

# 海洋水色遥感讲义简易材料

## （草稿）

# 目 录

<b>1 水色遥感简介</b> .....	1
<b>1.1 国际水色卫星现状与发展趋势</b> .....	1
<b>1.2 我国水色卫星的现状和发展</b> .....	4
<b>2 遥感物理基础</b> .....	6
<b>2.1 辐射传输的基本知识</b> .....	6
<b>2.2 大气光学特性</b> .....	10
<b>2.3 水体的光学特性</b> .....	15
<b>2.4 辐射传输方程</b> .....	20
<b>3 遥感辐射定标</b> .....	25
<b>3.1 现场光谱仪辐射定标</b> .....	25
<b>3.2 遥感器辐射定标</b> .....	28
<b>4 大气校正算法</b> .....	31
<b>4.1 HY-1A/COCTS 业务化大气校正算法</b> .....	32
<b>4.2 海洋水色系列卫星业务化大气校正算法</b> .....	35
<b>5 海洋水色反演算法</b> .....	39
<b>5.1 经验算法</b> .....	39
<b>5.2 半分析算法</b> .....	39
<b>5.3 人工神经网络方法</b> .....	41

## 1 水色遥感简介

海洋水色遥感是利用可见光、近红外辐射计在航天和航空平台上接收海面上行的光谱辐射，经大气校正和水色信息反演，获得水体中浮游植物色素浓度、悬浮体浓度、溶解有机物浓度等要素信息，在海洋初级生产力、海洋生态环境、海洋通量、渔业资源监测等方面具有重要意义。自 1978 年美国航空航天局(NASA)成功发射世界上第一台星载水色扫描仪 CZCS(coastal zone color scanner)以来，许多国家都陆续发射了多台肩负不同使命的海洋水色卫星遥感器，至今全球共发射了十多颗具有海洋水色探测功能的遥感卫星。经过近 30 年的发展，开阔大洋水色遥感反演技术已趋于成熟，实现了水色信息的业务化获取，并在全球海洋水色环境监测中发挥了遥感技术独特的优势。中国的海洋水色遥感起步于 20 世纪 80 年代，并于 2002 年成功发射了第一颗海洋水色卫星——“海洋一号” A 星(HY-1A)；成为继美国、日本、欧盟等之后第七个拥有自主海洋水色卫星的国家。2007 年 4 月 11 日，我国又成功发射了第二颗海洋水色卫星——“海洋一号” B 星(HY-1B)，使我国海洋水色遥感技术朝着业务化应用目标迈进了一大步。同时，在两颗海洋水色卫星发射期间，我国在水色遥感应用工程方面也取得了较大的进展，开展了定量化水色遥感信息提取的深化研究，并逐渐发展成为各种遥感监测应用服务系统。

### 1.1 国际水色卫星现状与发展趋势

国际海洋水色遥感起始于 1978 年发射的海岸带彩色扫描仪(CZCS)，该卫星一直持续到 1986 年，提供了大量的全球性海洋观测数据，引起了各国对海洋卫星遥感的关注。有关国家陆续发射了搭载海洋宽视场扫描仪 (SeaWiFS)、模块式光电扫描仪(MOS)、海洋水色水温扫描仪(OCTS)、地球反射偏振和方向性探测仪(POLDER)、中分辨率光谱成像仪(MODIS)、中等分辨率成像频谱仪(MERIS)、全球成像仪(GLI)、海洋水色监测仪(OCM)、海洋多光谱扫描成像仪(OSMI)以及海洋水色照相机(OCI)等的卫星，极大地推动了海洋水色遥感的发展。目前，各国重点关注新一代海洋水色传感器，主要有可见光红外成像辐射仪(VIIRS)、地球静止海洋水色成像仪(GOCI)、海洋和陆地颜色仪(OLCI)、第二代海洋水色

监视仪(OCM-2)、第二代全球成像仪(SGLI)、超光谱成像仪(HSI)等, 这些传感器的性能有了更显著的提高, 对遥感资料的定量化处理和应用提出了更高的期待。

目前, 极轨海洋水色卫星的代表是 VIIRS, VIIRS 是替代 MODIS 的传感器, 搭载在美国国家极轨业务环境卫星系统预备计划 NPP 及美国国家极轨业务环境卫星系统计划 NPOESS 卫星上。VIIRS 是在 MODIS 的基础上发展起来的, 其水色遥感功能与 MODIS 相仿, 7 个水色波段分辨率为 800m, 全部分布在可见光与近红外波段。美国国家航空航天局(NASA)、美国国家海洋局(NOAA)以及美国海军联合建立了一个跨机构的数据校准验证系统, 以现有的遥感器为基础架构, 将它们的数据与 VIIRS 取得的数据进行全面的对比和校准, 以保证它们的一致性。

静止海洋水色卫星的代表是 GOCI, GOCI 是世界上首个搭载在地球静止轨道上的海洋水色遥感器, 对 115° E/25° N 到 145° E/50° N 范围内进行遥感监测, 地面分辨率为 500m, 时间分辨率为 1 小时, 在同一天内对同一区域进行多次遥感, 数据更新很快, 能进行高频率的监测, 有利于处理突发事件。GOCI 波段设置与 MODIS 有许多相似, 信噪比都有显著提高, 归功于 CMOS 凝视技术的使用, 辐射精度校正误差小于 3.8%。

OLCI 是在 MERIS 的基础上发展起来的, 共有 16 个波段, 多了 1 个 1.02  $\mu$  m 波段来增强大气和气溶胶校正功能, 搭载在欧洲“全球环境监测与安全”(GMES)卫星上。OLCI 由 5 个倾斜的可见光和热红外相机组成, 对海岸带和陆地的空间分辨率为 300m, 对宽阔海域观测的分辨率则为 1200km, OLCI 设置了一些特色波段, 如悬浮物质敏感波段 620nm、叶绿素荧光性大气校正波段 709nm、氧气吸收波段 761nm、大气含水量 900nm 等, 增强了 OLCI 遥感海洋水色的能力。

高精度获取离水辐亮度是提高水色卫星产品质量的核心问题, 为满足全球气候变化这一重大研究的需要, 海洋生物处理工作组(OBPG)对长时间序列海洋水色卫星数据的精度、一致性、连续性提出了非常苛刻的指标, 其中离水辐亮度的指标要求获取的绝对和相对精度分别在 5%和 1%之内; 由于大气贡献了卫星传感器实际接收的大气顶辐亮度能量的 90%, 因此对大气顶辐亮度的长时间测量稳定度要求控制在 0.1%以内(Eplee et al., 2012)。各国科学家在近几十年来一直致力于提高水色卫星数据质量与产品精度, 最为核心的任务是准确消除由于传感器定标从发射前到在轨运行过程的变化而引起的误差, 以及提高大气校正和参数反演算法的精度。

在辐射定标方面, SeaWIFS 配置了星上定标系统, 为传感器进行每日一次的太阳辐

射定标和每月一次的月球辐射定标，同时利用海上实测数据实现水色传感器的在轨替代定标方案 (Gordon, 1998)。为了水色传感器的现场替代辐射定标与产品真实性检验，各国建立了各自海上长期观测平台，如美国的海洋光学浮标系统 (MOBY) (Clark et al., 2003)，欧洲的水色遥感辐射定标的光学浮标 (BOUSSOLE) (Antoine et al., 2008)，以及两者合作计划在亚得里亚海的海上固定平台上建立的观测系统 (Zibordi et al., 2009)。但目前的国际上定标方案都针对低叶绿素浓度的开阔大洋水体制定，现场定标等设施的布防位置与仪器设备同样根据大洋水体的光学特性进行选择与设计，针对二类水体的辐射定标工作还是寥寥无几，为我国建立具有自己特色的水色卫星在轨辐射定标体系提供了契机。

在大气校正方面，由 Gordon 和 Wang 等人针对一类水体提出的标准大气校正算法已有将近 20 年的历史 (Gordon & Wang, 1994)。但该算法对于水体近红外波段离水辐亮度贡献近似为 0 的假设在光学成分组成复杂的二类水体海域并不成立，因此多年以来，二类水体的大气校正算法一直是国际水色界的难题。最为重要的是，我国长江口、珠江口、东海近海以及黄渤海等所组成的大面积海域是世界上少有典型二类水体区域。一直以来，缺乏切实有效的大气校正算法使得该区域水色卫星辐射替代定标与科学产品验证存在着巨大困难，进而严重制约了我国自主水色卫星在海洋环境监测中作用。虽然国际上也相应开展了二类水体大气校正算法的相关研究；如邻近一类水体像元点气溶胶散射特性替代法 (毛志华等, 2001)，基于气溶胶近红波段散射比值空间均匀性假设的校正方法 (Ruddick et al., 2000)，基于红光波段与近红外波段离水辐亮度之间的经验关系的区域算法 (Ahn et al., 2012)，以及光谱形状匹配法 (Shanmugam & Ahn, 2007) 等，但是受气溶胶时空分布变化巨大的限制，此类算法很难用于实际的业务化运行。而 Wang 等人对标准算法进行了拓展，利用 MODIS 两个短波近红外波段离水辐亮度近似为 0 的假设进行浑浊水体的大气校正 (Wang, 2007)，但是由于气溶胶散射外推区间过大，校正结果不确定度依然很大，另外 Knaeps et al. (2012) 指出在  $1.24\ \mu\text{m}$  波段浑浊水体的离水辐亮度贡献仍然明显，需要开发海洋二类水体大气校正的新算法。

在参数反演方面，经过多年努力，在国内外利用卫星遥感技术进行海洋环境监测和评价等方面取得了大量的研究成果，产生了卫星海洋学这一新的学科。开发了许多区域叶绿素浓度反演算法 (毛志华等, 2003)、区域性的悬浮物浓度反演算法 (Mao et al., 2012)、黄色物质、海表温度 SST、海水透明度、初级生产力、海洋气溶胶等遥感反演模型，初步形成了区域性海洋水色遥感反演模型，需要发展具有更高精度的可用于业务化遥感资料处

理的反演算法。

水体中各种物质组分复杂、种类繁多并且形态各异，都从不同角度影响遥感记录的电磁辐射特性，从卫星遥感资料反演得到各种遥感产品是一项系统性的工程，遥感产品的质量和精度依赖于遥感器的性能和资料处理的水平，实际上还取决于海洋遥感机理等基础性研究工作的深度，主要涉及海洋遥感辐射定标、二类水体大气校正、水色要素反演等方面的高精度新算法的研究进展，是海洋水色遥感的研究方向，迫切需要得到重点关注。

## 1.2 我国水色卫星的现状和发展

2002 年 5 月 15 日，我国第一颗海洋卫星（HY-1A）的成功发射，实现了我国海洋卫星零的突破，推动了我国海洋立体监测体系和卫星对地观测体系的发展。通过 HY-1A 卫星工程，促进了海洋遥感技术的发展，水色信息提取与定量化应用水平得到了提高，为我国的海洋卫星系列发展奠定了技术基础。

2007 年 4 月 11 日成功发射的 HY-1B 卫星为 HY-1A 的后续星，针对 A 星设计中的不足，进行了技术指标的优化，包括：寿命从 2 年提高到 3 年（实际运行已近 6 年了）；加大了水色扫描仪的幅宽，缩短了覆盖周期，增加了境外探测次数和时间；调整了海岸带成像仪波段位置及光谱分辨率，增加了境外中分辨率数据获取功能；加大了星上存贮、提高了码速率、增加了多种工作模式，增加了夜间下传数据功能，提高了全球覆盖能力。许多性能指标的改进是在应用部门与研制单位的反复论证中完成的，二者的密切配合有助于提高我国海洋卫星的总体性能。

受各种客观因素的制约，我国海洋卫星在硬件系统方面存在一些不足之处，但通过地面处理技术可以在一定程度弥补许多不足。如针对 HY-1A 卫星，我们开发了自主海洋水色卫星几何与辐射一体化校正技术，综合海上实测验证，解决了 HY-1A 卫星无星上定标系统的缺陷，使 COCTS 传感器的辐射定标精度从 15% 提高到 5%；开发了地面消像旋技术，解决了 HY-1A 卫星的 K 境停转引起的图像错位和旋转的难题；开发了多星融合处理技术，解决了 HY-1A 遥感产品的云覆盖数据缺失问题；开发了遥感产品归一化和质量控制技术，解决了 HY-1A 长时间序列产品质量稳定性的难题。针对 HY-1B 卫星，我们开发了相邻象元辐射场均衡性技术，解决了 HY-1B 卫星冷空信号嵌位过度难题；开发了辐射偏振响应系数在轨估算及校正技术，解决了 HY-1B 卫星辐射偏振校正难题，显著提高了临边界区的大

气校正精度；开发了低辐射信息下的多星融合与数据重构技术，实现了多源遥感产品的空间无缝覆盖效果。这些技术的应用，显著提高了我国海洋卫星遥感资料的定量化精度和质量，为海洋卫星业务化提供了必要条件。这些技术的开发成功，离不开海洋遥感机理和辐射传输理论等基础性研究工作的支撑。

计划发射的 HY-1C/D 卫星需要采用上、下午卫星组网，以增加观测次数，提高覆盖能力，卫星运行于 782km 的太阳同步轨道，和其他运行于 CAST2000 平台上的卫星一样，采用 3 轴稳定的姿态控制模式，拓展在轨机动能力以解决太阳耀斑问题，在 HY-1A/B 基础上优化设计以消除或减少杂光的影响。海洋紫外成像仪是 HY-1C/D 卫星的新型载荷，主要目标是实现对海洋水色扫描仪的在轨星上定标，以及遥感器在轨运行期间的性能衰减监测，提高海洋水色扫描仪的辐射探测精度，提高海洋水色扫描仪近岸高浑浊水体的大气校正精度，进一步提升近岸水色遥感应用产品的精度和质量，并为海洋溢油遥感监测提供新的技术手段。此外，渤海海冰监测、溢油污染、赤潮等自然灾害均对中高分辨率数据覆盖迫切需求，增加海岸带成像仪的覆盖宽度,并提高空间分辨率至 50 米，对所选谱段重新设定以更适合于海岸带监测。随着我国在卫星研制能力的增强，HY-1C/D 卫星的性能指标将有显著的提高，对卫星遥感资料的处理提出了更高的要求。

卫星遥感资料的处理能力依赖于海洋遥感机理等基础性研究工作，遥感资料的应用需求对遥感产品的精度提出了更高的要求，需要更加深入地分析影响遥感数据质量的机制和解决方案，如海洋大气辐射传输过程的耦合问题、大光学厚度海洋大气介质与无限薄海气界面叠加方案、辐射传输的偏振特性及海洋卫星的偏振响应估算和校正方法、海面反射透射矩阵与粗糙海面辐射传输的解决方案等，这些问题的研究有助于提高我国海洋水色卫星的定量化应用水平。

## 2 遥感物理基础

在水色遥感应应用领域，辐射传输理论描述宏观尺度下太阳光在大气-海洋这一耦合系统中的空气和水体媒质中的复杂传播过程。在这一传播的过程中，光透过大气、气-水界面，与水体中的物质发生一系列复杂的相互作用（如散射、吸收、发射等），其传播的方向、辐射能量和波长发生了相应的改变。接下来将介绍一下辐射传输理论中的基本物理量、水体的基本光学特性以及辐射传输方程。

### 2.1 辐射传输的基本知识

#### 2.1.1 相关概念与定义

##### 1. 方向

在辐射传输理论中，我们需要定义一些特定的方向。因此首先要构建三维欧几里德空间，如图 2.1 所示，令  $\bar{x}$ 、 $\bar{y}$ 、 $\bar{z}$  为符合右手定则的三个互相垂直的单位矢量。在本文中， $\bar{x}$  为太阳直射光入射方向的水平分量方向； $\bar{z}$  为向下方向，起始于平静时的气-水界面并且垂直于水平面； $\bar{y}$  是矢量乘积  $\bar{z} \times \bar{x}$  的方向。 $\bar{z}$  的选择是因为水体深度测量通常是水平面向下开始的。而任意的方向矢量  $\bar{\xi}$  可以表示为  $\bar{\xi}(\xi_x, \xi_y, \xi_z)$ ，即

$$\bar{\xi} = \xi_x \bar{x} + \xi_y \bar{y} + \xi_z \bar{z} \quad (2.1)$$

在极坐标系中， $\bar{\xi}$  可以由天底角  $\theta$  和方位角  $\phi$  定义。如图 2.1 所示，天底角  $\theta$  是天底方向  $\bar{z}$  与  $\bar{\xi}$  的夹角；方位角  $\phi$  从  $\bar{x}$  逆时针方向进行测量，其中太阳直射光入射方位角  $\phi^\circ = 0$ 。因此  $\bar{\xi}$  可表示为  $\bar{\xi}(\theta, \phi)$ ，其中

$$\begin{aligned} \xi_1 &= \sin \theta \cos \phi \\ \xi_2 &= \sin \theta \sin \phi \\ \xi_3 &= \cos \theta \end{aligned} \quad (2.2)$$

式中  $0 \leq \theta \leq \pi$ ， $0 \leq \phi \leq 2\pi$ 。而在辐射传输方程  $\bar{\xi}$  更多的使用天底角  $\theta$  的余弦值  $\mu$  表示

$$\mu = \cos \theta \quad (2.3)$$

那么式 (2.2) 可以改写为



$$\begin{aligned}
\xi_1 &= \sqrt{(1-\mu^2)} \cos \phi \\
\xi_2 &= \sqrt{(1-\mu^2)} \sin \phi \\
\xi_3 &= \mu
\end{aligned} \tag{2.4}$$

任意两个方向矢量  $\vec{\xi}$  和  $\vec{\xi}'$  的夹角  $\Theta$  (如图 2.1 所示) 与  $\xi$  和  $\xi'$  的关系为

$$\vec{\xi} \cdot \vec{\xi}' = \xi_1 \xi'_1 + \xi_2 \xi'_2 + \xi_3 \xi'_3 = \cos \Theta$$

将式 (2.4) 代入到上式可得

$$\cos \Theta = \mu \mu' + \sqrt{1-\mu^2} \sqrt{1-\mu'^2} \cos(\phi - \phi') \tag{2.5}$$

根据天底角  $\theta$  的定义以及式 (2.3), 当方向矢量  $\vec{\xi}$  的  $1 \geq \mu \geq 0$ , 称为下行; 当  $-1 \leq \mu \leq 0$  时称为上行。

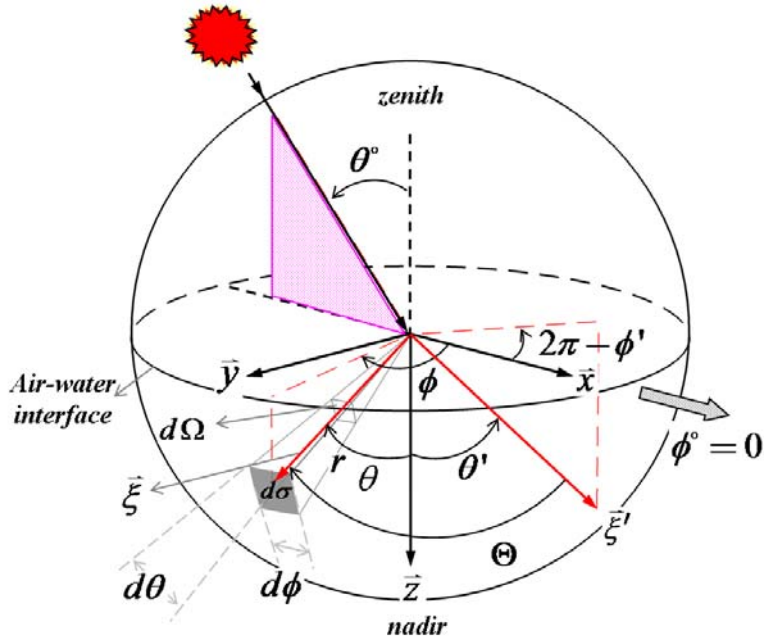


图 2.1 辐射传输的方向示意图以及立体角在极坐标中的定义

## 2. 立体角

在辐射传输理论中, 单位立体角内的辐射能量是分析描述辐射场的重要物理量。立体角(Steradian)的定义为锥体所拦截的球面积  $\sigma$  与球体半径平方  $r^2$  之比, 如图 2.1 所示, 可表示为:

$$\Omega = \sigma / r^2 \tag{2.6}$$

立体角的单位为球面度  $sr$ ，而其微分形式为：

$$d\Omega = d\sigma/r^2 = \sin\theta d\theta d\phi \quad (2.7)$$

式中  $\theta$  和  $\phi$  分别为极坐标系中的天底角和方位角。如果对式 (2.7) 进行积分，可以得到闭合球面所对应的立体角，其值为  $4\pi sr$ ，即

$$\Omega = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \sin\theta d\theta d\phi = 4\pi \quad (2.8)$$

### 3. $\delta$ 函数

辐射传输理论中，经常使用  $\delta$  函数 (Dirac delta function) 来指定方向<sup>[4]</sup>，起定义为：

$$\delta(\bar{\xi} - \bar{\xi}_o) \neq 0, \text{ 当 } \bar{\xi} = \bar{\xi}_o \quad (2.9)$$

且

$$\int_{\Omega} f(\bar{\xi}) \delta(\bar{\xi} - \bar{\xi}_o) d\Omega(\bar{\xi}) \equiv f(\bar{\xi}_o) \quad (2.10)$$

其中  $f(\bar{\xi})$  为任意关于方向的函数； $\bar{\xi}_o$  为指定方向的矢量；而  $\delta(\bar{\xi} - \bar{\xi}_o)$  的单位为  $sr^{-1}$ 。根据方向矢量在极坐标中的表达方式， $\delta(\bar{\xi} - \bar{\xi}_o)$  又可以表示为：

$$\delta(\bar{\xi} - \bar{\xi}_o) = \delta(\mu - \mu_o) \delta(\phi - \phi_o) \quad (2.11)$$

其中

$$\int_{-1}^1 f(\mu) \delta(\mu - \mu_o) d\mu \equiv f(\mu_o) \quad (2.12)$$

而用于指定整数变量的  $\delta$  函数<sup>[4]</sup>，可定义为：

$$\delta_i(i, j) = \delta_{ij} = \begin{cases} 1, & i = j \\ 0, & i \neq j \end{cases} \quad (2.13)$$

其中  $i$  和  $j$  为任意整数， $\delta_i(i, j)$  单位为无量纲。

#### 2.1.2 基本辐射量

##### 1. 辐亮度

在分析辐射场时，需要量化在时间间隔  $dt$  和给定波长间隔  $\lambda$  到  $\lambda + d\lambda$  之间的，通过微分面元  $dA$ ，在给定方向微分立体角内的微分辐射能量  $dQ$ 。这一微分能量根据比强度 (specific intensity) 或光谱辐亮度 (spectral radiance) 可表示为

$$dQ = L \cos\theta d\Omega dA d\lambda dt \quad (2.14)$$

其中  $\theta$  为辐亮度方向与面元法线方向的夹角。而实际应用当中，光谱辐亮度是水体光学研

究中最为基本的辐射测量物理量。根据式 (2.14) 光谱辐亮度可以定义为单位面积、单位时间、中心波长为  $\lambda$  的单位波长和单位立体角所内通过的能量，则

$$L(\vec{r}; \vec{\xi}; \lambda; t) = \frac{dQ}{\cos \theta d\Omega dA d\lambda dt} \quad (2.15)$$

其中  $\vec{r}$  为位置矢量， $\vec{\xi}$  为方向矢量，其单位为  $\text{mW}/(\text{m}^2 \cdot \text{nm} \cdot \text{sr})$ 。

## 2. 辐照度

光谱辐照度同样是在水体光学研究中重要的辐射测量的基本物理量。其中下行平面光谱辐照度 (spectral downward plane irradiance)  $E_d$  可以定义为在给定波长间隔  $\lambda$  到  $\lambda+d\lambda$  之间单位时间内垂直投射到单位面积上的辐射能量，可通过对光谱辐亮度的法向分量进行全立体角积分求得，即

$$E_d(\vec{r}; \lambda; t) = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} L(\vec{r}; \vec{\xi}; \lambda; t) |\cos \theta| \sin \theta d\theta d\phi \quad (2.16)$$

同样上行平面光谱辐照度 (spectral upward plane irradiance)  $E_u$  可以通过积分获得

$$E_u(\vec{r}; \lambda; t) = \int_0^{2\pi} \int_{\pi/2}^{\pi} L(\vec{r}; \vec{\xi}; \lambda; t) |\cos \theta| \sin \theta d\theta d\phi \quad (2.17)$$

另外下行标量光谱辐照度 (spectral downward scalar irradiance)  $E_{od}$  光谱辐亮度的关系可以由下式表示

$$E_{od}(\vec{r}; \lambda; t) = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} L(\vec{r}; \vec{\xi}; \lambda; t) \sin \theta d\theta d\phi \quad (2.18)$$

而上行标量光谱辐照度 (spectral upward scalar irradiance)  $E_{ou}$  可以表示为

$$E_{ou}(\vec{r}; \lambda; t) = \int_0^{2\pi} \int_{\pi/2}^{\pi} L(\vec{r}; \vec{\xi}; \lambda; t) \sin \theta d\theta d\phi \quad (2.19)$$

根据定义上述光谱辐照度的单位为  $\text{mW}/(\text{m}^2 \cdot \text{nm})$ 。

## 3. 强度

光谱辐射强度  $I$  的定义为给定波长间隔  $\lambda$  到  $\lambda+d\lambda$  之间单位时间内给定方向上单位立体角内的辐射能量，其表达式为：

$$I(\vec{r}; \vec{\xi}; \lambda; t) = \frac{dQ}{d\Omega d\lambda dt} \quad (2.20)$$

而它与光谱辐亮度  $L$  的关系为

$$I(\vec{r}; \vec{\xi}; \lambda; t) = \int_{\Delta A} L(\vec{r}; \vec{\xi}; \lambda; t) dA \quad (2.21)$$

强度的概念主要用于描述点光源的辐射特性，在水体光学中，主要用于对体散射函数的定义。

## 2.2 大气光学特性

### 2.2.1 光学有效成份

在晴空条件下，大气光学成份主要是大气分子和气溶胶粒子。大气光学吸收主要包括气体分子和气溶胶粒子的吸收。氧气、二氧化碳、臭氧和水汽是大气光学吸收主要成份。氧气、二氧化碳的含量变化不大，在大气光辐射传输计算中通常使用模式值即可。臭氧主要分布在 10-50Km 高度上，总量随季节和地点有明显变化，变化范围从 200~450Dobson（相当于 0.2-0.45cm-atm STP）。气溶胶是指悬浮在大气中的微小颗粒物构成的多分散体，其尺度范围约为 0.001-10 $\mu\text{m}$ ，对可见光波段具有弱吸收作用。大气散射主要包括气体分子散射和气溶胶散射。

### 2.2.2 吸收特性

#### (1) 臭氧吸收

臭氧在紫外和可见光范围内均有吸收，其含量  $U_{O_3}$  通常用标准状态下单位截面积的臭氧厚度表示，单位为 cm-atm（STP）或 Dobson（1Dobson=0.001 cm-atm STP）。臭氧吸收光学厚度为： $\delta_{O_3}(\lambda) = k_{O_3}(\lambda)U_{O_3}$ ， $k_{O_3}(\lambda)$  为臭氧光谱比吸收系数。臭氧主要集中在平流层，其在 25-30Km 之间具有最大密度，其随高度的变化可用下式近似：

$$u_{O_3}(z) = \frac{U_{O_3} + U_{O_3} \exp(-b/c)}{1 + \exp[(z-b)/c]} \quad (2.9)$$

式中  $u_{O_3}(z)$  是  $z$  高度以上大气臭氧的总含量， $b$  是臭氧密度极大值所在的高度， $c$  是控制臭氧密度随高度变化的参量。在辐射传输数值计算中，通常采用大气模式中的臭氧含量廓线。

#### (2) 水汽吸收

水汽在 0.72 $\mu\text{m}$ 、0.81 $\mu\text{m}$ 、0.94 $\mu\text{m}$ 、1.1 $\mu\text{m}$ 、1.38 $\mu\text{m}$ 、1.87 $\mu\text{m}$ 、2.7 $\mu\text{m}$  和 3.2 $\mu\text{m}$  附近均有吸收，其含量  $U_{H_2O}$  通常用单位截面积（ $\text{cm}^2$ ）的可降水量表示，单位为  $\text{cm}$ 。则水汽吸收的光学厚度为： $\delta_{H_2O}(\lambda) = k_{H_2O}(\lambda)U_{H_2O}$ ， $k_{H_2O}(\lambda)$  为水汽光谱比吸收系数。水汽吸收受温

度和气压的影响，使得其处理较臭氧吸收复杂。水汽吸收主要集中在对流层。由于水汽随高度复杂多变，难以用可靠的公式很好地描述其高度变化，在辐射传输数值计算中，通常采用大气模式中的水汽含量廓线。

### (3) 氧气和二氧化碳吸收

大气中的氧气和二氧化碳含量相对少变，称为均匀混合气体。氧气在可见光波段有三个强吸收带，中心波长分别为：0.762 $\mu\text{m}$ 、0.688 $\mu\text{m}$ 、0.628 $\mu\text{m}$ 。二氧化碳在短波波段有强吸收带（1.4 $\mu\text{m}$ 、1.6 $\mu\text{m}$ 、2.0 $\mu\text{m}$ 、2.7 $\mu\text{m}$ ），对可见光波段吸收较弱。在辐射传输数值计算中，通常采用大气模式中的气压、温度廓线来确定氧气和二氧化碳的吸收光学厚度。

### (4) 气溶胶吸收

气溶胶吸收相对其散射作用而言，对大气辐射传输的影响较小，但也是一个不可忽略的影响因子。气候模式验证表明，由气溶胶吸收造成大气温度变化的振幅可与二氧化碳的影响相当，而直接测量表明，气溶胶吸收太阳辐射可达太阳常数的 5%~20%。气溶胶吸收可由其组成粒子的复折射指数的虚部表征，但由于气溶胶粒子组成复杂，在辐射传输计算中，通常采用气溶胶模式来表示，并利用 Mie 散射理论来计算其吸收系数。

## 2.2.3 散射特性

### (1) 大气分子散射

由于大气分子的半径远小于可见光波长，因此，大气分子散射可用瑞利散射描述。瑞利散射的散射系数  $b_{\text{Ray}}$  为：

$$b_{\text{Ray}}(z; \lambda) = \frac{8\pi^3 (m^2 - 1)^2}{3N^2 \lambda^4} N(z) \quad (2.10)$$

式中  $m$  为相对折射率， $\lambda$  为波长， $N$  为标准状态下的分子数浓度， $N(z)$  为  $z$  高度处分子数浓度。在大气辐射传输计算中， $z$  高度处分子数浓度通常根据大气模式中的气压廓线来确定。标准大气压下（ $P_0 = 1013.25 \text{ mb}$ ），整层大气的瑞利散射光学厚度可由下式近似计算：

$$\delta_{\text{Ray}0}(\lambda) = 0.008569 \lambda^{-4} (1 + 0.0113 \lambda^{-2} + 0.00013 \lambda^{-4}) \quad (2.11)$$

或：

$$\delta_{\text{Ray}0}(\lambda) = 0.00838 \lambda^{-(3.916 + 0.074 \lambda + 0.050 \lambda^{-1})} \quad (2.12)$$

实际气压（ $P_r$ ）情况下，整层大气的瑞利散射光学厚度须进行气压修正，其计算式为：

$$\delta_{Ray}(\lambda) = \delta_{Ray0}(\lambda) \times \frac{P_r}{P_0} \quad (2.13)$$

瑞利散射相矩阵为：

$$\bar{\mathbf{P}}(\Theta) = \frac{3}{2} \begin{bmatrix} \frac{1}{2}(1+\cos^2 \Theta) & -\frac{1}{2}(1-\cos^2 \Theta) & 0 & 0 \\ -\frac{1}{2}(1-\cos^2 \Theta) & \frac{1}{2}(1+\cos^2 \Theta) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos \Theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \cos \Theta \end{bmatrix} \quad (2.14)$$

式中， $\Theta$  为散射角。式 (2.14) 是当分子为各向同性时（球形）的情况，但实际大气中由于一些分子（如  $N_2$ 、 $O_3$ ）结构存在各向异性（非球形），需要考虑退偏效应，可用退偏因子  $\rho$  表示。退偏因子是指当自然光经分子散射后，在散射角  $90^\circ$  方向上的散射辐射垂直分量和水平分量比值，即  $\rho = (I_\perp / I_\parallel)_{\Theta=\pi/2}$ 。根据 Young<sup>[72]</sup> 的结论，采用  $\delta = 0.0279$ 。考虑退偏效应后的瑞利散射相矩阵为：

$$\bar{\mathbf{P}}(\Theta) = \frac{3}{2} \frac{(1-\rho)}{(1+\rho/2)} \begin{bmatrix} \frac{1}{2} \left( \frac{1+\rho}{1-\rho} + \cos^2 \Theta \right) & -\frac{1}{2}(1-\cos^2 \Theta) & 0 & 0 \\ -\frac{1}{2}(1-\cos^2 \Theta) & \frac{1}{2}(1+\cos^2 \Theta) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos \Theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{(1-2\rho)}{(1-\rho)} \cos \Theta \end{bmatrix} \quad (2.15)$$

对应的散射系数  $b_{Ray}$  为：

$$b_{Ray}(z; \lambda) = \frac{8\pi^3 (m^2 - 1)^2}{3N^2 \lambda^{-4}} \frac{6+3\rho}{6-7\rho} N(z) \quad (2.16)$$

## (2) 气溶胶散射

气溶胶的成份、浓度和粒径谱分布随时间、地点和高度而变，目前还缺少详尽的观测资料。在辐射传输计算中，通常采用气溶胶模式来描述。气溶胶模式确定了气溶胶粒子的复折射指数和粒径谱分布，可利用 Mie 散射计算气溶胶散射和吸收特性。

### 1) 粒径谱分布

气溶胶粒径复杂多变，为了研究需要常用一些函数或称谱模式来描述。由于实际谱的复杂性，谱模式的适用范围是比较局限的，有时需要用几种谱模式的组合来描述，并调整

模式中的参数以接近实际谱分布。常用的气溶胶粒径谱模式有：

a) Junge 谱

$$n(r) = cr^{-(v+1)} \quad (2.17)$$

式中  $n(r)$  为单位体积半径处于  $[r, r+dr)$  的粒子数（或数浓度）， $c$  为常数， $v$  的取值一般在 2~3 之间。

b) Deirmenjian 谱

$$n(r) = \frac{(ab)^{-(1-2b)/b}}{\Gamma[(1-2b)/b]} r^{(1-3b)/b} e^{-r/(ab)} \quad (2.18)$$

式中  $\Gamma$  为 Gamma 函数， $a$ 、 $b$  为控制粒径分布的参数，当  $r = a(1-3b)$  时具有最大数浓度。

c) Lognormal 谱

$$n(r) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \frac{1}{r} \exp\left[-\frac{(\ln r - \ln r_g)^2}{2\sigma^2}\right] \quad (2.19)$$

Lognormal 谱即为对数正态谱， $\sigma$  为  $\ln r$  的均方差， $r_g$  为平均半径，当  $r = r_g$  时具有最大数浓度。

所有气溶胶粒径谱模式需满足归一化条件，即：

$$\int_0^\infty n(r) dr = 1。 \quad (2.20)$$

2) Mie 散射

1908 年，G. Mie 对电磁波通过球形粒子的麦克斯韦方程组求解，得出球形粒子散射的解析表达式。在散射角为  $\Theta$ ，离粒子球心足够远（即远场区）处，散射辐射的垂直分量和平行分量为：

$$\begin{cases} S_1(\Theta; \lambda; r) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} [b_n(\lambda; r) \pi_n(u) + a_n(\lambda; r) \tau_n(u)] \\ S_2(\Theta; \lambda; r) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} [a_n(\lambda; r) \pi_n(u) + b_n(\lambda; r) \tau_n(u)] \end{cases} \quad (2.21)$$

式中  $u = \cos(\Theta)$ ， $\pi_n(u)$ 、 $\tau_n(u)$  分别为：

$$\begin{cases} \pi_n(\cos \Theta) = \frac{1}{\sin \Theta} P_n^1(\cos \Theta) \\ \tau_n(\cos \Theta) = \frac{d}{d\Theta} P_n^1(\cos \Theta) \end{cases} \quad (2.22)$$

式中  $P_n^1(\cos \Theta)$  为第一类缔合勒让德多项式。  $a_n$ 、 $b_n$  为 Mie 氏系数，计算公式为：

$$\begin{cases} a_n(\lambda; r) = \frac{\psi'_n(mx)\psi_n(x) - m\psi_n(mx)\psi'_n(x)}{\psi'_n(mx)\xi_n(x) - m\psi_n(mx)\xi'_n(x)} \\ b_n(\lambda; r) = \frac{m\psi'_n(mx)\psi_n(x) - \psi_n(mx)\psi'_n(x)}{m\psi'_n(mx)\xi_n(x) - \psi_n(mx)\xi'_n(x)} \end{cases} \quad (2.23)$$

式中粒子复折射指数  $m = m_r - im_i$ ，尺度参数  $x = 2\pi r/\lambda$ （ $r$  为半径）， $\psi_n(x) = xj_n(x)$ ， $\xi_n(x) = xh_n^{(1)}(x)$ ， $j_n(x)$ 、 $h_n^{(1)}(x)$  分别为球贝塞尔函数和第一类球汉克尔函数，上标“ $'$ ”表示函数的微商。

单个球形粒子的 Mie 散射相矩阵为：

$$\bar{\mathbf{P}}(\Theta; \lambda; r) = \begin{bmatrix} p_{11}(\Theta; \lambda; r) & p_{12}(\Theta; \lambda; r) & 0 & 0 \\ p_{21}(\Theta; \lambda; r) & p_{22}(\Theta; \lambda; r) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & p_{33}(\Theta; \lambda; r) & p_{34}(\Theta; \lambda; r) \\ 0 & 0 & p_{43}(\Theta; \lambda; r) & p_{44}(\Theta; \lambda; r) \end{bmatrix} \quad (2.24)$$

$\bar{\mathbf{P}}(\Theta; \lambda; r)$  中首元素  $p_{11}(\Theta; \lambda; r)$  即为散射相函数，且有如下关系式：

$$\begin{cases} p_{11}(\Theta; \lambda; r) = p_{12}(\Theta; \lambda; r) = \frac{\lambda^2}{8\pi^2\sigma_s} (S_1 S_1^* + S_2 S_2^*) \\ p_{12}(\Theta; \lambda; r) = p_{21}(\Theta; \lambda; r) = \frac{\lambda^2}{8\pi^2\sigma_s} (S_1 S_1^* - S_2 S_2^*) \\ p_{33}(\Theta; \lambda; r) = p_{44}(\Theta; \lambda; r) = \frac{\lambda^2}{8\pi^2\sigma_s} (S_1 S_2^* + S_2 S_1^*) \\ p_{43}(\Theta; \lambda; r) = -p_{34}(\Theta; \lambda; r) = \frac{\lambda^2}{8\pi^2\sigma_s} (S_1 S_2^* - S_2 S_1^*) \end{cases} \quad (2.25)$$

单个球形粒子 Mie 散射的光束衰减截面（或消光截面）、散射截面及吸收截面分别为：



$$\begin{cases} \sigma_e(\lambda; r) = \frac{\lambda^2}{2\pi} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \operatorname{Re}[a_n(\lambda; r) + b_n(\lambda; r)] \\ \sigma_s(\lambda; r) = \frac{\lambda^2}{2\pi} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \left[ |a_n(\lambda; r)|^2 + |b_n(\lambda; r)|^2 \right] \\ \sigma_a(\lambda; r) = \sigma_e(\lambda; r) - \sigma_s(\lambda; r) \end{cases} \quad (2.26)$$

式中， $\operatorname{Re}[X]$ 表示取复数 $X$ 的实部。实际大气气溶胶是由许多不同粒径的粒子组成，假定粒径谱分布为 $n(r)$ ，则其等效的光束衰减系数、散射系数和吸收系数为：

$$\begin{cases} c(\lambda) = \pi \int_0^{\infty} \sigma_e(\lambda; r) n(r) r^2 dr \\ b(\lambda) = \pi \int_0^{\infty} \sigma_s(\lambda; r) n(r) r^2 dr \\ a(\lambda) = c(\lambda) - b(\lambda) \end{cases} \quad (2.27)$$

对应的等效散射相矩阵为：

$$\bar{\bar{\mathbf{P}}}(\Theta; \lambda) = \frac{\int_0^{\infty} \bar{\bar{\mathbf{P}}}(\Theta; \lambda; r) n(r) dr}{\int_0^{\infty} n(r) dr} \quad (2.28)$$

Mie 散射由于涉及无穷项的求和计算，需采用数值计算方法，目前国际上已有相应的软件可直接应用。

## 2.3 水体的光学特性

自然水体的光学特性与水体中的生物地球化学成分以及所处的物理环境有着密切的联系，因此自然水体的光学特性研究具有重要的意义。水体宏观尺度上的光学特性可以分为两种类型：固有光学特性和表观光学特性。

### 2.3.1 水体固有光学特性

#### 1. 固有光学特性的定义

固有光学特性（inherent optical properties, IOPs）的定义为只依赖于介质本身特性的光学特性，因此水体的固有光学特性只与水体本身以及所含物质成分（包括溶解态和颗粒态物质）有关，包含了吸收系数、散射系数、散射相函数和单次散射反照率等多种特性，其中吸收系数和体散射函数是最为基本的水体固有光学特性。

根据辐射传输理论，固有光学特性对光传播的影响可以参见图 2.2。当光谱辐射功率为  $\Phi_i(\lambda)$ （单位  $\mu\text{W}/\text{nm}$ ）的单色光束垂直入射到体积为  $\Delta V$ 、厚度为  $\Delta r$  的水体，其中一部分功率  $\Phi_a(\lambda)$  被水体吸收，而一部分功率  $\Delta\Phi_s(\lambda)$  被散射其他方向，剩余部分  $\Phi_i(\lambda) - \Delta\Phi_i(\lambda)$  沿入射方向继续传播。

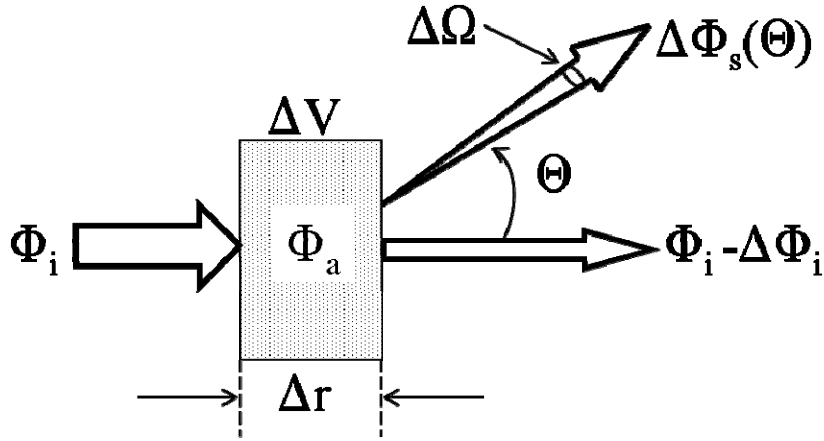


图 2.2 定义固有光学特性的几何示意图 (Mobley, 1994)

## 2. 吸收系数

光谱吸收系数 (spectral absorption coefficient) 是指介质中单位距离的光谱吸收率，单位为  $\text{m}^{-1}$ 。根据图 2.2，光谱吸收系数  $a(\lambda)$  可以定义为

$$a(\lambda) = \lim_{\Delta r \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta r} \frac{\Phi_a(\lambda)}{\Phi_i(\lambda)} \quad (2.22)$$

## 3. 散射系数

体散射函数 (spectral volume scattering function)  $\beta(\Theta, \lambda)$  是单位距离、单位立体角的光谱散射率，单位为  $\text{m}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ ，同样根据图 2.2， $\beta(\Theta, \lambda)$  可以定义为

$$\beta(\Theta, \lambda) = \lim_{\Delta r \rightarrow 0} \lim_{\Delta\Omega \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta r \times \Delta\Omega} \frac{\Delta\Phi_s(\Theta, \lambda)}{\Phi_i(\lambda)} \quad (2.23)$$

式中  $\Theta$  为散射方向与入射方向的夹角，称为散射角。另外由于入射功率  $\Phi_i(\lambda)$  落在面积为  $\Delta A$  的区域上，即  $E_i(\lambda) = \Phi_i(\lambda)/\Delta A$ ，同时有  $\Phi_s(\Theta, \lambda) = I_s(\Theta, \lambda)\Delta\Omega$ ，则  $\beta(\Theta, \lambda)$  又可表示为：

$$\beta(\Theta, \lambda) = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{I_s(\Theta, \lambda)}{E_i(\lambda)\Delta V} \quad (2.24)$$

光谱散射系数 (spectral scattering coefficient)  $b(\lambda)$  可以通过对  $\beta(\Theta, \lambda)$  进行全立体角积分

得到，单位为  $\text{m}^{-1}$ ，并且由于在水体介质中发生的散射可以近似为沿辐射入射方向呈轴对称分布，因此  $b(\lambda)$  与  $\beta(\Theta, \lambda)$  的关系可以表示为：

$$b(\lambda) = \int_{4\pi} \beta(\Theta, \lambda) d\Omega = 2\pi \int_0^\pi \beta(\cos \Theta, \lambda) \sin \Theta d\Theta \quad (2.25)$$

在自然水体中，散射通常根据方向分为前向散射  $0 \leq \Theta \leq \pi/2$  和后向散射  $\pi/2 \leq \Theta \leq \pi$  两部分。其中后向部分对应的为后向散射系数（spectral backward scattering coefficient） $b_b(\lambda)$ ，单位为  $\text{m}^{-1}$ ， $b_b(\lambda)$  的表达式为：

$$b_b(\lambda) = 2\pi \int_{\pi/2}^\pi \beta(\cos \Theta, \lambda) \sin \Theta d\Theta \quad (2.26)$$

#### 4. 散射相函数

散射相函数  $p(\cos \Theta, \lambda)$  定义为：

$$p(\cos \Theta, \lambda) = \frac{\beta(\cos \Theta, \lambda)}{b(\lambda)} \quad (2.27)$$

单位为  $\text{sr}^{-1}$ ，并且根据式（2.27），散射相函数满足以下的归一化条件

$$2\pi \int_0^\pi p(\cos \Theta, \lambda) \sin \Theta d\Theta = 1 \quad (2.28)$$

根据式（2.5）可知散射相函数跟入射方向和散射方向有关，因此有

$$p(\cos \Theta, \lambda) = p(\mu, \phi; \mu', \phi'; \lambda) \quad (2.29)$$

#### 5. 衰减系数

光谱衰减系数（spectral attenuation coefficient） $c(\lambda)$  定义为吸收系数与散射系数之和，单位为  $\text{m}^{-1}$ ：

$$c(\lambda) = a(\lambda) + b(\lambda) \quad (2.30)$$

而在辐射传输计算当中，常用的与光谱衰减系数有关的固有光学特性有单次散射反照率（single scattering albedo）和光学厚度（optical density），两者的单位都为无量纲。

单次散射反照率  $\omega_o(\lambda)$  定义为：

$$\omega_o(\lambda) = \frac{b(\lambda)}{a(\lambda) + b(\lambda)} = \frac{b(\lambda)}{c(\lambda)} \quad (2.31)$$

光学厚度  $\tau$  指的是光谱衰减系数沿传播路径  $s$  的积分：

$$\tau = \int_0^s c(s) ds \quad (2.32)$$

## 6. 非弹性散射系数

非弹性散射就是水体辐射传输过程中一个重要组成部分，它描述的是散射光和入射光具有不同波长的散射过程。非弹性体散射函数等固有光学特性是描述这一散射过程的重要物理量。

非弹性体散射函数 (spectral volume inelastic scattering function)  $\beta^l(\Theta; \lambda, \lambda')$  定义为单位入射波长、单位距离和单位立体角的光谱散射率，单位为  $\text{m}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{nm}^{-1}$ 。同样根据图 2.2，考虑散射辐射的波长  $\lambda$  和入射辐射的波长  $\lambda'$  不相同的情况，可得到其表达式：

$$\beta^l(\Theta; \lambda, \lambda') = \lim_{\Delta\lambda \rightarrow 0} \lim_{\Delta r \rightarrow 0} \lim_{\Delta\Omega \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta\lambda \Delta r \Delta\Omega} \frac{\Phi_s(\Theta, \lambda)}{\Phi_i(\lambda')} \quad (2.33)$$

同样可以根据类似式 (2.24) 的形式定义  $\beta^l(\Theta; \lambda, \lambda')$ ：

$$\beta^l(\Theta; \lambda, \lambda') = \lim_{\Delta\lambda \rightarrow 0} \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{I_s(\Theta, \lambda)}{E_i(\lambda') \Delta\lambda \Delta V} \quad (2.34)$$

光谱非弹性散射系数 (spectral inelastic scattering coefficient)  $b^l(\lambda)$  可以通过对  $\beta^l(\Theta; \lambda, \lambda')$  进行全立体角积分得到，单位为  $\text{m}^{-1} \cdot \text{nm}^{-1}$ ，其定义类似与式 (2.25) 的形式：

$$b^l(\lambda, \lambda') = \int_{4\pi} \beta^l(\Theta; \lambda, \lambda') d\Omega = 2\pi \int_0^\pi \beta^l(\cos \Theta, \lambda) \sin \Theta d\Theta \quad (2.35)$$

非弹性散射相函数  $p(\Theta; \lambda, \lambda')$  可以由式 (2.35) 的定义给出，：

$$p^l(\cos \Theta; \lambda, \lambda') = \frac{\beta^l(\Theta; \lambda, \lambda')}{b^l(\lambda, \lambda')} \quad (2.36)$$

## 2.3.2 水体表观光学特性

### 1. 表观光学特性的定义

表观光学特性 (apparent optical properties, AOPs) 可以定义为不仅依赖于介质本身特性，而且受环境光场分布影响的光学特性。常见的水体表观光学特性有漫衰减系数、遥感反射率和辐照度反射率等。为了简化表述，在此仅考虑水平方各向同性水体的情况下的表观光学特性的表述。

### 2. 漫衰减系数

在典型水平方向各向同性的水体条件下，表观光学特性在位置分布上仅与几何深度

(depth)  $z$  (单位为 m) 有关。因此在忽略水面波浪聚焦影响的情况下, 水下下行平面光谱辐照度  $E_d$  可简单表示为深度的函数:

$$E_d(z; \lambda; t) = E_d(0^-; \lambda; t) \exp \int_0^z K_d(z'; \lambda; t) dz' \quad (2.37)$$

其中  $0^-$  是指水面以下 0m 处。 $K_d$  是光谱下行平面辐照度的漫衰减系数 (spectral diffuse attenuation coefficient), 单位为  $\text{m}^{-1}$ , 根据式 (2.37) 可以得到其计算式:

$$K_d(z; \lambda; t) = - \frac{d \ln E_d(z; \lambda; t)}{dz} = - \frac{1}{E_d(z; \lambda; t)} \frac{dE_d(z; \lambda; t)}{dz} \quad (2.38)$$

其他漫衰减系数, 如  $K_u$ 、 $K_{od}$  和  $K_{ou}$  都可以通过与式 (2.37) 和式 (2.38) 的相同方式以及相应辐射测量参数  $E_u$ 、 $E_{od}$  和  $E_{ou}$  来定义。而光谱辐亮度  $L$  的漫衰减系数  $K_L$  可以通过下式得到:

$$K_L(z; \bar{\xi}; \lambda; t) = - \frac{1}{L(z; \bar{\xi}; \lambda; t)} \frac{dL(z; \bar{\xi}; \lambda; t)}{dz} \quad (2.39)$$

### 3. 反射率

光谱反射率 (spectral irradiance reflectance)  $R$  的定义为光谱上行与光谱下行平面光谱辐照度之比, 即

$$R(z; \lambda; t) = \frac{E_u(z; \lambda; t)}{E_d(z; \lambda; t)} \quad (2.40)$$

遥感反射率 (remote sensing reflectance)  $R_{rs}$  是水体光学和水色遥感研究当中一个理想的表观光学特性, 因为它在外界光场分布发生变化时, 只会发生轻微的变化, 同时又能有效地描述和区分不同水体的光学特性, 其定义为:

$$R_{rs}(\bar{\xi}; \lambda; t) = \frac{L_w(a; \bar{\xi}; \lambda; t)}{E_s(a; \lambda; t)} \quad (2.41)$$

式中  $a$  表示  $R_{rs}$  是在水体表面上方大气中进行估算额, 而  $L_w$  是指水体表面上方的离水辐亮度 (water leaving radiance),  $E_s$  是指入射到水面上方的下行平面光谱辐照度, 通常称为表面入射光谱辐照度 (spectral surface incident irradiance)。上述表观光学特性参数将在后面的章节中经常使用。

## 2.4 辐射传输方程

辐射传输方程（radiative transfer function, RTE）的建立为根据大气-海洋中的生物地球化学组成成分以及环境物理背景来预测和解析水体辐射场提供一个可靠的理论框架，同时也为建立生化-光学反演模型奠定了数理基础，因此具有数学严密性和基于物理意义的辐射传输方程表达具有非常重要意义。

### 2.4.1 平行平面场辐射传输方程

辐射传输方程的推导可以采用许多方法。Preisendorfer(1965)<sup>[3]</sup>从电磁场理论的麦克斯韦方程组出发论述了相互作用原理（interaction principal），并且利用相互作用原理推导出了基本辐射传输方程。其中非偏振条件下的标量辐射传输方程的一般形式为：

$$\frac{1}{v \cdot c} \frac{\partial L(\vec{r}; \vec{\xi}; \lambda; t)}{\partial t} + \frac{1}{c} (\vec{\xi} \cdot \nabla) L(\vec{r}; \vec{\xi}; \lambda; t) = -L(\vec{r}; \vec{\xi}; \lambda; t) + J(\vec{r}; \vec{\xi}; \lambda; t) \quad (2.42)$$

式中  $v = v(\vec{r}; \lambda; t)$  是介质中  $\vec{r}$  处， $t$  时刻，波长为  $\lambda$  的光速。其中方程右边第一项表示的是吸收和弹性散射作用对  $L(\vec{r}; \vec{\xi}; \lambda; t)$  的衰减，而第二项  $J(\vec{r}; \vec{\xi}; \lambda; t)$  称为源函数（source function），表示的是弹性和非弹性以及发射作用对  $L(\vec{r}; \vec{\xi}; \lambda; t)$  的贡献。

水体光学和水色遥感研究主要关注的是大面积大气和水体中与时间无关的标量辐射传输。这类情况下，可以近似地认为水体介质在水平方向的光学特性是均匀的，其辐射场符合平行平面场假设。因此在式（2.42）中， $\frac{\partial L(\vec{r}; \vec{\xi}; \lambda; t)}{\partial t} = 0$ ，而空间上  $L$  只与几何深度  $z$  有关，即  $(\vec{\xi} \cdot \nabla) L = \mu \frac{dL}{dz}$ ，其中  $\mu = \cos \theta$ ， $0 \leq \mu < 1$  的辐亮度为下行辐亮度， $-1 < \mu < 0$  为上行辐亮度。同时将式（2.32）代入， $d\tau = c(z, \lambda) dz$ 。则辐射传输方程可以简化为：

$$\mu \frac{dL(\tau, \mu, \phi, \lambda)}{d\tau} = -L(\tau, \mu, \phi, \lambda) + J(\tau, \mu, \phi, \lambda) \quad (2.43)$$

上式即为平行平面场辐射传输方程。

### 2.4.2 水体辐射传输方程组

海洋中的水体辐射传输模拟的区域主要由三个区域组成（如图 2.3 所示）：水体本身  $S[w, w]$  以及水体的上下边界。水体的上边界为气-水界面  $S[a, w]$ ，而下边界为底边界  $S[w, b]$ 。

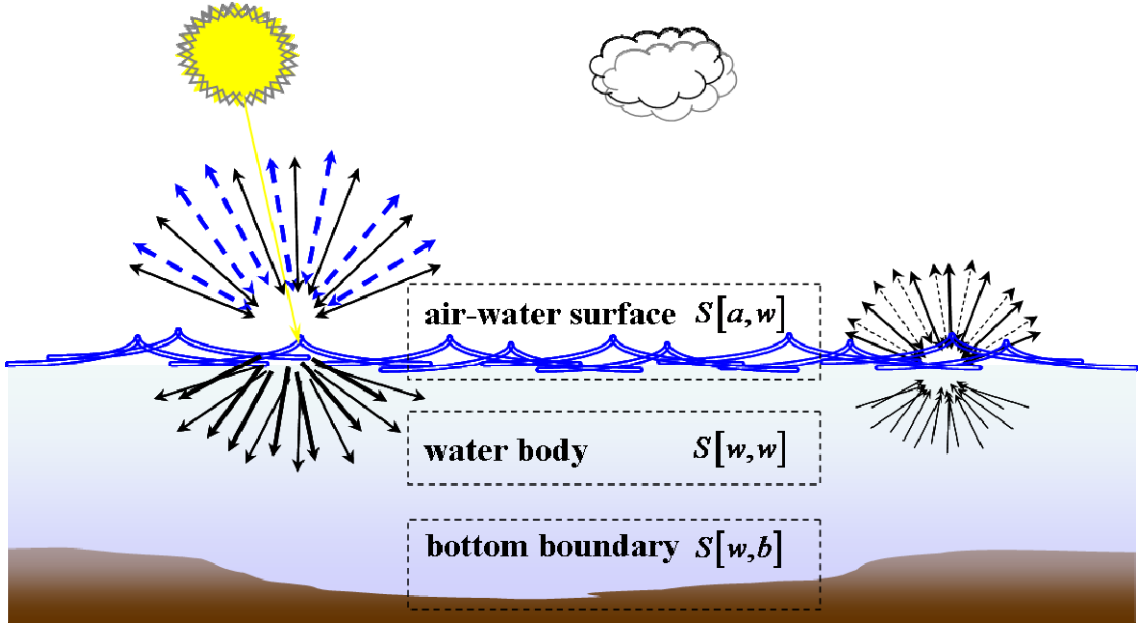


图 2.3 水体辐射传输模拟区域示意图

在水体  $S[w,w]$  中，完整的辐射传输方程形式可以通过进一步明确式 (2.43) 的源函数  $J$  得到。在水体中源函数  $J$  主要有三项组成：

$$J = J^E + J^I + J^S \quad (2.44)$$

式中  $J^E$  表示弹性散射源函数，在本文中表示为给定方向上单位光学厚度由弹性散射所产生的光谱辐亮度，单位为  $\text{mW}/(\text{m}^2 \cdot \text{nm} \cdot \text{sr})$ ，其表达式为：

$$J^E(\tau, \mu, \phi, \lambda) = \frac{L^E(\tau, \mu, \phi, \lambda)}{d\tau} \quad (2.45)$$

首先根据式 (2.24) 可得

$$\beta(z; \mu, \phi; \mu', \phi'; \lambda) = \frac{L^E(z; \mu, \phi; \mu', \phi'; \lambda)/dz}{E_i(z, \mu', \phi', \lambda)} \quad (2.46)$$

其中根据光谱辐射强度的定义 (式 (2.20))，式中  $L^E = I_s/dA$ 。将式 (2.46) 同时除以衰减系数  $c$ ，同时入射辐照度  $E_i$  可以表示成  $E_i(\tau, \mu', \phi', \lambda) = L(\tau, \mu', \phi', \lambda)d\mu'd\phi'$ ，则可得到

$$\frac{L^E(\tau; \mu, \phi; \mu', \phi'; \lambda)}{d\tau} = \omega_0(\tau, \lambda) \cdot p(\tau; \mu, \phi; \mu', \phi'; \lambda) \cdot L(\tau, \mu', \phi', \lambda)d\mu'd\phi' \quad (2.47)$$

而对式 (2.47) 两边同时进行全立体角积分可得到  $J^E$  的完整表达式

$$J^E(\tau, \mu, \phi, \lambda) \equiv \frac{L^E(\tau, \mu, \phi, \lambda)}{d\tau} = \omega_0(\tau, \lambda) \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 p(\tau; \mu, \phi; \mu', \phi'; \lambda) \cdot L(\tau, \mu', \phi', \lambda) d\mu' d\phi' \quad (2.48)$$

式中  $L^E(\tau, \mu, \phi, \lambda) = \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 L^E(\tau; \mu, \phi; \mu', \phi'; \lambda) d\mu' d\phi'$ 。

$J^I$  表示非弹性散射源函数，在本文中表示为给定方向上单位光学厚度由非弹性散射所产生的光谱辐亮度，单位为  $\text{mW}/(\text{m}^2 \cdot \text{nm} \cdot \text{sr})$ ，采用类似与  $J^E$  的推导形式可以获得其完整表达式：

$$J^I(\tau, \mu, \phi, \lambda) = \frac{1}{c(\tau, \lambda)} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 p^I(\tau; \mu, \phi; \mu', \phi'; \lambda, \lambda') \int_0^\lambda \left[ \frac{b^I(\tau_{\lambda'}, \lambda, \lambda')}{L(\tau_{\lambda'}, \mu', \phi', \lambda')} \right] d\lambda' d\mu' d\phi' \quad (2.49)$$

式中  $\tau_{\lambda'}$  为同一深度处入射波段的光学厚度，即  $z(\tau_{\lambda'}, \lambda') = z(\tau_\lambda, \lambda)$ 。

$J^S$  表示为发射源函数，包含了生物发光，单位为  $\text{mW}/(\text{m}^2 \cdot \text{nm} \cdot \text{sr})$ 。同时在水体辐射传输模拟当中，一般太阳直射光散射也作为发射源，因此  $J^S$  的完整表达式为：

$$J^S(\tau, \mu, \phi, \lambda) = \frac{S_0(\tau, \lambda)}{c(\tau, \lambda) \cdot 4\pi} + \omega_0(\tau, \lambda) \frac{\mu^o}{\mu_w^o} S^o T(\mu^o, n_w) p(\tau; \mu, \phi; \mu_w^o, \phi^o; \lambda) \exp(-\tau / \mu_w^o) \quad (2.50)$$

式中  $\mu^o$ 、 $\mu_w^o$  分别为大气和水体中太阳天顶角的余弦值， $S^o$  为水面上方的太阳直射辐照度，而  $T(\mu^o, n_w)$  为气-水界面透射率。

将式 (2.48)、(2.49) 和 (2.50) 代入式 (2.43) 并可得到水体辐射传输方程的完整形式：

$$\begin{aligned} \mu \frac{dL(\tau, \mu, \phi, \lambda)}{d\tau} = & -L(\tau, \mu, \phi, \lambda) + \omega_0(\tau, \lambda) \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 p(\tau; \mu, \phi; \mu', \phi'; \lambda) L(\tau, \mu', \phi', \lambda) d\mu' d\phi' \\ & + \frac{1}{c(\tau, \lambda)} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 p^I(\tau; \mu, \phi; \mu', \phi'; \lambda, \lambda') \int_0^\lambda \left[ \frac{b^I(\tau_{\lambda'}, \lambda, \lambda')}{L(\tau_{\lambda'}, \mu', \phi', \lambda')} \right] d\lambda' d\mu' d\phi' \\ & + \frac{S_0(\tau, \lambda)}{c(\tau, \lambda) \cdot 4\pi} + \omega_0(\tau, \lambda) S^o p(\tau; \mu^o, \phi^o; \mu, \phi; \lambda) \exp(-\tau / \mu^o) \end{aligned}$$

在气-水界面  $S[a, w]$  处，根据相互作用原理，其边界条件为

$$\begin{aligned} L(a, \mu, \phi, \lambda) = & \left[ \int_0^{2\pi} \int_{-1}^0 t(a, w; \mu, \phi; \mu', \phi'; \lambda) L(w, \mu', \phi', \lambda) d\mu' d\phi' + \right. \\ & \left. \int_0^{2\pi} \int_0^1 r(a; \mu, \phi; \mu', \phi'; \lambda) L(a, \mu', \phi', \lambda) d\mu' d\phi' \right] \quad (-1 \leq \mu \leq 0) \\ L(w, \mu, \phi, \lambda) = & \left[ \int_0^{2\pi} \int_0^1 t(w, a; \mu, \phi; \mu', \phi'; \lambda) L(a, \mu', \phi', \lambda) d\mu' d\phi' + \right. \\ & \left. \int_0^{2\pi} \int_{-1}^0 r(w; \mu, \phi; \mu', \phi'; \lambda) L(w, \mu', \phi', \lambda) d\mu' d\phi' \right] \quad (0 \leq \mu \leq 1) \end{aligned}$$

其中  $0 \leq \mu \leq 1$  的  $L(a, \mu, \phi, \lambda)$  为天空下行漫射辐亮度， $-1 \leq \mu \leq 0$  的  $L(a, \mu, \phi, \lambda)$  为水体上行总辐亮度。 $t(w, a; \mu, \phi; \mu', \phi'; \lambda)$  为辐亮度在气-水界面处由空气进入水体的透射率分布函数， $t(a, w; \mu, \phi; \mu', \phi'; \lambda)$  为辐亮度在气-水界面处由水体进入空气的透射率分布函数，两者的单



位为  $sr^{-1}$ 。  $r(a; \mu, \phi; \mu', \phi'; \lambda)$  和  $r(w; \mu, \phi; \mu', \phi'; \lambda)$  分别为气-水界面上方空气中和下方水体中的反射率分布函数，两者的单位为  $sr^{-1}$ 。

在底边界  $S[w, b]$  处，由于底边界的透射率为 0，且底边界下方没有入射辐亮度，因此根据相互作用原理，其边界条件为

$$L(\tau_b, \mu, \phi, \lambda) = \int_0^{2\pi} \int_0^1 \left[ r(b; \mu, \phi; \mu', \phi'; \lambda) \right] d\mu' d\phi' \quad (-1 \leq \mu \leq 0)$$

式中  $r(b; \mu, \phi; \mu', \phi'; \lambda)$  为底边界反射率的分布函数，单位为  $sr^{-1}$ 。

经过整理，完整形式的水体辐射传输方程组如表 2-1 所示。总的来说，本文的水体辐射传输方程组主要用于描述一个宏观尺度、线性近似的水体中低辐照度和低光子能量的辐射传输过程，其适用于自然光照条件下的海洋、湖泊等大型水体。方程组的推导过程为利用已知的 IOP 获得 AOP 提供了一个理论框架，而且方程的组织方式在保留其适用范围的前提下，在数学形式上更适合于接下来的数值求解。水体辐射传输方程的复杂性使得它无法通过常规方法得到解析解，而需要借助数值计算方法来进行求解。

表 2-1 水体辐射传输方程组

层位	方程	编号
$S[a, w]$	$L(a, \mu, \phi, \lambda) = \begin{bmatrix} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^0 t(a, w; \mu, \phi; \mu', \phi'; \lambda) L(w, \mu', \phi', \lambda) d\mu' d\phi' + \\ \int_0^{2\pi} \int_0^1 r(a; \mu, \phi; \mu', \phi'; \lambda) L(a, \mu', \phi', \lambda) d\mu' d\phi' \end{bmatrix} \quad (-1 \leq \mu \leq 0) \quad (2.51)$	(2.51)
	$L(w, \mu, \phi, \lambda) = \begin{bmatrix} \int_0^{2\pi} \int_0^1 t(w, a; \mu, \phi; \mu', \phi'; \lambda) L(a, \mu', \phi', \lambda) d\mu' d\phi' + \\ \int_0^{2\pi} \int_{-1}^0 r(w; \mu, \phi; \mu', \phi'; \lambda) L(w, \mu', \phi', \lambda) d\mu' d\phi' \end{bmatrix} \quad (0 \leq \mu \leq 1) \quad (2.52)$	(2.52)
$S[w, w]$	$\begin{aligned} \mu \frac{dL(\tau, \mu, \phi, \lambda)}{d\tau} = & -L(\tau, \mu, \phi, \lambda) + \omega_0(\tau, \lambda) \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 p(\tau; \mu, \phi; \mu', \phi'; \lambda) L(\tau, \mu', \phi', \lambda) d\mu' d\phi' \\ & + \frac{1}{c(\tau, \lambda)} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 p^l(\tau; \mu, \phi; \mu', \phi'; \lambda, \lambda') \int_0^\lambda \left[ \frac{b^l(\tau_{\lambda'}, \lambda, \lambda') \cdot}{L(\tau_{\lambda'}, \mu', \phi', \lambda')} \right] d\lambda' d\mu' d\phi' \\ & + \frac{S_0(\tau, \lambda)}{c(\tau, \lambda) \cdot 4\pi} + \omega_0(\tau, \lambda) S^o p(\tau; \mu^o, \phi^o; \mu, \phi; \lambda) \exp(-\tau / \mu^o) \end{aligned} \quad (2.53)$	(2.53)
$S[w, b]$	$L(\tau_b, \mu, \phi, \lambda) = \int_0^{2\pi} \int_0^1 \left[ r(b; \mu, \phi; \mu', \phi'; \lambda) \right] \cdot L(\tau_b, \mu', \phi', \lambda) d\mu' d\phi' \quad (-1 \leq \mu \leq 0) \quad (2.54)$	(2.54)

### 3 遥感辐射定标

遥感仪器(包括卫星遥感器和与遥感有关的现场观测仪器)的绝对辐射定标是定量化遥感的基础。而海洋水色遥感对定量化要求非常高的。辐射定标是光学遥感信息定量化的关键技术之一, 定标精度是评价光学遥感器性能的一个重要指标, 为保证测量离水辐射率的精度, 对遥感器和现场测量光谱仪等辐射传感器进行严格的绝对辐射定标是必不可少的。辐射定标的原理是建立光探测器的输出  $S$  与入射绝对辐射通量  $F$  的定量关系 (如图 3.1):

$$F(\lambda) = R_{\lambda} \cdot (S(\lambda) - S_0(\lambda)) \quad (1)$$

其中  $S_0$  为按电流测量值。

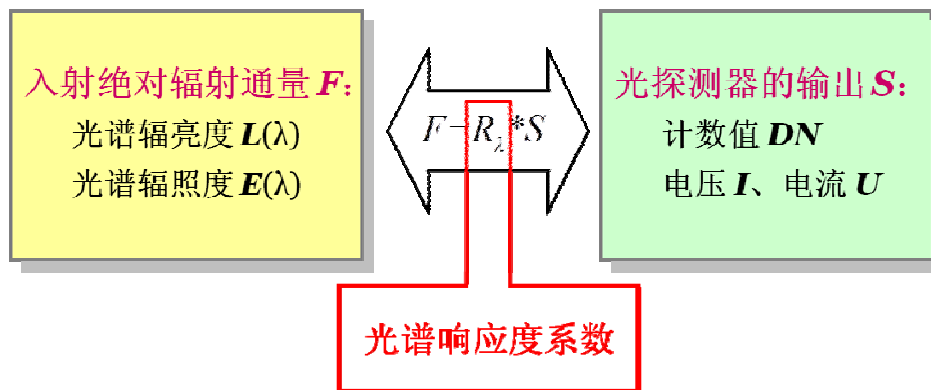


图 3.1 辐射定标原理示意图

一般来说, 水色遥感需要利用人工光源对辐射传感器的辐射特性进行检测和定标, 通过发展实验室定标系统和定标方法, 建立标准及标准传递, 来提高传感器定标精度, 长期监测传感器响应的衰变。

#### 3.1 现场光谱仪辐射定标

目前, 辐射定标需要借助实验室建立的可见光及近红外辐射定标系统。该系统主要包括辐照度标准灯、光学稳定平台, 导轨、光栏、激光准直仪、漫反射标准板、汞灯波长校准光源、积分球均匀光源等在内的定标设备。在现有设备的基础上建立基于辐照度标准灯的辐照度及辐亮度定标方法, 对可见光及近红外的高光谱辐射计进行光谱响应度系数的标

定，以及基于波长标准灯源的辐射计波长准确度检测方法，对辐射计波长准确度的检测。同时利用连续可调均匀光源，对被检测辐射计进行非线性和非稳定性检测。

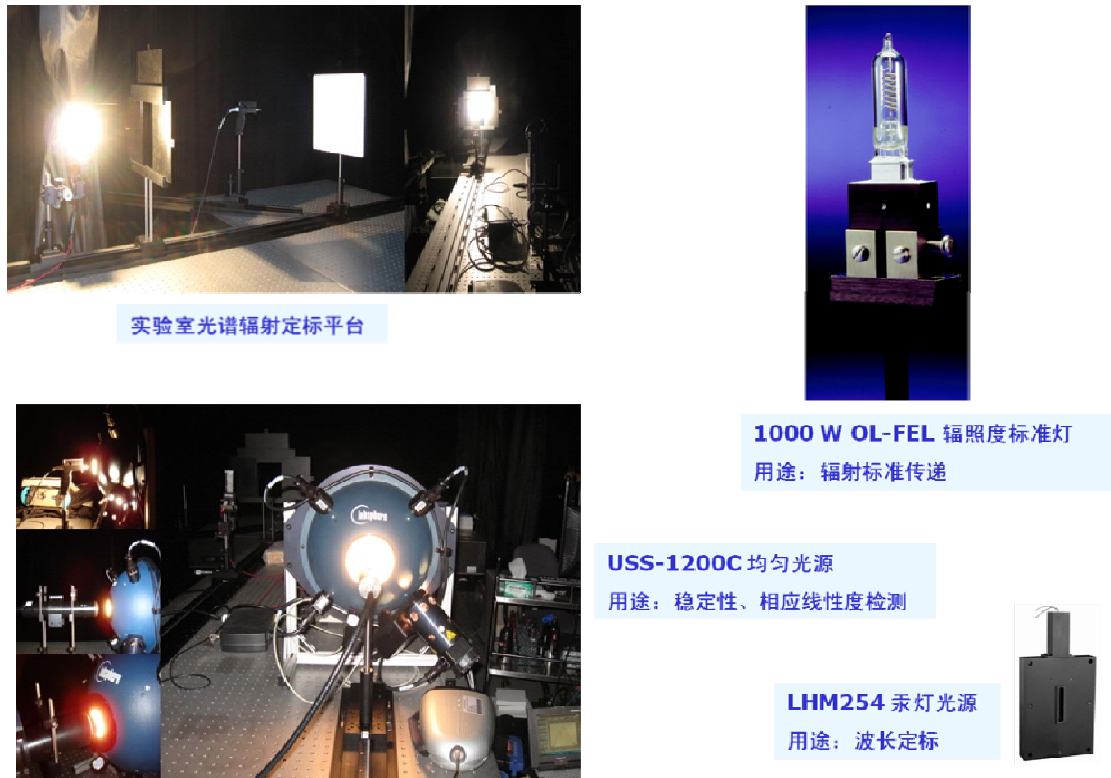


图 3.2 水色遥感辐射定标系统主要定标设备

目前国际上通用辐射计检测项目与方法，其中包括

### 3.1.1 波长准确度检测

该检测方法采用具有特征发射光谱的 LHM254 汞灯作为波长校准光源对辐射计进行波长检测，通过波长校准光源确定的波长峰值和被检辐射计测量实际波长峰值之间的差值来确定仪器的波长准确度。

### 3.1.2 光谱辐照度响应系数定标

光谱辐照度响应系数是仪器在确定的辐射照度输入时仪器所对应的输出，那么公式 (1) 中的入射绝对辐射通量  $F$  为光谱辐照度。该项目的定标方法在可溯源的辐射照度标准灯系统上进行，其中辐射照度标准灯通过辐射标准传递，其在标准距离  $L_0$  处的辐照度值  $E_{L0}$  是已知的。定标过程中要求标准灯灯丝面与仪器的测量平面平行，并垂直于光学导

轨，同时两者的测量中心所组成的测光轴平行于光学导轨。在准确确定标准灯与仪器之间的距离  $L$ ，那么通过计算（见公式（2））可以得到被检测的仪器测量平面处的实际入射辐照度  $E_L$ ，并最终可实现辐照度的定标如图 3.3（a）。目前实验室进行该项目定标采用的可追溯到 NIST 标准的 1000W OL-FEL 辐照度标准灯。

$$E'_L(\lambda) = \frac{E_{L_0}(\lambda) \times L_0^2}{L^2} \quad (2)$$

### 3.1.3 光谱辐亮度响应系数定标

本研究在光谱辐照度定标系统的基础上，将原先放置辐照度计的位置替换为漫反射标准板，同样要求测量时标准灯灯丝面与标准板平行，及垂直于光学导轨，并且标准灯垂直入射于标准白板的中央，两者的测量中心所组成的测光轴平行于光学导轨。而被检测的光谱辐亮度计在  $45^\circ$  方向进行测量，在测量过程中仪器的测光轴线与光学导轨的测光轴线处于同一水平面内，同时还要使两测光轴线成(或略小于) $45^\circ \pm 2^\circ$  角，并且仪器的测光轴瞄准标准白板的中心，如图 3（b）。那么被检测仪器入口的辐射量即光谱辐亮度  $L_L$  通过下式可以得到

$$L'_L(\lambda) = \frac{\rho(\lambda)}{\pi} \times \frac{E_{L_0}(\lambda) \times L_0^2}{L^2} \quad (3)$$

其中  $\rho$  为标准漫反射的反射率。最后通过公式（1）并可实现辐亮度的定标。

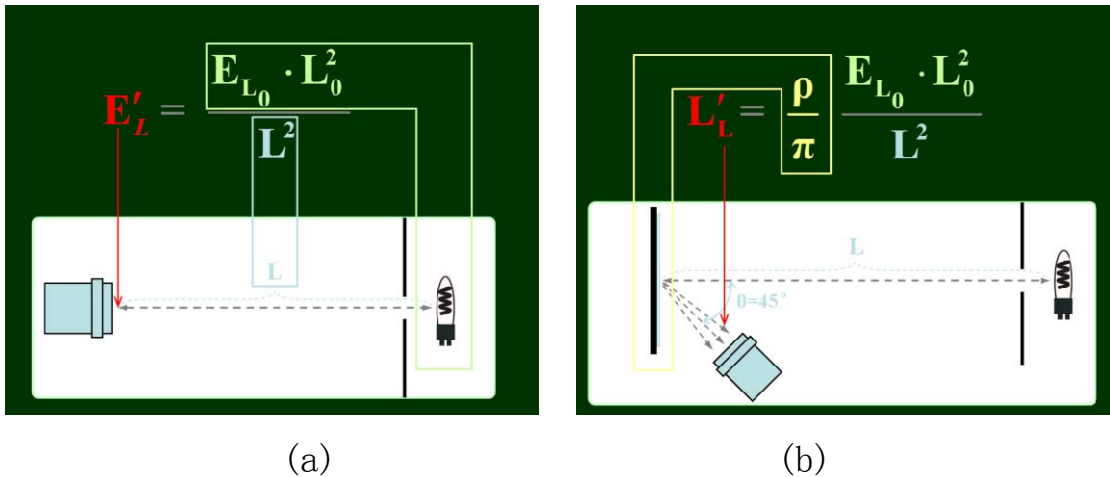


图 3.3. (a)光谱辐照度定标示意图；(b) 光谱辐亮度定标示意图

### 3.1.4 非线性检测

仪器示值对信号变化之响应的关系一般为线性关系。一般以非线性误差进行衡量，通常在仪器的整个信号响应范围内进行，通过可输入不同的、已知相对变化的辐射能量进行检测。该检测可以借助于能量连续可调、光谱谱线稳定的均匀光源进行非线性检测。

### 3.1.5 非稳定性检测

非稳定性是指仪器特性随时间偏离的程度。同样可以利用均匀光源作为稳定光源，在固定辐射计测量条件情况，以一定的时间间隔连续测量一段时间的非稳定性检测方法。

## 3.2 遥感器辐射定标

为满足全球气候变化这一重大研究的需要，美国航天航空局领导的 NASA Ocean Biology Processing Group (OBPG) 对长时间序列海洋水色卫星数据的精度、一致性、连续性提出了非常苛刻的指标，其中离水辐亮度的指标要求获取的绝对和相对精度分别在 5% 和 1% 之内；而相对应的，由于大气贡献了卫星传感器实际接收的大气顶辐亮度能量的 90%，因此对大气顶辐亮度的长时间测量稳定度要求控制在 0.1% 以内 (Eplee et al., 2012)。在这一背景下，各国科学家在近几十年来一直致力于提高水色卫星数据质量与产品精度。实际上，高精度获取离水辐亮度是提高水色卫星产品质量的核心问题。而这一问题的解决是一项系统性工程，其中最为核心的任务之一是准确消除由于传感器定标从发射前到在轨运行过程的变化而引起的误差。这一般需要两个步骤：遥感器的发射前定标、遥感器的在轨定标。

### 3.2.1 遥感器的发射前定标

卫星发射前，遥感器有两种方法对其进行辐射定标。在实验室内，利用标准光源对遥感器的响应进行定标通常有两种定标系统：

(1) 标准灯+标准板系统：所谓“标准灯+标准板”的方法，与现场光谱仪的光谱辐亮度定标方法一致。

(2) 积分球系统：所谓积分球系统，如图 34 所示，利用精确控制输出亮度的积分球开口作为标准源。

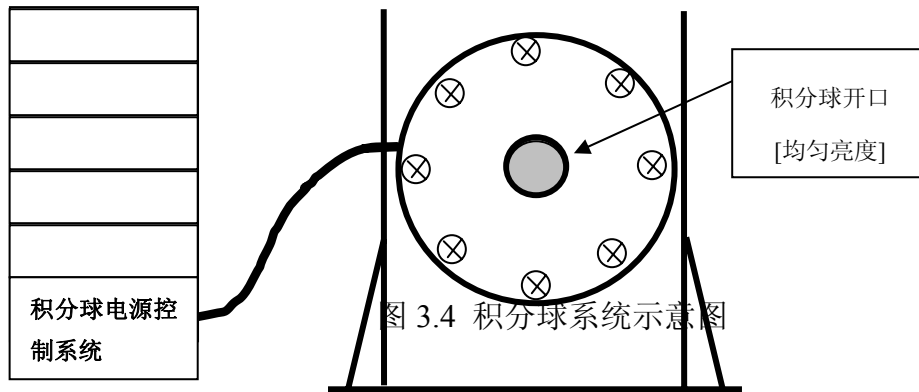


图 3.4 积分球系统示意图

这两种系统各有有缺点。标准灯+标准板系统优点是：标准灯经过计量传递，精度高；单一电源控制简单；标准板标定相对简单且便宜，可以定期更换和标定；只要移动标准灯的距离便可以控制反射亮度，能量可以精细分级。其缺点是能量较弱，不利于蓝光波段的定标，而蓝光波段正式海洋遥感的重要波段。积分球系统的优点是：能量较强，特别是对蓝光波段；积分球开口的均匀性好，如果需要可以利用较大的积分球，进行大口径仪器的标定。其缺点是各路电源的一致性难以保证；内表面涂层的反射率随时间变化，不易进行标准传递；亮度只能控制在几个规定的等级上。

### 3.2.2 遥感器的在轨定标(In-orbit absolute calibration)

在轨定标又分为：基于太阳/月亮的星上全口径全光路的定标系统的定标；在替代定标(Vicarious calibration)；交叉定标(Cross-Calibration)。

所谓基于太阳的星上定标系统是指将直射太阳光以确定的角度入射到已知反射率的漫射板上，遥感器的整个光路对漫射板进行观测，从而进行定标。

所谓基于月亮的星上定标系统是在特定的时间将传感器指向月亮，利用月亮稳定的表面作为基准对仪器进行定标。

替代定标(Gordon & Evans 1994)是利用地面大面积、均匀的目标，在精确测量地表特性和大气特性的基础上，结合辐射传输计算，得到卫星入瞳处的辐亮度，从而得到其定标系数。替代定标对海洋水色遥感具有特殊的作用。其作法是：由卫星数据反演的离水辐亮度值与海面实测值相比较，出现差值则修正卫星的定标系数。这个修正实际上包括了卫星传感器和业务化大气修正算法二者的误差，因此称为“替代定标”(Vicarious Calibration)、

“仪器+算法” (Sensor+Algorithm)的或“系统”定标方法。

交叉定标(Cross-Calibration)是指利用一个已知高精度的遥感器数据校正另外一个遥感器。一般要求波段相近、过境时间差别不大、同一地物的变化不大、大气稳定。



## 4 大气校正算法

卫星接收到的光谱辐射率除水体的离水辐射率外，还有大气对太阳光的散射辐射率和海面反射辐射率，而且离水辐射率在卫星接收到的辐射率中所占比例相当小，在 15% 以下。从卫星遥感资料反演海洋水色因子必须进行大气校正。由于水体信息在卫星测量得的信号中所占比例非常小，大气校正所采用的模型和各辐射分量计算精度直接影响离水辐射率提取精度。而经大气校正分离出来的离水辐射率的精度又直接影响到水色因子信息提取的精度。由于大气和海洋环境的复杂性，许多环境因素如气压、风速、能见度、水汽等变化直接影响卫星接收到的各辐射分量的分配，从而影响离水辐射率提取精度。因此，大气校正的海洋水色遥感中占据了非常重要的地位。

目前可用的大气修正模型很多，本章节主要以我国海洋水色系列卫星的业务化大气校正算法为例进行介绍。首先对 HY-1A/COCTS 的业务化大气校正算法进行了阐述；其次，建立我国海洋水色系列卫星的业务化大气校正算法。

对低反射率的水体，水色卫星遥感器接收到的总辐亮度可由下式描述<sup>[24]</sup>：

$$L_t(\lambda) = L_r(\lambda) + L_a(\lambda) + L_{ra}(\lambda) + T_d(\lambda)L_g(\lambda) + t_v(\lambda)[L_w(\lambda) + L_{wc}(\lambda)] \quad (7.1)$$

式中， $L_t(\lambda)$ 为遥感器接收的总辐亮度， $L_r(\lambda)$ 为大气分子瑞利散射辐亮度， $L_a(\lambda)$ 为气溶胶散射辐亮度， $L_{ra}(\lambda)$ 为大气分子和气溶胶耦合散射辐亮度， $L_g(\lambda)$ 为太阳直射光在水面的镜面反射辐亮度， $L_w(\lambda)$ 为唯一携带水色信息的离水辐亮度， $L_{wc}(\lambda)$ 为水面白沫反射辐亮度， $T_d(\lambda)$ 为海面到遥感器的大气直射透过率， $t_v(\lambda)$ 为海面到遥感器的大气漫射透过率。通常将水色遥感器接收总辐射中扣除大气程辐射（ $L_{path}(\lambda) = L_r(\lambda) + L_a(\lambda) + L_{ra}(\lambda)$ ）和海表反射辐射（ $L_g(\lambda)$ 、 $L_{wc}(\lambda)$ ），获得离水辐亮度的过程称为大气校正<sup>[71]</sup>。典型情况下，水色遥感器接收总辐射的 90% 来自大气程辐射和海洋表面反射辐射，而真正携带海洋水色信息的离水辐射只占其中很小的一部分，大气校正实际上是从噪声很大的信号中提取有用的小信号，具有相当的难度，是水色遥感应用的关键技术之一<sup>[104]</sup>。

由于在海洋水色遥感应用中的关键作用，大气校正海洋水色卫星遥感发展之初就受到重视。自 1978 年第一个专用海洋水色卫星遥感器—CZCS 成功在轨运行以来，一些实用

的大气校正算法逐渐被提出，但绝大部分是针对清洁的大洋一类水体。在该领域研究最突出的是美国迈阿密大学物理系 Gordon 教授所在的研究小组。1994 年，Gordon&Wang<sup>[24]</sup>发表了针对 SeaWiFS 的一类水体大气校正算法，标志着一类水体大气校正算法的成熟。该算法的核心思想：假设近红外两个波段（中心波长为 750nm 和 865nm 附近）离水辐亮度近似为零，获得近红外两个波段的气溶胶散射辐亮度，并利用气溶胶模式外推获得可见光波段的气溶胶散射辐亮度，最终得到携带水色信息的各波段离水辐亮度。经过验证，Gordon&Wang 算法在大洋一类水体可以获得较好的校正精度，且已成为 OCTS、POLDER、MOS、OSMI、SeaWiFS 和 MODIS 等水色卫星遥感器大气校正的业务算法。MERIS 大气校正算法也是该算法的拓展，只是在气溶胶散射反射率的处理上有所不同（详见第五章）。

#### 4.1 HY-1A/COCTS 业务化大气校正算法

HY-1A/COCTS 业务化大气校正算法是基于单次散射近似<sup>[71]</sup>，即 HY-1A/COCTS 接收到的总辐亮度可由下式近似描述：

$$L_t(\lambda) = L_{rs}(\lambda) + L_a(\lambda) + t_v(\lambda)L_w(\lambda) \quad (7.2)$$

式中， $L_t(\lambda)$ 为接收总辐亮度， $L_{rs}(\lambda)$ 为单次瑞利散射辐亮度， $L_a(\lambda)$ 为气溶胶散射辐亮度（包含多次散射）， $L_w(\lambda)$ 为离水辐亮度， $t_v(\lambda)$ 为从水面到遥感器的大气漫射透过率。基于单次散射近似，HY-1A/COCTS 业务化大气校正算法的流程如图 7.1。

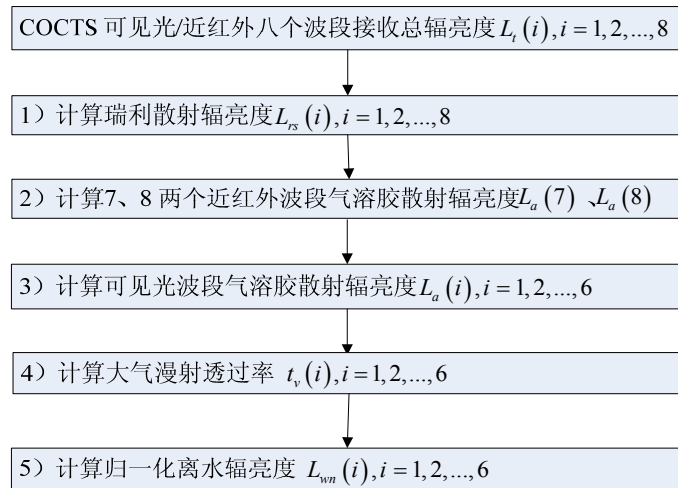


图 7.1 HY-1A/COCTS 业务化大气校正算法流程。

图 7.1 中各步骤的具体计算方法如下：

##### (1) 瑞利散射辐亮度的计算

采用单次散射近似模式<sup>[66]</sup>:

$$L_{rs} = \frac{\omega_r \tau_r F'_0 [P_r(\alpha_-) + (\rho(\theta_0) + \rho(\theta_v)) P_r(\alpha_+)]}{4\pi \cos \theta_v} \quad (7.3)$$

式中  $\alpha_+$ 、 $\alpha_-$  为散射角, 由下式得到:

$$\cos \alpha_{\pm} = \pm \cos \theta_0 \cos \theta_v - \sin \theta_0 \sin \theta_v \cos(\varphi - \varphi_0) \quad (7.4)$$

$P_r(\alpha)$  为瑞利散射相函数, 为:

$$P_r(\alpha) = \frac{3}{4} (1 + \cos^2 \alpha) \quad (7.5)$$

$\rho(\theta)$  为气-水界面的菲涅耳反射系数, 为:

$$\begin{cases} \rho(\theta) = \frac{1}{2} \left[ \frac{\sin^2(\theta - \theta_f)}{\sin^2(\theta + \theta_f)} + \frac{\tan^2(\theta - \theta_f)}{\tan^2(\theta + \theta_f)} \right] \\ \sin \theta_f = \frac{\sin \theta}{n_w} \end{cases} \quad (7.6)$$

$n_w$  为水体折射率 (=1.34),  $\theta_0$ 、 $\theta_v$  分别为太阳天顶角和遥感器观测天顶角,  $\varphi_0$ 、 $\varphi$  分别为太阳方位角和遥感器观测方位角,  $\omega_r$  为单次散射率,  $\tau_r$  为光学厚度。  $F'_0$  为大气层顶太阳辐照度 ( $F_0$ ) 经过双程臭氧吸收修正后的辐照度, 为:

$$F'_0 = F_0 \exp \left[ -\tau_{oz} \left( \frac{1}{\cos \theta_0} + \frac{1}{\cos \theta_v} \right) \right] \quad (7.7)$$

$\tau_{oz}$  为臭氧吸收光学厚度。

## (2) 近红外两个波段气溶胶散射辐亮度的计算

假设 HY-1A/COCTS 第 7、8 两个近红外波段的离水辐亮度为零, 则由关系式 (7.2) 可得这两个波段的气溶胶散射辐亮度:

$$\begin{cases} L_a(7) = L_t(7) - L_{rs}(7) \\ L_a(8) = L_t(8) - L_{rs}(8) \end{cases} \quad (7.8)$$

## (3) 可见光波段气溶胶散射辐亮度的计算

根据 Wang 中等精度气溶胶散射外推模式:

$$\varepsilon(\lambda, \lambda_0) = \exp[c(\lambda_0 - \lambda)] \quad (7.9)$$

式中,  $c$  为指数系数,  $\lambda_0$  为参考波长 (取为第 8 波段中心波长),  $\lambda$  为外推波段的中心波长,

$\varepsilon(\lambda, \lambda_0)$  为外推波段与参考波段的气溶胶散射反射率比值, 即:

$$\varepsilon(\lambda, \lambda_0) = \frac{\rho_a(\lambda)}{\rho_a(\lambda_0)} = \frac{L_a(\lambda) F_0(\lambda_0)}{L_a(\lambda_0) F_0(\lambda)} \quad (7.10)$$

因此, 可由 7、8 两个近红外波段的气溶胶散射辐亮度  $L_a(7)$ 、 $L_a(8)$  获得指数系数  $c$ , 进而利用  $c$  和  $L_a(8)$  获得可见光波段的气溶胶散射辐亮度  $L_a(i), i = 1, 2, \dots, 6$ 。

#### (4) 大气漫射透过率的计算

采用 Gordon 近似模式计算大气漫射透过率, 即:

$$t_v(\lambda, \theta_v) = t_{oz}(\lambda, \theta_v) \times t_r(\lambda, \theta_v) \times t_a(\lambda, \theta_v) \quad (7.11)$$

式中, 臭氧吸收透过率  $t_{oz}(\lambda, \theta_v)$  为:

$$t_{oz}(\lambda, \theta_v) = \exp[-\tau_{oz}(\lambda)/\cos \theta_v] \quad (7.12)$$

大气分子瑞利散射透过率  $t_r(\lambda, \theta_v)$  为:

$$t_r(\lambda, \theta_v) = \exp[-\tau_r(\lambda)/(2 \cos \theta_v)] \quad (7.13)$$

气溶胶散射透过率  $t_a(\lambda, \theta_v)$  为:

$$t_a(\lambda, \theta_v) = \exp\{-[1 - \omega_a(\lambda) F_a(\lambda)] \tau_a(\lambda)/\cos \theta_v\} \quad (7.14)$$

式中,  $\tau_a$  为气溶胶光学厚度,  $\omega_a$  为气溶胶单次散射率,  $F_a$  为气溶胶前向散射率, 这里固定取  $[1 - \omega_a(\lambda) F_a(\lambda)] = 0.06$ 。

#### (5) 离水辐亮度的计算

由式 (7-2) 可得离水辐亮度:

$$L_w(\lambda) = [L_t(\lambda) - L_{rs}(\lambda) - L_a(\lambda)]/t_v(\lambda) \quad (7.15)$$

进一步利用下式获得归一化离水辐亮度:

$$L_{wn}(\lambda) = \frac{L_w(\lambda)}{t_s(\lambda) \cos \theta_s} \left( \frac{r}{R} \right)^2 \quad (7.16)$$

式中,  $t_s(\lambda)$  为太阳入射光大气顶从到水面的下行大气漫射透过率,  $r$  是瞬时日地距离,  $R$  是平均日地距离。

## 4.2 海洋水色系列卫星业务化大气校正算法

本文开发的我国海洋水色系列卫星业务化大气校正算法是基于精确的多次散射模型，即水色遥感接收到的总辐亮度由下式描述：

$$L_t(\lambda) = L_{path}(\lambda) + t_v(\lambda)L_{wc}(\lambda) + t_v(\lambda)L_w(\lambda) \quad (7.17)$$

建立的海洋水色系列卫星业务化大气校正算法的主要流程如图 7.2，图中各步骤的具体计算方法如下：

(1) 计算水面白沫反射辐亮度

$$t_v(\lambda)L_{wc}(\lambda) = [c(\lambda) \times R_{wc}(\lambda) \times F_0(\lambda) \times \cos \theta_0 \times t_v(\lambda) \times t_s(\lambda)] / \pi \quad (7.18)$$

式中， $c(\lambda)$  为水体吸收修正系数， $R_{wc}(\lambda)$  为白沫反射率， $F_0(\lambda)$  为大气顶太阳辐照度， $\theta_0$  为太阳天顶角， $t_v(\lambda)$  为从水面到遥感器的大气漫射透过率， $t_s(\lambda)$  为从大气顶到水面的大气漫射透过率。其中，白沫反射率  $R_{wc}(\lambda)$  可由下式计算获得：

$$R_{wc}(\lambda) = 0.00000026 \times W^{3.52} \quad (7.19)$$

式中， $W$  为水面 10 米高处的风速（单位：m/s）。大气漫射透过率  $t_v(\lambda)$  和  $t_s(\lambda)$  由下式近似计算（由于  $L_{wc}(\lambda)$  对  $L_t(\lambda)$  的贡献相对较小，故直接采用近似计算影响不大）：

$$\begin{cases} t_v(\lambda) = \exp\{-[\tau_{oz}(\lambda) + \tau_r(\lambda)/2]/\cos \theta_v\} \\ t_s(\lambda) = \exp\{-[\tau_{oz}(\lambda) + \tau_r(\lambda)/2]/\cos \theta_0\} \end{cases} \quad (7.20)$$

水体吸收修正系数  $c(\lambda)$  的取值如表 7-1。

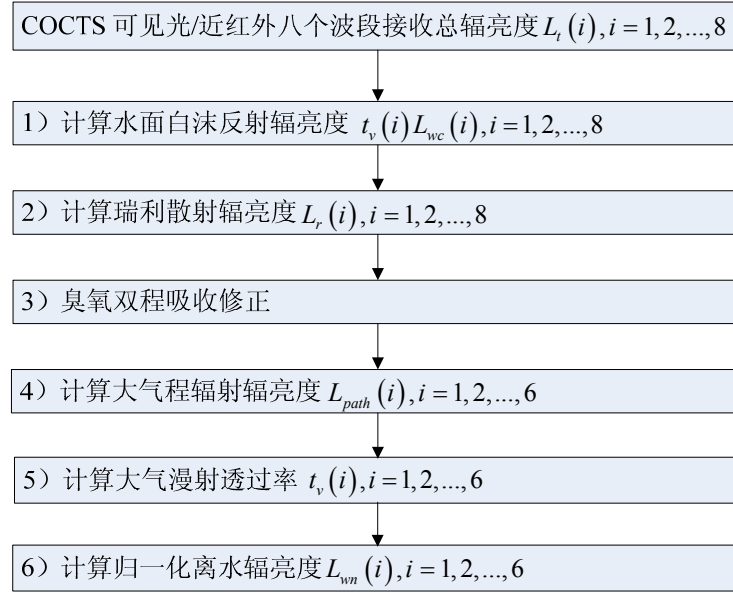


图 7.2 HY-1B/COCTS 业务大气校正算法流程。

表 7.1 白沫反射水体吸收修正系数

波段	1	2	3	4	5	6	7	8
c 值	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	0.889225	0.760046	0.644950

## (2) 计算瑞利散射辐亮度

利用第四章生成的精确瑞利散射查找表，根据当前像元的太阳天顶角（ $\theta_0$ ）、遥感器观测天顶角（ $\theta_v$ ）和太阳-遥感器观测相对方位角（ $\phi$ ），插值获得对应的瑞利散射辐亮度  $L_r(\lambda)$ ，并进行气压修正。

## (3) 臭氧双程吸收修正

进行臭氧双程吸收修正的目的是简化大气校正算法处理。通常，在海洋水色遥感大气校正模型中，认为臭氧层处于大气分子和气溶胶粒子的上层。因此，假想大气中不存在臭氧层，则遥感器接收的总辐亮度（扣除白沫反射辐亮度）修正为：

$$L'_t(\lambda) = [L_t(\lambda) - t_v(\lambda)L_{wc}(\lambda)] \times \exp\left\{-\tau_{oz}(\lambda) \times \left[\frac{1}{\cos\theta_0} + \frac{1}{\cos\theta_v}\right]\right\} \quad (7.21)$$

经此修正后，后续的计算不需要考虑臭氧吸收，只需将最后获得的离水辐亮度乘以

$\exp[-\tau_{oz}(\lambda)/\cos\theta_0]$ 即可。

#### (4) 计算大气程辐射

假设近红外两个波段的离水辐亮度为零（波长分别为 $\lambda_{nir1}$ 和 $\lambda_{nir2}$ ，且 $\lambda_{nir1} < \lambda_{nir2}$ ），则此两波段的大气程辐射和大气瑞利散射辐亮度比值为：

$$\begin{cases} R(\lambda_{nir1}) = \frac{L_{path}(\lambda_{nir1})}{L_r(\lambda_{nir1})} = \frac{L'_t(\lambda_{nir1})}{L_r(\lambda_{nir1})} \\ R(\lambda_{nir2}) = \frac{L_{path}(\lambda_{nir2})}{L_r(\lambda_{nir2})} = \frac{L'_t(\lambda_{nir2})}{L_r(\lambda_{nir2})} \end{cases} \quad (7.22)$$

由 $R(\lambda_{nir1})$ 、 $R(\lambda_{nir2})$ 获得可见光波段大气程辐射和瑞利散射辐亮度比值的方法如下：

- 1) 利用第五章生成的气溶胶散射查找表，根据当前像元的太阳天顶角（ $\theta_0$ ）、传感器观测天顶角（ $\theta_v$ ）和太阳-传感器观测相对方位角（ $\phi$ ），插值获得 20 种气溶胶模式对应的 $L_{path}(\lambda)/L_r(\lambda)$ 展开为气溶胶光学厚度的二次多项式（见式（5.9））系数 $a(\lambda)$ 、 $b(\lambda)$ 和 $c(\lambda)$ 。

- 2) 根据下式，由 $R(\lambda_{nir2})$ 值获得 20 种气溶胶模式对应的第 $\lambda_{nir2}$ 波段气溶胶光学厚度 $\tau_a(\lambda_{nir2})$ ：

$$\tau_a(\lambda_{nir2}) = \frac{-b(\lambda_{nir2}) + \sqrt{[b(\lambda_{nir2})]^2 - 4c(\lambda_{nir2})[a(\lambda_{nir2}) - R(\lambda_{nir2})]}}{2c(\lambda_{nir2})} \quad (7.23)$$

- 3) 由 $\tau_a(\lambda_{nir2})$ 计算 20 种气溶胶模式对应的第 $\lambda_{nir1}$ 波段气溶胶光学厚度 $\tau_a(\lambda_{nir1})$ ：

$$\tau_a(\lambda_{nir1}) = \tau_a(\lambda_{nir2}) \times \frac{c_{ext}(\lambda_{nir1})}{c_{ext}(\lambda_{nir2})} \quad (7.24)$$

式中 $c_{ext}$ 为气溶胶衰减截面。

- 4) 由 $\tau_a(\lambda_{nir1})$ 和系数 $a(\lambda_{nir1})$ 、 $b(\lambda_{nir1})$ 、 $c(\lambda_{nir1})$ ，根据式（5.9）计算 20 种气溶胶模式对应的第 $\lambda_{nir1}$ 波段大气程辐射和大气瑞利散射辐亮度比值 $R_{model}(\lambda_{nir1})$ ；
- 5) 根据 $R(\lambda_{nir1})$ 值，从 20 种气溶胶模式中找到 $R_{model}(\lambda_{nir1})$ 最接近 $R(\lambda_{nir1})$ 值的两种气溶胶模式 mod1 和 mod2，并由下式计算第一种气溶胶模式的权重：

$$w = \frac{R_{mod2}(\lambda_{nir1}) - R(\lambda_{nir1})}{R_{mod2}(\lambda_{nir1}) - R_{mod1}(\lambda_{nir1})} \quad (7.25)$$

- 6) 根据式（7.24），由 $\tau_a(\lambda_{nir2})$ 分别计算气溶胶模式 mod1 和 mod2 对应的可见光波段

气溶胶光学厚度  $\tau_{a\text{mod1}}(\lambda)$ 、 $\tau_{a\text{mod2}}(\lambda)$ ，再根据式 (5.9) 计算获得对应的  $R_{\text{mod1}}(\lambda)$ 、 $R_{\text{mod2}}(\lambda)$  值。利用两种气溶胶模式的权重，插值获得可见光波段的气溶胶光学厚度  $\tau_a(\lambda)$ ，以及大气程辐射与瑞利散射辐射亮度的比值  $R(\lambda)$ ：

$$\begin{cases} \tau_a(\lambda) = w \times \tau_{a\text{mod1}}(\lambda) + (1-w) \times \tau_{a\text{mod2}}(\lambda) \\ R(\lambda) = w \times R_{\text{mod1}}(\lambda) + (1-w) \times R_{\text{mod2}}(\lambda) \end{cases} \quad (7.26)$$

7) 由  $R(\lambda)$  及  $L_r(\lambda)$ ，计算得到可见光波段大气程辐射辐射亮度  $L_{\text{path}}(\lambda)$ 。

#### (5) 计算大气漫射透过率

利用第六章生成的大气漫射透过率查找表，根据遥感器观测天顶角 ( $\theta_v$ ) 及两种气溶胶模式 mod1、mod2 对应的气溶胶光学厚度  $\tau_{a\text{mod1}}(\lambda)$ 、 $\tau_{a\text{mod2}}(\lambda)$ ，插值获得气溶胶模式 mod1 和 mod2 的上行大气漫射透过率  $t_{v\text{mod1}}(\lambda)$ 、 $t_{v\text{mod2}}(\lambda)$ ，并利用两种气溶胶模式的权重插值获得上行大气漫射透过率  $t_v(\lambda)$ ：

$$t_v(\lambda) = w \times t_{v\text{mod1}}(\lambda) + (1-w) \times t_{v\text{mod2}}(\lambda) \quad (7.27)$$

同此方法，将遥感器观测天顶角 ( $\theta_v$ ) 替换为太阳天顶角 ( $\theta_0$ )，获得下行大气漫射透过率  $t_s(\lambda)$ 。注意，这里  $t_v(\lambda)$ 、 $t_s(\lambda)$  均没有包括臭氧吸收透过率。

#### (6) 计算归一化离水辐亮度

离水辐亮度：

$$L_w(\lambda) = \frac{L'_t(\lambda) - L_{\text{path}}(\lambda)}{t_v(\lambda)} \times \exp[-\tau_{\text{oz}}(\lambda)/\cos\theta_0] \quad (7.28)$$

进一步利用下式获得归一化离水辐亮度：

$$L_{wn}(\lambda) = \frac{L_w(\lambda)}{t_s(\lambda) \cos\theta_s \exp[-\tau_{\text{oz}}(\lambda)/\cos\theta_0]} \left( \frac{r}{R} \right)^2 \quad (7.29)$$

式中， $r$  是瞬时日地距离， $R$  是平均日地距离。



## 5 海洋水色反演算法

海水按照光学性质的不同分为一类水体和二类水体<sup>[18,19]</sup>：一类水体的光学特性主要由浮游植物及其伴生物决定；二类水体的光学特性除了受浮游植物的影响外，还受悬浮颗粒物和黄色物质的影响。大洋水体是典型的一类水体，二类水体主要分布在近岸、河口等区域。二类水体的光学特性比一类水体的光学特性复杂得多。目前水色要素反演算法主要有经验算法、半分析算法、以及神经网络算法等。

### 5.1 经验算法

经验算法是在大量实测数据的基础上建立离水辐射率与某一水体组分之间的统计关系。具有代表性的经验算法如基于 SeaWiFS 传感器发展的叶绿素算法（OC4 算法）<sup>[22,23]</sup>、基于 MODIS 传感器发展的叶绿素算法（OC3 算法）等。

OC4 算法：

$$R = \log_{10} \left( \frac{\text{Max}(R_{rs}(443, 490, 555))}{R_{rs}(555)} \right) \quad (1-1)$$

$$\log_{10}(Chla) = 0.366 - 3.067R + 1.930R^2 + 0.649R^3 - 1.532R^4 \quad (1-2)$$

OC3 算法：

$$R = \log_{10} \left( \frac{\text{Max}(R_{rs}(443, 488))}{R_{rs}(551)} \right) \quad (1-3)$$

$$\log_{10}(Chla) = 0.283 - 2.753R + 1.930R^2 + 0.659R^3 - 1.403R^4 \quad (1-4)$$

经验算法的优点是算法简单，运算速度快。但经验算法具有很强的区域适用性，全球通用的经验算法在一类水体中的反演效果比较好，在二类水体中反演精度较差。

### 5.2 半分析算法

半分析算法是将辐射传输模型和经验算法结合起来，根据表观光学量和固有光学量之间的关系以及固有光学量和水体组分之间的关系，反演水色要素。具有代表性的半分析算法如 GSM 算法和 QAA 算法。

### 5.2.1 准分析算法 GSM (Garver-Siegel-Maritorena)

GSM 基于 Gordon 等<sup>[24]</sup>提出的遥感反射率 $R_{rs}(\lambda)$ 和吸收系数 $a(\lambda)$ 、后向散射系数 $b_b(\lambda)$ 之间关系的二次方程建立的。

$$R_{rs}(\lambda) = \frac{t_w^2}{n_w^4} \sum_{i=1}^2 g_i \left( \frac{b_b(\lambda)}{b_b(\lambda) + a(\lambda)} \right)^i \quad (1-5)$$

其中 $g_1=0.0949$ ,  $g_2=0.0794$ 。

吸收系数 $a(\lambda)$ 被分解为纯水吸收系数 $a_w(\lambda)$ 、浮游植物吸收系数 $a_{ph}(\lambda)$ 、有色溶解和颗粒有机物 (CDM) 吸收系数 $a_{ds}(\lambda)$ 。后向散射系数分解为纯水的后向散射系数 $b_{bw}(\lambda)$ 和悬浮颗粒的后向散射系数 $b_{bp}(\lambda)$ 。

$$a_{ph}(\lambda) = C a_{ph}^s(\lambda) \quad (1-6)$$

$$a_{ds}(\lambda) = a_{ds}(\lambda_0) \exp(-S(\lambda - \lambda_0)) \quad (1-7)$$

$$b_{bp}(\lambda) = b_{bp}(\lambda_0) \left( \frac{\lambda_0}{\lambda} \right)^Y \quad (1-8)$$

其中： $a_{ph}^s(\lambda)$ 是浮游植物比吸收系数， $S$ 是 CDM 的光谱衰减常数， $Y$ 是颗粒物后向散射系数的幂指数， $\lambda_0$ 是参考波段，通常取 443nm。 $a_w(\lambda)$ 、 $b_{bw}(\lambda)$ 、 $t_w$ 、 $g_i$ 的值从文献中得到， $Y$ 、 $S$ 、 $a_{ph}^s(\lambda)$ 根据大量实测数据集调整设定<sup>[25]</sup>。因此未知的参数有叶绿素浓度 (C)，有色溶解和颗粒有机物吸收系数 ( $a_{ds}(443)$ )，颗粒后向散射系数 ( $b_{bp}(443)$ )。未知参数可以根据 4 个或者 4 个以上波段的遥感反射率 ( $R_{rs}$ ) 进行非线性最小二乘法拟合得到。

### 5.2.2 半分析算法 QAA(Quasi-Analytical Algorithm)

QAA 算法是 Lee 等<sup>[26]</sup>开发的，主要用于反演深海水体的固有光学特性。QAA 算法反演过程分为两个连贯的部分，第一部分反演总吸收系数和总后向散射系数，在这部分中不考虑浮游植物吸收系数和黄色物质吸收系数的光谱模型。第二部分将第一部分得到的总吸收系数分解为主要成分的吸收系数。

半分析算法将水色组分的固有光学特性与理论模式耦合起来，物理意义明确，对特定二类水体反演的结果比较精确，但反演参数个数有限，当受到薄雾、白帽、太阳光耀等因素影响时，反演精度大大降低。

分析模式是在辐射传输方程近似解的基础上，建立水体中物质浓度与光谱之间的关系，可以同时反演出多种物质的浓度。但分析算法较复杂，实现起来困难较大，在实际应用中较少使用分析算法反演物质浓度。

### 5.3 人工神经网络方法

人工神经网络方法（ANN: Artificial Neural Network algorithm）起源于对人脑功能的模拟。其主要特点有（1）高度并行性（2）高度的非线性全局作用（3）良好的容错性能与联想记忆功能（4）十分强的自适用、自学习功能。人工神经网络是在人类对其大脑神经网络认识理解的基础上人工构造的能够实现某种功能的神经网络；类似于生物神经系统单元，它由许多并行运算的简单单元组成。运用神经网络模型可实现函数逼近、数据聚类、模式分类和优化等计算功能。

这里将介绍多层、反向传播算法的神经网络算法。它是在输入和输出层之间增加若干层神经元，这些神经元称为隐单元，与外界没有直接联系，但其状态的改变，则能影响输入与输出的关系。使用  $f$  表示各个神经元的输入与输出之间的关系函数，亦即

$$V_i^k = f(u_i^k)$$

(6-67)

$$u_i^k = \sum_j W_{ij} V_j^{k-1}$$

(6-68)

式中  $u_i^k$  为第  $k$  层的第  $i$  单元的输入， $V_i^k$  为第  $k$  层的第  $i$  单元的输出， $W_{ij}$  为由第  $k-1$  层的第  $j$  个神经元到第  $k$  层的第  $i$  个神经元的权重。此外，我们定义误差函数  $r$  为期望输出与实际输出之差的平方和

$$r = \frac{1}{2} \sum_j (V_j^m - y_i)^2$$

(6-69)

式中  $y_i$  是输出单元的期望输出， $V_j^m$  是实际输出。如果期望输出与实际输出不符，就产生误差信号，这就需要通过某种公式改变权重  $W_{ij}$ 。后一次的权重更新是适当考虑上一次的权重之后获得的更新值。

图 5.1 显示了一个三层反向传播算法的神经网络结构。在该结构中，每个输入节点代表一个波段，输入层的值分发到隐含层的每个节点，并在此进行如上的运算，隐含层的输出值再次成为输出层的输入，并再次进行运算，输出层的输出将是我们所要求的物理量。隐含层的节点数由函数的复杂程度决定。网络需要足够的节点去模拟，但多节点将导致训练时间的增加和过激。过激表示神经网络在训练过程中信号噪声引起实际应用时性能反而降低。神经网络方法作为一种有效的非线性逼近方法，是一种功能强大、灵活多变的二类

水体水色因子反演和大气校正方法，可以实现最复杂的辐射传递模型。网络输入界面是遥感反射率  $R_{rs}$ 、或者大气校正后的离水辐亮度等，输出可以是海水组份浓度或光学变量，再由区域光学模式包含的遥感过程进行详细的物理描述，易于区域化，可实时应用。但必须在网络、方法设计和训练过程要求具有广泛的经验。

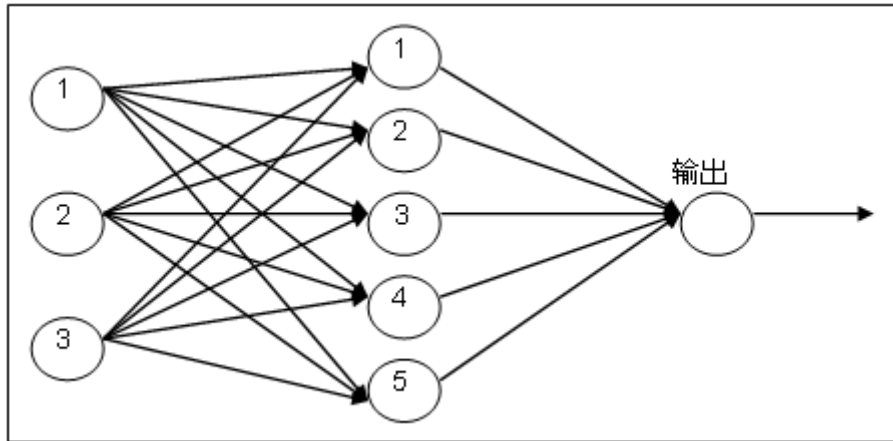


图 5.1：一个简单的三层神经网络结构

目前，这些算法还不健全。二类水体光学特性非常复杂，不同水域所适用的算法会有所差别，应仔细研究各海区的异同，发展具有针对性的算法模式。

## 参考文献

- [1] D Mobley C. Light and Water[M]. San Diego: Academic Press, 1994.
- [2] Preisendorfer R W. Hydrologic optics[M]. U.S. Dept of Commerce, NOAA, ERL, Pacific Marine Environmental Laboratory, 1976.
- [3] 潘德炉, 白雁. 我国海洋水色遥感应用工程技术的新进展[J]. 中国工程科学, 2008(9):14-24.
- [4] 潘德炉, 毛志华. 海洋水色遥感机理及反演[M]. 北京: 海洋出版社, 2012.
- [5] 何贤强, 潘德炉. 海洋.大气耦合矢量辐射传输模型及其遥感应用[M]. 北京: 海洋出版社, 2010.
- [6] 唐军武. 海洋遥感讲义. 2006.