

湖南大学

---

硕士学位论文

---

光线散射效果的真实感建模与绘制

---

姓名：黄雷

---

申请学位级别：硕士

---

专业：计算机应用技术

---

指导教师：彭群生;李军义

---

20070413

## 摘 要

光线散射效果的真实感模拟一直是计算机图形学研究的热点和难点之一。它在计算机动画、电脑游戏、影视特技、文化宗教、军事仿真、建筑景观设计、休闲旅游、虚拟现实等领域都有非常广泛的应用。本文主要研究雨雾天气的光线散射效果，均匀介质和双层介质的点光源光线散射效果和多光谱光线散射效果。

本文第一章介绍了光线散射效果真实感模拟的意义及发展历程；并介绍了云、水体等不同介质对光线的散射效果以及点光源光线散射的建模及绘制技术；简述了本文的主要研究内容。

雨雾场景是一种常见的自然现象，本文第二章提出一种雨雾天气下天空光的光照模型。基于不同降雨量天空中雨雾粒子的分布，模拟了不同时刻、不同光源下的光线散射效果，通过对雨雾天气下光线散射公式的简化，首次实现了雨雾场景中光线散射效果的实时绘制。

点光源光线散射的研究历来是一个热点。本文第三章通过对传统点光源单散射模型公式的解析简化，实现了复杂的各向异性光源单散射效果的实时计算。基本解决了均匀介质中点光源的光线散射效果实时绘制这一难点。提出了一种多项式近似的方法，实现了双层介质中点光源光线散射效果的实时绘制。

多光谱光线散射导致各种美丽的光线散射效果。本文第四章通过对彩虹和沙尘暴成因的分析、光学散射特性的研究，表现出不同雨量后的彩虹效果，仿真出各种沙尘天气状况下的光线散射效果。彩虹的绘制效果有较大的改善，并为沙尘天的真实感仿真奠定了基础。

在论文的最后，作者对全文的研究工作进行了总结，并提出了进一步的研究方向和任务。

关键词：光线散射；真实感建模与绘制；基于物理原理；雨雾天气；各向异性光源；双层介质；多光谱；实时绘制

## Abstract

Simulation of ray scattering effect has been a hotspot and one of the most difficult tasks in Compute Graphics. It has been found wide application in many domains such as computer animation, computer games, special effects of movie, culture, religion, battlefield simulation, landscaping, architecture, virtual reality, etc. We will study ray scattering effect under the conditions of rain and fog , point light source ray scattering effect in homogeneous and double-layer participating media and multi-spectrum ray scattering effect.

In chapter one ,we introduce the significance and development of the simulation of ray scattering effect. Then we present different kinds of modeling and rendering techniques for those ray scattering effects such as the modeling and rendering of cloud, water, point light source and so on. The main research works of this paper are present at last.

Rain and fog scene is a normal phenomenon. In chapter two, we propose a model of skylight under rainy and foggy circumstances. Based on properties of particles in different rain intensity, we simulate different ray scattering effect with different time, luminous intensity, simplify the equation of ray scattering effect under the conditions of rain and fog and realize the realistic rain and fog scenes in real time.

Ray scattering effect of point light source has been a hotspot. In chapter three, through analyzing the conventional equations of single scattering of point light source, we implement real-time rendering of scattering effect due to non-isotropic light source, achieving efficient renderings of ray scattering effect of point light source for real-time applications. We also propose a polynomial approximate method, render the light scattering effect in double-layer participating media in real-time.

Multi-spectrum ray scattering effect can simulate different atmospheric optical phenomena. In chapter four, by studying cause of rainbow and sandstorm and property of scattering, we realize different rainbow effects after different rain intensity and ray scattering effect in sandstorm.

At the end of the dissertation, the author sums up all research in this paper, and gives the direction of following research.

**Key Words:** ray scattering effect; realistic modeling and rendering; physically based; rain and fog scenes; non-isotropic light source; double-layer participating media; multi-spectrum; real-time rendering

## 插图索引

图 1.1	光线与介质的交互	2
图 1.2	云的各向异性散射效果图	6
图 1.3	上午时刻云的散射效果图	6
图 1.4	不同海水类型的光线散射效果	7
图 1.5	水中的光线散射效果	7
图 1.6	聚光灯光线散射效果	8
图 1.7	不同浓度介质中点光源光线散射效果	8
图 2.1	雨的粒子分布	12
图 2.2	雾的粒子分布	13
图 2.3	光源从发光点散射到视点的路径	14
图 2.4	简化雨雾天的大气散射模型	15
图 2.5	公路上晴朗天气和不同雨雾天气下光线散射场景漫游	17
图 2.6	校区中不同雨雾天气下的光线散射效果	18
图 2.7	雨雾天气下的光线散射效果整体绘制	18
图 3.1	点光源散射模型	21
图 3.2	聚光灯散射模型	22
图 3.3	指定函数 $F_0, F_1, F_2, F_3$ 的三维数值表示	25
图 3.4	仿真场景中各向同性点光源光线散射效果	26
图 3.5	各向异性点光源在不同大气粒子浓度下光线散射效果	27
图 3.6	仿真场景中各向异性点光源光线散射效果	27
图 3.7	路灯及不同距离的车灯衍射效果	27
图 3.8	双层介质光线散射模型	28
图 3.9	均匀介质和双层介质光线散射的比较	32
图 3.10	不同浓度的双层介质中点光源的光线散射效果	32
图 3.11	视点在下, 光源在上的光线散射效果	33
图 3.12	模型与真实自然场景的融合	33
图 4.1	不同雨量后的彩虹的多光谱散射效果	38
图 4.2	彩虹的多光谱光线散射效果的整体绘制效果	38
图 4.3	沙尘天多光谱光线散射效果与实拍的沙尘天场景的比较	39
图 4.4	不同浓度沙尘天多光谱光线散射效果	39
图 4.5	白天沙尘多光谱光线散射效果	39

# 湖南大学

## 学位论文原创性声明

本人郑重声明：所呈交的论文是本人在导师的指导下独立进行研究所取得的研究成果。除了文中特别加以标注引用的内容外，本论文不包含任何其他个人或集体已经发表或撰写的成果作品。对本文的研究做出重要贡献的个人和集体，均已在文中以明确方式标明。本人完全意识到本声明的法律后果由本人承担。

作者签名：

日期： 年 月 日

## 学位论文版权使用授权书

本学位论文作者完全了解学校有关保留、使用学位论文的规定，同意学校保留并向国家有关部门或机构送交论文的复印件和电子版，允许论文被查阅和借阅。本人授权湖南大学可以将本学位论文的全部或部分内容编入有关数据库进行检索，可以采用影印、缩印或扫描等复制手段保存和汇编本学位论文。

本学位论文属于

- 1、保密，在\_\_\_\_\_年解密后适用本授权书。
- 2、不保密。

(请在以上相应方框内打“ ”)

作者签名：

日期： 年 月 日

导师签名：

日期： 年 月 日

# 第 1 章 绪论

## 1.1 自然场景真实感仿真

自然场景的真实感模拟一直是计算机图形学研究的热点和难点,该项研究在计算机动画、虚拟现实、飞行驾驶训练仿真、航海训练模拟、建筑设计与环境的评估、灾难救援、照明设计、工业污染检测、影视娱乐等方面都有着非常广泛的应用。在虚拟现实仿真中,自然场景不可或缺,在飞行驾驶训练和航海训练仿真中,各种景象的逼真重构,包括云雾、海浪等效果,可以使训练人员产生很强的沉浸感,增强训练效果。

在计算机游戏中,在保证玩家实时游戏的前提下,同样需提高游戏中自然场景的真实感。例如,从二维场景到三维场景的过渡,从静态场景到动态场景的绘制,已成为研究的热点和难点。

在影视娱乐中,随着人们欣赏水平的提高,对于影视场面和内容的要求也越来越高。采用计算机技术生成各种惊心动魄的画面,从而增加可视性和科幻性,以成为当今影视制作的一个潮流。而自然场景的真实感模拟是影视制作中要表现的重要内容。

自然场景种类繁多,千姿百态。大致可以分为以下几类:

- 陆地地貌类:包括沙漠、丘陵、山峰等。
- 水流场景类:包括溪流、湖泊、海洋等。
- 植物植被类:包括树木、草地及花卉等。
- 大气场景类:包括天空、云雾、雨雪、沙尘、彩虹等。
- 太空场景类:包括恒星、行星、卫星、彗星等。

在自然场景画面中光线与场景的交互作用形成瑰丽的自然景色。由于光线在水面上的反射形成了景物在水面上的倒影;由于光线的折射效果形成了雄浑的日出日落景观;由于光线的衍射形成了路灯周围的光芒;由于光线的干涉形成了水泡中的彩色条纹;由于光线的散射导致天空颜色的变化。此外,雨后彩虹,峨嵋宝光,雨雾天烟雨朦胧的场景,路灯的光晕,车灯的光束、花卉树叶的半透明效果等均与光线的散射相关。因此,光线效果的建模与绘制直接影响到自然场景绘制的真实性。本文将重点讨论光线散射效果。

## 1.2 光线散射效果真实感仿真

本节将阐述光线散射的基本原理,并对光线散射效果真实感仿真研究的发展历史进行回顾。

### 1.2.1 光线散射原理

光线在介质中传输时伴随着三类物理过程：吸收，辐射，散射。如图 1.1 所示，箭头表示能量传播的方向，条形的宽度表示能量的强度。其中辐射和内散射增强光的传输强度，而吸收和外散射则使光能不断的衰减。在可见光域中，吸收和辐射引起的光强变化比较小，本文主要考虑散射效果引起的光强变化。光在传播过程中受介质散射，改变原始的传播方向，引起沿传播方向光能的增强或衰减。我们将外界光经散射后沿给定方向传输，增强给定方向光强的过程称为内散射。而把沿给定方向的光经介质散射后发散到其他方向而衰减的过程称为外散射。

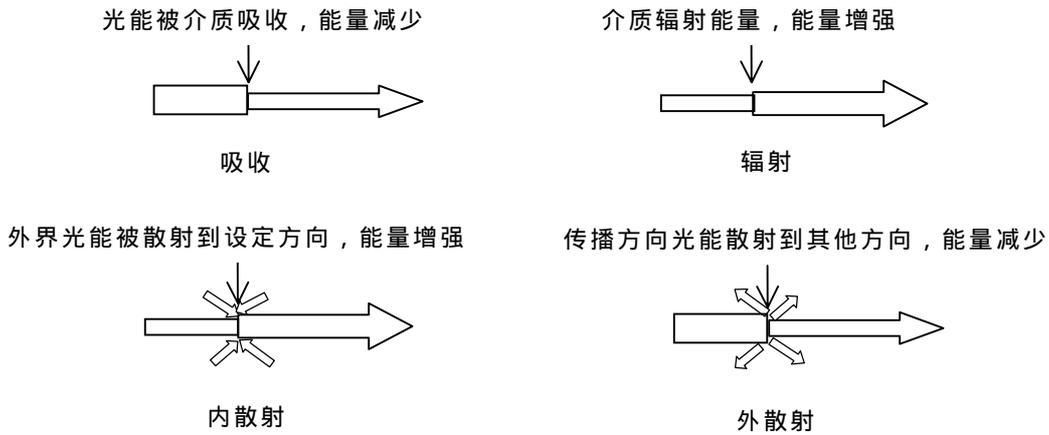


图 1.1 光线与介质的交互

外散射的表达式如下：

$$L(x) = L(x_0)e^{-\int_{x_0}^x \kappa(u)du} \quad (1.1)$$

(1.1)式中  $k(u)$ 表示散射系数，由介质的性质、浓度和光谱波长所决定。不同介质的散射系数有很大的差异。而同种介质对不同波长光的散射强度也是不同的。

内散射的表达式如下：

$$\frac{dL(x)}{dx} = \frac{\kappa(x)}{4\pi} \int_S L(x, \omega_i) p(\omega_0, \omega_i) d\sigma_{\omega_i} \quad (1.2)$$

(1.2)式表示了从不同方向  $\omega_i$ 入射到  $x$  处的光线，与  $x$  处的介质发生交互后，内散射到  $\omega_0$  方向的光线强度总和。式中  $p(\omega_0, \omega_i)$  表示散射介质的相位函数，由散射角所决定。不同的相位函数可表示不同的大气粒子特性。例如 Rayleigh 散射相位函数可表示大气分子等小粒子的散射特性，而 Haze 散射相位函数可表示气溶胶等较大粒子的散射特性。对于更大粒子的散射特性可由 Mie 散射相位函数来表示。Rayleigh 散射的表达式为：

$$I_\lambda = I_{o,\lambda} \frac{8\pi^4}{r^2 \lambda^4} \alpha^2 (1 + \cos^2 \theta) \quad (1.3)$$

$\theta$  是散射角,  $I_{0,\lambda}$  表示入射光的强度,  $I_\lambda$  表示散射强度,  $\lambda$  表示光源的波长,  $r$  表示光源到粒子的距离,  $\alpha$  表示极化率, 由粒子特性决定  $\alpha = a^3(m^2 - 1)/(m^2 + 2)$ , 其中  $a$  表示粒子半径,  $m$  表示折射率。从公式中我们可以看到瑞利散射具有如下特征: 散射光的强度与  $1/\lambda^4$  成正比, 波长越小, 瑞利散射就越强, 这可以解释晴天天空呈蓝色的原因, 因为蓝光的散射强度是红光散射强度的 8 倍。同时, 也能看到散射光强朝各向分布较为平均。

当粒子半径大于  $0.1\lambda$  时问题要复杂的多, 需要引入精确的散射理论来处理。Mie 散射理论用电磁理论讨论了平面电磁波在球形粒子上的散射问题。公式较为复杂, 可表示为:

$$I(\lambda) = I_0(\lambda) \frac{i_1 + i_2}{2k^2 r^2} \quad (1.4)$$

其中  $k$  表示  $2\pi/\lambda$ ,  $i_1, i_2$  表示光线的垂直振荡和水平振荡特性, 与  $a, \lambda, m, \theta$  相关。同时 Mie 散射向各方向散射不均匀, 随着粒子半径的增大表现出明显的前向散射特性。同样, 由于水气分子对于不同光谱散射强度的不同, 导致雨后天空中出现五彩的虹霓。

由公式(1.1), (1.2)可知, 光线散射的计算比较复杂。特别地, (1.2)式中  $L(x, \omega_i)$  与空间位置和光源的入射方向相关, 使得(1.2)式难以实时计算。而(1.1)式中  $\int_{x_0}^x \kappa(u) du$  散射系数则与介质分布相关, 这导致了(1.1)式同样难以实时计算, 需要引入不同的方法对其进行处理。

### 1.2.2 光线散射效果真实感仿真的研究发展

光线一般需经过大气中介质的多次散射才能入射到人眼, 这一过程称为多散射。为了简化上述复杂的光线散射过程, 人们首先研究光线与大气介质发生的单次散射, 通过单散射, 开展光线散射效果真实感仿真的研究。

光线单散射的研究始于 20 世纪 80 年代, 1982 年, Blinn 首次把散射和吸收理论用于图形学绘制真实感场景, 将这一模型应用于显示云层和土星光环, 该模型不是从物理定理直接推出, 而是来自几何光学和概率知识<sup>[1]</sup>。1984 年, Kajiya 和 Herzen 分析了辐射传输方程, 并利用一个空间的三维网格数组和大气密度数组, 给出了一个低反照率的光线跟踪两步算法; 对于高反照率的情况, 他们采用了一组球面调和函数基进行逼近<sup>[2]</sup>。1986 年, Max 将中间计算结果进行复用, 提出了一个快速计算方法, 该方法用 Height Field 技术进行建模, 并且用二次多项式来逼近 Blinn 论文中的光衰减, 加速了单散射的计算<sup>[3]</sup>。这一阶段的研究是光线散射效果建模与绘制的发端, Blinn 的单射模型, Kajiya 等的两步法光线跟踪, Max 的计算简化思想都具有开创意义。

随后,光线散射的研究取得了蓬勃的发展,并开始应用到各种自然场景的绘制中。1987年,Nishita等人提出了考虑光照强度空间分布的点光源模型来绘制聚光灯、车灯发出的光束<sup>[4]</sup>。1991年,Kaneda等人提出了天空光模型来绘制户外的大气散射效果<sup>[5]</sup>。1993年,Nishita等人提出了考虑大气密度变化的元球模型来绘制大气散射效果<sup>[6]</sup>。1994年,Nishita等人提出采用加速缓存的方法来绘制水中的光线散射效果<sup>[7]</sup>。1997年,Jackèl等人提出Mie散射理论来绘制天空中的彩虹<sup>[8]</sup>。2000年,Dobashi等人提出了一个简单有效的方法来绘制云粒子散射形成的云层和光束效果<sup>[9]</sup>。2006年,刘世光等人提出了后向散射原理来绘制奇特的宝光效果<sup>[10]</sup>。这些方法从光源和介质等不同角度简化了复杂的光线散射机制,在绘制速度上有了一定的提高,但都只适用于特定的散射场景。

为了提高光线散射绘制的实时性,随着图形硬件设备的发展,一些基于硬件加速的数值方法得到了有效的应用。2000年,Dobashi等人提出硬件加速的体绘制的方法来绘制光束,从而达到交互的绘制速度<sup>[11]</sup>。2001年,Harris等提出前向散射理论采用硬件加速的方法实现云层的单散射效果绘制<sup>[12]</sup>。2002年,Dobashi等人提出使用图形硬件的方法来实现大气散射的实时绘制<sup>[13]</sup>。2004年,Riley等人提出了近似的多散射相位函数来绘制更精致的大气散射效果<sup>[14]</sup>。这些方法采用预计算、多重绘制技术,有效地提高了光线散射效果的绘制速度,但场景中视点、光源、介质特性的交互性能不高。

与此同时,研究者也开发了基于公式解析的方法,进一步降低了光线散射模型的计算复杂度。1987年,Willis简化了光源的方向和介质的散射特性模拟了雾天飞行效果<sup>[15]</sup>。1999年,Preetham等人实现了平行光下均匀介质的大气散射效果<sup>[16]</sup>。2002年,Narasimhan等人提出了解析方法实现雾天图像的清晰反求<sup>[17]</sup>。这些方法都是面向平行光的。2005年,Sun等人首次提出了基于点光源的均匀介质光线散射效果的解析公式,达到了实时的绘制速度<sup>[18]</sup>。

为了更加真实的再现光线散射效果,在对光线多散射的研究方面也取得了很大的进展。1984年,Kajiya等使用球形调和函数构造辐射偏微分方程,来实现大气介质的多散射效果<sup>[2]</sup>。1987年,Rushmeier等对经典的辐射度方法进行扩展,提出了Zonal方法来解决各向同性介质的多散射问题<sup>[19]</sup>。1992年,Bhate等使用球形调和函数扩展了Zonal方法<sup>[20]</sup>。1994年,Max提出了将散射传播方向空间离散化的方法,来绘制各向异性的光线多散射<sup>[21]</sup>。1994年,Languenou等提出将散射体空间离散成体素,用局部交互的方法逐步计算每个体素的散射能量<sup>[22]</sup>。1995年,Stam等提出一个扩散公式来绘制火焰和烟现象<sup>[23]</sup>。1996年,Nishita等人对散射模型进行约束,绘制了多散射光线效果下的天空颜色<sup>[24]</sup>。1998年,Jensen等提出光子映射的方法,来模拟光线在介质中的传输<sup>[25]</sup>。1999年,Preetham等人提出了只考虑特定方向的白天光线多散射效果<sup>[16]</sup>。2000年,Perez等采用

逐级辐射的方法改进了 Zonal 方法,进一步提高了绘制的速度<sup>[26]</sup>。2001年,Harris等只考虑二次散射来实时绘制云层<sup>[12]</sup>。2002年,Perez提出了逐级 Monte Carlo 辐射方法,随机采样散射强度<sup>[27]</sup>。2004年,Premoze等提出了一个点扩散函数来绘制介质的多散射效果<sup>[28]</sup>。2005年,Hegeman等提出了一个通用的光照模型,采用硬件加速的方法,使多散射绘制达到了可交互的速度<sup>[29]</sup>。

### 1.3 光线散射效果的建模与绘制技术

本节将分别介绍几类介质中光线散射效果的建模与绘制技术,包括云的建模与绘制技术,水体的建模与绘制技术以及点光源光线散射的建模与绘制技术。

#### 1.3.1 云的建模与绘制技术

云是天空场景的重要组成部分。云的真实感仿真在飞行仿真训练、计算机游戏开发及室外场景的模拟等许多领域都有重要应用。云的光亮度主要是由于光线与大气中大粒子的散射产生。这种类型的散射与入射光波长无关,属于无选择性吸收散射,因此我们看到的云大多是白色的。而随着粒子数的增多,光线被大量的衰减而产生乌云等场景。

通常,云的建模方法可以分为下面两类:过程式建模方法和基于物理的建模方法。

Gardner 用映射的方法,将纹理映射到椭圆体上来生成云<sup>[30]</sup>。但这些方法无法产生三维形状的云。Ebert 提出了一种结合元球技术和噪声函数的方法来生成云<sup>[31]</sup>。Miyazaki 等提出了利用计算流体动力学模拟积状云形成过程的方法<sup>[32, 33]</sup>。所有这些方法都是着眼于模拟云的几何形状的,没有考虑云中水气粒子的光线散射效果,所以绘制的云不够逼真,属于过程式建模。

由于云的反射率很高,大气粒子的多散射作用不能忽略。多散射的计算很费时。Nishita 等把云定义在元球技术生成的密度场上。云的形状运用元球的分形技术产生<sup>[24]</sup>。太阳光、天空光经水气粒子的散射作用是形成云的光亮度的主要原因。该方法在考虑这些因素的基础上,还考虑了地面的反射光强对云光亮度的影响。该方法的绘制速度比较慢。Kajiya 最早把辐射传输方程引入图形学,并绘制了云的场景<sup>[2]</sup>。Stam 则通过利用松弛迭代方法求解辐射传输方程,解决了云中多次散射问题<sup>[23]</sup>。绘制了不同反射率的云前向散射特性。该方法适合于用户交互。但是他们假设云中水滴是一些矩形状实体,这与实际云中水滴的形状不符。Max 对上述方法进行了改进。但由于该方法受图形硬件 8 位精度的限制,同样存在一些走样现象<sup>[34]</sup>。Harris 等提出一个多次前向散射和单次各向异性散射的近似,来实时绘制高质量的静态云散射效果<sup>[12]</sup>,如图 1.2。

实际上,云的颜色、形状随时间及与太阳和视点的相对位置的改变而改变。

动态云场景在电影、娱乐业等领域有着广阔的应用前景。利用 GPU 加速及其他加速绘制的算法，可以交互甚至接近实时的速度绘制真实感较强的动态云场景。

Dobashi 等提出了一种利用 GPU 加速，绘制有光束效果的真实感云的方法。利用一种 splatting 的方法来绘制云，提出多层次球壳结构的方法，来绘制透过云层的光束。由于云的光亮度的计算和光束的光亮度计算是分开进行的，所以该方法仅能绘制云层底端的光束<sup>[9]</sup>，如图 1.3。2002 年，Dobashi 等提出了一种以交互速度绘制大气效果的方法<sup>[13]</sup>。



图 1.2 云的各向异性散射效果图<sup>[12]</sup>

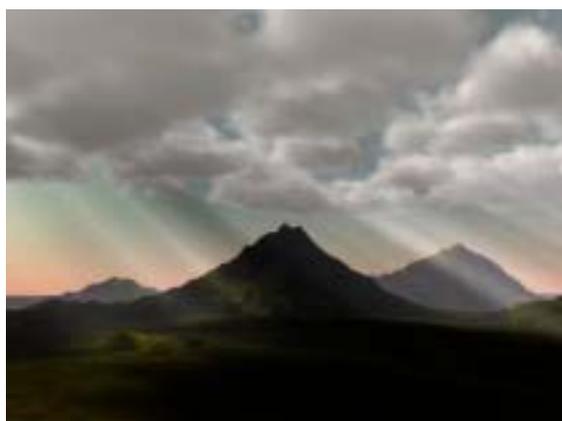


图 1.3 上午时刻云的散射效果图<sup>[9]</sup>

### 1.3.2 水体的建模与绘制技术

河流、湖泊、海洋的真实感仿真是自然场景仿真的重要内容之一。而光线与水体中的水分子，悬浮颗粒发生散射作用，决定了水体的颜色。由于水分子对于可见光中不同波长光线散射作用的强弱不同，对于波长短入射光的散射作用远比波长长的光的散射作用强。同时，散射作用的强弱与光程路径的长短也有关。在水层较浅时，可见光中各种波长的光几乎都能透过，散射作用也不显著，水是无色透明的。当水较深时，由于散射作用显著，水就显出浅蓝绿色。而当水中溶有较多空气时呈偏绿色。水更深时会呈深蓝色甚至呈黑色。深海与浅滩边海水颜色的不同，就是这个缘故。而在水下勘测仿真训练和海底世界等影视动画制作中，水下场景的绘制则更需要考虑光束，散焦，阴影等各种光线效果。

因此,水体的真实感仿真除了基本的水体运动建模外,要有效的考虑水体的颜色和水下的光线效果。

Fournier 等将经典的 Gerstner 波动模型引入到图形学绘制中<sup>[35]</sup>,绘制了近海域的水波。Peaché 提出了 Stoke 波动模型,能模拟水冲向斜坡的行为<sup>[36]</sup>。Tessendorf 提出了基于统计的波动模型,合成正弦余弦波有效的构造波形<sup>[37]</sup>。

而引入光线散射的计算是水体仿真的另一重要内容。Nakamae 等提出了考虑水中杂质散射效果的水坑能力计算方法<sup>[38]</sup>。Kaneda 等考虑了光线在水中的能量传播,来绘制逼真的水表面<sup>[39]</sup>。Nishita 等解析了单散射光的表达式,来计算海水的颜色<sup>[6]</sup>。Premoze 等提出了一个光传输方法,来模拟各种不同深度和不同类型的海水<sup>[40]</sup>,如图 1.4。Jensen 等引入了光子映射技术,来绘制水中的光束和散焦的效果。该方法效果很好,但需要大量的绘制时间<sup>[25]</sup>。Watt 提出反向光线跟踪的方法,来绘制水中的光束<sup>[41]</sup>。Nishita 等提出了加速缓存的方法,来绘制水中光的散焦、光束和水的颜色。他们把水体看成均匀的散射介质,从而解析了光线在水中的计算公式,同时用加速缓存技术取代了光线跟踪<sup>[7]</sup>,如图 1.5。Iwasaki 等对 Nishita 的方法进行了改进使其易于图形硬件加速<sup>[42]</sup>。

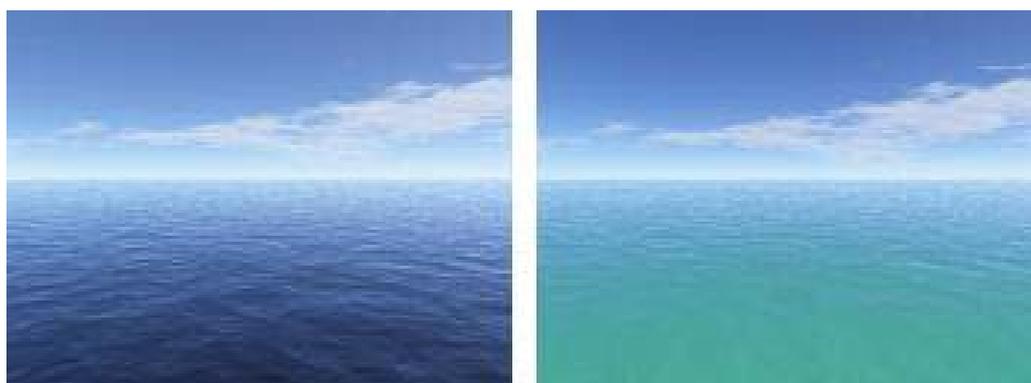


图 1.4 不同海水类型的光线散射效果<sup>[40]</sup>: 深海(左) 热带海域(右)



图 1.5 水中的光线散射效果<sup>[7]</sup>

### 1.3.3 点光源的建模与绘制技术

路灯,车灯发出的光束与大气中的介质发生交互作用,使大气中的介质具有

可见性,产生光晕和光束的效果。特别的,当雾天时,大气介质的散射特性增强,使这些效果更加明显。点光源是描述这种人工光源的模型,可定义点光源的发光特性,它们又分为各向同性和各向异性的发光体。

由于点光源的发光特性,其光线散射的计算比自然环境下太阳光照射(平行光)的散射公式要复杂的多,同时,由于人工光源在仿真中的普遍性,基于点光源光线散射的也有相当多的研究工作。

Max提出了基于扫描线的方法,来绘制薄雾中的光晕效果。首次将点光源的光线散射绘制效果引入到图形学中。但这种绘制是基于均匀大气介质和各向同性的散射特性的<sup>[3]</sup>。Nishita等扩展了Max的方法,以ray casting方法代替了扫描线法,同时能够处理聚光灯这种按角度分布的点光源特性<sup>[4]</sup>。Lafortune等提出双向光线跟踪方法,来计算光线散射效果。从光源和视点双向沿着路径进行光线跟踪,建立光源和视点的连接,这种方法是基于图象的<sup>[43]</sup>。Jansen等提出了光子映射的方法进行改进,具有较强的真实感<sup>[25]</sup>。上述基于光线跟踪和扫描线的算法需要耗费大量的计算时间,无法达到实时。Dobashi等提出硬件加速的体绘制的方法,来绘制光束。该方法将光线散射过程分成两部分计算:从光源到采样体传输路径上的散射,从采样体到视点传输路径上的散射。从而达到交互的绘制速度<sup>[11]</sup>,如图1.6。Lecocq等通过预计算的方法,建立雾天驾驶模拟中的车灯测试仿真<sup>[44]</sup>。Sun等提出了新的解析的方法,用直接的公式来模拟复杂的体散射,使人工光源散射模型的实时绘制成为可能。但该方法只实现了各向同性光源的实时绘制,不适用于各向异性光源(如车灯,聚光灯等)的散射模型<sup>[18]</sup>,如图1.7。



图 1.6 聚光灯光线散射效果<sup>[11]</sup>



图 1.7 不同浓度介质中点光源光线散射效果<sup>[18]</sup>

## 1.4 本文的工作

基于物理原理的光线散射效果真实感模拟已经成为计算机图形学领域最具挑战性的研究课题之一。随着计算机图形学的发展,人们更偏重于寻求能准确地描述客观世界中各种现象与景观的数学模型,不仅仅寻求静态真实感,也希望能逼真地再现运动的真实感。而动态自然景象则难以用一些简单的过程来模拟,必须依据真实世界的物理规律才能得以体现<sup>[45]</sup>。物理原理描述了物体如何运动以及他们之间如何相互影响。

基于物理模型的真实感绘制一方面能保证所生成景观的真实感;另一方面也减轻了程序开发人员的劳动强度,不再需要设计脚本去控制管理每一个细小事件,一切运动和变化都会按着其本身的物理规律来进行。

然而许多应用中对自然景观模拟实时性的要求,使得基于物理的建模与绘制面临诸多困难,一方面需要提高现有平台的计算能力;另一方面需对算法本身进行优化和改进,提出新的快速算法。

从上节的分析中,可以看到对于光线散射效果的研究已经开展了多方面深入的工作,它们在不同层面上仿真了各种光线散射效果。但是,仍存在一些问题需要研究。如雨雾天气中由于光照和大气介质特性的复杂性,目前没有较好的方法进行这种天气光线散射效果的绘制。同样,由于点光源光线散射的不可解析性,通常采用硬件加速数值计算的方法,缺乏场景的交互性。需要提出新的解析的方法来解决均匀介质和双层介质的光线散射效果。对于多光谱光线散射的研究工作还需进一步深入。

本文围绕以上问题展开研究,提出了基于物理的光线散射效果的真实感建模与绘制方法,其主要贡献如下:

- 提出一种雨雾天气下天空光的光照模型。基于不同降雨量中雨雾粒子在大气中的分布,模拟了不同时刻、不同光源下的不同光线散射效果,实现了雨雾天气下光线散射公式的简化。提出了考虑无太阳光直射时的天空光多粒子散射模型,首次实现了雨雾动态场景中光线散射效果的实时绘制。
- 将计算量很大的各向异性光源单散射公式转换成一个与场景中物理参数相关的可解析的公式和一个不可解析的独立于物理参数的二维数值表,从而实现了复杂的各向异性光源单散射效果的实时计算。提出一种新的方法对各向异性介质的相位函数和不可解析的积分项进行多项式近似,从而实现了双层介质中点光源光线散射效果的实时绘制。模拟了不同大气浓度不同视点、光源位置下,点光源奇特的光线散射效果。
- 通过对彩虹带边缘水滴分布采用密集采样,使绘制出的彩虹带和天空背景过渡平滑,彩虹的绘制效果有较大的改善,同时也提高了绘制速度。

同时，通过对彩虹成因的分析，将降雨量与彩虹的绘制相结合，表现出不同雨量后的彩虹效果。通过对沙尘暴成因的分析和沙尘分布特性、光学散射特性的研究，仿真出各种沙尘天气状况下的光线散射效果，为沙尘天的真实感仿真奠定了基础。

在论文的最后，作者对全文的研究工作进行了总结，并提出进一步的研究方向和任务。

## 第 2 章 雨雾天气下的天空光散射

### 2.1 引言

自然场景的真实感绘制历来是计算机图形学研究的热点和难点之一,而雨雾天气又是自然场景中常见的情形。在计算机游戏动画、虚拟现实、飞行驾驶训练仿真、航海训练模拟、建筑设计与环境的评估、灾难救援、照明设计、工业污染检测、影视娱乐等方面都有着非常广泛的应用价值。

雨雾天气条件下,大气中的各种粒子(空气分子,尘埃,雾粒子,雨滴)与光线产生交互作用,产生各种各样的雨雾场景。雨后彩虹、路灯周围的光晕、聚光灯、车灯发出的光束等都是与雨雾天气相关的特有的景象,光线散射是产生这些自然景象的最根本的原因。

和晴朗天气条件不同,雨雾天气条件下的光线散射机理更加复杂。在雨雾天气下,不同的空气质量,不同的光源照射,大气散射的成因及效果也是不同的。因此,现有方法很难逼真地模拟雨雾天气条件下的光线散射效果。

在光线散射模拟方面国内外已经有一些研究工作,包括自然光的散射和人工光源的散射。自然光散射模型的研究始于 20 世纪 80 年代,1987 年,Klassen 等提出了简单的大气散射模型和多光谱散射模型,但这种方法计算不够精确,而且只适用于特定场景的绘制<sup>[46]</sup>。1993 年,Nishita 等提出了考虑大气密度变化的元球模型来绘制大气散射效果<sup>[6]</sup>。1996 年,Nishita 等考虑了更为精细的多散射模型来绘制天空的颜色<sup>[24]</sup>。2000 年,Dobashi 等提出了一个简单有效的方法来绘制云粒子散射形成的云层效果<sup>[9]</sup>。2002 年,Dobashi 等提出使用图形硬件的方法来实现大气散射的实时绘制<sup>[13]</sup>。2004 年,Riley 等提出了近似的多散射相位函数来绘制更精致的大气散射效果<sup>[14]</sup>。

但这些工作都是基于晴朗天气的,均采用太阳光为光源。因此,无法适用于雨雾天气的情形。1990 年,Kaneda 等引用文献[47]提出的天空光照模型来进行雾场景的绘制,但该方法模型过于简单,没有考虑雨雾天气中大气粒子的特性,同时该方法非常耗时<sup>[5]</sup>。1997 年,Jackel 等提出了多粒子模型方法,通过分段计算来绘制天空和彩虹场景。该方法采用太阳光作为直射光源,且彩虹与天空背景的融合上显得不够真实<sup>[8]</sup>。吴春明等人提出基于辐射传输理论和源于测量数据的解析模型的方法来绘制大气效果,但这些方法需要绘制系统的支持和测量数据,不能应用到雨雾天气这种复杂的天气场景中<sup>[48,49]</sup>。

因此,目前尚无有效的方法来解决特定的雨雾场景中光线散射的实时绘制问题。本章基于雨雾天气条件下的大气物理特性,提出一种新的雨雾条件下的多粒子散射光照模型,实现了雨雾动态场景的实时绘制。

## 2.2 雨雾天的大气及光线特性

雨雾天气下大气中介质的构成和光线情况与其他天气相比有较强的独特性。这一节中我们将研究雨雾天气下的大气构成及其散射特性和光照特征。

### 2.2.1 雨雾天大气中悬浮粒子组成及散射特性

晴朗天气下大气的主要组成是各种大气分子和很微小的尘埃微粒,当光线与大气分子发生交互时,主要呈现 Rayleigh 散射的特性。而在雨雾天气中,大气介质主要包含以下几种:

雨粒子:雨滴是以高速运动的不同大小不同形状的随机分布的水滴的集合体。雨滴的大小分布一般在 0.1mm-3.5mm 之间, Best 等提出了不同降水量下的雨滴粒子大小分布规律<sup>[50]</sup>。如图 2.1 可以看到雨滴的密度按雨滴的大小呈指数规律递减,大雨滴在降雨中所占的比重很小,但在整个场景中仍占一定的量,且其呈现出更明显的散射效果,是不可忽略的。当雨滴从云层中生成后,受重力和空气阻力的互相影响,立即达到终端速度,所以在可视的场景中,雨滴是以匀速向下下降的。单一雨滴在三维空间中是随机分布的,但从统计的角度看,各种大小的雨滴分布是均匀的。雨滴的大小相对于大气中的其他粒子是很大的,当光线与雨滴交互时,主要表现巨粒子散射呈现几何光学的特性。

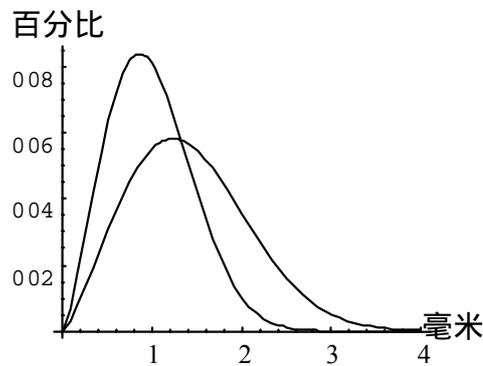


图 2.1 雨的粒子分布

雾粒子:雾主要是由悬浮在大气中的气溶胶粒子所形成的,气溶胶的粒子大小为零点几到几微米之间。小粒子的数浓度占的比重比较大,如图 2.2。在不同季节,不同地区,不同的大气质量下,分布是不同的。姜忠等统计了北京市 1998 年-2001 年气溶胶的平均数浓度谱<sup>[51]</sup>。气溶胶的数浓度随着高度的增加呈指数递减,在 2000m-2500m 高度,粒子浓度出现极小值,2500m-3500m 高度,粒子浓度随高度稍有增加。当气溶胶粒子与光线发生交互时,主要呈现微粒子的 Mie 散射特性。

大气分子:大气分子的颗粒很小,但因其数量巨大也不可忽略。当光线与大气分子发生交互时,主要呈现 Rayleigh 散射特性。

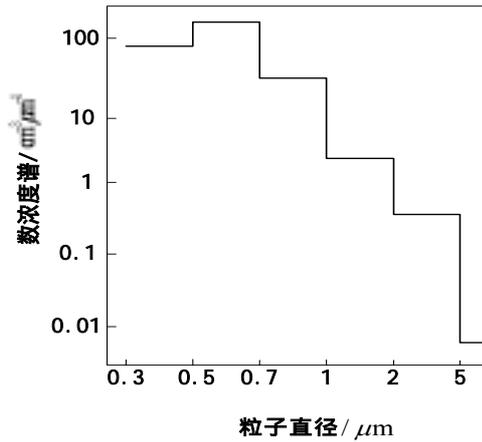


图 2.2 雾的粒子分布

日常看到的很多自然光和人工光现象都包含了大气散射效果。如太阳光穿过大气时及夜晚路灯发光都会与周围的大气粒子交互作用，产生散射现象。散射粒子的大小决定其散射特征。当粒子的尺度小于光线波长的十分之一时，主要表现出 Rayleigh 散射的特征。其散射光的强度与  $1/\lambda^4$  成正比，波长越小，Rayleigh 散射就越强。同时，Rayleigh 散射的散射光强朝各向分布较为平均。当粒子半径大于  $0.1\lambda$  时，需要引入 Mie 散射理论来处理<sup>[52]</sup>。Mie 散射向各方向散射不均匀，随着粒子半径的增大表现出明显的前向散射特性。

### 2.2.2 雨雾天的光照

雨雾天时，天空被云层所覆盖，太阳光受云层的吸收、反射、散射后被大大的削弱。此时，大气的光照主要受天空光所影响。因此，常用的平行光模型不能被用来进行雨雾散射效果的绘制。

引入文献[47]的天空光模型，将整个天空域看成发光源，按角度采样把整个天空域分割成若干个发光带，发光带的强度由采样线的强度确定。入射到大气中任意点  $p$  的光强是天空域各光带入射到  $p$  点的光强的积分和，公式如下：

$$I(s_i) = \sum_{i=1}^N W_i \int_0^{\pi} L(\alpha, \delta) \sin \alpha \exp(-t(s_i)) d\alpha \quad (2.1)$$

式中  $N$  表示发光带个数， $W_i$  表示光带的角宽度， $L(\alpha, \delta)$  表示天空光的强度，这里我们采用 CIE 全阴天光强分布模型： $L(\theta) = L_z(1 + 2\cos\theta)/3$ ， $L_z$  表示天空顶的光强与太阳在空中的高度有关， $\theta$  表示发光源和天空顶的角度，天空光强分布在天顶最强，向地平线方向则不断削弱。 $t(s_i)$  表示天空域中各个发光源到  $p$  点的光学深度。

天空光的计算非常耗时，为了简化起见，入射到空中的任意点的光强可以作为高度的函数，我们预先为每一高度计算出射光强，创建查找表，以便运算时调用。

## 2.3 雨雾天气的多粒子散射模型

如前所述,雨雾天气条件下,各向漫射的天空光是大气散射的主要光源。同时,空气中包含多种不同的类型的粒子。由于天空光的漫射,与大气粒子发生交互的光线来自各个方向,用传统的大气散射计算方法需要考虑空间光线的方向性,计算复杂。同时,各种粒子对光线散射的特性不同,传统的单一粒子模型不再适用,这里需要考虑雨雾天气下的多粒子与光线的交互作用,从而更加真实地模拟雨雾天大气散射效果。

我们首先采用传统的大气散射公式建立精确的雨雾天大气散射模型。图 2.3 示例了天空域中的一条光线与视线方向一粒子交互,散射到视点的过程。视线方向上所接收的总散射光强是天空域各向光线与视线方向上所有粒子交互散射到视点的光强和。如(2.2)式所示:

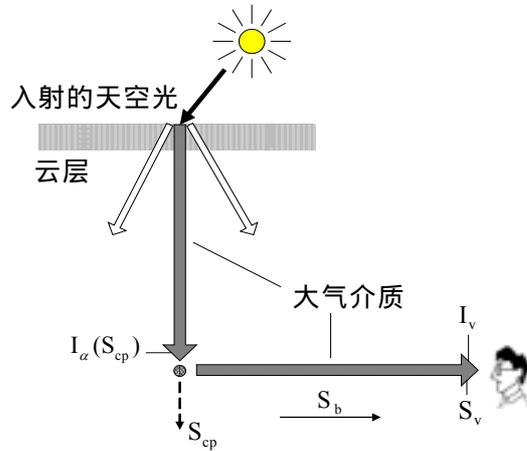


图 2.3 光源从发光点散射到视点的路径

$$I_v = \int_0^{2\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_{s_{cp}=s}^{s_v} I_\alpha(s_{cp}) \sum_{i=0}^{N_s-1} (D_{\alpha,i}[\lambda, \theta] p_i(s_{cp})) \times \exp \left[ - \sum_{i=0}^{N_s-1} \gamma_i \int_{s_{cp}}^{s_v} p_i(s_b) ds_b \right] ds_{cp} d\alpha d\delta \quad (2.2)$$

式中  $I_\alpha(s_{cp})$  表示从  $\alpha$  方向发射到  $s_{cp}$  位置处的天空光强,  $D_{\alpha,i}[\lambda, \theta]$  表示  $\alpha$  方向的相位函数,  $p_i(s_{cp})$  表示  $i$  粒子在  $s_{cp}$  位置处的密度,  $\gamma_i$  表示  $i$  粒子的散射系数,  $N_s$  表示在雨雾条件下大气中不同散射粒子的个数, 包括不同大小的雨粒子, 气溶胶粒子, 大气分子等。内积分公式的前半部分表示  $\alpha$  方向处的天空光强与大气粒子交互后, 散射到视线方向的强度, 积分后半部分表示从  $s_{cp}$  到视点光强所受的能量衰减。外积分表示考虑天空域各向发射过来的光线。当  $N_s=1$  时, 式(2.2)即回归为单粒子散射模型。

显然, 式(2.2)无解析表达且计算非常耗时, 因此须对该式进行简化。由于雨天空的漫射性质, 我们可以将天空域中各个方向发射到任意点的光强看成一个整体, 并引入前面提到的天空光模型, 即可获得任意点的入射光强。由于该入射光强是天空域中各个方向发射出来的光线的集合体, 从整体来看不具有方向性, 所以在此可采用统一的相位函数。

同时，为避免视线方向上需要对每一粒子进行散射光强的计算，考虑到粒子浓度在一定区域内变化比较平缓，我们引入一个散射体的概念<sup>[8]</sup>，即按照视线方向上的粒子浓度和入射的天空光强分布对视线穿过的大气进行分段采样，每一段内的同类型粒子的浓度取该段内的平均数，可将它们看作一个整体。采样路径的分段大小要综合地考虑大气粒子浓度和入射的天空光强随高度而产生的曲线变化，使其在段中近似恒定，分段数可根据绘制的精度调整，从而避免了沿视线方向的逐点采样。如图 2.4(a)所示，虚线和实线分别表示不同粒子的浓度，入射天空光强随高度变化的情况，我们可以把变化较缓的部分分割成一个区段，将它看作一个整体。

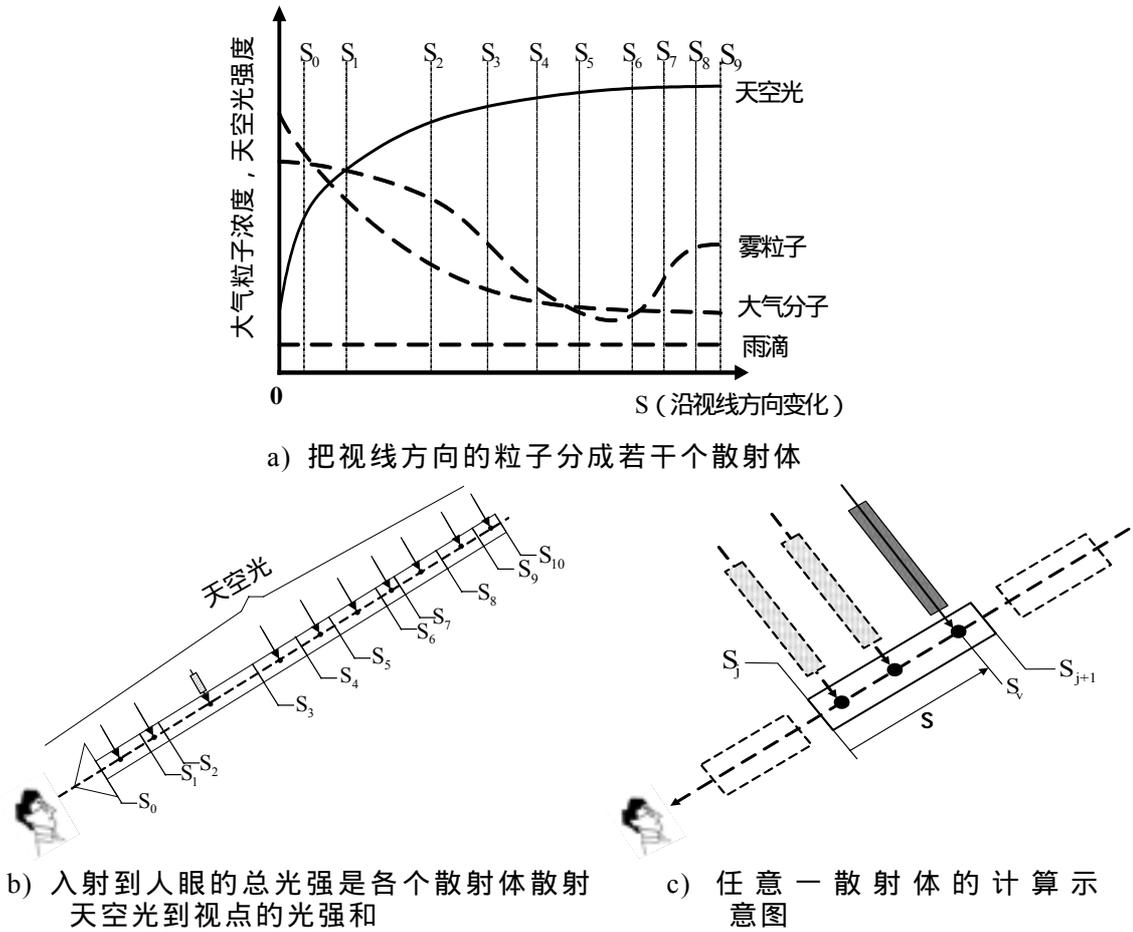


图 2.4 简化雨雾天的大气散射模型

经过以上简化后,我们可以把公式简化为

$$I_v = \sum_{j=0}^{N_{sv}} I_v^j \quad (2.3)$$

如图 2.4(b)所示，视线方向上散射到人眼的总光强是视线上  $N_{sv}$  个采样段中的粒子散射天空光到人眼的光强的集合。

现在我们来讨论其中的任一采样段  $I_v^j$  的散射光强计算，如图 2.4(c)所示。我们先考虑  $SV_j$  采样段散射天空光到  $S_j$  的光强：

$$I_s^j = \int_{S_j}^{S_{j+1}} I_\alpha^j(s_v) \sum_{i=0}^{N_s-1} D_i[\lambda] p_{i,j}(s_v) \exp\left[-\sum_{i=0}^{N_s-1} \gamma_i \int_{S_j}^{s_v} p_{i,j}(s) ds\right] ds_v \quad (2.4)$$

式中  $I_\alpha^j$  表示入射到  $S_v$  的天空光强,  $D_i[\lambda]$  表示天空光与  $i$  粒子交互的相位函数,  $N_s$  表示不同散射性质的粒子个数,  $p_{i,j}(S_v)$  表示在  $[S_j, S_{j+1}]$  采样段中  $i$  粒子的密度,  $\gamma_i$  表示  $i$  粒子的散射系数, 内积分取值  $S_j$  到  $S_v$  表示该段散射体引起的光强衰减。外积分取值  $S_j$  到  $S_{j+1}$  从而获得第  $j$  采样段内所含粒子的散射光强。

由图 2.4(a) 所示, 在一个采样段中  $p_{i,j}(S_v)$ ,  $I_\alpha^j(s_v)$  可以看成常数, 于是我们对公式(2.4)做如下简化:

$$I_s^j = I_\alpha^j \frac{1 - \exp[-(s_{j+1} - s_j) \sum_{i=0}^{N_s-1} p_{i,j} \gamma_i]}{\sum_{i=0}^{N_s-1} p_{i,j} \gamma_i} \times \sum_{i=0}^{N_s-1} p_{i,j} D_i[\lambda] \quad (2.5)$$

$I_s^j$  光强从  $S_j$  位置传输到视点位置还要经过采样路径  $SV_0$  到  $SV_{j-1}$  的衰减, 于是天空光经  $SV_j$  采样段散射最终到达人眼的光强可表示为

$$I_v^j = I_s^j \exp\left[-\sum_{i=0}^{N_s-1} \gamma_i \sum_{j=0}^{N_j-1} p_{i,j}(s_{j+1} - s_j)\right] \quad (2.6)$$

其中  $N_j$  表示采样段的个数。当粒子密度固定(雨粒子)时,  $\Sigma$  中的  $p$  与采样段的高度无关。式(2.5)中的  $\sum_{i=0}^{N_s-1} p_{i,j} D_i[\lambda]$  可表示为  $\sum_{i=0}^{N_s-1} p_i D_i[\lambda]$ ,  $\sum_{i=0}^{N_s-1} p_{i,j} \gamma_i$  可表示为  $\sum_{i=0}^{N_s-1} p_i \gamma_i$ 。式(2.6)中的  $\sum_{j=0}^{N_j-1} p_{i,j}(s_{j+1} - s_j)$  可表示为  $p_i(s_{N_j} - s_0)$ 。

将式(2.6)代入式(2.3)得到入射到人眼的光线总强度  $I_v$ 。

## 2.4 绘制流程

由于雨雾天气散射效果与周围环境关系很大, 因此我们绘制时也要使其与其他景物能够无缝拼接, 逼真自然。这里我们采用整体绘制的方法。

建立三维场景, 包括建筑、田野、公路、路灯等模型。在于金辉等和罗维佳等提出的关于雨的建模和绘制方法的基础上<sup>[53, 54]</sup>, 采用粒子系统来建立雨的形态, 并考虑了雨滴的物理特征, 模拟了不同雨量下的雨滴大小分布, 下落终速度以及风速对于雨滴的影响。因为考虑到绘制的实时性, 野外的树、房屋场景用 billboard 技术来实现。天空光采用标准的 CIE 全阴天模型进行绘制。交互地改变天气条件, 包括雨的大小、风速、光源位置等, 就可以绘制出不同条件下的雨雾场景, 并能够交互地在场景中进行漫游观察。本文未考虑雨滴与地面景物的交互(如房屋、树木被雨打湿的过程), 但为保证整体效果的逼真, 采用了动态纹理的方法来近似的模拟, 实现整体效果的和谐。同时, 根据人体视觉理论, 人眼对图像中等亮度区域的灰度变化较为敏感, 而对高亮度及低亮度区域的灰度变化不大敏感这一特性。我们采用类似于双对数的曲线代替传统的线性变换来进行能量亮

度转换，模拟出散射效果更加逼真，更加符合人眼视觉特性的画面。

## 2.5 绘制结果

由于依据上面的模型，我们可以计算出雨雾天气下天空光漫射的雨雾场景。我们在浙江大学 CAD&CG 国家重点实验室的 PIV2.4GHZ, 1.0GB 内存, NVIDIA GeForce FX5200 显卡的高档微机上，采用 OpenGL, 3DMax, Visual C++ 等相关技术实现了雨雾天气下不同光线散射场景的实时绘制。

图 2.5 绘制的是公路上晴朗天气和雨雾天气下光线散射效果。(a)为晴朗天气，场景受太阳光直射，这时大气中的粒子含量很少，散射效果很弱，大气能见度高。(b)为大雨时的光线散射效果，这时雨量和雾气都很大，在天空光与雨雾中多粒子散射的作用下，场景呈现出雾蒙蒙的感觉，雨滴和雾滴的光线散射强度也很好的表现出来，整个场景能见度很低。(c)和(d)为小雨时的光线散射效果，天空飘着微微细雨，场景蒙上了一层薄雾，同时可以在场景中实时漫游。图 2.6 绘制的是校区中不同雨雾天气下的光线散射效果。(a)为小雨雾天气下的光线散射效果。(b)为中雨雾天气下的光线散射效果。(c)为大雨雾天气下的光线散射效果。可以看到随着雨雾的增大，校区中的能见度不断下降。图 2.7 是基于绘制流程，加入了树木、房屋的倒影，水坑和涟漪等考虑整体绘制效果的雨雾天光线散射场景。(a)为模拟中国古街河仿街雨雾天气的光线散射效果整体绘制。(b)为模拟校区雨雾天气的光线散射效果整体绘制。

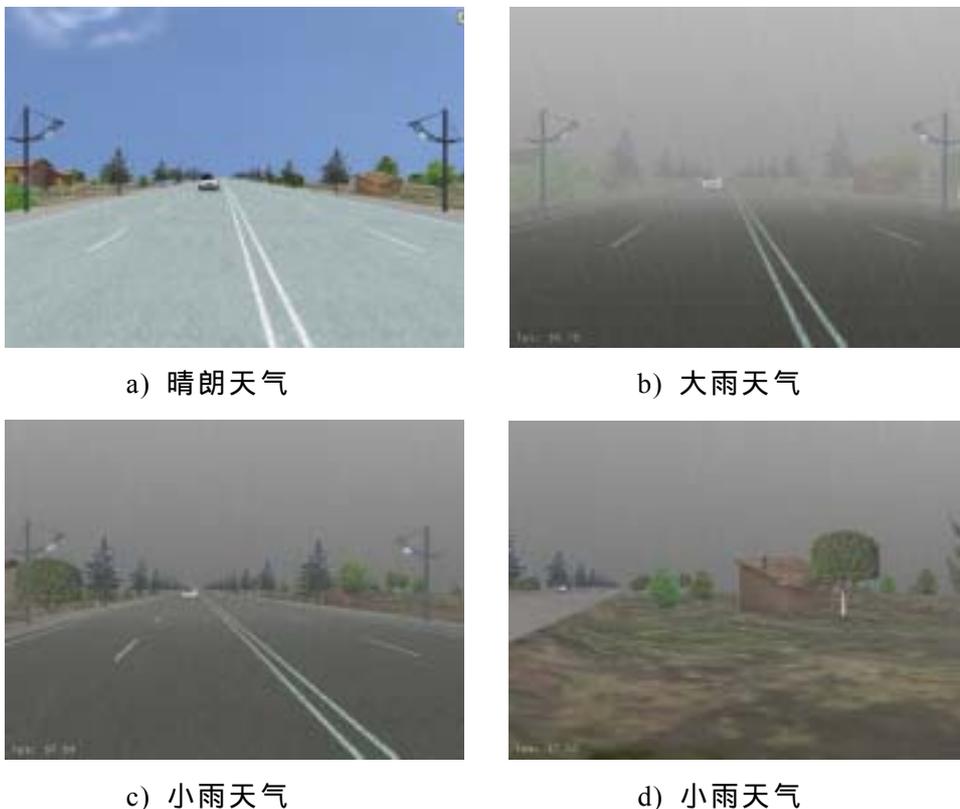


图 2.5 公路上晴朗天气和不同雨雾天气下光线散射场景漫游



a)小雨雾天气下的光线散射效果



b)中雨雾天气下的光线散射效果

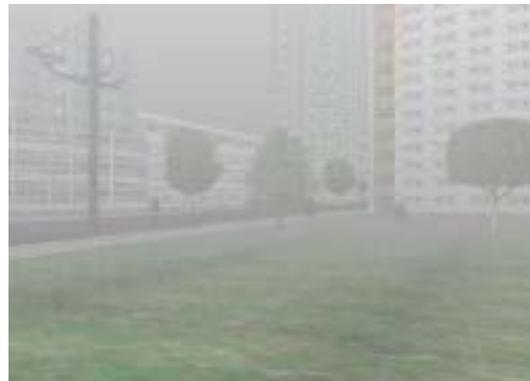


c)大雨雾天气下的光线散射效果

图 2.6 校区中不同雨雾天气下的光线散射效果



a)河仿街雨雾天气下的光线散射效果整体绘制



b)校区雨雾天气下的光线散射效果整体绘制

图 2.7 雨雾天气下的光线散射效果整体绘制

## 2.6 小结

本章提出一种考虑雨雾天气下天空光的光照模型。基于雨雾场景中大气粒子的特性，模拟了不同时刻、不同光源、不同雨雾浓度下的天空光散射效果，实现了雨雾天气下光线散射公式的简化。提出了考虑无太阳光直射时的天空光多粒子散射模型，首次实现了雨雾动态场景中光线散射效果的实时绘制。

光线散射效果是雨雾场景真实感绘制中最主要也最复杂的，本文为今后逼真地模拟雨雾天场景奠定了重要的基础。在今后的工作中，将采用 GPU 加速的方法进一步提高绘制的速度，并考虑地面的光线反射，雨滴在地面微小水坑的浸透吸收及沉积而造成的湿润效果，来更加逼真的实时绘制雨雾的动态场景。

## 第 3 章 点光源光线的散射

### 3.1 引言

路灯、车灯光束与大气中的介质发生交互作用,使大气中的介质具有可见性,产生光晕和光束的效果。特别的,当雾天时,大气介质的散射特性增强,使这些效果更加明显。点光源是描述这种人工光源的模型,可通过点光源的发光特性分别表示各向同性和各向异性的发光体。

由于点光源的发光特性,其光线散射的计算比自然环境下太阳光照射(平行光)的散射公式要复杂的多,同时,由于人工光源在仿真中的普遍性,基于点光源光线散射的也有相当多的研究工作。

Max提出了基于扫描线的方法<sup>[3]</sup>。Nishita等以ray casting方法代替了原先的扫描线法<sup>[4]</sup>。Lafortune等提出双向光线跟踪方法<sup>[45]</sup>。Jansen等提出了光子映射的方法<sup>[25]</sup>。但这些方法都是基于光线跟踪和扫描线的算法,需要耗费大量的计算时间,无法达到实时。Dobashi等提出硬件加速的体绘制的方法<sup>[11]</sup>。Lecocq等提出了预计算的方法<sup>[44]</sup>。Sun等提出了新的解析的方法<sup>[18]</sup>。但该方法只实现了各向同性光源的实时绘制,不适用于各向异性光源(如车灯,聚光灯等)的散射模型。同样在自然界中,大气各层因漂浮的粒子质量不同,沙漠中因大气温度差异等原因使得天空分划成具有不同散射特性的介质层。同样,水底由于光线穿过大气与水体形成的分层介质,产生了奇妙的水下景观。这些都是由于介质分层所产生的特有的光线散射效果。而目前尚没有实时的计算方法来解决这一问题。

本章将分别介绍均匀介质中点光源光线散射效果和双层介质点光源的光线散射效果的研究。

### 3.2 均匀介质中点光源光线的散射

#### 3.2.1 各向同性点光源(路灯)散射模型

对于点光源的散射,传统上采用空间离散的体绘制方法<sup>[11]</sup>,即通过对照明空间的离散采样,采用预计算存储散射强度,并采用硬件加速等方法来加速绘制,但是这些方法必须先对空间采样,计算复杂,存储量大,无法达到实时的绘制速度,同时由于要进行预处理,常常只针对某一固定类型的粒子、场景和视点,不易交互改变条件参数来绘制新的效果。为此,我们引入一个新颖的解析方法来精确计算点光源的单次散射效果。

如图 3.1 所示,点光源  $s$  发光强度为  $I_0$ ,与视点  $v$  相距  $D_{sv}$ ,与视线夹角为  $\gamma$ ,则人眼在视线方向上接收到的总光强是视线方向上的粒子散射光强之和。

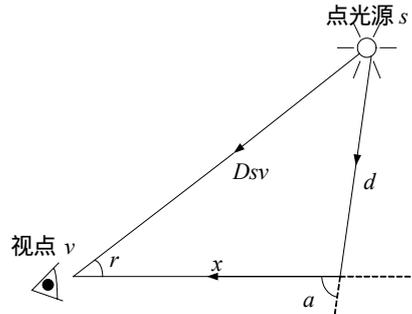


图 3.1 点光源散射模型

我们给出标准的点光源散射公式为：

$$L(\gamma, D_{sv}, \beta) = \int_0^\infty \beta k(\alpha) \frac{I_0 e^{-\beta d}}{d^2} e^{-\beta x} dx \quad (3.1)$$

式中  $\beta$  表示大气粒子浓度， $k(\alpha)$  是相位函数， $1/d^2$  为点光源的发光特性，在整个光线传输路径  $d+x$  上光强呈指数衰减。

注意到该公式是不可解析计算的，需要用数值计算的方法，这必将耗费大量的计算时间，无法达到实时。

Sun 等考虑物理参数间的内在联系<sup>[18]</sup>，通过一系列的参数替换，将上式变换为

$$L = A_0(D_{sv}, \gamma, \beta) \int_{\gamma/2}^{\pi/2} \exp[-A_1(D_{sv}, \gamma, \beta) \tan \varepsilon] d\varepsilon \quad (3.2)$$

式(3.2)分解可成两个部分：

(a) 依赖于场景中物理参数的可解析的数学表达式  $A_0, A_1$ 。

$A_0(D_{sv}, \gamma, \beta), A_1(D_{sv}, \gamma, \beta)$  分别与物理参数  $D_{sv}, \gamma, \beta$  相关。

(b) 独立于物理参数的二维数值表。

$$F(u, v) = \int_0^v \exp[-u \tan \varepsilon] d\varepsilon$$

该函数是不可解析的，但它是纯粹数值的(和具体的物理参数无关)，所以可以通过预处理的方式，只需计算一次，将其保存到二维表中。

将(a)，(b)两部分相结合，得散射光强的计算公式：

$$L = A_0[F(A_1, \pi/2) - F(A_1, \gamma/2)] \quad (3.3)$$

这样，即用具体的解析表达式实现了复杂的体散射模型的实时绘制。

### 3.2.2 各向异性点光源(聚光灯)散射模型

上节实现了各向同性的点光源散射效果的实时绘制。但对于各向异性的光源(如聚光灯)，其朝各个方向发出的光照强度并不是一致的，不能简单的把光源的发光强度看成一个常量。故前面的方法就不再适用了。我们需要进行特殊的处理，以实现各向异性光源散射效果的实时绘制。

如图 3.2 所示,  $A$  为点光源, 在圆锥体  $ACE$  中发光, 中心轴  $AD$  处光强最强, 发光强度随着发射光线方向与中心轴  $AD$  的夹角的增大而逐渐递减为零(如  $AC$ ,  $AE$  处), 从而增加了散射光计算的复杂性。同时, 因为各向异性光源只在圆锥体内发光, 所以在进行散射光强计算时需要考虑照明范围。

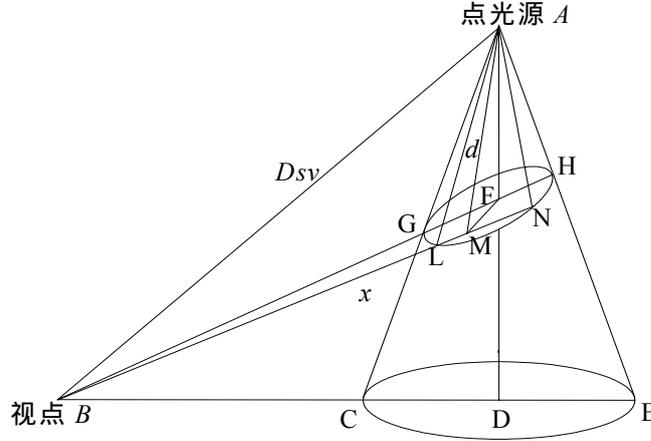


图 3.2 聚光灯散射模型

按照文献 [4] 提出了各向异性光源的光强分布表达式  $I(\theta) = I_0 \{ (1-q)(\cos\theta - \cos A) / (1 - \cos A) + q \}$ ,  $I_0$  为中心光轴的发射光强,  $\theta$  为发射光线与中心轴偏转角, 如  $MAF = \theta$ ,  $A$  为发光的最大圆锥角,  $q$  为控制边缘柔和系数, 在此我们取  $q=0$ , 光强柔和递减。

由图 3.2 所示我们给出各向异性光源的散射光强表达式:

$$\begin{aligned} L(\theta, D_{sv}, \beta, r^*) &= \int_{\overline{BL}}^{\overline{BN}} \beta k(\alpha) \frac{I_0 (\cos\theta - \cos A) e^{-\beta d}}{d^2 (1 - \cos A)} e^{-\beta x} dx \\ &= \int_{\overline{BL}}^{\overline{BN}} \beta k(\alpha) \frac{I_0 \cos\theta e^{-\beta d}}{d^2 (1 - \cos A)} e^{-\beta x} dx - \int_{\overline{BL}}^{\overline{BN}} \beta k(\alpha) \frac{I_0 \cos A e^{-\beta d}}{d^2 (1 - \cos A)} e^{-\beta x} dx = L_1 - L_2 \end{aligned} \quad (3.4)$$

式中  $I_0(\cos\theta - \cos A)/(1 - \cos A)$  为发射光强(随发光方向与中心轴的夹角变化),  $\overline{BL}$  及  $\overline{BN}$  确定照明范围(可由几何关系求得), 在视线  $BN$  方向上, 只有  $LN$  段间的大气粒子与光线进行散射。同时我们设定几个参数表示视线与发光体的角度关系, 定义如下:  $ABH = a$ ,  $ABD = r$ ,  $ABN = r^*$ ,  $HBN = q$ 。其他参数的物理含义和上节相同。我们可以看到,  $L_2$  式中的光强为常数可用上一节的方法进行计算, 我们把注意力放到  $L_1$  的计算上, 即

$$L_1(\theta, D_{sv}, \beta, r^*) = \int_{\overline{BL}}^{\overline{BN}} \beta k(\alpha) \frac{I_0 \cos\theta e^{-\beta d}}{d^2 (1 - \cos A)} e^{-\beta x} dx \quad (3.5)$$

根据余弦定理, 可得

$$d = \sqrt{D_{sv}^2 + x^2 - 2x D_{sv} \cos r^*} \quad (3.6)$$

基于图 3.2 所示几何关系可得  $\cos\theta$  的表达式:

$$\cos \theta = \frac{D_0 - 2xD_1}{2d \sin \alpha} \quad (3.7)$$

式中：

$$D_0 = D_{sv} \left[ \cos(\alpha - r) + \frac{\sin^2 \alpha}{\cos(\alpha - r)} - \frac{\cos^2 r}{\cos(\alpha - r)} \right], \quad D_1 = \cos r^* \cos(\alpha - r) - \cos r \cos q$$

同时，把相位函数  $k(\alpha)$  归一到  $1/4\pi$  (此方法也能扩展到一般的相位函数表达式，见文献[18])，代入式(3.7)，则式(3.5)变为

$$L_1(\theta, D_{sv}, \beta, r^*) = \frac{\beta I_0 D_0}{8\pi \sin \alpha (1 - \cos A)} \int_{\overline{BL}}^{\overline{BN}} \frac{e^{-\beta d}}{d^3} e^{-\beta x} dx - \frac{\beta I_0 D_1}{4\pi \sin \alpha (1 - \cos A)} \int_{\overline{BL}}^{\overline{BN}} \frac{x e^{-\beta d}}{d^3} e^{-\beta x} dx \quad (3.8)$$

显然我们只需要求解出上式即可得到任意位置的光线强度，但是上式是不可解析的。如何求解上式，一种最直观的想法是把上述表达式分解为两个表达式，一个是与物理参数有关的可解析的表达式，另一个是独立于物理参数的二维数值表，这样就可以直接求出上式的值，而不必沿袭传统的体绘制方法。

对此，我们先用表达式  $t = \beta x$ ， $T_{sv} = \beta D_{sv}$  来替换积分式，这样做消除了  $\beta$  与距离间分离的依赖关系，在一定程度上降低了复杂度；然后我们再用  $z = t - T_{sv} \cos r^*$  来替换，得到：

$$\int_{\overline{BL}}^{\overline{BN}} \frac{e^{-\beta d}}{d^3} e^{-\beta x} dx \rightarrow \beta^2 e^{-T_{sv} \cos r^*} \int_{\beta \overline{BL} - T_{sv} \cos r^*}^{\beta \overline{BN} - T_{sv} \cos r^*} \frac{e^{-\sqrt{z^2 + T_{sv}^2 \sin^2 r^*}}}{(z^2 + T_{sv}^2 \sin^2 r^*)^{\frac{3}{2}}} e^{-z} dz \quad (3.9)$$

$$\begin{aligned} \int_{\overline{BL}}^{\overline{BN}} \frac{x e^{-\beta d}}{d^3} e^{-\beta x} dx &\rightarrow \beta e^{-T_{sv} \cos r^*} \int_{\beta \overline{BL} - T_{sv} \cos r^*}^{\beta \overline{BN} - T_{sv} \cos r^*} \frac{z e^{-\sqrt{z^2 + T_{sv}^2 \sin^2 r^*}}}{(z^2 + T_{sv}^2 \sin^2 r^*)^{\frac{3}{2}}} e^{-z} dz \\ &+ \beta T_{sv} \cos r^* e^{-T_{sv} \cos r^*} \int_{\beta \overline{BL} - T_{sv} \cos r^*}^{\beta \overline{BN} - T_{sv} \cos r^*} \frac{e^{-\sqrt{z^2 + T_{sv}^2 \sin^2 r^*}}}{(z^2 + T_{sv}^2 \sin^2 r^*)^{\frac{3}{2}}} e^{-z} dz \end{aligned} \quad (3.10)$$

从上面两个式子可以看出，积分式已经化简到只和一个物理参数  $T_{sv} \sin r^*$  相关了，这样计算就变得易于控制了。

我们还可以进一步化简(3.9)和(3.10)

$$\int_{\beta \overline{BL} - T_{sv} \cos r^*}^{\beta \overline{BN} - T_{sv} \cos r^*} \frac{e^{-\sqrt{z^2 + T_{sv}^2 \sin^2 r^*}}}{(z^2 + T_{sv}^2 \sin^2 r^*)^{\frac{3}{2}}} e^{-z} dz \xrightarrow{z = T_{sv} \sin r^* \operatorname{tg} \eta} \frac{1}{T_{sv}^2 \sin^2 r^*} \int_{\operatorname{arctg} \left( \frac{\beta \overline{BL} - T_{sv} \cos r^*}{T_{sv} \sin r^*} \right)}^{\operatorname{arctg} \left( \frac{\beta \overline{BN} - T_{sv} \cos r^*}{T_{sv} \sin r^*} \right)} \frac{e^{-T_{sv} \sin r^* \frac{1 + \sin \eta}{\cos \eta}}}{\sec \eta} d\eta \quad (3.11)$$

这里  $-\frac{\pi}{2} < \eta < \frac{\pi}{2}$ ，所以  $\cos \eta > 0$ ，故有

$$\xrightarrow{x = \sin \eta} \frac{1}{T_{sv}^2 \sin^2 r^*} \int_{\sin \left( \operatorname{arctg} \left( \frac{\beta \overline{BL} - T_{sv} \cos r^*}{T_{sv} \sin r^*} \right) \right)}^{\sin \left( \operatorname{arctg} \left( \frac{\beta \overline{BN} - T_{sv} \cos r^*}{T_{sv} \sin r^*} \right) \right)} e^{-T_{sv} \sin r^* \frac{1+x}{\sqrt{1-x^2}}} dx \quad (3.12)$$

$$\int_{\beta \overline{BL} - T_{sv} \cos r^*}^{\beta \overline{BN} - T_{sv} \cos r^*} \frac{z e^{-\sqrt{z^2 + T_{sv}^2 \sin^2 r^*}}}{(z^2 + T_{sv}^2 \sin^2 r^*)^{\frac{3}{2}}} e^{-z} dz$$

$$\xrightarrow{z = T_{sv} \sin r^* \operatorname{tg} \eta} \int_{\operatorname{arc} \operatorname{tg} \left( \frac{\beta \overline{BL} - T_{sv} \cos r^*}{T_{sv} \sin r^*} \right)}^{\operatorname{arc} \operatorname{tg} \left( \frac{\beta \overline{BN} - T_{sv} \cos r^*}{T_{sv} \sin r^*} \right)} \sin \eta e^{-T_{sv} \sin r^* \frac{1 + \sin \eta}{\cos \eta}} d\eta \quad (3.13)$$

这里,我们令  $x = \cos \eta$ , 由于  $-\frac{\pi}{2} < \eta < \frac{\pi}{2}$ , 所以  $\sin \eta$  的符号需要进一步的确定, 于是我们有下面的结果。

1) 当  $\operatorname{arc} \operatorname{tg} \left( \frac{\beta \overline{BL} - T_{sv} \cos r^*}{T_{sv} \sin r^*} \right) \leq 0, \operatorname{arc} \operatorname{tg} \left( \frac{\beta \overline{BN} - T_{sv} \cos r^*}{T_{sv} \sin r^*} \right) < 0$  时,

$$\xrightarrow{x = \cos \eta} - \frac{1}{T_{sv} \sin r^*} \int_{\cos \left( \operatorname{arc} \operatorname{tg} \left( \frac{\beta \overline{BL} - T_{sv} \cos r^*}{T_{sv} \sin r^*} \right) \right)}^{\cos \left( \operatorname{arc} \operatorname{tg} \left( \frac{\beta \overline{BN} - T_{sv} \cos r^*}{T_{sv} \sin r^*} \right) \right)} e^{-T_{sv} \sin r^* \frac{1 - \sqrt{1-x^2}}{x}} dx$$

2) 当  $\operatorname{arc} \operatorname{tg} \left( \frac{\beta \overline{BL} - T_{sv} \cos r^*}{T_{sv} \sin r^*} \right) > 0, \operatorname{arc} \operatorname{tg} \left( \frac{\beta \overline{BN} - T_{sv} \cos r^*}{T_{sv} \sin r^*} \right) < 0$  时,

$$\xrightarrow{x = \cos \eta} - \frac{1}{T_{sv} \sin r^*} \left( \int_{\cos \left( \operatorname{arc} \operatorname{tg} \left( \frac{\beta \overline{BL} - T_{sv} \cos r^*}{T_{sv} \sin r^*} \right) \right)}^1 e^{-T_{sv} \sin r^* \frac{1 - \sqrt{1-x^2}}{x}} dx + \int_1^{\cos \left( \operatorname{arc} \operatorname{tg} \left( \frac{\beta \overline{BN} - T_{sv} \cos r^*}{T_{sv} \sin r^*} \right) \right)} e^{-T_{sv} \sin r^* \frac{1 + \sqrt{1-x^2}}{x}} dx \right)$$

3) 当  $\operatorname{arc} \operatorname{tg} \left( \frac{\beta \overline{BL} - T_{sv} \cos r^*}{T_{sv} \sin r^*} \right) > 0, \operatorname{arc} \operatorname{tg} \left( \frac{\beta \overline{BN} - T_{sv} \cos r^*}{T_{sv} \sin r^*} \right) \geq 0$  时,

$$\xrightarrow{x = \cos \eta} - \frac{1}{T_{sv} \sin r^*} \int_{\cos \left( \operatorname{arc} \operatorname{tg} \left( \frac{\beta \overline{BL} - T_{sv} \cos r^*}{T_{sv} \sin r^*} \right) \right)}^{\cos \left( \operatorname{arc} \operatorname{tg} \left( \frac{\beta \overline{BN} - T_{sv} \cos r^*}{T_{sv} \sin r^*} \right) \right)} e^{-T_{sv} \sin r^* \frac{1 + \sqrt{1-x^2}}{x}} dx \quad (3.14)$$

为了表示方便, 我们用一个符号  $FL$  来代替以上三种情况的积分表达式。可得:

$$L_1 = A_0(T_{sv}, r^*, \beta) \int_{\sin \left[ \operatorname{arctg} \left( \frac{\beta \overline{BL} - T_{sv} \cos r^*}{T_{sv} \sin r^*} \right) \right]}^{\sin \left[ \operatorname{arctg} \left( \frac{\beta \overline{BN} - T_{sv} \cos r^*}{T_{sv} \sin r^*} \right) \right]} e^{-A_2(T_{sv}, r^*) \frac{1+x}{\sqrt{1-x^2}}} dx + A_1(T_{sv}, r^*, \beta) FL \quad (3.15)$$

其中

$$A_0(T_{sv}, r^*, \beta) = \frac{\beta^3 I_0 D_0 e^{-T_{sv} \cos r^*}}{8\pi \sin \alpha T_{sv}^2 \sin^2 r^* (1 - \cos A)} - \frac{\beta^2 I_0 D_1 \cos r^* e^{-T_{sv} \cos r^*}}{4\pi \sin \alpha T_{sv} \sin^2 r^* (1 - \cos A)} \quad (3.16)$$

$$A_1(T_{sv}, r^*, \beta) = \frac{\beta^2 I_0 D_1 e^{-T_{sv} \cos r^*}}{4\pi \sin \alpha T_{sv} \sin r^* (1 - \cos A)} \quad (3.17)$$

$$A_2(T_{sv}, r^*) = T_{sv} \sin r^* \quad (3.18)$$

尽管式(3.15)看起来仍然很复杂, 但是这其实已经是一个很简单的形式, 因为我们已经将大部分物理因子从被积函数中有效的分离出来, 更重要的是  $A_0$ ,  $A_1$ ,  $A_2$  是与  $x$  无关的, 所以在被积函数中  $A_2$  可以视为常数。

我们设定如下的几个特殊函数来替代式(3.15)中不可解析的积分式：

$$F_0(u, v) = \int_0^v \exp(-utg\varepsilon) d\varepsilon, F_1(u, v) = \int_0^v \exp\left(-u \frac{1+\varepsilon}{\sqrt{1-\varepsilon^2}}\right) d\varepsilon$$

$$F_2(u, v) = \int_1^v \exp\left(-u \frac{1-\sqrt{1-\varepsilon^2}}{\varepsilon}\right) d\varepsilon, F_3(u, v) = \int_1^v \exp\left(-u \frac{1+\sqrt{1-\varepsilon^2}}{\varepsilon}\right) d\varepsilon \quad (3.19)$$

这四个函数都是不可解析的，但它们是纯粹数值的（和具体的物理参数无关）。如图 3.3，平面坐标分别表示  $u, v$  的取值，其中  $0 \leq u \leq 10$ ， $v$  的取值由函数  $F_0, F_1, F_2, F_3$  的积分界值决定分别为  $0 \leq v \leq \pi/2$ ， $-1 \leq v \leq 1$ ， $0 \leq v \leq 1$ ， $0 \leq v \leq 1$ ，(a)，(b)，(c)，(d) 的纵坐标分别表示  $F_0, F_1, F_2, F_3$  不可解析函数的积分值，可以看到各个函数的取值是平滑，有界的，所以可以通过预处理的方式，只需计算一次，将其保存到二维表中绘制时实时调用即可。

综上所述，我们把一个看起来计算量很大的各向异性光源单散射公式(3.4) 转换成一个与场景中物理参数相关的可解析的公式和一个不可解析的独立于物理参数的二维数值表。从而实现了复杂的各向异性光源单散射效果的实时计算。可以看到，我们的方法能应用到各种场景，能实时地变换视点，光照和大气粒子浓度。

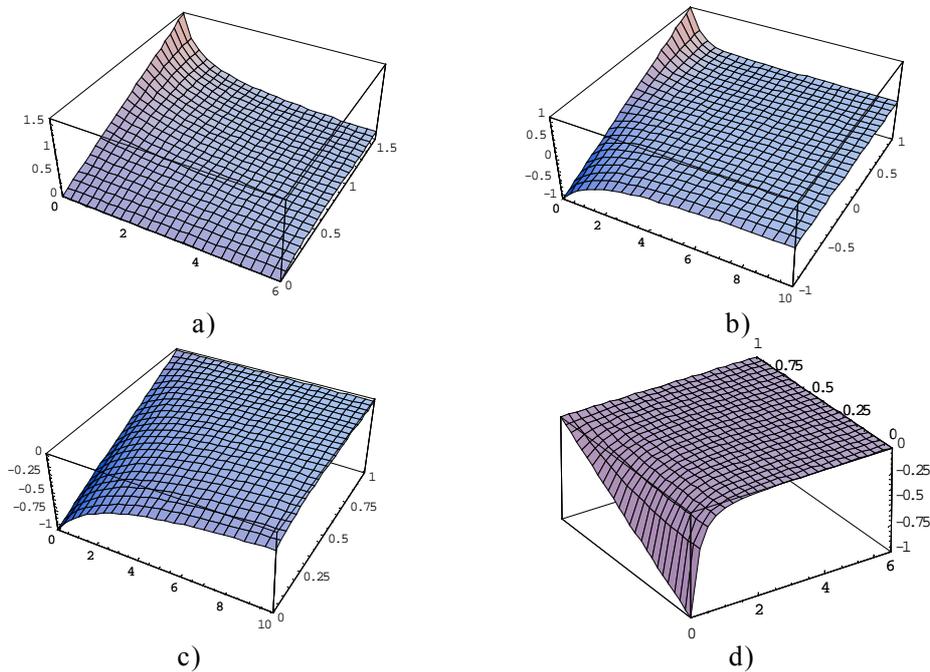


图 3.3 指定函数  $F_0, F_1, F_2, F_3$  的三维数值表示

### 3.2.3 基于人眼衍射的光线绘制

点光源的光线散射模型主要是模拟路灯，车灯光束的散射效果。考虑到这些光源的强光性，在人眼中易产生衍射的效果，因此，在绘制其光线散射效果的同时需研究其衍射效果，能使整体绘制的效果更加逼真。

人眼由于瞳孔和眼睫毛的特殊结构，在接收强光(如路灯光，车灯光)时，在视觉系统中也会产生圆孔衍射和光栅衍射效果，形成我们平时所能看到的路灯周围的光晕和光芒。因此，在光线效果的绘制中，增加衍射效果能有效地提高场景的真实感。

Nakamae 等模拟了车灯的衍射效果<sup>[38]</sup>，但是他们没有考虑人眼对于衍射光的分辨能力。当我们观察车灯时，两个前向车灯发光，同时在人眼中产生衍射效果，当车距离视点很远时，我们只能看到一个很大的圆形光亮斑，当车向视点方向驶来时，光亮斑逐渐变成椭圆形，最后分成两个可分辨的光亮斑。根据 Rayleigh 判据可用来解释这个现象：一个发光点的衍射斑中心与另一个发光点的衍射斑边缘(第一衍射极小)相重合时，恰可分辨两物。此时两个发光点(两个前向灯)对人眼中心所张的角  $\delta$  称为最小分辨角。 $\delta=1.22\lambda/D$ ， $\lambda$ 为发射光的波长， $D$ 为瞳孔的直径。发光点与人眼中心的张角决定了衍射光斑的光能分布，我们根据车和视点以及两车灯之间的距离，可实时计算出衍射光强的分布叠加，从而绘制出逼真的车灯衍射效果。

### 3.2.4 绘制效果

图 3.4 是仿真场景中各向同性点光源散射效果的应用。(a)为路灯的各向同性点光源光线散射效果。(b)为红绿灯的各向异性点光源光线散射效果。图 3.5 是前后两个聚光灯与大气粒子散射的效果。(a)为没有雾的效果。(b)(c)(d)分别是大气浓度指数为 0.01, 0.02, 0.04 的光线散射效果，随着大气浓度的增加，光线散射效果逐渐增强。图 3.6 是仿真场景中各向异性点光源散射效果的应用。(a)为车灯的各向异性点光源光线散射效果。(b)为景观灯的各向异性点光源光线散射效果。可以看到光束在圆锥体中心散射光能最强，向两边逐渐递减。图 3.7 是路灯及不同距离的车灯衍射效果。(a)为路灯及远距离的车灯衍射效果。(b)为路灯及中距离的车灯衍射效果。(c)为路灯及近距离的车灯衍射效果。在路灯周围由于视觉系统产生圆孔衍射和光栅衍射效果，形成光晕和长条的彩色光芒。同时，基于人眼对于衍射光的分辨能力，随着汽车由远开到近处，车灯的衍射效果也随之变化。



a) 路灯的各向同性点光源光线散射效果 b) 红绿灯的各向同性点光源光线散射效果

图 3.4 仿真场景中各向同性点光源光线散射效果

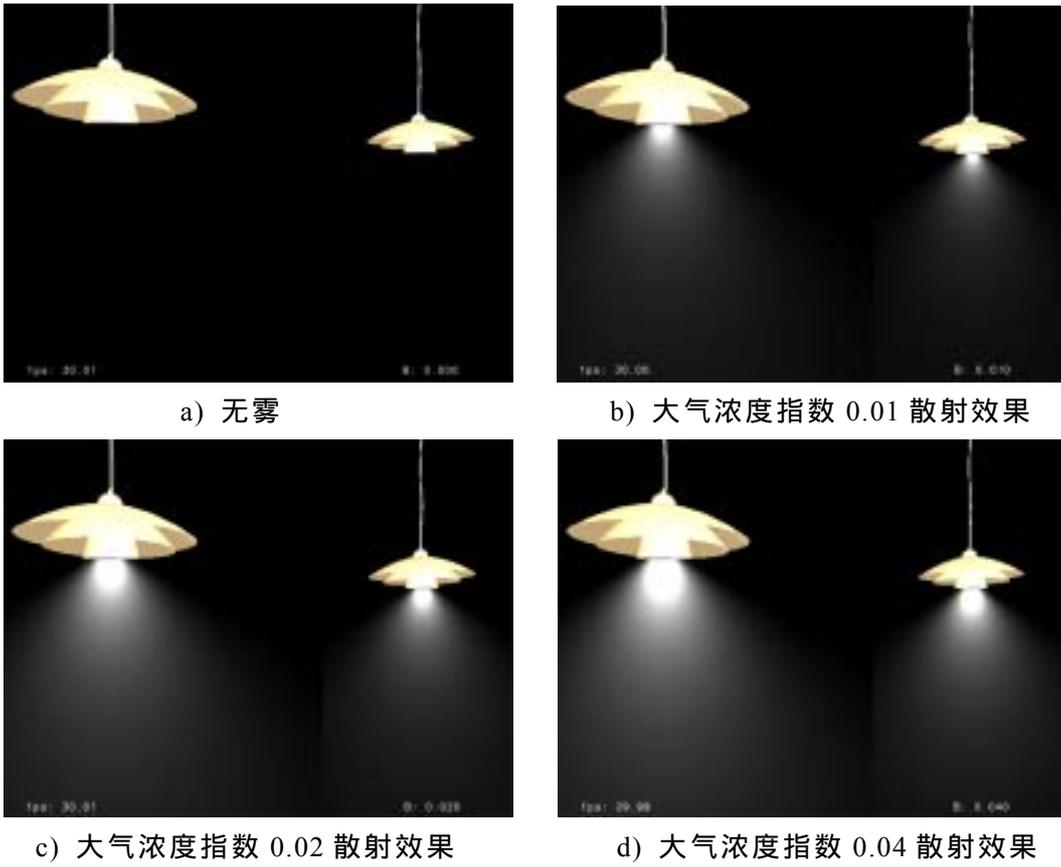


图 3.5 各向异性点光源在不同大气粒子浓度下光线散射效果



a) 汽车灯的各向异性点光源光线散射效果 b) 景观灯的各向异性点光源光线散射效果

图 3.6 仿真场景中各向异性点光源光线散射效果



a) 路灯及远距离的车灯衍射效果

b) 路灯及中距离的车灯衍射效果

c) 路灯及近距离的车灯衍射效果

图3.7 路灯及不同距离的车灯衍射效果

### 3.3 双层介质中点光源光线的散射

#### 3.3.1 双层介质散射模型的建立

如图 3.8 所示，点光源  $s$  发光强度为  $I$ ，与视点  $v$  相距  $D_{sv}$ ，与视线夹角为  $r$ ，则人眼在视线方向  $\vec{v}$  上接收到的总光强是视线方向上的粒子散射光强之和。根据 Nishita 等提出的双层介质分布模型<sup>[4]</sup>：在雾场景中，气溶胶粒子和大气分子是主要的散射介质。由于气溶胶粒子的质量高于大气粒子，气溶胶粒子悬浮在大气粒子下方，形成双层散射介质，上下层介质分布均匀。为简化起见，我们取  $y=h$  平面作为双层介质的分界面，并设定上层介质表现大气分子等 Rayleigh 散射特性，下层介质表现气溶胶粒子等 Haze 散射特性。根据光线散射原理，我们可以得到双层介质光线散射公式：

$$L = \int_0^T \beta_1 k(\alpha) \frac{I(\theta) e^{-\beta_1 d_2} e^{-\beta_2 d_1}}{(d_1 + d_2)^2} e^{-\beta_1 x} dx + \int_T^\infty \beta_2 h(\alpha_1) \frac{I(\theta + \eta) e^{-\beta_2 d_3}}{(d_3)^2} e^{-\beta_2 x_1} e^{-\beta_1 T} dx_1 \quad (3.20)$$

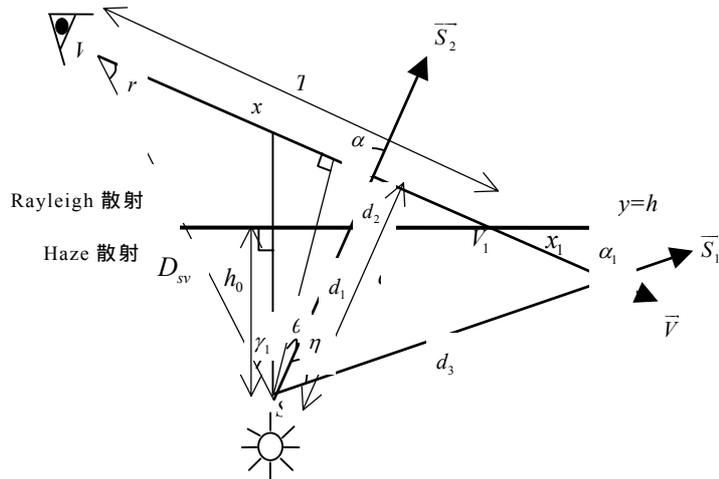


图 3.8 双层介质光线散射模型

式中  $I(\theta)$ ， $I(\theta+\eta)$ 为点光源不同角度的发光光强， $\beta_1$ ， $\beta_2$ 分别为上下层散射介质的消光系数， $k(\alpha)$ ， $h(\alpha_1)$ 分别是 Rayleigh 散射和 Haze 散射的相位函数， $1/(d_1+d_2)^2$ ， $1/(d_3)^2$ 为点光源的发光特性，在整个光线传输路径  $d+x$ ， $d_3+x_1+T$ 上光强呈指数衰减。

从式(3.20)可以看到，双层介质散射公式是不可解析，非常复杂的。通过数值计算的方法计算光强分布非常耗时，无法实现实时计算。

#### 3.3.2 基于多项式近似的双层介质散射模型的解析

从图 3.8 中可以看到，在双层介质散射模型中，点光源光线与视线方向上的粒子交互分为两种情况。在分界面下方，点光源发出的光(例如  $\vec{S}_1$ )穿过同种介质后与视线方向的粒子发生散射；而在分界面上方，光线(例如  $\vec{S}_2$ )穿过两种不同散射特性的介质后再与视线方向的粒子发生散射。对于两种不同的散射过程，我们

采用不同的公式解析方法对其进行计算。

对于分界面下的散射模型，在视线与分界面的交点处，设立第二视点  $V_1$ ，视线方向为  $\vec{V}$ 。这样对于计算第二视点  $V_1$  所接受到的光线散射强度  $L_1$  就简化到均匀介质中点光源的光线散射模型。可以用文献[18]和上节的方法分别解决各向同性和各向异性光源的解析计算。考虑到 Haze 散射介质的各向异性散射特征，需要对上述基于各向同性散射介质的方法做一定的扩展。

Haze 散射特性的相位函数为  $h(\alpha_1) = 1/2 + 9((1 + \cos \alpha_1)/2)^8 / 2$ 。在基于各向同性的散射介质中， $h(\alpha_1)$  归一到  $1/4\pi$ ，而 Haze 散射特性相位函数的引入增加了公式解析的复杂性。因此，在保持其精度的基础上，对相位函数进行多项式近似，取前六位  $h(\alpha_1) = 265/512 + 9 \cos \alpha_1 / 64 + 63 \cos^2 \alpha_1 / 128 + 63 \cos^3 \alpha_1 / 64 + 315 \cos^4 \alpha_1 / 256 + 63 \cos^5 \alpha_1 / 64$ ，对于各向同性光源的预计算变为  $F^k(u, v) = \int_0^v \cos^k 2\varepsilon \exp[-u \tan \varepsilon] d\varepsilon$ 。而对于各向异性光源的预计算，取

$$F_0^k(u, v) = \int_0^v \cos^k 2\varepsilon \exp(-u \tan \varepsilon) d\varepsilon, \quad F_1^k(u, v) = \int_0^v \cos^k 2\varepsilon \exp\left(-u \frac{1+\varepsilon}{\sqrt{1-\varepsilon^2}}\right) d\varepsilon,$$

$$F_2^k(u, v) = \int_1^v \cos^k 2\varepsilon \exp\left(-u \frac{1-\sqrt{1-\varepsilon^2}}{\varepsilon}\right) d\varepsilon, \quad F_3^k(u, v) = \int_1^v \cos^k 2\varepsilon \exp\left(-u \frac{1+\sqrt{1-\varepsilon^2}}{\varepsilon}\right) d\varepsilon \quad k \text{ 取 } [0, 5]$$

这样视点所接受到的分界面下的光线散射强度总和为第二视点接受到的光线散射强度  $L_1$  经  $T$  距离的衰减的总能量。

$$L_{below} = L_1 e^{-\beta_1 T} \quad (3.21)$$

对于分界面上的散射模型，我们给出它的散射光强表达式：

$$L_{on} = \int_0^T \beta_1 k(\alpha) \frac{I(\theta) e^{-\beta_1 d_2} e^{-\beta_2 d_1}}{(d_1 + d_2)^2} e^{-\beta_1 x} dx \quad (3.22)$$

根据图中的几何关系可得： $d = \frac{D_{sv} \sin r}{\cos \theta}$ ， $d_1 = \frac{h_0}{\sin(r+r_1-\theta)}$  代入(3.22)式得

$$L_{on} = \beta_1 \int_0^T I(\theta) k\left(\theta + \frac{\pi}{2}\right) \frac{e^{-\beta_1 \frac{D_{sv} \sin r}{\cos \theta}} e^{\frac{h_0(\beta_1 - \beta_2)}{\sin(r+r_1-\theta)}} \cos^2 \theta}{D_{sv}^2 \sin^2 r} e^{-\beta_1 x} dx \quad (3.23)$$

其中  $x = D_{sv}(\cos r + \sin r \tan \theta)$  代入(3.23)式中可得

$$L_{on} = \frac{\beta_1 e^{-\beta_1 \cos r D_{sv}}}{D_{sv} \sin r} \int_{r-\frac{\pi}{2}}^{\arctan\left(\frac{T}{D_{sv} \sin r} - \cot r\right)} I(\theta) k\left(\theta + \frac{\pi}{2}\right) e^{-\beta_1 D_{sv} \sin r \frac{1+\sin \theta}{\cos \theta} + \frac{h_0(\beta_1 - \beta_2)}{\sin(r+r_1-\theta)}} d\theta \quad (3.24)$$

为简化起见我们把相位函数  $k(\alpha)$  归一到  $1/4\pi$ ，光源为各向同性光源，令

$$A_0 = \frac{\beta_1 I_0 e^{-\beta_1 \cos r D_{sv}}}{4\pi D_{sv} \sin r}, \quad A_1 = -\beta_1 D_{sv} \sin r, \quad A_2 = h_0(\beta_1 - \beta_2), \quad A_3 = r + r_1, \quad v_0 = r - \pi/2, \quad v = \arctan\left(\frac{T}{D_{sv} \sin r} - \cot r\right)$$

可得

$$L_{on} = A_0 \int_{v_0}^v \exp[-A_1 \tan \theta \operatorname{csc} \theta + A_2 \operatorname{csc}(A_2 - \theta)] d\theta \quad (3.25)$$

至此,我们已经把一个复杂的积分项解析成为和物理参数相关的可解析项和物理参数无关的不可解析项。但需要建立五维表

$F(A_1, A_2, A_3, v) = \int_0^v \exp[-A_1 \tan \varepsilon \operatorname{csc} \varepsilon + A_2 \operatorname{csc}(A_2 - \varepsilon)] d\varepsilon$  来预计算这一物理参数无关项。显然,这样的预计算需要的代价太大,是不可行的。分析(3.24)式,可以看到,积分项非常复杂,以致不能对其解析处理。但由于光线散射呈指数变化,积分项具有任意阶的微商,且很强的收敛性,可以对其进行多项式近似,以使积分项逐项可积。当光源位置,视线方向,介质消光系数确定后,积分项只与  $\theta$  相关,对其进行多项式展开,得到

$$k\left(\theta + \frac{\pi}{2}\right) e^{-\beta_1 D_{sv} \sin r - \frac{1 + \sin \theta}{\cos \theta} + \frac{h_0(\beta_1 - \beta_2)}{\sin(r + r_1 - \theta)}} = c_0(\beta_1, \beta_2, r, r_1, D_{sv}) + c_1(\beta_1, \beta_2, r, r_1, D_{sv})\theta \\ + c_2(\beta_1, \beta_2, r, r_1, D_{sv})\theta^2 + c_3(\beta_1, \beta_2, r, r_1, D_{sv})\theta^3 + c_4(\beta_1, \beta_2, r, r_1, D_{sv})\theta^4 + \dots \quad (3.26)$$

这里取前五项近似展开。这样,对于各向异性光源

$$L_{on} = \frac{\beta_1 e^{-\beta_1 \cos r D_{sv}}}{D_{sv} \sin r} [c_0(\beta_1, \beta_2, r, r_1, D_{sv}) \int_{r-\frac{\pi}{2}}^{\arctan(\frac{T}{D_{sv} \sin r} - \cot r)} I(\theta) d\theta \\ + c_1(\beta_1, \beta_2, r, r_1, D_{sv}) \int_{r-\frac{\pi}{2}}^{\arctan(\frac{T}{D_{sv} \sin r} - \cot r)} I(\theta) \theta d\theta + c_2(\beta_1, \beta_2, r, r_1, D_{sv}) \int_{r-\frac{\pi}{2}}^{\arctan(\frac{T}{D_{sv} \sin r} - \cot r)} I(\theta) \theta^2 d\theta \\ + c_3(\beta_1, \beta_2, r, r_1, D_{sv}) \int_{r-\frac{\pi}{2}}^{\arctan(\frac{T}{D_{sv} \sin r} - \cot r)} I(\theta) \theta^3 d\theta + c_4(\beta_1, \beta_2, r, r_1, D_{sv}) \int_{r-\frac{\pi}{2}}^{\arctan(\frac{T}{D_{sv} \sin r} - \cot r)} I(\theta) \theta^4 d\theta] \quad (3.27)$$

而对于各向同性光源

$$L_{on} = \frac{I \beta_1 e^{-\beta_1 \cos r D_{sv}}}{D_{sv} \sin r} [c_0(\beta_1, \beta_2, r, r_1, D_{sv}) [\theta]_{r-\frac{\pi}{2}}^{\arctan(\frac{T}{D_{sv} \sin r} - \cot r)} \\ + c_1(\beta_1, \beta_2, r, r_1, D_{sv}) [\frac{\theta^2}{2}]_{r-\frac{\pi}{2}}^{\arctan(\frac{T}{D_{sv} \sin r} - \cot r)} + c_2(\beta_1, \beta_2, r, r_1, D_{sv}) [\frac{\theta^3}{3}]_{r-\frac{\pi}{2}}^{\arctan(\frac{T}{D_{sv} \sin r} - \cot r)} \\ + c_3(\beta_1, \beta_2, r, r_1, D_{sv}) [\frac{\theta^4}{4}]_{r-\frac{\pi}{2}}^{\arctan(\frac{T}{D_{sv} \sin r} - \cot r)} + c_4(\beta_1, \beta_2, r, r_1, D_{sv}) [\frac{\theta^5}{5}]_{r-\frac{\pi}{2}}^{\arctan(\frac{T}{D_{sv} \sin r} - \cot r)}] \quad (3.28)$$

结合(3.21)式(3.27)式,(3.21)式(3.28)式可得基于双层介质的各向异性光源和各向同性光源的单散射解析公式:

$$L = L_{below} + L_{on} \quad (3.29)$$

### 3.3.3 基于人眼视觉的光强转换模型

本文针对各种参数的取值做了大量的验证,总体来说,对各参数在约定物理含义下的不同取值,应用多项式近似方法所产生的误差是很低的。但在下面几种

情况下：当  $D_{sv}$  的取值过大，或者当  $r$  的取值过小，或者当  $d_1$  的取值过大时，误差会有一些的增长。对这些数据的物理含义做进一步的分析可以看到，当视线穿过光源附近或者当视点与光源相距很远的时候会引入误差的增长。

根据人体视觉理论：人眼对图像中等亮度区域的灰度变化较为敏感，而对高亮度及低亮度区域的灰度变化不大敏感。也就是说人眼对于高能量强度域和低能量强度域的分辨率会大大低于中等能量强度域的分辨率。比如，1000/ 到 100/ 入射光强在人眼中灰度值差别与 1/ 到 0.1/ 入射光强在人眼中的灰度值差别并无显著不同。根据以上人眼的视觉特征，在进行绘制时，我们采用基于人眼视觉的光强转换模型，对于高亮度及低亮度能量域进行非线性压缩。而视线穿过光源附近和视点与光源相距很远这两种情况正是对应高亮度区域和低亮度区域这两个人眼不是很敏感的区域，因此经过高低能量的非线性压缩后，原本由多项式近似所引起的误差也被相应的压缩。同时，对于直接观测光源及其领域的计算，我们采用如下的计算公式： $L = Ie^{-\beta_1 d_2} e^{-\beta_2 d_1} \delta(r) / D_{sv}^2$  来表示点光源直接入射到视点的能量，其中  $\delta(r)$  表示点光源的邻域，即在点光源周围很小的角度都可视为光源直接入射到视点中。

### 3.3.4 模型流程

For(每一视线方向)

Begin

(1)确定视线方向与分层面的交点  $V_1$ ，设为第二视点

(2)计算第二视点接收到的散射光强

(a)对分层面下介质的相位函数进行多项式近似(对同种介质只需处理一次)

(b)预计算二维表(只需预处理一次)

(c)计算均匀介质的散射光强  $L_1$ (各向同性光源和各向异性光源)

(3)计算分层面下方光线散射到视点的光强总和  $L_{below} = L_1 e^{-\beta_1 T}$

(4)计算分层面上方光线散射强度

(a)转换光线散射积分公式

(b)对公式中不可解析项进行多项式近似，使逐项可积

(c)计算分层面上方光线散射总强度  $L_{on}$ (各向同性光源和各向异性光源)

(5)计算双层介质光线散射总光强  $L = L_{below} + L_{on}$

End

基于人眼视觉光强转换模型进行整体绘制

综上所述，我们把基于双层介质的光线散射公式转换成两部分进行求解，对于分界面下方的散射光强，设立第二视点，使其转换成均匀介质的光线散射计算模型；而对于分界面上方的散射光强，对积分中的不可解析式进行转换，使其易于多项式近似，达到逐项可积的目的。同时，引入基于人眼视觉的光强转换模型，

使误差得到有效的降低。从而实现了复杂的双层介质点光源单散射效果的实时计算。可以看到,我们的方法能应用到各种场景,能实时地变换视点,光照的位置,光源的发光特性和双层介质的大气粒子浓度。

### 3.3.5 绘制结果

根据我们的模型可实时计算双层介质光线散射效果。图 3.9 绘制的是均匀介质和双层介质光线散射的比较。(a)为单一介质中点光源的光线散射效果;(b)为根据我们的模型实时计算出来的双层介质中点光源光线散射效果;(c)为用数值计算的方法精确计算出来的双层介质中点光源的光线散射效果。图 3.10 绘制的是不同浓度的双层介质中点光源的光线散射效果。(a)上层介质,下层介质消光系数分别为 0.02,0.08;(b)上层介质,下层介质消光系数分别为 0.04,0.06;(c)上层介质,下层介质消光系数分别为 0.06,0.03。图 3.11 为用我们的方法实现的视点在下层介质,光源在上层介质的散射模型。可以看到由于上下层散射介质不同而引起的散射效果与原先的视点在上光源在下的散射效果是有很大的不同的,并不是简单的倒转。(a)上层介质,下层介质消光系数分别为 0.02,0.07;(b)上层介质,下层介质消光系数分别为 0.04,0.06;(c)上层介质,下层介质消光系数分别为 0.05,0.03。图 3.12 是将我们的模型融合到真实的自然场景中,表现了双层介质散射模型的广泛应用和良好的真实感效果。

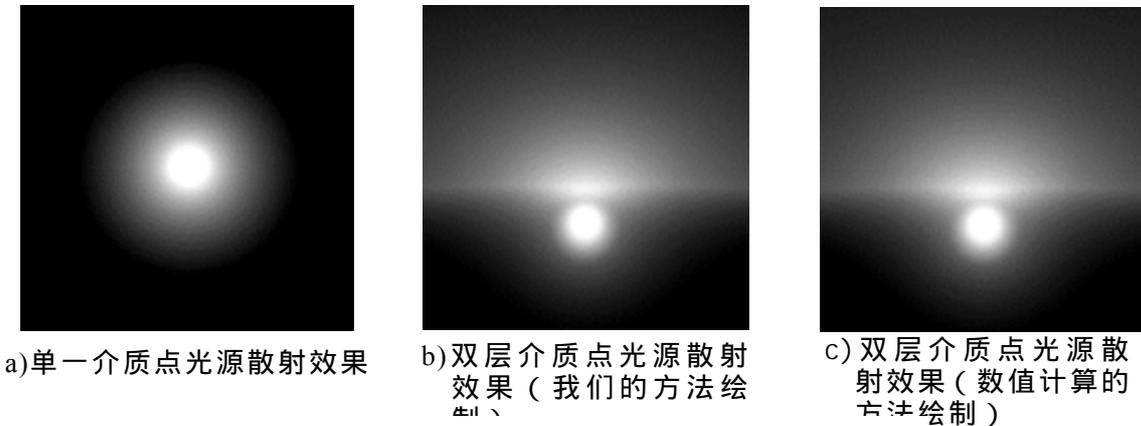


图 3.9 均匀介质和双层介质光线散射的比较



图 3.10 不同浓度的双层介质中点光源的光线散射效果

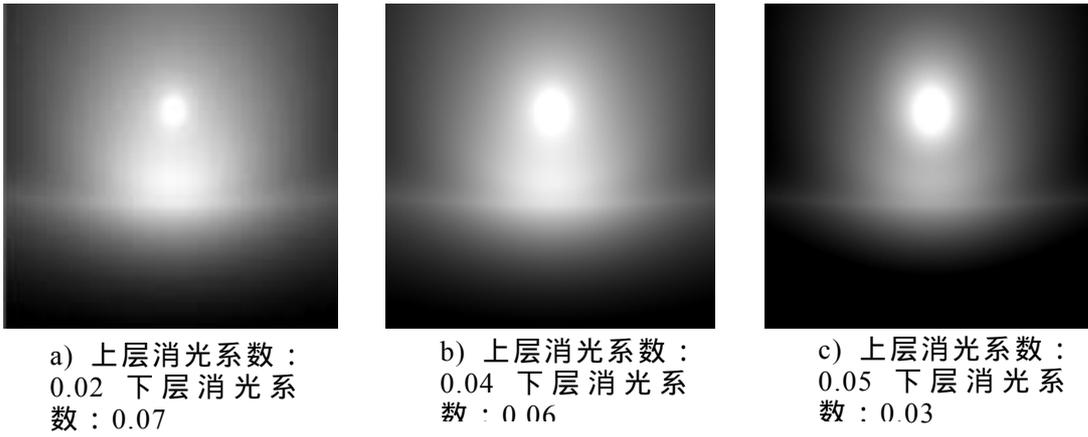


图 3.11 视点在下，光源在上的光线散射效果

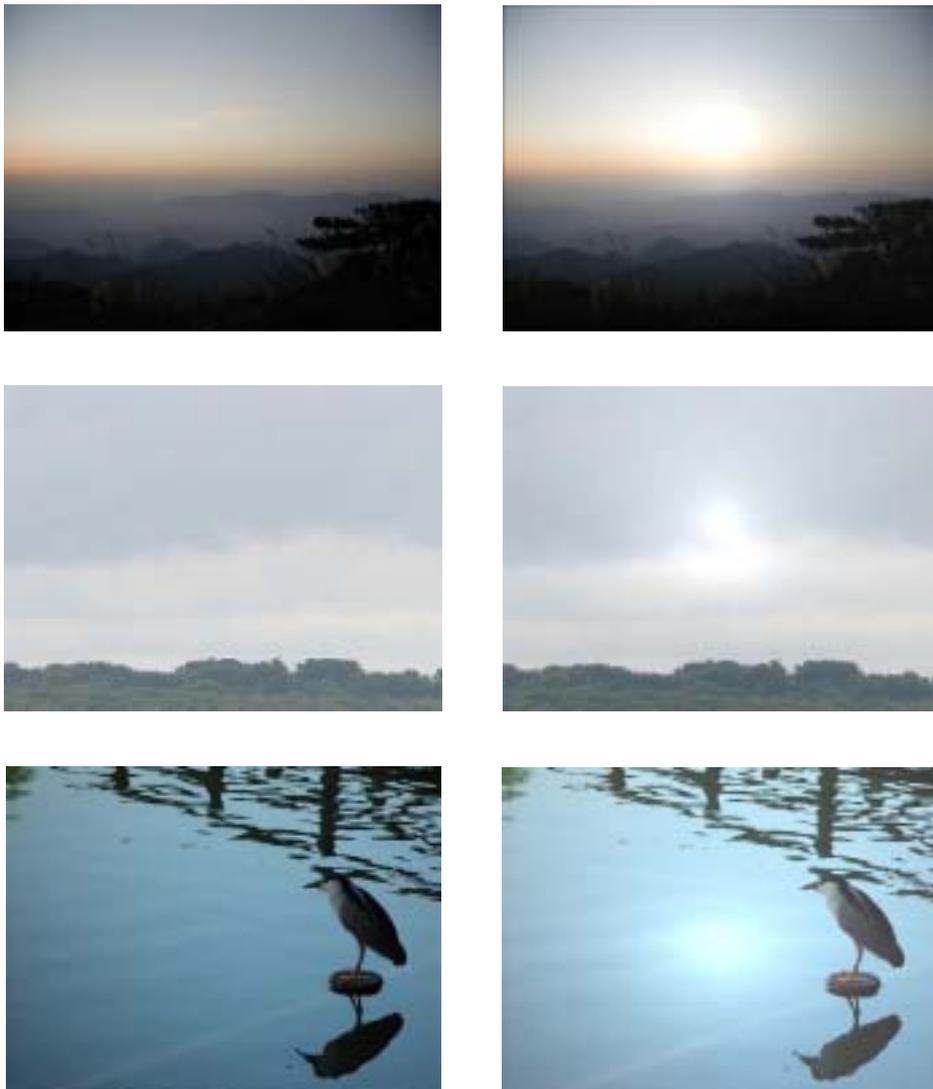


图 3.12 模型与真实自然场景的融合

### 3.4 小结

本章讨论了两种点光源光线散射模型。对于均匀介质中的点光源，将传统的点光源单散射模型公式进行解析简化，实现了各向异性光源散射效果的实时绘

制。本章将计算量很大的各向异性光源单散射公式转换成一个与场景中物理参数相关的可解析的公式和一个不可解析的独立于物理参数的二维数值表。从而实现了复杂的各向异性光源单散射效果的实时计算。可以看到，我们的方法能应用到各种场景，能实时地变换视点，光照和大气粒子浓度。从而基本解决了均匀介质中点光源的光线散射效果实时绘制这一难点。而对于双层介质的点光源光线散射模型，本章提出一种新的方法对各向异性的相位函数和不可解析的积分项进行多项式近似，从而实现了双层介质中点光源光线散射效果的实时绘制。模拟了不同大气浓度不同视点光源位置下，点光源奇特的光线散射效果。光在散射介质中传播呈指数衰减的特性，易通过多项式展开的方法达到收敛和较高的精确性。该方法不需要预先获取场景的相关信息，不需要做相关的预计算，具有很强的实时性和通用性。同时，引入基于人眼视觉的光强转换模型，对高低能量域进行非线性压缩，从而大大减弱了相关误差。对于大气上空因粒子质量不同，沙漠中因大气温度差异等原因引起的分层介质和大气与水体形成的分层介质中的光线散射效果的模拟都具有广泛的应用。本文首次提出的双层介质点光源光线散射的计算方法，为今后多层介质和非均匀介质基于解析方法的散射计算提供了一个范例。同时，考虑到不同介质间的折射率，在今后的工作中，我们将把光线折射机制引入到模型中来，以进一步增强光线散射的真实感。

## 第 4 章 多光谱光线散射

### 4.1 引言

彩虹是自然场景中最美的现象之一。它不是一个固有的弧形悬于天际，而更像一个蜃景，若隐若现。它能被看到，拍摄到，但确不能被指出固有的位置，只能定位于一个固定的方位<sup>[55]</sup>。

一些最有力的数学物理工具被科学家用来阐述彩虹的成因。事实上，彩虹成为了测试光学理论的试金石。随着更多的理论被证实，现在已经能逐渐表述彩虹的数学特性了，那就是天空中光的散射引起的颜色分布。

多光谱的光线散射是形成彩虹霓带的主要原因。Musgrave 利用折射以及光的色散理论，提出了两个适合利用光线跟踪及 Z-buffer 技术绘制的彩虹模型，一个是经验模型，另外一个为物理准确的模型。文中没有给出绘制结果<sup>[56]</sup>。Walter 利用 Mie 散射，并考虑到彩虹的散射角，对散射相函数按角度充分采样，并利用查找表的方法，最终绘制出了逼真的彩虹的全貌<sup>[57]</sup>。以上的方法，都达不到实时绘制的要求。Brewer 等根据 Airy 理论计算得到不同半径水滴的 Lee Diagram，并把它们做成查找表，利用 GPU 加速等方法实时生成了真实感较强的彩虹场景。该方法大量用于游戏制作开发中<sup>[58]</sup>。

沙尘暴现象是近年越来越为众人所关注的地球环境问题。沙尘暴特别是强沙尘暴(黑风暴)，是伴随极度灾害的破坏性天气现象。一旦发生，便如无法抵抗的潮流般向前推进，卷起足以淹没农场的沙土，攻击村落，使气温下降，污染大气，吹飞表层土壤，伤害动物，破坏设施。由于霜冻，谷物产量减少，人口减少。同时加快土地的沙漠化，通过大气对跨国生态系统、生物环境产生影响。因此，真实感的模拟沙尘暴效果，对于防灾减灾工作和人们的科普教育都具有重要的作用。

所谓沙尘暴是沙暴和尘暴的总称，通常是指风力8级左右的强风之下沙土飞扬、视程在1km以下的现象。沙尘暴是在世界干旱和半干旱地区、特别是亚热带地区广泛发生的自然现象，中亚、北美、中非和萨赫勒(西非)地区、澳大利亚4个地区被视为大规模的发生源区。沙尘暴主要是在人为原因造成土地劣化日益严重的干旱地区，在长时间干旱的直接作用下产生的，在上述4大发生源区沙漠化一直在加速发展。另一方面，黄沙现象是沙漠、干旱地带产生的沙尘粒生成的土壤起源性气溶胶。土壤起源性气溶胶，是撒哈拉沙尘和黄沙气溶胶占其大部分。这些天然降尘与全球规模的大气循环相结合，以各种形式发挥广泛的影响。

在我国，将黄沙、沙尘暴现象分为“浮尘”“扬沙”“沙尘暴”三类。浮尘现象是指无风或者风力较弱的状况，沙尘、细沙等全都悬浮在空中，水平视程在

10km以内。悬浮的沙尘和细沙的来源是被风吹来的远方尘土、或者沙尘暴和扬沙发生后尚未沉降的尘土。扬沙现象是由于风量较强，将地表沙土吹向空中，水平视界在1-10km。沙尘暴则指由强风将地面的大量沙土向空中卷起，空气非常混浊，视程在1km以内。

而对于沙尘暴的绘制，多光谱光线散射效果是仿真各种沙尘暴中不同颜色效果的主要手段。沙尘暴特别是黑尘恶魔，具有特别的光学特性。例如在1993年5月5日发生的黑尘恶魔，据西部甘肃省气象站的记录，当黑尘恶魔靠近、变形为原子弹爆炸时的蘑菇状时，观测到300-400m的沙暴壁。上部黄色，中部赤色，低部则被染成了黑色。从光学观点对这一现象进行了如下的说明。太阳光是由具有赤、橙、黄、绿、青、蓝、紫波长的光子构成，其波长从0.75向0.4 $\mu\text{m}$ 逐渐减少。当太阳光穿过大气层时，细小的粒子会散射带紫色波长的光子，结果大气层上部分就变成紫色。并且，当太阳光穿过中部或低部时，与青色波长相同大小的细小粒子就会散射带青色波长的光子，结果天空就变成青色。在沙尘壁上，上升气流造成的向上卷起的力量强大，沙尘壁低层的沙粒是粗粒子，中层的沙粒第二粗，上层主要是悬浮尘。由于这种悬浮尘的作用，带黄色波长的光子被散射，结果沙尘壁的上部就呈现黄色。同样地当太阳光穿过沙尘壁的中层时，粗粒子就会散射带赤色波长的光子，中层就呈现赤色。当太阳光穿过整个大气、穿过沙尘壁的上、中层时，所有的光子都被完全散射、折射，沙尘壁的低部就呈现黑色。

## 4.2 彩虹

### 4.2.1 形成彩虹的多光谱光线散射模型

彩虹是雨后所特有的大气散射现象。雨后大气中充满着大量的水滴，太阳光与大气中的水滴粒子发生交互作用，产生散射。由于Mie散射随散射角度呈不同散射强度分布，在散射角为 $138^\circ$ 和 $129^\circ$ 时，太阳光中不同波长的光线依次出现峰值，形成虹和霓两个彩色带。虹和霓之间的区域散射强度出现低谷为亚历山大黑带。

此外，虹与霓的色彩及宽度与降雨的大小有关。大雨过后，大气中大雨滴比较多，虹带就很窄，色彩也会很鲜明。相反，雨量不大时，大气中的小雨滴比较多，虹带就很宽，色彩也比较黯淡。所以当小雨过后，因为大气中的雨滴太小，散射特征不明显，就不会出现彩虹。

对于雨后彩虹的绘制，我们可以采用第二章类似的方法。但这里入射光为平行的太阳光，散射强度与散射角相关。同时，我们考虑雨量和彩虹色彩宽度的关联性，粒子分布参数 $\rho_{i,j}(S_v)$ 由雨粒子分布中所提到的分布特性决定。

将式(2.5)化为

$$I_s^j = I_\alpha^j \frac{1 - \exp[-(s_{j+1} - s_j) \sum_{i=0}^{N_s-1} p_{i,j} \gamma_i]}{\sum_{i=0}^{N_s-1} p_{i,j} \gamma_i} \sum_{i=0}^{N_s-1} p_{i,j} D_i[\lambda, \theta] \quad (4.1)$$

这里  $I_\alpha^j$  表示入射的太阳光强度， $\theta$  表示太阳光与采样段粒子交互散射到视点的相位角。通过调整粒子分布参数  $p_{i,j}(S_v)$ ，可以得到不同降雨量后的彩虹效果。

雨后，因为雨水对于大气的洗涤，大气中尘埃等悬浮颗粒相对较少，这里我们主要考虑大气中的水滴对光线的散射。由于粒子对光线的散射特性与其自身的大小密切相关，所以精细地对大气中的水滴半径进行采样能提高绘制效果，但同时需要大量的计算时间。为了平衡绘制效果和性能，我们对散射角为  $138^\circ$  和  $129^\circ$  的虹霓带边缘处采用更精细的采样，这样既能很好的实现彩虹与天空背景的无缝拼接又能提高绘制的速度。同时，我们通过调整大气中水滴粒子的浓度值，来模拟水滴受太阳光照而逐渐减少的过程，从而真实地模拟了雨后彩虹由出现到消失的动态变化过程。

#### 4.2.2 绘制及结果讨论

整个绘制过程分三步。首先，我们计算得到彩虹虹霓带的光强分布；然后根据路径散射计算大气的衰减效应<sup>[6]</sup>；最后将光强转换为 RGB 显示。下面将介绍有关光谱颜色转化的方法。

虹霓带的颜色转化分为两个步骤。首先，我们根据 CIE 颜色系统确定三刺激值，将光谱分布转化到 XYZ 颜色坐标系：

$$\begin{aligned} X &= \int_{380\text{nm}}^{780\text{nm}} x(\lambda) I(\lambda) d\lambda \approx \sum_{i=0}^n x(\lambda_i) I(\lambda_i) \\ Y &= \int_{380\text{nm}}^{780\text{nm}} y(\lambda) I(\lambda) d\lambda \approx \sum_{i=0}^n y(\lambda_i) I(\lambda_i) \\ Z &= \int_{380\text{nm}}^{780\text{nm}} z(\lambda) I(\lambda) d\lambda \approx \sum_{i=0}^n z(\lambda_i) I(\lambda_i) \end{aligned} \quad (4.2)$$

其中， $n$  是采样的波长的数目； $x(\lambda)$ ， $y(\lambda)$  和  $z(\lambda)$  是 CIE 颜色系统中的三刺激函数。然后，我们通过一线性系统把 XYZ 颜色坐标系转换到 RGB 颜色坐标系。

图4.1是不同雨量后彩虹的多光谱光线散射效果。(a)和(b)分别是大雨和小雨后的彩虹效果。由于不同大小水滴对于光线散射特性的不同。大雨过后大气中的大水滴含量多，形成的虹霓带色彩鲜艳，带宽比较窄。而小雨后因为大气中小水滴的作用，彩虹的颜色黯淡，带相对较宽，霓已经基本看不到了。图4.2是彩虹的多光谱光线散射效果与仿真场景相融合的整体绘制效果。模拟了雨过天晴后，太阳光与大气中的水滴产生散射效果形成彩虹的过程。



a) 大雨之后

b) 小雨之后

图4.1 不同雨量后的彩虹的多光谱散射效果



图4.2 彩虹的多光谱光线散射效果的整体绘制效果

## 4.3 沙尘暴中的多光谱光线散射

### 4.3.1 沙尘暴多光谱光线散射模型

由于沙尘粒子数浓度的变化以及大粒径粒子所占比例的增大,沙尘的消光特点和消光程度都会发生显著的变化。随着沙尘粒径的增大消光效率的峰值向长波方向移动,并且当沙尘粒径和辐射波长差不多时单粒子消光效率最高,即沙尘粒子对可见光的散射和消光效率与无量纲尺寸参量  $\alpha = \pi D / \lambda$  有关。

根据沙尘暴发生的季节,地区和发生的等级,可以测算出一场沙尘暴中,各粒子半径所占的比例,结合单粒子的消光系数可数值模拟出沙尘暴对各波段光的消光系数,从而精确的绘制出不同沙尘暴的颜色。

根据沙尘粒子随高度的分布特性及统计出来的不同粒子的对不同光谱的散射特性,我们可以基于上节的方法进行白天沙尘暴多光谱光线散射效果的仿真。而对于晚上路灯旁的沙尘光线散射效果,可基于第三章点光源光线散射方法进行计算。

### 4.3.2 绘制结果

图4.3是我们绘制的沙尘天多光谱光线散射效果与实拍的沙尘天场景的比较。(a)为实拍的沙尘天场景。(b)为用本文方法所绘制的沙尘天多光谱光线散射效果。可以看到，利用本文的方法能绘制出较逼真的沙尘天气仿真效果。图4.4是不同浓度沙尘天多光谱光线散射效果的绘制。(a)为轻微沙尘天多光谱光线散射效果。(b)为中度沙尘天多光谱光线散射效果。(c)为高浓度沙尘天多光谱光线散射效果。可以看到，在不同浓度的沙尘天中，沙尘表现出不同的散射颜色，同时具有不同的可见性。图4.5绘制的是白天沙尘多光谱光线散射效果。

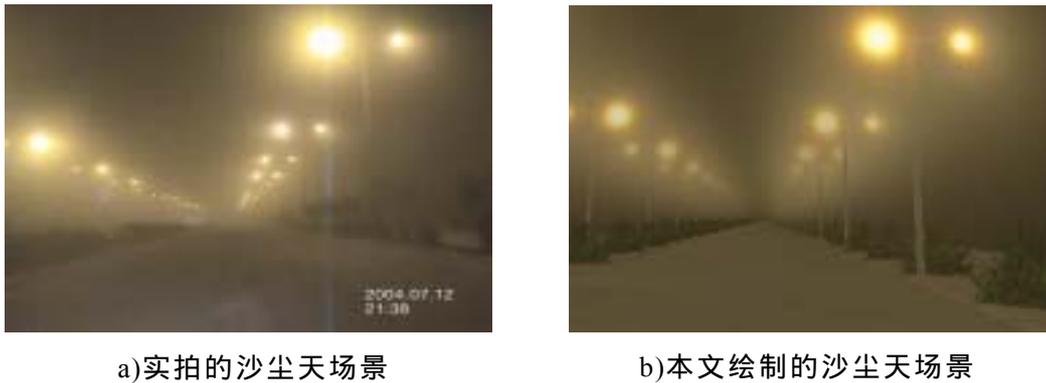


图 4.3 沙尘天多光谱光线散射效果与实拍的沙尘天场景的比较



图 4.4 不同浓度沙尘天多光谱光线散射效果



图 4.5 白天沙尘多光谱光线散射效果

## 4.4 小结

本章讨论了多光谱光线散射效果的绘制,通过对不同光谱波段散射强度的分析研究,讨论了彩虹,沙尘暴这两种在日常生活中常见的而又复杂的光学现象。

通过对彩虹带边缘水滴分布采用密集采样,使绘制出的彩虹带和天空背景很好的实现了无缝拼接,效果较文献[8]的工作有较大的改善,同时也提高了绘制速度。同时,通过对彩虹成因的分析,将降雨量与彩虹的绘制相结合,表现出不同雨量后的彩虹效果。同样,通过对沙尘暴成因的分析和沙尘的分布特性、光学散射特性的研究,仿真出各种沙尘天气状况下的光线散射效果,为沙尘天的真实感仿真奠定了基础。

由于多光谱光线散射效果是由可见光波段不同光谱对大气介质的不同散射特性所产生的,需要对各个波段进行采样,这样必然降低了仿真的绘制速度。在今后的研究中,需要对各光谱的散射特性做进一步的研究。使较少的采样计算,能得到较逼真的效果,从而提高计算速度。

## 总结与展望

基于物理的自然场景的真实感模拟历来是计算机图形学研究的热点和难点，其研究在计算机游戏动画、虚拟现实、飞行驾驶训练仿真、航海训练模拟、建筑设计与环境的评估、灾难救援、照明设计、工业污染检测、影视娱乐等方面都有着非常广泛的应用价值。

本文围绕基于物理原理的光线散射效果的真实感建模及绘制技术开展讨论，主要研究了雨雾天气的天空光散射效果，均匀介质中点光源光束的散射效果和双层介质的点光源光线的散射效果，彩虹、沙尘暴自然现象中多光谱的光线散射机制。本文的主要贡献总结如下：首先，提出一种考虑雨雾天气下天空光的光照模型。基于雨雾场景中大气粒子和光照的特性，模拟了不同时刻、不同光源、不同雨雾浓度下的光线散射效果，实现了雨雾天气下光线散射公式的简化。提出了考虑无太阳光直射时的天空光多粒子散射模型，首次实现了雨雾动态场景中光线散射效果的实时绘制。其次，将计算量很大的各向异性光源单散射公式转换成一个与场景中物理参数相关的可解析的公式和一个不可解析的独立于物理参数的二维数值表。从而实现了复杂的各向异性光源单散射效果的实时计算。基本解决了均匀介质中点光源的光线散射效果实时绘制这一难点。提出一种新的方法对各向异性的相位函数和不可解析的积分项进行多项式近似，从而实现了双层介质中点光源光线散射效果的实时绘制。模拟了不同大气粒子浓度、不同视点点光源奇特的光线散射效果。最后，通过对彩虹带边缘水滴分布采用密集采样，使绘制出的彩虹带和天空背景很好的实现了无缝拼接，彩虹的绘制效果有较大的改善，同时也提高了绘制速度。同时，通过对彩虹成因的分析，将降雨量与彩虹的绘制相结合，表现出不同雨量后的彩虹效果。通过对沙尘暴成因的分析和沙尘的分布特性、光学散射特性的研究，仿真出各种沙尘天气状况下的光线散射效果，为沙尘天的真实感仿真奠定了基础。

进一步的工作将包括以下几个方面：进一步研究雨雾天气的大气介质和光照模型，建立随各种大气粒子分布变化而自动调整散射体划分的机制，更加完善的考虑光线在传输过程中的散射衰减和透射衰减，将采用GPU加速的方法进一步提高绘制的速度，并考虑地面的光线反射，雨滴在地面微小水坑的浸透吸收及沉积而造成的湿润效果，来更加逼真的实时绘制雨雾的动态场景。进一步研究点光源在多层介质和非均匀介质中基于解析方法的散射模型，使其具有更广泛的真实的应用空间。同时，考虑到不同介质间的折射率，在今后的工作中，将把光线折射机制引入到双层介质点光源光线散射模型中来，以进一步增强光线散射的真实感。对各光谱的散射特性做进一步的研究。使较少的采样计算，能得到较逼真的

效果，从而提高计算速度。实现天空的颜色，日冕，水体颜色等其他多光谱光线散射效果的仿真。基于光线散射的共性，将大气介质中光线散射效果的研究方法应用到固体，半透明物体内部散射的研究中来。实现树叶、花卉、皮肤表面、半透明物体等光线散射效果的仿真。展开多散射光线效果的研究工作，以进一步增强真实感。

## 参考文献

- [1] Blinn J F. Light reflection functions for simulation of clouds and dusty surfaces. *Computer Graphics*, 1982, 16(3): 21-29
- [2] Kajiya J, Herzen B. Ray tracing volume densities. *Computer Graphics*, 1984, 18(3): 165-174
- [3] Max N L. Atmospheric illumination and shadows. *Computer Graphics*, 1986, 20(4): 117-124
- [4] Nishita T, Nakamae E. A shading model for atmosphere scattering considering luminous intensity distribution of light sources. *Computer Graphics*, 1987, 21(3): 303-310
- [5] Kaneda K, Okamoto T, Nakamae E, et al. Photorealistic image synthesis for outdoor scenery under various atmospheric condition. *The Visual Computer*, 1991, 7(5): 247-258
- [6] Nishita T, Shirai T, Tadamura K, et al. Display of the earth taking into account atmospheric scattering. *Computer Graphics*, 1993, 27(4): 175-182
- [7] Nishita T, Nakamae E. Method of displaying optical effects within water using accumulation-buffer. In: *Proceedings of SIGGRAPH'94*. Orlando, 1994, 373-380
- [8] Jackèl D, Walter B. Modeling and rendering of the atmosphere using mie-scattering. *Computer Graphics Forum*, 1997, 16(4): 201-210
- [9] Dobashi Y, Kaneda K, Yamashita H, et al. A simple, efficient method for realistic animation of clouds. In: *Proceedings of SIGGRAPH'00*. New York, 2000, 19-28
- [10] 刘世光, 王章野, 宫正, 等. 宝光现象的真实感建模及绘制. *自然科学进展*, 2006, 16(9): 1153-1159
- [11] Dobashi Y, Yamamoto T, Nishita T. Interactive rendering method for displaying shafts of light. In: *Proceedings of the Pacific Graphics'00*. Hong Kong, 2000, 31-37
- [12] Harris M J, Lastra A. Real-time cloud rendering. *Computer Graphics Forum*, 2001, 20(3): 76-84
- [13] Dobashi Y, Nishita T, Yamamoto T. Interactive rendering of atmospheric scattering effects using graphics hardware. In: *Proceedings of the Graphics Hardware*. Barcelona, 2002, 99-108
- [14] Riley K, Ebert D, Kraus M, et al. Efficient rendering of atmospheric phenomena.

- In: EuroGraphics Symposium on Rendering. Sweden, 2004, 375-386
- [15] Willis P J. Visual simulation of atmospheric haze. *Computer Graphics Forum*, 1987, 6(1):35-42
- [16] Preetham A J, Shirley P, Smits B E. A practical analytic model for daylight. In: *Proceedings of SIGGRAPH'99*. Los Angeles, 1999, 91-100
- [17] Narasimhan S, Nayar S. Vision and the atmosphere. *IJCV*, 2002, 48(3): 233-254
- [18] Sun B, Ramamoorthi R, Narasimhan S G, et al. A practical analytic single scattering model for real time rendering. *Computer Graphics*, 2005, 24(3): 1040-1049
- [19] Rushmeier H E, Torrance K E. The zonal method for calculating light intensities in the presence of a participating medium. *Computer Graphics*, 1987, 21(4): 293-302
- [20] Bhate N, Tokuta A. Photorealistic volume rendering of media with directional scattering. In: *Third EuroGraphics Workshop on Rendering*. Bristol, 1992, 227-245
- [21] Max N L. Efficient light propagation for multiple anisotropic volume scattering. In: *Fifth EuroGraphics Workshop on Rendering*. Darmstadt, 1994, 87-104
- [22] Languenou E, Bouatouch K, Chelle M. Global illumination in presence of participating media with general properties. In: *Fifth EuroGraphics Workshop on Rendering*. Darmstadt, 1994, 69-85
- [23] Stam J, Fiume E. Depicting fire and other gaseous phenomena using diffusion processes. In: *Proceedings of SIGGRAPH'95*. Los Angeles, 1995, 129-136
- [24] Nishita T, Dobashi Y, Nakamae E. Display of clouds taking into account multiple anisotropic scattering and sky light. *Computer Graphics*, 1996, 30(4):379-386
- [25] Jensen H W, Christensen P H. Efficient simulation of light transport in scenes with participating media using photon maps. In: *Proceedings of SIGGRAPH'98*. Orlando, 1998, 311-320
- [26] Perez F, Sillion F X, Pueyo X. Acceleration of monte carlo path tracing in general environments. In: *Proceedings of Pacific Graphics'00*. Hong Kong, 2000, 71-82
- [27] Perez F, Martini I, Pueyo X. High quality final gathering for hierarchical monte carlo radiosity for general environments. In: *Advances in Modelling, Animation and Rendering*. Springer, 2002, 425-437
- [28] Premoze S, Ashikhmin M, Tessendorf J, et al. Practical rendering of multiple

- scattering effects in participating media. In: EuroGraphics Symposium on Rendering. Sweden, 2004, 363-374
- [29]Hegeman K, Ashikhmin M, Premoze S. A Lighting model for general participating media. In: Proceedings of ACM SIGGRAPH Symposium on Interactive 3D Graphics and Games. Washington DC, 2005,117-124
- [30]Gardner Y G. Visual simulation of clouds. Computer Graphics, 1985, 19(3): 297-303
- [31]Ebert D S. Volume modeling with implicit function: A cloud is born. In: Proceedings of SIGGRAPH'97. New York, 1997, 147-155
- [32]Miyazaki R, Yoshida S, Dobashi Y, et al. A method for modeling clouds based on atmospheric fluid dynamics. In: Proceedings of Pacific Graphics'01. San Diego, 2001, 363-372
- [33]Miyazaki R, Dobashi Y, Nishita T. Simulation of cumuliform clouds based on computational fluid dynamics. In: Proceedings of EuroGraphics'02. Saarbrücken, 2002, 405-410
- [34]Max N, Schussman G, Miyazaki R, et al. Diffusion and multiple anisotropic scattering for global illumination in clouds. Journal of WSCG, 2004, 12(1): 277-293
- [35]Fournier A, Reeves W T. A simple model of ocean waves. Computer Graphics, 1986, 20(4): 75-84
- [36]Peachey D. Modeling waves and surface. Computer Graphics, 1986, 20(4): 65-74
- [37]Tessendorf J. Simulating ocean water. In: SIGGRAPH'99 Course Note, Simulating Natural Phenomena. Los Angeles, 1999, 1-18
- [38]Nakamae E, Kaneda K, Okamoto T, et al. A lighting model aiming at drive simulators. Computer Graphics, 1990, 24(4): 395-404
- [39]Kaneda K, Yuan G, Tomoda Y, et al. Realistic visual simulation of water surfaces taking into account radiative transfer. In: Proceedings of CAD/Graphics'91. Hang Zhou, 1991, 25-30
- [40]Premoze S, Ashikhmin M. Rendering natural waters. In: Proceedings of Pacific Graphics 2000. Hong Kong, 2000, 23-30
- [41]Watt M. Light-water interaction using backward beam tracing. Computer Graphics, 1999, 24(4): 377-385
- [42]Iwasaki K, Dobashi Y, Nishita T. An efficient method for rendering underwater optical effects using graphics hardware. Computer Graphics Forum, 2002, 21(4):

1-11

- [43] Lafortune E P, Willems Y D. Rendering participating media with bidirectional path tracing. In: Proceedings of the Seventh EuroGraphics Workshop on Rendering. New York, 1996, 91-100
- [44] Lecocq P, Michelin S, Kemeny A, et al. Real time lighting simulation in presence of fog: Applications for driving simulation. In: Proceedings of the Driving Simulation Conference'02. Paris, 2002, 101-104
- [45] 柳有权. 基于物理的计算机动画及其加速技术的研究: [中科院软件所博士论文]. 北京: 中科院软件所, 2005, 10-13
- [46] Klassen R V. Modeling the effect of atmosphere on light. Computer Graphics, 1987, 6(3):215-237
- [47] Nishita T, Nakamae E. Continuous tone representation of three-dimensional objects illuminated by sky light. Computer Graphics, 1986, 20(3): 125-132
- [48] 吴春明, 钱徽, 朱森良. 一个绘制大气介质效果的软件框架. 电子学报, 2004, 32(5):735-739
- [49] 吴春明, 钱徽, 朱森良. 大气效果绘制的若干问题研究. 电子学报, 2005, 33(8): 1403-1406
- [50] Best AC. The size distribution of raindrops. Quarterly Journal of the Royal Meteorological, 1950, 76(16): 16-36
- [51] 姜忠, 石广玉, 陈焕森. 北京市 1998-2001 年大气气溶胶粒子数浓度分析. 气候与环境研究, 2003, 8(4): 495-502
- [52] Laven P. Simulation of rainbows, coronas and glories using mie theory and the debye series. Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer, 2004, 42(3):257-269
- [53] 于金辉, 尹小勤, 彭群生. 卡通动画雨模型. 软件学报, 2002, 13(9): 1881-1886
- [54] 罗维佳, 都金康, 谢顺平. 基于粒子系统的三维场地降雨实时模拟. 中国图像图形学报, 2004, 9(4): 495-500
- [55] Adam J A. The mathematical physics of rainbows and glories. Physics Reports, 2002, 356(1): 229-365
- [56] Musgrave F K. Prisms and rainbows: A dispersion model for computer graphics. In: Proceedings of Graphics Interface '89. London, 1989, 227-234
- [57] Walter B. Simulation and visualization of atmospheric light phenomena induced by light scattering. Systems Analysis Modeling Simulation, 2000, 42(2):289-298
- [58] Brewer C. How to render a real rainbow. In: NVIDIA Technical Report. Santa Clara, 2004, 88-102

## 致 谢

研究生学习阶段即将完成，回首这两年半来学习工作中的点点滴滴，我要从内心感谢这几年来帮助我的师长朋友们，正是他们在研究上给我的指导和帮助，生活上的关心和照顾，才使我能顺利完成研究生阶段的学习和研究任务。

首先，我要感谢导师彭群生教授，他严谨的治学态度、深厚的学术功底、敏锐的学术洞察力、求实的工作作风、对学生的关切和严格要求，使我受益匪浅。在教授我学问的同时，也教给了我许多做人做事的道理，并将深深地影响我未来的学习和工作。我很荣幸能够在攻读硕士学位期间师从彭群生教授，籍此论文完成之际，谨向我的导师致以深深的敬意和衷心的感谢！

同时，我要感谢我的副导师李军义副教授。他给予我宽松的学习氛围，对于我到浙江大学进行访问学习提供了有力的支持并帮助我解决相关事宜。

我也要感谢王章野副教授、王长波博士、刘世光博士、延珂博士、张鑫博士、武凤霞硕士、宫正硕士、梁俊文硕士、夏逸斌硕士、陈晓兰硕士、谢巍硕士、邹欣昂硕士、徐兴中硕士、娄静硕士、金媛媛硕士、盘丽娜硕士等老师和师兄姐妹的帮助，在这个充满友谊的学习集体中，我得以顺利完成学业。也要感谢湖南大学计算机与通信学院和浙江大学CAD&CG 国家重点实验室提供了良好宽松的学术研究环境，轻松自由的讨论氛围和优越的软硬件条件。

特别感谢我的父母，姐姐对我生活上无微不至的关怀，精神上自始至终的爱和支持，使我没有后顾之忧。

最后谨以此文献给所有关心、支持和帮助过我的人！

**黄 雷** 敬上

二零零七年四月于岳麓山下

## 附录 A 攻读学位期间所发表的学术论文目录

- [1] 黄雷, 王章野, 王长波, 张鑫, 彭群生。雨雾天气下光线散射效果的实时绘制。软件学报, 2006, 17(增刊), 126-137。(EI 收录)  
(已发表, 该文获第六届中国计算机图形学大会最佳论文奖)
- [2] 黄雷, 李军义, 张鑫, 彭群生。双层介质光线散射效果的实时绘制。计算机辅助设计与图形学学报。2007(已录用, EI 检索源)
- [3] Shiguang Liu, Zhangye Wang, Zheng Gong, Lei Huang, Qunsheng Peng。Physically Based Animation of Sandstorm。Computer Animation and Virtual Worlds。2007(已录用, SCI、EI、ISTP 检索源)

### 参与科研项目：

国家重点基础研究发展规划项目：虚拟环境的统一信息表示理论与高效构建方法，项目批准号：2002CB312101。

国家自然科学基金项目：不同气象条件下红外清晰成像技术研究，项目批准号：60475013。