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

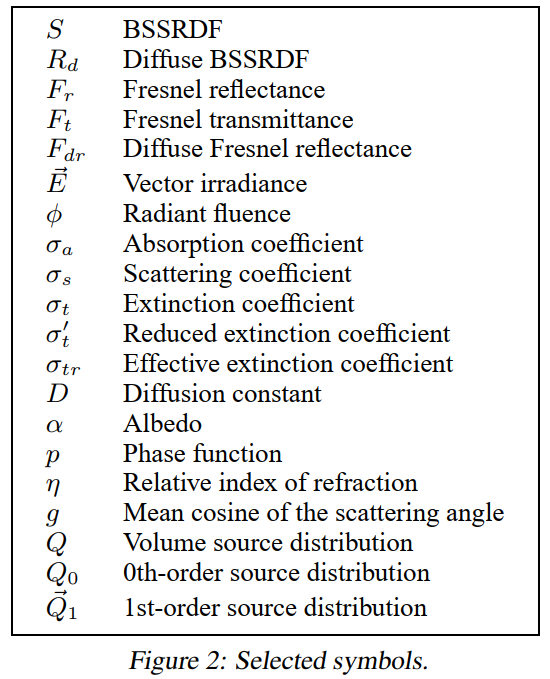
如果为正,则相函数主要为前向散射;如果为负,则后向散射占主导地位.恒定的相位函数会导致各向同性散射().

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.

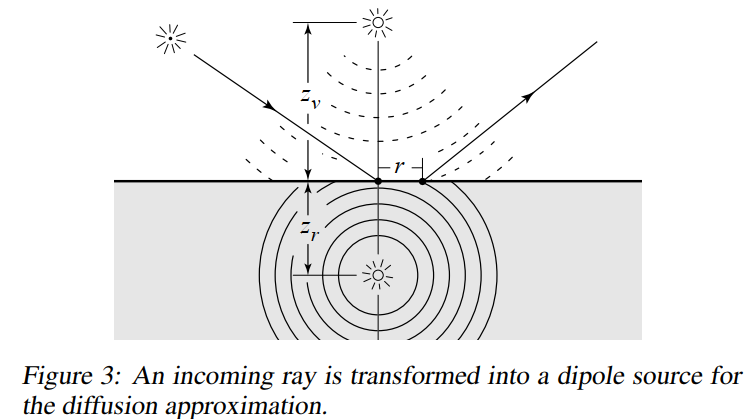
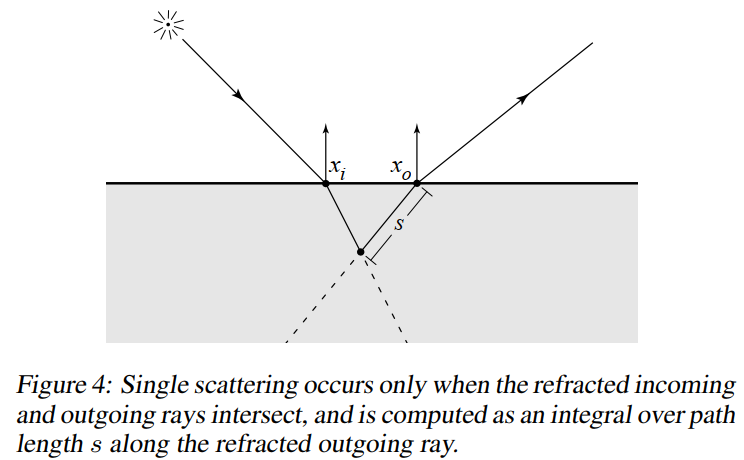
偶极子方法包括以满足所需边界条件[6]的方式在表面附近放置两个点源(请参见图3).一个点光源(正实光源)位于曲面下方的距离处,另一个点光源(负虚光源)位于曲面上方的距离处.产生的辐照度为

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.

其中是BSSRDF的漫反射项,该项表示多重散射(到点光源的转换中已经包含单次散射事件).下一节将说明如何计算由于单次散射引起的影响.



* 1. 单散射项

Hanrahan和Krueger[10]推导了次表面反射的BRDF模型,该模型分析地计算出了平坦,均匀照明,均质平板的总一阶散射.在本节中,我们将说明如何将其BRDF扩展到BSSRDF,以解决表面照明的局部变化.

通过对沿着折射出射光线的入射辐射进行积分来计算由于单个散射而产生的总出射辐射(见图4):

这里是两个菲涅耳透射项的乘积,和是折射的入射和出射方向.组合的消光系数由给出,其中是几何因子;对于平面.该方程的第二行隐式定义了单散射BSSRDF .请注意,第一行仅在两条折射光线相交的配置上进行积分,而第二行则在所有入射和出射光线上进行积分之间存在变量变化.这意味着分布包含delta函数.

* 1. BSSRDF模型

完整的BSSRDF模型是扩散近似与单散射项的和:

此处,使用公式5进行评估,使用公式6进行评估.BSSRDF的参数为:以及可能的相函数(没有相函数,散射可以建模为各向同性).该模型考虑了表面上不同位置之间的光传输,并且模拟了方向分量(由于单散射)和漫射分量(由于多次散射).

最后,请注意单散射项和扩散近似中涉及的距离.平均出口点大约是从入口点开始的一条平均自由路径.但是,这两个平均自由路径的长度完全不同.在单散射的情况下,平均自由路径等于;在扩散情况下,平均自由路径等于.对于半透明材料,并因此,随着到距离的增加,单散射项的下降速度快于扩散项.

* 1. BRDF近似

通过假设入射照明是均匀的,我们可以用BRDF近似BSSRDF.该假设使得可以在表面上集成BSSRDF.通过积分扩散项,我们发现材料的总扩散反射率为:

请注意,漫反射率仅取决于减少的反照率和内部反射参数.

单散射项的积分产生了[10]中提出的模型.对于半无限介质,它给出:

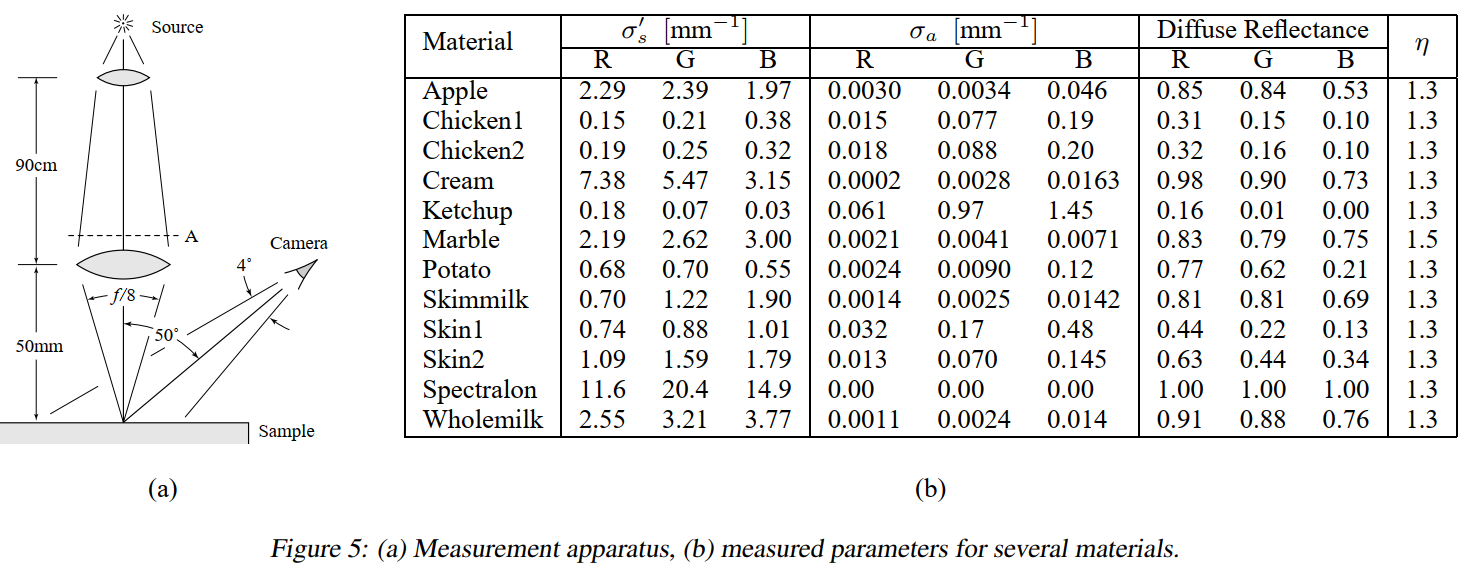
完整的BRDF模型是由菲涅耳项缩放的漫反射率与单散射近似值之和:

此模型具有与BSSRDF相同的参数.它与[10]中提出的BRDF模型相似,但是有一个重要的区别,就是根据本征材料参数计算出漫反射光的量.BRDF近似值对于不透明的材料非常有用，这些材料的平均自由路径非常短.

1. 测量BSSRDF

为了验证我们的BSSRDF模型,并确定用于渲染各种材料的适当参数,我们使用了第2节的扩散理论对几种介质的次表面散射进行了测量.我们的测量方法适用于的半透明材质,这意味着距照明点足够远,我们可能会忽略单散射,并使用扩散项将测量值与材料参数相关联.

当多重散射起主导作用时,公式4预测了由于入射光束较窄而将观察到的单位入射通量的辐射出射量,该距离是距照明点的函数.为了进行相应的测量,我们用紧密聚焦的白光束照射样品的表面,并使用3-CCD摄像机拍摄照片以观察整个表面的辐射出射.我们将观察结果保持恒定角度，以便菲涅耳项在所有测量中均保持恒定.图5(a)说明了我们的测量设置



由于信号从照明点开始呈指数下降,因此测量必须跨越很大的动态范围.为此,我们使用了一系列不同的曝光时间——从1毫秒到4秒,并使用Debevec和Malik的技术[4]的改进版本组装了高动态范围图像.为了减少杂散光和固定模式CCD噪声的影响,我们从每个测量和参考图像中减去了暗光图像,该图像是在聚焦透镜之前（图5（a）中的A点）被阻挡的照明光束所拍摄的.所得图像的动态范围约为105（图像中的总能量较少,可减少镜头和相机光晕的影响,从而实现比其它可能更高的动态范围）.

为了解释测量结果,我们仅检查了每个测量图像的一维切片,该切片对应于表面上穿过照明点并垂直于相机查看方向的一条线.在光漫射的假设下1，此切片中的像素值pi（示例参见图6）是辐射出射量与表面距离的函数关系。由于Rd给出了该量与Φ之比，因此pi =KΦRd（ri），其中K是未知常数。为了消除比例因子，我们还拍摄了参考图像，并用白色的理想漫反射镜（Labsphere Spectralon，反射率> 0.99）代替了样品。通过对图像中的所有像素求和，我们可以积分辐射出射量以获得离开表面的总通量，对于这种特殊材料，该通量等于入射通量Φ。使用与上述相同的常数K时，该总和为KΦ= A，其中A是样本表面上被一个像素包围的（已知）区域。然后，Rd（ri）的测量值可以计算为pi =（KΦ）。

1. 使用BSSRDF渲染

理论部分中推导的BSSRDF模型仅适用于半无限均质介质.在存在任意几何形状和纹理变化的情况下,不可能进行类似的推导.但是,我们可以利用该理论背后的一些直觉将其扩展到计算机图形学的实际模型.具体来说,我们需要考虑:

* BSSRDF的有效积分,包括重要性抽样
* 对任意几何评估单散射
* 对任意几何评估扩散近似
* 纹理(对象表面的空间变化)

在本节中,我们说明如何在光线跟踪环境中执行此操作.

**积分BSSRDF**:在每个射线与物体的交叉点处,传统的照明模型(基于BRDF)仅需要一个点和一条法线即可计算出射辐射(图7(a)).对于BSSRDF,有必要在表面区域上积分入射光(图7(b)).我们通过随机采样阴影射线的两个端点的位置来进行此操作-这可以看作是对区域光源进行采样的经典分布射线跟踪技术的扩展[2].为了有效地采样表面上的位置,我们利用了扩散项和单散射项的指数衰减.我们将分别对BSSRDF的两个项进行采样,因为单个散射采样位置必须沿着折射出射光线，而扩散采样应该围绕分布.

更具体地说,对于扩散项,我们使用标准的蒙特卡洛(Monte Carlo)技术在距一定距离d处以密度随机采样表面.

由于入射光线和出射光线必须相交,因此对单散射进行了重新参数化.我们的技术将在以下部分中说明.

**任意几何形状的单散射评估**:使用蒙特卡洛积分沿着折射出射光线评估单散射.我们沿着折射出的光线选择一个随机距离.是均匀分布的随机变量.对于该样本位置,我们将散射辐射计算为:

此处是样本射线在材料中移动的距离.对于任意几何形状而言,优化此方程以采样直接照明(带有阴影射线)都是困难的,因为它需要找到折射阴影射线的表面上的点.但是,实际上,通过使用在表面不折射的阴影射线可以找到一个很好的近似值-假定光源与介质的平均自由程相比很远.我们可以使用斯涅尔定律来估计通过入射射线介质的真实折射距离:

其中是观测距离,是折射距离.

任意几何形状的扩散近似:扩散近似的重要组成部分是使用偶极子源.如果几何形状局部平坦,我们可以通过使用与平坦材料相似的偶极子光源配置来获得非常好的近似值(即,我们始终将光源1 =σt0放置在xi的正下方).在高度弯曲的表面上必须格外小心;我们通过始终以最小距离1 =σt0评估扩散项来处理这种情况.通过这种方式,我们消除了可以将源任意靠近xo放置的尖锐边缘的奇点.我们发现这种方法在实验中效果很好.

纹理:我们通过对BSSRDF的使用进行一些小的更改来近似纹理材料.我们仅考虑表面的纹理变化-由于体积纹理变化而产生的影响将需要完全参与的媒体模拟.对于扩散近似,我们始终使用xi处的材质参数,以确保纹理属性的自然局部混合.对于单散射项,我们沿折射出射射线使用σs（xo）和σt（xo），并且沿折射入射射线使用σt（xi）.此变化包含在公式6中.