概览

本文介绍了一种用于半透明材料中次表面光传输的简单模型.该模型可以对BRDF模型无法捕获的效果进行有效的仿真,例如材料内的颜色渗色以及光在阴影边界处的扩散.该技术甚至对于各向异性,高度散射的介质有效,而使用现有方法进行模拟则成本很高.该模型将单次散射的精确解与多次散射的偶极点源扩散近似结合在一起.我们还设计了一种新的基于图像的快速测量技术,用于确定半透明材料的光学特性.我们通过比较预测值和测量值来验证模型,并说明如何将该技术用于恢复各种材质(包括牛奶,大理石和皮肤)的光学特性.最后,我们描述了允许在常规射线追踪器中使用该模型的采样技术.

1 介绍

精确建模材料的光散射是逼真的图像合成基础.如果局部散射模型太简单,那么最复杂的光传输算法就无法产生令人信服的结果.因此,已有大量的研究来描述来自材质的光的散射.

先前的研究集中在开发双向反射分布函数(BRDF)的模型.Nicodemus [14]引入了BRDF,以简化更为通用的双向表面散射分布函数(BSSRDF).BSSRDF可以描述入射到表面的任何两条光线之间的光传输,而BRDF假设进入材料的光在相同位置离开材料(图1).这种近似值对金属有效,但对半透明的材料无效,因为半透明的材料在表面以下具有明显的传输能力.即使对于看起来不太透明的许多材料,使用BRDF也会产生坚硬的,明显是计算机生成的外观,因为它不会局部混合颜色和几何形状等表面特征.只有考虑了次表面散射的方法才能捕获半透明材料的真实外观,例如大理石,布料,纸张,皮肤,牛奶,奶酪,面包,肉,水果,植物,鱼,海水,雪等.

* 1. 先前工作

几乎所有的BRDF模型都完全来自表面散射,任何次表面散射都由朗伯分量近似.Hanrahan和Krueger[10]的模型是一个例外,其中包括在均匀照亮的平板中进行单次散射的解析表达式.但是,所有BRDF模型最终都假设光在一个表面点处散射,并且没有对从一个点到另一个点的次表面传输建模.

通过求解完整的辐射传递方程,可以准确但缓慢地模拟次表面传输[1].图形中只有少数论文采用了这种方法来进行次表面散射.Dorsey等人[5]使用光子映射模拟完整的次表面散射,以捕获石材中风化的外观.Pharr和Hanrahan[15]使用散射函数来模拟次表面散射.这些方法虽然能够模拟次表面散射的所有效应,但与不透明材料的模拟相比在计算上非常昂贵.基于路径采样的技术对于高度散射的材质(例如牛奶和皮肤)尤其无效,在这种情况下,光在离开材料之前会散射多次(通常几百次).对于高度散射的介质,Stam[17]引入了**扩散理论[diffusion]**的使用.他使用多重网格方法解决了扩散方程近似问题,并使用此方法渲染具有多重散射的云.

次表面散射在医学物理学中也很重要,已经开发出模型来描述激光在人体组织中的散射[6，8].在这种情况下,扩散理论通常用于预测和测量高度散射的材料的光学特性.通过添加精确的单次散射,对任意几何的支持以及用于渲染的实用采样技术,我们已经将该理论扩展到了计算机图形学中.

在计算机图形的外观测量中,很少考虑次表面散射.Debevec等人[3]测量了来自人脸的光反射,其中包括来自次表面散射的贡献,但它们并未将数据与材料的物理特性相关联.再次基于医学物理学研究[8，9],我们将为测量生物组织而开发的方法扩展为用于半透明材料的基于图像的快速外观测量技术.该方法检查由光束照射样品材料产生的径向反射率分布.通过拟合从扩散理论得出的表达式,可以估算材料的吸收和散射特性.

1. 理论

BSSRDF 将在点处在方向上的输出辐射与从方向到达点处的入射通量相关联[14]:

BRDF是BSSRDF的近似值, 即假设BSSRDF的光在同一点进入和离开().在给定BSSRDF的情况下,通过对入射方向和区域上的入射辐射度进行积分来计算出输出辐射度:

参与介质中的光传播由辐射传输方程描述,在计算机图形学中通常称为体积渲染方程:

在该方程式中,介质的特性由吸收系数,散射系数和相位函数描述.消光系数定义为:.我们假设相位函数已归一化,且仅是相位角的函数.散射角的期望余弦为

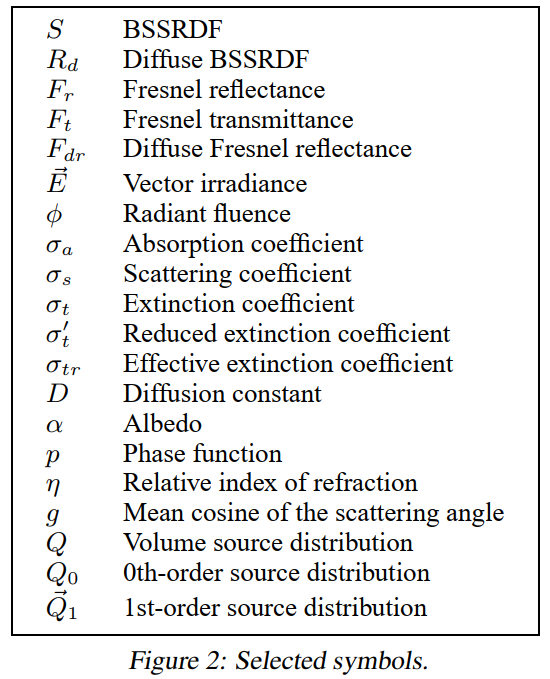
如果为正,则相函数主要为前向散射;如果为负,则后向散射占主导地位.恒定的相位函数会导致各向同性散射().

对于进入均匀介质的无穷小光束,入射辐射将随着距离呈指数下降.这称为强度降低:

强度降低的一级散射可被视为体积源:

为了深入了解光传播的体积行为,对所有方向上的辐射传输方程进行积分是很有用的.在点产生

该方程将标量辐照度和向量辐照度关联在一起.在没有体积光源()引起的吸收或增益的情况下,向量辐照度的散度为0.在此等式中,我们引入一个0阶源项,然后我们将需要一阶源项,其中



* 1. 扩散近似

扩散近似基于以下观察:高度散射介质中的光分布趋于各向同性.即使初始光源分布和相位函数是高度各向异性的,也是如此.每个散射事件使光分布模糊,结果,随着散射事件的数量增加,光分布趋于均匀.

在这种情况下,可以通过涉及辐射通量和矢量辐照度的两个项展开来近似辐射度:

系数由标量辐照度和向量辐照度的定义确定.

扩散方程由此近似得出.具体来说,我们将辐射的这两个项展开代入辐射传输方程,然后对进行积分.有关代数的详细信息,请咨询Ishimaru[12].结果是

在这里,我们使用了修改的消光系数,它由

修改的散射系数将原始散射系数缩放了.凭直觉,一旦光变为各向同性,只有后向散射项会改变净通量;正向散射与无散射是无法区分的.

如果没有光源,或者光源是各向同性的,则从等式2消失.然后,矢量辐照度是标量辐照度的梯度,

其中是扩散常数。该方程精确地给出了从高能量密度(高通量)区域到低能量密度区域的净能量流(即非零矢量辐照度)的直观概念.

最后,将方程2代入方程1,我们得出经典的**扩散方程**

在无限大介质中只有一个各向同性点光源的情况下,扩散方程具有一个简单的解.

其中是点光源的功率,是到点光源位置的距离,是有效传输系数.点光源导致体积中的能量密度具有指数下降.

对于在有限空间区域中的散射介质,必须在适当的边界条件下求解扩散方程.边界条件是表面上每个点的净内向扩散通量为零

在此,表示向内半球的积分.使用二项展开,边界条件为

第二项中的负号来自以下约定:表面法线指向外部,而积分位于内部方向.

等式3涵盖了两层具有匹配的折射率的情况,但是另一重要情况是这些折射率不同.当界面存在于折射率不同的介质之间时,该界面会发生反射.假设是介电表面反射率的菲涅耳公式,则平均漫反射菲涅耳反射率为

其中是介质与反射光线到另一种介质的相对折射率.可以根据菲涅耳公式[13]进行解析计算.但是,我们将使用测得的漫反射率的有理近似值[7]:

两种具有不同折射率的介质之间的边界条件为

此处的+和-下标分别表示向外和向内方向.这产生

注意,由于一个积分在向外的方向上,而另一个积分在向内的方向上,因此出现了该方程式两侧之间符号的差异.重新排列项,

该边界条件与折射率匹配时相同(等式3);唯一的区别是替换为,其中

最后,边界条件使我们能够计算出漫反射BSSRDF,.等于辐射出射量除以入射通量.离开表面的辐射出射量等于表面处的标量辐射度梯度

其中.

在有限介质的情况下,扩散方程通常没有解析解.在本文中,我们对次表面反射感兴趣,该反射通常被建模为半无限平面平行介质.一些作者分析了简单几何光源的平面平行问题,尤其是进入介质的圆柱束的近似值.存在精确的公式,但是它们包含无数的Bessel函数之和[9，16].我们寻求一个简单的公式来模拟次表面反射,该公式不涉及无限和和偏微分方程的数值解.

Eason[6]和Farrell等人[8]开发了一种使用两个点光源来近似体积源分布的方法,即**偶极子[dipole]**.Eason引入了这一想法,并通过扩展源的矩来扩展其分布,从而推导了各种几何光源(例如圆柱束)的偶极子的明确公式.Farrell等人建议使用单个偶极子来表示入射源的分布.他们发现单个偶极子的精确度与使用真实源分布的扩散近似的精确度相同,或者在某些情况下更精确.

偶极子方法包括以满足所需边界条件[6]的方式在表面附近放置两个点源(请参见图3).一个点光源(正实光源)位于曲面下方的距离处,另一个点光源(负虚光源)位于曲面上方的距离处.产生的辐照度为

其中是到真实源的距离,而是从到虚拟源的距离.Farrell等人[8]建议将实际光源定位在表面下方距离或一条平均自由路径的位置.他们只考虑了与法线平行的光.对于其它光方向,可以通过将光源1 =σt0仍放置在xi的正下方来增强互易性.

现在可以计算由于偶极子源引起的漫反射率.

最后,我们需要考虑入射光和出射辐射在边界处的菲涅耳反射.