\theta_0}{\pi}$$

$$= \mathrm{NE}\Delta\rho \cdot \frac{E_\lambda \cos\theta_0}{\pi}$$

因此

$$\mathrm{NE}\Delta\rho = \frac{\pi \mathrm{NER}_\lambda}{E_\lambda \cos\theta_0} \tag{9.33}$$

可以看出，使用方程（9.33），需要知道太阳的辐照度，这可以通过测量或计算得到。在计算中还要涉及到经度、大气散射和透射，以及天时等假设。

确定 $\mathrm{NE}\Delta\rho$ 的第三种方法，是使用扫描仪的内定标源和假定的（但有希望实现的）太阳辐照度值进行实时测量。此方法包括内定标源的等效反射率计算

$$\mathrm{NE}\Delta\rho = \frac{\rho_{eq}}{V_{cal}/V_n} \tag{9.34}$$

式中，$\rho_{eq}$ 是等效景反射率。在此表达式中，来自定标灯的能量被视为是一种由外部能源（例如太阳）引起的地景目标的输入。为具有实际意义，$\rho_{eq}$ 必须仿效(9.20)式，显然代表一反射能量对入射能量的比。将(9.23)式和 $E_\lambda^\downarrow = E_\lambda \cos\theta_0$ 代入(9.20)式得

$$\rho_{eq} = \frac{\pi L_{\lambda(\mathrm{cal})}}{E_\lambda \cos\theta_0} \tag{9.35}$$

式中，$L_{\lambda(\mathrm{cal})}$ 是定标源光谱辐亮度，$E_\lambda$ 是由入射阳光辐射产生的假定的目标辐照度，$E_\lambda$ 在从假设的反射率为 $\rho_{eq}$ 的目标反射后，将产生一信号 $L_{cal}$。因此，把由方程(9.35)和(9.34)所确定的 $\mathrm{NE}\Delta\rho$ 作为灵敏度参数的可用性，取决于 $E_\lambda$ 近似真实的运行状态，并可写为

$$\mathrm{NE}\Delta\rho = \frac{\pi L_{\lambda(\mathrm{cal})}}{E_\lambda \cos\theta_0} \cdot \frac{1}{S/N}$$

$$= \frac{\pi \cdot \mathrm{NER}_\lambda}{E_\lambda \cos\theta_0} \tag{9.36}$$

为计算出 $\mathrm{NE}\Delta\rho$，必须对方程(9.36)进行数值积分，这样，从两项中去掉下标，得

$$\mathrm{NE}\Delta\rho = \frac{\pi \mathrm{NER}}{E_\lambda \Delta\lambda \cos\theta_0} = \frac{\pi \mathrm{NER}}{E_p \cos\theta_0} \tag{9.37}$$

式中，$E_p$ 是从表 3.2(P. Moon) 查得的目标辐照度，$\Delta\lambda$ 是带宽。JSC（约翰逊空间中心）工程发展管理局，假定天底角是 45°，$E_\lambda$ 取自由 P. Moon 编辑的表。在该表中，设定相对大气气团为 2.00，大气压力为 101.3kN/m²(760torr)，水蒸气压力为 2.7kN/m²(20torr)，没有考虑天空或散射辐照度。这些设定使测量值和计算值恰好符合。

按(9.37)式计算，$\mathrm{NE}\Delta\rho$ 称为 P. Moon 值。在 JSC，这是确定任何扫描仪 $\mathrm{NE}\Delta\rho$ 时应用最广的方法。

## 五、大气影响

方程（9.31）表示 NE$\Delta\rho$ 和景的辐照度及扫描仪特性 NE$R$ 的关系。为利用这个关系，必须以某种精度能预计或计算 $E_t$，这里必须考虑大气的影响。几种大气模式可以利用，其中之一即 Ångstrom 模式，形式如下

$$E_\lambda = \cos\theta_0 E_{ex} e^{-m(\alpha_R+\alpha_a)-\alpha_w} + S_\lambda \tag{9.38}$$

式中，$\theta_0$ 是太阳天顶角，$E_{ex}$ 是地球大气圈外的光谱辐照度（表 3.1），$m$ 是大气气团，对于 0°到60°间的角度，等于 $\sec\theta$。量 $\alpha_R$ 是 Rayleigh 消光系数（或散射系数），它是太阳辐射能和气体大气的分子间反射干扰的一种量度。这个系数是波长的函数，由下式给出

$$\alpha_R(\lambda) = 0.00889\lambda^{-4.05} \tag{9.39}$$

式中，$\lambda$ 以 μm 表示。$\alpha_a$ 是由于灰尘、雾等产生的气溶胶衰减系数，近似为

$$\alpha_a(\lambda) = 2.303B(2\lambda)^{-\alpha} \tag{9.40}$$

这里引入两个量，$B$ 和 $\alpha$。$B$ 称为混浊度常数，其数值范围从 0.05 到 0.2（表 9.1）；$\alpha$ 取值为 $0<\alpha\leqslant 4$，取决于粒子尺寸。对于轻雾，取值 1.0，对于清净大气，取值 1.5。$\alpha_w$ 是衰减系数，随纬度和波长变化，对 2.7kN/m²（20torr）的水蒸气压力，$0.4\leqslant\lambda\leqslant 0.7\mu m$ 时是 0.011，$0.6\leqslant\lambda\leqslant 1.0$ 时是 0.18。$S_\lambda$ 即散射天空辐照度，变化很大，但可由经验资料近似。波长在 0.4 和 0.6μm 之间时，$S_\lambda/E_\lambda \approx 0.35$；波长在 0.6 和 1.0μm 之间时，$S_\lambda/E_\lambda \approx 0.1$。

表 9.1　　混浊度系数 $B$ 作为纬度和高度函数的标准值

| 高度（大气压力）kN/m²（mbar） | 范　围 | 纬　度 | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | | 70°N | 60°N | 45°N | 30°N | 0° | 30°S | 45°S | 60°S |
| 100(1000) | Ångstrom | 0.050 | 0.061 | 0.082 | 0.104 | 0.125 | 0.104 | 0.082 | 0.061 |
| | 下限 | 0.010 | 0.010 | 0.050 | 0.050 | 0.050 | 0.050 | 0.050 | 0.010 |
| | 上限 | 0.100 | 0.100 | 0.200 | 0.400 | 0.400 | 0.400 | 0.200 | 0.100 |
| 90(900) | Ångstrom | 0.030 | 0.037 | 0.050 | 0.063 | 0.076 | 0.063 | 0.050 | 0.037 |
| | 下限 | 0.010 | 0.010 | 0.010 | 0.010 | 0.010 | 0.010 | 0.010 | 0.010 |
| | 上限 | 0.050 | 0.100 | 0.100 | 0.200 | 0.400 | 0.200 | 0.100 | 0.100 |
| 80(800) | Ångstrom | 0.018 | 0.022 | 0.030 | 0.037 | 0.046 | 0.037 | 0.030 | 0.022 |
| | 下限 | 0.000 | 0.000 | 0.010 | 0.010 | 0.010 | 0.010 | 0.010 | 0.000 |
| | 上限 | 0.050 | 0.050 | 0.100 | 0.200 | 0.200 | 0.200 | 0.100 | 0.050 |
| 70(700) | Ångstrom | 0.011 | 0.014 | 0.018 | 0.023 | 0.028 | 0.023 | 0.018 | 0.014 |
| | 下限 | 0.000 | 0.000 | 0.000 | 0.010 | 0.010 | 0.010 | 0.000 | 0.000 |
| | 上限 | 0.020 | 0.050 | 0.050 | 0.100 | 0.200 | 0.100 | 0.050 | 0.050 |

在（9.38）式中指数的波长依赖关系导致一个棘手的表达式。但是，由于在扫描仪系统中使用相当窄的波段，在波段内允许近似，在测量情况下进行简化还是可能的。因此

为在符合于探测器响应的波段内求得景辐照度，应以下述方式积分（9.38）式

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_\lambda d\lambda = E_b$$

$$= \{\cos\theta_0 e^{-m[\alpha_R(\lambda_c)+\alpha_a(\lambda_c)]-(\alpha_w/\lambda_c)}\} \cdot E_{eb} + S_b \qquad (9.41)$$

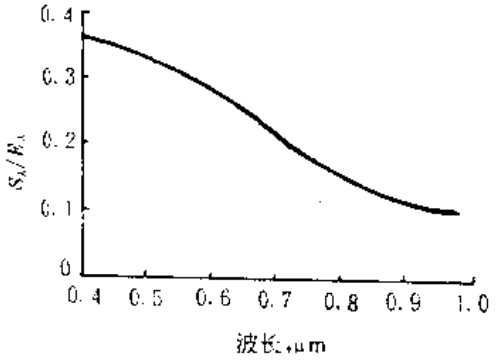



图 9.3 散射辐照度对太阳辐照度的比

式中

$$E_{eb} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_{e\lambda} d\lambda$$

而

$$S_b = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} S_\lambda d\lambda$$

式中的 $\lambda_c$ 是带通的中心波长。最后，对于给定的扫描仪，并考虑到大气衰减，NE$\Delta\rho$ 的计算式为

$$NE\Delta\rho = \frac{\pi \cdot NER}{E_b} \qquad (9.42)$$

式中，$E_b$ 是取自（9.41）式的值 。

（9.41）式中的 $S_b$ 由 $S_\lambda$ 求得，图 9.3 给出比值 $S_\lambda/E_\lambda$ 曲线。

## 六、气象条件对辐射的影响

另一种大气模式处理光学厚度和能见度。遥感系统收集的辐射能，是由地球表面上的目标反射或发射的能量。太阳辐射通过大气，从它在地球大气圈外的值衰减，由在给定的时间大气的状态来确定。取决于温度、湿度和尘埃含量等因素，大气团的物理状态是高度变化的。辐射衰减的精确模式尚未建立，但可以作某些近似，估计表面上的总的、平均的辐照度。

如图 9.4 所示，考虑一分层大气顶部平行直射的阳光光束，其大气圈外的光谱辐照度为 $E_{\lambda 0}$。对于传播一距离 $dZ$ 的平行光束，辐照度将降低 $-dE_\lambda$，假定在距离 $dZ$ 内没有辐射发射，Schwarzchild 方程给出

$$\frac{dE_\lambda}{E_\lambda} = -k_\lambda dZ$$

式中，$E_\lambda$ 是层顶辐照度的值，$k_\lambda$ 是消光系数，包括吸收和散射两种影响，单位为每公里（$km^{-1}$）。积分上式，给出

$$E_\lambda = E_{\lambda 0} e^{-\int_0^x k_\lambda dx}$$

对于和天顶成某一角度的表面 $\overline{PN}$，则

$$E_\lambda = E_{\lambda 0}\cos\theta_0 e^{-\int_0^x k_\lambda dx}$$

但是 $dx = \sec\theta dZ$

$$E_\lambda = E_{\lambda 0}\cos\theta_0 e^{-\sec\theta(\tau)} \qquad (9.43)$$

式中

$$\tau = \int_0^{(\sec)z} k_\lambda dZ$$

等于光学厚度或大气厚度。

$\sec\theta$ 通常称之为大气气团。按气团消光系数 $\alpha_\rho = \varepsilon_\lambda/\rho$ 变换方程(9.43)，可对其进一步了解。式中，$\rho$ 等于气团密度。令 $dm$ 等于 $dx$ 方向沿大气柱每单位面积的气团元，则可写出

$$dm = \rho\, dx = \rho\, \sec\theta dZ$$

积分并令 $m_0$ 等于在垂直柱内每单位面积的质量

$$m = (\sec\theta)m_0$$

因此，$\sec\theta = m/m_0 = m_r$，即相对大气气团。这样，(9.43)式可写作

$$E_\lambda = E_{\lambda 0}\cos\theta_0 e^{-m_r\tau} \qquad (9.44)$$

一般来说，光学厚度由吸收和散射两个因素确定。对于可见光谱区，Ångström 大气模式考虑平均大气状态，

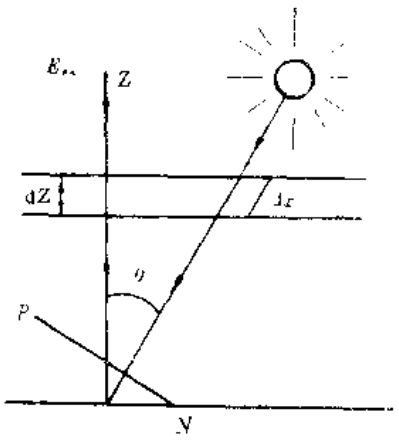



图 9.4 Schwarzchild 方程中使用的太阳辐照度量的几何关系

$$\tau = \tau_R + \tau_a + \tau_w$$

式中，$\tau_R$、$\tau_a$ 是由 Rayleigh（分子）散射造成的，包括对大气分子折射和各向异性、薄雾或尘埃散射的校正，$\tau_w$ 是由于水蒸气、臭氧、二氧化碳和其他气体造成的吸收。有时，$e^{-m_r\tau}$ 写作 $e^{-m_r\tau} = (q_\lambda)^{m_r}$，式中，$q_\lambda = e^{-\tau}$，并称为大气的透过率。为分析 $NE\Delta\rho$，Ångström 模式这样使用

$$E_\lambda = E_{\lambda 0}\cos\theta_0 e^{-m_r\tau_R}\cdot e^{-m_r\tau_a}\cdot e^{-\tau_w} \qquad (9.45)$$

式中，$\tau_R = \alpha_R$(Rayleigh 消光系数)，$\alpha_R = 0.00889\lambda^{-4.05}$，$\lambda$ 以 μm 表示，$\tau_a = \alpha_a$(尘埃、轻雾消光系数，$\alpha_a = 2.303B(2\lambda)^{-\alpha}$，$\lambda$ 以 μm 表示，$\tau_w = \alpha_w$(吸收消光系数)。

对于一定纬度，可求得平均混浊度 $B$ 和吸收系数 $\alpha_w$。对于 $\alpha_a$，薄雾散射的 $\alpha$ 标准值是 1.5。随着薄雾粒子在每单位体积内的尺寸和数量变化，$\alpha$ 位于 $0 \leqslant \alpha \leqslant 4$ 之间，对于 1μm 尺寸的粒子，$\alpha \approx 0.5$。

为获得地表面上目标的总光谱辐照度，必须包括的另一种大气影响，是由于在大气内部辐射的多次散射而产生的辐照度。正如所预料的，这种散射天空辐照度 $S_\lambda$ 变化是很大的，没有满意的大气模式符合在各不同地区取得的实验数据。使用辐射传输方程中的散射函数，已确定 $S_\lambda$ 的模式，可表示为

$$\frac{S_\lambda}{E_\lambda} = k\cos\theta_0$$

式中，$k = k(\tau_R, \tau_a, m)$，$E_\lambda$ 是表面上直射阳光辐照度。因此，目标景的总辐照度 $E_{g\lambda}$ 为

$$E_{g\lambda} = E_{\lambda 0}\cos\theta_0 e^{-m_r(\tau_R+\tau_a)-\tau_w} + S_\lambda \qquad (9.44)$$

另一种有用的大气模式按水平视距求得光学厚度。在这种模式中，气溶胶（薄雾）光学厚度 $\tau_a$ 通过大气混浊度和体积消光系数与水平视距联系起来。计算的 Rayleigh 散射和气溶胶光学厚度是波长和视距的函数。这些计算能够获得系统参数比 $[E_e/\pi][NE\Delta\rho/NER]$ 的数值范围。此外，天空辐照度对直射阳光辐照度的比取为

$$\frac{S_t}{E_s} = k(\tau_R, \tau_a, m)\cos\theta_0$$

$$\frac{S_t}{E_s} = e^{\tau_R + \tau_a} - \frac{0.68}{m}$$

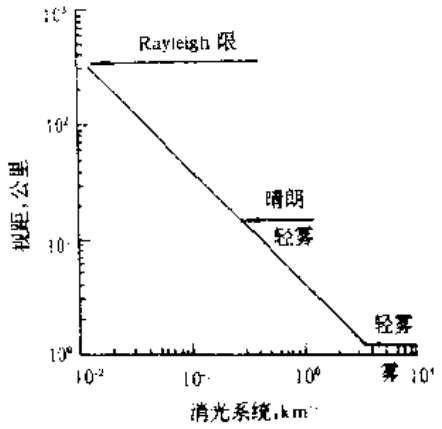



图 9.5 0.55μm 波长时视距随消光系数的变化

假设 Ångström 或任何其他模式至少描述大气的平均性质，则在给定大气条件下研究 NEΔρ 值的范围是可能的；在实用意义上，按能见度或视距可以最好地描述大气状态。视距与气溶胶或轻雾散射有关，并且是国家气象部门作为大气条件总特征度量所援引的量。这些量已被分类，并按轻雾、晴朗等条件和 0.55μm 波长处的大气衰减相符合。因而，轻雾衰减的大气光学厚度与视距联系起来。视距是一距离 $R_V$，在此距离上，具有背景辐射的被观察目标的表观衬度对零距离上固有衬度之比等于 2%。图 9.5 表示术语“晴朗”、“非常晴朗”、“轻雾”等和以公里表示的昼光能见度范围的关系。

使用视距量来校正遥感数据的大气模式，称为 Turner 模式，其形式为

$$E_b = E_s\cos\theta_0 e^{-m(\tau_R+\tau_a)} + S_t \tag{9.45}$$

式中，$E_b$ 是来自所有源的总辐照度，$E_s$ 是地球大气圈外的太阳辐照度，Turner 模式，$\theta_0$ 是入射阳光能量的天底角，$m$ 是绝对大气气团，无单位，对低轨道高度和 $0° \leqslant \theta \leqslant 60°$，近似等于 $\sec\theta$，$\tau_R$ 是总的 Rayleigh 光学厚度，$\tau_a$ 是气溶胶（轻雾）光学厚度，$S_t$ 是 Turner 模式天空辐照度。

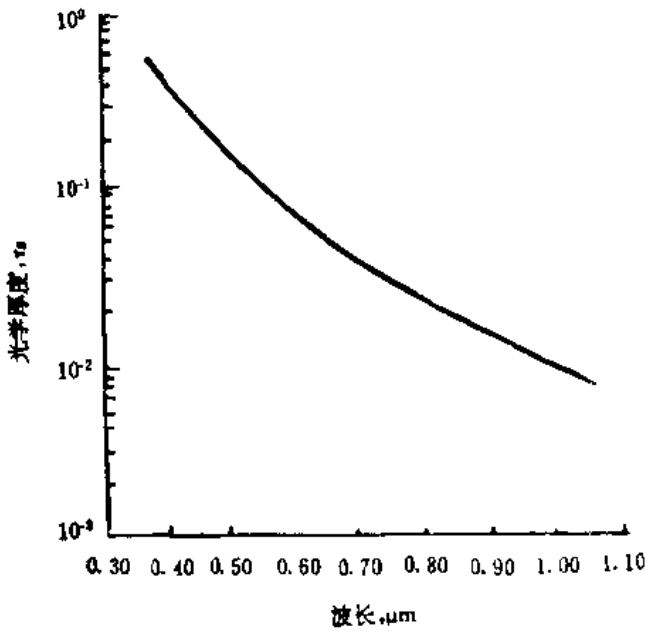



图 9.6 总 Rayleigh 光学厚度和波长的关系

方程(9.45)(Turner 模式)和方程(9.38)(Ångström 模式)在表面上非常相似。Turner 模式没包括 Ångström 中的水吸收量 $\alpha_w$。因为它主要涉及光谱的可见区。在 0.72μm 以下 $\alpha_w$ 非常小，所以这里没有不一致性之处，只是 Ångström 模式更为普遍些。方程(9.45)的吸引力在于其在真实条件下使用(视距)。(9.45)式的指数引入了 $\tau_R$ 和 $\tau_a$，分

别为总Rayleigh光学厚度(图9.6)和气溶胶光学厚度(图9.7)。天空辐照度$S_t$的脚注$t$,用来区别(9.41)式中的$S_b$,$S_t$由下式求得

$$\frac{S_t}{E_b}=k\cos\theta_0=\frac{k}{m} \tag{9.46}$$

在此，取

$$k=qm-0.68 \tag{9.47}$$

式中

$$q=e^{\tau_R+\tau_a}$$

式(9.47)中的0.68是和扫描仪特性有关的经验推导常数。从方程(9.42)

$$NE\Delta\rho=\frac{\pi}{E_D}NER$$

将(9.45)和(9.46)式代入(9.42)，并重新整理各项，得

$$\left[\frac{NE\Delta\rho}{NER}\right]\left[\frac{E_b}{\pi}\right]=\frac{mq^m}{\left(\frac{1+S_t}{E_b}\right)} \tag{9.48}$$

此式表明，式左侧的项由扫描仪的项组成，右侧则与物理条件有关，依次取决于观测的纬度，一天中的时间和大气的状态等。将方程(9.46)和(9.47)代入方程(9.48)，得

$$\left[\frac{NE\Delta\rho}{NER}\right]\left[\frac{E_t}{\pi}\right]=\frac{mq^m}{\left(1-\frac{0.68}{m}\right)+q} \tag{9.49}$$

方程(9.49)构成列线图的基础，可以分析扫描仪系统的灵敏度。$m$的值可以计算，或取自图9.8中的图表，该图表是以大气气团作为时间$T$函数的曲线。时间$T$以午前或午后的小时数表示，给出两个纬度和三个一年中的季节。$m$的这个值和图9.9、9.10以及9.11联用，可求得一个值，即方程(9.49)左侧无单位的数。然后，已知扫描仪的NER，并对特定扫描仪波段的中心波长从表3.2查得大气圈外的辐照度，就可以计算出$NE\Delta\rho$。以下是计算$NE\Delta\rho$的过程：

1. 使用图9.8，对于给定的纬度和一天内的时间估计大气气团。大气气团也可以按$m=1/\cos\theta$计算。

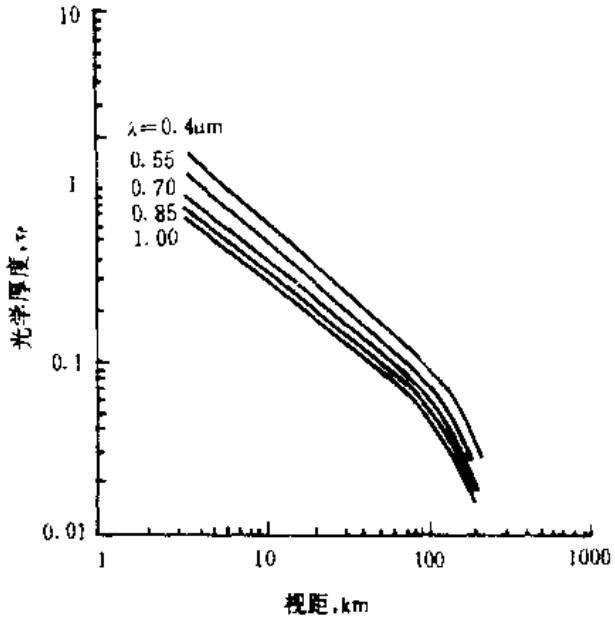



图9.7 作为视距$R_v$函数的气溶胶光学厚度τ，参数为光谱波长λ，以μm表示。

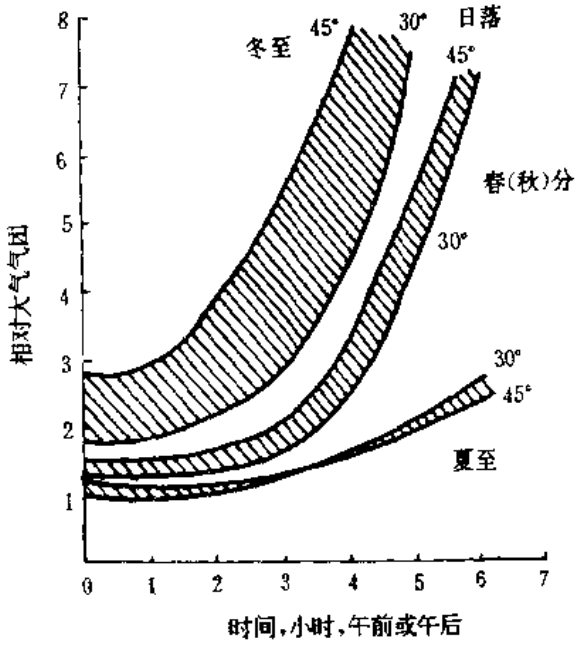



图 9.8 作为时间函数的大气气团

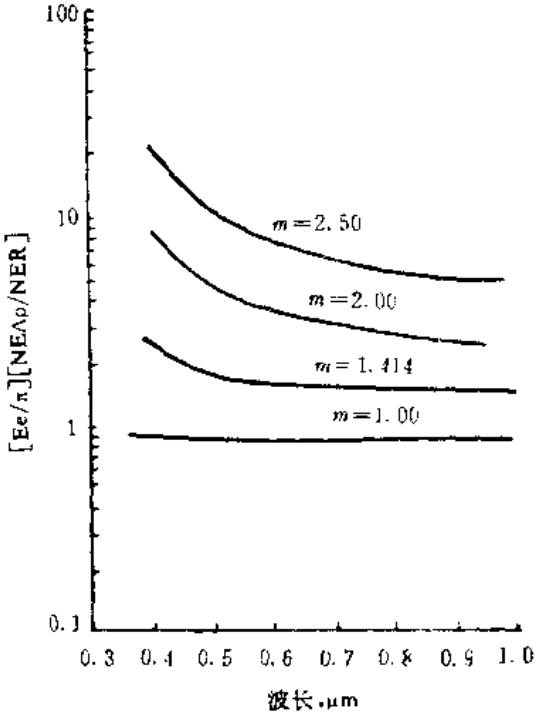



图 9.9 对于轻雾条件，能见度为 4km 时扫描仪参数的列线图

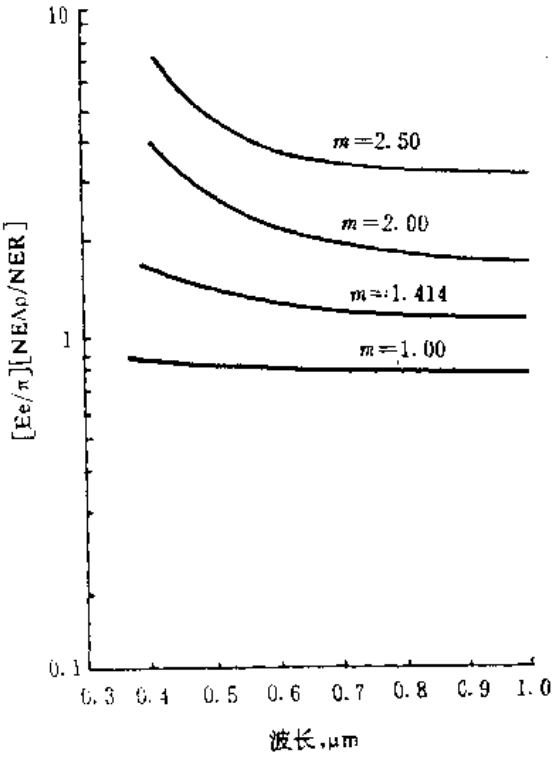



图 9.10 对于晴朗条件，能见度为 15km 时扫描仪参数的列线图

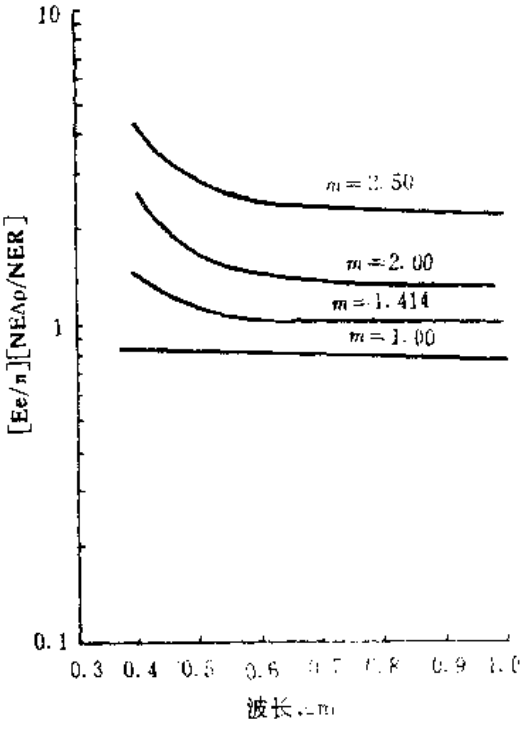



图 9.11 对于特别晴朗条件，能见度为 100km 时扫描仪参数的列线图

2. 使用图 9.5，并估计能见度条件，求出昼光能见度范围。

3. 使用图 9.9、9.10、9.11 中适当的图表（相应于轻雾、晴朗、或特别晴朗），按系统参数的比，对该通道给定的 $E_e$ 和 $NER$ 估计 $NE\Delta\rho$ 的值。

## 七、$NE\Delta\rho$ 的直接测量

直接测量 $NE\Delta\rho$，借助于(9.32)式进行

$$NE\Delta\rho = \frac{\rho_2 - \rho_1}{\left(\frac{V_2 - V_1}{V_n}\right)}$$

式中，$\rho_2$ 和 $\rho_1$ 是任意两块反射板的反射率，它们的反射率及其对波长的分布都是已知的，$V_2$ 和 $V_1$ 是扫描仪扫过上述两块板时相应的平均输出电压，$V_n$ 是当扫描仪正在观测定标源时读数的标准偏差。

因此，在直接测量过程中，须先用反射板完成信号校正，接着再获取噪声图或噪声信号，噪声是在扫描仪观测均匀目标时计算系统输出变化而测量的。内定标或基准源是一种合适的目标，它在每次扫描中被观测一次。噪声是定标源被观测时扫描仪输出的标准偏差。

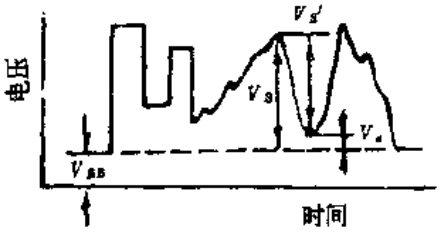
景的辐亮度，可以由(9.28)式在波长范围内积分给出

$$L_s = \frac{\rho}{\pi}[E_e\cos\theta_0 + S] + L_a \tag{9.50}$$

式中，$E_e$ 是大气圈外的太阳辐照度，Turner 模式，$S$ 是天空辐照度，$L_a$ 是背散射辐亮度。在方程(9.50)中，注意在 $\rho = 0$ 时，由扫描仪观测的景辐亮度等于背散射项 $L_a$。令扫描仪系统的响应度 $R = V_s/L_s$，则

$$V_s = \frac{\rho}{\pi}[E_{ea}\cos\theta_0 + S]R + V_a \tag{9.51}$$

式中，$E_{ea}$ 是大气圈外的太阳光谱辐照度，$V_a$ 是反射率为 0 时的偏差电压。




$V_{BB}$：低黑体基准源，即"零"反射率源的输出电压
$V_s$：景信号(未校正)
$V_{s'}$：景信号(已校正)
$V_a$：零反射率偏差电压

图 9.12 扫描仪视频图

图 9.12 表示作为时间函数的信号图，图中 $V_a$ 代表零偏差项。反射板对反射板的测量，由于背散射项被消去，因而比反射板对零辐亮度测量要简单些。

## 八、$NE\Delta\rho$ 测量值与计算值的比较

从(9.37)式计算的 Perry Moon 值，使用(9.42)式计算的 Ångström 值，以及使用前述列线图抽取的值，互相有所差别。在 P. Moon 值中，景辐照度 $E$ 取自表 3.2，$E_{ea}$ 和 $S/N$ 是取自实验室检验的传感器性能参数。如前所述，P. Moon 值是假定大气气团为 2.00 计算

的，相应于从天顶测量的 60° 太阳角。因此，P. Moon 值是一种粗略的计算，意欲产生可能的灵敏度值，但不需要真实的条件。在 Ångstrom 值中，NE$R$ 取自实验室数据，而 $E_\lambda$ 来源于地球大气圈外太阳辐照度的表(表 3.1)。

如果地景和定标灯的光路是分离的，在计算 NE$\Delta\rho$ 时会引入很大的误差。其结果是在计算中使用的 NE$R$ 项，强烈地受定标光学系统的情况影响，而 NE$\Delta\rho$ 的测量值却一点也不受这些光学系统的影响。这一结果指出，需要周期地监测这些光学系统的状态，并且建议，使用外部源测量 NE$R$ 会更好些。

因为在运行条件下进行 NE$\Delta\rho$ 的实时测量是不实际的，于是就产生了各种计算 NE$\Delta\rho$ 方法的评价问题。显然，P. Moon 值给出了正确的数量级，并易于实现，但其他方法能给出更大的精度。

一般情况下，灵敏度数据用于运行性能的“球场”评价，P. Moon 值能满意地完成这一任务。但是，考虑随一年内、一天内的时间、纬度和大气条件这些因素可能产生的 NE$\Delta\rho$ 的变化幅度是有积极意义的，这种估计可以借助于前述讨论的列线图很好地完成。

计算噪声等效反射率差的目的，一般在于为使用用户提供一近似值，使在野外条件下估计传感器性能之用。考虑到噪声等效反射率差宽阔的可能变化范围，P. Moon 计算提供了最方便和最有用的性能指标。所说噪声等效反射率的变化，可能归因于已知条件以及未知的、不可预见的，或随时间变化的条件的影响。选择 P. Moon 计算的突出原因，是与使用那些极为复杂化过程的仿真方案或约束因素来制定标准过程相反，它在制定标准过程中非常简单。

如果某一特殊试验的成功，在一定程度上取决于在确定条件下扫描仪系统的灵敏度，则应推荐使用反射板的直接测量，而前述列线图将被用作系统灵敏度的最好计算依据。

## 九、信噪比计算

按 (9.25) 式

$$\mathrm{NE}\Delta\rho = \frac{\Delta\rho}{(V_s/V_n)}$$

因此，信噪比 $S/N = (V_s/V_n)$ 同样是系统灵敏度的一种度量。(8.33) 和 (8.36) 式已给出使用光电倍增管扫描仪信噪比的表达式。在实用上，这些表达式可以简化。

首先，求出有效反射辐亮度

$$L = \frac{\int_{\Delta\lambda} \rho(\lambda)E(\lambda)R(\lambda)\mathrm{d}\lambda}{\pi} \tag{9.52}$$

式中，$E(\lambda)$ 是地球大气层外太阳能量的光谱分布，$R(\lambda)$ 是系统通道的光谱响应，$\rho(\lambda)$ 是目标漫反射率。显然，这应是遥感传感器入瞳面上的辐亮度，而且目标是全漫射体。

其次，依 $L$ 求得有效辐照度

$$E = L\Omega \tag{9.53}$$

式中，$\Omega$ 是通道的立体角视场。由此，该通道的信噪比

$$S/N = \left[\frac{EAT_0}{\Delta f_n} \cdot F(s,\sigma,n,k)\right]^{1/2} \tag{9.54}$$

式中，$E$ 是仪器孔径处的有效辐照度，$A$ 是仪器的收集孔径面积，$T_0$ 是有效的光学链效率，$\Delta f_n$ 是有效噪声带宽，$F(s,\sigma,n,k)$ 是所用光电倍增管的有效规一化探测度(Hz/W)，是下列因素的函数：(1) 在所感兴趣的光谱段内光电阴极表面的峰值辐射灵敏度 $s$(A/W)；(2) 光电倍增管每一电流放大级的增益 $\sigma$；(3) 电流放大级的数目 $n$；(4) 每一级的噪声因子 $k$。

## 第三节 多光谱扫描仪噪声等效温差的确定

噪声等效温差 NE$\Delta T$，是遥感用户在热波段选择的灵敏度参数。NE$\Delta T$ 的定义为：设目标和背景均为黑体，当热像系统的信噪比等于1时，目标与背景间的温度差，亦即系统的温度分辨率。噪声等效温差在光谱波段为 $\Delta\lambda$，且观察温度为 $T_0$ 的黑体景时，可表示为

$$\mathrm{NE}\Delta T = \mathrm{NE}R\left[\frac{\mathrm{d}L(\Delta\lambda)}{\mathrm{d}T}\right]^{-1}_{T_0} \tag{9.55}$$

式中，$[\mathrm{d}L(\Delta\lambda)/\mathrm{d}T]_{T_0}$ 是在景温度为 $T_0$ 时测定的在光谱波段 $\Delta\lambda$ 内目标景辐亮度的热微商。

仪器的信噪比输出可表示为

$$S/N = L(\Delta\lambda)_{T_0}[\mathrm{NE}R]^{-1} \tag{9.56}$$

当 $\Delta\lambda = 10.5$ 到 $12.6\mu$m 时，$[\mathrm{d}L(\Delta\lambda)/\mathrm{d}T]_T$ 和 $L(\Delta\lambda)_T$ 的值如图 9.13 所示。

(9.55) 和(9.56) 式中噪声等效辐亮度 NE$R$ 可以计算求得。对于扩展源，如果所用探测器的噪声等效功率 NE$P$ 用仪器的电子带宽确定，则扫描(非斩波)仪器的 NE$R$ 可表示为

$$\mathrm{NE}R = \frac{\mathrm{NE}P(A_d,\Delta f_n)\gamma}{A_0T_0\Omega} \tag{9.57}$$

式中，NE$P(A_d,\Delta f_n)$ 是探测器噪声等效功率(W)，探测器元的面积为 $A_d$(cm$^2$)，并使用于仪器的有效噪声带宽 $\Delta f_n$(Hz) 内，$\gamma$ 是前放和负载电阻下降因子，包括了前放噪声和信号负载两方面的影响，$A_0$ 是有效入瞳孔径面积(cm$^2$)，$T_0$ 是仪器光学系统的有效"透过率"，其中包括所有反射镜、透镜和滤光镜的影响，$\Omega$ 是仪器的瞬时视场立体角(sr)。

将

$$\mathrm{NE}P = \frac{(A_d \cdot \Delta f_n)^{1/2}}{D^*}$$

代入 (9.57) 式，得

$$\mathrm{NE}R = \frac{(A_d \cdot \Delta f_n)^{1/2} \cdot \gamma}{A_0T_0\Omega D^*} \tag{9.58}$$

式中，$D^*$ 是探测器的探测度。

对于此式还有不同的形式

$$NER = \frac{(A_d \cdot \Delta f_n)^{1/2}}{A_0 T_0 \Omega D^* (\gamma_p/\gamma_s)} \tag{9.59}$$

式中，$(\gamma_p/\gamma_s)$ 是信号处理因子 。

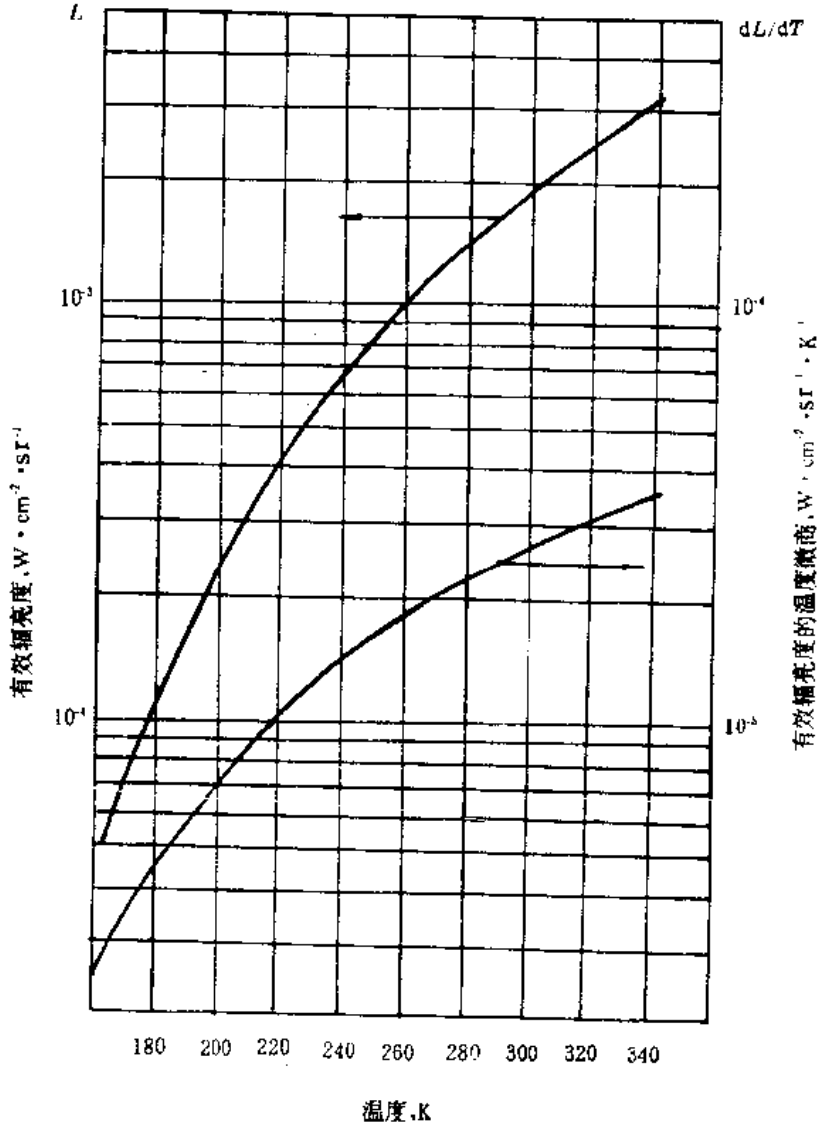



图 9.13　在 10.5 到 12.6μm 波段内作为目标温度函数的有效辐亮度 $L$ 和 $dL/dT$

对于探测度 $D^*$，必须指明调制频率、测量带宽和黑体温度。测量带宽和探测器面积都规一化后，要标出调制频率和黑体温度。例如，设列阵诸元输出的平均探测度 $D^*(1000\text{Hz},500\text{K}) = 0.9 \times 10^{10} \pm 0.12 \times 10^{10}\text{cm}\cdot\text{Hz}^{1/2}\cdot\text{W}^{-1}$，且峰值响应的波长 $\lambda_p \approx 13.2\mu\text{m}$。把黑体 $D^*$ 转换到峰值响应波长的探测度因子是 2.38，因此

$$D^*(1000\text{Hz},13.2\mu\text{m}) = 2.14 \times 10^{10}(\text{cm}\cdot\text{Hz}^{1/2}\cdot\text{W}^{-1})$$

设扫描仪，例如椎帚系统，斩波频率为 30Hz，则 $D^*$ 由于 $1/f$ 噪声而降低。如果斩波频率从 1000Hz 到 30Hz 时探测器的噪声电平增加 3.16 倍，相应地，探测度要降低一倍，即

$$D^*(30\text{Hz},13.2\mu\text{m}) = 6.78 \times 10^{9}\text{cm}\cdot\text{Hz}^{1/2}\cdot\text{W}^{-1}$$

按 Shannon 取样速率原理，对于 CCD 推帚系统，其取样电子学系统的带宽是取样频率的1/2。

由于信号处理产生的 NER 降低，包括在因子($\gamma_p/\gamma_i$)中，$\gamma_p$ 是经过系统的信号处理器后脉冲的峰值，$\gamma_i$ 是未经信号处理器的输入脉冲的峰值，脉冲的频谱很宽，而信号处理器的带宽有限，这将使某些频率成分衰减，使 $\gamma_p < \gamma_i$。

对于三角波扫描，即方形瞬时视场扫描大面积景物，与瞬时视场对应的景物单元的辐射强弱相同，并采用低通滤波器电路时，系统的等效噪声带宽取为 $\Delta f_n = 3/(4\tau_d)$，可使 NE$\Delta T$ 最好，此时信号处理因子($\gamma_p/\gamma_i$)为 2/3。这里，$\tau_d$ 是探测器在一个瞬时视场单元上的停留时间。

应当指出，如果实际测量系统的噪声等效温差时，信噪比等于 1 是很难测量的。因此，常使目标与背景有很大的温差，使信噪比有较大的值，然后按类似于(9.19)式或(9.25)式的方法来计算 NE$\Delta T$

$$\mathrm{NE}\Delta T = \frac{\Delta T}{(V_s/V_n)} \tag{9.60}$$

## 第四节　辐射灵敏度参数的其他表示方法

除了以上给出的灵敏度参数外，在不同情况下，还可能给出这些参数的其他表示方法。

1. 噪声等效辐照度

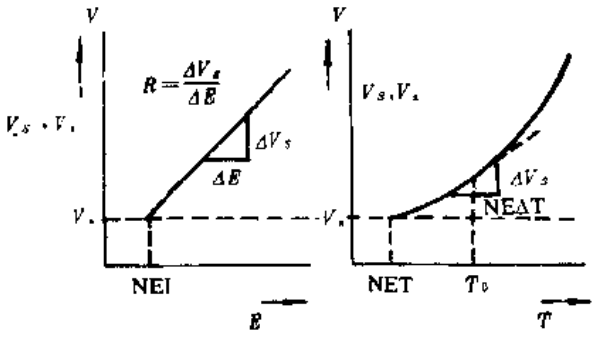



图 9.14　$R$、NE$I$、NET 和 NE$\Delta T$ 的解释

确定噪声等效辐照度，首先确定系统的信号电压

$$V_s = EA_0\tau_0R(V) \tag{9.61}$$

式中，$E$ 是传感器上的辐照度，$A_0$ 是光学系统的有效孔径，$\tau_0$ 是光学系统的总透过率，$R(V)$ 是仪器的响应度，可以认为是一条直线的斜率(图 9.14)。

噪声电压 $V_n$ 由探测器的面积 $A_d$，探测度 $D^*$ 和电子线路带宽 $\Delta f$ 确定，即

$$V_n = \frac{(A_d \cdot \Delta f)^{1/2}}{D^*} \cdot R(V) \tag{9.62}$$

信噪比 $S/N$ 为

$$\mathrm{SN}R = \frac{V_s}{V_n} = \frac{E \cdot A_0 \cdot \tau_0}{(A_d \cdot \Delta f)^{1/2}} D^*$$

此式可改写为

$$E = \frac{(A_d \cdot \Delta f)^{1/2}(V_s/V_n)}{A_0 \cdot \tau_0 \cdot D^*} \tag{9.63}$$

当信噪比等于1时，上式即可定义为噪声等效辐照度 NEI，即

$$\mathrm{NEI} = \frac{(A_d \cdot \Delta f)^{1/2}}{A_0 \cdot \tau_0 \cdot D^*} \tag{9.64}$$

这一结果可以直接从（9.58）式（暂不考虑 $\gamma$ 因子）和 $E = L\Omega$ 求得。

同样，当 $V_s/V_n = 1$ 时，并以 $E/T$ 代 $E$，则噪声等效温差可表示为

$$\mathrm{NE}\Delta T = \frac{\mathrm{NEI}}{\Delta E/\Delta T} \tag{9.65}$$

此外，表示系统灵敏度的参数还有噪声等效温度 NET，这些参数的解释均绘于图 9.14。

2. 噪声等效信号

噪声等效信号 NES 是探测器的均方根噪声。噪声等效信号在数值上等于辐照度乘以积分时间

$$\mathrm{NES} = \frac{\pi L_{\Delta\lambda}\tau_0}{[4/(f/\#)^2](S/N)} \cdot t \tag{9.66}$$

式中，$L_{\Delta\lambda}$ 是 $\Delta\lambda$ 带通内朗伯型地物目标的辐亮度，$\tau_0$ 是光学系统的透过率，$t$ 是积分时间，$f/\#$ 是光学系统的 $f$ 数，$s/N$ 是信噪比。

3. 信噪比

对于扩展源，探测器噪声限传感器，单个探测器通道输出的信噪比

$$\mathrm{SNR} = \frac{\pi(\mathrm{IFOV})D_0}{4(f/\#)(\Delta f)^{1/2}}\int_{\lambda_0}^{\lambda_0} D_\lambda^* \tau_a \tau_0 L_\lambda \mathrm{d}\lambda \tag{9.67}$$

式中，$L_\lambda$ 是源的光谱辐亮度，IFOV 是瞬时（探测器）视场，$D_0$ 是入射光瞳直径，$f/\#$ 是系统的 $f$ 数或焦比，$\Delta f$ 是噪声带宽，$D_\lambda^*$ 是探测器光谱探测度，$\tau_a$ 是大气透射率（随波长变化），$\tau_0$ 是光学透射率（随波长而变化），$\lambda$ 是波长。

4. 噪声等效光谱辐亮度

对于反射波段，此参数可写为

$$\mathrm{NES}R = \frac{\mathrm{d}L}{\mathrm{d}\rho}\mathrm{NE}\Delta\rho \tag{9.68}$$

式中，$\mathrm{d}L/\mathrm{d}\rho$ 是总光谱辐亮度相对于表面反射率的微商，$\mathrm{NE}\Delta\rho$ 是噪声等效反射率差。

在传感器孔径处观察的总光谱辐亮度

$$L = L_p + L_t \tag{9.69}$$

式中，$L_p$ 是路径光谱辐亮度，$L_t$ 是景的光谱辐亮度，为地表面的贡献。

在这种情况下，要求的信噪比可写为

$$\mathrm{SNR} = \frac{L}{\mathrm{NES}R} \tag{9.70}$$

对于发射波长，此参数可写为

$$\mathrm{NES}R = \frac{\mathrm{d}L}{\mathrm{d}T}\mathrm{NE}\Delta T \tag{9.71}$$

式中，$\mathrm{d}L/\mathrm{d}T$ 为预期的辐亮度相对于亮温度的微商，$\mathrm{NE}\Delta T$ 是噪声等效温差。

（9.68）和（9.71）式可证明如下，对于朗伯反射体

$$L=\frac{\rho E}{\pi}$$

对此式微分，得

$$\frac{\mathrm{d}L}{\mathrm{d}\rho}=\frac{E}{\pi}=\frac{E(\lambda)\Delta\lambda}{\pi}$$

因此

$$NESR=\frac{\Delta L_s(\Delta\lambda)}{V_s/V_n}=\frac{\Delta\rho E(\lambda)\Delta\lambda/\pi}{V_s/V_n}$$

$$=NE\Delta\rho\frac{E(\lambda)\Delta\lambda}{\pi}=NE\Delta\rho\frac{\mathrm{d}L}{\mathrm{d}\rho}$$

或

$$NE\Delta\rho=NESR\left(\frac{\mathrm{d}L}{\mathrm{d}\rho}\right)^{-1}\tag{9.72}$$

同样

$$NESR=\frac{\Delta L_s}{V_s/V_n}=\frac{\Delta L_s\cdot\Delta T}{(V_s/V_n)\cdot\Delta T}$$

$$=NE\Delta T\frac{\Delta L_s}{\Delta T}\tag{9.73}$$

或

$$NE\Delta T=NESR\left(\frac{\mathrm{d}L}{\mathrm{d}T}\right)^{-1}\tag{9.74}$$

此即（9.55）式。

## 第五节　海洋遥感和 Deschamps 大气模式

遥感，特别是海洋遥感，可能性是建立在大气校正的基础上的。所以在讨论海洋遥感辐射度学计算之前，先介绍一种海洋遥感的大气模式。

### 一、总表观辐亮度

海洋遥感的方法是测量海洋辐亮度向上分量的光谱特征。

在海洋观察中，因为仅有一小部分被测辐亮度是由海洋表面下来的光线产生的，故大气的影响起着重要的作用。表 9.2 和图 9.15 表示最后到达传感器的光和其可能路径的变化。光线（$a$）从海洋表面下向上辐射，并在海表面折射，落入传感器的瞬时视场（IFOV）内，可以到达传感器。这些光线标以记号 $L_w$。如果把 $L_w$ 透过大气并到达传感器的那一部分称为 $TL_w$，则余下的辐亮度可以分成两类，即 $L_p$ 和 $TL_r$。$L_p$ 代表大气的散射分量。$TL_r$ 代表海洋表面反射对到

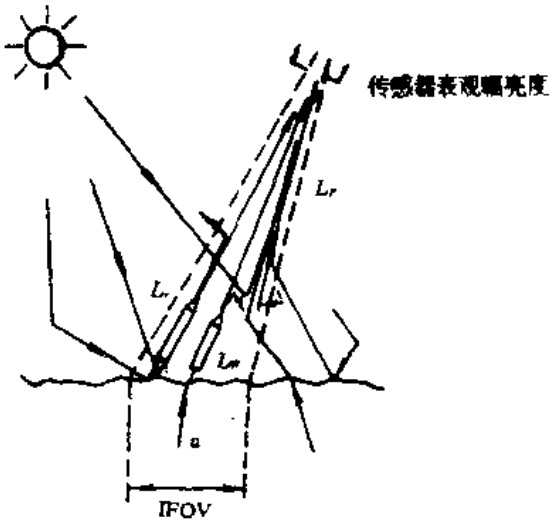



图 9.15　海洋遥感的光学路径

达传感器总表观辐亮度的贡献。

表 9.2 海洋景表观辐亮度的分量

| 波长 | 清净水 % 辐亮度 | | | 混浊水 % 辐亮度 | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| nm | $TL_w$ | $L_p$ | $TL_r$ | $TL_w$ | $L_p$ | $TL_r$ |
| 440 | 14.4 | 84.4 | 1.2 | 18.1 | 80.0 | 1.1 |
| 520 | 17.5 | 81.2 | 1.3 | 32.3 | 66.6 | 1.1 |
| 550 | 14.5 | 84.2 | 1.3 | 34.9 | 64.1 | 1.0 |
| 600 | 8.8 | 89.9 | 1.34 | 30.7 | 68.3 | 1.1 |
| 670 | 2.2 | 96.3 | 1.5 | 16.4 | 82.4 | 1.2 |
| 750 | 1.1 | 97.0 | 1.9 | 1.1 | 97.4 | 1.5 |

用 $L$ 表示总的或分量的表观辐亮度，则到达海洋遥感传感器的总表观辐亮度为

$$L_T = TL_w + L_p + TL_r \tag{9.75}$$

表观辐亮度所产生的信号 $(e)$ 为

$$s = \left(L\Delta\lambda \cdot \frac{\pi D^2}{4} \cdot \theta^2 \cdot T \cdot R \cdot t\right) \cdot \frac{1}{q} \tag{9.76}$$

式中，$\Delta\lambda$ 是光谱宽度，$D$ 是孔径直径，$\theta$ 是瞬时视场，$T$ 是光学透过率，$R$ 是 CCD 的响应率，$t$ 是积分时间，$q$ 是库伦 / 电子(coul/e)。

令 $N$ 表示噪声，则

$$N = (S_T^2 + N_z^2)^{1/2} \tag{9.77}$$

式中，$S_T$ 是光子随机噪声，$N_z$ 是焦平面噪声。

## 二、Deschamps 大气模式

设计遥感光学仪器的第一步，是估计测量仪器所接受的辐射能。这种估价是对飞行使命所预见的条件进行的，例如，光谱范围和几何条件。为了获得满意的精度，必须了解大气是如何强烈地污染有用信号的。太阳的光子经受大气吸收和散射，从而修改了被观察地表的表观光学特性。

以下介绍一种在 0.35 至 4μm 间考虑大气影响的简单而又实用的大气模式。由 Deschamps 建议的这种模式，认为太阳的光线既辐照目标，又辐照基于探测器的卫星光学系统。因为由光学系统收集到的总光能，只有在充分考虑到它从太阳到目标和从“限定观测锥体的目标”到卫星的两个行程中大气对光线的影响，才能够加以计算。所以上述考虑是必要的。联立描述这些影响的方程式，Deschamps 得到一个用于表示表观海洋漫反射率的简单公式。

图 9.16 表示大气影响的原理图。由卫星遥感器所接收的光辐射，携带着大量的大气和海洋影响的各种特征。某些典型的影响是：大气粒子和分子的背向散射、相邻目标的漫射散射、海洋的向上辐射、阳光闪烁和大气吸收。为了获得光学系统最小孔径的辐射分辨

率、对这些影响中的每一种影响，都必须加以考虑和定量化。

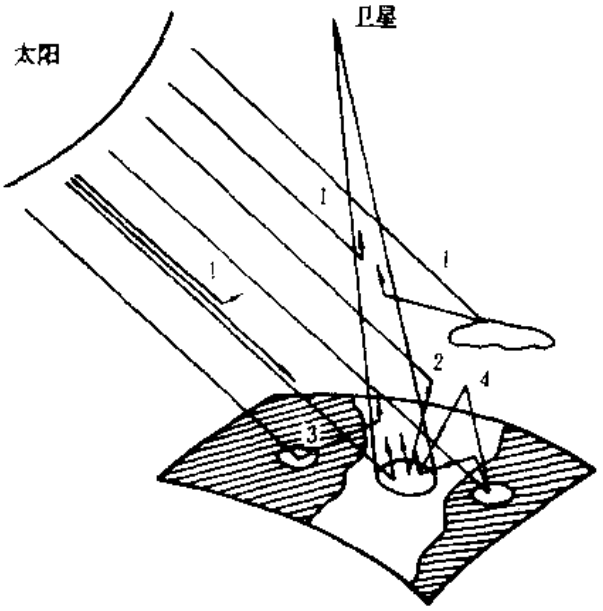



图 9.16　大气影响的原理图

1. 目标照明

Deschamps 大气模式包括三种基本的目标照明现象，如图 9.17 所示。

(1) 直射阳光（图 9.17(a)）

这表示从太阳直接到达目标的光能。此光能的幅度受大气影响而降低，表示为

$$E_s\mu_s\exp\left(-\frac{\tau}{\mu_s}\right)$$

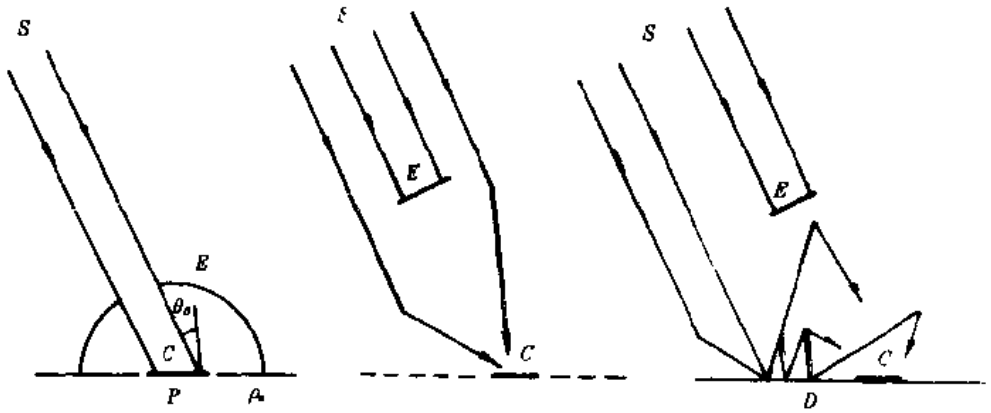
式中，$E_s$ 是垂直于太阳射线方向的地球大气层外的太阳辐照度，$\mu_s=\cos\theta_s$，$\theta_s$ 是太阳天顶角，$\tau$ 是分子和粒子散射和吸收造成的总衰减系数。

(2) 大气散射照明（图 9.17(b)）

这种光线来源于大气分子和粒子散射的光对目标的间接照明，可表示为

$$E_s\mu_s t_d(\theta_s)$$

式中，$t_d$ 是透射散射因子。




(a) 直射照明　(b) 大气散射照明　(c) 邻近目标散射照明

图 9.17　总照明中的各种成分

(3) 来自邻近目标的散射照明（图 9.17(c)）

这种照明光线来源于邻接目标的地区散射的光对目标的间接照明，可表示为

$$E_s\mu_s\left[\exp\left(-\frac{\tau}{\mu_s}+t_d(\theta_s)\right)\right]\left[\rho_e s+\rho_e^2 s^2+\cdots\right]$$

式中，$\rho_e$ 是邻近目标地区的反射率，$s$ 是大气散射漫反射率。

(4) 总辐照度

目标的总辐照度是各分量照度的和，包括直射和散射辐照度

$$E(\theta_s) = E_s\mu_s \frac{T(\theta_s)}{1-\rho_e s} \tag{9.78}$$

式中

$$T(\theta_s) = \exp\left(-\frac{\tau}{\mu_s}\right) + t_d(\theta_s) \tag{9.79}$$

$T(\theta_s)$ 是对于限定的观测条件(图 9.18)，当太阳天顶角为 $\theta_s$ 时，大气的总透过率，包括直射透射和散射透射。

2. 目标观察

从卫星上观察目标，也受大量大气效应的影响。这些效应是：

(1) 大气背向散射（图 9.19(c)）

这种光线来源于大气组成成分(如分子和粒子)的散射，并且是被探测信号的主要分量之一。这种效应产生的辐照度为

$$\frac{\rho_a(E_s\mu_s)}{\pi}$$

式中，$\rho_a$ 为大气的反射率。

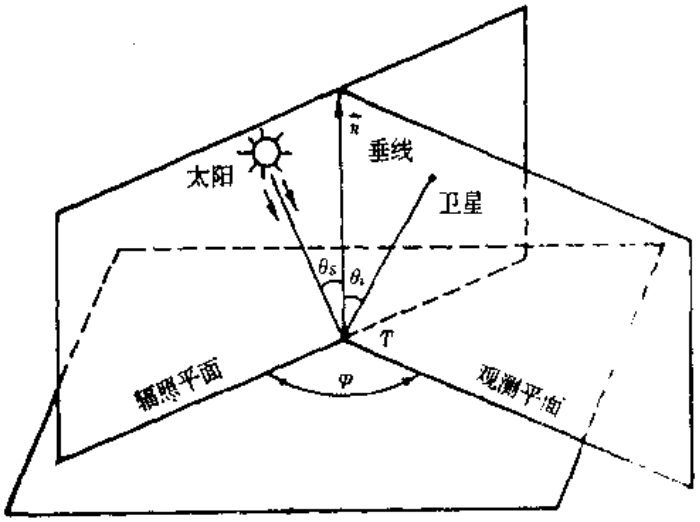



图 9.18 太阳辐照和卫星观察的几何条件

(2) 目标辐亮度（图 9.19(a)）

这一项包括直射、散射和目标的向上辐亮度效应，可表示为

$$\frac{\rho_e E(\theta_s)}{\pi}\exp\left(-\frac{\tau}{\mu_V}\right)$$

式中，$E(\theta_s)$ 是直射和散射产生的总辐照度，$\rho_e$ 是目标反射率，$\mu_V = \cos\theta_V$，$\theta_V$ 是观测角(图 9.18)。

(3) 来自邻近目标的散射辐亮度(图 9.19(b))

此项表示来自邻接目标区的辐射，此辐射被散射而进入光学系统的收集锥体内。此辐亮度可表示为

$$\frac{\rho_e E(\theta_s)}{\pi} t_d(\theta_v)$$

式中，$\rho_e$ 是环境的反射率，$t_d$ 是透射散射因子。

3. 总表观反射率

仪器测量的总辐亮度是各种成分(大气、目标、环境)的和，信号中各种成分的光谱之

间存在着复杂的关系：

(1) 所有的辐亮度成分都随太阳的光谱分布而变化，黄色的成分比红色的成分强。

(2) 有效辐亮度携带着海洋中组分的信息。

(3) 大气分子散射或瑞利散射的辐亮度，遵循 $\lambda^{-4}$ 的规律，其中 $\lambda$ 是波长，而气溶胶或粒子引起的散射，服从 $\lambda^{-A}$ 的规律，其中 $1 < A < 3$。因为取决于气溶胶的性质、体积和形状等因素，所以难于准确表达。

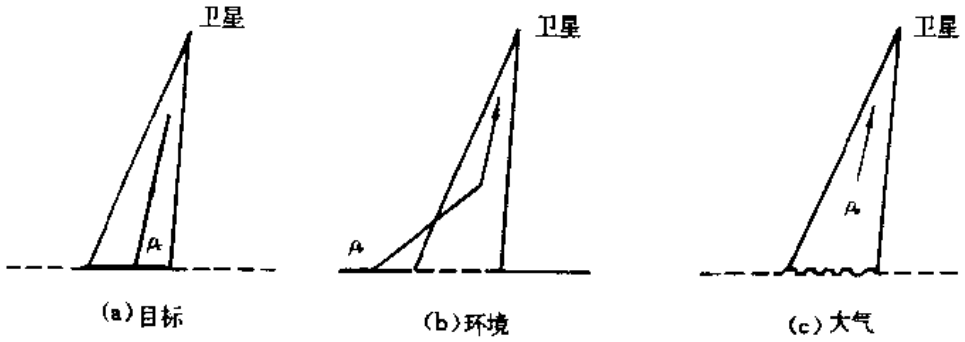



图 9.19 卫星观测的辐照度和反射率表观总值

在一般情况下，用方向反射率来表示辐亮度。总表观反射率

$$\rho(\theta_s,\theta_V,\varphi)=\frac{\pi L(\theta_s,\theta_V,\varphi)}{\mu_s\dfrac{\mathrm{d}E_s}{\mathrm{d}\lambda}} \tag{9.80}$$

式中，$\mu_s=\cos\theta_s$，$\mathrm{d}E_s/\mathrm{d}\lambda$ 是在垂直于太阳射线的平面中无大气影响的太阳光谱辐照度，$\varphi$ 是方位角(图 9.18)。

反射率比辐亮度更广为人知。当不考虑反射率随太阳光谱而变化时，它可以揭露被观察地区的性质特征。但是，如果要估计信号的幅度，还必须使用辐亮度。在中间过程中，使用反射率较为简便。

仪器观察到的总表观反射率，在有大气影响时为

$$\rho^*=\rho_a+\frac{T(\theta_S)}{1-\rho_eS}\left[\rho_e\exp\left(-\frac{\tau}{\mu_V}\right)+\rho_e t_d(\theta_V)\right] \tag{9.81}$$

如果 $\rho_t=\rho_e$，上式可以简化成

$$\rho^*=\rho_a+T(\theta_S)T(\theta_a)\frac{\rho_t}{1-\rho_eS} \tag{9.82}$$

式中，$\rho_a$ 是大气背向漫反射率，$T(\theta_s)$ 是对限定的观测条件(图 9.18)，在太阳天顶角为 $\theta_s$ 时的大气透过率，$T(\theta_V)$ 是观测角为 $\theta_V$ 时的大气透过率，$\rho_t$ 是目标漫反射率，$s$ 是散射大气漫反射率。由于 $\rho^*$ 包括了大气透过率，所以它等效于标准的天文漫反射率。

4. 参量计算

(9.82)式中的各参量，可以如下公式计算。

(1) 总的大气透过率

$$T(\theta_s)=\frac{1}{1+(b\tau/\mu_s)}\quad,\quad T(\theta_V)=\frac{1}{1+(b\tau/\mu_v)} \tag{9.83}$$

式中

$$\tau=\tau_m^d+\tau_p \tag{9.84}$$

而

$$\tau_m^d=\left(\frac{84.35}{\lambda^4}-\frac{1.225}{\lambda^5}+\frac{1.41}{\lambda^6}\right)\times 10^{-6} \tag{9.85}$$

式中，$\lambda$ 以 μm 表示，是波长。

$$\tau_p=\tau_p(\lambda_0)\left(\frac{1.0317}{\lambda}-\frac{0.0317}{\lambda}\right) \tag{9.86}$$

对大陆型气溶胶、能见度为 23km 时，$\tau_p(\lambda_0=1\mu m)=0.132$。

(9.83)式中的另一项

$$b=\frac{\tau_m^d b_m+\tau_p b_p}{\tau_m^d+\tau_p} \tag{9.87}$$

对大陆型气溶胶，$b_m=0.5$，$b_p=0.16$。

(2) 大气散射漫反射率

$$s=\frac{2b\tau}{1+2b\tau} \tag{9.88}$$

(3) 大气背向散射反射率

$$\rho_a(\theta_s,\theta_V,\varphi)=\frac{\tau\bar{p}[\zeta(\theta_s,\theta_V,\varphi)]}{4\mu_s\mu_V} \tag{9.89}$$

式中，$\bar{p}(\zeta)$ 是大气散射相函数

$$\bar{p}(\zeta)=\frac{\tau_m^d p_m(\zeta)+\tau_p p_p(\zeta)}{\tau_m^d+\tau_p} \tag{9.90}$$

其中，分子相函数

$$p_m(\zeta)=0.7552+0.7345\cos^2\zeta \tag{9.91}$$

而

$$\cos\zeta=-[\mu_s\mu_V+(1-\mu_s^2)^{1/2}\times(1-\mu_V^2)^{1/2}\times\cos\varphi] \tag{9.92}$$

粒子或大陆气溶胶相函数 $p_p(\zeta)$ 难于用解析式表达，其数字值列于表 9.3 内。

**表 9.3　　大陆型气溶胶相函数的数值**

| $\zeta$ | 10 | 20 | 30 | 40 | 50 | 60 | 70 | 80 | 90 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $p(\zeta)$ | 9.7 | 5.84 | 3.45 | 2.09 | 1.297 | 0.822 | 0.538 | 0.3[illegible] | 1.25 |

续表 9.3

| $\zeta$ | 100 | 110 | 120 | 130 | 140 | 150 | 160 | 170 | 180 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $\rho(\zeta)$ | 0.195 | 0.168 | 0.152 | 0.153 | 0.172 | 0.220 | 0.315 | 0.356 | 0.483 |

## 第六节 海洋遥感的辐射度学计算

原则上，海洋遥感的辐射度学计算与前几章所述的方法没有多大差别，这里主要结合上述 Deschamps 大气模式进行讨论。

### 一、可见近红外波段计算

这种计算可分成以下几个步骤：

(1) 计算探测器接收的光功率 $I(\lambda)$

在 CCD 探测器元上接收的光功率电平为

$$I(\lambda)=\int_{\lambda_1}^{\lambda_1+\Delta\lambda}\frac{E(\lambda)}{\pi}\cdot\cos\theta_s\cdot\rho(\lambda)\cdot A\cdot\frac{\pi D^2}{4H^2}\cdot T\cdot F(\lambda)\cdot\mathrm{d}\lambda \tag{9.93}$$

式中，$E(\lambda)$ 是在大气层外测量的太阳辐照度(本章表 2)，$\rho(\lambda)$ 是表观漫反射率因子，由 Deschamps 模式计算，$D$ 是光学孔径的直径，$H$ 是卫星轨道高度，$A$ 是地表面像元面积，$F(\lambda)$ 是滤光镜透过率，$T$ 是光学系统透过率因子，$\theta_s$ 是太阳天顶角。

实际上，$[E(\lambda)/\pi]\cdot\cos\theta_s\cdot\rho(\lambda=L(\lambda)$ 是目标辐亮度，$A/H^2=\Omega$ 是瞬时视场立体角，$\pi D^2/4=A_0$ 是光学孔径面积，$T\cdot F(\lambda)=\tau_0$ 是光学系统总透过率。由于这个公式把探测器接受的光功率电平 $I(\lambda)$ 和有关的能量原始参数直接联系起来，而且应用了 Deschamps 大气模式，所以，应用起来较方便。

(2) 计算信号电平 $n_s$

由探测到的光功率 $I(\lambda)$ 产生的信号电平，由下式给出

$$n_s=\frac{I(\lambda)R(\lambda)}{e}\tau \tag{9.94}$$

式中，$R(\lambda)$ 是探测器的光谱响应率，$\tau$ 是探测器的积分时间，$e$ 是电子电荷。可以看出，(9.93) 和(9.94) 式的共同作用和(9.76) 式等效。

(3) 计算信噪比 $S/N$

这里主要是计算噪声，例如，光子随机噪声和焦平面噪声，并按 (9.77) 式计算。

(4) 计算 $\mathrm{NE}\Delta\rho$

此信噪比 $S/N$ 源于表观漫反射率 $\rho(\lambda)$，因此，噪声等效漫反射率

$$\mathrm{NE}\Delta\rho=\frac{\rho(\lambda)}{n_s}\cdot N \tag{9.95}$$

应该注意，因为 $\mathrm{NE}\Delta\rho$ 指的是由卫星观察到的总的海洋漫反射率从 $\rho$ 到 $\rho-\mathrm{NE}\Delta\rho$ 的变

化，此式不是 NE$\Delta\rho$ 的唯一描述。总的漫反射率由大气和海洋的贡献组成。如果海洋贡献变化 NE$\Delta\rho$，则它对卫星电平的有效作用，即对总漫反射率的影响，由大气透过率因子而降低 $T(\theta_s) \times T(\theta_v)$ 倍。在这种情况下

$$\mathrm{NE}\Delta\rho = \frac{\rho(\lambda) \cdot N}{n_s T(\theta_s) \cdot T(\theta_v)} \tag{9.96}$$

## 二、短波红外波段计算

这种计算方法如下：

(1) 计算由探测器探测的光功率

计算方法同前，用 (9.93) 式。顺便指出，按 Deschamps 模式计算的漫反射率 $\rho(\lambda)$ 和目标漫反射率相差不大，这是因为，大气的背向散射和散射反射或多或少地补偿了大气的透过率损失。

(2) 确定噪声等效功率 $\mathrm{NEP}(\lambda)$

首先，依卫星轨道高度 $H$ 计算出卫星星下点速度 $V_g$

$$V_g = \frac{1.272 \times 10^{11}}{(6.371 \times 10^6 + H)^{3/2}} \quad \mathrm{kms}^{-1} \tag{9.97}$$

式中，$H$ 以 m 表示。

其次，依地面瞬时视场 GIFOV 和 $V_g$ 计算等效扫描时间 $\tau$

$$\tau = \frac{\mathrm{GIFOV}}{V_g}$$

第三，按 $\tau$ 和某一给定系数计算取样时间 $\tau_s$ 和取样频率 $f_s$，即测量带宽

$$\tau_s = k\tau \quad ; \quad f_s = \frac{1}{\tau_s}$$

式中，$k$ 的值很小，例如 $k = 1/16$。

第四，依探测器给定的按测量带宽规化的噪声等效功率 $\mathrm{NEP}^*(\lambda)$ 计算噪声等效功率

$$\mathrm{NEP}(\lambda) = \mathrm{NEP}^*(\lambda)(f_s)^{1/2} \tag{9.98}$$

应该注意，如果探测器 NEP 测量的频率高于应用的频率，除非采用较高的采样速率，$1/f$ 噪声将大大增加 NEP，并降低信噪比。

(3) 计算 NE$\Delta\rho$

$$\mathrm{NE}\Delta\rho = \frac{\rho \times \mathrm{NEP}}{I(\lambda)} \tag{9.99}$$

## 三、热红外波段计算

热红外波段的计算方法和前述方法类似。

(1) 计算探测器接收的辐射功率

当黑体的温度改变一温度 $\mathrm{d}T$ 时，探测器所探测的功率产生的变化为

$$\Delta I = \frac{1}{\pi}\frac{dM}{dT} \cdot A \cdot \frac{\pi D^2}{4H^2} \cdot T(\theta_v) \cdot T \cdot F(\lambda)\Delta\lambda \tag{9.100}$$

式中，$dM/dT$ 是黑体的辐出度在给定波长 $\lambda$ 下随温度 $T$ 的变化速率。

(2) 计算探测器的噪声等效功率

$$NEP = NEP^* (\Delta f)^{1/2}$$

式中，$\Delta f$ 是探测器的带宽。

(3) 计算 $NE\Delta T$

$$NE\Delta T = \frac{NEP^* (\Delta f)^{1/2}}{\Delta I} \tag{9.101}$$

或

$$NE\Delta T = \frac{4 \cdot H^2 \cdot NEP^* (\Delta f)^{1/2}}{(dM/dT) \cdot A \cdot D^2 \cdot T(\theta_v) \cdot T \cdot F \cdot \Delta\lambda} \tag{9.102}$$

# 第十章　辐射度学定标

遥感传感器的定标，或称标定与校准，是指对遥感传感器测定、校准，并使其标准化的过程。遥感传感器的定标，按遥感传感器收集数据的要求，分别按空间、光谱和辐射度三个特性进行。

遥感传感器的空间定标，借助于光学传递函数仪进行。光学传递函数能客观地评价光学系统的成像质量，既可以计算，也可以测量。所以，它在遥感传感器的设计、制造和使用之间，提供了共同的技术语言和统一的评价标准。

对于遥感传感器，例如，推帚式地球观测系统，在沿航迹和垂直航迹的两个方向上，要求总的调制传递函数(MTF)为0.4，在不得已的情况下，可以降低到0.3。

光谱定标是确定各光谱通道在谱面上的位置，用单色仪进行。把单色仪的出射狭缝放在平行光管物镜的焦面上，让射出的平行光充满遥感传感器的孔径。而单色仪本身的波长标尺，用汞、钾、钠、钙、铯等光谱灯和氦氖激光器，并配用窄带滤光镜来标定。

本章讨论遥感传感器的辐射度学定标，确切地说，是光谱辐射度学定标。

## 第一节　辐射定标的分类和应用

定标有绝对定标和相对定标两种方式。绝对定标，即指用光谱辐亮度、光谱辐照度和功率等说明目标，还必须用二级标准源进行直接可比较的测量。

一般情况下，不需要知道场景辐射的绝对值，只需要知道一场景像元辐亮度和其他场景像元辐亮度的相对数值，或在不同时间内测量的同一场景像元的相对辐亮度，或一谱段的光谱辐亮度和另一谱段的光谱辐亮度的相对值。测量这些差值的精度可能远远超过定标源的辐射精度，这说明，随时间的稳定性和重复性要比已知源的一致性重要得多

就精确的绝对定标而言，一谱段内的定标源的光谱分布应和待测目标的光谱分布一致。这样，定标源和待测源所采用的光谱权重函数才会给出与定标源辐射能量成比例的信号。

在定标源和背景几乎具有相同辐亮度的谱段内，如热红外谱段(室温目标)，对定标源的要求很严格，才能完成很好的相对定标。定标源必须接近理想黑体。

如果要求定量地记录数据，除定标源外，仪器设计本身也需要考虑定标。正确的设计应考虑如下因素：(1)用观测场景相同的方法观测定标源；(2)响应与扫描角无关；(3)在整个动态范围内保持线性。

要求绝对光谱定标的用户，包括一些物理学工作者，其主要任务是研究地面测量参数和(或)大气性能同空间传感器入瞳面上入射光谱辐射之间的关系。也就是说，目的在于了解实际发生的物理过程，并进行特征抽取，往往要借助于一些模型，其目的是对特定过程

进行最优化处理(如灌溉规划),或是对特定过程作出预测(如农业产量估计)。要求绝对定标的用户需要使用传感器入瞳面上以辐射量单位表示的数据。在这种情况下,需通过传感器的辐射定标把数字量转换成光谱辐射量。

第二类用户要求探测器的光谱相对定标而不一定要求绝对定标。这类用户包括计算机辅助景物分析工作者、绘图工作者、图象处理工作者、照片解译工作者,以及从事大面积镶嵌图合成的人员。这类用户的主要任务是对地面特征进行分类记录或绘图处理。要求相对定标的用户使用数字化数据。

对于一般的用户,光谱辐射量不比数字量有更高的使用价值。二者都是传感器入射辐射的度量,而且传感器的光谱带通在很大范围内不是平坦的,带通内观察到的地物光谱反射率变化很大,但又不知其确切的变化值。然而,有时仍把数字量转化成辐射量,这里有两个优点:(1)在多次重复的遥感观测中,需要用辐射量说明辐射定标随时间的变化;(2)在一些物理模型中,要在空间传感器相应的带通内测量和(或)计算地物反射率和大气效应,在检验或应用这些模型的过程中,使用辐射量较为方便。

当入射辐射在传感器视场内均匀分布时,如果一个波段中所有探测器的输出都相等,或者,在预处理中经过调节使其相等,则相对辐射度是正确的。此条件应在与景物光能分布无关的前提下得到满足。如果这一条件不能满足,可以用直方图均衡法完全消除。这样,即使绝对精度可能降低,相对的辐射测量精度仍然可以提高。

各探测器的相对响应在一些计算比值的应用中也很重要。但是,只要波段内的误差低于容限值,往往只考虑响应的相对稳定性。因为,在许多应用中使用的是波段响应在不同时刻的比值。

应用或检验物理模型要使用经过绝对定标的数据。到目前为止,轨道绝对辐射定标精度最高能达到略优于10 % 的水平。造成低精度的原因有:(1)轨道定标往往只对焦平面进行而不对整个系统进行;(2)国家实验室标准源向定标地点作定标传递时精度损失;(3)定标过程以定标源为基准。

现在的轨道成像传感器,至少在400～900nm 波段内有可能达到8比特分辨率和相同量级的绝对辐射测量精度。

## 第二节　分光辐射度定标的要求

遥感系统精确的分光辐射度定标问题尚未完全解决。主要原因有:

1. 现有的标准源,在提供辐照度水平上不够稳定;

2. 适应发射和长期飞行状态的二级参考源不足;

3. 系统的辐射度性能和定标,经常是初始系统设计最困难的部分。

根据定标提供的数据和每一光谱波段内探测器上辐照度间的关系,允许确定景的相对光谱辐照度。如果已知地面上的太阳光谱辐照度的大小,并已知大气的光谱透过率和路径光谱辐亮度,这种定标就允许确定景物的光谱反射比。在系统运行期间,必须保持定标,以有可能精确地探测和分析随时间变化的地面特征。

表10.1总结了对陆地卫星遥感系统辐射度应达到的稳定性、相对精度和绝对精度的

要求。

放大器增益太高，景的高辐亮度区域的信号可能饱和；如果增益太低，由遥感系统引入的噪声又可能导致信号恶化。最好使用变增益装置。在传感器使用寿命期间，10 % 的增益定标稳定性已足够用了。

系统的运行状态，必须周期地鉴定。这种鉴定可采取全系统检验的方式，但比较昂贵和复杂；采取部分抽查的方式，则有漏查的可能性。如果在两年的运行周期内，辐射度的稳定性达到25 % ，则系统性能的总检验可认为是满意的。

表10.1 辐 射 度 要 求

| 论 题 | 两年内的稳定性(%) | 精 度(%) | |
|---|---|---|---|
| | | 相对 | 绝对 |
| 放大器增益 | 10 | | |
| 运行状态鉴定 | 25 | | |
| 条纹消除 | | 1 | |
| 长期比较 | | 2～5 | |
| 带通确定 | | | 2～5 |
| 光谱特征测量 | | 2～5 | |
| 单光谱特征库基准 | | | 2～5 |
| 热红外分析 | | | 5 |
| Benchmark 数据基准 | | | 1～2 |

如果为了判译大面积图像，则从一个探测器通道到下一个探测器通道的相对辐射精度是严格的。任何条纹误差都应掌握到1 % 的精度，以便于后继消除条纹的图像处理。

因为需要比较在长达几年内的周期里所取得的数据，希望有2 % ～5 % 的长期相对精度。这将允许对连续几天成像在纬度上有移动的相邻景进行分光辐射谱的比较，如陆地卫星的场合；或者，对给定的景进行分光辐射谱变化的季节性和年度性研究。

为了按光谱特征可靠地解释多光谱数据，必须知道滤光镜或分光辐射谱仪已经选定的带通位置和形状。

多光谱系统波段对波段的灵敏度，要求精度为2 % ～5 % ，但这仅是相对的。这样，可以使获得的数据不涉及标准光谱特征库。但对于特殊的多光谱系统，还需要编辑基准(或参考)光谱特征库。如果所有多光谱系统都定标到2 % ～5 % 的绝对精度，单基准库就够用了。

在热红外地质测量中，已经算出在两个比例通道中绝对精度达到5 % ，就可以识别硅石成分。对海洋特性和水的热污染研究，希望确定温度的绝对精度为1K。为了发挥这个精度的作用，需要校正大气的影响。

为了容许轨道传感器之间的交叉基准，即相互对照，并提供大气校正的光谱特征，有必要维持大约1 % 的“基准”绝对精度。由于大多数地球特征的自然变化，以及大气校正到这种精度上的困难，对地球表面遥感来说，要求高于1 % 的绝对精度是不大可能的。维持这种精度要比原来获得这种精度要容易些。在飞行中检查的相对稳定性，直接与运行前的定标有联系，因此，可以维持飞行中的绝对精度。困难在于确定飞行前定标的绝对精度，它

受到最好的光谱辐照度实验室标准的限制，其精度约为5 %。

## 第三节 0.4～2.5μm 波段的辐射定标

这一光谱区包括可见近红外区(VNIR，0.4～1.1μm)和短波红外区(SWIR，1.5～2.5μm)，是遥感中需常用的光谱区之一。

在这一波谱区，遥感所利用的能量主要是来自反射的阳光。因此，定标源(基准源或参考源)是太阳或模拟太阳的人工源。

在理想情况下，把定标源置于系统的物空间，并令其像充满整个孔径。满足这两个条件，就可以对仪器的光谱响应度的时间变化进行检验，而且还可以对孔径截面上的非均匀变化，如反射比或透射比的局部退化进行检验。

太阳作为物空间的定标源，往往用于测量目标的反射比。由于反射比不是目标辐照度的函数，因而，获得反射比的直接方法之一就是测量入射辐亮度与反射辐亮度之比。利用遥感传感器平台上的透射或反射漫射体对太阳辐照度抽样，可以测量入射辐照度。目标场景的信号，经过大气校正后，可以直接转换成有效反射比(取决于大气)。

人工定标源多使用卤钨灯。使用热吸收(红外吸收)玻璃、把灯的色温从3000K 变到近似太阳的色温(5800K)。再把按某光谱区制作的滤光片或中性滤光片(或两者)置于定标灯和定标光学系统之间。

扫描仪定标灯的信号，用作一传递标准，以获得地面目标的表观光谱辐亮度。其主要目的，在于计算扫描仪系统响应度的变化。扫描仪本身，设计成随地面辐亮度增加而呈线性响应，也就是说，随辐亮度增加，探测器给出的信号响应相应地增加。因此，每一通道的扫描仪探测器电压，可以表示为

$$V_{T+P}(\lambda) = k[L_T(\lambda) + L_P(\lambda)] \tag{10.1}$$

式中，$L_T(\lambda)$ 是目标在扫描仪通道内相应的光谱辐亮度，$L_P(\lambda)$ 是由大气分子和气溶胶粒子散射的路径光谱辐亮度，$V_{T+P}(\lambda)$ 是扫描仪通道内的信号电压，$k$ 是常数，取决于探测器的响应度、系统透过损失和增益因子等。

设目标是朗伯表面，则

$$L_T(\lambda) = \frac{\rho_r E_T(\lambda)}{\pi} \tag{10.2}$$

式中，$\rho_r$ 是目标方向反射率，$E_T(\lambda)$ 是目标光谱辐照度。

扫描仪成像的同时测量辐亮度 $L_P(\lambda)$ 是不现实的。但是，模式化大气，可以在数据处理中进行适当的大气校正是能够实现的。

按扫描仪辐亮度定标，方程式(10.1)中各分量比起扫描仪孔径接收的总辐亮度来说，并不大重要。表观目标辐亮度(包括路径辐亮度的贡献)是更适宜测量的量。对方程式(10.1)加以简化，得

$$V_{T+P} = kL_{T+P}(\lambda) \tag{10.3}$$

式中，$L_{T+P}(\lambda)$ 是目标的表观辐亮度，等于 $L_T(\lambda) + L_P(\lambda)$。

如果不是由于探测器和它的响应度变化而导致(10.3)式中常数 $k$ 的某种变化，扫描

仪的辐亮度定标就容易了，只要扫描仪快视一下已知辐亮度的源就足够了。这种已知辐亮度的源，可以是由定标辐照度标准照明的反射率标准。但是，由于这个“常数”确实在变，从式(10.3)中消去 $k$ 的作法就变得非常重要了。

使用灯基准源的主要目的，是消去因子 $k$。用从目标信号获得的电压除以从灯信号获得的电压，可以达到这个目的。目标信号电压由(10.3)式给定，灯信号电压为

$$V_s = kL_s(\lambda) \tag{10.4}$$

式中，$V_s$ 是灯信号电压，$L_s(\lambda)$ 是灯光谱辐亮度。

用(10.4)式除以(10.3)式，得

$$V_{T+P} = V_s \frac{L_{T+P}(\lambda)}{L_s(\lambda)} \tag{10.5}$$

在此等式中，$L_s(\lambda)$ 是已知量，$V_{T+P}$ 和 $V_s$ 均可测得，从而可以获得目标表观辐亮度 $L_{T+P}(\lambda)$。进一步分析看出，为了保证测量精度，要求灯的光谱辐亮度 $L_s(\lambda)$ 是稳定的。这里，已没有 $k$ 的影响了。

如果辐亮度标准是用石英碘灯照明的喷镀发光铝板，即一种良好测量而又稳定的反射率标准，则此标准产生的电压

$$V_{Al}(\lambda) = k' L_{Al}(\lambda) \tag{10.6}$$

式中，$L_{Al}(\lambda)$ 是该标准铝板的光谱辐亮度，且

$$L_{Al}(\lambda) = \frac{\rho_{Al} E_{QI}(\lambda)}{\pi}$$

其中，$\rho_{Al}$ 是喷镀发光铝板的方向反射率，$E_{QI}$ 是石英碘灯的光谱辐照度；$k'$ 是系统常数，是从 $k$ 变化而来。

用(10.6)式除以灯信号电压

$$V'_s(\lambda) = k' L_s(\lambda)$$

则得

$$V_{Al} = \frac{V'_s \rho_{Al} E_{QI}(\lambda)}{L_s(\lambda)\pi} \tag{10.7}$$

将(10.7)式代入(10.5)式，整理后得

$$L_{T+P}(\lambda) = \left(\frac{V_T}{V_s}\right)\left(\frac{V'_s}{V_{Al}}\right)\left[\frac{\rho_{Al} E_{QI}(\lambda)}{\pi}\right] \tag{10.8}$$

此式按已知的或测量的量给出目标的表观辐亮度。从(10.8)式可明显地看出，辐亮度定标的精度取决于两个因素：第一，对 $\rho_{Al}$ 和 $E_{QI}$ 掌握到什么程度；第二，$L_s(\lambda)$ 保持光谱特性不变。

扫描仪的定标常数 $C$，是(10.8)式中的最后两项，即

$$C = \frac{V'_s}{V_{Al}}[L_{Al}(\lambda)] \tag{10.9}$$

式中，$V'_s$ 是每一通道的扫描仪定标灯的信号电压，$V_{A_i}$ 是每一通道的铝基准板的信号电压，$L_{A_i}(\lambda)$ 是每一通道由扫描仪观测的铝基准板的总辐亮度。

可以看出，对于不同的光谱通道，可能要求不同的灯电流，即(10.9)式实际上可写成

$$C_i(\lambda) = \frac{V_n}{V_{AI}}[L_{AI}(\lambda)] \tag{10.10}$$

式中，$C_i$ 是对于灯电流 $i$ 和波长 $\lambda$ 来说的辐亮度定标常数。

在通道 $n$ 中地面目标的辐亮度，在灯电流为 $i$ 时，求得对通道 $n$ 适用的 $C_i(\lambda)$ 值，再乘 $V_T/V_n$，得

$$L_T(\lambda) = C_i(\lambda)\left(\frac{V_T}{V_n}\right) \tag{10.11}$$

式中的 $L_T(\lambda)$ 和 $V_T$ 中，均省略了符号 $P$。

## 第四节　热红外波段的辐射定标

热红外(TIR)区，或长波红外(LWIR)区(8.5～12.5μm)是遥感中最经常使用的第二个光学波谱区。在这一波谱区，遥感利用的能量来自地面物体的自发辐射。

这一波段定标的目的，在于从扫描仪的输出信号推断出目标的温度。

在定标中需要一个零基准。外层空间存在着温度为3K的冷空间背景，在10.5～12.5μm中它的辐出度仅为常温目标的$1/10^{125}$，可以作为扫描仪的零辐射参考基准。红外通道碲镉汞探测器输出信号的幅度为微伏量级，为避免弱信号放大过程中的直流漂移，红外前置放大器采用交流耦合。由于耦合电容隔掉了信号中的直流分量，前置放大器的输出只反映接收辐射的变化。为测量其绝对强度，在扫描仪观测冷空间背景时，逻辑控制电路产生一个直流脉冲，使恢复放大器的直流恢复电容经导通二极管 D 迅速对地放电，如图10.1所示，建立与空间零辐射相对应的零信号电平。在直流恢复脉冲过后，二极管断开。如果 $RC > 1/\omega_L$，$\omega_L$ 是通道放大器的下限频率，则电容 C 起零电平箝位作用，随后的输出信号幅度 $V_1$ 与扫描仪接收的目标绝对辐射强度成正比

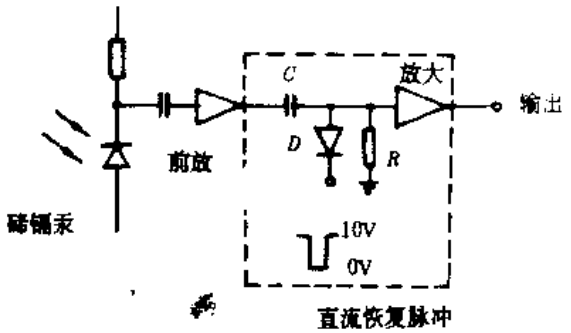



图10.1　直流恢复放大器原理图

$$V_1 = \frac{1}{\pi}k\Omega A \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} R(\lambda)\tau_c(\lambda)M(\lambda,T_T)\mathrm{d}\lambda \tag{10.12}$$

式中

$$M(\lambda,T_T) = \frac{C_1}{\lambda^5(e^{C_2/\lambda T}-1)} \tag{10.13}$$

其中，$T_T$ 为目标温度，$C_1$ 和 $C_2$ 分别是第一和第二辐射常数，$M$ 是目标光谱辐出度，$\tau_c(\lambda)$ 是光学效率，$R(\lambda)$ 是探测器响应度，$A$ 是光学系统接收辐射面积，$\Omega$ 是瞬时视场，$k$ 是电子学放大倍数。

为了测定信号 $V$ 所对应的目标辐射绝对强度，在仪器中引入一个参考黑体。令扫描仪观测到参考黑体时的输出信号为 $V_2$，于是

$$V_2 = \frac{1}{\pi} k\Omega A \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} R(\lambda)\tau_0(\lambda)M(\lambda,T_R)d\lambda \qquad (10.14)$$

式中，$T_R$ 是参考黑体的温度。

将(10.12)和(10.14)式相除，得

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} R(\lambda)\tau_0(\lambda)M(\lambda,T_T)d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} R(\lambda)\tau_0(\lambda)M(\lambda,T_R)d\lambda} \qquad (10.15)$$

信号 $V_1$ 和 $V_2$ 的比值可以在地面测得，$T_R$ 可以通过参考黑体温度遥测获得。这样，通过(10.15)式可以反演出目标的等效黑体温度。

但是，为保证精确的确定温度，只知道已知辐射源是不够的，还必须考虑几个其他的因素。这些因素是：

1. 少数目标的发射率接近于1.0。这意味着用扫描仪仅能测量表观温度。

2. 地面目标的辐射通过大气后被扫描仪接收。大气吸收其部分辐射，并再发射一定数量的这种辐射，因此，除非进行大气校正，表观温度测量仅适用于扫描仪的接收孔径。

3. 完善的黑体基准源难于制作。这意味着基准源本身仅可认为是一种表面温度源。

## 第五节　几种人工基准源

在辐射定标中，经常要使用以下几种人工基准源。

### 一、灯

灯在传感器辐射定标中的作用是模拟太阳。通常用石英壳的100瓦碘钨灯作0.4～3.5μm 波段范围内的基准源。灯的色温约为2900K，辐射极大值约在1μm 附近。因此，其光谱曲线与通过大气后相当于色温为5800K 的太阳光谱曲线有所不同。太阳的辐射极大值在0.5μm 附近。

为了模拟太阳，灯需要和吸热滤光镜联合使用。滤光镜吸收一部分红外辐射，把灯的光谱曲线峰值也移到0.5μm 附近。这样，滤光镜-钨灯组合的相对光谱分布曲线与太阳的光谱曲线相近。

灯本身经过定标，才能用作定标基准源。反之，如果灯没有经过严格定标，则只能起校正仪器的作用，即在不同的使用时间内，仪器接受相同的灯辐射信号时，是否输出同样的电平，并以此判断仪器是否正常工作。

各种规格白炽灯的工作参数是：

1. 电源需要：电压、电流或功率；

2. 色温范围；

3. 尺寸；

4. 寿命、效率等。

钨的辐出度与黑体的辐出度的比值称为钨的发射系数。此系数随波长而异，还与温度有关。

图10.2表示温度为3000K 的钨带灯的光谱分布。标有普朗克辐射体的曲线是黑体曲线，它的温度为钨的实际温度。钨的曲线的每一点都比黑体的曲线低一个值，在可见光谱范围内（0.4～0.7μm），其差值几乎是个常数，而在长波波段，此差值增大。由此可见，虽然钨灯的温度不同于黑体或灰体（发射系数与波长无关的发射体，未必与温度无关），但在可见光谱区有相似的光谱分布形状，即钨灯具有和黑体、灰体相同的色温。

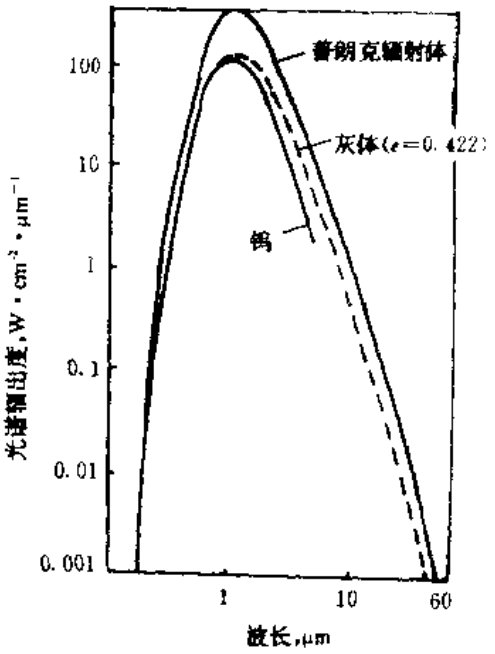



图10.2 工作温度为3000K 的黑体、灰体和钨带灯的辐出度

当使用滤光镜把黑体在某一温度 $T_1$ 的光谱分布修改为正比于黑体在另一要求温度 $T_2$ 的光谱分布时，可以用下式计算滤光镜的透过率 $\tau(\lambda)$

$$\tau(\lambda) = \exp\left[\frac{14388}{\lambda}\left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}\right)\right] \tag{10.16}$$

使用这种滤光镜修正过的光源，色温为 $T_2$，其绝对光谱功率可能不等于具有 $T_2$ 温度的黑体的光谱功率。当 $T_2$ 低于 $T_1$（且 $T$ 低于3400K）时，在光谱的可见光范围内，可以用（10.16）式表示将 $T_1$ 温度的黑体光谱分布转变为温度为 $T_2$ 的黑体（绝对）光谱分布的滤光镜的光谱透过率与波长 $\lambda$(μm) 的关系。

对某一波长，此滤光镜的光谱密度正比于 $(1/T_1 - 1/T_2)$，此值称为“兆度的倒数” $MK^{-1}$。设输入光源的温度不超过3400K 左右，而且大于等效输出光源的温度，任何此类黑体的分布——变换滤光镜的光谱密度对数曲线的形状，与输入光源和等效输出光源的温度都无关。在波长小于或等于0.7μm 的范围内，这些变换滤光镜（$T_2 \leqslant T_1 \leqslant$ 3400K）的光谱透过率都小于1.0，而且其最大的透过率（在0.7μm 处）是很低的。所以，黑体光谱分布的绝对值变换不能使用这种滤光镜，而应设计具有较高透过率，并且保证预计变换效果（即分光密度曲线）的滤光镜。因而，具有不同变换效果的实际滤光镜的分光密度对数曲线的形状，也是各不相同的。这种滤光镜称为色温变换滤光镜。用兆度的倒数 $MK^{-1}$ 表示滤光镜的色温变换效率时，它与输入光源的色温没有关系，它们产生的绝对光谱分布与黑体输出色温的分布一样。如果输入来源于一个黑体，并向低色温变换，则输出光谱分布能够大于低色温黑体的光谱分布。

对于从低色温向高色温变换的滤光镜，情况类似。变换效率是负的，最大透过率的波长在可见光谱区的短波端（$\lambda = 0.4\mu m$）；输出光谱分布总小于温度为 $T_2$ 的黑体的输出光谱分布。

严格地说，$T_1$ 不能超过3400K。但经常需要等效于3400K 以上的光谱分布，例如，5000K 的人造太阳，或6500K 的人造昼光。设计这类滤光镜的基础不是维恩公式，而是普朗克定律，变换效率用“mireds”表示，在数量上等于兆度的倒数。把一个钨灯（$T_1 =$

3000K）变换到太阳光或昼光（$T_C \approx 5500K$）的滤光镜，其变换效率并非严格与输入色温无关。输出色温的相应变化大约四倍于输入色温的变化。当输入色温有几百度变化的情况下，滤光镜的变换效率可以近似取为常数。

制造工作温度高于4000K的黑体及其模拟器是不大可能的，而且黑体模拟器工作起来也极不方便。所以，白炽灯能定性地提供相似于黑体连续光谱的辐射源而得到广泛应用。它们的光谱分布不能用普朗克或维恩公式等类似的基本公式计算，而靠用分光辐射度学的技术进行测定。

目前，卤钨灯提供了一种相对说尺寸小而亮度高的辐射源，并且寿命长、效率高、封装材料的膨胀系数低，透明性好，并具有高的热抗震能力。由于这些特性，卤钨灯已被广泛用作光谱范围从0.25到2.6μm的光谱辐照度标准。

## 二、散射体

太阳是良好的定标源，它的光谱接近于景的光谱，能获得良好的绝对定标精度。但是，对于直接定标来说，太阳太亮了；另外，太阳是辐照度源，而不是所要求的辐亮度源。如果把散射体和太阳结合起来作为定标源，以上问题便迎刃而解。

散射体有反射散射体和透射散射体。对于散射体的最基本要求，是其反射和透射的非镜面性质，而且在确定的波长范围内，光谱反射率或透射率是平滑的，几乎没有变化。散射体产生一个适当强度的扩展辐亮度源。在精度和空间稳定性上都具有很大的潜力。

## 三、黑体辐射器

在给定温度下的黑体（亦称完全辐射器或普朗克辐射器），比在该温度下热动平衡状态的任何物体都能在任何波长于半球范围内提供最大的辐出度。黑体是朗伯源，并且是完全吸收器和完全辐射器。

描述黑体的关系式有：

1. 斯蒂芬-波尔兹曼定律，如（2.11）式

$$M = \sigma T^4$$

2. 普朗克辐射方程式，如（2.6）式

$$M_\lambda = \frac{3.74151 \times 10^8}{\lambda^5 [\exp\{(1.43879 \times 10^4)/\lambda T\} - 1]}$$

3. 均方根约翰逊噪声；
4. 温度℃、℉和K间的转换；
5. 按频率表示的普朗克辐射方程式，$M_\nu$；
6. 普朗克辐射方程式的积分，$\int_{\Delta\lambda} M_\lambda d\lambda$；
7. 光谱光子辐出度的普朗克辐射方程式积分，$\int_{\Delta\lambda} M_{q\lambda} d\lambda$；
8. 辐亮度相对于温度的微商，$dL_{\Delta\lambda}/dT$；
9. 光谱光子流密度，$M_{q\lambda}$；
10. 总光子流密度，$\int_0^\infty M_{q\lambda} d\lambda$；
11. $M_\lambda$最大值下的光子能量，$E_{\lambda m}$。

角度特性和光谱特性都非常接近理想黑体特性的光源，称为黑体模拟器。接近模拟黑体辐射器所必须的条件列于表10.2中。

黑体用于遥感传感器的实验室定标或飞行中定标，其本质是模拟地球的辐射。黑体在探测器孔径范围内提供已知的光谱辐照度。光谱辐照度标准用光谱辐亮度标准定标。光谱辐亮度标准又用高质量的黑体参考源定标。

表10.2 黑体参考源（2500K，500nm）的精度要求

| 量 | 精度要求 | 注 释 |
|---|---|---|
| 第一辐射常数$C_1$ | 0.1 % | 精确到0.0027 % |
| 第二辐射常数$C_2$ | 0.045 % | 精确到0.0042 % |
| 波长精度 | 0.5μm | 易于获得 |
| 黑体温度 | 0.24K | 不确定性1.1K（TKTS）和0.6K（IPTS）* |
| 黑体发射率 | 0.999 | 适当的空腔直径和深度比 |
| 黑体稳定性 | 0.1 % | 周期30～40分钟 |
| 温度非均匀性 | ～5K | 黑体的几何图形一定 |

*TKTS为热力学开氏温标，与光谱辐亮度的绝对值有关；IPTS是国际实用温标。

实际上，任何形状的腔体都能产生高质量的辐射，但一般只限于应用几种最通用的几何形状，即圆锥体和圆柱体，前者更为普遍。偶尔也适用球体和球体组合，甚至平板形辐射体。

黑体源发出定量的辐射，其辐射既可预计，又可重复。检验黑体辐射器质量的关系式是

$$M = \varepsilon\sigma T^4 \qquad (10.17)$$

## 四、光谱辐射定标辐射源的选择

一般地说，在选择定标辐射源时，可以提出以下几个问题：

1. 辐射源提供的能量的比率或数量可否测量？
2. 辐射源输出的辐照度，是否是不变的，或者是按照要求随时间变化？
3. 可否重复产生？
4. 可否在所要求的面积范围内输出所需要的辐照度？
5. 有无所需要的光谱分布？
6. 有无必须的工作寿命？
7. 对于所提出的问题，有无足够的可靠保证？
8. 是否可以任意地获得和更换，其售价和成本是否合理？

而对待选光源所需要考虑的光源特性量，有：

1. 全辐射体温度

全辐射体与所考虑的辐射体的辐出度相同时所具有的温度。

2. 亮温度

全辐射体在特定波长间隔下的辐亮度与所考虑的辐射体具有相同的光谱辐射能密度时的温度。

3. 分布温度

全辐射体在可见光谱区的辐亮度光谱分布曲线的纵坐标与所考虑的辐射体的光谱分

布曲线的纵坐标成比例或大致成比例时的温度。

4. 色温度

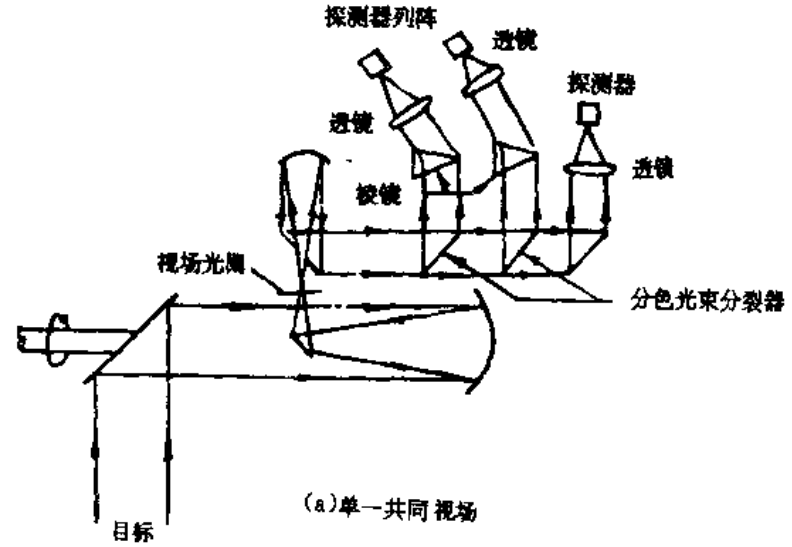
在全辐射体发出的辐射与所考虑的辐射体的色品相同时，全辐射体的温度。

## 第六节 典型的星上辐射定标系统

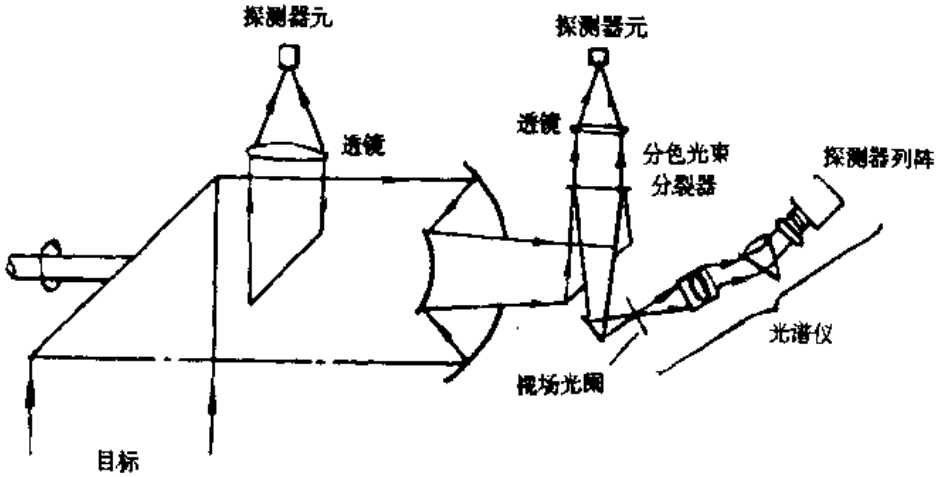
目前，已发展了许多优良而又成熟的星上定标系统。这里给出几个典型的实例，它们都已成功地运用于航空或空间遥感传感器中。

### 一、时序定标系统

如果扫描仪用45°旋转反射镜扫描，如图10.3所示，则可以使用时序定标系统。




(a)单一共同视场

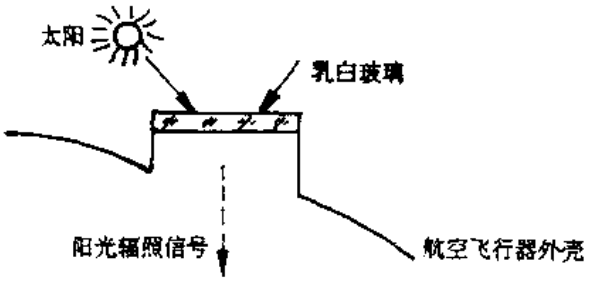



(b)多视场光阑

图10.3 使用45°旋转反射镜扫描的
两种多光谱扫描仪实例

在这种扫描仪中，扫描反射镜旋转一周，只有90°空间是对地面扫描观测（图10.4），

其余270°空间都是无效扫描时间，因而可以在此空间布置众多的定标源。M7扫描仪的定标源包括三块黑体板、一个灯基准和一个天空辐照基准。



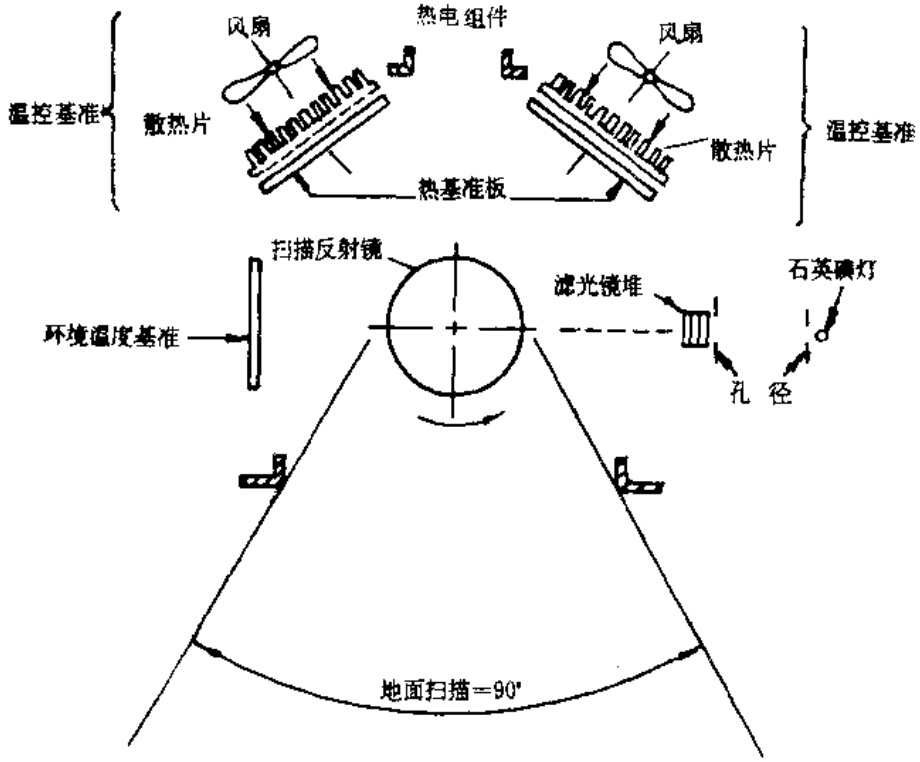




图10.4 M7扫描仪基准源的配置

当扫描反射镜旋转时，扫描反射镜依次观测各基准源。扫描仪电压输出和时间的关系如图10.5所示。

图10.6表示基准源的控制功能方块图。热黑体板和冷黑体板都是温控的。

反射辐射的光谱范围，是景内占支配地位的辐射能量，属于反射阳光的光谱范围。在白昼，反射辐射的光谱范围主要在0.3到3.0μm范围内。在此光谱范围内，主要利用灯基准和天空辐照基准。在使用灯基准时，主要的努力是匹配源的光谱特性和太阳的光谱特性。

图10.7表示太阳和在最大额定电流下石英碘灯的近似光谱曲线。

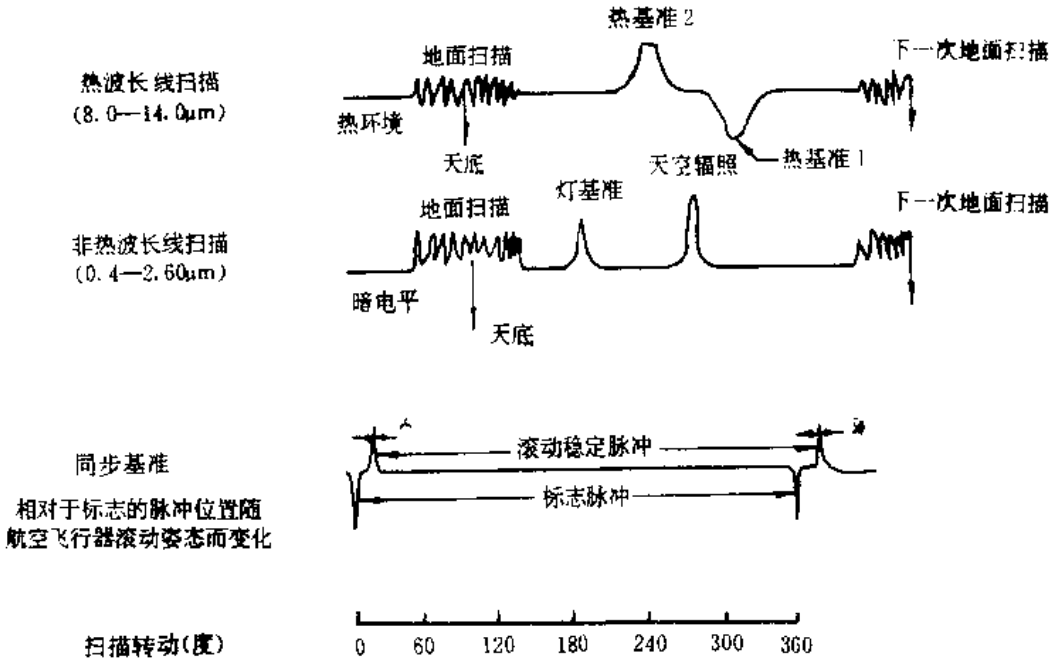
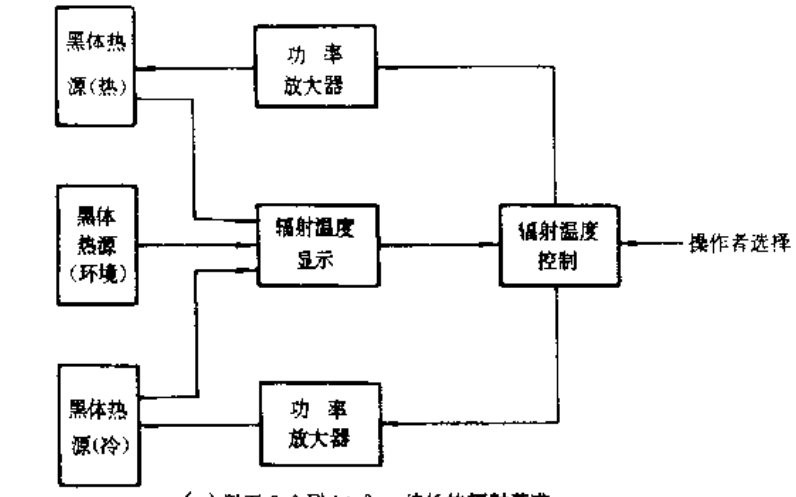
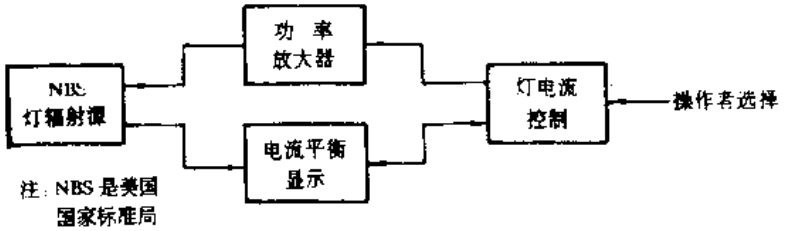



图10.5 扫描仪电压输出和时间的关系




(a)用于8.0到14.0μm波长的辐射基准




(b)用于0.4到2.6μm波长的辐射基准

图10.6 辐射基准源的控制

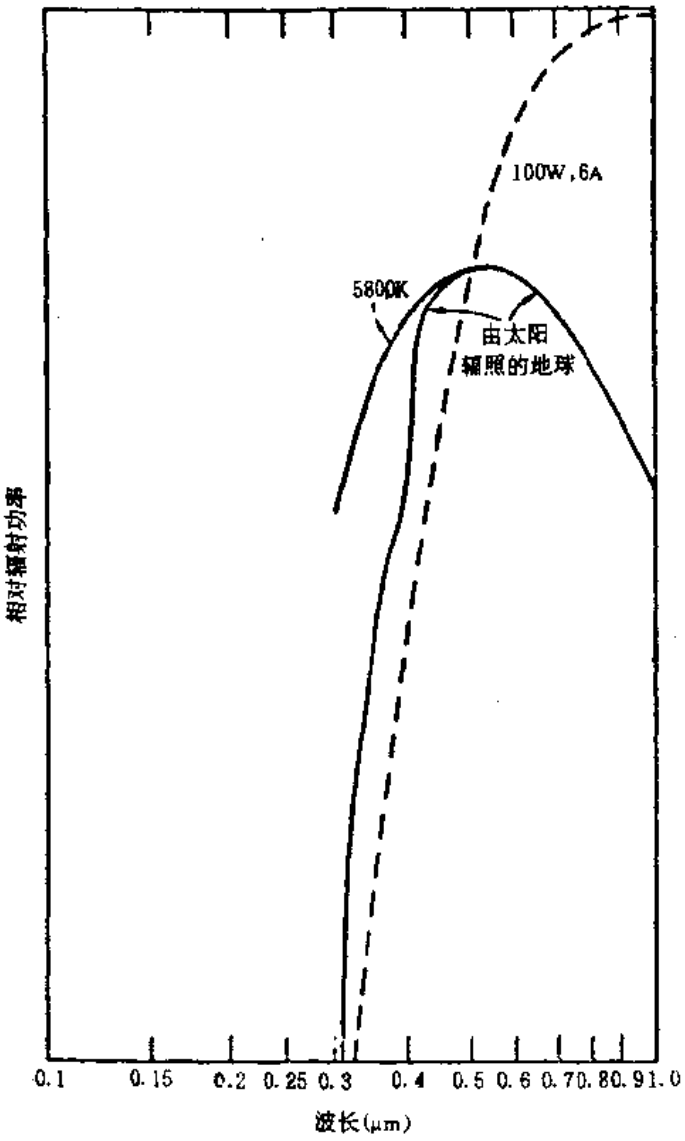



图10.7 太阳和100W 石英碘灯的相对近似光谱特性

灯基准源由100W 钨丝石英碘灯组成，并通过一系列光学滤光镜和两个光栏，照到旋转扫描反射镜上。图10.8表示由三块滤光镜组成的滤光镜组的光谱透射特性，此滤光镜组用于修正灯的光谱输出，也就是说，相对于可见光降低其近红外输出。

在阳光反射区，目标的光谱特征完全由表面反射特性引起。因此，灯和天空辐照源应认为是二级定标基准。放在目标景内已知特性的地面反射比板，是作为一级定标源使用的。

在热红外区，目标辐射主要是热发射。因为来自三个黑体板的辐射，把普朗克辐射定律直接应用到温度测量，这些板可认为是一级定标源。这三块板中的两块是温控的，第三块允许保持在环境温度上。两块温控黑体板通常设定为地面景物中的界限温度。

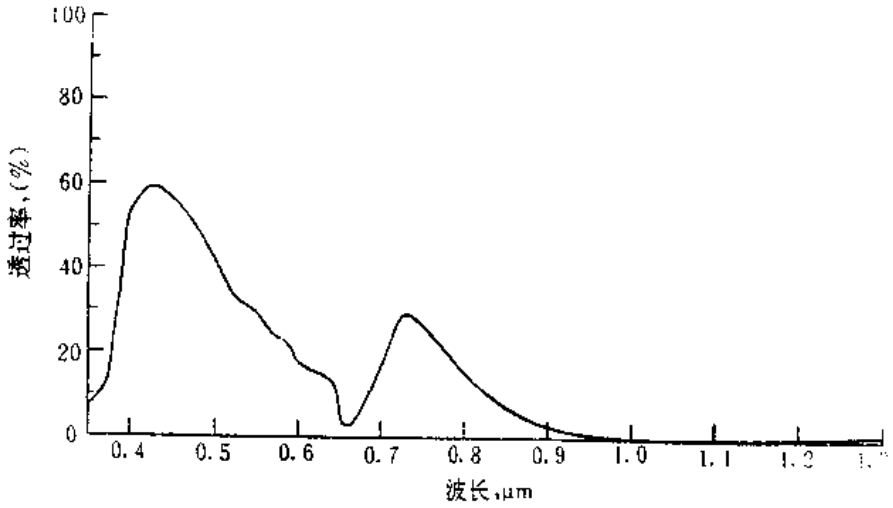



图10.8 组合灯基准滤光镜曲线

## 二、同步定标系统

图10.9表示主题测绘仪（TM）的光学系统。这种传感器采用摆镜扫描，在摆镜往复扫描过程中都可以收集地面数据。

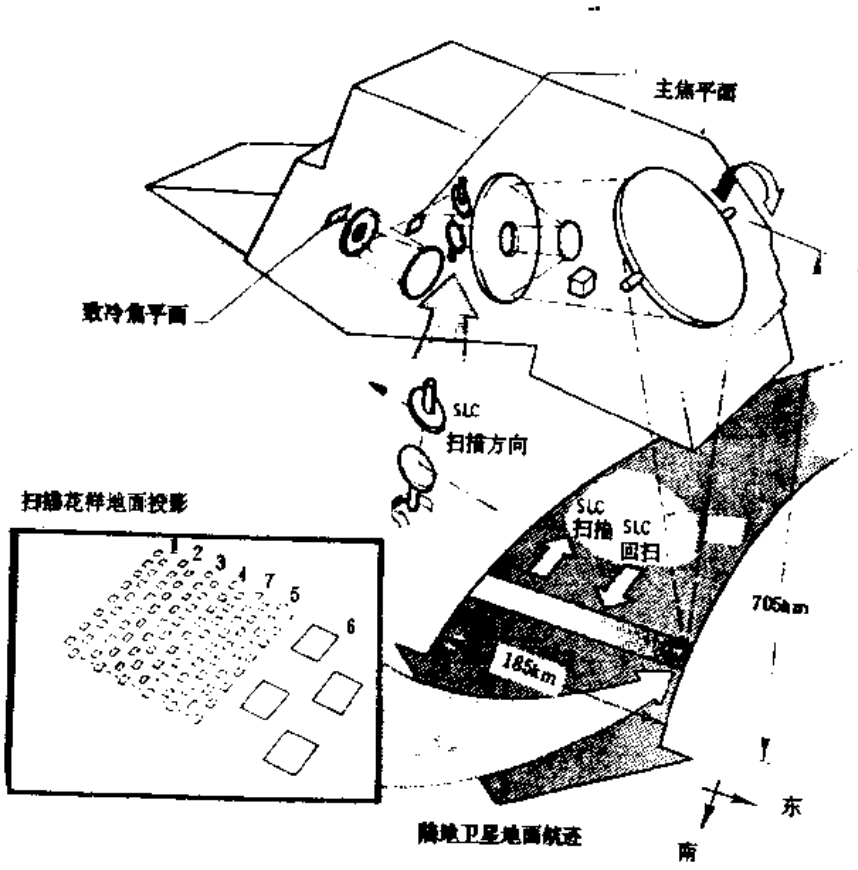


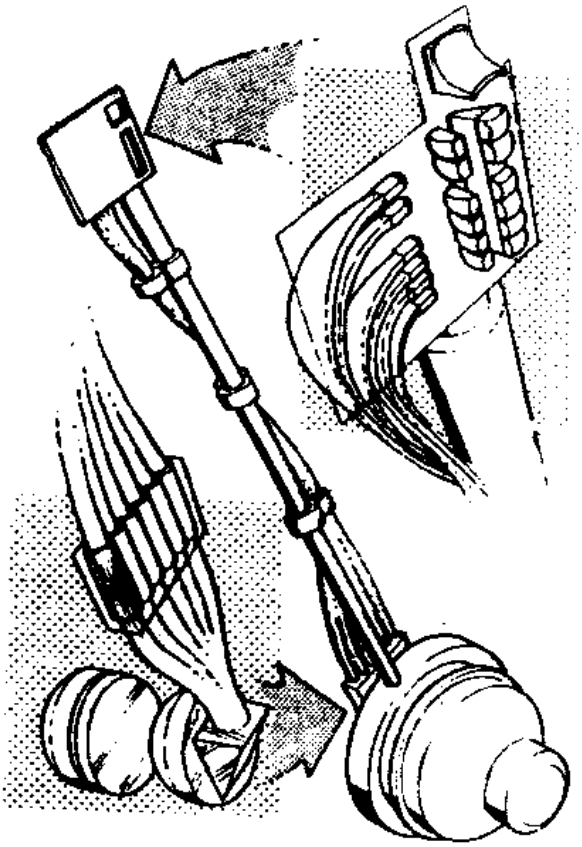

图10.9 TM 光学原理

仪器的辐射定标，是在扫描反射镜往返期间刚好在望远镜主焦平面前通过一个“旗”来完成的（图10.10）。这个旗首先为探测器提供一黑基准表面，然后，朝向另一边，提供一传递基准源能量的光学链。钨灯是波段1到5和波段7（均为反射波段）的基准源，而6波段（热波段）用安装在旗上的一个反射镜观测一个加热的黑体。

可以看出，在这种扫描系统中，扫描镜给定标操作所提供的时间和空间都是很少的。因此，7个波段的定标是同时进行的。

对反射波谱区，即波段1至5和波段7，内定标器使用三个稳定小型钨丝灯的辐射。为了提高稳定性，每一个灯的辐亮度输出用一个硅光电二极管反馈电路加以控制。三个稳定的照明器，围绕着旗旋转轴排列成三重对称式。

采用棱镜折叠，在靠近三个棱镜的输出表面处，灯丝的像构成一个照明的等边三角形。棱镜表面上的衰减膜片把三个相等的灯丝调节到具有2:3:4的有效辐射比。这样，就能通过三个灯各种组合，获得七个非零的定标辐射能级。即使任何一个灯泡失效，也可以获得线性度校正的有用的多个能级。



(a) 内定标器组合图

图10.10 TM 内定标器组合的原理

此照明投射到单个圆形纤维光束的输入端上，光学纤维束装在运动快门上。所有纤维的整个面积被均匀地照明，与哪一个灯丝被加热无关。采用纤维光学定位并把辐射传递到各分离的波段，使之能精密地和独立地调节不同波段内的照明。光纤间的空气间隙，允许小量的辐射度调节。

为了保证在整个面积范围内均匀照明，以适应在直流恢复功能时或有效扫描景物的任何部分都能无干扰地进行定标，需要有一被精密限定的，在周围区域不出现杂光辐射被照明的面积。因此，采用了在快门输出端成像的方案。

定标源辐射传输纤维的输出端是矩形截面，接到每一矩形束的实心光管或积分棒，用于构成一均匀辐照度区域，以在主焦平面内再成像。

对波段1至5和波段7，端部成像由微型透镜和棱镜折叠的微透镜列阵来实现。对6波段，使用一小型凹面反射镜把一稳定的方形黑体再成像在焦平面内。黑体温度是可变的，有三个温度等级，以产生不同的辐照度能级作为线性校正。在直流恢复期间，所有探测器都观察一个温度被测量的表面。

太阳也用作波段1至5和波段7的基准，辐射经主孔径前一组小的反射镜表面进入传感

器；镜面取向使得仅在北方深暗轨道位置上才允许接受阳光。

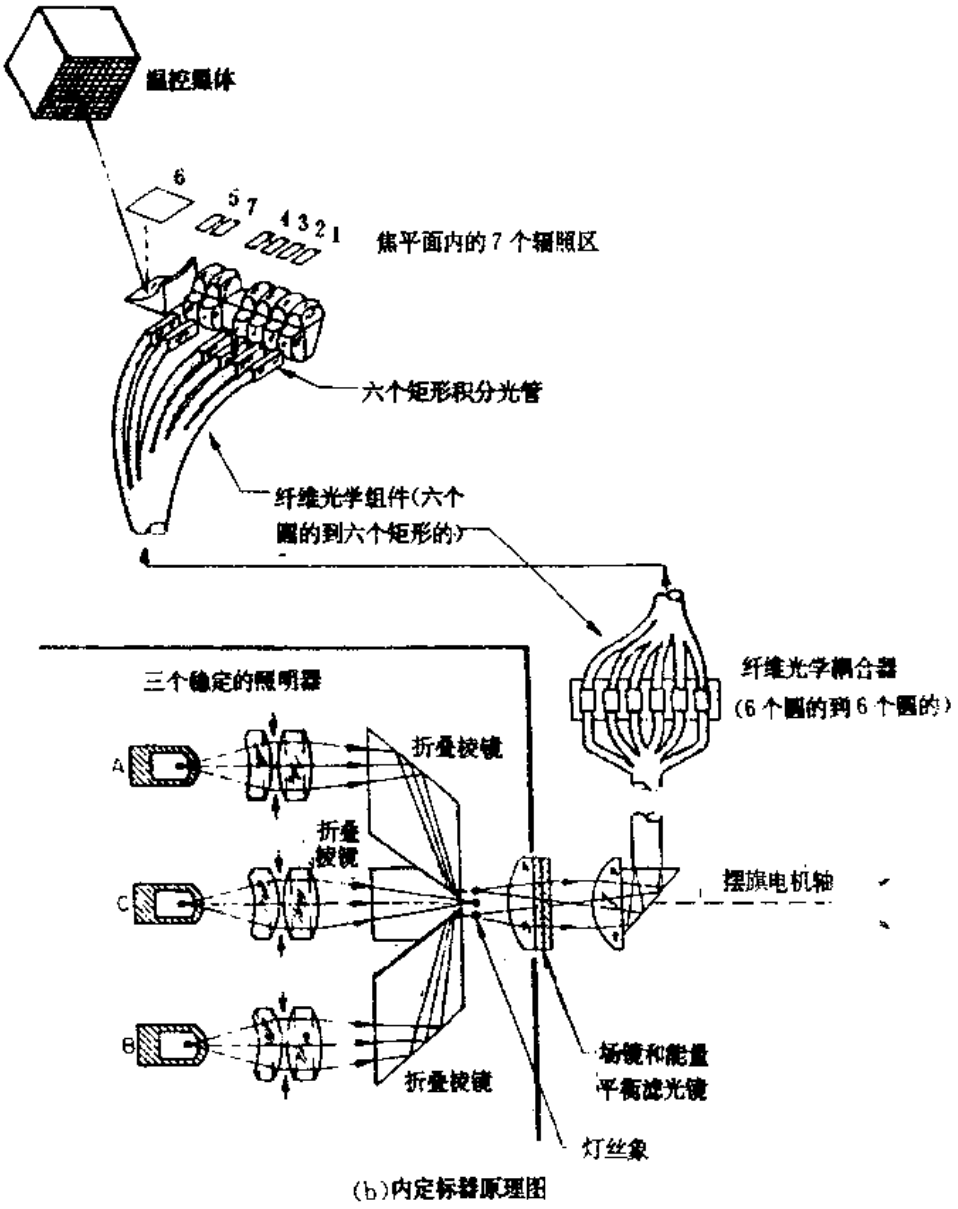



图10.10 TM内定标器组合的原理

作为对钨灯内定标器可能变化的一种检验，要求用参照太阳的办法来周期地定标。太阳定标器使用了一条包括扫描反射镜和望远镜在内的光路，如图10.11所示。定标器使用一个小的四面反射镜，当扫描仪通过接近北极的轨道位置时，捕获少量的阳光。太阳定标器的光路里设有一衰减器。这样允许使用较大的入射孔径，使衍射效应和灰尘粒子对最后的响应分布影响很小。

为了保证在太阳角的整个季节变化中太阳光都能落入视场内，使用6°角分离的四个面。太阳定标器的光学元件包括有使用斐涅尔表面反射的熔石英板衰减器，一块带铝膜的

45°角锥体反射器，和一块要求相对于规定的饱和信号电平提供适当光谱平衡的滤光镜。

### 三、推帚式遥感传感器的定标系统

将遥感图像的数字量精确地转换成辐亮度值，或进行绝对辐射定标，是重要的。这是因为：(1)景物图像的可用性或有效性，以及大气辐射传输模型，一般都要求提供辐亮度数据；(2)绝对定标提供了一种比较不同的星载传感器响应的方法；(3)允许传感器响应随时间变化。这样，传感器在飞行前和飞行中的绝对辐射定标，便是重点工作之一了。

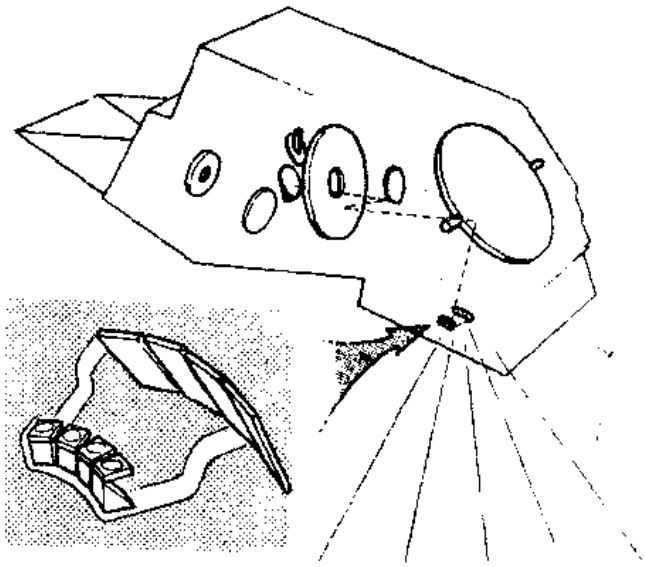


图10.11 太阳定标器原理

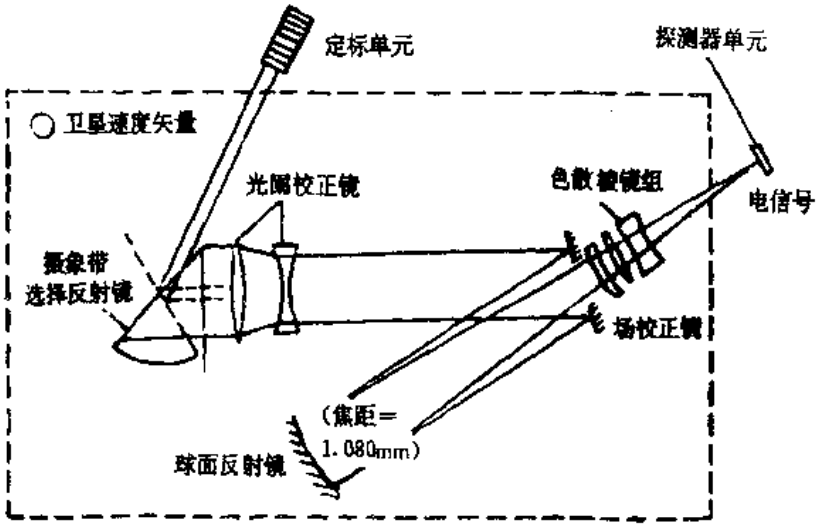



图10.12 HRV 望远镜工作原理

图 10.12 表示 SPOT 卫星推帚式遥感器可见光高分辨摄像仪 HRV 的光学原理图。当摄像带选择反射镜(SSM)转到图中虚线位置时，便可进行遥感传感器辐射定标。

HRV 的定标单元是一个辅助装置，在望远镜的入瞳处提供一个光源，照射探测器列阵。在定标时，摄像带选择反射镜预先移到定标位置。定标单元不参与获取地面图像，但在确定 SPOT 图像数据的质量上却起着重要的作用。

如图10.13所示，定标单元有两个基准源，即定标灯和太阳光光纤收集器。此定标系统由地面指令控制，以改善传感器辐射测量精度，并校正可能出现的响应度变化。例如，光学镀膜的老化、光学表面的污染和 CCD 性能的衰老等。

HRV 的定标也有相对定标与绝对定标两种方式。相对定标时，利用一只已知辐射度的灯，经过传感器的全部光学系统照射到 CCD 的全部像元上。

整个定标系统包括一个灯座、一个卤钨灯和一个把均匀照明平面上的灯丝像投射到无穷远处的柯勒照明系统。

此系统位于 HRV 望远镜主结构的外面，SSM 防护罩的上方。从定标系统射出的光束被 SSM 反射，沿 HRV 望远镜的光轴前进，以保证均匀地照射，或精确地说，按已知的分布曲线，照射整行 CCD 探测器像元。

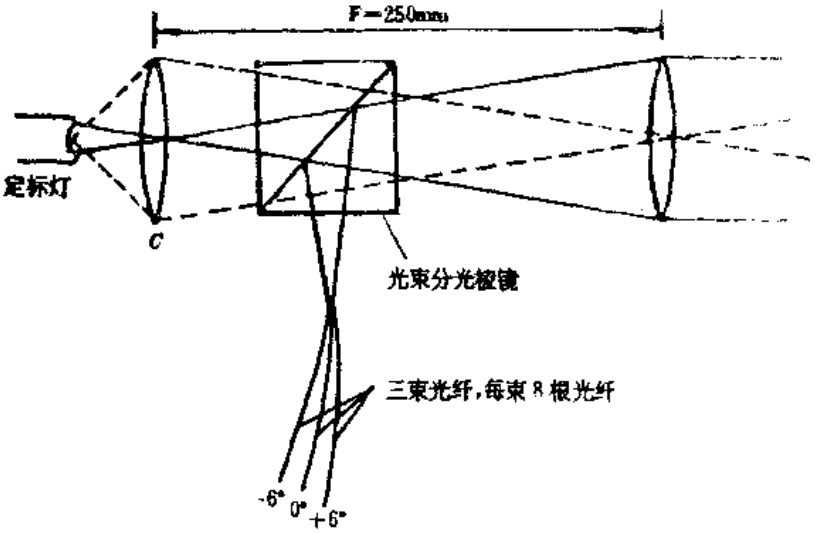



图10.13 HRV 定标系统

用定标灯完成相对定标，或谱段内定标。因为 CCD 线阵的每一探测像元，由其固有的响应和暗电流来表征。这样，遥感传感器对空间均匀景物的响应是不同的。所以，必须分别校正每个像元的输出。相对定标即用于确定校正值，或“规一化系数”。

相对定标涉及每一个探测器暗电流和探测器间增益的测量，以在数据预处理期间完成“探测器规一化”的校正。本质上，这种运算是补偿各个 CCD 探测器像元的离散特性。

绝对定标和用太阳光进行谱段间多时相定标，借助于太阳光光纤收集器来完成。光纤收集器定期把 HRV 遥感传感器外面的阳光聚集照射到每一光谱段的少数几个探测器像元上。

收集器的设计，保证阳光落入其视场以内。它的一端置于卫星之外收集阳光，并通过定标单元系统后投射到探测器上。向阳端，光纤分三束排列。随着季节不同，其中不被卫星遮挡的一束将能够接收到阳光。接到每个光纤末端的 Selfoc 镜可增强阳光的收集效率。更重要的，是对于6°范围内的任何入射角，输出光通量将保持不变。在照射探测器的一端，光纤排列成两组，每组8束，每束3根。每束中的三根光纤对应于三个太阳方向。光缆的混合器方式，保证光纤在所有传播方式中导光，完全充满每根光纤数值孔径而与入射条件无关。

光纤将大气层外的太阳辐射投射到每个谱段的某些探测器的像元上。系统提供一个已知光源，该光源的等效辐亮度 $L_K$ 由方程(10.18)给出

$$L_K = \frac{u(t)}{\Omega} \frac{\int_0^\infty E_s T_g(\lambda) S_K(\lambda) \mathrm{d}\lambda}{\int_0^\infty S_K(\lambda) \mathrm{d}\lambda} \tag{10.18}$$

式中，$u(t)$ 是计算太阳和地球之间距离变化的因子，$E_s$ 是地球与太阳平均距离上的太阳光谱辐照度，$T_g(\lambda)$ 是第 $g$ 条光纤的定标装置光谱透过率，$S_K(\lambda)$ 是遥感器在第 $K$ 谱段中的光谱灵敏度，$\lambda$ 是波长。

绝对定标的目的，在于建立 HRV 遥感器的测量值与相应实际量(辐射量)之间的关系，即景物的辐射值与望远镜观察到的景物辐射值之间的关系。原则上，这两个量之间呈

线性关系，也就是说，仪器的响应可用关系式

$$X = AL + B \tag{10.19}$$

来模拟。绝对定标用来确定系数 $A$ 和常数 $B$ 的值。在探测器规一化后，常数 $B$ 被定义为零。

在实际应用中，对于每一谱段 $K$，绝对定标用于确定系数 $A_K$。遥感器的等效辐亮度，用

$$X(K) = A_K \cdot L(K) \tag{10.20}$$

校正后得到。

谱段之间的定标，用于确定在不同谱段间对一给定场景记录的辐射量间的比值。这可以通过比较已知谱辐射值的光源来获得，更简单地说，靠比较不同谱段得到的 $A_K$ 系数来完成。

多时相定标，用来建立在同一谱段但在不同日期获得的同一场景的两幅图像的辐射量之间的关系。也可以通过比较稍后时刻获得的两幅图像所确定的绝对坐标系数 $A_K$ 达到同一目的。

在 SSM 处于定标位置时，遥感传感器入瞳被挡板遮住，防止在定标期间杂光进入遥感传感器内部。灯丝的像通过 petzval 聚光镜与物镜的光瞳共轭。用半透射半反射立方棱镜分隔灯光与太阳光。在光纤传输光路中安装的混光器，保证光纤束的出口处能均匀照明有用视场。

相对定标每周只进行一次，以减轻地面站处理设备的负担。所以，要求两次定标期间定标系数要保持稳定。影响定标系数的因素有五个方面：

1. 电子学：主要是电子链的增益漂移。

2. CCD 暗电流：暗电流的大小和稳定度。在一周内，稳定度变化不能超过1.5毫伏。

3. 传感器空间响应不均匀性：由 CCD 响应不均匀性和整个视场内光学透过率不均匀所引起。包括各种缺陷在内的传感器空间响应度不均匀性，规定在±7.5 % 以内。

4. 传感器光谱响应不均匀性：此问题对定标最关键。要求传感器光谱响应尽可能地平坦。经过相对定标后，对任意给定波长，在任意两片 CCD 的全视场内，光谱响应不均匀性应低于5 % 。

5. 定标方法：用卤钨灯作为定标光源，要求焦面上全视场照度不均匀性小于3 % ，局部偏差不超过1 % 。定标灯电源的稳定性要满足定标灯的光源稳定度要求。相对定标精度估计可达1 % 。

## 四、成像光谱仪的辐射度学定标

这里，介绍航空可见红外成像光谱仪(AVIRIS)的辐射度定标。这种定标的目的，是右仪器入射的辐亮度与仪器的输出之间获得一组函数关系。设 $L$ 为辐亮度，DR(数字化响应)为仪器的输出，则

$$L = \frac{DR}{G} \tag{10.21}$$

式中，$G$ 是“增益”因子。在此式中，已计及探测器暗响应，即仪器零输出对应于零辐亮度

输入。

AVIRIS 的辐射定标包括四个步骤。第一是分光辐射谱仪相对于经过国家标准局(NBS)校准的标准灯进行定标。第二步是 AVIRIS 的辐亮度源，一个40吋的积分球，用分光辐射谱仪进行定标。第三是获取 AVIRIS 的积分球输出的数字数(DN)。最后，使用光谱定标和来自积分球的光传递曲线(辐亮度和波长的关系)，并利用 AVIRIS 积分球获得的 DN 输出，构成一个系数表。此表是应用到所有后来 AVIRIS 数据的定标文件，以把原始的仪器 DN 转换成辐亮度。包含在定标文件中的每一步，都有与其相关的误差，该误差确定可获得的绝对和相对辐射定标精度。

AVIRIS 的辐射定标精度，受积分球定标精度、AVIRIS 的时间稳定性、AVIRIS 的光谱定标，以及诸如偏振灵敏度和光谱与空间杂光等因素所限制。

表10.3给出积分球定标的误差。因为这些误差因子是非相关的，所以来自每一误差源的贡献，使用平方和的平方根加以综合。

表10.3　　积分球的定标误差

| 参　　数 | 数　量（%） |
|---|---|
| 辐照度传递不确定性 | 2.0 |
| 分光辐射谱仪稳定性 | 1.8 |
| 分光辐射谱仪辐亮度定标 | |
| 由于1nm 光谱定标不确定性产生的不确定性 | 0.5 |
| 积分球输出稳定性 | 1.1 |
| 积分球输出口辐亮度均匀性 | 1.0 |
| 积分球定标精度 | 3.1 |

影响 AVIRIS 绝对辐射度测量的因素，与仪器有关的附加因素有5个，即：(1)非系统振动引起的仪器输出电平起伏；(2)偏振灵敏度；(3)光谱定标的不确定性；(4)光谱杂光；(5)空间杂光。

AVIRIS 的绝对辐射精度，由上述所有元误差的平方和的平方根计算。在计算中所使用的量列于表10.4。这是仪器实验室辐射定标的精度。

表10.4　　AVIRIS 辐射定标的总误差

| 参　　数 | 数　量（%） |
|---|---|
| 积分球定标精度 | 3.1 |
| AVIRIS 热感应输出漂移 | 2.4 |
| AVIRIS 振动感应输出漂移 | |
| 低频 | 1.0 |
| 高频 | 0.5 |
| 偏振灵敏度 | 0.5 |
| 光谱定标不确定性的辐射度影响 | 0.3 |
| 光谱杂光 | 2.0 |
| 空间杂光 | 1.0 |
| AVIRIS 辐射定标精度 | 4.3 |

仪器的相对辐射度测量，主要受仪器光谱定标精度的影响，取决于积分球在给定波长上的辐亮度和相应的 AVIRIS 波长匹配到何等良好的程度。相对辐射度测量，指的是探测器响应的平衡。也就是说，如果中心波长在 $\lambda_i$ 和 $\lambda_{i+1}$ 两个相邻的探测器元，用与其相应的波长、但相同强度的光照明，在辐射定标后，这两探测器的输出强度应该相等。由于积分球的输出强度随波长变化，在光谱定标中的非精确度，可能引起均匀度校正或相对辐射度的非精确度。相对辐射定标精度可达0.4 % 。

图10.14是 AVIRIS 光学原理图。光学子系统由光机扫描仪组成，扫描仪由光学纤维联接到四个光谱仪上。机载基准源也用光学纤维联接到光谱仪上，提供有关光谱和辐射度定标信息。

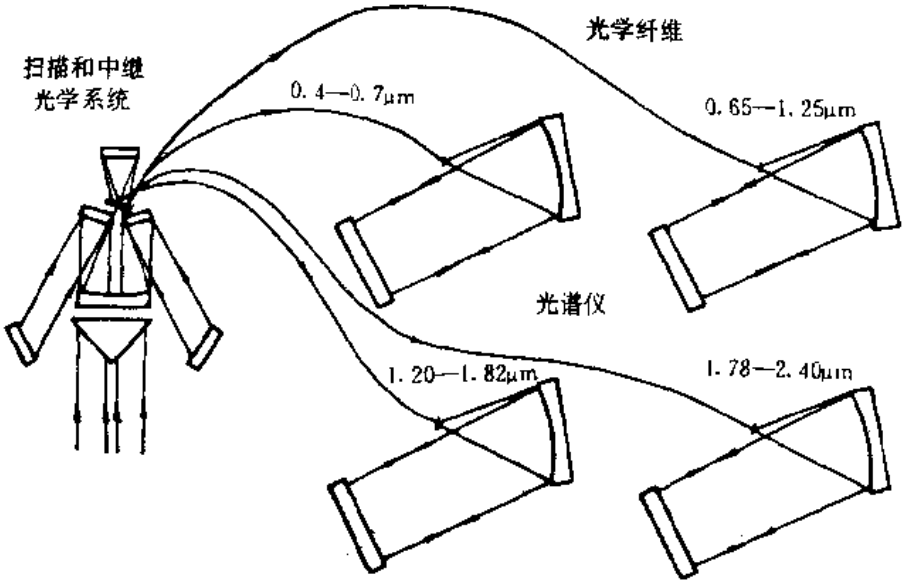



图10.14 AVIRIS 光学原理图

机上定标器可以在仪器工作期间检验光谱仪的光谱和辐射度准确性，以确保光谱数据的精度。在仪器操作期间，当工作温度(－23℃)变化较小时，定标器的输出必须保持不变和稳定。

图10.15表示 AVIRIS 机上定标器原理图。定标器使用一个凹面金属镜将钨灯产生的光通过一个滤光片轮成像到光纤上，然后由光纤将光传到光谱仪中。光纤位于子午焦点处。反射镜和机械结构都由同一种金属制成，以使热效应减少到最低限度。前置光学系统中的旋转光阑，能在定标器工作时切断来自前置光学系统的光线。定标器中的滤光片轮有四个位置，其中一个用于遮蔽光线，另外两个位置使用中性滤光片，从而提供两个辐射基准。第四个位置使用钕镨稀土滤光片，以提供所需要的参考光谱，该光谱与工作温度无关，

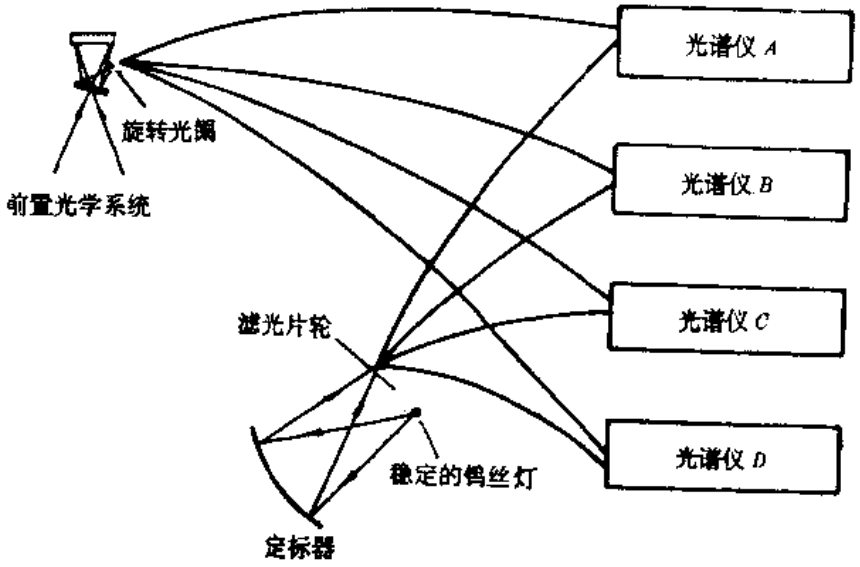



图10.15 AVIRIS 机上定标器原理图

# 第十一章　遥感传感器辐射度学参数与辐射度学测量

一台完善的光学遥感传感器，即经过良好设计和良好定标的遥感传感器，在运行中对地面目标进行辐射度学测量，可依某些辐射度学参数来表征其测量特征。这些参数从辐射测量角度定义遥感传感器系统的探测能力。

从空间对地面进行光学遥感，辐射功率和能量的测量可简化为图11.1所表示的过程。在一般情况下，设传感器的轴线和地面辐射源表面法线的交角为 $\theta$，传感器的入射光瞳对辐射源所张的半角为 $\alpha$。这时，探测器元表面大小起着视场光阑的作用，限制着传感器所能观察到的视场。视场光阑在地面上的几何投影相应于地面分辨率元，图中(图(b))用虚线表示。瞬时视场半角用 $\beta$ 表示。角度 $\alpha$ 和 $\beta$ 对非相干辐射源的能量收集特性有重要的影响。

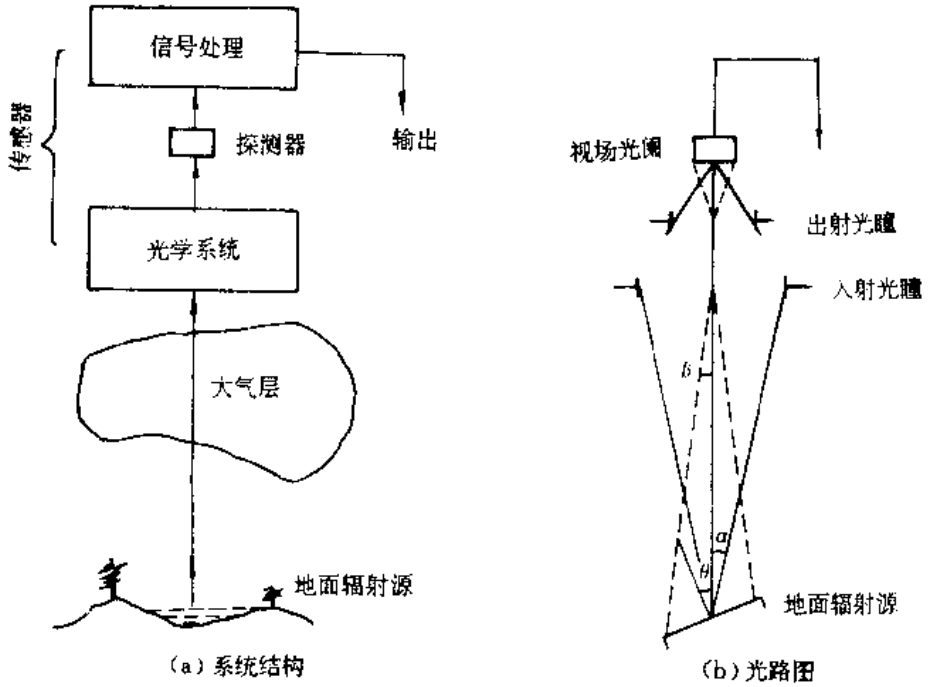



图11.1　遥感传感器对地面辐射的测量
(a)系统结构　(b)光路图

视场和仪器孔径对辐射测量的影响，可进一步用图11.2说明。设遥感传感器位于被测辐射面的正上方，即被测面元位于天底方向，并且轨道高度为 $H$ 。这样，传感器所观测的地面瞬时视场 GIFOV $=(\beta H)^2$ 。式中，$\beta$ 是瞬时视场的平面角，如图11.1所示，且探测器元为正方形。显然，在瞬时视场 $\beta$ 不变的情况下，被观察的面积 $\Delta A$ 将随 $H$ 的增大而增大。

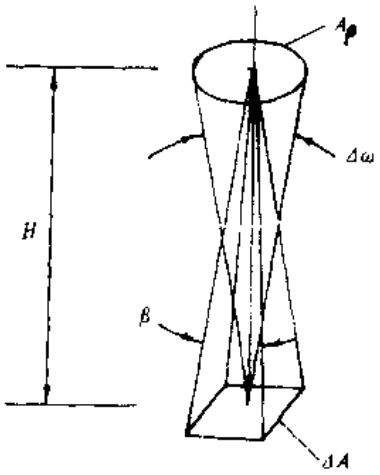



图11.2 辐射测量与仪器孔径和视场间的关系

从另一角度看，设面积为 $A_p$ 的仪器孔径对面积 $\Delta A$ 所张的立体角为 $\Delta\omega$ ，则有关系

$$\Delta\omega = \frac{A_p}{H^2} \tag{11.1}$$

因此，在仪器孔径面积 $A_p$ 和视场 $\beta$ 都不变的情况下，随距离 $H$ 的增大，$\Delta A$ 随之增大，但 $\Delta\omega$ 随之减小。进入传感器的辐射功率正比于乘积 $\Delta\omega \cdot \Delta A$ ，即

$$P = \left(\frac{A_p}{H^2}\right)(H\beta)^2 = A_p\beta^2 \tag{11.2}$$

这样，当忽略大气传输的影响时，对于一个均匀的辐射目标 $\Delta A$ 来说，进入传感器的辐射功率与轨道高度 $H$ 无关，只取决于仪器的入瞳面积和瞬时视场立体角 $\Delta\omega$ 或 $\beta^2$ 。

如果图11.1所示的传感器是理想的，则满足条件：

1. 仪器对要求的谱段 $\lambda_1 \leqslant \lambda \leqslant \lambda_2$ 内所有波长上的辐射功率和能量均匀响应，对此谱段外的响应为零。

2. 系统为线性，即在所要求的动态范围内输出电压或电流正比于入射辐射功率或能量。

3. 光学系统无渐晕或色差，使视场或光阑具有清晰的边界，并对所有波长都彼此无关。

4. 对各向偏振光，仪器的灵敏度均相同。

5. 仪器的时间频率响应，覆盖入射辐射功率或能量中存在的所有时间频率。

在这些条件下，仪器响应使理想仪器的输出电压正比于入射的辐射功率，即

$$\left.\begin{array}{lll} \text{功率响应度} & R_\phi = \dfrac{V}{\phi_m} & (\mathrm{V \cdot W^{-1}}) \\ \text{辐照度响应度} & R_E = \dfrac{V}{E_m} & (\mathrm{V \cdot W^{-1} \cdot cm^2}) \\ \text{辐亮度响应度} & R_L = \dfrac{V}{L_m} & (\mathrm{V \cdot W^{-1} \cdot cm^2 \cdot sr}) \end{array}\right\} \tag{11.3}$$

式中，$V$ 是仪器的输出电压，$\phi_m$、$E_m$ 和 $L_m$ 分别是仪器入射光瞳处的入射辐射功率、入射辐照度和入射辐亮度。在没有背景辐射和大气衰减的情况下，仪器入射光瞳处的辐亮度等于地面辐射源的辐亮度。

辐射功率或能量测量的目的，在于确定与所用仪器无关的辐射量，例如，辐亮度、辐照度或其它的辐射度量。在鉴定遥感传感器时，可以把仪器入射光瞳处这种能量作为被测

量。并在接近于仪器实际使用的环境和几何条件下对传感器定标，以保持仪器的独立性。已知入射光瞳处的有效量，可根据大气性质或背景辐射能的信息推导出被测辐射源的特性。或者，可用已知辐射源（例如，美国新墨西哥州的白沙地区）和已定标的仪器，通过在仪器入射光瞳处测得的这类量确定大气的特性。如已知辐射源和大气的性质，可以确定入射光瞳处的量，再从探测器输出端测得的电压求得仪器的响应度。

## 第一节　光谱辐亮度与总辐亮度的测量

按响应度定义，波长 $\lambda$ 处仪器的光谱输出电压为

$$V_\lambda(\lambda) = R_L(\lambda)L_{\lambda m}(\lambda) \tag{11.4}$$

式中，$R_L(\lambda)$ 是仪器光谱辐亮度响应度，$L_{\lambda m}(\lambda)$ 是入射光瞳处的被测光谱辐亮度。当仪器响应从 $\lambda_1$ 到 $\lambda_2$ 波谱段内辐射能量时，输出电压为

$$V = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} V_\lambda(\lambda)\mathrm{d}\lambda = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} R_L(\lambda)L_{\lambda m}(\lambda)\mathrm{d}\lambda \tag{11.5}$$

对于入瞳处的光谱辐射功率或光谱辐照度，也能写出类似的关系式。

在 $\lambda_1$ 和 $\lambda_2$ 间的总辐亮度定义为

$$L_m = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} L_{\lambda m}(\lambda)\mathrm{d}\lambda \tag{11.6}$$

用 $R_L(\lambda) = \mathrm{d}_p r_L(\lambda)$ 表示光谱响应度，其中 $\mathrm{d}_p$ 是峰值，$r_L(\lambda)$ 是峰值规一化的相对光谱响应度，用 $L_{\lambda m}(\lambda) = f_p l_{\lambda m}(\lambda)$ 表示光谱辐亮度，其中 $f_p$ 是峰值，$l_{\lambda m}(\lambda)$ 是峰值规一化相对光谱辐亮度。如此，总响应度为

$$R_L = \frac{V}{L_m} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} R_L(\lambda)L_{\lambda m}(\lambda)\mathrm{d}\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} L_{\lambda m}(\lambda)\mathrm{d}\lambda} = \frac{\mathrm{d}_p \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} r_L(\lambda)l_{\lambda m}(\lambda)\mathrm{d}\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} l_{\lambda m}(\lambda)\mathrm{d}\lambda} \tag{11.7}$$

式中，积分比是整个仪器的光谱匹配因数。

### 一、以探测器为基准的测量

在遥感的情况下，辐射源是未知的，探测器是已知的，宜于进行以探测器为基准的测量。从(11.7)式可知：

1. 当仪器的响应度为光谱均匀时，则 $r_L(\lambda) = 1$，总响应度 $R_L$ 与被测的相对光谱辐亮度 $l_{\lambda m}(\lambda)$ 无关。

这样，在宽光谱区内具有接近均匀光谱响应的热探测器适于总量测量，例如，总辐亮度 $L_m$，简化为 $L_m = V/d_p$。实际上，在宽波段内仪器响应的均匀性还与仪器窗口、滤光片和探测器吸收材料的光谱特性有关。

2. 在多数情况下，特别是使用量子探测器的仪器，其响应度不是光谱均匀的，即 $r_L(\lambda)$

$\neq 1$，则总响应度 $R_L$ 取决于被测的相对光谱辐亮度 $l_{\lambda_m}(\lambda)$。这时，虽然等式 $L_m = V / R_L$ 成立，但 $R_L$ 由(11.7)式决定。

所以，用光谱选择性的仪器测量总辐亮度时，要预先知道被测的相对光谱辐亮度以及相对光谱辐亮度的响应度。这一点对于仪器的全色波段测量很重要，例如，SPOT HRV 的0.51～0.73μm 波段。

## 二、光谱测量

实际上，现代遥感都采用多光谱遥感。尤其是成像光谱仪，拥有大量狭窄的光谱波段。遥感传感器实质上已成为多通道光谱仪，即同时在很多波长通道内收集色散能量。其中，每一个光谱通道的测量，相当于一个单色仪。

在遥感光谱测量中，使用的传感器具有一般光谱仪的结构，即(1)把辐射源的像聚焦到入射狭缝上的望远镜系统；(2)入射狭缝；(3)光谱仪中的准直和再聚焦系统；(4)光谱色散元件，即棱镜或光栅；(5)探测器；(6)信号处理系统。当使用光栅时，还可能包括吸收滤光镜或其他分级的光谱元件，用以限制从光栅同一方向出射的多重光谱级。

被测波长 $\lambda_m$ 对应从入射狭缝中心到出射狭缝中心的光线。在狭缝具有一定宽度时，实际透射出以波长 $\lambda_m$ 为中心的有一定宽度的波长范围。图11.3表示由一定狭缝宽度产生的光谱仪一个通道的相对光谱透射系数 $\tau_i(\lambda)$。假定 $S_e$ 和 $S_x$ 分别为入射和出射狭缝的宽度。图(a)表示 $S_e = S_x$，并可略去衍射效应的情况；图(b)表示可略去衍射效应，但 $S_e \neq S_x$。图中表明，当辐射能的波长为 $\lambda_m$ 时，出现峰值透射比，此即被测的中心波长。忽略光谱仪的散射光的影响，$\lambda_m \pm \Delta\lambda_i$ 外的波长辐射，完全受阻。如果完全由衍射决定狭缝的光谱透射系数 $\tau_i(\lambda)$，则

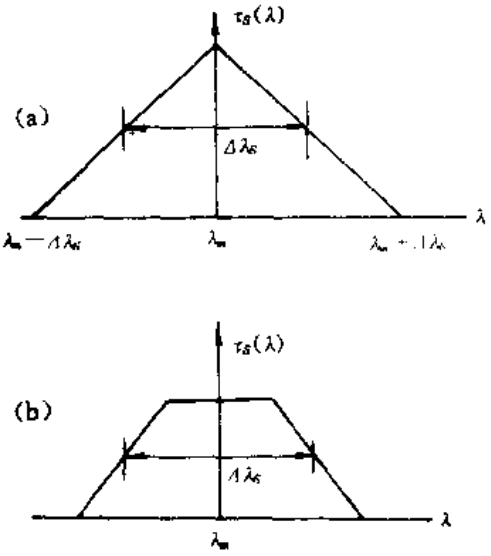



图11.3 几何光学限内单色仪的光谱透射系数
(a) $\Delta\lambda_i = S_e = S_x$ (b) $\Delta\lambda = S_e$ 或 $S_x$

$$\tau_i(\lambda) = \left[\frac{\sin\gamma}{\gamma}\right]^2 \qquad (11.8)$$

式中，$\gamma = (\pi\omega_i/\lambda_m)\sin\delta$，$\omega_i$ 为单色仪狭缝宽度，$\delta$ 为波长 $\lambda$ 的光线和波长 $\lambda_m$ 的光线间的夹角。

把狭缝的光谱透射系数 $\tau_i(\lambda)$ 与光谱仪内吸收和其他效应造成的光谱透射比 $\tau_a(\lambda)$ 结合起来，得仪器的总光谱透射比 $\tau(\lambda) = \tau_a(\lambda) \cdot \tau_i(\lambda)$。对每一调准在 $\lambda_m$ 处的波长，探测器上测得的电压为

$$V(\lambda_m) = \int_{\lambda_m-\Delta\lambda_i}^{\lambda_m+\Delta\lambda_i} R_L(\lambda) L_{\lambda m}(\lambda) \mathrm{d}\lambda \qquad (11.9)$$

式中，$R_L(\lambda)$ 是光谱仪光谱辐亮度响应度，$L_{\lambda m}(\lambda)$ 是光谱仪入瞳处的光谱辐亮度。把总响

应度分解成探测器、狭缝宽度和仪器吸收系数等因素的影响，则(11.9)式可改写为

$$V(\lambda_m) = d_p \int_{\lambda_m-\Delta\lambda_s}^{\lambda_m+\Delta\lambda_s} \tau_i(\lambda)\tau_o(\lambda)r_d(\lambda)L_{\lambda m}(\lambda)d\lambda \qquad (11.10)$$

式中，$V(\lambda_m)$ 是波长为 $\lambda_m$ 处的探测器输出电压，$\lambda_m$ 为由单色仪决定的测量波长，$\Delta\lambda_s$ 是光谱的狭缝宽度，$d_p$ 是光谱仪的峰值光谱辐亮度响应度，$\tau_i(\lambda)$ 是由狭缝造成的相对光谱透射比，$\tau_o(\lambda)$ 是由于仪器吸收和其他效应造成的相对光谱透射比，$r_d(\lambda)$ 是探测器的相对光谱响应度($V\cdot W^{-1}\cdot cm^2\cdot sr\cdot\mu m$)，$L_{\lambda m}(\lambda)$ 是光谱仪入瞳处的光谱辐亮度($W\cdot cm^{-2}\cdot sr^{-1}\cdot\mu m^{-1}$)。

如果波段宽度很窄，对连续的辐射源在 $\lambda_m-\Delta\lambda_s \leqslant \lambda \leqslant \lambda_m+\Delta\lambda_s$ 的范围内，认为所有的系数均近似为常数，则

$$V(\lambda_m) = d_p\tau_i(\lambda_m)\tau_o(\lambda_m)r_d(\lambda_m)L_{\lambda m}(\lambda_m)\Delta\lambda_s \qquad (11.11)$$

式中，$\Delta\lambda_s$ 是相应于50%峰值处的有效带宽，如图11.3所示。当带宽内的系数变化较大时，应使用(11.10)式。同样，如果在出射狭缝处的入射狭缝像是弯曲的，或有光学像差存在，则其所形成的影响应予以考虑。

对于线辐射源，$V(\lambda_m)=\sum_{i=1}^{n}V(\lambda_i)$，其中 $\lambda_i$ 是第 $i$ 条光谱线的波长，$n$ 是 $\lambda_m-\Delta\lambda_s \leqslant \lambda \leqslant \lambda_m+\Delta\lambda_s$ 范围内的线数。一条波长为 $\lambda_m$ 的光谱线在出射狭缝中心形成入射狭缝的像。当两缝宽度相等时，出射狭缝不阻挡谱线的辐射。其它谱线的辐射将会受损。

对于单色仪后的探测器，出射狭缝相当于辐射源。表11.1表示由连续辐射源和线辐射源在探测器上产生的辐照度或辐射功率。辐照度或辐射功率取决于在出射狭缝和探测器间有无辅助成像系统。当采用成像系统和由分立谱线组成的辐射源时，必须使用探测器表面上的入射辐射功率 $\phi$，因为辐照度不是均匀的。对具有成像系统的线辐射源，设出射狭缝宽到能包含一组 $n$ 条谱线，以致入射狭缝宽度 $\omega_i$ 成为限制狭缝。

表中，$L$ 是出射狭缝处的亮度，$L=L_m\tau_o$，$\tau_o$ 是从入瞳到出瞳的光谱仪的透射比，$L_m$ 是入瞳处的辐亮度，$\omega_s$ 是出射狭缝宽度，$l_s$ 是出射狭缝长度，$b$ 是从出射狭缝到探测器的距离，$A_i$ 是辅助成像系统的出瞳面积，$S$ 是从出射狭缝到辅助光学系统入瞳的距离，$S'$ 是从辅助光学系统出瞳到探测器的距离，$\omega_i$ 是入射狭缝的宽度，$n$ 是一组内的谱线数，$\lambda_i$ 是第 $i$ 条谱线的波长。

表11.1　　光谱仪探测器上的辐照度或辐射功率

| | 连续光源 | 线光源 |
|---|---|---|
| 无成像系统 | $E=\frac{L\omega_i l_s}{b^2}$ | $E=\frac{\omega_i l_s}{b^2}\sum_{i=1}^{n}L(\lambda_i)$ |
| 有成像系统 | $E=\frac{LA_i}{S'^2}$ | $\phi=\frac{\omega_i l_s A_i}{S^2}\sum_{i=1}^{n}L(\lambda_i)$ |

表11.2给出确定未知连续光源或线光源光谱辐亮度的关系式。用已知探测器为基准，可确定相对光谱辐亮度。确定绝对值时利用已知辐射源作基准较为方便。这时，不必知道系统的透射比、色散或探测器的响应度，只需假定基准和未知辐射源的几何条件相同

有时，为完成线辐射源的测量，需要使用连续辐射源作基准。线辐射源的辐亮度为 $L(\lambda_m)=L_\lambda(V/V')(\omega_s/d)$，式中 $L_\lambda$ 是连续辐射源的光谱辐亮度，$V$ 和 $V'$ 是未知辐射源和基准辐射源的电压，$\omega_s$ 是出射狭缝宽度，$d$ 是单色仪的线色散，$d=f\mathrm{d}\theta/\mathrm{d}\lambda$。

表11.2　　用单色仪对未知辐射源进行光谱测量的关系式

| 基　　准 | | |
|---|---|---|
| 已知探测器 | $l_\lambda(\lambda m)=\dfrac{V(\lambda_m)r(\lambda)\tau(\lambda)\mathrm{d}m}{V(\lambda)r(\lambda_m)\tau(\lambda_m)\mathrm{d}r}$ | $l(\lambda m)=\dfrac{V(\lambda_m)r(\lambda)\tau(\lambda_m)}{V(\lambda)r(\lambda_m)\tau(\lambda_m)}$ |
| 已知辐射源 | $L_\lambda(\lambda_m)=\dfrac{V}{V'}L'_\lambda(\lambda m)$ | $L(\lambda_m)=\dfrac{V}{V'}L'(\lambda_m)$ |

表中，$l_\lambda$ 是相对光谱辐亮度，$l_\lambda=\mathrm{d}l/\mathrm{d}\lambda$，$V(\lambda_m)$ 是波长 $\lambda_m$ 处测得的电压，$r(\lambda)$ 是相对光谱响应度，$\tau(\lambda)$ 是从入瞳到探测器光谱仪的光谱透射比，$l$ 是相对辐亮度，$d$ 是单色仪的线色散，$d=f\mathrm{d}\theta/\mathrm{d}\lambda$，$\lambda_m$ 是测量波长，$\lambda$ 是基准波长，$V'$ 是基准辐射源的电压，$L_\lambda$ 是光谱辐亮度，$L_\lambda=\mathrm{d}L/\mathrm{d}\lambda$。

光谱测量也使用滤光镜。滤光镜波长虽然不能连续调节，但也有许多优点。主要是：(1)滤光镜的光谱透射比较单色仪易于测量；(2)使用滤光镜，辐射光束的光路基本上保持不变；(3)滤光镜的绝对透射比一般单色仪高。可以把调节在每一波长上的单色仪，或多通道光谱仪的每一通道，视为如图11.3或(11.8)式所示的具有相对光谱透射比的滤光镜，从而比较它们的光谱特性。

用滤光镜进行光谱测量时，滤光镜应置于平行光束中。应在接近实际使用的几何和环境条件下测定滤光镜的透射比。

用滤光镜进行光谱测量，输出电压为

$$V=\int_{\lambda_1}^{\lambda_2}E_\lambda(\lambda)\tau(\lambda)R(\lambda)\mathrm{d}\lambda \tag{11.12}$$

式中，$E(\lambda)$ 是被测光谱辐照度，$\tau(\lambda)$ 是滤光镜光谱透射比，$R(\lambda)$ 是光谱辐照度响应度，$\lambda_1$ 和 $\lambda_2$ 是由滤光镜透射比决定的波长上、下限。

表11.3表明从(11.12)式推导出的特殊情况。用已知探测器测量线辐射源时，假定在滤光镜通频带内仅出现一条谱线，波长为 $\lambda_m$。对连续光源，可用窄带滤光镜进行测量，这时，在 $\lambda_1$ 到 $\lambda_2$ 范围内，$E_\lambda(\lambda)$ 和 $R(\lambda)$ 基本上是常数。如果用宽带滤光镜，必须预知相对光谱辐照度分布 $e_\lambda$。当用已知辐射源时，则无需知道探测器的任何响应特性。但要求在确定的动态范围内探测器是线性的。

在表11.3中，$\lambda_m$ 是被测波长，$E(\lambda)$ 是测得的辐照度，$E'_\lambda(\lambda)$ 是探测器上的辐照度，$e_\lambda(\lambda)$ 是相对光谱辐照度(峰值规一化)，$V$ 是用未知辐射源测得的电压，$V'$ 是用已知辐射源测得的电压，$\tau(\lambda)$ 是滤光镜的光谱透射比，$R(\lambda)$ 是光谱辐照度响应度。这些量用于线辐射源测量和连续辐射源测量。

表11.3 用滤光镜对未知辐射源的光谱测量关系式

| 基 准 | 连续辐射源 | 线辐射源 |
|---|---|---|
| 已知探测器 | | |
| 窄带滤光镜 | $E_i(\lambda_m)=\dfrac{V(\lambda_m)}{R(\lambda_m)\tau(\lambda_m)\mathrm{d}\lambda}$ | $E(\lambda_m)=\dfrac{V(\lambda_m)}{R(\lambda_m)\tau(\lambda_m)}$ |
| 宽带滤光镜 | $E_i=\dfrac{V_s}{e_\lambda(\lambda)\tau(\lambda)R(\lambda)\mathrm{d}\lambda}$ | |
| 已知光源 | $E_i(\lambda_m)=\dfrac{V}{V'}E_\lambda(\lambda_m)$ | $E(\lambda_m)=\dfrac{V}{V'}E_\lambda(\lambda_m)$ |

在光学遥感中，被测对象一般都是连续辐射源。

## 第二节 非相干辐射源的辐亮度、几何总辐射功率和辐射温度的测量

### 一、非相干辐射源的辐亮度

在资源遥感的情况下，对于被动式光学遥感，地面辐射源是非相干源，并充满仪器瞬时视场。根据无损耗介质中沿光线方向辐亮度守恒原理，在仪器入瞳处的辐亮度为

$$L_m=L\tau$$

式中，$L$ 是辐射源的辐亮度，$\tau$ 是介质的透射比。设仪器的辐亮度响应度为 $R_L$，输出电压为 $V$，辐射源的辐亮度为

$$L=\frac{L_m}{\tau}=\frac{V}{R_L\tau} \tag{11.13}$$

### 二、几何总辐射功率

几何总辐射功率，是光源的辐射功率对所有角度的积分。此种测量借积分球来完成，如图11.4所示。积分球是遥感传感器中最常采用的定标源之一。

在普通测量中，光源置于积分球内，球内表面上涂有高反射比的漫射材料。由于多次反射，辐射源的辐射功率均匀分布在内表面上。这样，在球面小孔处测得的辐照度正比于从辐射源发出的几何总辐射功率。其比例常数取决于涂层材料的反射比，以及球的内径。




图11.4 测量辐射源几何总辐射功率的积分球

测量孔上的辐照度

$$E = \frac{\rho\phi}{4\pi a^2(1-\rho)} \tag{11.14}$$

式中，$\rho$ 是涂料的反射比，$\phi$ 是球内辐射源的几何总辐射功率，$a$ 是球内表面半径。因此，$E$ 正比于 $\phi$，比例常数取决于 $\rho$ 和 $a$ 。

此式是理想积分球关系式，实际上，积分球具有：

1. 一个挡屏，防止辐射源能量直接投射到测量孔上；
2. 一个测量孔，并具有一定尺寸；
3. 涂层，并非完全漫射体，或不均匀，并与波长有关；
4. 内部辐射源本身。

这些因素改变了辐射的空间分布和光谱分布。

积分球用作遥感传感器的星上定标源时，辐射源是太阳，并从球上小孔引入积分球内。和图11.4的配置相反，球内放置探测器进行测量。

## 三、辐射温度测量

温度大于绝对零度的所有物质均发射辐射能，而且辐射的能量取决于温度。这种特性为通过遥感辐射度测量确定地面物体温度提供了条件。

辐射度温度测量的基本关系为

$$L(\lambda,\theta,T_R) = \varepsilon(\lambda,\theta,T)L_{bb}(\lambda,\theta,T) \tag{11.15}$$

式中，$\theta$ 是偏离被测表面法线的角度，$T$ 是物体表面的真实温度，$T_R$ 是物体表面的辐射度（表观）温度，$L_{bb}$ 是黑体的辐亮度，$L$ 是物体的辐亮度，$\varepsilon$ 是物体的发射率。(11.15)式表明，在辐射度温度测量中，角度和波长起着重要作用，并需考虑材料发射率的影响。由于发射率的影响，辐射度温度或表观温度 $T_R$ 不等于真实温度 $T$ 。

# 第十二章　遥感辐射测量精度与灵敏度

辐射测量精度或辐射分辨率，指可分辨的最小辐射度等级；辐射测量灵敏度，指可测量的最小辐射度量，它们都是遥感器的主要指标。

本章讨论辐射测量精度对遥感目标分类的影响，以及各类遥感目的，例如，植被监测对辐射测量精度的要求。

## 第一节　遥感器的辐射分辨率

辐射分辨率是遥感获取地面特征信息的途径之一，其他途径还有空间、时间和光谱分辨率。地面特征在空间、光谱和时间上的变化，都是通过其辐射度分布和变化反映出来的。

辐射分辨率在工程上的表示，是噪声等效辐亮度差，用户则表示为噪声等效反射率差（在反射波段）和噪声等效温差（在热波段），或信噪比。而噪声等效反射率和噪声等效温度，可视为辐射测量灵敏度（图9. 14）。

可以认为，NE$T$ 是 NE$\Delta T$ 的特例。这时，目标温度 $T_t$ 和背景温度 $T_b$ 之差 $T_t - T_b = T_t$，也就是说 $T_b = 0$。噪声等效反射率差和噪声等效反射率的关系，与此类似。这在稍后详述。

实际应用中，噪声等效温差比噪声等效温度重要得多。因为遥感的目的，在于从背景中识别目标。

在提供数字信号的系统中，可分辨的灰度级数，由两个量加以限定，即：（1）数据的信噪比；（2）在两个相邻的信号级间识别的置信度。可识别的灰度级，或被分辨的信号电平的数目越大，数据的辐射测量精度越高。

辐射分辨率，是传感器对信号强度差的灵敏度。因为辐射分辨率实际上限定了各可分辨的信号级，故与目标的识别有密切的联系。

辐射、光谱、空间和时间分辨率，在识别地面特征上，其作用是互相补充的；在数据细〔密〕度、或数据锐度上，又是相互制约的。高的辐射分辨率，当然对地面特征识别有良好的贡献，但过高的分辨率，会大幅度增加仪器的价格，以致于可能超过了由此所获得的信息在使用价值上的增加。而且，在实际上，各种分辨率不能同时提高。例如，提高辐射分辨率，可能要以牺牲空间分辨率或光谱分辨率（或二者同时）为代价。必须根据使用目的，在它们之间进行折衷。

## 第二节 用户对辐射测量精度的要求

显然，不同的用户，对辐射测量精度的要求是不同的。

图12.1给出一组数据，表示传感器辐射分辨率，即分辨最小反射率差或温度差能力的要求。图中字母的意义分别是：

| | | | |
|---|---|---|---|
| 农业 | A | 地质学 | L |
| 海岸区域 | C | 水文学 | H |
| 林业 | F | 气象学 | M |
| 地理学 | G | 全球海洋学 | O |

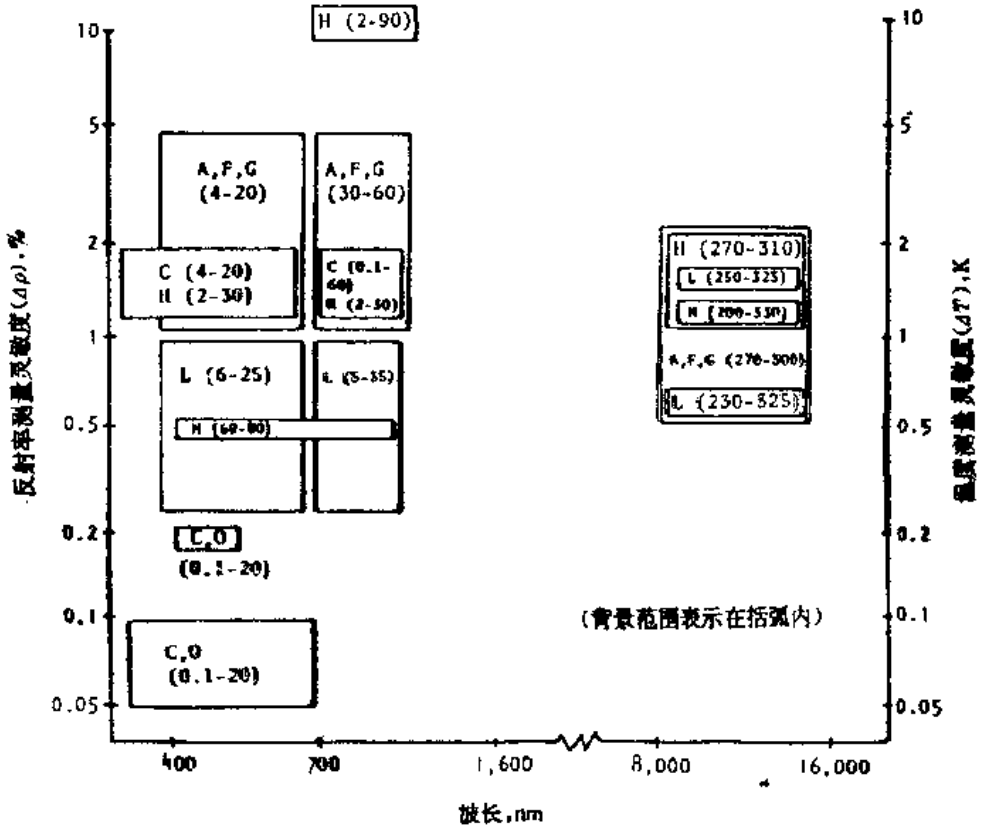



图12.1 用户对辐射测量精度的要求

仪器的辐射测量精度，通常正比于所记录图像的信噪比。换句话说，在给定平均信号输入电平下，系统的信噪比越高，可被探测的信号差越小，或灵敏度越高。括弧里的数字表示相对于必须测量的反射率或温度变化的背景范围。灵敏度的范围和相应的波长范围，由带字母和数字的方框表示。一般情况下，小于1%的反射率差不易获得，它们会损失在“噪声”或大气散射和衰减的起伏中。

被记录的扫描仪信号电平中的误差源，在景内特征的自动分类中，可能引起相当大的

误差。为了产生用户可接受的信息，在传感器设计中必须考虑信号不精确性对分类精度的影响。扫描仪数据中辐射灵敏度、增益和剩余偏差的变化，可以用经验方法检验，以确定农业和土地使用学科所要求的信号精度。此外，对水质和水深绘图应用进行理论计算，以估价各光谱波段所要求的噪声等效反射率差，获得所要求的信息抽取特性。

图12.2表示对于农业和土地使用来说，噪声等效反射率差变化（NE$\Delta\rho$）和噪声等效温度差变化（NE$\Delta T$）改变时对分类精度的影响。由坐标轴上的整数所确定的灵敏度级，进一步给定在表12.1中。

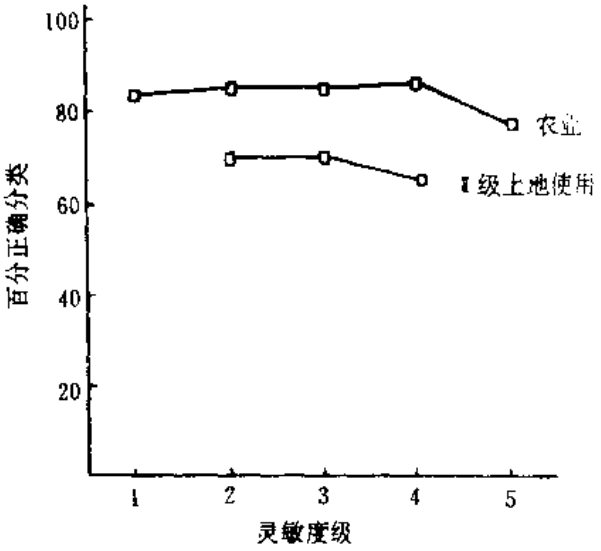



图12.2 NE $\Delta\rho$ (NE $\Delta T$ )对分类精度的影响

可以看出，当 NE$\Delta\rho$ /NE$\Delta T$ 从 0.2%/0.1K 降低到 0.3%/0.2K 时，对于土地使用来说，分类精度上的降低很大，在分类精度上产生3 % 的变化。对于农业来说，当 NE$\Delta\rho$ /NE$\Delta T$ 从 0.3%/0.25K 降低到 0.6%/0.54K 时，分类精度上的降低更大。这一变化在农业上产生5 % 的分类精度变化。在辐射灵敏度上的改善可能是高代价的，最低的灵敏度，在1μm 波段以内建议为 0.6 %，对近红外波段为1.5 %，在热波段为0.5到1K。一般来说，这些要求已是很高的了。在辐射灵敏度范围内，传感器性能和价格之间存在着明显的折衷要求。

表12.1 美国密执安州农业数据的等效 $\Delta\rho(\Delta T)$

| 灵敏度级 | 等效 $\Delta\rho(\Delta T)$ | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 通道 μm | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 |
| * 0.41~0.48 | 0.00057 | 0.00115 | 0.00230 | 0.00460 | 0.00929 |
| 0.46~0.49 | 0.00029 | 0.00058 | 0.00116 | 0.00232 | 0.00464 |
| 0.48~0.51 | 0.00039 | 0.00079 | 0.00158 | 0.00316 | 0.00632 |
| 0.50~0.57 | 0.00034 | 0.00068 | 0.00136 | 0.00272 | 0.00544 |
| * 0.55~0.60 | 0.00037 | 0.00073 | 0.00146 | 0.00292 | 0.00584 |
| 0.58~0.64 | 0.00037 | 0.00074 | 0.00148 | 0.00296 | 0.00592 |
| * 0.62~0.70 | 0.00043 | 0.00086 | 0.00172 | 0.00344 | 0.00688 |
| * 0.67~0.94 | 0.00171 | 0.00341 | 0.00462 | 0.00924 | 0.01848 |
| * 1.0~1.4 | 0.00094 | 0.00187 | 0.00374 | 0.00748 | 0.01496 |
| * 1.5~1.8 | 0.00108 | 0.00215 | 0.00432 | 0.00864 | 0.01728 |
| * 9.3~11.7 | 0.032K | 0.063K | 0.126K | 0.252K | 0.540K |

* 研究中使用的通道。

0.00115=0.115 % 等效反射率差。

传感器增益上的变化，可以由增益稳定化或定标来校正，但是，一般选择稳定化。增益变化将使分类精度降低。图12.3表示偏离名义增益变化对百分比变化分类精度的影响。增益变化1.4 %，农业的分类精度产生5 % 的降低。8 % 的增益变化，对于 Ⅱ 级土地使用产生5 % 的分类精度降低。这一点再次说明，对传感器的要求取决于用户的应用。

传感器剩余偏差的变化也产生分类精度变化。图12.4表示分类精度和按全范围百分数测量的剩余偏差变化间的关系。对于农业0.38 % 的剩余偏差变化，和 Ⅰ 级土地使用1 % 的剩余偏差变化，在分类精度上产生5%的降低。

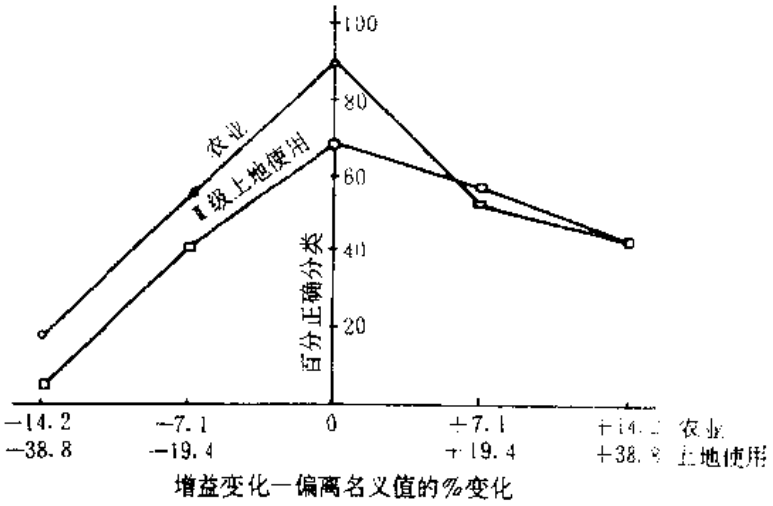



图12.3 增益变化对分类精度的影响

如果星载传感器首先考虑农业，而且超过5 % 的分类精度是不允许的，则基于可获得数据上的辐射度性能应是：$NE\Delta\rho / \Delta T$ 为0.6 % /0.5K，并具有名义值的1.4 % 的增益稳定度和满刻度的0.38 % 的剩余偏差稳定度。

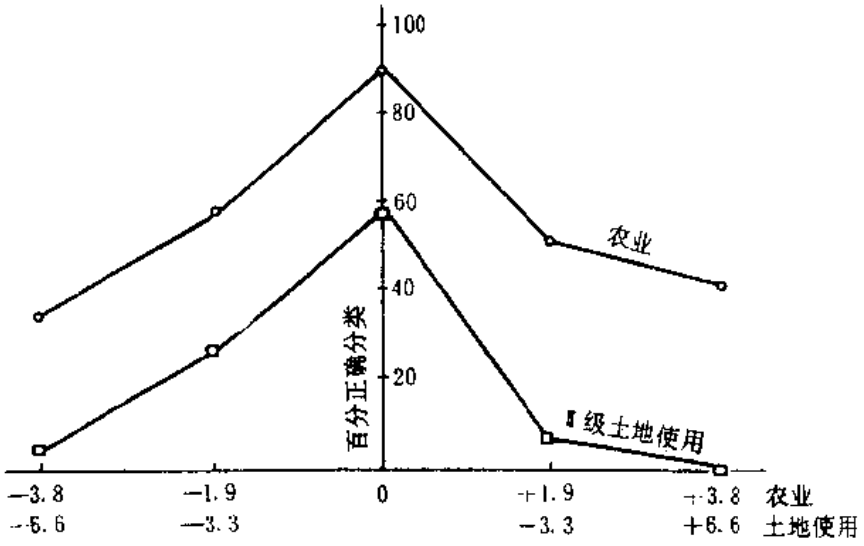



图12.4 剩余偏差变化对分类精度的影响

## 第三节 监测植被所需要的辐射分辨率

建立陆地表面植被种类的精确细目，进行植被监视，提出模型，在全球范围内绘制植被图并进行分类，是非常重要的管理步骤。某地区植被的生长和健康状况及其统计研究，是表征该地区生长条件的极其精确的评价。某地区实际植被同基于气候和地球物理条件预期的可能植被进行比较，将提供关于人类活动、生物相互作用、物理环境的现状和变化等方面影响的信息。

美国宇航局70年代地球应用计划的主要方面是遥感资料在农作物调查上的应用。重点研究领域就是利用陆地卫星的光谱数据进行农作物识别及生长过程的研究。世界性的农作物监视和预防成为大面积农作物分类细目实验计划的主要目标。遥感研究的重点，现在已转到自然植被及其模拟的研究。

植被特性的详细清单，包括生物量、基本生产能力或光合作用，以及生理过程，如蒸发量、叶子含水量等，对涉及生物地球化学循环的生物地化过程研究是完全必要的。为此目的，必须对所给地区的实际植被健康状况和统计研究方法作出评价。所以，在全球生物地球化学循环研究中，建立全球实际植被情况分类的清单，是急需解决的问题。

植被和植物类型的全球分布，可提供基本生产能力、能量平衡和水平衡方面的信息。这些信息对于确定地球上上述可恢复的自然资源状况极为重要。这个问题的解决，必须以定时方式获得这些资源的概貌，即必须用卫星勘察。

植被的若干特性，用光学遥感法观测，是应用光谱测量的结果或植物散射相函数的测量结果来研究的。植物叶子的面积指数、植物量、覆盖形态和温度，能给出地球表面能量平衡的线索。而能量平衡情况，对于了解大气和地球表面之间的相互作用是重要的。

植被资源卫星监测所要求的辐射量化级数，使用现场收集的光谱反射率数据、大气辐射传递模拟模式和卫星传感器模拟模式来评价。反射率数据转换成辐亮度数据，通过模式大气传到卫星轨道高度，接着量化为 $2^n$ 数字计数级。模拟数字计数数据按现场生物数据回归，以定量量化级间的关系。

植被卫星监测的辐射分辨率，涉及到把遥感光谱辐亮度转换成传感器系统的某种形式的输出信号。通常，这种输出信号从模拟电压转换成数字二进制字码，以用于地面站遥测。例如，陆地卫星多光谱扫描仪 MSS 具有6毕特辐射精度，或者，换句话说，在64级间量化输入辐亮度，即范围从0到63的数字计数输出。各种模拟增益和偏置的提供，用以把景的动态范围和量化器的能力匹配起来。超过全范围的辐亮度，都按级63输出。

全范围值选作最大的辐亮度值，是传感器在各种照明条件下某波段所能接受到的最大值。两量化级间的间隔，是最大辐亮度值被量化级数减1来除。在 MSS 的情况下，有63个辐亮度量化级，而级1是零。

卫星传感器系统的辐射分辨率，已用航空多光谱扫描仪数据研究过。研究结果指出，0.5% ～ 2.0% 的反射率噪声等效变化，给出如下结果：分类精度总降低，从9[illegible]% 到87 %；对高应力谷物，分类精度从53 % 降低到37 %；对于大豆，分类精度从94 % 降低到85 %。这些模拟提出了一个特殊问题，即视场中心分类精度是怎样受 NE$\Delta\rho$ 变化影响的，

应该注意，实际分类或测量精度是很多因素的复杂函数，视场中心精度仅为其中之一。

辐射分辨率涉及两个成分，均与传感器系统的设计和操作有关。第一个成分是在传感器系统的光学、机械和电子学系统中出现的噪声或随机信号。这一噪声与反射率有关，因此，称为噪声等效反射率 NE$\rho$。

NE$\rho$ 是指为产生一等于传感器系统中噪声的光谱辐亮度值所必须的目标光谱反射率

$$\mathrm{NE}\rho = \frac{L}{V_s/V_n} \cdot \left[\frac{\mathrm{d}L}{\mathrm{d}\rho}\right]^{-1} \tag{12.1}$$

或

$$\mathrm{NE}\rho = \mathrm{NE}R\left[\frac{\mathrm{d}L}{\mathrm{d}\rho}\right]^{-1} \tag{12.2}$$

式中，$\rho$ 是目标光谱反射率，NE$R$ 是传感器的噪声等效辐亮度，一般是电子和量化噪声，$L$ 是景的辐亮度，$V_s$ 是平均传感器信号，$V_n$ 是均方根传感器噪声。

因此，NE$\rho$ 表示传感器系统探测目标光谱反射率（对热通道是 NE$T$）最小变化的能力。NE$\rho$ 的数值越小，传感器对目标光谱辐亮度的变化越灵敏。换句话说，NE$\rho$ 表示目标反射率大小，该反射率等效于上述传感器系统的均方根噪声。当考虑由传感器系统探测的反射率噪声等效变化时，定义 NE$\Delta\rho$ 为

$$\mathrm{NE}\Delta\rho = \sqrt{2}\,\mathrm{NE}\Delta\rho \tag{12.3}$$

辐射分辨率的第二个成分涉及模数转换器中提供的量化级数。此即所谓反射率量化等效变化（QE$\Delta\rho$），并定义如下

$$\mathrm{QE}\Delta\rho = \frac{L_{\max} - L_{\min}}{2^n - 1}\left[\frac{\mathrm{d}L}{\mathrm{d}\rho}\right]^{-1} \tag{12.4}$$

式中，$L_{\max}$ 是传感器感受的最大辐亮度，$L_{\min}$ 是传感器感受的最小辐亮度，$n$ 是毕特数，因而，$2^n$ 是量化级数。

因此，QE$\Delta\rho$ 是目标光谱反射率变化，此光谱反射率变化，导致该传感器系统的最低有效量化级。

这样，遥感中的辐射分辨率是传感器系统的噪声（NE$\rho$）和量化器中提供的量化级数两者的结合。例如，如果传感器系统的波段具有0.5 % 的 QE$\rho$ 和2.0 % 的 NE$\Delta\rho$，则 NE$\Delta\rho$ 确定有效的测量精度。必须记住，反射率变化对不同的景状态引起不同幅度的辐亮度变化。卫星传感器仪器测量辐亮度。因此，仪器的参数实际上确定了噪声的幅度或量化等效辐亮度。当辐亮度变化与反射率变化有关时，NE$\rho$ 和 QE$\Delta\rho$ 也是景状态的函数。

量化级数影响从卫星到地面接收站传送的数据速率。波段数、空间分辨率以及传感器系统的性能和结果数据速率间的关系，能以最优化的系统性能来考虑仪器的设计折衷。这些参数由下述方程联系

$$\mathrm{D}R = \frac{(V/H)\theta_s g b}{k_s \alpha^2} \tag{12.5}$$

式中，D$R$ 是数据速率，$V$ 是卫星相对于地面的速度（km/s），$H$ 是卫星高度（km），$\theta$ 是观测角，$s$ 是每一瞬时视场（IFOV）的取样数，$g$ 是毕特数，$b$ 是波段数，$k_s$ 是扫描效率，$\alpha$ 是角瞬时视场。

为讨论监测植被资源的地球资源卫星要求多少量化级或毕特数，选择陆地卫星上专题测绘仪的波段 TM3(0.63～0.69μm) 和 TM4(0.76～0.90μm) 作辐射分辨率分析。选择 TM3，是因为此波段由于在 0.63～0.69μm 范围内的叶绿素吸收而接收低能量的光谱辐亮度。选择 TM4，是因为此波段由于绿色植被高能级(似)叶的光谱反射率特性而接收高能量的光谱辐亮度。这两个波段代表了在 0.40～2.50μm 光谱范围内植被遥感的两个极端。在分析中，假定 $NE\rho = 0$，或传感器按 $NE\rho$ 为"无噪声"的系统。

讨论的问题，是监测植被状态而不是分类精度所必需的量化级数。但是认为，监测植被和植被类型分类的遥感量化分辨率要求是类似的。植被类型间的差别，通常与植被华盖几何形状、生物量、叶绿素密度、投影的叶面积和(或)似叶含水密度等上的差别有关。

结果表明在回归判断力上，128 级比 64 级近似优于 1%，16 和 32 量化级的回归判断太差而不被采用。512 级与 256 级比较，没有发现系统的回归改善。这暗示着，对于使用类似于主题测绘仪 TM3 和 TM4 波段的卫星传感器波段来说，256 级代表了植被资源轨道遥感所要求的最大量化级数。

综合以上讨论，可获得以下结论：

1. 太阳顶角对量化等效反射率变化具有一定影响。

2. 量化级数对分辨光谱辐亮度有决定性的作用，这种光谱辐亮度与植被华盖和植被状态密切相关。

3. 256 级和 64 级比较，TM3 和 TM4 每个波段有 1%～3% 的改善。256 级和 128 级比较，仅稍有(约 1%) 改善。512 级和 256 级比较，没有发现有所改善。

4. TM4/TM3 比率和归一化差，对于 256 级和 64 级，有 1%～2% 的改善。256 级和 128 级比较，这些比率没有发现有所改善。

5. 对于 TM3 和 TM4 波段，或类似的传感器波段，就大陆植被轨道监测来说，128 或 256 量化级呈现最优状态。但是，其他参数相同时，256 量化级的数据速率要比 128 量化级的数据速率高出 12.5%。

6. 主题测绘仪 $TM$ 的辐射灵敏度，和植被景的辐亮度动态范围是精密匹配的。这里不包括仪器内的变量增益控制，并假定 $NE\Delta\rho \leqslant QE\Delta\rho$。

# 第十三章　遥感系统中的杂散辐射

无论何种光学遥感传感器，都会在不同程度上受到杂散辐射的影响，从而使其性能降低。目前，探测器技术和衍射限光学系统等方面的发展，已对传感器产生低杂散辐射水平的要求。杂散辐射问题，已妨碍了其他有关光学学科的进展。光学仪器的设计，日益要求达到完善的水平，杂散辐射分析和抑制的学科，已逐渐提高到公认的工程学科的高度。

## 第一节　遥感传感器中杂散辐射的度量

遥感传感器的杂散辐射，定义为掺杂到被测成像辐射中的局外辐射。现代遥感是多光谱遥感，光谱通道间的串音构成杂散辐射的重要因素之一。

目前，尚没有建立比较完善的杂散辐射评价标准。对于不同种类的仪器，所用的标准也不一样。已经使用的标准有：

1. 杂散辐射透过率

杂散辐射透过率，定义为进入系统的杂散辐射能量与到达像平面的杂散辐射能量之比。两种能量均以瓦为单位。很明显，这一比值反映了系统对杂散辐射的抑制能力。

2. 杂散辐射强度

杂散辐射强度，是杂散辐射占总辐射量的比

$$P = \frac{i}{i_0} \times 100\%$$

式中，$i$ 是杂散辐射能量，$i_0$ 是总辐射能量，两者均在像面上度量。

3. 光谱仪器的杂散辐射度量

对于光谱仪器，杂散辐射指出射光束中所需要的光谱宽度范围以外其他波长的辐射能量。杂散辐射的度量，为通带外波长中探测到的附加辐射与通带内探测到的基本辐射能量的比值。“探测到的”系指只考虑对探测器信号有贡献的辐射；对光谱响应范围以外的波长辐射可略而不计。

按照这一定义，杂散辐射不仅与光谱仪的性能有关，还与探测器的性能有关。在探测器高光谱响应率的波长上存在通带以外的杂散辐射，影响就大，反之则小。这样，辐射源、光谱仪和探测器都会影响最终的杂散辐射度量。光谱仪的杂散辐射不仅来源于光路杂散辐射，还与残余光谱有关。

在这种情况下，杂散辐射的度量可表示为

$$\text{杂散辐射强度} = \frac{\text{到达辐射探测器的杂散辐射能量}}{\text{所需波长的辐射能量}} \times 100\%$$

此比值随波长而异。或

$$\text{相对杂散辐射强度} = \frac{\text{某波长杂散辐射能量}}{\text{主谱线辐射能量}}$$

多光谱遥感器实质上是一种成像的多通道光谱仪，采用 1.3 两种方案度量杂散辐射比较合适。

## 第二节 杂散辐射的危害性

对不同类型的仪器，杂散辐射表现出不同的影响和程度。一般说，主要表现有：

1. 图像对比度降低

对比度是识别图像结构的重要因素，已在 (4.8) 式中定义

$$\left.\begin{aligned} &\text{对比度系数} \quad C_R = \frac{E_{max}}{E_{min}} \\ &\text{微分对比度} \quad C_D = \frac{E_{max} - E_{min}}{E_{min}} \\ &\text{对数对比度} \quad C_L = \log_{10}\frac{E_{max}}{E_{min}} \\ &\text{调制度} \quad M = \frac{E_{max} - E_{min}}{E_{max} + E_{min}} \end{aligned}\right\} \tag{4.8}$$

如果图像平面中的杂散辐射照度 $E_s$ 是均匀的，则以上诸式可改写为

$$\left.\begin{aligned} C_R &= \frac{E_{max} + E_s}{E_{min} + E_s} \\ C_D &= \frac{E_{max} - E_{min}}{E_{min} + E_s} \\ C_L &= \log_{10}\frac{E_{max} + E_s}{E_{min} + E_s} \\ M &= \frac{E_{max} - E_{min}}{E_{max} + E_{min} + 2E_s} \end{aligned}\right\} \tag{13.1}$$

(13.1) 式表明，$E_s$ 的存在，使图像对比度降低。

2. 输出信噪比下降

对于良好设计的系统，探测器是背景光子噪声限的，其规一化光谱探测度

$$D_\lambda^* = D_{bl,\lambda}^* = \frac{\lambda}{2hc}\left(\frac{\eta}{E_P}\right)^{1/2} \qquad \lambda < \lambda_{CO} \tag{8.24}$$

式中，$h$ 是普朗克常数，$c$ 是光速，$\eta$ 是响应量子效率，$E_P$ 是背景光子辐照度，$\lambda_{CO}$ 是光谱截止波长。

背景光子辐照度是探测器所接受的所有贡献源的总和

$$E_P = \sum E_P(i) \tag{13.2}$$

式中，$i$ 是来自：①背景景物，②内部折叠平面镜，③光谱滤光镜，④透镜，⑤反射镜等光子辐照度的标记。

显然，背景光子辐照度增大，将导致探测度 $D_\lambda^*$ 下降，从而使遥感器输出信噪比恶化。

$$\mathrm{SNR}=\frac{\pi(\mathrm{IFOV})D_0}{4(F/\#)(\Delta f)^{1/2}}\int_0^{\lambda\infty}D_\lambda^*\tau_a\tau_0L_\lambda\mathrm{d}\lambda \tag{9.67}$$

3. 输出光谱纯度恶化

在光谱仪中，杂散辐射是形成光谱背景的主要原因。谱面上的背景越深，对谱面强度测量的干扰越大；从而使谱线边缘不清晰，甚至造成假谱线或谱带。杂散辐射同时恶化了输出光谱的纯度和检测信噪比。

此外，杂散辐射会引起光谱通道间的串音和像之间的串音，造成系统调制传递函数下降。可以看出，对多光谱遥感，杂散辐射的分析和抑制具有非常重要的意义。

## 第三节 杂散辐射源及杂散辐射抑制

在空间工作的遥感器，其杂散辐射抑制是设计中的重要考虑。对于热红外低温成像系统，这种考虑格外必要。

来源于不同机理的杂散辐射，有其相应的抑制方法。最基本的杂散辐射源，有四种不同的类型或机理，即：

1. 局外辐射入侵

视场外的源所发出的辐射，可能被反射和散射侵入遥感传感器的收集视场。

2. 衍射

任何实际的光学系统，即使像差已完全校正，也得不到真正的像点。像点处呈现的是衍射图样。

对遥感所感兴趣的全部波长，衍射都非常重要。随着波长的增大，在较长的波长处，衍射的贡献急剧上升。

3. 散射

散射是杂散辐射的主要来源，无论是透射，还是反射，这种现象都会存在。系统中元件表面的散射特性，是决定这种杂散辐射的主要因素。在长波情况下，一般地，表面散射特性也随之加大。由散射辐射形成的像平面上的杂散辐射，可能比衍射更多。

加工不良的透镜、反射镜、棱镜或光栅的光学表面，以及机械结构表面；透射光学材料的内部缺陷，如条纹、晶粒和气泡等；仪器内部积灰和表面污染，都是产生散射杂散辐射的直接原因。

4. 内部热发射

光学系统内部的元件，无论是光学的或机械的，都会产生热发射，并且进入仪器的视场。这种内部热发射，在较长的波段可能导致较高的热杂散辐射，增大背景辐射水平。例如，仪器的挡板系统本身，可能将辐射辐射到光学零件的表面上，变成另外一个背景辐射源。显然，这种杂散辐射只对热成像系统才变得特别重要。

此外，设计上的不合理，也会产生杂散辐射。例如，系统瞳窗不匹配，光线在光学透镜表面上入射角过大（产生耀光），以及光学系统残余像差过大等。

在光谱仪器中，还有其固有的杂散辐射源。例如，光栅和干涉滤光镜存在不同级次的光谱重叠，光栅的二次和多次衍射，以及由于刻痕不良形成的“鬼线”等。

直接到达接收器的局外光，或来自景物的光在系统内部散射而产生的内部杂散光，其强度分布主要取决于总光学系统的结构。

应当指出，传感器的最终设计是许多工程学科的综合，例如，结构学和热力学。杂散辐射是设计中的一个因素。从杂散辐射考虑出发，一个良好设计的完成，是光学、结构和杂散辐射设计相结合的结果。

杂散辐射的抑制，大体上有以下措施。

## 一、遮阳罩——外部遮挡

对杂散辐射的抑制，典型是最佳遮挡问题。这种遮挡包括仪器外部遮挡和仪器内部光路中的遮挡。遮阳罩是设在仪器光学系统前的一种外部遮挡系统，其作用是阻挡仪器视场外的局外辐射进入仪器视场。

如图 13.1 所示，设仪器的入瞳直径为 $D$，视场角为 $\pm\omega$，遮阳罩不产生渐晕，且沿光轴的长度为 $L$。可以看出，光线 I 处于一种临界位置。凡 $\alpha<\alpha_c$ 的光线，有可能通过入瞳进入仪器，形成内部散射杂散辐射

$$\mathrm{tg}\alpha_c = \frac{2D\cos^2\omega}{2L + D\sin 2\omega} \tag{13.3}$$

此外，遮阳罩的壁面反射也可能将局外光引入仪器，如图 13.2 所示。这里只考虑一次反射，而且认为是镜面的。在这种情况下，临界角 $\alpha_c$ 可表示为

$$\mathrm{tg}\alpha_c = \frac{2D\cos^2\omega\cos 2\omega}{L + 2D\cos^2\omega\sin 2\omega} \tag{13.4}$$

选用较长的遮阳罩，可以降低 $\alpha_c$ 的值，有利于减少杂散辐射，但要以增大仪器的体积和重量为代价。为了减少遮阳罩内壁反射所形成的杂散辐射，除正确选择遮阳罩的参数外，还应采取一些常规的措施，例如，把遮阳罩内壁表面发黑，并刻制反杂光螺纹等。

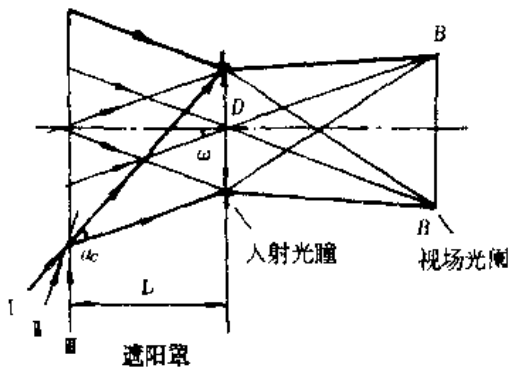



图 13.1 遮阳罩遮挡直射光线的图释

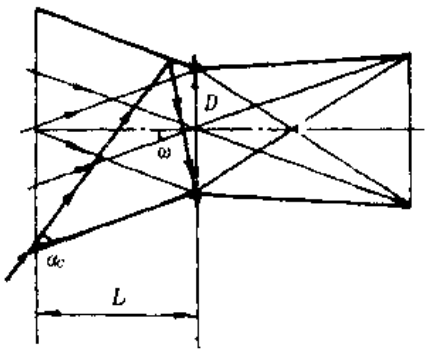



图 13.2 遮阳罩对其内壁表面一次镜面反射的遮挡

遮阳罩在杂散辐射抑制上起着重要作用，是遥感器不可缺少的部分。图 13.1 中，光线 I 对光轴的夹角

$$\gamma = \alpha_c + \omega$$

在（13.3）式中，令 $L=0$，即不存在遮阳罩时，$\mathrm{tg}\alpha_C=1/\mathrm{tg}\omega$，即 $\gamma=90°$ 这时，光学系统暴露于半球范围内直射局外辐射的入侵下。

定义遮阳罩的杂散辐射衰减系数 $k$ 为 $\gamma$ 和 $\alpha_C$ 的立体角 $\Omega_\gamma$ 和 $\Omega_{\alpha_C}$ 之比，则

$$k=\frac{\Omega_\gamma}{\Omega_{\alpha_C}}=\frac{\sin^2(\gamma/2)}{\sin^2(\alpha_C/2)}=\frac{1}{1-\cos\alpha_C} \tag{13.7}$$

可见，$k>1$。从抑制杂散辐射角度出发，希望能获得尽可能大的 $k$ 值，或尽可能小的 $\alpha_C$。

## 二、光阑——内部遮挡

光阑是光学仪器内部的挡板抑制系统。每一种光阑在杂散辐射抑制中都有明确的作用。某些经典的光阑，如孔径光阑、视场光阑以及 Lyot 光阑，都更加明显地影响系统的性能。

1. 孔径光阑

孔径光阑确定到达像平面上一点的能量锥会聚度。移动此光阑，光学设计者可以较好地平衡像差。在杂散辐射抑制中，它起着类似的作用。按照光程在光阑前的不同空间中的所有物体，除非是成像元件、中心遮挡或者使视场渐晕的物体，都不能被看到。在从光阑到像平面的居中空间，可以看到挡板表面。

2. Lyot 光阑

此光阑是置于孔径光阑像处的限制孔径，有时称为眩光光阑，具有和上述孔径光阑相同的特性。这种光阑用于阻断孔径光阑的衍射能量，使得只有二次衍射的能量才能到达像面。衍射的和散射的能量都被从像的直视中去掉，从而具有光功率收集和杂散辐射抑制两方面作用。

3. 视场光阑

视场光阑可放在中间像面处以限制视场。此光阑可以阻止被成像的物面中视场以外的任何能量进入系统。在某种意义上，其作用和孔径光阑相反。在视场光阑以后的挡板表面，从物平面视场外是看不见的。

在再成像系统中，这些不同的光阑是联合使用的，以有助于减少杂散辐射。

4. 其他抑制挡板系统

挡板系统设计的原则，是保证探测器除了“看到”所需要的来自物空间的景物辐射以外，不能再“看到”任何其他来源的辐射。

上述经典的光阑挡板系统，尽管在杂散辐射抑制中起着重大的作用，但还不能保证探测器完全“看不见”不需要的局外辐射。例如，孔径光阑挡不住从光阑到像平面中间的挡板表面；Lyot 光阑也仅把场外的关键区域限制在随后的空间中；视场光阑可以允许其后的光学元件在像平面的视场范围内看到场外的关键区域，而孔径光阑用于阻断这种杂散辐射途径。对于不在物平面内的源的能量，视场光阑是不大有效的。对于某些源，场阑不再是100%有效，不是消除关键区域，只是靠它的小尺寸限制能量到关键区域的传播。

因此，有必要设计一些专用的杂散辐射抑制挡板，多为附在系统管壁上的一些叶片。设计的任务，在于确定这些叶片光阑的数量、位置和孔径尺寸。

5. 光阑系统的转接

在光学系统中，前后系统的瞳窗必须重合，或者密切配合。不然，前一系统射出的光能只有部分进入后一系统，不仅光能受损失，而且还会产生杂光。

光学系统瞳窗转接，可能是瞳对瞳、窗对窗，窗对瞳和瞳对窗。图13.3给出一瞳对瞳转接的例子。图示一探测器-杜瓦瓶组件。其中“冷指”是一个低温元件，面向探测器，用以维持探测器的低温。“冷屏”或“冷光阑”后表面被均匀冷却（比探测器列阵温度略高），几乎不辐射热能，用来限制探测器所能观察的立体角。

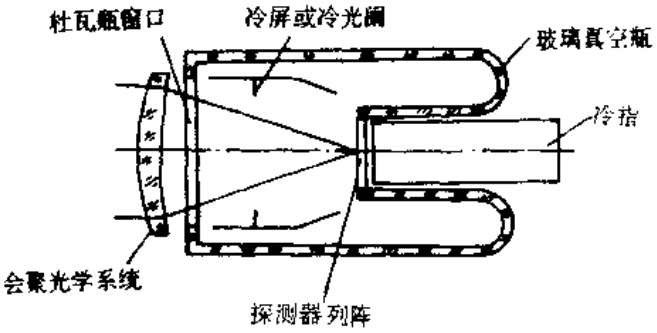



图 13.3 典型的探测器-杜瓦瓶组合

将经典的入射光瞳，例如，系统的主镜，成像在冷光阑平面上。略微缩小冷光阑孔径，或者稍许增大经典入射光瞳，则冷光阑即为系统的孔径光阑。探测器只能“看到”物空间的辐射。当然，必须注意容差增大、光瞳像差和其他类似的效应。

这种正确的光瞳转接具有100%的冷光阑效率。如果冷光阑孔径直径大于成像光束的尺寸，则冷光阑变成冷屏，探测器会看到来自系统内部的一部分杂散辐射。这时，冷光阑效率便不足100%，而是观察景物辐射的立体角与冷屏内的总立体角之比。

## 三、光机设计与光学工艺上的反杂散辐射措施

除了最佳遮挡以外，常见的抑制措施有：

1. 光学设计

光学设计，除保证正确的瞳窗转接外，应力求降低耀光和残余像差。

2. 光学工艺

这方面的措施有：（1）选用良好的光学材料；（2）优质的光学表面加工；（3）在透射光学表面上加镀抗反射膜层；（4）在探测器上淀积通带滤光镜；（5）在光学零件非工作表面和镜筒内壁上涂黑色无光漆，并使其粗糙和网状化，以及加大光路的壁围空间；（6）良好密封，防止漏光，防止仪器内部积灰和光学表面污染，等等。

3. 专设抑制元件或装置

最常见的专用元件或装置有：（1）光谱级次滤光镜；（2）低温致冷装置，这对热成像系统特别重要。

4. 电子学上的抑制措施

对输入通量斩波，可消除来自背景或系统本身的任何直流电平。例如，在热红外系统中，光学元件及其支架可能处于足够高的温度，以稳定的辐射把显著的辐射量加到探测器上。如果输入是斩波的，它可以在斩波频率上放大，而在探测器上稳定辐射所产生的直流信号通不过放大器。

## 第四节　遥感传感器典型子系统的杂散辐射

本节结合具体遥感传感器的子系统，讨论杂散辐射的产生及其性质。

### 一、扫描

扫描过程产生的杂散辐射，对红外成像系统尤为重要，它产生图像的不规则性或表面假像效应，会严重影响红外系统的性能。

1. 倒影

在红外成像系统中，被低温致冷的探测器借助光具组透过冷光阑或冷屏“观察”物空间。光学系统中产生的散射杂散辐射，一部分可以往回透过冷光阑而“注视”杜瓦瓶，另一部分则“观察”着系统的内部结构。如果在扫描中心返回来的辐射以一个限定的小立体角回到杜瓦瓶，而在最大的扫描角处返回的杂散辐射只注视系统内部，不回到杜瓦瓶，则通过扫描，甚至在非扫描系统的视场中，会产生杂散辐射（即热辐射）的净变化，导致照射到探测器上的辐射发生变化。这种原因产生的假像效应称为倒影，在图像上看上去象一个暗的圆环区。

这种源于光学元件反射杂散辐射的假像效应，可以用低反射比表面（特殊膜层）来控制。或者，适当弯曲有较大贡献的光学表面，使返回辐射在整个扫描角的范围内以相同的立体角回视杜瓦瓶，并力求将此立体角降低到可以接受的程度。这往往要使用非球面光学元件。

2. 扫描噪声

如果光学系统的孔径光阑没有成像在杜瓦瓶的冷光阑上，冷光阑即成冷屏。这样，在扫描时探测器将从孔径光阑外边和冷屏里面观察到系统内部结构的不同部分。当这种辐射量在扫描中变化时，则产生假像效应。

3. 光束偏移

如图 13.4 所示。对于扫描镜，特别是多面体扫描镜，由于其反射表面与旋转轴中心不重合，在扫描过程中将引起出射光束偏移。如果其后的聚焦系统的孔径不够大，辐射会被削减，从而产生扫描噪声。

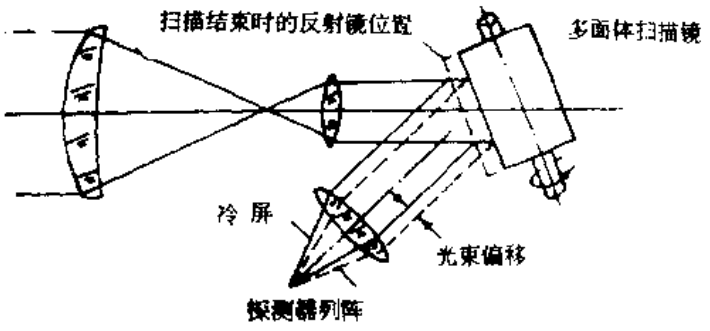



图 13.4　光束偏移的几何扫描效应图解

4. 迭影

在扫描过程中，从多面反射镜的一面转移到下一面期间不能成像。提高扫描效率的先决条件是，直到一小“细条”辐射（约占辐射束面积的10%～20%）转移到邻接小反射面时，才使电子学部件断开。这时成像辐射束到达其中一个小反射面的一端，然后，待辐

射束完全到达下一个小反射面时再继续成像。将扫描效率提高到最大可以降低数据速率。在这种情况下，虽然成像辐射来自物空间的不同部分，但它在视场中常是一个很小的区域而且邻近，所以影响不大。但是，如果来自邻接小反射面的这一辐射（称为"迷影"）观察到的是系统内部的一部分而不是物空间的一部分，就可能产生一个完全不能接受的波形。

5. 荫影

成像光束进入探测器杜瓦瓶，扫描时尺寸变化而产生荫影。这种效应在冷光阑效率不足100%时才会产生。尤其是畸变，能使扫描反射镜空间的准直辐射束通过扫描后的尺寸改变，这将引起冷立体角或景物能量的立体角在扫描中发生变化。

6. 削光

当一个孔径或系统内部其他结构影响成像辐射束时，就会发生辐射削减现象。这种现象可能源于元、部件尺寸过小、机械零件的容限以及其他类似的效应。与扫描产生的效应不同，这种效应可能是稳定的。

总之，理想的情况是探测器只观察来自冷屏内部的物空间的辐射，而且是稳定的。在扫描情况下，应充分准确地了解探测器在整个扫描过程中或在整个视场中正在注视着什么，使整个扫描过程中景物相对无用辐射的调制减至最低。要达到这一目的，必须用精确的三维计算机模型对系统作光线追迹，考虑全部的几何扫描运动和孔径尺寸。

## 二、望远镜

卡氏双反射镜系统是遥感传感器中常用的系统，这种系统接受来自视场外部源的强烈辐射，要求高性能的挡板系统。

望远镜前附加遮阳罩，以在一定的太阳角下消除进入望远镜的直射太阳辐射，遮阳罩内壁涂黑漆。望远镜内部设有主锥和次锥挡板，而且全部用专用镀层覆盖。图 13.5 是挡板系统的剖截面图。

表 13.1 是一望远镜的分析和实验数据。望远镜 $f$ 数为12，孔径为50cm。五个照明位置相应于照明光束和光轴的夹角分别为60°、70°、80°、90°和100°。表中给出透过率因子以及计算值和测量值之比，所提供的数据是对像平面中心而言的。

表13-1 杂散辐射衰减的实验和分析结果比较

| 照明位置 | 透过因子 | | 比值 |
|---|---|---|---|
| | 测量值 | 计算值 | |
| #1 | $4.5\times10^{-13}$ | $4.1\times10^{-14}$ | 11.0 |
| #2 | $4.8\times10^{-13}$ | $5.5\times10^{-14}$ | 8.7 |
| #3 | $4.6\times10^{-13}$ | $1.2\times10^{-14}$ | 38.0 |
| #4 | $7.4\times10^{-13}$ | $3.3\times10^{-13}$ | 2.2 |
| #5 | $3.2\times10^{-12}$ | $1.9\times10^{-12}$ | 1.7 |

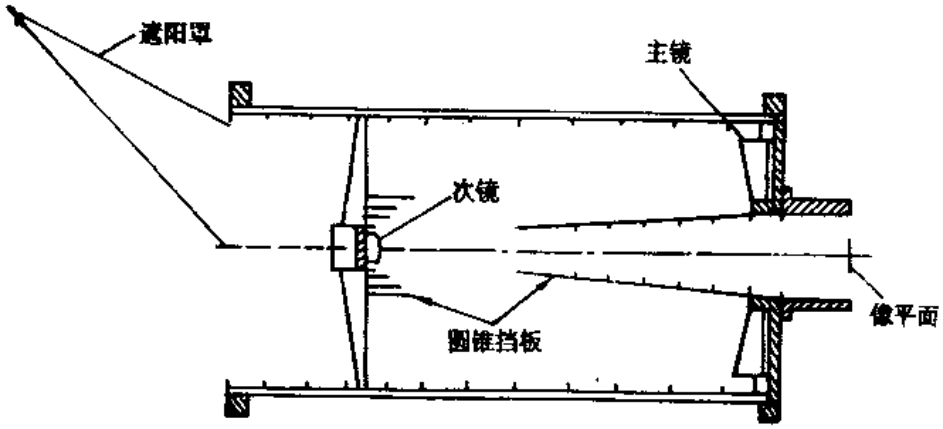



图 13.5 内部挡板系统的截面图

### 三、衍射光栅

在很多情况下，光谱分辨率受焦平面杂散辐射限制更甚于受仪器的理论分辨率限制。光栅的三个实用性能是：光谱纯度，分辨本领和效率。所有这些性能都在一定程度上受杂散辐射影响。

如果光谱仪中使用的光栅是“完善的”，引起杂散辐射的原因有：(1) 当超过仪器的自由光谱范围时，产生的光谱级重叠；(2) 均匀照明光栅的衍射第二最大值；(3) 过满光栅的边缘散射；(4) 不满光栅的的光谱扩展；(5) 光学系统的像差（不计算光栅在内）；(6) 光栅的二次衍射；(7) 光学系统的表面散射；(8) 光栅的表面散射；(9) 伍德反常。在上述因素中，除表面散射外，小心处理可以减低杂散辐射。干涉（或全息记录的）光栅在理论上说是“完善的”。在正确设计仪器时，仅表面散射对杂散辐射有贡献。

如果光栅是非完善的（刻槽光栅），杂散辐射源包括：(1) 罗兰鬼线；(2) 雷曼鬼线；(3) 伴线；(4) “毛草”干扰；(5) 光栅表面散射；(6) 表面玻尔兹曼散射。

在测量时，“杂散辐射”涉及到在出射孔径处可探测到的所有噪声，而“散射辐射”是光栅表面散射的结果。对于刻槽光栅，由于周期刻槽误差具有很不相同的本质，类似于毛草干扰或鬼线的很多杂散辐射源不能消除。取决于探测的方法，狭缝长度是一个重要的因素。狭缝越长，相对于鬼线或毛草干扰，散射辐射越大。

### 四、多光谱推帚式遥感传感器的杂散辐射与串音

对于电扫描的遥感传感器来说，最关键的参数是由于像元饱和在每一通道范围内相邻像元之间引起的电串音。尽管某些厂家努力采取“反浮散门”或类似的措施，这些器件仍然会受到像元到像元串音的影响。

应当区分通道间相互串音和像元间相互串音。通道间相互串音，受不完善光谱分离的影响。仅只是由于干涉滤光镜在其他通道的光谱范围内不完善的阻断而产生的残余效应，可以忽略。像元间相互串音，发生于所接受的信息不仅来源于名义地面像元，而且也来源于相邻的区域。这种串音可能产生于失调、不完善的光学系统校正、杂散辐射，或者 CCD 列阵移位寄存器电荷传输失效率。

## 第五节　杂散辐射设计与分析

为了获得较好的杂散辐射性能，需要一个完善的设计过程。一般地，此过程可分为以下子过程：

1. 确定系统中有关元件的表面输入特性，即表示其散射特性的双向反射分布函数 BRDF。所指有关元件，包括光学元件，例如，反射镜和透镜等；非光学元件，例如，各种支撑结构和特殊设计的消杂散辐射挡板系统等。这些相关元件的表面输入特性，用于计算机分析杂散辐射的输入。

2. 光学子系统的初步设计。在此过程中，进行系统的原始设计和分析，把光学设计与结构设计之间的折衷和杂散辐射抑制考虑融合起来。计算分析的结果，可以提示设计的合理程度，并指明改善杂散辐射性能的校正途径。

3. 修改设计的确定和分析。在此过程中，把初步设计用作改善杂散辐射性能的指导。此过程提供修改设计的分析，用于论证和初始设计分析相比较在性能上得到的改善。

4. 测量传感器系统的杂散辐射。

5. 测量的性能和预期的性能比较，分析的结果和测量的结果比较。

遮阳罩，系统内壁粗糙化（如加工成螺纹内壁）和镀黑、设置某些光阑等应用多年的常规杂散辐射抑制技术，直到现在还起着重要作用。但是，光学仪器的设计，日趋要求达到完善的水平。杂散辐射的分析，变得日益重要起来。杂散辐射的分析，包括实验和理论研究两大方面的若干特殊领域。分析的关键，是各种输入组合。要求的基本输入必须包括：（1）系统的光学设计；（2）机械设计，系统中元件的尺寸和形状；（3）对所有的输入和输出角度，每一表面的散射特性。其他的考虑，还有波长特性以及诸如光谱分布，空间分布和偏振特性等源的特性。

减少到达探测器的杂散辐射的任务，靠系统已经设计之后再“追加”抑制系统的办法来完成，是很困难的。杂散辐射分析可供光学和机械设计师在开始设计传感器时更妥善地考虑。设计师把基本特征纳入系统，完成高性能的设计方案。在某些场合下，分析工作能够挽救重大失误的设计。所以，光学系统杂散辐射影响质量和数量上的分析是非常必要的。

## 一、计算分析与实验检验方法的比较

完善杂散辐射系统，有两种性质不同的方法。通用的方法，是把系统精确地制造出来，通过使用或检验，了解其杂散辐射抑制情况。如果系统满意地工作，就算通过了基本的检验。

但是，如果系统不满足所希望的或所预期的性能，又当如何呢？为了进一步检验而制造更多的系统，是太昂贵了。事实上，对于大型系统，由于价格太高，只能设想进行修改。

另外，检验法很难确定杂散辐射是怎样通过系统传播的，以及哪一个表面对不希望的辐射贡献最大。然而，就是这些信息，以及对表面散射特性的良好了解，才是完成系统适当修改所必需的。

在某些情况下，大型光学系统已经制造出来了，任务变成检验现有系统，然后进行适当的再设计，以获得所要求的信息和杂散辐射抑制。这时，可以使用实验检验法进行有效检验。在计算分析法中，当确定杂散辐射传播途径后，就系统和其检验环境（包括检验设备）间相互作用的问题，能够给出明确的结论。而对于实验检验法，除非检验在系统设计的环境条件下实施，在确定的检验环境下给不出正确的结果是不可免的。

## 二、计算机分析

系统的计算机分析，是确定其杂散辐射特性的第二种方法。在一定的约束范围内，系统被“模拟”到程序中。个别光线被引入，进行系统追迹。当遇到每一个表面时，能量适量降低。然后，取决于表面散射特性，被统计散射。因为所有散射光线在能量上同样降低，则散射角的统计选择是形成正确表面辐亮度特性的主要原因。

一个苛刻的条件，是所要求的光线数正比于杂散辐射透过率。对于具有$10^{-10}$透过率值的系统，平均只有$10^{10}$条所追迹的光线中的一条，才能到达像面。为获得可靠的统计结果，需要追迹更多的光线。

有几种计算机分析程序，如 GUERAP I （通用不希望能量抑制分析程序），允许择优选定散射的“重要方向”，能使更多光线通过系统到达像面。

使用 GUERAP II 程序，直射光线从入口出发，该入口被分成很小的增量面积。发射光线的能量正比于截面面积。基本上，该程序追迹镜面反射的能量束。令该光束从入口入射并通过系统传播，一直追迹到它到达探测器，或者已衰减到某规定的最小值时为止。其中，当某表面是“关键性的”表面时（即该表面可把光束散射到像平面），要计算漫射散射。

类似的程序还有 APART（亚利桑那辐射传递旁轴分析程序，特别适用于大型空间望远镜。代之以子截面入口，APART 分割系统中所有的元件，并计算在这些分区间能量的漫射传递。

所有程序都具有它所希望的特点和限制，都要求大量的输入数据。

计算机分析也同样产生误差。没有任何一个程序能够全部容纳复杂设计的每一个细节。而且，计算机模型必须忠实地提供系统的真实性能。BRDF 输入值必须代表真实镀层的性质，并且不随时间改变。在确定重要传播途径上，程序也有误差。

而实验检验，是对实际设计并用真实镀层完成的，还包括失调或其他原因所引起的任何额外的、无意识的杂散辐射途径。

计算机分析能指出包括镀层输入 BRDF 特性的系统任何疵病。程序可以做折衷研究、参数分析和替代设计。散射途径的分析，能提供有意义的修改建议，有助于放弃不可能的设计。传感器在设计阶段的报废比起制成之后的报废，损失要小得多。

### 三、计算机分析示例——卡氏望远镜

卡氏系统是一种壁遮挡望远镜，到达其焦平面的杂散辐射量，起源于亮轴外源（例如，太阳、地球和月亮）光的散射和衍射，以及望远镜自身的热辐射。经一系列镜面反射、散射和衍射，这种能量传播到焦平面。各种路径的总和产生焦平面辐照度。

分析所采用的评价标准为 PSNIT，即点源垂直辐照度透射比，它是以角度为 $A$ 的源（离轴源）所产生的焦平面辐照度对垂直于源的入射孔径处辐照度之比。

图 13.6 表示由 STRAY 程序模拟的光学系统和可能的辐射途径。

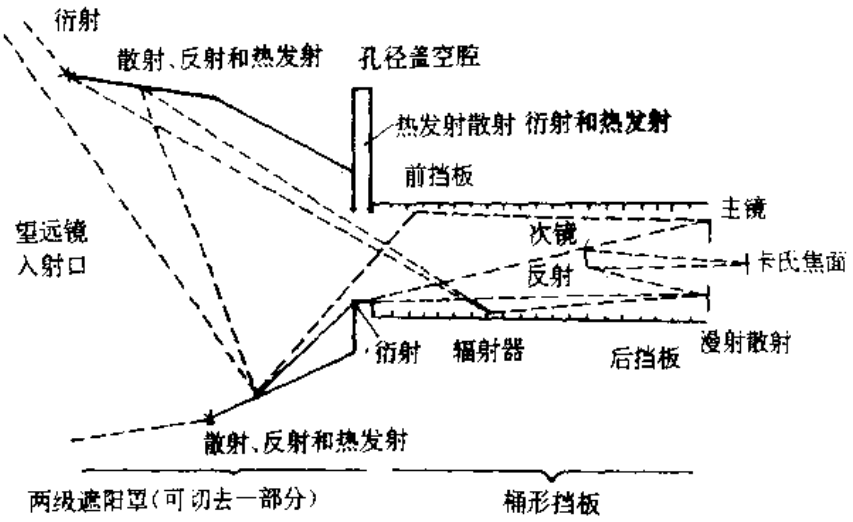



图 13.6 辐射路径

1. 孔径罩

基本上，以大于罩的回避角入射的所有辐射，在少数次反射后，都会被孔径罩（遮阳罩）反射回进入空间。望远镜的指向，使得强离轴源，例如，太阳，永不小于回避角。这样的罩对致冷红外望远镜是最重要的。在 STRAY 中，任选的圆锥孔径罩分成内罩和外罩，它们可以有不同的斜率，可以是上面的或下面的一半；可以沿光轴偏离桶形挡板入射口，给孔径盖留下空间。它的反射率可以设定为朗伯型的，或者由 BRDF 数据计算出来。孔径罩的外罩，可以在图面平面内以和光轴成某一角度切去一部分。这种切除方案要求区别照明源是高于还是低于光轴。从两级孔径罩上、下部和桶形挡板来的功率分别地进行计算，然后相加产生到达主反射镜截面并散射到次镜的总功率。

2. 桶形挡板

桶形挡板叶片的端部处为一虚拟的表面，具有一有效反射率，是下列反射率之和：

(1) 叶片腔的平均反射率；

(2) 叶片端部的散射；

(3) 叶片端部的衍射。

假设叶片是等间隔的，垂直于桶壁，而且叶片的定位，使得所有的入射辐射在离开由两个相邻叶片构成的空腔前至少经受两次漫散射。叶片上的镀黑层，假定以朗伯方式散射。反射率的任何小的镜面分量，都会由于多次反射和角度变化而趋于平均。使用这些近似，只是叶片的数目、间隔和端部半径需要一子程序来确定被照明的桶形挡板区朝向主反射镜的有效反射率。

3. 光学系统

如果设计中包括次反射镜，由主反射镜散射到它上的全部功率，加起来后反射到焦平面上。在次镜或其他中间元件上任何光能损失都可以忽略，因为它们很少，而且对所有光线途径都相同。任何失调效应均予忽略，可以包括滤光镜系统的平均透过率。对于卡氏孔洞的面积和次镜前的遮挡光阑应给定公差。

图 13.6 表示可能的辐射路径：

(1) 离轴源的直接照明；

(2) 在望远镜孔径处离轴源辐射的衍射；

(3) 望远镜孔径处孔径罩热发射的衍射；

(4) 外桶形挡板（前挡板）的热发射；

(5) 带叶片桶形挡板对入射辐射的散射和衍射。

到达桶形挡板两侧的辐射，借助于：

(*a*) 离轴源的直接照明；

(*b*) 在孔径罩端部离轴源光线的衍射；

(*c*) 孔径罩热发射；

(*d*) 孔径罩镜反射；

(*e*) 孔径罩被照明区的漫散射。

孔径罩区域接受功率，借助于：

(*i*) 离轴源的直接照明；

(*ii*) 孔径罩的相对侧产生的镜反射。

设主反射镜不能直接看到孔径罩，需要考虑两次连续的罩镜面反射；事实上，弯曲表面边缘反射回到其上的那一截面（而非横切面）是粗略计算的。

从一个表面向另一个表面传递的辐射功率为

$$d\phi_C = \mathrm{BRDF}(\theta_i,\psi_i,\theta_0,\psi_0)d\phi_i(\theta_i,\psi_i)d\Omega_\kappa \tag{13.7}$$

式中，BRDF $(\theta_i, \psi_i; \theta_0, \psi_0)$ 是表面的双向反射比分布函数，$d\phi_i$ 是在该面上入射的功率，$d\Omega_\kappa$ 是从源到接受表面的投影立体角。$d\phi_i$ 和 $d\Omega_\kappa$ 可认为是独立的，与系统的几何条件（包括挡板在内）有关。欲降低杂散辐射，必须降低 (13.7) 式中的一项或几项。如果其中任何一项降低到零，则在源和接受表面之间无任何功率传递。式中的第三项最可能降低到零，应首先注意。

# 第十四章　光学遥感中的偏振

对于航天光学遥感，偏振问题的讨论具有两方面的重要意义：

1. 偏振问题遍及遥感的全过程；

2. 通过光学遥感器的辐射能，对来自辐射源辐射能的偏振性质和遥感器光学元件的偏振性质是很敏感的。

## 第一节　观测目标和地球大气的偏振

由大气散射产生的偏振，可以由“对比度透射比”或“对比度透射系数”来表征。对比度透射比 $Y$ 是大气物理学家经常使用的一种对比度度量。如果目标、背景和路径辐亮度分别是 $L_T$、$L_B$ 和 $L_P$，大气透射比是 $\tau$，则观测处的微分对比度定义为

$$C_O = \frac{L_T\tau + L_P - (L_B\tau + L_P)}{L_B\tau + L_P} = \frac{(L_T - L_B)\tau}{L_B\tau + L_P} \tag{14.1}$$

地面处的微分对比度为

$$C_G = \frac{L_T - L_B}{L_B} \tag{14.2}$$

对比度透射比 $Y$ 定义为

$$Y = \frac{C_O}{C_G} = 1 + \frac{L_P}{L_B\tau} \tag{14.3}$$

此式表明，对比度透射比不仅取决于路径辐亮度，也取决于目标围绕物的辐亮度。

理论研究和实验室测量指出，对各种不同的地面反射比，存在着对比度透射比随主平面内对天底的观测角而变化的偏振依赖关系，如图 14.1 所示。这里所说主平面，是包含太阳、地面目标和观测者的垂直平面，其方位角为 $\phi=0°$ 或 $180°$，此处 $\phi=0°$ 代表朝向太阳的方向。

在图 14.1 中，总辐射强度的对比度透射比 $Y$ 用实线表示；平行于主平面强度分量的对比度透射比 $Y_{\parallel}$ 用短虚线表示；垂直于主平面强度分量的对比度透射比 $Y_{\perp}$ 用长虚线表示。在绿色草地表面，使用仅

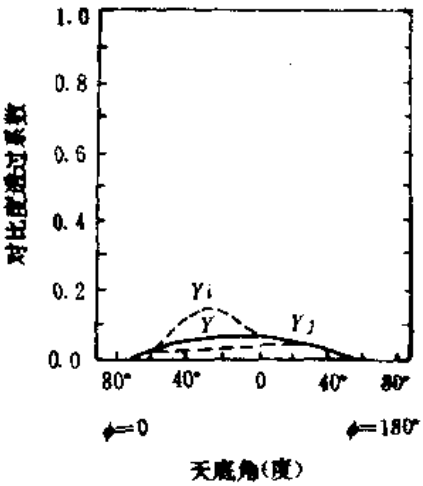



图 14.1　覆盖绿色草地表面的轻度混浊大气对比度透射系数（主平面，$\lambda=405$nm，太阳顶角≈53°）

让 $Y_r$ 分量通过的偏振滤光镜，对比度可相应提高约3倍。在 $\phi=+90°$、$-90°$方位，对比度透射比随对天底的角度增加而增加。使用偏振滤光镜来改善对比度的缺点，是由于滤光镜的偏振和吸收联合作用，使得传感器处的辐射流水平降低到没有滤光镜时的1/3左右。因此，虽然滤光镜提高了图像对比度，但由于较低辐射流水平要求较长的曝光或积分时间，可以引入显著的图像模糊而降低总的图像质量。不过，在提高地形特征识别能力和海态研究上，偏振还是很有效的。

辐射流偏振度的变化，发生在辐射流从表面反射的时候。变化的程度取决于入射角度、材料的成分（复折射率）、表面的平滑度和清洁度。

## 第二节　遥感传感器的偏振

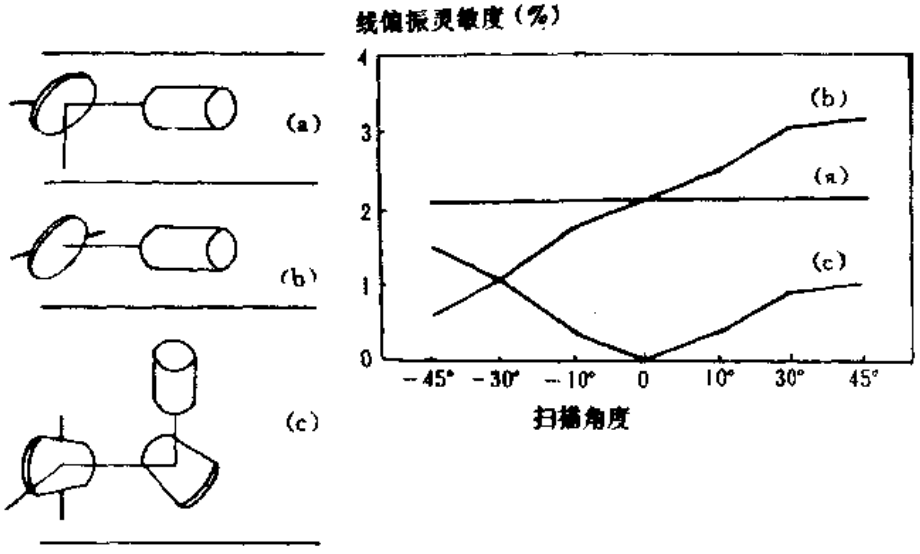
遥感系统，特别是包括45°反射镜、棱镜、光栅和狭缝的遥感系统，会引入残余偏振效应。目前的措施是把遥感器的残余偏振降低到最低水平。

以下简要说明遥感器常用光学元件的偏振性质。

### 一、扫描反射镜

扫描子系统的设计，需要满足两个关键的要求：一个是保证刈幅宽度；另一个就是在规定的穿航迹和沿航迹偏离天底的角度范围内，保证所有光谱通道的线偏振灵敏度最大值不超过2%，最好优于1%。

不同的扫描系统有不同的偏振性质，现仅就常用的系统扼要地说明（参看图14.2）。




(a) 45°旋转反射镜

(b) 45°摆动反射镜

(c) 双反射镜补偿——活动系统

图 14.2　扫描子系统结构及其线偏振灵敏度

1. 45°旋转反射镜

45°旋转反射镜又称固定45°反射镜。这种扫描镜具有高偏振灵敏度，但不随扫描角度变化，如图 14.2(a) 所示。

2. 45°摆动反射镜

45°摆动反射镜又称单轴倾斜反射镜。这种扫描镜也具有高偏振灵敏度，并且随扫描角变化，如图 14.2(b) 所示。

3. 双反射镜补偿——活动系统

双反射镜补偿——活动扫描系统由一对交叉45°的平面镜组成。第一个平面倾斜以提供穿航迹扫描。这种扫描系统的特点是低线偏振灵敏度，且没有图像旋转（图 14.2(c)）。

## 二、光学望远镜

对于透镜系统，望远镜的 $f$ 数和远心性是限制偏振灵敏度的因素之一。如果透镜系统的某一表面承受的入射角为25°，则仅此一项将产生约2%的偏振效应。

对于反射系统，遥感器最常用的是双反射镜卡氏望远镜。反射镜上镀以铝膜。铝膜的复数折射率 $n = 0.7 - 7.0j$ 。

图 14.3 给出一 $f/6$ 卡氏望远镜两个反射镜上准直光束的入射角。视场取为0°和3°。

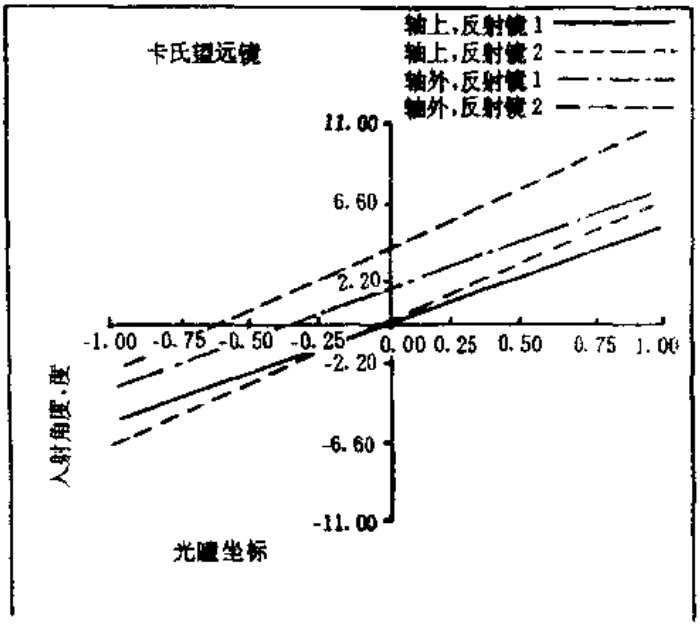



图 14.3 视场角为0°和3°时，在卡氏望远镜主镜和次镜上准直光束的入射角

图 14.4 表示 $P$ 光（在子午面内的线偏振光）和 $S$ 光（垂直子午面平面内的线偏振光）的系统透过率。由于 $S$ 光在铝上的反射率较高，通过望远镜的 $S$ 光透过率，朝向光瞳顶部增大，而 $P$ 光则透过率降低。$S$ 光和 $P$ 光透过率间的差，表示望远镜的残余偏振。当物体移至轴外时，系统偏振的零点移至两个反射镜上零入射角时的中间。

图 14.5 给出光线透过望远镜后 $S$ 和 $P$ 分量间的相对相位差。因此，望远镜也起着空间变化延迟器的作用，其延迟朝向光瞳边缘而增大。对轴外点，最小延迟点移出光瞳中心。

如果非偏振光入射到望远镜上，则透射光将变成部分偏振光。图 14.6 给出入射非偏振光子午光线的偏振度。

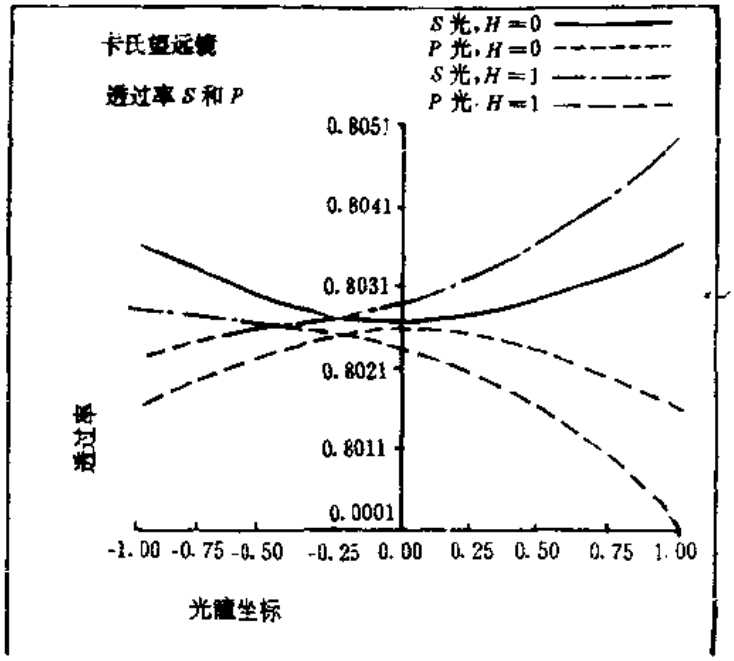



图 14.4　视场角为0°和3°时，卡氏望远镜子午光线 $S$ 光和 $P$ 光的透过率

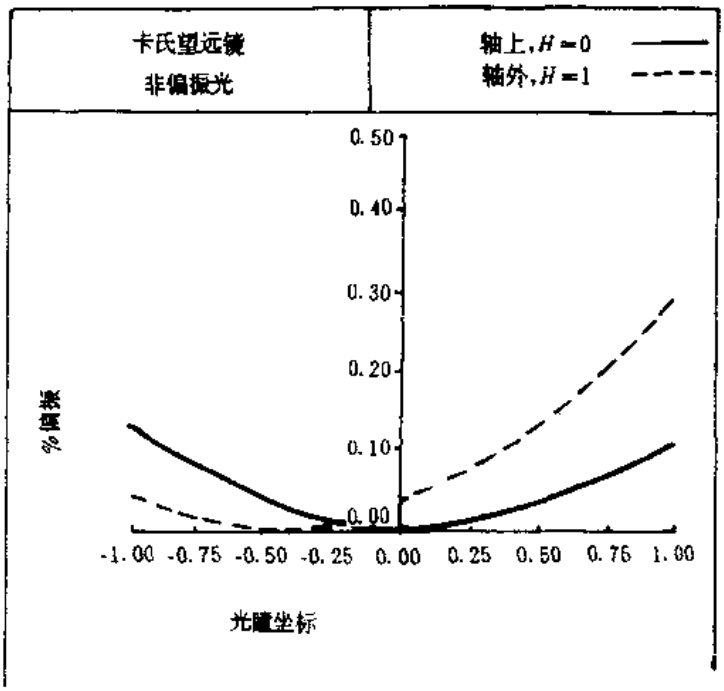



图 14.5　视场角为0°和3°时、卡氏望远镜子午光线 $S$ 光和 $P$ 光的延迟

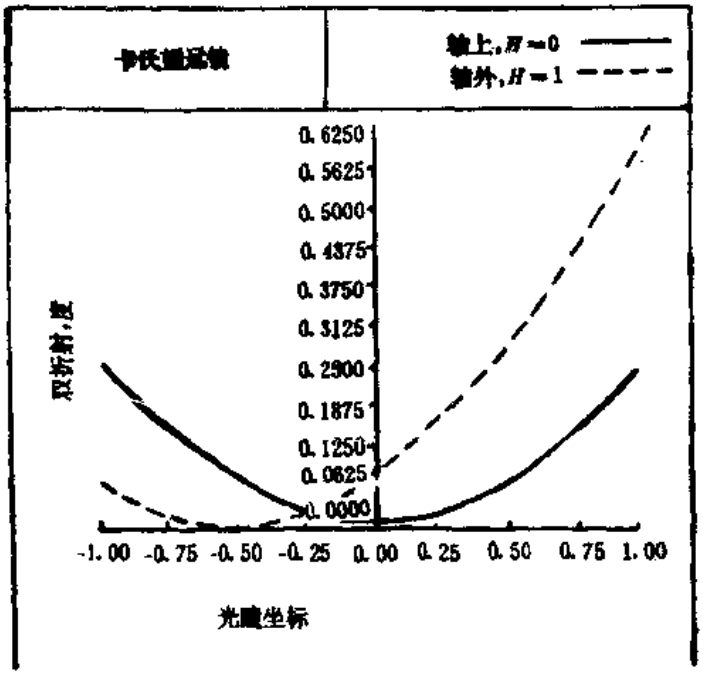



图 14.6 在视场为0°和3°时，非偏振入射子午光线在通过卡氏望远镜后透射光的偏振度

## 三、光谱仪

光谱仪的偏振，随其光学结构而异。

1. 棱镜

当辐射束倾斜射向棱镜折射面时，反射系数与辐射偏振有关，因而通过棱镜的辐射偏振度也在变化。自然光入射到棱镜上，出射时即成为部分偏振光。例如，对顶角 $\alpha=60°$，折射率 $n=1.673$的棱镜，如均处于最小偏向角位置，则其透射系数 $\tau$ 和透射系数比 $\tau(\perp)/\tau(/\!/)$如表 14.1 所示。可见，即使一个棱镜，透射光束的偏振变化已很显著。随着棱镜数目增加，偏振度也随之增加，并越来越接近平面偏振（电矢量在主截面内）。

表 14.1 棱 镜 的 偏 振

| 棱镜数 $m$ | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 8 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 折射面数 $k=2m$ | 2 | 4 | 6 | 8 | 10 | 12 | 16 |
| 透射系数 $\tau\%$ | 81.6 | 70.0 | 62.5 | 57.8 | 54.7 | 52.8 | 50.7 |
| 透射系数 $\tau(\perp)/\tau(\parallel)$ | 0.64 | 0.40 | 0.20 | 0.16 | 0.10 | 0.07 | 0.03 |

2. 光栅

金属光栅，例如，遥感器中经常使用的闪耀光栅，都具有偏振效应，改变入射到光栅上辐射的偏振态。这种效应起因于反射系数 $\rho(\lambda)$ 曲线对不同偏振的辐射产生位移。电矢量平行于刻线槽长度的辐射曲线 $\rho_{/\!/}(\lambda)$ 与电矢量垂直于刻线槽长度的辐射曲线 $\rho_{\perp}$

(λ) 比较，向短波的方向移动，如图 14.7 所示。$\rho_{\perp}(\lambda)$ 和 $\rho_{/\!/}(\lambda)$ 的最大值也稍有差别。由 $\rho_{\perp}(\lambda)/\rho_{/\!/}(\lambda)$ 比值决定的偏振作用，与波长有着极强的关系。对各个光栅，比值 $\rho_{\perp}/\rho_{/\!/}$ 与波长 λ 的关系相当复杂；对于同一光栅，当工作于不同光谱级次时，这一关系也不相同。在相应于函数 ρ (λ) 极大值的波段内，此关系通常接近于线性。接近于极大处，比值 $\rho_{\perp}(\lambda)/\rho_{/\!/}(\lambda)$ 等于1。

金属光栅在接近光栅常数的波长下表现出强烈的偏振特性。可以不考虑偏振的波长与光栅常数的最大比值为 0.1 ～ 0.2。

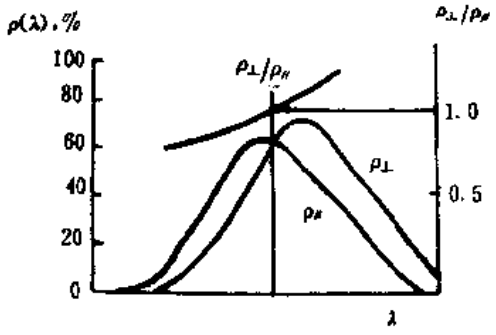



图 14.7 不同偏振分量的光栅反射系数和比值 $\rho_{\perp}(\lambda)/\rho_{/\!/}(\lambda)$ 与波长的关系

### 四、干涉滤光镜

对小入射角，干涉滤光镜显示低偏振效应。当入射角增大到10°以上，偏振效应变得显著，并伴随着透过率变化、带宽增大和带通特性向较短波长移动。在一定程度上，干涉滤光镜的设计可以优化，例如，用降低滤光镜分布的总梯度来降低角灵敏度。即使如此，当角度超过10°时，也难于维持低于1%的偏振灵敏度。此外，滤光镜透射率梯度缓慢地增大，也会造成低阻断特性。这会在光谱通道间导致过度的串音。

可以在弯曲的表面，例如，适当的透镜表面之一上镀制滤光镜，以满足遥感器严格的偏振要求。

### 五、CCD 器件

在这种情况下，偏振灵敏度主要和硅的高折射率有关，高折射率产生大的反射效应。可以用两种办法克服这一缺点：

1. 在 CCD 器件上镀适当的抗反射膜层；

2. 使物平面每点上发出的主光线，都接近垂直地照射 CCD 器件，即远心成像。

由硅晶体结构所产生的残余偏振，不一定能被抗反射镀层消除。但是，远心成像能保证在整个焦平面上任何点处的残余偏振灵敏度不变。其他成像系统做不到这一点。

整个遥感传感器的偏振取决于许多因素，例如：

1. 扫描系统和光谱仪等光学子系统结合；

2. 镀膜设计；

3. 利用偏振元件的补偿。

这些措施的综合，使仪器的残余偏振灵敏度达到规定的要求。

## 第三节 仪器偏振函数计算

光学系统，特别是薄膜和各向异性晶体都是偏振的。透射的振幅和波前，通常是入射偏振态的函数。振幅和离焦量，球差、象散和系统的其他象差，均随入射偏振态改变，

## 一、对仪器偏振敏感的系统

仪器偏振是和光学系统中的光学元件存在固有关系的偏振和延迟。仪器偏振由透镜、反射镜、镀膜、折射光学元件和晶体，以及起偏振器和延迟器等引起。仪器偏振可以分成：

1. 来自偏振控制元件、起偏振器和延迟器的贡献；

2. 来自“残余偏振”的贡献。

残余偏振定义为来自并非特别用作偏振元件的光学元件的贡献。残余偏振和透镜、反射镜、光栅、全息图以及其他光学元件有关。因为出现任何偏振和延迟都能在正交偏振态间耦合光线，所以一般不希望有残余偏振。

在测量光线偏振态的仪器中，例如，偏振计和椭圆仪，任何残余偏振都会导致不精确的偏振度量，必须精心选择元件和膜层。

在干涉仪中，耦合到正交态中的光线不和主偏振元件产生干涉条纹。残余偏振导致条纹能见度的损失。偏振效应，线偏振或圆偏振，使出瞳亮度变化，而且取决于入射偏振态。这些变化使得难以匹配光瞳内采样光束和参考光束的强度。进一步说，对于不同的输入偏振，这种匹配也不相同。延迟效应（相位偏振）引起与波前有关的偏振。不同的输入偏振态产生不同的干涉图。

在先进的干涉测量仪器中，例如，激光雷达、光学相位列阵和光学信号处理机等，残余偏振尤为令人担忧。在这些系统中，要求从干涉图中尽可能多地抽取信息，但信噪比和残余偏振量成比例地下降，偏振是主要因素。这种情况对外差探测来说，在利用本地振荡器的光通信系统中也会发生。

在具有大入射角的系统中，例如，包含全息图、折叠反射镜、衍射光栅的系统，或掠射入射系统，仪器偏振具有重大影响。

在宽光谱范围使用的系统，经常会遇到来自膜层，特别是在光谱带通边缘处的大偏振效应。在带通滤光镜和分色滤光镜的透过率边缘，偏振效应尤为强烈。

高精度的辐射计，包括光学遥感传感器，都对仪器偏振很敏感。

## 二、仪器偏振函数

对一个特定的物体坐标和波长，通过一般的光线追迹法，可确定在出瞳内的波像差函数。波像差函数描述所透过波前的形状，不包含关于光学系统透过率和透过光线偏振态方面的信息。

计算光学系统的仪器偏振函数，可以采用偏振光线追迹法。偏振光线追迹，增补了包括振幅、相位以及薄膜、偏振元件和偏振材料的偏振和延迟效应等相关的光线追迹方程式，把几种不同的光学计算方法结合到用于计算光学系统仪器偏振函数的一个过程中去。使用偏振光线追迹可以获得光学系统透过的更复杂的波前图。特别是对于薄膜和各向异性晶体，它们都是偏振的，透射的振幅和波前通常是入射偏振态的函数。

包括振幅变化和偏振变化的透射场，可表达为

$$a(\bar{h},\bar{\rho}) = \dot{p}a_p(\bar{h},\bar{\rho})e^{j2\pi W_p(\bar{h},\bar{\rho})/\lambda} + \dot{q}a_q(\bar{h},\bar{\rho})e^{j2\pi W_q(\bar{h},\bar{\rho})/\lambda} \qquad (13.4)$$

式中，$a(\bar{h},\bar{\rho})$ 是出射光瞳内参考球上时间独立的电磁场复振幅，其中，$\bar{h}$ 为物体坐标，

$\bar{p}$ 是出瞳坐标，$\hat{p}$ 和 $\hat{q}$ 是任何两个正交的偏振态，如水平和垂直的线偏振光，或左、右圆偏振光，$a_p(\bar{h},\bar{\rho})$ 和 $a_q(\bar{h},\bar{\rho})$ 是两个偏振成分的实数振幅，$W_p(\bar{h},\bar{\rho})$ 和 $W_q(\bar{h},\bar{\rho})$ 是与两个偏振分量有关的波前。

函数 $a_p(\bar{h},\bar{\rho})$、$a_q(\bar{h},\bar{\rho})$、$W_p(\bar{h},\bar{\rho})$ 和 $W_q(\bar{h},\bar{\rho})$ 都是与光学元件有关的偏振和延迟效应的函数。

### 三、偏振特性的八种形式和仪器偏振源

与非散射起偏振器有关的偏振性能，有八种形式。仪器偏振函数包括线偏振、延迟、振幅和与光线路径以及波像差有关的其他偏振项。表 14.2 给出偏振特性的八种形式。

表 14.2　　偏振性质的八种形式

| | |
|---|---|
| 1. | 振幅 |
| 2. | 相位（波前像差） |
| 3，4. | 线偏振（大小和方向） |
| 5，6. | 线延迟（大小和方向） |
| 7. | 圆偏振 |
| 8. | 圆延迟 |

在非垂直入射情况下，所有光学界面都显示一定偏振效应。界面对非垂直入射光是弱起偏振器，因为 $S$ 分量和 $P$ 分量反射不同。此外，在 $S$ 和 $P$ 分量间有反射相位差，所以界面也是弱延迟器。图 14.8 和 14.9 表示铝膜反射的例子。

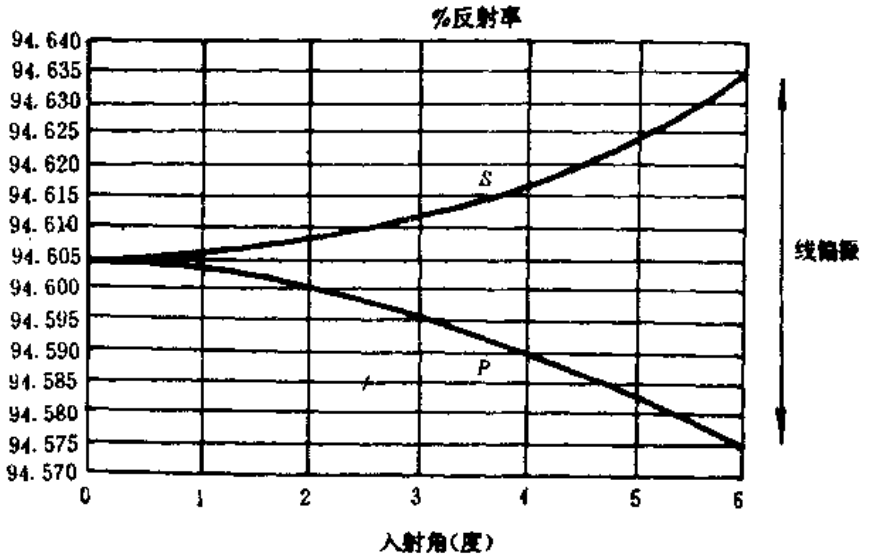



图 14.8　折射率 $n = 0.7 - 7.0j$ 的铝膜，作为入射角函数的强度反射率

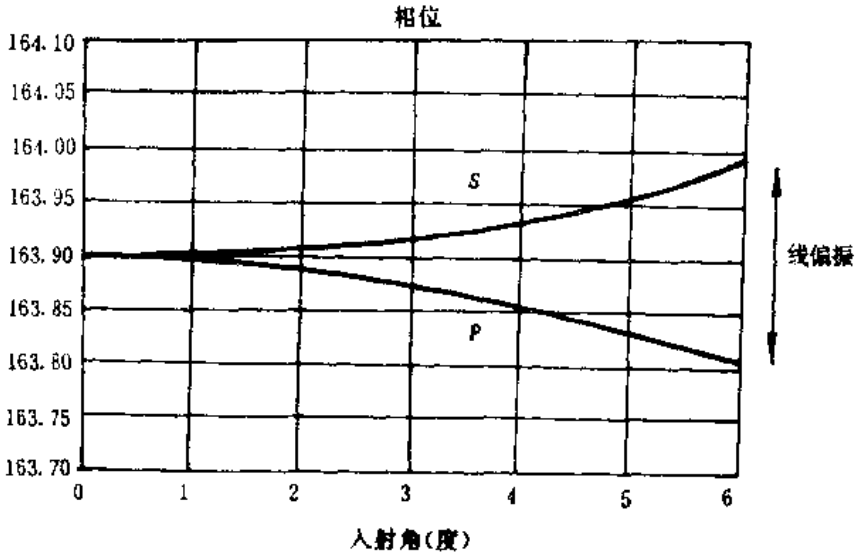



图 14.9 折射率 $n = 0.7 - 7.0j$ 的铝膜，作为入射角函数的反射光相位变化

按偏振“强度”，表 14.3 给出典型的偏振光学元件，朝向顶部是具有更强偏振的偏振光学元件，朝向底部则是较弱的起偏振器。

表 14.3 按“强度”列举的偏振光学元件

| | |
|---|---|
| 起偏振器 | 全息图 |
| 延迟器 | 折叠反射镜 |
| 电光晶体 | 分色滤光镜 |
| 光学纤维 | 带通干涉滤光镜 |
| 分色晶体 | 反射镜 |
| 光束分裂器 | 透镜 |
| 波导 | 抗反射膜层 |
| 掠入射反射镜 | 梯度折射率介质 |
| 应力双折射介质 | |

## 四、仪器偏振函数的琼斯计算

可以使用琼斯算法表示光学系统的仪器偏振函数。考虑反射、折射、薄膜和各向异性介质的影响，忽略所有散射和消偏振机理。令 $x$ 和 $y$ 是线偏振基本态，和系统 $x$ 与 $y$ 坐标对准。出射光瞳振幅（14.4）式用琼斯算法符号表示为

$$\overline{J}(\overline{h},\overline{\rho}) = \begin{bmatrix} a_x(\overline{h},\overline{\rho})e^{i\omega_x(\overline{h},\overline{\rho})/\lambda} \\ a_y(\overline{h},\overline{\rho})e^{i\omega_y(\overline{h},\overline{\rho})/\lambda} \end{bmatrix} \qquad (14.5)$$

琼斯向量函数 $\bar{J}$ 描述特殊输入偏振态的透过振幅。仪器偏振是更完善的说明，描述任意输入偏振态的透过振幅。仪器偏振函数的总表达式，是琼斯矩阵 $\boldsymbol{J}$

$$\boldsymbol{J}(\bar{h},\bar{\rho})=\begin{bmatrix} j_{1,1}(\bar{h},\bar{\rho}) & j_{1,2}(\bar{h},\bar{\rho}) \\ j_{2,1}(\bar{h},\bar{\rho}) & j_{2,2}(\bar{h},\bar{\rho}) \end{bmatrix} \tag{14.6}$$

给出以琼斯矩阵形式表示的仪器偏振函数，对随机的光线路径和随机的输入偏振态，出射光瞳内透过的振幅都是已知的。一般来说，方矩阵的四个元素本身都是复数，并且只与偏振装置有关。

对于均匀和各向同性的界面，如金属反射表面，电介质透镜表面，或表面上的光学薄膜镀层，都可以由它对 $S$ 和 $P$ 分量的振幅透过系数 $a_S$ 和 $a_P$ 来表征。振幅透过系数涉及到界面前后的电场分量

$$\left.\begin{aligned} \bar{E}'_S &= a_S\bar{E}_S=\bar{\rho}_S e^{j\delta_S}\bar{E}_S \\ \bar{E}'_P &= a_P\bar{E}_P=\bar{\rho}_P e^{j\delta_P}\bar{E}_P \end{aligned}\right\} \tag{14.7}$$

在特定波长和入射角下，界面产生的线偏振度为

$$\frac{\bar{\rho}_S^2-\bar{\rho}_P^2}{\bar{\rho}_S^2+\bar{\rho}_P^2} \tag{14.8}$$

而

$$\delta=\delta_S-\delta_P \tag{14.9}$$

是以弧度表示的界面线延迟。图 14.8 表示铝膜的 $S$ 和 $P$ 强度反射率 $|\bar{\rho}_S|^2$ 和 $|\bar{\rho}_P|^2$；图 14.9 表示此铝膜反射时 $S$ 和 $P$ 的相位变化 $\delta_S$ 和 $\delta_P$。

由非散射均匀而各向同性界面的振幅透过系数，可写出界面光线的琼斯矩阵。所要求光线本身的信息是光线的入射角 $i$ 和入射平面的方位 $\theta$。在 $S$-$P$ 坐标中，琼斯矩阵为

$$\boldsymbol{J}_{SP}(i)=\begin{bmatrix} a_S(i) & 0 \\ 0 & a_P(i) \end{bmatrix} \tag{14.10}$$

在把它和其他光学元件的琼斯矩阵相乘以前，必须把此矩阵变换到系统的 $xyz$ 坐标系中去。使用琼斯算法变换算子

$$\boldsymbol{J}(i,\theta)=\boldsymbol{R}(\theta)\boldsymbol{J}(\theta)\boldsymbol{R}(\theta)=\begin{bmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{bmatrix}\boldsymbol{J}(i)\begin{bmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{bmatrix} \tag{14.11}$$

非各向同性的界面，如衍射光栅、全息图和各向异性晶体，包括薄膜的非理想特性，拥有更复杂的琼斯矩阵形式。

当光束通过一长度为 $l$、折射率为 $n$ 的非偏振材料传播时，琼斯矩阵可写为

$$\boldsymbol{J}(l,n)=e^{j2\pi nl/\lambda}\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \tag{14.12}$$

通过使用复数 $n$ 来处理吸收材料。

光束通过光学系统，可写出光线路径的琼斯矩阵。设 $Q$ 是系统中的光学界面数，表面 $q$ 处光线的琼斯矩阵是 $\boldsymbol{J}_q$，从界面 $q$ 到 $q+1$ 传播的琼斯矩阵是 $\boldsymbol{J}_{q+1,q}$（参看图 14.10），则从物空间（$q=1$）到像空间（$q=Q$）光线的琼斯矩阵是

$$\boldsymbol{J}=\boldsymbol{J}_Q\boldsymbol{J}_{Q,Q-1}\boldsymbol{J}_{Q-1}\boldsymbol{J}_{Q-1,Q-2}\cdots\cdots\boldsymbol{J}_2\boldsymbol{J}_{2,1}\boldsymbol{J}_1=\prod_{q=Q-1}\boldsymbol{J}_q\boldsymbol{J}_{q,q-1} \tag{14.13}$$

对给定的物体坐标和波长，在光瞳坐标范围内重复这种计算，可以对仪器振幅函数取样。对物坐标组，或许还有波长取样，反复这种计算，可得光学系统的完整的仪器偏振函数

$$J(\bar{h},\bar{\rho},\lambda) \qquad (14.14)$$

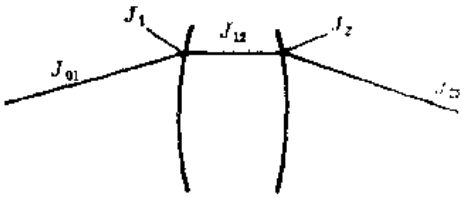



图 14.10 从物到像光线路径的琼斯矩阵（包括传播项 $J_{s+1,s}$ 和界面项 $J_s$）

## 五、仪器偏振的研究方法

仪器偏振的研究也有两种方法：计算机分析法和实验测量法。对于一个遥感传感器系统，首先应结合光学系统设计进行偏振计算和分析，采取必要的措施把系统的偏振灵敏度降低到允许的范围以内，再在系统制成后加以实验测量，最终确定系统的偏振特性。

计算机分析不仅可以确定总系统的偏振特性，而且可以确定各子系统的贡献及在系统内的传递，从而给进一步改进设计提供依据。实验测量则可以考虑各偏振源（例如镀膜）的真实情况及其变化，这两种方法是互相补充的。

# 第 四 篇
# 遥感传感器的评价系统

遥感传感器的评价系统，是指评估遥感传感器性能和使用价值的理论、方法和数学表达式的总和。应该指出，对于不同类型和应用目的的遥感传感器，很难用一个统一的标准来评价它们。

然而，一个统一的评价标准又是十分必要的。这种标准的建立，无论是促进遥感传感器的理论研究还是促进它在实际上的应用，显然都是很重要的。

本篇提出几个主要的评价内容和标准，它们目前已得到实际应用。这些内容是：

（1）系统调制传递函数 MTF；

（2）多光谱遥感传感器波段-波段配准精度；

（3）遥感传感器可获得的数据细度和总信息量。

# 第十五章 遥感传感器系统的MTF和配准精度

MTF和波段-波段配准精度，从遥感传感器再现地面景物的能力和分类地面景物的能力两个侧面来评价遥感传感器的性能。

## 第一节 遥感传感器系统的MTF

系统的调制传递函数，包含着决定图像质量的两个可测量的量，即图像的分辨率和对比度。它表示遥感传感器系统再现景物图像的能力。

### 一、系统MTF的计算

遥感传感器可视为由一系列具有一定频率特性的子系统组成。各子系统的频率特性可以用调制传递函数来描述。总系统的调制传递函数等于各子系统调制传递函数之积。调制传递函数不仅表示总系统再现景物图像的能力，还表现了各子系统对这种能力贡献的大小。

1. 扫描器和探测器

遥感传感器中的辐射能的转换，在光机扫描情况下，分成两个过程：(1) 辐射的空间信息转换为辐射的时间信息；(2) 辐射的时间信息转换为电的时间信息。前者由扫描器来实现，后者由探测器来实现。

在穿航迹方向，由于扫描运动，使“线”像经过探测器后，把扫描方向扩展为一个近似的矩形脉冲函数，其$MTF_d$为

$$MTF_d = \mathrm{sinc}(\pi d\nu) = \frac{\sin(\pi d\nu)}{\pi d\nu} \tag{15.1}$$

式中，$d$是探测器在扫描方向的尺寸；$\nu$是空间频率。(15.1)称为探测器的空间滤波调制传递函数。

沿航迹方向的扫描可以类似地处理。由于穿航迹扫描所得的频谱分量的频率较高，所以由这个方向扫描所导出的传递函数可以代替整个扫描的传递函数。

探测器把辐射的时间信息转换为电的时间信息时，产生时间滤波传递函数

$$MTF_d = [1 + (2\pi\nu'\tau)^2]^{-1/2} = \left[1 + \left(\frac{\nu'}{\nu'_0}\right)^2\right]^{-1/2} \tag{15.2}$$

式中，$\nu'$是时间频率，$\tau$是探测器时间常数，$\nu'_0 = 1/2\pi\tau$是3分贝半功率点的特征频率。

探测器的传递函数是空间滤波和时间滤波传递函数之积

$$\mathrm{MTF}_d = \mathrm{MTF}_{d_x} \cdot \mathrm{MTF}_{d_t} \tag{15.3}$$

在（15.2）式中，$\tau$ 的作用类似于一个简单的 RC 滤波器。当 $\tau < 0.1\tau_d$ 时，对系统的影响可以忽略，$\tau_d$ 是探测器驻留时间。实际上，使用光量子探测器时，$\mathrm{MTF}_{d_t}$ 几乎对系统没有贡献。

对于推帚式扫描传感器，在 CCD 线列阵探测器线列方向（穿航迹方向），当信号在奈带范围，即 $\nu \leqslant 1/2a$ 时，其 MTF 仍可用（15.1）式表示。其中 $a$ 是列阵中相邻探测器元的中心间距。

在推帚方向，如果忽略 CCD 的光生电荷转移时间，则该方向上的 MTF 为

$$\mathrm{MTF}_d = [\mathrm{sinc}(\pi d\nu)]^2 = \left[\frac{\sin(\pi d\nu)}{\pi d\nu}\right]^2 \tag{15.4}$$

其中第一项代表光敏元对景物的积分平均作用，相同的第二项，代表像移的作用，反映了 CCD 对景物的平均抽样成像过程。

2. 光学系统

如果光学系统是衍射限的，并具有圆形通光孔径，其调制传递函数为

$$\begin{aligned}\mathrm{MTF}_0 &= \frac{2}{\pi}\left\{\cos^{-1}\left(\frac{\nu}{\nu_{\infty}}\right) - \frac{\nu}{\nu_{\infty}}\left[1 - \left(\frac{\nu}{\nu_{\infty}}\right)^2\right]^{1/2}\right\} \\ &= \frac{2}{\pi}\left\{\cos^{-1}\left(\frac{\nu}{\nu_{\infty}}\right) - \frac{\nu}{\nu_{\infty}}\sin\left[\cos^{-1}\left(\frac{\nu}{\nu_{\infty}}\right)\right]\right\}\end{aligned} \tag{15.5}$$

当光学系统具有矩形孔径时

$$\mathrm{MTF}_0 = 1 - \frac{\nu}{\nu_{\infty}} \tag{15.6}$$

式中，$\nu_{\infty}$ 是截止空间频率

$$\nu_{\infty} = \frac{D_0}{\lambda} \tag{15.7}$$

其中 $D_0$ 是入瞳线尺寸，$\lambda$ 是波长。

在光学遥感所用的光谱范围内，探测器空间截止频率 $\nu_{dx}$ 比起光学系统的空间截止频率 $\nu_{\infty}$ 来往往是低频。对于像差较大的光学系统，可以不考虑衍射的影响，调制传递函数可写为

$$\mathrm{MTF}_0 = \exp(-2\pi^2\sigma_0^2 f^2) \tag{15.8}$$

式中，$\sigma_0 = 0.51r$，$r$ 是弥散圆半径。设在此弥散圆内，聚集着相应点总能量的 85% 以上。如果空间频率用探测器的截止频率，则上式可改写为

$$\mathrm{MTF}_0 = \exp\left\{-2\pi^2\left(\frac{\sigma_0}{d}\right)^2\left(\frac{\nu}{\nu_{dx}}\right)^2\right\} \tag{15.9}$$

对于衍射限系统，计算证明探测器尺寸与爱里圆直径之比为1.3～2.9时，分辨率下降约 15% ～ 5%。这样，爱里圆直径以小于探测器尺寸一半左右为宜。

对于像差较大的系统，弥散圆直径为探测器尺寸的1/3～1/5时，分辨率下降约 15% ～ 5%。进一步减小弥散圆直径，对分辨率下降改善不大。

3. 电子学系统

在遥感系统的信号处理电路中，探测器前置放大器、视频放大器和其他一些电路都有电子滤波器。只有滤波器会影响信号的频率成分。所以信号处理电路的传递函数即滤波器的传递函数。前置放大器是最重要的部分，可等效于一个 RC 低通滤波器。一般地把前置放大器的传递函数作为信号处理电路的传递函数，表达式与（15.2）同样。

4. 系统总调制传递函数

系统总调制传递函数

$$\mathrm{MTF}(\nu) = \mathrm{MTF}_0 \times \mathrm{MTF}_d \times \mathrm{MTF}_e \tag{15.10}$$

式中，$\mathrm{MTF}_0$、$\mathrm{MTF}_d$ 和 $\mathrm{MTF}_e$ 分别是光学系统、探测器和信号处理电子学系统的调制传递函数。

计算时，空间频率统一用探测器尺寸 $d$ 规一化。时间频率换算成空间频率

$$\nu' = \frac{d}{\tau_d}\nu \tag{15.11}$$

## 二、MTF 的评价标准

借助于光学传递函数，可以对遥感传感器进行空间定标。调制传递函数反映景物（或图像）的光学对比度与空间频率的关系，是系统对所观察景物再现能力的度量。如果把调制传递函数推广到光学传递函数，还可以描述因相位传递而形成的实际图像与理想图像偏离所造成的图像模糊，甚至可以计算出探测器与景物间的相对振动，物点扫描的时间误差等因素造成的图像分辨率损失。

视遥感传感器为由一系列具有一定频率特性的子系统组合而成的总体，并设各子系统都满足线性不变条件，辐射源都是非相干光源，而且整个过程单值无噪声等，采用频谱分析法，可以分别研究各子系统，说明各子系统间的联系，并预计和评价整个系统性能。例如，光电型遥感传感器，特别是光机扫描遥感传感器，探测器的空间滤波传递函数对系统 MTF 的贡献最大，占了总系统 MTF 的绝大部分，而探测器时间滤波传递函数和信息处理电子学系统的传递函数对系统 MTF 的贡献最小，只占百分之几。

对遥感传感器，MTF 的评价标准是：在奈奎斯特频率下，系统的调制传递函数大于等于0.5，即

$$\mathrm{MTF}(\nu)_{\mathrm{NYquist}} \geqslant 0.5$$

这可以作如下解释，在用公式

$$\mathrm{IFOV} = \begin{cases} d/f' & \mathrm{mrad} \\ Hd/f' & \mathrm{m} \end{cases} \tag{15.12}$$

定义瞬时视场 IFOV 时，没有考虑成像系统的像差和衍射，以及由于遥感器相对地面运动所产生的图像模糊。已如上述，使用调制传递函数，可以把降低像质的这些因素和总系统联系起来。在此基础上，可以定义有效瞬时视场 EIFOV。如图15.1所示，对于正弦辐亮度分布，EIFOV 定义为一空间半波长，对于此半波长，辐亮度分布的调制度，由于系统 MTF 的作用而降低到最大值的1/2。

$$\mathrm{EIFOV} = \frac{H}{2\nu f'} \tag{15.13}$$

式中，1/2ν 包括了光学、探测器和像移的调制传递函数作用。式中各符号的意义如图所示。

对于轨道遥感器，EIFOV 基本上和 IFOV 一样。这是因为总系统的响应由探测器的 MTF 支配。

计算 EIFOV 时，实际上常作三个假设，即：(1) 光学系统的模糊圆或点扩散函数是圆对称的。这是一种理想化的情况，但多数情况下能给出良好的近似。(2) 在积分时间内，像的拖影为零，这也可能较好的近似。(3) 滤波和放大器电子学电路不引入拖影。在 MSS 中，模糊圆直径是探测器边长的 40%，瞬时视场从62m 降低到65m。在 TM 中，模糊圆直径为探测器尺寸的 10%，成像光学系统对 EIFOV 的影响可忽略不计。

对于光谱分辨率，有着类似于以上空间分辨率的情况。定义正弦辐亮度分布的有效光谱分辨率为一光谱半波长；对此半波长，辐亮度分布的调制度已由于系统的 MTF 而降低一半。

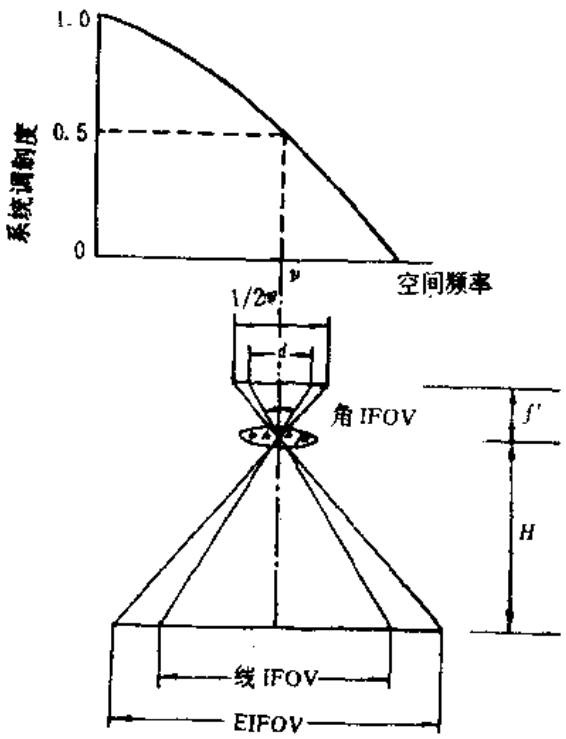



图15.1 瞬时视场和有效瞬时视场

有效空间分辨率和有效光谱分辨率都是以MTF＝0.5为基础条件确定的。相应于此 MTF 值的空间频率和光谱频率，按奈奎斯特抽样定理，应该是奈奎斯特频率，从而保证不失真地恢复空间和光谱信息。

总系统的MTF≥0.5是一个高指标。对于推帚式遥感器，难于达到。这时要求在沿航迹和垂直航迹两个方向上，总系统的MTF＝0.4。实际上，有时甚至不足0.3。

## 第二节 波段-波段配准

波段-波段间的配准，指波段-波段间的图像定位、对齐或重合。各波段内及波段-波段间探测元件的配准，是遥感传感器的基本要求之一。简述如下：

在沿航迹和穿航迹方向上，同一焦面中任何一个波段成像的一点，必须和其他波段的任何一个波段成像的同一点配准，配准误差不超过0.2个瞬时视场。

对不同的焦面，配准误差不超过0.3个瞬时视场。

配准要求是应作为分类手段的光谱信息相互关系的需要而产生的。对于沿扫描线的所有点，至少要在 90% 的时间得到满足。波段-波段间的配准，希望的精度指标是0.1个瞬时视场。

由于基本的假设是光谱的所有成分是在地面的同一位置成像，对给定的像元来说，某

光谱波段的像表征着在该波段内的光谱响应。这样，精确的波段-波段配准，对多光谱数据的分析是重要的。例如，用判别分析法把光谱数据分成陆地调查使用的各大类别时，当平均配准误差达到0.3像元时，由这种技术产生的图像产品精度可能会严重降低。

不同类型的遥感传感器可能具有不同的配准误差源和配准误差量，下面举例说明。

## 一、主题测绘仪（TM）的配准误差

表15.1给出陆地卫星D主题测绘仪（TM）的配准误差源及其大小。表中列举的误差预算表明，探测器列阵的准直精度是产生配准不良的主要根源，而最难控制的因素，是由扫描反射镜确定的扫描分布的直线性。

表15.1　　波段-波段配准性能（μ rad）

| 误差源 | 波段1～4 | | | | 波段5～7 | | | | 波段5～（1～4） | | | | 波段5～6 | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | 扫描 | | 航迹 | | 扫描 | | 航迹 | | 扫描 | | 航迹 | | 扫描 | | 航迹 | |
| | *B* | *R* | *B* | *R* | *B* | *R* | *B* | *R* | *B* | *R* | *B* | *R* | *B* | *R* | *B* | *R* |
| 扫描反射镜分布图 | 2.7 | — | 0.1 | — | 0.73 | — | 0.1 | — | 4.5 | — | 0.1 | — | 1.2 | — | 0.1 | — |
| 探测器列阵准直精度 | 5.4 | — | 2.8 | — | 4.0 | — | 4.0 | — | 6.7 | — | 4.9 | — | 4.0 | — | — | — |
| 探测器响应非均匀性 | 2.0 | — | 2.0 | — | 2.0 | — | 2.0 | — | 2.0 | — | 2.0 | — | 8.0 | — | 3.0 | |
| 有效焦距测量 | 1.0 | — | 1.0 | — | 1.0 | — | 1.0 | — | 1.4 | — | 1.4 | — | 1.0 | — | 1.0 | |
| 自感应振动 | — | 0.88 | — | 0.84 | — | 0.37 | — | 0.37 | — | 1.76 | — | 1.39 | — | 0.54 | — | 0.54 |
| 热 | — | — | — | — | — | — | — | — | 0.8 | — | 0.8 | — | — | — | 1.4 | — |
| 扫描线校正器分布图 | — | — | 1.4 | — | — | — | 1.4 | — | — | — | 1.4 | — | — | 0.11 | — | |
| 多路调制器定时起伏 | — | 0.11 | — | — | — | 0.11 | — | — | — | 0.11 | — | — | — | — | — | — |
| 小计 | 6.44 | | 3.85 | | 4.64 | | 4.79 | | 8.47 | | 5.71 | | 9.13 | | 8.2 | |
| 平方和的平方根 | | 0.89 | | 0.84 | | 0.39 | | 0.37 | | 1.76 | | 1.39 | | 0.65 | | 0.54 |
| 偏差＋随机抽样 | 7.33 | | 4.69 | | 5.03 | | 5.15 | | 10.25 | | 7.10 | | 9.68 | | 8.74 | |
| 要求 | 8.5 | | 8.5 | | 8.5 | | 8.5 | | 12.75 | | 12.75 | | 34.0 | | 34.0 | |

注：*B*—— 偏差，*R* ——随机抽样

配准误差包括把数据加工成图像的仪器所产生的全部同步信号和校正信号的影响。配准不良，主要与电子学处理系统、探测器列阵准直精度、自感应振动以及扫描反射镜分布图有关。

## 二、推帚式遥感传感器像元的空间配准

像元的空间相互配准，也是推帚式遥感传感器主要几何特性要求之一。

在光机扫描遥感传感器中，基准像或理论像定义为一像元矩阵，具有 $m$ 条等角间距的平行线，每条扫描线的像元数为 $n$ 。除了由于扫描反射镜运动紊乱造成的影响外，这种等角的像元距离，至少沿扫描线是一定的。

在推帚式扫描模式中，使用电子自扫描。每一地面像元由一个相应的CCD列阵的像元通过光学系统来表示。忽略探测器列阵的制造公差，除非热应力或机械应力引起几何成

像条件的改变，至少在像平面内可以用“等距性”代替“等角性”，而且是稳定的。在轨道参数已经固定，而且成像物镜已设计和检测时，地球的非球面性和旋转、空间飞行器高度的稳定性和物镜产生的横向畸变，应考虑到最终的基准像中去。假定没有在轨道中热应力产生的变化，基准像的主要紊动源是卫星高度的不稳定性。

对于推帚式遥感传感器，通道相互配准的要求，即多光谱像元的配准要求为0.1个瞬时视场。此为最大误差，而非平均误差。

表15.2给出各误差源及其数值的示例。

表15.2 配 准 误 差 表

| 误差源 | | 误差值（像元） | 方向 | 误差值平方 X | 误差值平方 Y |
|---|---|---|---|---|---|
| 像元尺寸绝对值（系统误差） | | $2\times10^{-2}$<br>$2\times10^{-5}$ | X<br>Y | | |
| 像元尺寸变化 | | $2\times10^{-2}$ | X, Y | $4\times10^{-4}$ | $4\times10^{-4}$ |
| 列阵弯曲 | 横向 | $4\times10^{-2}$ | Y | | $1.5\times10^{-3}$ |
| | 垂向 | $6\times10^{-5}$ | X, Y | | $3.6\times10^{-9}$ |
| 焦距精度（分光仪型） | | $1.1\times10^{-1}$*<br>$2.1\times10^{-1}$ | X, Y<br>X, Y | | |
| 到真空状态时焦距的变化 | | | | | |
| 纵向色差（每望远镜2通道） | | $5\times10^{-3}$ | X, Y | $2.5\times10^{-6}$ | $2.5\times10^{-6}$ |
| 横向畸变 | | $2\times10^{-1}$* | X | | |
| 场曲 | | $2\times10^{-1}$* | X | | |
| * 可以用调整法克服 | | 系统 | $\sqrt{\sum\delta_i^2}$ | $2.1\times10^{-2}X$ | $4.5\times10^{-2}Y$ |
| 调整准直仪 | | $2\times10^{-2}$ | X, Y | $4\times10^{-4}$ | $4\times10^{-4}$ |
| 转台1 | | $4\times10^{-2}$ | X, Y | $1.6\times10^{-3}$ | $1.6\times10^{-3}$ |
| 转台2 | | $1.5\times10^{-2}$ | Y | | $2.25\times10^{-4}$ |
| 调整装置 | | $1.5\times10^{-2}$ | X, Y | $2.25\times10^{-4}$ | $2.25\times10^{-4}$ |
| 调整控制精度 | | $10^{-2}$ | X, Y | $10^{-4}$ | $10^{-4}$ |
| 粘合剂收缩 | | $8\times10^{-3}$ | | | |
| | 调整 | | $\sqrt{\sum\delta_i^2}$ | $4.9\times10^{-2}$ | $5.1\times10^{-2}$ |
| 机械稳定性 | | $2.5\times10^{-2}$ | X, Y | $6.25\times10^{-4}$ | $6.25\times10^{-4}$ |
| 热稳定性 | | $2.5\times10^{-2}$ | X, Y | $6.25\times10^{-4}$ | $6.25\times10^{-4}$ |
| | 稳定性 | | $\sqrt{\sum\delta_i^2}$ | $3.5\times10^{-2}$ | $3.5\times10^{-2}$ |
| | 总误差 | | $\sqrt{\sum\delta_i^2}$ | $5.4\times10^{-2}$ | $7.4\times10^{-2}$ |

表中，$X$ 是沿穿航迹方向，$Y$ 是沿航迹方向。只是由于成像比例因子的作用，误差才间接作用于 $Z$ 方向，即垂直地面的方向上。

为安全起见，预算误差要减少一半，配准精度才能得到确实保证。

中国国防科技网 http://www.81tech.com

# 第十六章　数据细度和总信息量

从遥感数据收集的方法和要求出发，本章首先定义遥感数据细〔锐〕度的几个参量，或分辨率；用带宽积表示遥感信息容量。接着，给出各方面用户对遥感数据的具体要求，分析各种数据对识别地面特征的贡献。最后，在以上讨论的基础上，推导出遥感传感器的评价函数，作为遥感传感器评价的准则。

## 第一节　遥感信息的获得和数据细度

我们居住的世界，是一个宽阔范围的时间-空间-种类的混合体内。在一个极端，环境仅由少数容易识别的、同种类的、以有规律的方式排列着的大块实体构成；在另一个极端，环境结构极为复杂。在这个环境里，存在着尺寸很小的实体，众多的种类，大量的空间相互贯穿，种类间明显的光谱重叠，以及种类间极少的时间可变性。环境的复杂程度和定位，除了在最普遍的情况下以外，大量的都是未知的。而对于用遥感作大面积的分析时，这些数据都是需要的。几乎所有的计算机，对于简单构成的环境，效果较好，而且日趋完善。对于给定的遥感系统来说，更为复杂的环境是难于处理的。

对于一个给定的地面特征分布，或特征场，利用基本辐射定律，它的辐亮度 $L$ 可以用其空间、光谱和时间的分布特性来描述，即

$$L = L(x,y,z;\lambda;t) \tag{16.1}$$

式中，$x$，$y$，$z$ 表示空间坐标，$\lambda$ 表示光波波长，$t$ 表示时间。

这样，为了区分或识别指定的地面特征，除了通常借助于它的形状和尺寸以外，还可以依靠其他线索，如它的光谱特性和时间特性。

### 一、遥感信息的获得

(16.1) 式表示，遥感信息可以通过空间分辨率、光谱分辨率、时间分辨率和辐射分辨率来获得。在校正地球大气对卫星传感器的光谱辐亮度值的影响后，可借助于训练集数据对地面特征进行识别。

1. 空间分辨率

空间分辨率，指把成像区分解成大量的、离散的像元或像素。这一过程，显然是完成 (16.1) 式的空间抽样。

$$L = L(x,y,z) \tag{16.2}$$

(16.2) 式表示立体成像，即表示三维分布的特征。在大多数情况下，按二维分布来研究地球表面，即

$$L = L(x,y) \tag{16.3}$$

这种空间抽样，是由传输型遥感传感器探测器的几何特性决定的。无论是分立的或是集成的探测器列阵，其单元探测器都具有有限的几何尺寸和确定的几何形状。

空间分辨率可以用有效瞬时视场（EIFOV）表示。有效瞬时视场是一个复杂的概念，对多数用户来说，可能不确切地了解它的含义。如果忽略掉诸如成像系统的像差和衍射效应，以及由于传感器相对于地面运动所产生的图像模糊等这些重要的因素，可以用瞬时视场（IFOV）来表示空间分辨率。

遥感系统的瞬时视场，定义为在给定瞬间有限探测器孔径在系统第二节点的角对应。

按IFOV定义给出的瞬时视场，在积分或曝光期间被抽样的地面面积是最小值，是按传感器轨道高度对传感器光学系统焦距之比放大的，由探测器单元的像所覆盖的地面的面积。对于良好校正的光学系统和探测器尺寸之半的图像模糊，IFOV和EIFOV的值几乎是相等的。

2. 光谱分辨率

光谱分辨率，即以不同的光谱间隔抽样空间分割的图像，由此，允许确定图像的光谱辐照度。实质上，这一过程是完成抽样式

$$L = L(x,y,z;\lambda) \tag{16.4}$$

定义正弦辐亮度分布的有效光谱分辨率为一光谱半波长，对于此半波长，由于系统的MTF所致，辐亮度分布的调制度已降低到0.5。

广义地说，光谱信息探测应借助于三个基本的参数，即：

（1）光谱波段的数目；

（2）每一波段的谱带宽度；

（3）各波段在位置上的连续性。

光谱分辨率和空间分辨率有着本质上的联系。

不同的地表特征具有不同的光谱反射或发射特性。使用先进的系统并仔细地选择众多的波段，能够把两种不同的表面特征区分开来，进而识别所有的地表特征。

这样，似乎只要测量每一波段的总能量，就应该能由单一次地测量确定在某一地区（例如，1000平方公里）中所有的不同陆地使用面积。如果不需要绘制地区地图，是否不再需要任何空间分辨率了呢？换句话说，可以使用分光辐射谱仪，对来自于大面积地面的辐射流进行光谱分析。

这种说法在一般情况下是不能成立的。因为地面景物的光谱特性具有逐渐变化的特性，而不是几条清晰的、离散的光谱线，如图16.1所示。

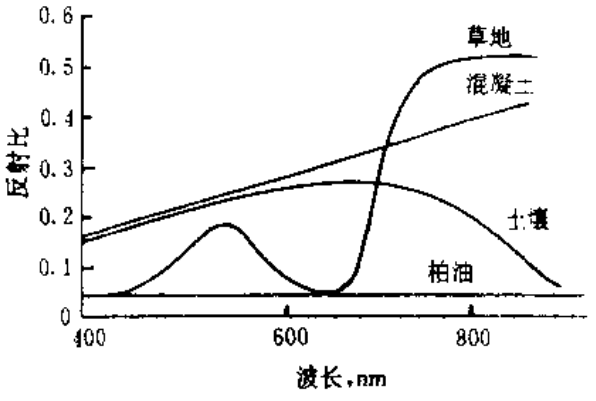



图16.1 典型的草地、混凝土、土壤和柏油光谱反射率曲线

如果把两个特征，例如，把草地和土壤的地面反射率曲线加在一起，将获得一条新的光谱反射率曲线。这一条曲线哪一条也不象，可能被误判为完全不同类型的新植被区。

即使遥感探测器能够提供更高的光谱分辨率，足以显示比16.1图中所示的更复杂的光谱反射率分布的所有细节，这种误判也将存在。

我们虽不能在光谱上过滤辐射流，以分别地测量草地和土壤的辐亮度（当光谱曲线是一条或几条清晰的、离散的光谱线时，这可以做到）。但是，可以先在空间把土壤区从草地区中辨认出来，然后在没有任何干扰的情况下对每个地区进行光谱分析（除非它们是完全地混合在一起）。

一方面可以把空间分辨率看作是提供一种光谱滤波的方式。另一方面，轨道传感器又能提供适中的地面分辨率（几十米）。使用几个光谱波段，就可以明显地增加数据的判释能力。以上两方面阐明了空间和光谱两个分辨率间存在着极为密切的相互依赖关系。

3. 时间分辨率

时间分辨率，指以确定的时间间隔（例如天、周或月）获取空间的和光谱的数据，即完成（16.1）式的时间抽样。

对于区分和识别不同类型的谷物，或其它季节性变化的特征，利用于一年内给定的时间间隔收集的图像，是一种有效的方法。这种方法可以从某些谷物的生长周期中把它们识别出来，也能提供潜在的谷物产量的适时校正。在追踪较快变化的现象和估计自然灾害方面，周期性的观测也具有重要意义。

4. 辐射分辨率

辐射分辨率，是指把传感器信号输出的总范围（从“黑”到“白”）分成大量的刚能辨别的等级，以便能够区分在辐亮度或反射率上仅仅稍有不同的地面特征。这是对（16.1）式辐亮度 $L$ 的抽样或量化。

在提供数字信号的遥感系统中，可分辨的灰度阶梯数，应该维持在切实可行的高一级上。对这种可能的实际限制由两个量来确定，即：（1）数据的信噪比；（2）要求在两个相邻信号等级间进行识别的置信度。可识别的灰度阶梯，或被分辨的信号电平的数目越大，数据的辐射灵敏度越高。

5. 大气测量和训练集数据

大气测量，是对传感器的光谱辐亮度值校正大气的影响，因而，可以确定所需要的地面特征的光谱标记图。

训练集数据是一种高分辨率数据，可以从所选定的局部地区，由航空飞行器或地面测量来获得。训练集数据是提供给电子计算机识别所需要的地面特征卫星图像的信息标号。

## 二、数据细度

数据细（密）度，或数据锐度，表示以上四个分辨率的高低。分辨率越高，数据细度越大。在确定数据细度时，应该考虑两个重要的因素。

1. 利益-价格比

最佳的空间、光谱、辐射和时间分辨率，取决于应用。在理论上，我们能够设计和使用具有极高分辨率的遥感系统，所收集的数据的用途，将随着能够鉴别越来越细微的地面特征而增加。但是，如图16.2所示，这种增加可能是线性的，如图中虚线的前一部分，或者，更可能是非线性的（到转折点附近）。

超过某确定的点后，由增加分辨率所获得的用途上的改善速度，将开始降低，最后达到平衡。利益-价格比对分辨率的钟形曲线指出，对于给定的应用，有一个最优的分辨率。也就是说，存在着一个点，如果超过了这个点，建造一个较好系统在价格上的增加，超过了由该系统所获得的信息在使用价值上的增加。

2. 各种分辨率间的依存和制约关系

空间、光谱、辐射和时间分辨率，分别从形态学、光谱学、辐射度学特征，以及这些特征随时间变化的特性来识别地表物质。从四个不同的角度进行地面特征识别，大大提高了它的可识别性。从这一角度来看，各分辨率的作用是互相补充的。

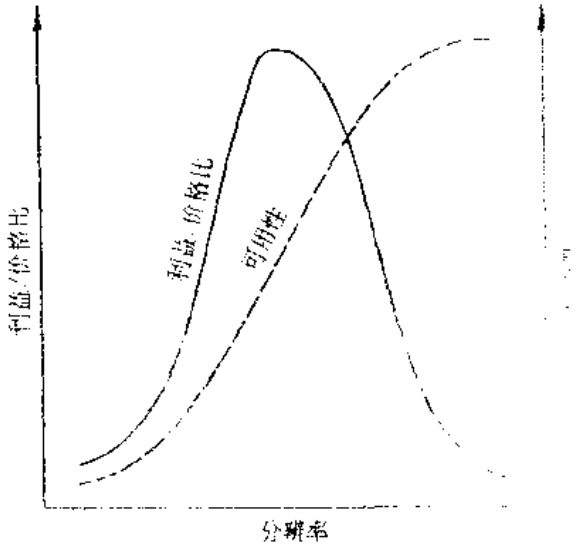



图16.2 数据可用性、利益-价格比和传感器分辨率（空间、光谱、辐射或时间）的关系

更进一步地研究表明，在识别作用上，它们之间还存在着更加深刻的关系。例如，光谱滤波提高，空间分辨率就提供了一种光谱滤波方式。

在实际设计过程中，由这些分辨率所提供的数据细度，除了受利益-价格比制约外，还受到它们之间相互制约的作用。例如，对于一个给定的传感器来说，过高的空间和光谱分辨率，势必会影响辐射分辨率的进一步增大。此外，数据速率也是一个重要的限制因素。

这种情况表明，在设计传感器时，必须根据使用目的，在它们之间进行协调和折衷。

关于四个分辨率间的关系，将在下一节中进一步说明。

## 第二节 分辨率间的依存和制约关系

在为任何一类分析而收集数据时，分辨率强烈地影响着可能抽取结论的质量。这个概念在遥感中同样重要。分辨率（细分细锐度，或细节级别）体现在空间、光谱、辐射和时间四个方面。因为这些分辨率是相互依存的，当企图设计或使用一特殊目的的遥感系统时，折衷处理是不可免的。这四个量中的某一个若有变化，则要求其他三个量中的一或更多个伴随着改变。

这些不同分辨率间的关系，按照为获得任何分辨率中一给定的分辨率所需要的对策数，可表示如下

$$R = R_s + R_\lambda + R_r + R_t \qquad (16.1)$$

式中，$R$ 是可获得的对策，$R_s$ 是供改善空间分辨率用的对策，$R_\lambda$ 是供改善光谱分辨率用的对策，$R_r$ 是供改善辐射分辨率用的对策，$R_t$ 是供改善观测频率用的对策。

## 一、空间分辨率

空间分辨率有两个概念。第一个概念，是专用仪器的技术分辨本领。第二个概念，是供有效探测和分析所需要的分辨率。后一个概念，显然是较广的概念。

在所述第一种用法里，分辨率是传感器能把它们作为两个清晰的实体记录下来的两个目标间的最小距离。对于较广的用法，自然的和人工的特征分类，有宏观、中等和微观三级。为了识别和分析，对这三级要求逐渐细化的分辨率。陆地卫星的分辨率，大多适用于宏观规模和某些中等规模特征的研究，主要在非城市区。航天飞机具有适用于研究中等规模和许多微观规模特征的分辨率，甚至能应用于城市区。

## 二、光谱分辨率

光谱分辨率，包括狭义的适应仪器的用法和广义的适应应用的用法。在适应仪器的术语中，光谱分辨率包括敏感的电磁波谱的宽度和所使用的通道数目。用窄波段设计的仪器，具有高光谱分辨率（即精确的彩色测量）的特性。在由窄波段仪器产生的数据中，难于把信号从系统的噪声中分离出来，除非是在成像过程中能获得相当长的驻留时间（由传感器检测特定地区的时间长度）。很窄波段仪器的适用性，因而受到限制。相反，宽波段遥感仪器产生相对低的光谱分辨率，但具有良好的空间和辐射分辨率。

在广义用法中，强调存在一特殊的光谱区，它对于确定的应用比其他光谱区更有价值。使用可见光和红外区的很窄波段，能良好地检测谷物的生长和发展，而监测海态，最好使用多通道主动和被动微波系统（图16.3）。

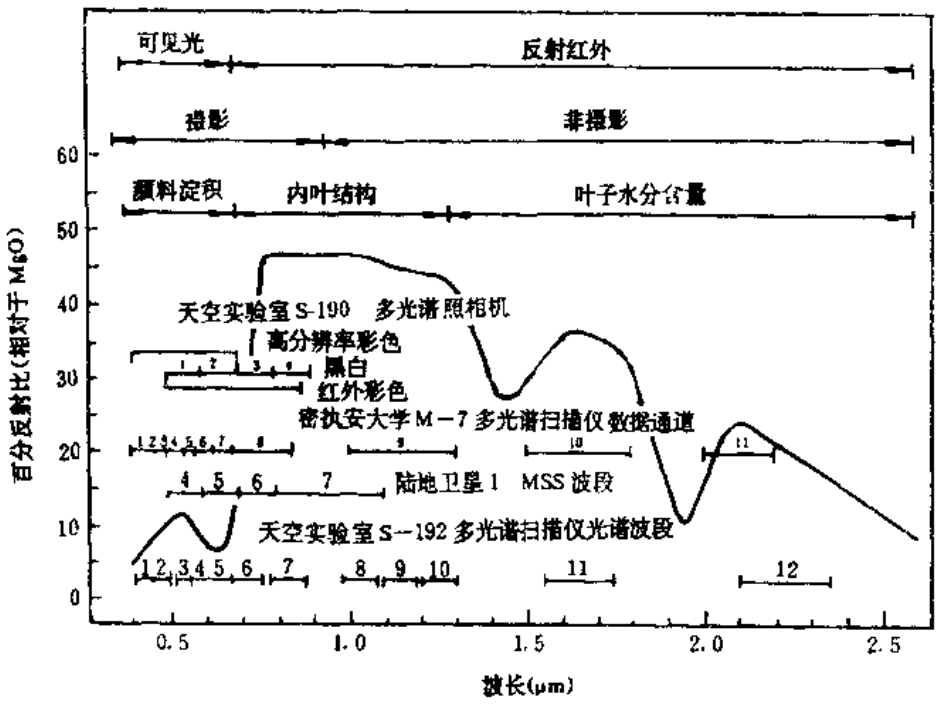



图16.3 绿色植被的综合实验室反射率曲线

在图16.3上叠加了航天飞行器、卫星和航空飞行器的多光谱系统的光谱覆盖范围。

### 三、辐射分辨率

辐射分辨率，是传感器对信号强度差的灵敏度。在遥感系统中，信号以波谱中可见部分的反射光形式出现，或以热红外和波谱中被动微波部分的发射能量出现。按照折衷方程式，当改善辐射分辨率时，空间或光谱分辨率，或者两者同时必须受到损失。

因为辐射分辨率或灵敏度实际上限定了可分辨的信号能级，故与景目标的识别有密切的关系。辐射分辨率越细，在给定同等空间分辨率的条件下，识别目标的几率越大。

对于被感测的目标，仪器要选用特定的分辨率。例如，为了研究屋顶状态，需要高空间分辨率。因此，可以使用全色胶片照相机（光谱分辨率很差）。但是，在任何合理的飞行高度上，都不可能单独基于形态学（高空间分辨率）来识别各类谷物。在后一种情况下，可以用多光谱扫描仪（良好的光谱和强度分辨率，但空间分辨率相对差些）来迅速地分类大面积范围内的各类谷物。

### 四、时间分辨率

自然界中的情况，很少有在全年时间内不相对于其他情况和其本身而发生变化的。在每天或每年内，并不缺乏相对于其他自然目标的最优观测时间，也极少有人造的或人工栽培的特征不具有理想的观测时间或观测时期。因此，在遥感许多重要动态事件时，例如，谷物识别和生长、陆地范围扩展、水文学过程、干旱估计过程、地震损害、栽培变化和航运过程等，时间经常被用作识别的关键。

在识别上时间的使用，允许以更经济的遥感过程修改其他三个分辨率元的规范。遥感观测，可以以合理的精度制定地方谷物日历，即种植、生长和收获等详细的时间。利用有限的观测次数，能提供把一种谷物从其他谷物中分离出来所必需的识别信息。使用时间元和地方先前数据的主要效果，是由结合处理传感器空间和光谱分辨率数据的办法，在大面积范围内识别谷物。而如果单独基于光谱学和形态学特征，对于识别同一种谷物来说，那样的空间和光谱分辨率则显得太差。在资源计划中时间元的引入和使用，具有大大降低数据收集和处理费用的重要作用。

被动式遥感系统，当运用于光谱的可见光和近红外部分时，其能量依赖于太阳。阳光的功率谱示于图3.2。该图表明，比起可见光和近红外部分来说，短波红外要求更大的波段宽度，才能有同样的能量到达探测器。这证明了一个原理，对于给定的光谱和辐射分辨率，比起阳光光谱的其他任何部分，在可见光范围内可能拥有较高的空间分辨率

## 第三节　用户对遥感数据的要求

用户对遥感数据的要求，总的趋势是：

1. 有多少不同的用户，就几乎有多少对空间和光谱分辨率不同的要求；
2. 从事陆地研究的用户，一般有100平方公里的概观图就满意了；
3. 多数数据用户表示一种明显的趋向，要求尽快改善两个重要的分辨率，即空间和

光谱分辨率。

在一次特设工作组的会议上（NASA，1973），用户们提出一组对轨道遥感传感器的空间、光谱、时间分辨率和灵敏度（或辐射分辨率）的要求，光谱覆盖波长范围从0.4到16μm，如图16.4、16.5、12.1所示。图中识别字母的意义已在第十二章中说明。

在以下各图中，对空间分辨率的要求，以有效瞬时视场（EIFOV）表示。

图16.4表示八个学科按所要求的 EIFOV 的关系对时间分辨率或重复覆盖的要求。虚线包围着最普遍的要求，覆盖周期为10天到30天。空间分辨率覆盖着一个巨大的范围，但大多数落到 EIFOV 为100m 以下的范围内。

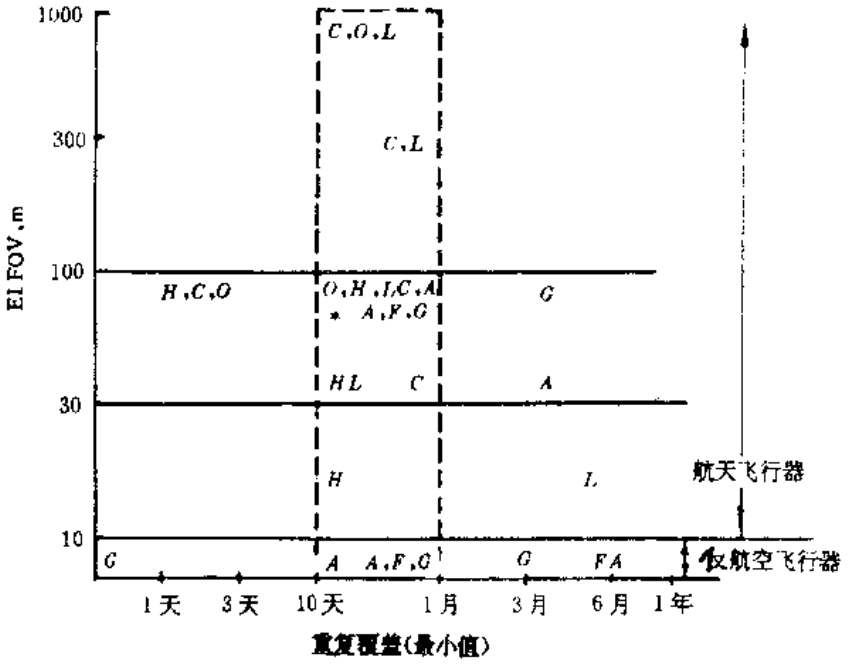



图16.4 用户对重复覆盖的要求。星标表示陆地卫星1、2、3的数据位置

图16.5表示光谱范围的要求比空间范围更宽。多数用户希望能包含可见光、近红外和热红外（8到15μm）。通道的波段宽度用短线的长度表示，EIFOV 的范围括在括弧内。图16.5明显地说明，服务于各种用户，需要有一个以上的传感器。

## 一、用户需要的发展

事实上，用户的需要是不断发展着的。大量研究清楚地表明，用户团体希望进一步提高传感器性能，改善的类型强烈地依赖于特殊的应用。

最普遍的改善要求，是空间分辨率，希望 IFOV 达到10m 的量级。有一些学科的用户，在光谱波段上也要求有较大的选择。此外，需要众多的狭窄波段，特别是对于地质遥感，要求在从1.0到2.5μm 的短波红外（SWIR）中拥有大量的狭窄波段。图16.6中总结了光谱覆盖要求，并给出陆地卫星多光谱扫描仪（MSS）和主题测绘仪（TM）的特性，以作比较。

重复覆盖的动力，主要来自农业团体，在一年内对精确估价谷物生长和产量是极为关键的时期内，要求重复覆盖间隔为5到10天。

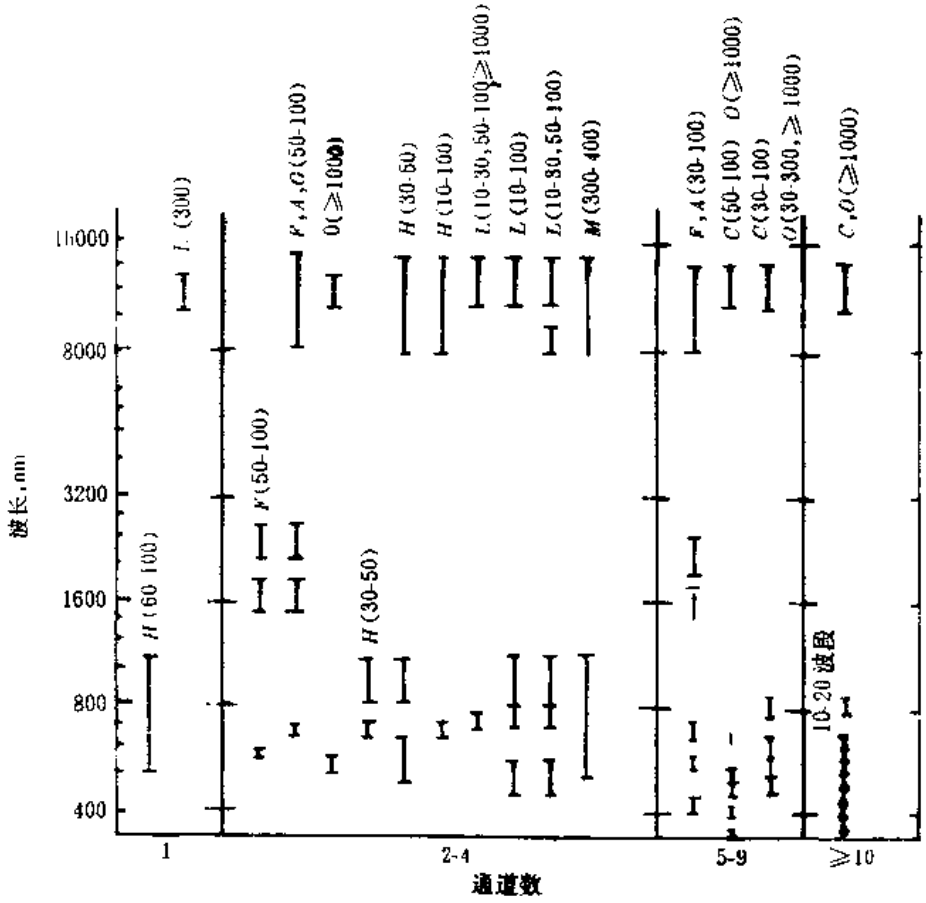



图16.5 用户对光谱数据的要求

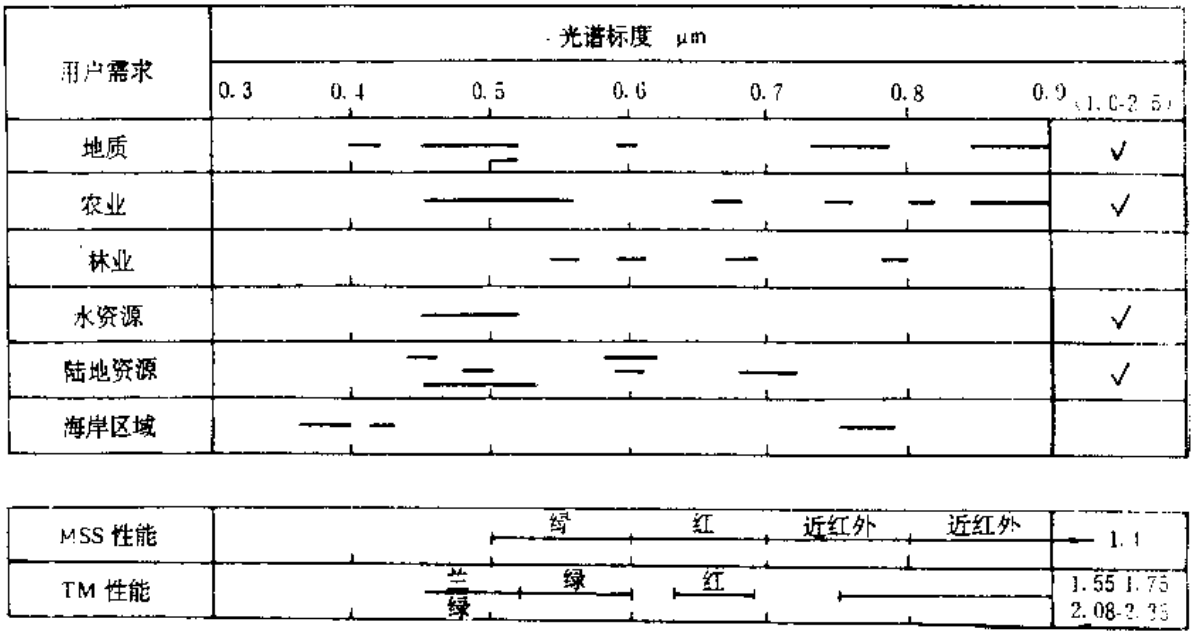



图16.6 所选定遥感学科的光谱波段选择

以和多光谱数据相兼容的方式提供立体像的要求，也已经提出。

光谱波段配置和辐射精度两个参数，对系统设计有重大影响，虽然在基准研究中没有作为用户要求提出，但已引起越来越多用户团体的注意。

大多数多光谱数据组的分析技术假定，对于给定的名义位置，每一光谱波段的幅亮度值对应于一单独的 IFOV。这就是说，各光谱通道是配准的。由于多光谱扫描仪和主题测绘仪收集数据的性质，受仪器内部机械作用，以及在地面上分类和再取样的影响，这种配准是近似的。

由于仪器内的系统和随机误差，这种配准只是部分成功的。取决于数据分析的类型，失配准可能引入严重的人工制品。例如，如果用户处理的是对应许多像素的相对大的特征，则一个像素左右量级的失配准可以是无关紧要的。相反，如果用户对接近分辨率极限的特征感兴趣（在范围上几个像素），则在配置上一个像素的部分偏差都可能在分析中引入严重的误差。因为用户都强调在未来的系统中获得高空间分辨率，这些用户很关心理解和确定配准准则的要求。

与配准需要密切相关的是辐射精度要求。无论是相对的或绝对的辐射性能，都要求加以规定。对于相对的辐射精度来说，0.5% 的噪声等效反射率变化（$NE\Delta P$）已用于可见光通道的设计中。

## 二、分辨率对分类精度的影响

这里，给出一组计算机模拟的结果。

### 1. 波段选择

光谱波段选择，对每一学科是分开进行的，因为对每一学科，最优的波段不同。首先，规定一组被识别的类型。对于农业来说，类型是重要的谷物；对于林业，类型是不同的树种。对于陆地使用，类型是安德森级 I 和级 II 陆地使用；对于地质学，类型是重要的岩石。对于水资源估计，类型是重要的植被和水质量状态（例如，混浊度，叶绿素）。

其次，使用经验数据组，抽取光谱标记。在分析光谱标记后，按次序排列波段。表16.1表示每一学科按优选次序排列的波段。

表16.1　　由不同学科优选的光谱波段次序（μm）

| 农业、牧业、林业 | 水资源 | 航运、海洋学 | 地质学 | 城市陆地使用 |
|---|---|---|---|---|
| 0.63～0.69 | 0.48～0.52 | 0.62～0.68 | 8.3～9.3 | 10.4～12.5 |
| 0.75～0.95 | 0.52～0.58 | 0.48～0.52 | 10.4～12.5 | 0.8～1.1 |
| 10.4～12.5 | 0.62～0.68 | 0.42～0.48 | 0.63～0.69 | 0.63～0.69 |
| 0.55～0.601 | 0.4～12.5 | 10.4～12.5 | 0.52～0.56 | 0.5～0.54 |
| 1.55～1.75 * | 0.8～1.1 | 0.52～0.58 | 2.05～2.35 | 2.05～2.35 |
| 2.05～2.35 | 0.42～0.48 | 0.8～1.1 | 0.8～1.1 | 0.42～0.48 |
| 0.69～0.75 | 0.58～0.64 | 0.58～0.64 | 1.55～1.75 | 0.58～0.64 |
| | 0.69～0.74 | 0.69～0.74 | 1.1～1.35 | |
| | 0.5～0.54 | 0.50～0.54 | 0.45～0.50 | |
| * 或2.05～2.35 | 0.32～0.38 | 0.32～0.38 | | |

对每一学科，波段的次序是十分不同的。在排列的波段中，对每一学科来说，接近顶部的波段都提供了重要的观测能力；例如，0.63～0.69μm 波段横跨着叶绿素吸收区。

为了确定波段数目，使用最好的波段组处理经验数据组。农业、土地使用和地质学分析的某些结果示于图16.7。对于农业和土地使用来说，正确的分类几率在2～4个波段处饱和，对于地质学，由于大量地质类型存在，在分类精度上的适度改善，直到15个波段才较明显。因此，结论是除地质学以外，对每一学科来说，大约要求4个波段。

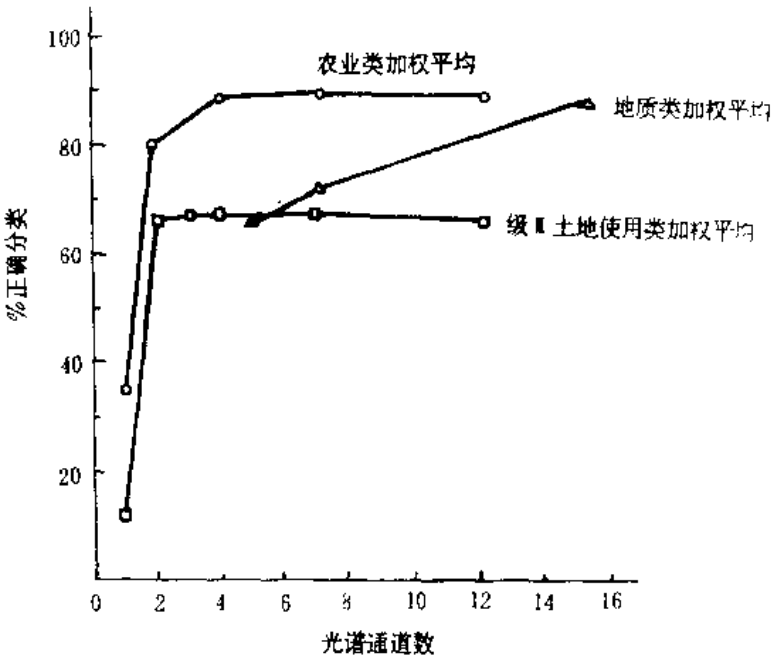



图16.7 分类精度和光谱波段数目的关系

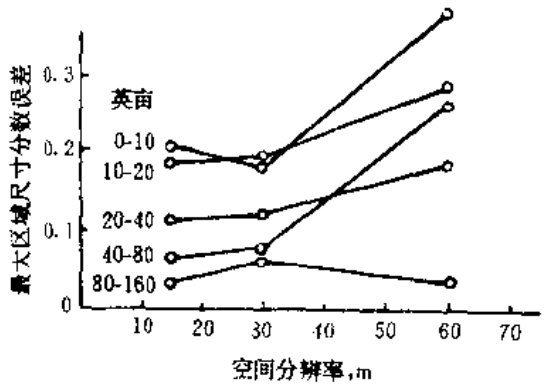



图16.8 面积估计误差

2. 空间分辨率选择

空间分辨率的选择，使用精确区域面积估计的准则。用粗分辨率，某些传感器像元包含着谷物混合体。这些混合体像元，有时可能被错误分类，引起错误的面积估计。影响的程度，取决于区域和像素的相对尺寸。

为了估价空间分辨率效应，可以降低多光谱扫描仪数据的分辨率，以模拟各种系统。对数据分类（使用从降低的数据组抽取的标记）并分析其结果，以确定作为像素和区域尺寸函数的面积估计精度。结果示于图16.8，此外，用分数表示的区域尺寸误差是相对于空间分辨率绘制的。当分辨率从60m 趋向30m 时，除非是很大的区域，在面积估计精度上都有明显的改善。

这些分类结果，经分析后可以提供对区域中心和边缘的像素分类精度的估价。如所预料，这两类像素的精度有显著区别。因此，最终的空间分辨率选择应在这两者之间折衷。

3. 辐射灵敏度

对每一波段要求的辐射灵敏度，规定为噪声等效反射率（NEρ）或噪声等效温度 NET，是扫描仪设计必须规定的第三个参数。对于具有大噪声等效反射率的系统，分类精度是很差的，因为类别间细微的反射率差，将被传感器的噪声所遮蔽。自然，所要求的 NEρ 或 NET 取决于应用和所要求细节的能级。

计算机模拟可用来提供这个问题的答案。用加入白噪声的方法系统地降低经验数据，

以模拟 NEρ 变化的能级。然后，对数据进行分类（使用从每一数据组抽取的标记）和精度分析。这种技术的成功，取决于对传感器的精确辐亮度定标，以及在数据中提供反射率标准。

这种模拟结果示于图12.2。对土地使用，直到 NEρ 达到级3，对于农业，直到 NEρ 达到级4，在分类精度上才有很少降低。这些级在每一光谱波段中相应于大约0.5 % 的 NEρ。

## 第四节　遥感信息的恢复与信息容量

遥感信息借助于分辨率获得，亦即把连续景函数（16.1）式“离散化”，用它在一个离散点集上所取的函数值来表征其性态。也就是说，取得信息的过程是抽样。

函数

$$L = L(x, y, z; \lambda; t) \tag{16.1}$$

可以认为是一带限函数，即其频带有限，函数的傅里叶变换只在频率域中一个有限的区域中不为零。

对于带限函数，例如，一时间上连续的信号系统 $L(t)$，可以应用抽样定理简述为：“若一个函数 $L(t)$ 不包含 $f_c$ 赫以上的频率，则该函数可以由一系列间隔小于 $1/2f_c$ 秒处的样点值完全（唯一地）确定”。

抽样定理可用来分析遥感信号。

### 一、时间分辨率、多日识别和时间带宽积

如前所述，景物随时间变化的特性，提供了有价值的识别依据。陆地卫星的出现，时间变化特性在很多场合得到广泛的应用。随着空间遥感的成熟，多日遥感将变得日益重要。

一个时间信号 $L(t)$，其持续时间为 $\Delta t$，频带宽度为 $\Delta\upsilon$，在时间-频率相空间，若 $L(t)$ 占有的面积为 TW，则有 $TW = \Delta t \cdot \Delta\upsilon$。

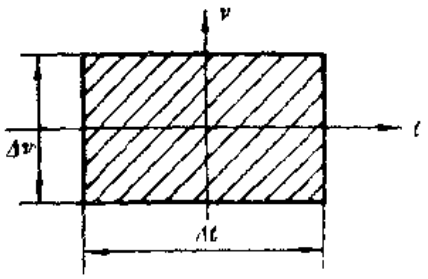


图16.9　时间带宽积 $TW$

$TW$ 就是时间带宽积，如图16.9所示。时间带宽积是信号分析中的基本量。它决定了信号在时间域中的自由度，代表了信号包含的信息量。根据抽样定理，带宽 $\Delta\upsilon$ 的信号被发送时，要把连续信号 $L(t)$ 变成脉冲序列，这个脉冲序列的时间间隔至少应为 $\delta t = 1/\Delta\upsilon$ 日，当此脉冲序列被发送的持续时间为 $\Delta t$ 时，则要发送的脉冲数 $N_t$ 为

$$N_t = \frac{\Delta t}{\delta t} = \frac{\Delta t}{1/\Delta\upsilon} = (\Delta t)(\Delta\upsilon) = TW \tag{16.6}$$

由此可见，$TW$ 确定了时间信号的可分辨的脉冲数目。这个数目称为信号的时间域自由度。

时间带宽积有些重要的特性，其中最有用的是传递不变性，即信号经过各种处理运算后，其时间带宽积的量值是固定不变的。

例如，农业用户要求的重复覆盖间隔为5到10天，即 $\Delta v=(0.2\sim0.1)$ 天$^{-1}$。观测时期包括谷物的生长和收获期，例如100天。则遥感获得的信息量，或信息单元数为20～10。

## 二、空间分辨率，多平台方案和空间带宽积

联合使用由航天飞行器、航空飞行器和从地面得到的信息，对为资源管理计划收集有效数据是需要的。

最简单的方案称为“瞄准”，只是定位其中发生变化的地区，或特别有意义的其他地区。具有粗分辨率的小比例尺图像，可以合理的价格有效地完成这种任务。一旦探测到有变化发生，即可着手更详细的勘测计划。较昂贵的大比例尺图像收集任务，则被集中到发生变化的地区内。

空间带宽积是空间信号 $L(x, y)$ 分辨的脉冲数目，它反映了物体可分辨的像元数。空间带宽积是抽样速率在像空间中占据的自由度的量度，简记为 $SW$。其中，$S$ 称为空间信号在空域中的面积，用光学成像的术语，又称为光学仪器的有用像场。$W$ 是空间频率域 $(u, v)$ 中二维频带面积。如像场和空间频率域中的面积都呈矩形，其边长各为 $\Delta x\cdot\Delta y$ 和 $\Delta\mu\cdot\Delta v$，则有

$$SW=\Delta x\cdot\Delta y\cdot\Delta\mu\cdot\Delta v \tag{16.7}$$

为简化起见，设 $\Delta x=\Delta y$，$\Delta\mu=\Delta v$，并设物函数 $L(x, y)$ 为带限函数，即物体具有有限分辨率 $\delta x=\delta y=\frac{1}{\Delta\mu}$，则

$$SW=(\Delta x\cdot\Delta\mu)^2 \tag{16.8}$$

而物体可分辨的像元数为

$$N_r=\frac{(\Delta x\cdot\Delta y)}{(\delta x\cdot\delta y)}=\left(\frac{\Delta x}{\delta x}\right)^2=(\Delta x\cdot\Delta\mu)^2=SW \tag{16.9}$$

即物体可分辨的像元素等于空间带宽积。空间带宽积 $SW$ 也有其传递不变的特性。当物体或图像（空间信号）发生空间位移、缩小或放大，受到调制或变换及其他一些操作时，空间带宽积SW 的量值保持不变，因而在空间信号分析处理中是很重要的基本量。空间带宽积确定了空间物体上可分辨像元的数目，此数目称为空间物体的自由度或自由参数。物体在空域或频域中自由度数的不变意味着信息容量的不变。

对于给定的轨道传感器，$\delta x$ 和 $\delta y$ 都是确定的，按像场大小 $\Delta x$ 和 $\Delta y$，即可由(16.9)式求出其空间带宽积 $N_r$。

## 三、光谱分辨率、多光谱识别和光谱带宽积

多光谱识别是许多遥感技术应用的基础。理论上，每一种物质反射或发射一独特的电磁能量谱，用足够窄的光谱波段来观测，可唯一性地识别大多数物质。在实际情况下，大多数传感器记录或“看”每一空间分辨元内呈现的各种物质。

图16.10表示高岭石的相对光谱反射率曲线，其特征是2.2μm 处的双线。在这种情况下确定光谱分辨率需求时，除取决于最狭窄特征峰半宽度以外，还应遵循能够分辨其OH双峰的标准。此两个吸收极小值相距约40nm。

如果图16.10表示的连续光谱特性曲线是一带限函数，则抽样定理即可应用，并叙述为："若一光谱反射率函数 $\rho(\lambda)$ 不包含 $\nu$ 赫以上的光谱频率，则该函数可以由一系列间隔小于1/2νnm 处的样点值完全(唯一地）确定"。

可以用光谱带宽积来有效地描述光谱信号（如反射光谱特性和发射光谱特性）的信息容量，评价光谱系统的能力。光谱带宽积可以这样定义："一个光谱信号 $\rho(\lambda)$，其光谱范围为 $\Delta\lambda$，频带宽度为 $\Delta\nu$，在光谱-频率像空间，若 $\rho(\lambda)$ 占有的面积为 $\lambda W$，则有 $\lambda W=\Delta\lambda\cdot\Delta\nu$。"

$\lambda W$ 就是光谱带宽积，如图16.11所示。光谱带宽积是光谱信号分析中很重要的基本量，代表着信号包含的信息量。根据抽样定理，带宽 $\Delta\nu$ 的信号被发送时，要把连续信号 $\rho(\lambda)$ 变成脉冲序列，此脉冲序列的光谱间隔至少应为 $\delta\lambda=1/\Delta\nu$nm。当此脉冲信号被发送的光谱范围为 $\Delta\lambda$ 时，则要发送的脉冲数 $N_\lambda$ 为

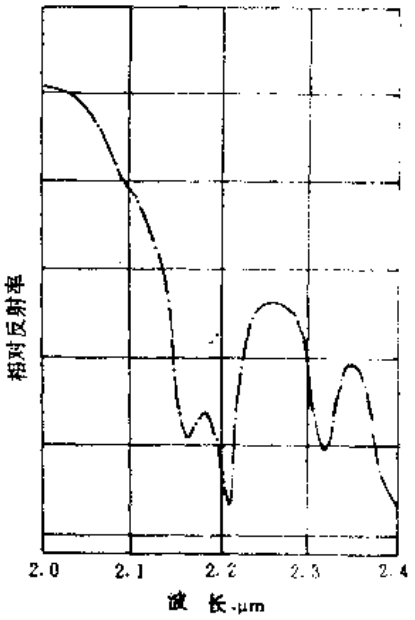



图16.10 高岭石的光谱反射率特性

$$N_\lambda=\frac{\Delta\lambda}{\delta\lambda}=\frac{\Delta\lambda}{1/\Delta\nu}=(\Delta\lambda)(\Delta\nu)=\lambda W \tag{16.10}$$

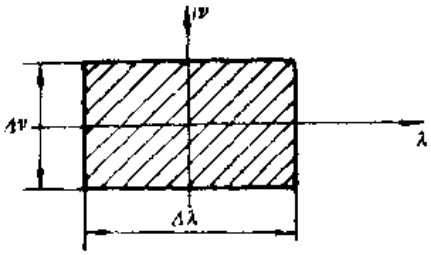



图16.11 光谱带宽积 $\lambda W$

由此可见，$\lambda W$ 确定了光谱信号可分辨的脉冲数目。这个数目即信号的光谱域自由度。物质可分辨的光谱元等于光谱带宽积，其中，$\lambda$ 是光谱信号在光谱域中的量度，$W$ 是光谱频率域中的频带尺寸。

光谱带宽积也具有传递不变性。

按抽样定理和光谱带宽积的讨论，欲获得光谱信号（如图16.10中的光谱曲线）的正确恢复，应该满足三个基本条件，即：

（1）光谱抽样间隔应满足条件 $\delta\lambda\leqslant 1/\Delta\nu$；

（2）抽样光谱元的位置应具备连续性，这里是等间隔抽样；

（3）具备一定的光谱范围 $\Delta\lambda$。

能满足这些条件的，是成像光谱仪。

对图16.10应用这些概念，可得到两点启示，即：（1）要求光谱元谱段的宽度窄到足以分辨光谱信号的狭窄的特征峰；（2）光谱元谱段间的间隔应保证识别高岭石在2.2μm处的双线。

## 四、辐射分辨率与辐射带宽积

卫星监测的辐射分辨率，涉及到把遥感光谱辐亮度转换成从传感器系统输出的信号。光谱辐亮度被探测器转化成输出信号（电流或电压），并被放大，再通过低通预抽样滤波

器，以控制均方根电子噪声和由于目标小于分辨率元而产生的混淆。

然后，进行电子抽样，以获得每一像素的电压（模拟）值，该值代表景的辐亮度。这些抽样电压接着由模数转换器从模拟电平转换成数字值。输出电压被转换成电压电平的二进制表示法，并且精确地对应。各量化级间的间隔，等于传感器感受的辐亮度范围被量化级数减一来除，即

$$\delta L = \frac{\Delta L}{2^n - 1} \tag{16.11}$$

式中，$n$ 是比特数，$2^n$ 是量化级数。

这样，连续的模拟电压量变换成离散的二进制数字量。$\Delta L$ 是辐亮度范围，$\delta L$ 是可分辨的最小辐亮度变化能级，即最小的图像灰度差或辐射分辨率。量化级数就是可分辨的灰度级数。更简单、更直接的结论是

$$N_r = 2^n - 1 \tag{16.12}$$

即辐射度上可分辨的脉冲数，等于量化的级数。显然，这里已经假定，$NE\Delta\rho$ 不作为一种限制因素，测量精度由 $QE\Delta\rho$ 确定。

类似地，(16.12) 式中的 $N_r$ 可以称做辐射带宽积。辐射抽样间隔即量化级间的间隔，辐射度范围从零到传感器系统所感受的最大辐亮度值，即动态范围。

## 五、遥感传感器系统总信息容量与价值函数

对于给定的遥感传感器系统，按照时间、空间、光谱和辐射度特性，可获得的信息总量为

$$N = N_t \cdot N_s \cdot N_\lambda \cdot N_r \tag{16.13}$$

即在给定的时期内，以确定的观测频率进行观测，通过空间成像，使用多光谱技术，并量化传感器系统的输出而获得的可分辨的信息元总数。

(16.13) 式表达了可获得的信息总量，表示一给定的传感器系统收集信息的能力。当评价这些获得的信息时，应当结合应用目的进行。具体地说，每个学科在时间、空间、光谱和辐射特性上的要求都不相同。例如，农业遥感的重复覆盖周期，在关键时期（作物生长和收获）是5～10天，海洋遥感的周期是2～3天，而对于矿物勘测，由于其特征随时间变化较慢，覆盖周期可延长到10多天，甚至更长一些时间。同样，各学科对其他分辨率范及其覆盖范围，尤其是光谱分辨率和光谱范围的选择，也是不一样的。

为了表征信息的有效性，或其应用价值，在 (16.13) 式中引入一有效因子 $k$，即

$$N_{eff} = kN \tag{16.14}$$

而

$$k = k_t k_s k_\lambda k_r \tag{16.15}$$

式中，$N_{eff}$ 为有效信息总量，$k$ 是信息总有效因子，$k_t$、$k_s$、$k_\lambda$ 和 $k_r$ 分别表示 $N_t$、$N_s$、$N_\lambda$ 和 $N_r$ 的有效因子。

还应强调指出，不存在对任何应用目的都是最佳的分辨率及其覆盖范围，而且，他们之间是相互制约的。因此，设计和使用传感器系统最主要的准则，是应用目的。传感器系统性能上的确定和折衷，都应围绕着具体应用目的进行。对于多学科的应用目的，最好

设计成性能可选择的。例如，空间分辨率、光谱分辨率和光谱波段，都设计成可以在飞行中改编程序的。

## 第五节 遥感识别和存在的问题

遥感的目的在于识别。这个问题还没有完全解决。

### 一、识别

在资源估计评价中，重要的是三级图像识别，即：（1）探测；（2）识别；（3）分析。

探测简单的意指，数据的审定揭示某种事物是存在的。例如，在一条河流的图像中，注意的是不是水的其他目标存在。

识别意指，遥感数据提供足够的信息，以识别所发觉的目标或特征。例如，在河中有一条小船。

在分辨率的分析级，可能发觉除识别目标以外的信息，例如，在河中的船，是一条乘载三人的独木舟。

探测适于用简单的均分法。例如，某事物是存在或不存在。探测用于多级抽样法中的第一级，以限定研究领域的范围。识别对于区域性的研究（例如，这是生长荆棘树的热带稀树草原），或者对于某些基于更细工作基础之上的概率测量，通常是够用的。在图像的分析级，需要可供使用的更高细节（例如，在每公顷内有12颗金合欢树），并在多级抽样法中形成第三级。

从探测到识别，实际上，要求大约提高3倍的空间分辨率。从识别到分析，要求空间分辨率在量级上的增大，为A1到A2（10×到100×）。这是平均比率，精确的空间分辨率增大，主要取决于目标特性和所希望的信息（分析的类型）数量。按一般工作规则，遥感数据收集的比例尺，对于三级识别的每一级，都存在一种是较好的，不存在能用于所有三种目的的比例尺。

按一般规定，中央规划工作者要求前两级信息，即探测和识别，执行活动在第二和第三级信息的基础上进行。在几乎每一种遥感方案中，各分辨率级之间存在着一种折衷函数，因为，图像感知力或信息含量依赖于分辨率。很高的分辨率和很低的分辨率都带有其自身的一组问题。分辨率越高，在点和小面积观测的基础上综合就越困难。低分辨率数据按平均概念把大量信息结合到每一分辨率元或图像元里，构成信息的损失，同时含有可能产生虚假结果的平均响应。但是，小比例、低分辨率图像能提供区域性的透视图和用于概括的基础材料，并允许大面积地快速判释、分析和了解被观测的地区。小比例尺数据，为对特殊的点和或小面积信息的识别需要提供一种框架。

在更复杂的情况下，在分辨率的分析级有可能感知超越专用遥感系统的理论分辨率极限的信息。例如，从陆地卫星图像中，已探测到公路系统中一维空间内8m的特征。在这里，目标和背景间的衬度起着良好的作用。在线状特征的情况下，人类的眼睛和大脑有助于把“路”的概念拼接起来，而根据系统的任何单独信息元来说，这种概念是模棱两可的。关键在于往往存在着适合于由遥感测量所服务特殊目的的空间、光谱和辐射分辨率的

值。为选择最满意的折衷比例尺，必须在计划遥感测量尽可能的早期阶段，掌握使用遥感图像的整个用户范围。

识别概念，也包括正确探测、识别和分析的或然率。这种或然率随着地区和应用而变化。对于某些应用，70%的正确识别或然率是可以接受的。对于另外一些应用，或由于应用上的特点，或由于竞争（非遥感）系统的精度，可能需要大于95%的精度。

## 二、遥感识别存在的主要问题

如同任何学科一样，在遥感识别上也存在着一些难以处理的问题。如：

（1）所获得信息的相容性程度；

（2）人工制品；

（3）测不准；

（4）规模之间不适当的外推；

（5）信息作为一种依赖比例尺的现象；

（6）环境调制传递函数；

（7）抽样设计问题，系统和空间误差预算。

### 1. 信息的相容性

遥感数据的相对相容性，是作为其较强的特性之一来强调的。在土地使用和环境质量研究中，增补的遥感数据在和现有的大批普通的陆地使用数据相结合使用的条件下，能够同时改善现有数据的相容性和集合作用（细节的细锐度）。

当在业务计划中使用遥感数据时，其本身的相容性是自然引起的一个问题。系统分辨率和环境复杂性等级，以及总相容性间关系，可表示为

$$C = f[SR(s,\lambda,r,t),\text{Env.compl.}(S,\lambda,Q,T)A] \qquad (16.16)$$

式中，$C$ 是相容性等级，$SR$ 是相对于空间（$s$）、光谱（$\lambda$）、辐射（$r$）和时间（$t$）分量的系统分辨率，Env. Compl是相对于区域（$A$）给定环境的空间（$S$）、种类（$\lambda$）、数量（$Q$）和时间（$T$）定义域的频率分布。

相容性，反比于环境在空间和时间上的复杂程度，以及被观测地区的尺寸，正比于系统的分辨率。改善分辨率，一般会在结果上给出较高的相容性。这些关系也暗示，对于很大的面积，例如大陆，只是在限定很少非常一般的种类条件下，才能获得高一级的相容性。例如安得森（Anderson et al）土地使用分类的级Ⅰ，是可以用陆地卫星（LANDSAT）图像获得高相容性的级。级Ⅰ显然是很少相容的，而级Ⅱ，从一地区到另一地区是一点也不相容的。

### 2. 人工制品

任何分辨率类别之一（空间、种类、数量和时间）的数据集合和解集作用都会产生许多类型的人工制品。人工制品是一种结构，它不是在数据中正常出现的，而是由某些外部因素产生的。真正的问题不是在遥感图像中是否存在人工制品，它的确存在，而在于它是否足够大和不可测，以致构成严重的威胁。

人工制品有三种类别，起源于：

（1）种类的过分细分；

(2) 种类的过分概括；

(3) 其他外部因素。

(1) 过分细分。这种类型的问题，发生于电平限幅中。把连续分布分成阶梯量所引起的量化噪声与此问题有关。此外，除非特别小心，景反射率特性的外部穿景梯度（例如，前光和背光）可能在电平限幅中起支配作用。这些例子都是从辐射度范围内细限幅抽出的，在其他分辨率类别中，很细的细分也会产生类似的效应。

(2) 过分概括。在遥感中，地质学家观测主标线的可能，可作为过分概括的典型例和这种。主标线源于仅在粗分辨率图像上可探测的偶然的标线方向，源于特殊的太阳角照明的影响（导致新的边界产生），源于产生新的非真实类别的混合物块度（实际上，在混合物中存在两种或两种以上个别的类别）。

(3) 起因于外部因素的人工制品。许多人工制品起因于外部因素，包括基于人类的或机器的决策规则的应用。这种规则对一种环境是适用的，但是却把它强制地应用到了另外一个地区，而对于该地区，这种规则是不适用的。对于在空间图像上描绘边界来说，这一点尤成问题。在这种情况下，影调是识别的主要基础，仅有限的使用纹理结构，实质上不依靠其他几何特性和在低高度飞行照片判释中使用的线索。在相邻实体间的对比度越清晰，类别界限周围的模糊就越小。对比度梯度越和缓，由机器和人工产生的位置差异和分类误差就越大。换句话说，由人、或人和机器分类的过程，由于只有少数图像含有简单环境中的简单结构，是固有地高度主观的过程。

3. 测不准

测不准与人工制品密切相关。测不准的主要原因，是训练样品代表不对应的环境样品，或者因为在很小子数据组范围内推导的群算法被应用到大数据组的范围内。在后一种范围内，可能应用不同的关系，而且可能引入在原来群子组内不曾出现的新类别。大体上，训练子组和群子组受地区性的限制，而预报是引入较大的地理空间，其内部的变化性是未知的。

4. 规模之间不适当地外推

由给定规模的社会和经济统计所产生的关系，不一定能应用在其他的概括规模上。取决于概括规模的问题和范围，同一原理也适用于遥感数据。因为问题的大小取决于所考虑的主题和概括的范围，没有简单的评价规则可以利用。

5. 信息作为一种依赖比例尺的现象

如前所述，当对一地区提供变化比例尺的观测时，一种比例尺比另一种比例尺能更容易、更适合地观测环境的各个方面。虽然这个命题一般是正确的，但由于景内各独立实体的尺寸和内部特性是自身变化的，该命题对景内的所有目标不是同等有效的。因此，对于观测给定地区景内实体适合的一种比例尺，在另外的景内可能是不适合的。或者，对一景内单个实体适用的比例尺，对同一位置内的其他实体可能不适用。因此，景内和景间的易变性，调制和影响着以给定比例尺获得的信息质量。

6. 环境调制传递函数

工程师通过仪器的调制传递函数，可以表示仪器的有效性。但是，环境定标要比仪器定标复杂几个数量级，而且，环境的各种参数定量化要比仪器参数更困难。

最基本的，环境对电磁波询问不是被动的。它在时间、空间和种类的数目上，都显著地影响着信息传递。此概念可以公式化如下

$$S = f(I, E) \tag{16.17}$$

式中，$S$ 是系统信息（调制）传递函数，$I$ 是仪器信息（调制）传递函数，$E$ 是环境信息（调制）传递函数。

此方程中的仪器和环境部分，可以扩展为

$$I = f(\lambda_R, R_R, S_R, T_R, N) \tag{16.18}$$

式中，$\lambda_R$ 是光谱分辨率或单个通道的波段宽度，$R_R$ 是反射或发射能量的辐射分辨率，或两者的结合，$S_R$ 是系统的空间分辨率，$T_R$ 是由系统获得的观测频率，$N$ 是信息通道数。

环境调制传递函数的贡献，可表示如下

$$E = f(C_R, S_R, T_R, A_R, \cdots, X_R) \tag{16.19}$$

式中，$C_R$ 是不同的土地使用或提出的绘图种类数（这显然是相关的分类法，分类分割越细，环境将越复杂），$S_R$ 是组成一环境的同一种类的尺寸和空间配置，$T_R$ 是环境的时间变化性质的度量，$A_R$ 是大气对灵敏度制约的度量，主要是相对于云层覆盖获得数据或然率的度量，$X_R$ 是环境的其他方面。

单个分辨率对大量环境的配合，对所有环境将不会相同。简短地说，环境本身主动地调制信息传递过程。

关于环境空间复杂性的研究表明，在陆地和海洋上随地区而有显著差别。至少存在着九种主要的空间复杂性类型，从很简单的（在这种环境里，可以发现少量同一种类的直线围成的大块）到极复杂的（在这种环境里，可以发现大量的不同种类的很小的不规则的小区），大多数图像元素（像素）是混合的。

问题的根本原因是地区可变性，环境和其可变性是遥感系统最难解决的问题。

7. 抽样设计问题，系统和空间误差预算

大量林业生产研究表明，使用空间照片作为多平台抽样设计的第一级，可以大幅度地降低抽样费用、改善精度和减少估计偏差。在这种设计的第一阶段，使用的分辨率越高，系统的节约费用越大。

作业要求最终配置是按某种随机过程分布的小样品地块，以减小误差。但是，在许多遥感应用中，为了机器处理方便，把这些地块组成一小型区域，例如，5×5平方公里的区域。此外，抽样要求每一抽样在每一测量阶段中计算，要求不丢失和很少丢失信息。这对遥感中谷物或任何其他快速变化对象的多日测量，显然是不可行的。在此，由不规则的云层覆盖所造的信息损失是不可避免的。对于相对静止的特征，在一定程度上不存在这个问题，因为可以等待无云条件。

在遥感测量（没有地面观测）中的系统误差预算是不稳定的，而且在区域之间分布是变化的。实际上，在所选定的区域中可能积累显著的空间误差。经验表明，在地面观测不可能或可能性不大的情况下，抽样过程将是困难的。

# 参 考 文 献


[1] [美] F. 格鲁姆等著，缪家鼎等译，《辐射度学》，机械工业出版社，1987。

[2] Philip N. Slater, Remote Sensing: Optics and Optical Systems, Addison-Wesley Publishing Company, 1980.

[3] Wolfe, W. L. and G. J. Zissis 1978, ed. The Intrared Handbook, office of Naval Research, Department of the Navy, Washington, DC.

[4] 马荣斌主编，《遥感原理和工程地质判释》，上册，中国铁道出版社，1982。

[5] 张幼文编著，《红外光学工程》，上海科学技术出版社，1982。

[6] 王之江主编，《光学技术手册》，上册，机械工业出版社，1987。

[7] 林中等编，《光谱仪器学》，机械工业出版社，1989。

[8] [美] P. H. 斯韦恩等主编，朱振福等译，《遥感定量方法》，科学出版社，1984。

[9] [德] K. 斯达尔等著，石定河等译，《红外技术》，华中工学院出版社，1982。

[10] [苏] B. И. 马留舍夫著，《实验光谱学导论》，浙江大学出版社，1988。

[11] 刘贤德编著，《红外系统设计基础》，华中工学院出版社，1985。

[12] Joseph Lintz, Remote Sensing of Environment, Addison-Wesley Publishing Company, 1976.

[13] 韩心志编，《航天遥感CCD推帚式成象系统》，哈尔滨工业大学出版社，1990。

[14] 韩心志编著，《航天多光谱遥感》，宇航出版社，1991。

[15] ESA CONTR. NO. 5235/82/F/CG/SC, MBB PROJ. NO. R3700/292, JULY 1983.

[16] NASA, JULY 16, 1979, 953-36-00-0072.

[17] Contract No. NAS5-21139, 15 JULY, 1972.

[18] NASA-CR-134117 (1974), P. G. Hasell, N74-16063.

[19] COMPTON J. TUCKER, Radiometric resolution for monitoring vegetation, How many bits are needed? INT. J. REMOTE SENSING, 1980, VOL. 1, NO. 3, 241～254.

[20] Peter W. Maymon and Steven P. Neek, Optical system design aternatives for the Moderate-Resolution Imaging Spectrometer-Tilt (MODIS-T) for the Earth Observing System (EOS), SPIE VO1, 924 (1988).

[21] Thomas J. Brown, Development of an earth resource pushbroom scanner utilizing a 90-element 8-14 micrometer (Hg, Cd) Tearray, SPIE VO1. 226 (1980).

[23] V. V. Salomonson, W. L. Barens, H. E. Montgomery, and H. Ostrow, Moderate Resolution Imaging Spectrometer-Nadir (MODIS-N): progress 1988, SPIE VO1, 924 (1988).

[24] K. Nummedal, Wide-field imagers-pushbroom or whiskbroom scanner, SPIE

VOl. 226 (1980).

[25] 龚惠兴，发展星载红外遥感仪器中的几个问题及其解决办法，红外研究 (1982) 2。

[26] Michele Chevrel, Michel courtois, Gilbert Weill, The Spot Satellite Remote Sensing Mission, Photogrammetric Engineering and Remote Sensing, VOl. 47, No. 8, August 1981.

[27] Jack C. Lansing, Jr. Timothy D. Wise, Edward D. Harney, Thematic mapper design description and performance prediction, SPIE VOl. 183 (1979).

[28] Gregg Vane, Thomas G. Chrien, John H. Reimer, Robert O. Green, and James E. Conel, Comparison of Laboratory calibrations of the Airborne Visible/Infrared Imaging Spectrometer (AVIRIS) at the beginning and end of the first flight season, SPIE VOl. 924 (1988).

[29] Frederick J. Thomson, Design of Multispectral Scanner using Computer simulation, SPIE VOl. 550 (1985).

[30] Robert P. Breault, PROBLEMS AND TECHNIQUES IN STRAY RADIATION SUPPERSSION, SPIE VOl. 107 (1972).

[31] Robert E. Fischer, Optical Design for the Infrared, SPIE VOl. 531 (1985).

[32] Robert E. Fischer, Critical Issues in IR Imaging Systems, Photonics Spectra. August 1986.

[33] Gary H. Hunt and Glenn B. Shelton, EXPERIMENTAL MEASUREMENT AND COMPUTER ANALYSIS OF STRAY RADIATION IN A TELESCOPE. SPIE VOl. 107 (1977).

[34] George I. Geikas, Stray Light From Diffraction Gratings, SPIE VOl. (illegible) (1986).

[35] Ann st. Clair Dinger, STRAY: An internactive program for the computation of stray radiation infrared telescopes, SPIE VOl. 675 (1986).

[36] Russell A. chipman. Polarization Ray Tracing, SPIE VOl. 776 (1987).

[37] E. A. Ballik and W. Wan, Development and analysis of a simple model for an IR sensor. SPIE VOl 1488 (1991).

[38] Steven A. Macenka, Michael P. Chrisp, Airborne Visible /Infrared Imaging Spectrometer (AVIRIS). Spectrometer Design and Performance. SPIE VOl. 834 (1987).

[39] Willian H. Freirdenstein, Thematic Mapper: An Overview of Spectral Band Registration, SPIE VOl. 268 (1981).

[40] John B. Wellman, Multispectral mapper: Imaging spectroscopy as applied to the mapping of earth resources. SPIE VOl. 268 (1981).

[41] Han xinzhi. Calculation of Radiant Sensitivity for Multispectra Scanner in

Space Remote Sensing, Chinese Journal of Infrared & Millimeter Waves, Volume7, Number3.

[42] X. Z. Han, EVALUATION SYSTEM OF SPACE MULTISPECTRAL SENSOR IN EARTH RESOUCES REMOTE SENSING, PROCEEDING OF THE SOCIETY OF PHOTO-OPTICAL INSTRUMENTATION ENGINEERS, VOL. 1334.

[43] 韩心志，航天遥感多光谱扫描仪的配准，激光集锦 VOL. 3, NO. 4, 1993。

[44] Xin Zhi Han and Ying Qiu, Space-Spectrum resolution function of imaging spectrometer, SPIE VOl, 1479 (1991).