

南开大学

硕士学位论文

基于蒙特卡洛方法的粗糙表面光散射特性研究

姓名：辛建康

申请学位级别：硕士

专业：光学

指导教师：周文远;叶青

2012-05

摘 要

利用光子与生物组织、生物组织仿体的相互作用来研究生命现象一直是生物医学光子学这门新兴交叉学科的研究内容，它融合了光子学和生物学，是光子学的延伸，并且构成了现代医学诊断和治疗的基础。随着近年来激光在无损伤治疗诊断应用逐步增多，作为这类应用基础的生物组织，特别是活体生物组织光学参数以及粗糙表面对这些光学参数的影响逐步成为重要的研究对象。

本文首先介绍了生物医学光子学的研究内容，然后讨论了激光无损伤诊疗中遇到的问题，进而提出对生物组织光学参数的研究必将为这些问题提供基础解释，最终将主要目标放在了生物组织粗糙表面反射率以及粗糙表面散射光的研究，并讨论了生物组织粗糙表面的研究现状以及粗糙表面光散射的主要近似理论，进而研究了本文中使用的蒙特卡洛模型中的基本方法以及基础理论。

基于基尔霍夫近似建立了半无限粗糙表面光散射蒙特卡洛模型。并对不同粗糙度下不同入射角度下粗糙表面反射方向上的反射率曲线进行了模拟，对实验结果进行验证。

利用原子力显微镜对粗糙表面形貌以及粗糙度参数进行测量，为理论模拟提供原始数据。采用一套简单光路测量了粗糙表面反射方向上的反射光强，并最终与模拟结果对应，通过对实验结果的讨论，最终提出了两种反射率：局部反射率、沿反射方向反射率的观点。

利用蒙特卡洛模型模拟了粗糙表面影响下的散射光分布以及总反射光强，并对之进行分析发现，在低粗糙度情形下，反射方向上反射率的变化的主要原因是粗糙表面改变了散射光在粗糙表面上方的分布。基于上述情况，提出了一种加入匹配液的方法消除粗糙表面散射光影响，并对之进行实验验证，得出在忽略生物组织内部吸收以及散射情况下，该方法能够有效消除粗糙表面影响的结论。

关键词：生物组织，粗糙表面，蒙特卡洛模拟，反射率，光散射

Abstract

The interaction of Photon with Bio-Tissue and Anti-body is always the main research content of Biomedical Photonics, which includes Photonics and Biology, is the extension of Photonic and the basic of modern Medical Science. As the increasing use of laser in non-damage diagnose, the optical properties of Bio-tissues and the effect of rough surface on the optical properties have become an important Object of study.

First, we introduce the main content of Biomedical Photonics, then we discuss the problem in laser diagnose, and then put forward the method that the research of the optical properties of the Bio-tissue should support basic explanation for this question.

We focus on the reflectivity and scattering light of Bio-tissues rough surfaces. We discuss the research actuality of Bio-tissues rough surface and the main approximation theory of rough surface light scattering, then we research the basic method and theory of Monte Carlo model.

Second, we develop a Monte Carlo model based on Kirchhoff approximation to simulate light scattering from semi-infinite rough surface. Basing on MC model, we simulate light scattering of rough surface as different roughness and incident angle and the final results are comparable with experiment result.

Third, we measure the rough surface morphology and its roughness using Atomic Force Microscopy (AFM), the results are used in the simulation program. We measured the reflected intensity of the rough surface in the mirror direction, finally we put forward the method of two types of reflectivity.

Finally, we simulate the diffuse light distribution by rough surface and the total reflected light intensity, and discover that, in the low roughness cases, the presence of the rough surface in the influence of the scattered light is the main reason of the intensity change of the reflectivity in the mirror direction. Based on the reason above, a method of eliminate the influence of the rough surface using matching fluid. We verify this method using a simple experiment and concluded that if

Abstract

there is no scattering and absorption in Bio-tissues, this method can eliminate the influence of rough surface efficiently.

Key words: tissue, rough surface, Monte Carlo Simulation, reflectivity, light scattering

第一章 绪论

第一节 引言

利用光子与生命生物组织或生命生物组织仿体的相互作用来研究生命现象一直是生物医学光子学这门新兴交叉学科的研究内容^[1-2]，它融合了光子学和生物学，构成了现代医学诊断和治疗的基础^[3-4]。

激光诊断和激光医疗是生物医学光子学的重要研究内容。自从激光诞生以来，由于它具有良好的特性，就一直被广泛用于医学诊疗的各个领域。近年来，随着现代医学应用中激光无损伤诊疗应用的逐步增多，生物组织以及活体生物组织逐步成为生物医学光子学的研究对象^[5-8]；现代医学中的很多问题，比如生物组织疾病诊断等^[9-11]，它们迫切需要生物医学光子学给出合理的基础解释；在激光诊疗中，人们一直希望获得生物组织更深层次的信息。而生物组织光学参数的测量和理论模拟作为解决上述问题的基础，一直以来是人们关注的重点。当下，对于生物组织的主要光学参数：散射系数^[12]、吸收系数^[13]、约化散射系数^[14]、折射率^[15-16]、反射率等等，都有了非常成熟的理论或者测量方法，但是生物组织粗糙表面广泛存在于生物组织各个部分，一直是影响生物组织光学参数测量的重要方面。研究表明，粗糙表面可以给光学参数的测量结果带来巨大影响。生物组织粗糙表面是一种不规则的几何形貌，长久以来，在理论模拟中，由于计算机技术条件的限制，一直都无法获得比较大的粗糙表面，为了保证计算精度或者是获得足够大的粗糙表面，在较早的研究中，更多的采用了一维粗糙表面，但是这种粗糙表面并不能完整的说明粗糙表面的光散射特性。近些年来，随着计算机计算能力的提高，粗糙表面对光学参数测量的影响，尤其是该方面的理论模拟逐步成为人们研究的重点。当前，生物组织吸收系数、散射系数、约化散射系数受粗糙表面的影响已经有了比较深入的研究。但是描述生物组织表面光学性质的反射率随粗糙表面粗糙度的变化规律以及相关解释却一直以来并没有受到足够重视。复杂粗糙表面光散射分布以及粗糙表面反射率变化是体现生物组织健康程度的重要特征。本文研究内容是生物组织粗糙表面的存

在与反射率、散射光分布之间的关系以及对粗糙表面给散射光带来的影响的消除方法的研究。

第二节 粗糙表面光散射的几种近似方法

随机粗糙表面光散射是最近几十年内重要的课题^[17-20]，它在多个领域得到应用，比如电磁学，应用光学，海洋地理，材料科学，目标识别，电子对抗等等。粗糙表面无处不在，而对于实际物体来说，在很多情况下，粗糙表面的存在能够很大的改变物体表现出来的光学特性。对粗糙表面的描述起源于对金属体粗糙表面的研究，30 年代，就有人提出了用表面轮廓峰顶的深度和支承长度率曲线来表征表面粗糙度。当前，粗糙表面光散射的研究方法主要有以下几种：

2.2.1 微扰法

微扰法(small perturbation method)是建立在 Rayleigh 假设基础上的，粗糙表面的散射场可以由远离表面的散射平面波叠加而成，同时，Rayleigh 散射描述是，光散射强度与光波长的 4 次方成反比，因此，微扰法仅适用于低粗糙度粗糙面，通过将微粗糙表面分为两个部分：光滑平面和粗糙平面，将粗糙部分视为微扰^[21]。这个方法能够非常有效的解决大角度光入射的情况，它的这个优点与微扰法适用于低粗糙度特点有关。

为了增加微扰法的使用范围，Nieto-Vesperinas M 等引入了消光定理(extinction theorem)^[22]作为边界条件，消光定理的描述为当光入射到粗糙表面时，或者是物质介面时，在媒质内部会产生一个光速与物质折射率比值的场，这个场抵消了透射到内部的入射场，在介质外部产生了散射场。根据消光定理的描述，该方法仅与本地入射界面相关，但是与宏观粗糙表面并不相关。基于消光定理的微扰法与粗糙表面形貌无关并且求解精度很高，它适用于倾斜掠入射的情况。

2.2.2 双尺度法

在自然界中,粗糙表面的分布并不是均匀的,比如被风吹起波纹的湖泊是很明显的双尺度现象,假设风速均匀,那么水面的波动会随着能量的传递而渐渐降低,从而波的振幅会越来越低,但是高振幅的波也在不断产生,此时水面就会有多种粗糙度分布;生物组织表面的结构非常复杂多样化,此时,表面并不是由一种粗糙度组成的。如果按照粗糙度来衡量,这时候就会有两种或者两种以上的粗糙度分布,如果粗糙度分布非常不均,导致没有一种模型或者近似理论能够同时有效获得这两中尺度粗糙分布的散射光,这时,可以将 Kirchhoff 近似用于大粗糙度的计算,同时微扰法用于小粗糙度。这样就可以获得这种情况下的粗糙表面光散射强度。

2.2.3 全波法

全波法(full wave algorithm)是目前为止比较严谨的方法之一,它从麦克斯韦方程出发,在三维空间实际边界条件下,利用正交坐标系将 Maxwell 方程展开成一对耦合的常微分方程,利用一阶迭代或二阶迭代求解^[23-25]。该方法的好处是将前向散射波以及后向散射波区分开,全波法的数学形式并不随着坐标系的变换而变换,并且对激励源和界面介质没有限制,这个特性使得它能够有效的解决多层粗糙表面光散射的问题。

2.2.4 Kirchhoff 近似

在 Kirchhoff 近似下,粗糙表面的本地表面可以描述为局部光滑平面,因此又称为切平面近似,该方法基于菲涅尔公式获得切平面反射的总场,从而近似计算远区散射场。基尔霍夫近似的使用起源于对惠更斯-菲涅尔原理的求解。为了得到波长衍射的严格说明,1882 年,基尔霍夫用标量衍射理论提出了基尔霍夫衍射理论,这是 Kirchhoff 近似的基础。粗糙表面边界条件可以由 Fresnel 公式获得,然后获得粗糙表面散射场,进而求解平均散射场积分。起初的 Kirchhoff 近似仅考虑了单次散射情况,但是随着后来多次散射效应,遮蔽效应,尤其是由于多次散射效应带来的背向散射增强效应^[26]的出现,单次散射模型并不能有效的解决这些问题,后来二阶 Kirchhoff 近似的提出才有效解决了这个问题。目

前 Beckmann-Kirchhoff 理论是应用最广泛的理论，由于其良好的适应性，它能够近似解决从低粗糙度到高粗糙度的所有情况。

2.2.5 Monte Carlo 法

上述方法中，虽然每个方法对粗糙表面光散射都有自己的解释，由于它们都是对粗糙表面附近麦克斯韦方程的近似方法，所以它们都有自己的适用范围，Monte Carlo(MC)方法并不是一种物理方法，而是一种数学方法。结合物理学公式，MC 方法可以很好的解决粗糙表面光散射问题。MC 方法的适用范围非常广，结合当下流行的粗糙表面光散射近似理论^[27-29]，MC 方法可以解决包括光子低入射角和高入射角、以及粗糙表面低粗糙度和高粗糙度的所有光散射情形。通过对上述近似理论的讨论发现，Kirchhoff 近似有更广的适用范围，所以本文中的 MC 模型结合了 Kirchhoff 近似对粗糙表面光散射进行研究。

第三节 研究意义与研究现状

1.3.1 研究意义

粗糙表面广泛存在于生物组织表面，比如皮肤表面、脑生物组织表面、肠道表面等。随着近年来激光无损诊断诊疗需求的日益增加以及计算机运算能力的大幅度提升，关于粗糙表面对生物组织光学参数以及激光在生物组织内透射深度和对入射光分布的影响的研究越来越多，粗糙表面光散射研究的重要性显而易见，对粗糙表面的光散射给光学参数的测量带来的影响进行深入研究必将为解决和抑制粗糙表面带来的不利影响提供帮助。当前，对于某些粗糙表面，我们可以通过加入匹配液的方式来消除粗糙表面带来的影响，但是对于生物体在体测量，就不得不直面粗糙表面的存在，虽然在疾病诊断中，在某些情况下可以对生物体进行切片诊断，然后附加匹配液来消除粗糙表面附近的折射率失配现象，但是由于特殊原因，比如脑颅生物组织疾病、近视治疗等等，就不可能对患者进行医学离体切片诊断。

在医学诊疗中，生物组织粗糙表面影响下的生物组织表面光反射率以及表面散射光能够直接的说明激光诊断以及治疗的效果，并且可以在一定程度上体现

生物组织的健康程度，这个问题在生命医学光子学研究中一直以来没有受到应有的重视；粗糙表面反射率是反映粗糙表面粗糙度的直观的光学参数，表面粗糙度的变化必将影响粗糙表面反射率；如果想要解释光与粗糙表面的相互作用，也必须对生物组织粗糙表面的光散射问题进行研究。本文通过理论以及实验对生物组织仿体的粗糙表面光散射以及对此现象的消除方法进行研究，并提出当粗糙表面存在时，粗糙表面的反射率可以分为两种的观点，以上研究将为生物组织表面光诊疗中光子与粗糙表面的相互作用过程提供理论基础解释。

1.3.2 研究现状

关于粗糙表面光散射的研究很早就受到了人们的重视，1963 年，Beckmann 首次在其著作中^[30]，基于 Kirchhoff 理论研究了粗糙表面光散射的问题。最近几十年来，粗糙表面光散射问题一直是国内外研究人员的重要课题，比如孙应龙^[31-32]、郭立新^[33-34]、Nieto-Vesperinas M^[35-36]等一直致力于该方面的研究。但是在生物医学光子学中，生物组织表面光散射的研究起步比较晚。人们在研究生物组织光学参数时，往往或者选择忽视粗糙表面的影响，或者利用其它方法消除粗糙表面效应。

一般来说，生物组织粗糙表面的研究主要有以下几个方面：折射率失配下粗糙表面边界条件、生物组织粗糙表面下物体探测、粗糙表面对光学参数测量的影响、生物组织粗糙表面影响下的光传输等。

西班牙的 Ripoll J 等人在 1999 年到 2001 年间连续发表了四篇论文^[37-40]，分别讨论了粗糙表面折射率失配下边界条件、粗糙表面光散射、生物组织粗糙表面下物体探测的问题。他们研究了在散射近似理论下，散射介质-散射介质表面发生折射率失配时的边界条件，并考虑到了粗糙表面情况。他们研究了脑颅生物组织粗糙表面、乳房生物组织粗糙表面光散射，同时研究了发生病变时生物组织内部肿瘤粗糙表面光散射问题，并利用 MC 模型对模拟结果进行了验证。

美国的 Xin-Hua Hu 等人对皮肤生物组织粗糙表面光散射进行模拟，研究了皮肤生物组织表面光散射问题，讨论了粗糙表面对会聚光入射情况的光分布的影响^[41]以及粗糙表面对生物组织光学参数测量的影响^[42]。他们提出，粗糙表面会极大的影响光在生物组织中的分布以及光学参数的测量结果，并最终基于 Kirchhoff 近似，利用 MC 模型对该结论进行了验证。

Meglinski I V 等人在 2001 年利用 MC 方法模拟了多层非同质、强吸收、强散射的粗糙表面皮肤生物组织的探测信号的灵敏度分布随光源与探测器之间距离的变化^[43]，并指出，随着光源与探测口之间距离的变化，对探测信号的影响逐渐由皮肤表层深入到更深的位置；在同年另一篇文献中，Meglinski I. V. 讨论了粗糙表面以及光滑表面情况下，粗糙表面相对于光滑表面给光分布带来的变化^[44]；在 2002 年发表的文献中^[45]，他利用蒙特卡洛方法在可见光以及近红外光区域对粗糙表面皮肤生物组织反射光谱进行了模拟，并指出当发生折射率失配(index- mismatch)时，粗糙表面的存在会导致光子分布的巨大变化，他还对皮肤的散射反射谱进行了在体(in vivo)测量，并最近与模拟结果相互比较发现，模拟结果与实验结果非常接近。

在国内，南开大学张春平教授等人利用空间分辨技术设计了一套测量生物组织表面漫反射光分布的实验装置，对生物组织尼龙块仿体光学参数^[46-47]进行了测量，他们在散射近似下利用镜像法基于外推边界条件求解 Boltzmann 传输方程，并对粗糙表面情况下测量结果进行拟合发现，当粗糙度 Ra 升高时，测量获得的粗糙表面吸收系数、散射系数以及各向异性因子都减小，而在粗糙度较低时，约化散射系数并没有发生变化。

第四节 本文研究内容

生物组织反射率作为描述生物组织光学性质的一个重要部分，近年来，关于它的研究越来越受到重视，而粗糙表面的广泛存在给该类测量带来了极大困难，所以研究粗糙表面散射光分布以及减小它对反射率的影响有重要的研究价值，粗糙度变化给反射率测量带来的影响以及粗糙表面与光子的相互作用机理的研究迫在眉睫。基于以上讨论，本论文针对粗糙表面反射率的变化规律进行了以下研究：

- 1、建立蒙特卡洛模拟粗糙表面与光子相互作用 MC 模型，并解决了激光倾斜入射情况。
- 2、利用原子力显微镜成功的测量了粗糙表面微结构形貌，并对粗糙表面散射光反射率曲线进行测量，然后利用蒙特卡洛模型对测量结果进行模拟，并最终证明了蒙特卡洛模型的准确性，最后提出了两种反射率的观点。

- 3、对粗糙表面光散射分布进行了研究，并指出在粗糙度比较低的时候，粗糙表面对反射率的影响主要来自于对探测空间散射光分布的影响，并在此基础上提出了一种利用匹配液消除粗糙表面对散射光影响的简单办法，并对此进行实验验证。

第二章 蒙特卡洛模型基本理论

第一节 蒙特卡洛模拟基础

2.1.1 生物组织光学性质

生物皮肤生物组织以及生物组织表面结构非常复杂,一般来说,入射光子与它们的相互作用包括镜面反射、表面随机散射、折射、散射、吸收等。以人体皮肤为例,对于正常人体皮肤以及非正常人体皮肤,他们的光学性质是不同的,当人体皮肤发生病变时,比如黑斑、皮肤癌、癣等,皮肤表面的光学特性特别是反射率往往发生极大改变,通常情况下由于环境差异等种种原因,正常人皮肤也会相互之间表现出不同的光学性质。描述生物组织光学性质的参量主要有吸收系数、散射系数、约化散射系数以及折射率和反射率等等,粗糙表面粗糙度作为影响生物组织光学参数的重要分量,在此处被放在一块讨论。

吸收系数(μ_a)描述的是生物组织对光子的吸收能力,它是由于生物组织的受激吸收造成的,由波尔兹曼传输方程, μ_a 与光子在生物体内传输距离有如下关系^[1]:

$$L_a = -\ln(1 - RND)/\mu_a = -\ln(RND)/\mu_a \quad (2.1)$$

上式中, L_a 为光子在生物组织中被吸收前走过的距离, RND 为0-1之间的随机数, μ_a 为吸收系数,在生物组织内部,吸收系数越大,光子的透射深度就越小;吸收系数减小,光子的透射深度增加。

散射系数(μ_s)是描述光子在未被吸收或者未消亡情况下,光子在生物组织单位长度内经历的散射,它是由于生物组织内部不同质,折射率不均匀造成的,这种折射率不均可以表现为生物细胞与周围细胞液的不均。 μ_s 与光子在生物组织内部发生两次散射之间经过的距离有如下关系:

$$L_s = -\ln(1 - RND)/\mu_s = -\ln(RND)/\mu_s \quad (2.2)$$

上式中, L_s 为光子在生物组织中两次散射事件之间的距离, RND 为0-1之间的随机数, μ_s 为散射系数,在生物组织内部,散射系数越大,光子在行进过程中散射几率就越大;散射系数减小,散射几率减小。

各向异性因子 g 是描述生物组织内部光子发生散射事件时的散射方向的光学参量。 $g = -1$ 时为背向散射最强， $g = 1$ 时为前向散射最强。在各项同性介质中，它可以由 Henyey-Greenstein 得出^[2]：

$$p(\cos\alpha) = (1 - g^2)/2(1 + g^2 - 2g\cos\alpha)^{3/2} \quad (2.3)$$

上式中 $P(\cos\alpha)$ 表示的是 H-G 单次散射态方程， g 表示各向异性因子， α 表示散射角。

生物组织折射率是描述生物组织对光子折射能力的参量，生物组织折射率一般由如下公式表示^[3]：

$$\tilde{n} = n(1 + ik) \quad (2.4)$$

其中 \tilde{n} 为复折射率， n 为复折射率实部，它描述的是生物组织对光的折射能力， k 为衰减系数，可以由吸收系数和散射系数决定：

$$k = 4\pi\lambda / (\mu_a + \mu_s) \quad (2.5)$$

生物组织反射是描述生物组织对光子反射能力的重要参量，它由 Fresnel 定理给出，它反映的是生物组织表面对光的反射能力，对于生物组织粗糙表面，反射率包括镜面反射部分以及散射部分。

生物组织表面粗糙度是影响生物组织光学参数的一个重要分量，它对生物组织光学参数的测量有巨大影响。关于粗糙度对各项光学参数测量结果的影响有诸多讨论，但是粗糙度对反射率的影响却很少被提及，本文中，均方根高度 δ 与关联长度 a 是描述表面粗糙度的参量。

2.1.2 蒙特卡洛原理

蒙特卡洛 (MC method) 模拟，也称为随机模拟 (Random simulation)，起源于第二次世界大战中的“曼哈顿计划”，它是计算机领域的名词。而十八世纪中后期，MC方法就已经得到了应用，1777年，来自法国的科学家布冯利用投针法测量了圆周率 π 。随着历史的推进，尤其是随着半个世纪以来计算机计算能力的长足发展，蒙特卡洛的计算精度也有大幅提升，在某些科学实验中，MC模拟结果甚至被用来作为其它理论计算结果正确性的检验工具。蒙特卡洛方法最早被广泛用于核物理实验，费米在20世纪30年代利用MC方法模拟了中子扩散的问题。在生物光学方面，Johnson C C等在1970年解释光在血液中的辐射传输问题^[4]时就使用了MC方法。在随后的几十年直到今天，MC方法被大量应用于光在生物组

织中的传输的模拟，这其中包括生物组织内光传输以及生物组织表面光传输，Keijzer M^[5]、Hu X H^[6-7]、Wilson B C^[8]、Wang L H^[9]等人一直致力于这方面的研究。随着计算机科学相关技术的提升，特别是计算机集群的广泛应用，以及计算机 workstation 在科研中的大量应用，MC 模拟提升到了一个新的高度。

相对于其它研究粗糙表面光散射特性的数值方法，MC 模拟有诸多优势。利用传统的物理学方法能够很好的说明以及解决单次散射或者是当粗糙表面粗糙度并不是很高的情况，但是随着粗糙表面的结构逐渐变得复杂，多次散射效应在散射光中所占比重逐渐增强，粗糙表面的复杂结构使得计算所需的边界条件变得极为复杂并且难以求解。MC 方法利用统计方法建立一种随机模拟模型，它可以在满足相关近似条件的前提下，模拟光在任意形状和结构的散射介质表面的传播过程，在本文中每一个光子的相互作用过程将被追踪，但光子并没有权重值，这不同于以往 MC 模拟方法。

通过 MC 方法建立的模型，它的精确性一般由两个因素决定：1、投入的光子数目，在蒙特卡洛方法中，对于大部分情形，少量的投入光子数并不能准确的说明问题，只有当投入光子数到达一定数目的时候，才能精确的反映问题，一般来说 MC 随机过程的收敛与投入光子数的平方是成正比的，但是这并不能说明，光子数越多，模拟结果就越精确，当光子数量提升到一定程度后，模拟结果精度就不会有明显提升，光子数选择合理性是保证 MC 模型精确高效的有效途径；2、随机数生成方法，随机数生成的方法有很多，但是由于计算机并没有生成自然随机数的能力，计算机生成的只是数值平均分布的伪随机数分布，这就意味着不同的随机数生成方法就会有不同的生成结果，但由于伪随机数分布最终会趋向平均，所以无论哪种随机数方法，只要次数足够多，总会有比较理想的结果，关键在于如何选取随机数，使得在投入光子数适当的情况下，尽量缩小计算时间提高计算精度。

2.1.3 随机数生成方法

如何选择一个好的随机数对于 MC 模型有至关重要的作用，一个好的随机数应该有如下三个特点：1、数值均匀分布；2、数值的不可预测性 3、相互之间不关联。

按照生成方法分类, 随机数生成方法可以分为两种: 1) 物理方法 (Physics Method)^[10], 它将不具有预见性的物理现象作为随机因子 (Random Seed), 从而达到生成随机数的目的, 物理方法可以选择的种子包括放射性衰变、噪声、时钟飘逸、无线电噪音等等, 事实上, 随机现象存在于自然界的各个角落, 所以只要获取方法合适, 可以将自然界几乎所有物理现象作为随机数种子。物理方法生成的随机数因为具有不可预见性, 是最接近真随机数的算法。但是由于它的算法是基于自然现象, 所以随机数生成的效率以及受外界因素影响大是这类方法的限制因素; 计算方法 (Computational Method), 该方法是完全的计算机方法, 相对于物理方法, 该方法可以长期运行并不会受到外界因素的影响, 它仅与随机数种子的选取以及生成随机数的算法有关, 相对于物理方法, 计算方法能够满足长期运行的科学计算的需求而被广泛应用, 对于伪随机数来说, 如何选择一种算法, 使得能够在一个比较长的周期内产生随机数, 一直是一个重要课题。在计算机科学中使用的随机数一般被称为伪随机数 (pseudo-random numbers), 因为这种随机数是由人为控制的机器码生成的, 所以它具有可预测性。目前生成伪随机数方法主要有: 线性取余法 (Linear Congruential Generator)^[11-13], 斐波那契法 (Lagged Fibonacci Generator)^[14]、寄存器移位法 (Shift Register Generator)^[15]等。

由于随机数的大量使用, 在当下几乎每种计算机语言开发包中都加入了随机数生成函数, 但是这些随机函数实现简单, 产生的随机数循环周期太短, 只能提供给普通开发者使用, 并不能满足科学计算的实际需求, 本文中利用线性取余法 (LCG) 来生成随机数, 并修改了算法, 使它符合 MC 模型的需要, LCG 基本表达式如下:

$$N_i = (aN_{i-1} + c) \bmod M \quad (2.6)$$

其中 a 为乘数, c 为正常数, M 为模, N_i 为当前需要生成的随机数, \bmod 为取余符号。该算法的具体实现过程为, 首先初始化一个随机数种子, 然后通过 2.6 式获得初始化随机数 (Initial Number) 以及参考随机数 (Reference Number), 第一次调用函数时将初始化 32 个随机数并存入一个长度为 32 的数组作为初始化数据, 随机数生成函数每调用一次, 就对随机选取 32 位数组一个位置的数, 并重新进行随机赋值, 被取出的数值与参考随机数做减法得出结果。上述结果与随机过程所能取到的最大值 (Max Number) 做除法, 最终得到位于区间 (0, 1) 内的随

机数。在该过程中，如果获取参考值出错，那么程序将重新进行取值，由于初始随机数与参考随机数的初始化种子并不相同，所以它们的差可以是 0 到最大取值之间，由此，只要种子选取合适，那么必然能获得比较好的随机数结果。该过程的流程图如下：

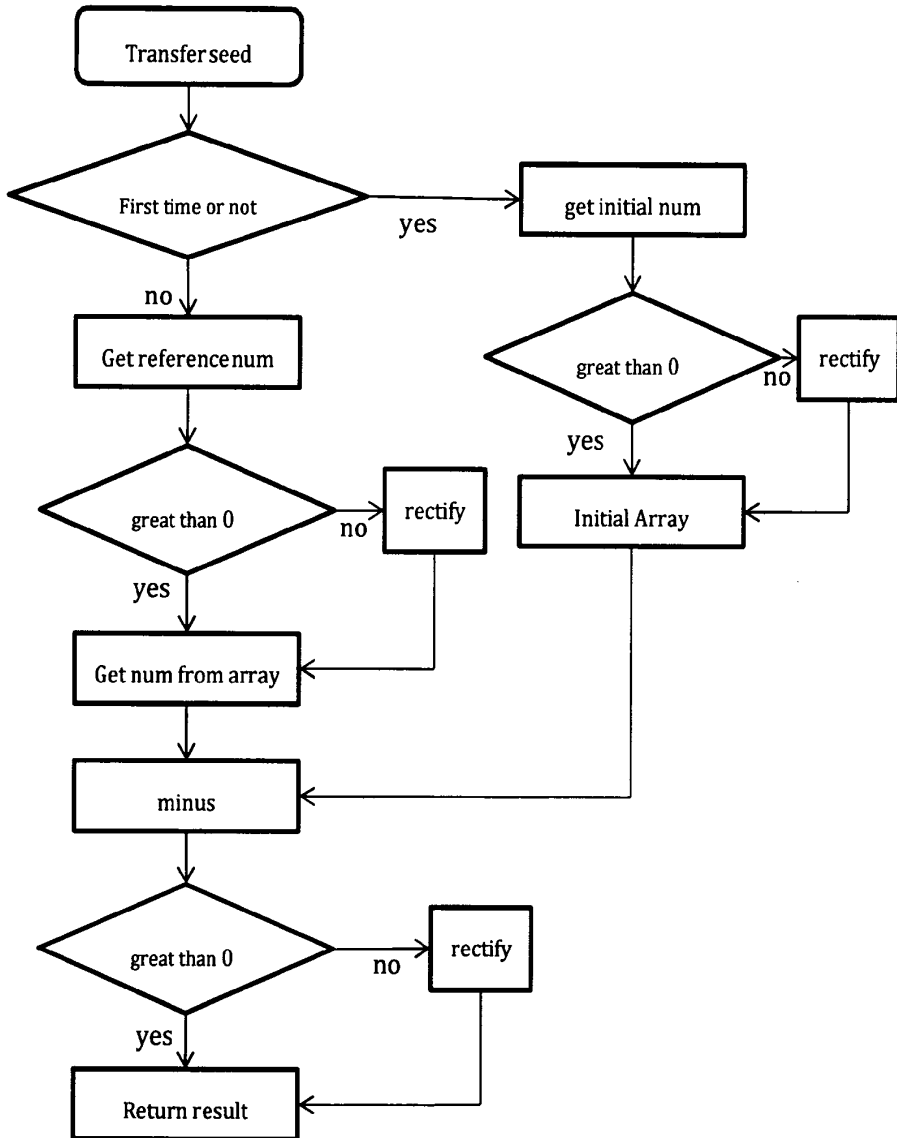


图 2.1 随机数生成流程图

第二节 生物组织粗糙表面光散射特性

生物组织粗糙表面存在于生物组织体表以及生物器官表面或者器官与器官交界处,他们的粗糙度有非常广的分布范围,他们的均方根高度 δ 一般是nm和 μm 量级,而关联长度 a 一般为 μm 量级。这两个参量在空间上是随机变化的,时间的推移以及生物体体征的变化也会引起这两个参量的变化,所以说,即使是相同位置的生物组织粗糙表面,它的散射光的强度也是随着空间和时间的变化而变化的。因此,一般利用统计学方法来描述光在粗糙表面上的传播。

当我们处理随机粗糙表面的光传输问题时,我们应该主要考虑以下几种情况:单次散射、二次散射、多次散射、背向散射等。在此,我们列出了一般情形下的粗糙表面与光子相互作用情形,以此来说明粗糙表面复杂的光散射。

当表面粗糙度比较低的时候($\delta \ll a$),粗糙表面的散射光很少会被另一个粗糙峰遮挡,入射到粗糙表面的光子一般经历一次反射就会回到探测空间,此时单次散射在起主要作用。如图 2.1(a),但是需要注意的是,仅有单次散射时,粗糙表面仍然会对粗糙表面散射光产生比较大的影响,如图中 $1 \rightarrow 1'$ 以及 $2 \rightarrow 2'$ 情况, $1'$ 、 $2'$ 两条光线方向并不相同。这种情况主要适用于人体皮肤表皮等低粗糙表面情况。当表面粗糙度并不高时,接收光强的衰减在某些情况下并不等同于反射总光强的衰减,这在后续章节的讨论中会有涉及到。本文模拟方法中对光子轨迹的追踪属于射线追踪(ray-tracing),射线追踪能够非常有效的反映光子在粗糙表面的传输过程,并且不必利用复杂的边界条件以及积分方程,就可以说明光子的多次散射问题。

当粗糙表面均方根高度与关联长度接近时,就不能忽略二次散射以及多次散射效应、背向散射给模拟以及测量结果带来的影响,此时光子散射更加明显,并且光子透射光强增大。图 2.2(b)为光子发生二次散射时的情形,一般情况下,当光子在粗糙表面的传播过程中有多次散射问题时,也会带有背向散射,如图 2.2(c),在倾斜入射下,背向散射来源于多次散射,如果计入偏振效应及波动性,同时会观察到背向散射增强效应,但是并不是只有倾斜入射下才会有背向散射现象,对于粗糙峰的关联长度比较大,峰比较低的情况,即使非倾斜入射,也会产生背向散射光,而此时多次散射效应并不是很明显。

对于生物组织粗糙表面来说,它的粗糙度分布范围非常广,当前并没有一种理论能够统一说明所有情况下粗糙表面的光散射问题。虽然通过求解 Maxwell

方程可以精确求解该过程，但是该方程并不容易得出积分解。求解粗糙表面散射问题一般有微扰法与基尔霍夫近似，目前来说，微扰法 (small perturbation method) 只能有效的解决微粗糙表面的情形，并且也只适合解决掠入射的情形。基尔霍夫近似 (Kirchhoff Approximation) 是应用范围最广的一种近似理论，能够说明从低粗糙到高粗糙以及正入射到掠入射下的粗糙表面光散射问题，结合蒙特卡洛模拟，近年来这种方法在解决生物组织表面光散射问题上有很广泛的应用。

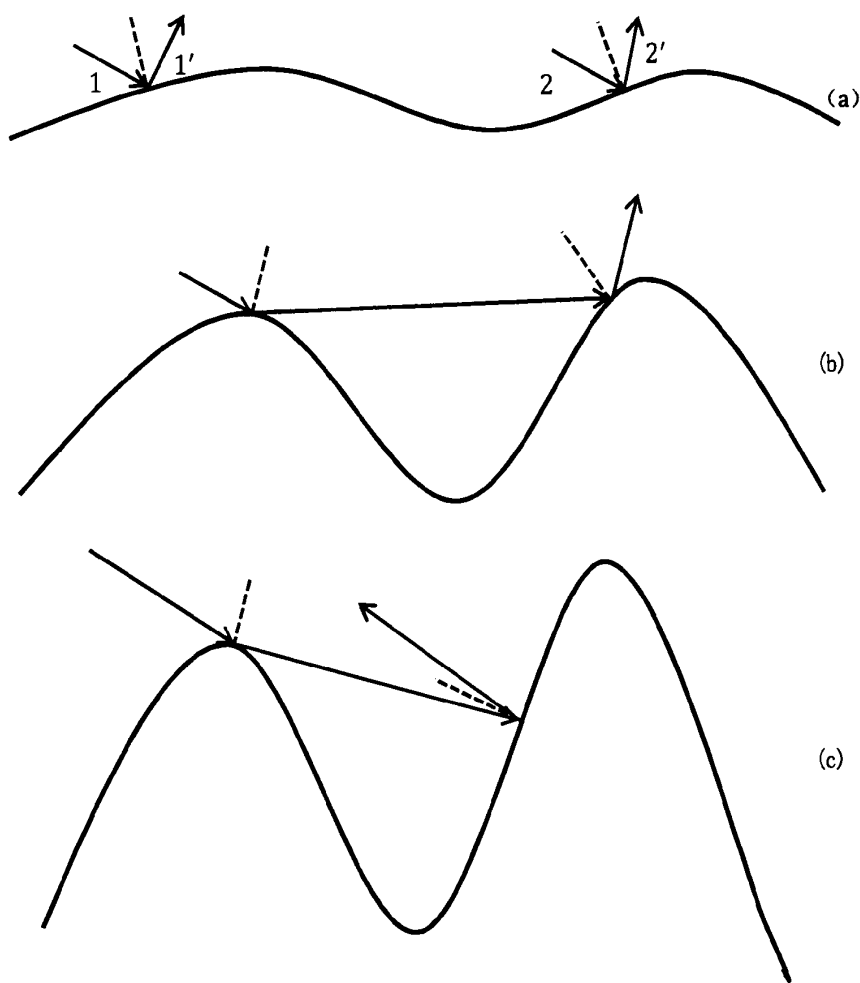


图 2.2 粗糙表面光子散射

第三节 基尔霍夫近似

2.3.1 基尔霍夫理论

光子与生物组织粗糙表面的相互作用过程其实是一个电磁波散射的过程，而要求解表面电磁波的散射就需要求解 Helmholtz 方程，一般情况下，想要得出这个方程的严格的解析解几乎是不可能的，Kirchhoff 近似属于标量衍射理论，求解 Kirchhoff 方程需要满足两个条件：a) 光子在粗糙表面上不存在衍射效应；b) 在远场情况下观测散射场。考虑如下方程：

$$\iiint_v (G \nabla^2 U - U \nabla^2 G) = \iint_s (G \frac{\partial U}{\partial n} - U \frac{\partial G}{\partial n}) ds \quad (2.7)$$

上式为格林公式的一般形式，其中 S 为包围体积 v 的封闭面， U ， G 为空间位置的复函数， G 为格林函数， U 为空间总振幅， P 为空间位置矢量，在 S 上以及 S 内，它们以及它们的一阶二阶偏微导数为单值连续。假设 G 以及 U 分别为两个频率为 ω 的单色场 $u(P, t) = Ue^{-i\omega t}$ 和 $g(P, t) = Ge^{-i\omega t}$ 的复振幅，Kirchhoff 标量近似下，复振幅 U 和 G 满足 Helmholtz 方程：

$$\nabla^2 U + k^2 U = 0 \quad (2.8)$$

$$\nabla^2 G + k^2 G = 0 \quad (2.9)$$

对上两式化简，那么就可以得到如下形式：

$$G \nabla^2 U - U \nabla^2 G = 0 \quad (2.10)$$

将上式带入 2.7 式得到该式在标量近似下应该有如下形式：

$$\iint_s (G \frac{\partial U}{\partial n} - U \frac{\partial G}{\partial n}) ds = 0 \quad (2.11)$$

上式为两个无源同频率场必须遵循的关系。其中 S 为包含着积分空间的曲面。假设曲面内现在有一个观察点 P_1 ， S 为包含该点的任意曲面(如图 2.2)，由 P_1 点向外发散的球面波为格林函数 G ，在 S 面上，任意一点处的 $G = \exp(jkr)/r$ ，式中 r 为由观察点指向包围曲面上点 P_0 的矢量长度。由上式可知，格林函数在观察点是不连续的奇异点，并不满足格林定理积分条件，我们在积分区域内取一包围观察点区域 S_ϵ ，这样格林定理积分是在两个面上的积分，一个是包围观察点的任意积分曲面 S ，另一个为包围观察点的微曲面 S_ϵ 。

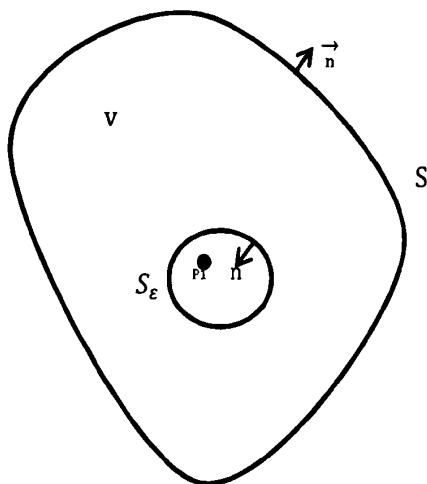


图 2.3 积分曲面

由此，格林方程可以化为如下形式，

$$\iint_S (G \partial U / \partial n - U \partial G / \partial n) ds = - \iint_{S_\epsilon} (G \partial U / \partial n - U \partial G / \partial n) ds \quad (2.12)$$

如上式为对包含观察点时，格林方程的变式，其中，右侧表达为对微平面 s_ϵ 的积分，可以证明随着 s_ϵ 趋向于无穷小，右侧积分实际上是对包含观察点的积分，由此，右侧积分最终可以化简为 $4\pi U(P_1)$ ，最终 2.6 式可以得到如下形式

$$4\pi U = \iint_S (G \partial U / \partial n - U \partial G / \partial n) ds \quad (2.13)$$

如上式所示为空间中任意一点的辐射强度值的基尔霍夫理论结果，该式表明在空间中的任意一点上的复振幅值都可以用包围这个空间点的曲面上的所有点的积分来表示，在计算粗糙表面散射光时，可以将粗糙表面作为包围观察点任意面的一部分，其余部分为粗糙表面上半空间包含观察点曲面。这样就可以计算观察点处的复振幅强度，但是由于实际粗糙表面是不规则表面，此时的边界并不同于光滑表面情况，基于基尔霍夫近似，我们得出以下两点假设，就可以使上述 2.13 式适用于粗糙表面情况：

- 1、粗糙表面可以被分为无数个小面，这些微小平面保证不会产生光的衍射，光与微平面的相互作用可以由 Fresnel 公式得出；
- 2、与粗糙表面一起构成包围观察点的半球曲面在半径趋向于无穷大时，来

自于半球曲面上的点的复振幅给观察点带来的贡献可以忽略不计，观察点光场只与来自粗糙表面微平面上的散射光场有关。

基于以上两点假设，在 MC 模型中我们可以通过求解粗糙表面上各个微平面对应的散射光，最后通过将结果叠加得出最终结果。假设粗糙表面单次散射总光场为 $U = U_i + U_s$ ，由公式 2.13 得

$$U = U_i + \iint_s (G \frac{\partial U_s}{\partial n} - U_s \frac{\partial G}{\partial n}) ds \quad (2.14)$$

在上式中， $U_s = U - U_i$ ，并且

$$\iint_s (G \frac{\partial U_i}{\partial n} - U_i \frac{\partial G}{\partial n}) ds = 0 \quad (2.15)$$

由 2.14 与 2.15 式可以得出，粗糙表面散射光表达式为：

$$U_s = U - U_i = \iint_s (G \frac{\partial U}{\partial n} - U \frac{\partial G}{\partial n}) ds \quad (2.16)$$

上式为粗糙表面散射光的 Helmholtz 积分形式，假设光子与粗糙表面相互作用的微平面为 ds ，微平面的位置矢量为 \mathbf{r} ，观察点的位置矢量为 \mathbf{r}' ， \mathbf{n} 为微平面的本地单位法线矢量，标量近似下，根据 Kirchhoff 近似， $\mathbf{n} = -z_x \hat{x} - z_y \hat{y} + \hat{z}$ ，入射光为单色波，可以表示为 $U_i(\mathbf{r}) = U_i \exp(i\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r})$ ，粗糙表面上的微平面可以看作光滑平面，光子在表面上的反射可以由 Fresnel 公式求出，那么在每个微平面表面的总场就可以表示为入射与反射场的和，由此可知

$$U = (1 + R)U_i(\mathbf{r}) \quad (2.17)$$

根据前面的假设，入射光复振幅已知，并且它随着位置矢量的变化而变化，将入射光复振幅表达式带入 2.17 式。可以得下式：

$$U = (1 + R)U_i \exp(i\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r}) \quad (2.18)$$

对上式取偏微分，由于入射光与反射光方向不同，如果对上式对法向矢量取偏微分，那么上式右侧入射光部分与反射光部分公式应该是异号，此处我们取入射方向为正向，反射方向为负向，根据下式

$$\frac{\partial \exp(i\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r})}{\partial \mathbf{n}} = \nabla(\exp(i\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r})) \cdot \mathbf{n} = \exp(i\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r}) i\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{n} \quad (2.19)$$

可以得出，总复振幅关于法向矢量的偏微分形式

$$\partial U / \partial \mathbf{n} = i\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{n} (1 - R) U_i \exp(i\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r}) \quad (2.20)$$

格林函数有如下形式:

$$G = \frac{\exp(ik|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}|)}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}|} \quad (2.21)$$

如上式所示, 如果将格林公式带入 2.16 式, 需要求解格林函数的偏微分方程, 此处有两种计算方法可以得出格林方程的偏微分结果, 一种是求解 $k|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}|$ 的宗量, 另一种是按照远场近似条件求解格林方程偏微分的展开形式。此处我们利用第二种方法:

$$\frac{\partial G}{\partial \mathbf{n}} = \frac{\nabla \cdot \exp(ik|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}|)}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}|} (\widehat{\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}}) \cdot \mathbf{n} + \exp(ik|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}|) \nabla \cdot \frac{1}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}|} (\widehat{\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}}) \cdot \mathbf{n} \quad (2.22)$$

在上式中, 右侧表达为关于 \mathbf{r}_1 的二次项, 在远场近似条件下, $|\mathbf{r}_1| \gg |\mathbf{r}|$ 我们略去二次项, 由此

$$\frac{\partial G}{\partial \mathbf{n}} = \frac{\nabla \cdot \exp(ik|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}|)}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}|} (\widehat{\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}}) \cdot \mathbf{n} = \frac{\exp(ik|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}|)}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}|} ik(\widehat{\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}}) \cdot \mathbf{n} \sim \frac{\exp(ik|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}|)}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}|} ik \cdot \mathbf{n} \quad (2.23)$$

将 2.23 式、2.21 式以及 2.18 式、2.20 式以及远场近似条件带入 2.16 式即可得到关于粗糙表面一次散射场

$$U_s = U - U_i = \iint_s \left(\frac{\exp(ik|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}|)}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}|} ik_i \cdot \mathbf{n} (1 - R) U_i \exp(ik_i \cdot \mathbf{r}) - (1 + R) U_i \exp(ik_i \cdot \mathbf{r}) \frac{\exp(ik|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}|)}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}|} ik \cdot \mathbf{n} \right) ds \quad (2.24)$$

在远场近似下, $|\mathbf{r}_1| \gg |\mathbf{r}|$, 2.24 式最终化简为

$$U_s = U - U_i = \frac{\exp(ik|\mathbf{r}_1|)}{4\pi|\mathbf{r}_1|} \iint_s [(ik_i \cdot \mathbf{n} (1 - R) - (1 + R) ik \cdot \mathbf{n}) U_i \exp(ik_i \cdot \mathbf{r})] ds \quad (2.25)$$

上式即为粗糙表面散射光的一次散射场最终结果, 而在 Kirchhoff 近似下, 二次散射场可以由一次散射场作为源场求出。虽然 2.25 式解决了粗糙表面光散

射的问题，但是很难用直接求解积分的方法对方程求解，求解该方程一般由标量近似法和驻留相位法，或者基于 Kirchhoff近似的 MC 数值方法统计散射光子数来模拟该计算过程。

2.3.2 基尔霍夫近似下粗糙表面边界条件

在过去的研究中已经表明，当表面粗糙程度到达可以与入射激光波长比拟的程度时，粗糙表面能够极大的影响光与生物组织的相互作用。在 MC 模拟中，边界条件的选择非常重要，当光子入射到生物组织表面时，将会在表面处发生反射以及折射。根据上节，光与生物组织表面的相互作用可以由 Fresnel 定理得出。同时，应该注意的是，在本文建立的 MC 模型中，入射光子将被看作经典粒子，尽管 MC 方法(比如 MC FDTD method)有能力记录光子的偏振态以及波动效应^[16]，但是我们更加关注的是粗糙表面对光能量分布的影响，所以并没有考虑这个问题。假设外界折射率以及生物组织折射率分别为 n_1 以及 n_2 ，入射角 θ_i 以及折射角 θ_r 之间的关系可以由 Snell 定律得出：

$$n_1 \sin \theta_i = n_2 \sin \theta_r \quad (2.26)$$

由于忽略了光子的极化特性，Fresnel 反射率为 S 光与 P 光反射率的平均值。反射率 R 以及折射率 T 分别可以如下表示：

$$R = \frac{1}{2} \left[\left\{ \frac{\tan(\theta_i - \theta_r)}{\tan(\theta_i + \theta_r)} \right\}^2 + \left\{ \frac{\sin(\theta_i - \theta_r)}{\sin(\theta_i + \theta_r)} \right\}^2 \right] \quad (2.27)$$

$$T = 1 - R \quad (2.28)$$

2.27 式以及 2.28 式能够给出光子与边界相互作用时的边界条件。需要注意的是，对于光滑平面，光子与表面作用后的反射方向以及透射方向都可以直接通过 Fresnel 公式得出。但是由于粗糙表面的法向向量 $\mathbf{n} = -z_x \hat{x} - z_y \hat{y} + \hat{z}$ 是粗糙表面点坐标位置的函数，入射光方向相同的情况下，粗糙表面不同本地入射点处的反射率并不相同。基于 Kirchhoff 近似，MC 模型将粗糙表面划分为无数个小的平面，并将这些平面视作本地光滑的平面，通过 2.3.1 节中表面法线方向表达式以及 2.27 式，就可以求得每个本地入射表面上本地反射率，本文的研究结果表明，粗糙表面反射率是本地反射率共同作用的结果。

第四节 高斯随机粗糙表面模型的建立

我们建立的粗糙表面有如下特点：1、粗糙表面的高度分布，均方根高度 (root mean square height: rms) 是随机的；2、粗糙表面峰与谷之间的距离关联长度 (correlation length: RA) 是随机的；3、表面峰形貌是高斯形貌。基于以上几点可知，我们应该使用一个随机过程来生成粗糙表面，随机过程是一个生成随机数的过程；同时这个随机过程产生的随机数应该满足高斯分布，并且随着关联长度以及均方根高度的变化而变化。由此我们可以设计两个函数，然后通过卷积让这两个函数的属性结合起来。选取 $Z(x,y)$ 作为粗糙表面点的 Z 坐标 (高度分布)，其中 x, y 为正交直角坐标系中 XOY 平面上坐标点， \vec{R} 为粗糙表面上的坐标向量，随机过程应该满足以下两个公式

$$\langle X(\vec{R}) \rangle = 0 \quad (2.29)$$

$$\langle X(\vec{R})X(\vec{R}') \rangle = \delta(\vec{R} - \vec{R}') \quad (2.30)$$

2.29 式表明，该随机过程的平均值为 0，2.30 式表示它的标准差，由狄拉克方程表示，高斯分布方程有如下形式：

$$G(x, y) = \delta\left(\frac{a^2}{16\pi a}\right) \frac{N}{4} e^{-\frac{z(\vec{R}^2)}{a^2}} \quad (2.31)$$

$Z(\vec{R})$ 可以表示为如下形式：

$$Z(\vec{R}) = X(\vec{R}) * G(\vec{R}) \sim \int X(\vec{R}') \exp\left[-\frac{2(\vec{R}-\vec{R}')^2}{a^2}\right] d\vec{R}' \quad (2.32)$$

由上式，我们通过快速傅里叶变换以及数值方法，就可以得到高斯分布的粗糙表面模型，最终，粗糙表面形貌如下图所示

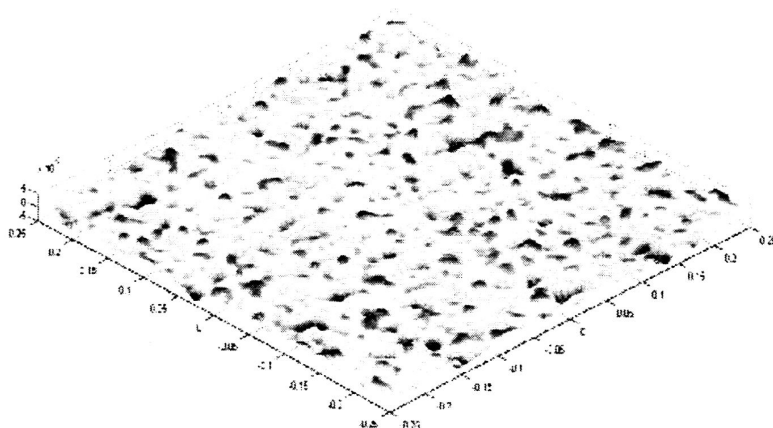


图 2.4 粗糙表面 $\delta/a = 0.1$ 时的粗糙表面形貌图

第五节 本章小结

本章介绍了蒙特卡洛模型的基本原理，并详细说明了随机数生成方法，为 MC 模型的建立打下基础。基于 Kirchhoff 近似提出 MC 模型中的边界条件，最后讨论了粗糙表面的生成过程。

第三章 生物组织粗糙表面反射率的研究

第一节 引言

粗糙表面对生物组织光学参数影响的测量在近年来得到了越来越多的科学研究人员的重视,虽然粗糙表面对吸收系数、散射系数、约化散射系数等光学参数的影响都有了一个比较好的描述,但是生物组织粗糙表面反射率一直以来并没有一个成熟的理论模型来描述它,人们往往将粗糙表面反射光分为两部分来研究^[1-2],但这种理论缺乏理论与实验的同时验证,由此可见,开展生物组织粗糙表面反射光的测量以及制作相应模拟模型极为重要。

粗糙表面粗糙度测量方法可以分为两类:一类是接触式测量,即探针与粗糙表面完全接触,这一类测量方法能够比较精确的反映粗糙表面形貌特征,它包括针触式轮廓仪、扫描探针等;另一类是非接触式测量,它利用微粒衍射方法或者表面轮廓形貌,因此不会损伤粗糙表面结构。这种方法包括光散射法、电子衍射法、伦琴射线衍射法等。

本文中,粗糙表面反射率将分为两种,一种是局部反射率,它是在基尔霍夫近似下,将粗糙表面分为无数个微平面时,光子在不同微平面上的反射系数,它可以由 Fresnel 公式直接得出。它反映的是每一个光子与微平面间的相互作用;第二种是沿反射方向反射率,也可以称为全局反射率。不同角度下宏观反射率与表面粗糙度有关,相同入射角度下,反射率随着粗糙度的增加而减小,它反映的是各个微平面与光子间相互作用后的统计结果。

第二节 蒙特卡洛模型

本论文中的 MC 模型将对光子从开始生成到最终被光阑接收或者散射到空间中去的整个过程进行追踪,本模型记录的光子的相关信息主要有入射光子总数,光子出射角度,光子入射角度,光子反射总数,光子单次散射总数,多次散射光子数等等。考虑到因为粗糙表面引起的散射光相对反射方向漂移的现象^[3-5],在 YOZ 平面内(MC 模型坐标如图 3.1 所示),光阑从 Z 轴负方向移动到 Y

轴正方向，每次移动间隔一度，对出射光子进行了追踪并记录，最终将每个位置的接收光子数相加，最大值即为最终接收到的光强值。

3.2.1 倾斜入射下光子入射初始位置及方向

在初始化入射光子之前，我们应该确定生物组织以及周围环境的各项参数包括：生物组织折射率 n_t ，外部环境折射率 n ，粗糙表面均方根高度 δ ，关联长度 a ，入射激光类型，入射光束半径 R ，打入光子数，样品大小，以及随机数种子等等，设定完毕以后，我们就需要获得光子的初始入射位置和入射方向。在此之前，我们首先讨论一下 Gaussian 激光的生成过程。

我们选用正交直角坐标系作为模型的坐标系。我们使用的 Gaussian 激光为圆形激光，圆形区域内光子坐标满足 $\sqrt{x^2 + y^2} \leq R$ ，激光入射平面被划分为分立的格子(本模型中为 100×100)，高斯光束在每个格子内的强度分布由下式表示：

$$I = \exp(\pi/2 * (1 - (x^2 + y^2)/R^2)) \quad (3.1)$$

I 的大小表示对应格子内光子数的多少，最终光子坐标表达式为

$$x = x_1 + dx * (xgrid_{num} - \sqrt{I}/2 - 1) \quad (3.2)$$

$$y = y_1 + dy * (ygrid_{num} - \sqrt{I}/2 - 1) \quad (3.3)$$

其中 x_1 、 y_1 为对应格子坐标， $xgrid_{num}$ 、 $ygrid_{num}$ 为生成光子时的步长，区间为 $[1, \sqrt{I}]$ ， I 为格子内高斯强度的整数形式。

当激光垂直入射时，对激光打入点的定位可以直接利用投影法查找，但是当激光倾斜入射时，因为粗糙表面遮蔽效应的存在，在光子入射方向上的延长线可能与粗糙表面的多个点相交(如图 3.1 所示)，此时，投影法并不能求解到正确的入射点。如果通过严格的数学方法求解，其结果并不容易得出或者是不可能得出。而这个问题在不同的理论中一直都有不同的解决办法，为了避开讨论光子入射问题，在某些文献中，直接通过一个满足某种条件的随机过程来确定光子在粗糙表面上的入射点^[6]，这很显然是不严谨的。

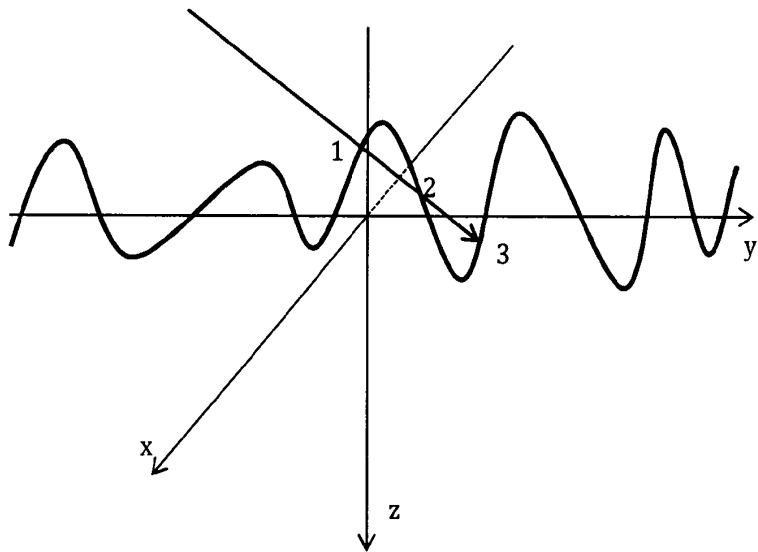


图 3.1 一维粗糙表面激光入射点图示

光子初始位置确定过程为:光子首先被初始化到 $Z=0$ 平面,并将此时光子坐标设定为初始坐标值(initial coordinate),此坐标并不是真实的光子打击点,而是虚点。程序查找光子打击点的范围为竖直方向上 5 倍的均方根高度。根据光子坐标以及入射光子方向及方向余弦得出光子查找的终坐标(final coordinate),其中光子的步长为粗糙表面取点间隔的 $1/100$,我们首先对 Z 轴正向查找,如果交点未找到,光子将被重新拉回 $Z=0$ 点向负向查找,倾斜入射下查找光子最困难的地方是光子在入射方向上与粗糙表面不止有一个交点,被查找到的点可能并不是真实点,如图 3.1 所示,每次交点被查找找到,都会进行判定,如果光子纵坐标 $Z \leq Z_{roughsurface}$ 那么说明找到了交点,坐标将被记录,并继续向下进行判定,直到没有符合条件的查找点为止,对于 Z 轴正向查找来说,第一个符合条件的点即为最终交点,而对于负向查找来说,最后一个符合条件的点为最终交点。如果最终未找到交点,程序将报错,并将光子抛弃。最终程序流程图如下所示:

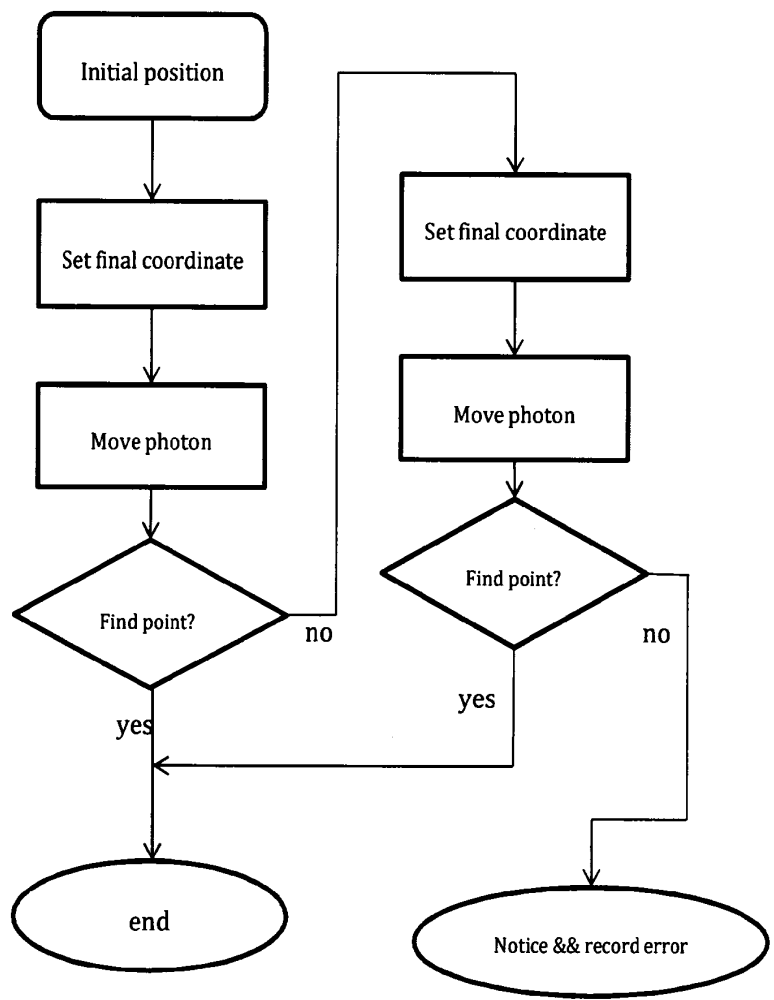


图 3.2 光子入射点查找流程图

3.2.2 光子在粗糙表面的传输

在粗糙表面 MC 模型中，光子在粗糙表面传输过程中与粗糙表面相互作用后结果有两种可能：透射以及反射，在三维直角坐标系下，粗糙表面的法线方向为 \mathbf{n} ，光子入射方向为 \mathbf{V}_i ，光子反射方向为 \mathbf{V}_r ，一般情况下，光子在粗糙表面可能出现的反射情况可以由图 2.2 简要给出，但是在某些情况下，尤其是粗糙表面均方根高度 δ 以及关联长度 a 相近的情况下，光子可能在两个峰或者多个峰之

间经历多次散射，这个在图 2.2 中并没有表示出来。入射光线与反射光线夹角 θ_i 的余弦可以由如下公式表示

$$\cos\theta_i = |\mathbf{V}_i \cdot \mathbf{n}| \quad (3.4)$$

其中， \mathbf{n} 为表面上本地法线方向。因此，光子与粗糙表面相互作用后的反射方向可以由入射方向以及法线方向表示：

$$\mathbf{V}_r = 2 \times \cos\theta_i \mathbf{n} + \mathbf{V}_i \quad (3.5)$$

最终得出的光反射表达式如上式所示，但是由于数值解的取点并不是连续的，所以会出现一个极端情况，就是在光子轨迹上有两个粗糙表面点小于等于光子轨迹的取点间隔，这样造成的后果是光子入射方向可能会落于粗糙表面下方，入射方向大于 90 度，在这种情况下，可以利用修改表面法线方向的方法来对出错光子进行修正，表面峰宽度较小，这样做可以保证运算时间以及运算精度。

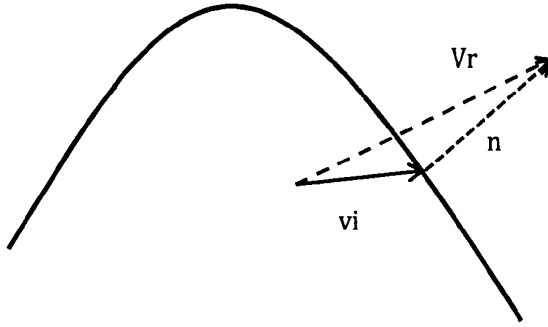


图 3.3 光子出错示意图

光子折射方向的计算相对比较复杂，假设光子的透射方向为 \mathbf{V}_t ，假设入射介质折射率为 n_i ，出射介质折射率为 n_r ，折射角为 θ_r ，我们可以得出折射角余弦值：

$$\cos\theta_t = \sqrt{1 - n_i^2/n_r^2 \times (1 - \cos^2\theta_i)} \quad (3.6)$$

假设光子的方向可以由入射光方向以及本地法线方向表示，如下式所示：

$$\mathbf{V}_t = -\beta \mathbf{n} + \alpha \mathbf{V}_i \quad (3.7)$$

其中 α 、 β 为常数，根据折射定律 $\mathbf{V}_t \cdot \mathbf{n} = \cos\theta_t$ ，以及入射光线与反射光线之间关系为 $\mathbf{V}_t \cdot \mathbf{V}_i = \cos(\pi - \theta_t - \theta_i) = -\cos((\theta_t + \theta_i))$ ，公式 3.7 分别乘 \mathbf{n} 、 \mathbf{V}_i 并化简，最终得到折射光线方向如下所示：

$$\mathbf{V}_t = -(n_i/n_t \times \cos\theta_i - \cos\theta_t) \mathbf{n} + n_i/n_t \times \mathbf{V}_i \quad (3.8)$$

与光子入射出错的情况类似，在这里存在同样的情况，即入射角可能也会大于 90 度，我们对出错点法线方向进行纠正，并记录下出错次数，光子在粗糙表面发生反射时光子追踪流程图如图 3. 4，本文对透射光进行了追踪，由于透射光情况下光子的追踪过程与反射光追踪过程类似，所以在此并没有列出。

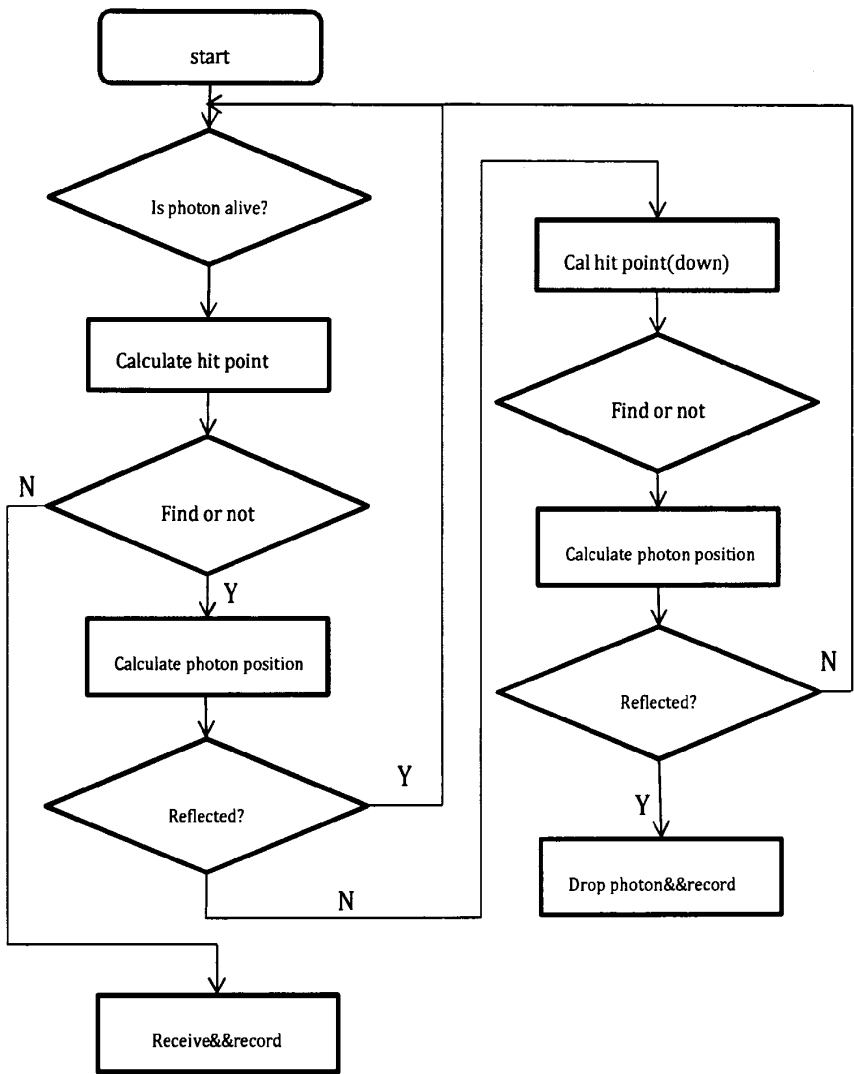


图 3. 4 反射光子追踪流程图

3.2.3 蒙特卡洛模型

粗糙表面普遍存在于生物组织表面，粗糙表面对生物诊疗效果的影响极为重要，一般来说，光子与粗糙表面相互作用主要体现在以下几个方面：单次散射、二次散射、多次散射、背向散射，以及透射效应等等，透射效应作为体现粗糙表面对光散射影响的一个重要方面一直以来没有受到应有的重视，在本模型中，有单独一个模块对发生透射后光子的传输过程进行追踪。最终确定的程序图如下所示：

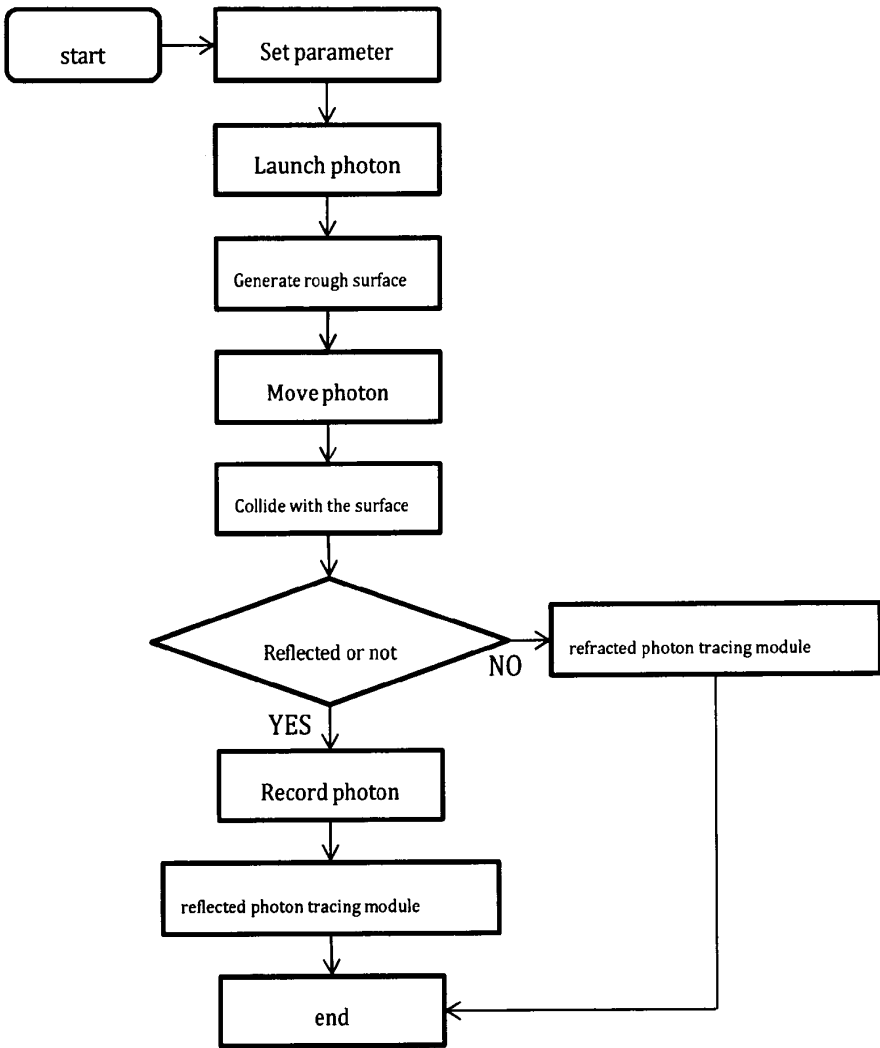


图 3.5 MC 模型

第三节 粗糙表面复杂结构

3.3.1 原子力显微镜简介

原子力显微镜 (Atomic Force Microscopy)^[7-8]测量属于扫描探针法测量，它是在 1986 年 binnig 等人^[9]在扫描隧道显微镜 (SPM) 基础上所研制。与 SPM 相比，它不仅能够测量导体表面形貌，也能测量非导体表面形貌。AFM 有三种测量方式：1) 接触式测量 (Contact Mode)，这种模式的测量时间短，一般用于摩擦分析；2) 非接触式测量 (Non-Contact Mode)，这种模式的测量时间长，一般被用于测量流体表面形貌；3) 半接触式测量 (Tapping Mode)，这种模式的测量时间相对较短，一般被用于软生物组织或者软生物组织仿体。

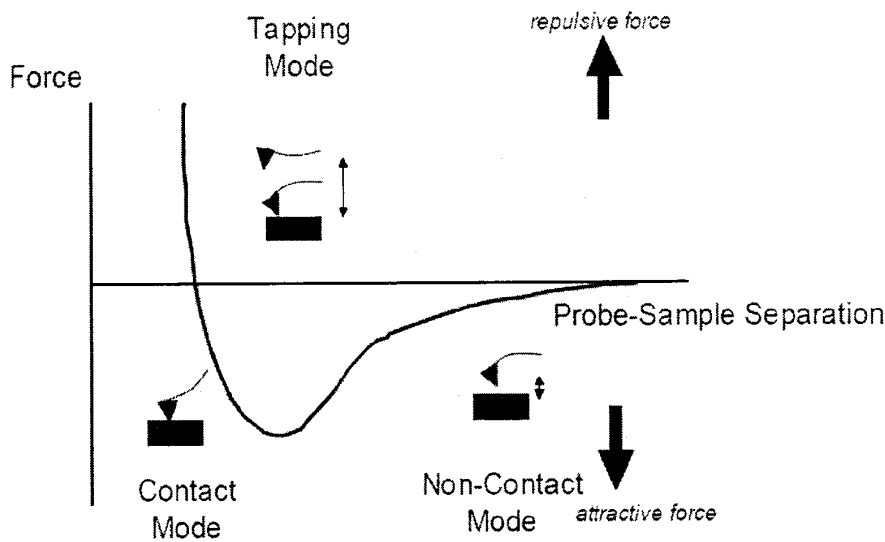


图 3.6 AFM 探针与样品原子相互作用力

如上图所示，AFM 的三种测量方式对应了三种原子间相互作用力情况。在实际中，一个悬挂在符合胡克定律($F = -kx$)的弹性悬臂头部的尖形探测器被用来探测这种相互作用力，这三种作用力会通过弹性悬臂最终影响弹性悬臂的震

动过程，弹性悬挂的高度变化影响了入射到它背面的激光的变化，激光位置的变化最终在 CCD 中进行成像，激光位置偏移也反映了表面高度的变化，并最终转化为对应的数据输出出来。

由于有机玻璃板表面相对较软，所以我们采用半接触式测量手段对粗糙表面形貌以及各项参数进行测量，半接触式测量相对于其它两种测量方法的特点是：测量精度相对较高，对表面结构损害小，测量时间相对较快。

3.3.2 粗糙表面测量结果

我们利用通过物理打磨法对粗糙表面进行打磨，以打磨纸的粒度为参考，我们选取了 3000grid(样品 1)、2000grid(样品 2)、1000grid(样品 3)砂纸打磨的样品作为研究对象，利用浸水切割机将有机玻璃板切割成 8mm*8mm*0.5-1mm 大小的粗糙样品块。浸水切割机的好处是，在切割过程中可以利用水对样品降温，从而避免了因为过热而破坏粗糙表面结构。最终结果如图 3.7-3.9 所示，表 1 给出了三块样品的粗糙度测量结果。

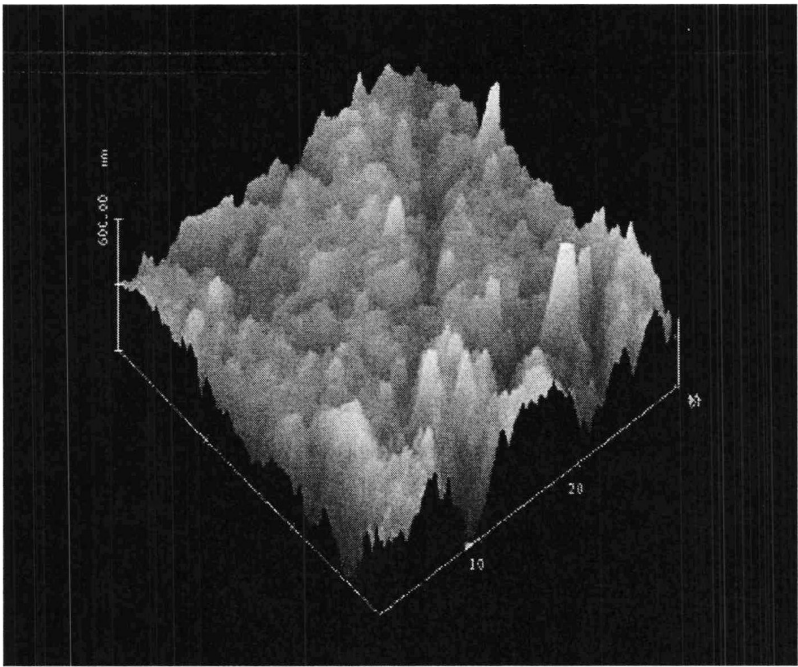


图 3.7 样品 1 三维 AFM 表面形貌图

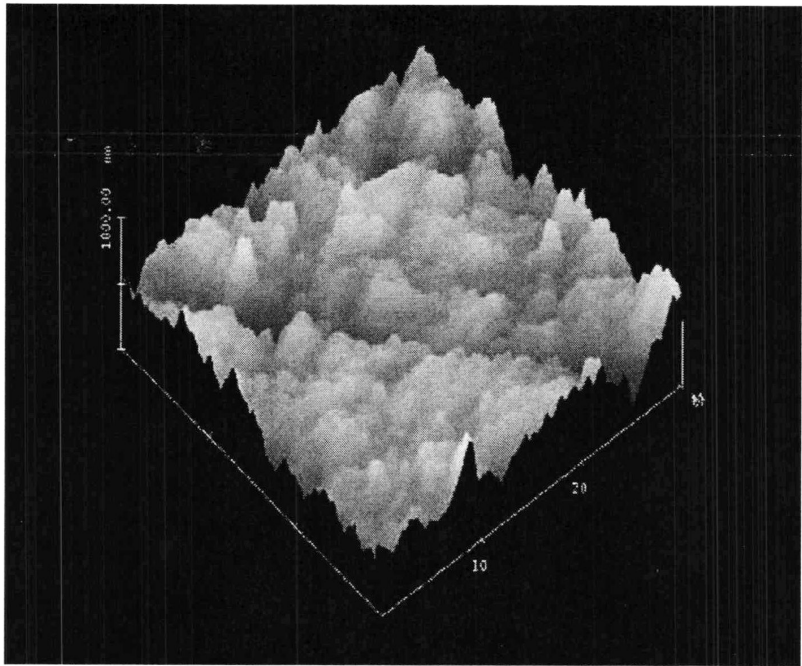


图 3.8 样品 2 三维 AFM 表面形貌图

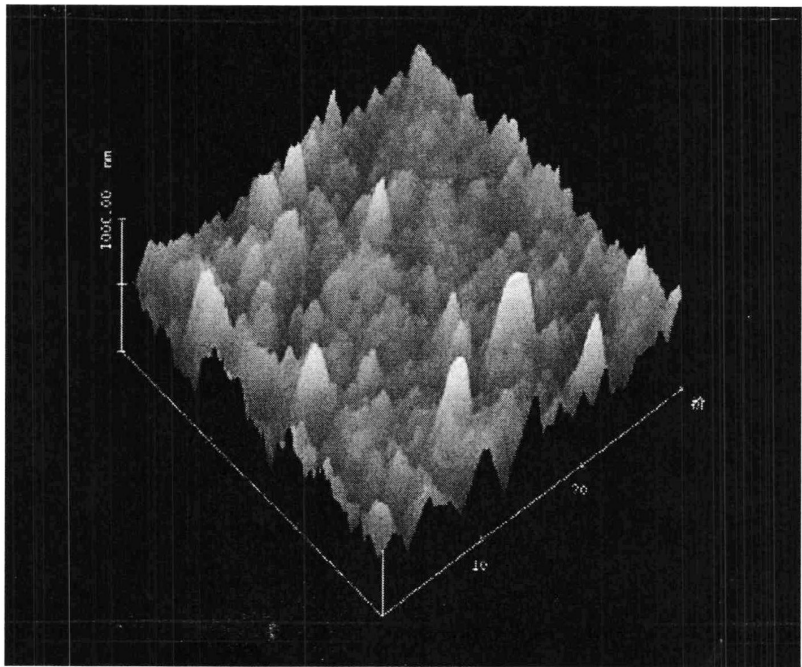


图 3.9 样品 3 三维 AFM 表面形貌图

如上三图所示，横坐标为横向测量区间，纵坐标为纵向测量区间。随着粗糙度的升高，高度值比较大的峰出现逐渐增多，甚至有很多峰超出了纵向测量范围。样品 1 与样品 2 的粗糙表面形貌差别不是很明显，这是由于 AFM 扫描区间问题造成的，由上图可知，图 3.7 的扫描高度值最大为 600nm，而图 3.8 的扫描高度值达到了 1000nm，这使得图 3.8 中的粗糙表面形貌中的高度比较低的峰并没有很好的显现出来。

由于粗糙表面的随机性，特别是由于它的均方根高度分布以及关联长度分布不均匀导致的粗糙表面的粗糙度分布并不均匀，图 3.7-3.9 只是给出了这三块样品的图示说明，并不能完整说明粗糙表面的粗糙情况。所以在实验中，我们选取粗糙表面上不同位置分别进行测量，如下表所示：

表 3.1 粗糙表面粗糙参数

样品(单位:grid)	ScanSize	RMS Height(nm)	Correlation length(nm)
3000NO.1	30um*30um	67.325	775.38
3000NO.2	30um*30um	88.4	886.09
3000NO.3	30um*30um	73.065	662.98
2000NO.1	30um*30um	95.258	1358
2000NO.2	30um*30um	102.64	948.5
2000NO.3	30um*30um	79.353	999.35
1000NO.1	30um*30um	104.99	1115
1000NO.2	30um*30um	124.7	1337
1000NO.3	30um*30um	126.8	1008

通过对上表中数据取平均，粗糙表面各项参数(单位制: nm)为: 1000grid (rms Height: 118.77、correlation length:1153.3), 2000grid(rms Height:92.417、correlation length: 1101.95),1000grid(rms Height:76.263、correlation length:774.817)，将上述结果带入 MC 模拟程序就可以得出结果。需要注意的是在模拟程序输出的最终结果中，模拟的均方根高度可能高于实际样品测量结果，尤其是随着粗糙度的升高，这种偏差也在增大，但是关联长度变化并不大，造成这种结果有以下几个原因：a)原子力显微镜的测量范围，在图 3.7、图 3.8、图 3.9 中可以看出，随着粗糙表面粗糙度的升高，截断峰也在增多，这表示随着粗糙表面峰的高度的增加，原子力显微镜没有完整的体现高度上的变化；b)粗糙表面测量范围不够广，某一些粗糙度较高的位置并没有被测量到。终其原因，实际粗糙表面粗糙度分布不均造成实验结果与理论拟合出现少量偏差的主要原因。通过

模拟程序纠正，我们最终得到了与实验结果相符的理论结果。

第四节 测量结果及讨论

3.4.1 实验装置及测量方法

粗糙表面的反射率可以分为两部分分别是本地反射率以及全局反射率，本地反射率与本地入射角有关，而全局反射率与表面粗糙度有关，为了准确反映这两种反射率之间的关系以及对理论模拟结果加以验证，我们建立了一套测量粗糙表面反射光的实验装置，来测量粗糙表面反射光强。如图 3.10 所示

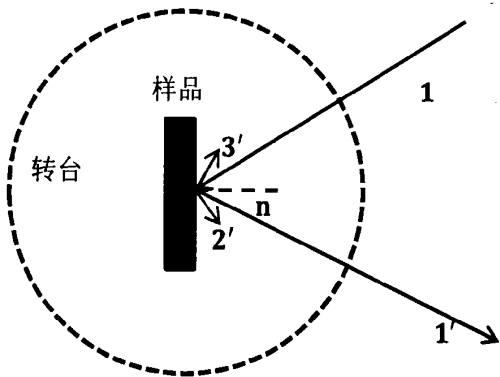


图 3.10 倾斜入射粗糙表面散射光探测装置示意图

上图中，1为入射光，1'表示反射方向上探测光，2'、3'表示其它方向上的散射光。入射光源波长为 632.8nm，为了与 MC 模型对应，入射激光分别经过分束镜、偏振片、半波片最终产生圆偏振光然后入射到样品表面。

在本实验中，激光低入射角下，用低于 1000grid 打磨纸制作的粗糙表面并没有观察到反射光，MC 模拟结果表明，这个问题可以通过增强入射光的方法来解决，但是由于在此处我们的实验结果足够说明问题，所以也没有选择更高功率激光器。

我们选用样品为 50mm*50mm*15mm大小的有机玻璃板，为了研究粗糙表面

的反射现象，MC 程序中的粗糙表面为半无限单层粗糙表面。所以本实验中也希望采用单层粗糙表面。但是在实际情况中，有机玻璃板为透明介质，并且有前后两个表面，我们将粗糙有机玻璃板背部利用 150grid 打磨纸磨制粗糙，再涂上黑漆来消除样品背侧反射光给结果带来的影响,如图 3.3 中光线4'所示，透射光将被背面的黑漆吸收。

我们利用电动转台控制样品的转动，转台的转动通过程序进行控制，探测器为 PM300 光强探测器，它一共有两个接收器，分别接收参考光强以及样品反射光强，参考光用来做归一化处理。探测器将参考光及探测光转换为电信号，然后传到计算机，通过 Labview 制作的相关程序软件显示出来，由于装置自带 Labview 软件并不符合我们的测量要求，本人对 Labview 程序也进行了一些修改，其主要功能是将杂乱的输出结果整合成单位统一并输出到文件。

3.4.2 实验结果及讨论

试验中测量角度为 $20^{\circ}\sim75^{\circ}$ ，测量间隔为 2.5° 。根据在 3.2 节中的讨论，粗糙表面反射光极大值有可能偏离反射方向，因此，我们选择接收光阑记录值为每个接收角度下接收光强的最大值。

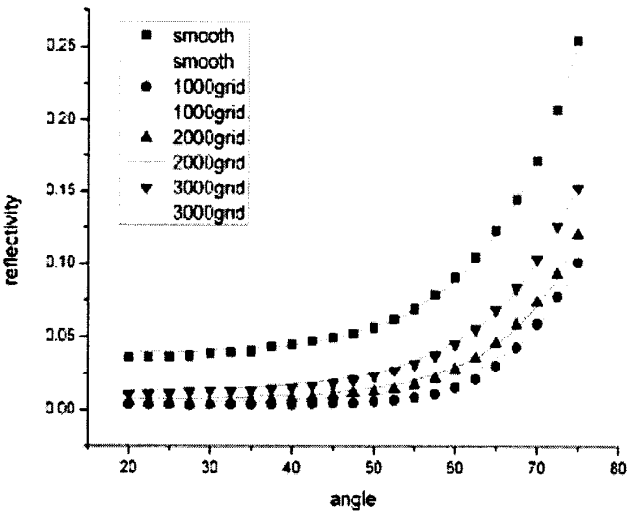


图 3.11 粗糙表面反射率测量及模拟结果对比

实验结果图 3.11 所示, 其中实线部分为 MC 模型模拟结果, 点线为对应实验测量结果。横坐标激光入射方向, 纵坐标为反射率。我们使用的样品为 3.4.1 节中的三块粗糙有机玻璃板以及一块光滑表面样品。可以看出, 我们的试验曲线与理论曲线符合的非常好, 从图中可以观察到三个现象, 这些现象以及解释如下:

第一个现象是, 光滑平面情况下的蒙特卡洛模拟曲线与试验曲线在某些入射角度出现了偏差, 这可能是由于光滑平面本身有缺陷或者划痕造成的。

第二个现象是, 在低角度入射情况下, 三号样品的理论曲线与实验曲线并没有完全符合, 造成这个现象是由粗糙度分布不均匀造成的: 由于实际粗糙表面形貌可能是由不同粗糙度的粗糙表面形貌叠加而成, 但是在 MC 模型中输入的粗糙表面参数是唯一的, 实际粗糙表面可能同时包括了低粗糙度形貌以及高粗糙度形貌, 粗糙度分布有高有低, 越是粗糙, 粗糙表面粗糙度分布的不均匀性就越大, 粗糙表面峰之间就越容易出现高度上的巨大偏差。这样导致的结果是, 在低角度入射时, 模拟程序中的光子的遮蔽效应或者是背向散射效应比实际情况要低, 由此导致了低角度下模拟反射率大于实验测量反射率。

第三个现象是, 随着粗糙度的升高, 反射方向上的有机玻璃板粗糙表面的反射率有明显的下降, 特别是接近掠入射时, 下降更加明显。根据 Kirchhoff 近似, 光子在本地入射表面的反射率是符合 Fresnel 公式的, 但是就全局来说, 反射方向上, 相同折射率下不同粗糙度情况下, 反射率并不相同。

造成第三个现象的原因有许多, 讨论这个问题需要分为两种情况: 1、粗糙表面粗糙度比较低时, 此时的粗糙表面对入射光的作用主要来自于的单次散射(single scattering), 在反射方向上, 粗糙表面的影响主要是于对散射反射光分布带来的影响, 主要体现在光散射角(scattering angle)的变化以及接收方向上散射光强分布的变化; 2、粗糙表面粗糙度比较高时, 此时粗糙表面的影响更为复杂, 此时粗糙表面与光子之间的相互作用不仅包括单次散射, 还包括了二次散射(dual scattering)、多次散射(multiple scattering)、背向散射(backscattering)以及透射增强(transmission enhancing)等等, 此时, 粗糙表面给光传输带来的影响不仅仅是散射反射光分布的变化, 还有因为多次散射以及倾斜入射角下本地入射角的减小而导致的透射光的增强。

一般情况下, 粗糙表反射光分为反射方向上的反射分量以及散射反射分量, 我们更关心的是反射方向上反射率的变化, 在医学诊疗中, 这一部分为有效

光，而散射反射光更多属于杂散光。由图 3.4 可知，反射方向上的反射率是与均方根高度(RMS Height)以及关联长度(Correlation Length)有关的量，并不遵守 Fresnel 公式。因此，在这种情况下光反射率并不能通过传统意义上 Fresnel 公式得出，这与根据 Fresnel 公式得出的本地入射角下的反射率并不相同。因而作者认为，在粗糙表面的影响下，粗糙表面反射率应该分为两种情况：1) 局部反射率，可以由各个光子在本地面元上入射角根据 Fresnel 公式得出，它是与物质的固有属性有关；2) 沿反射方向反射率，它是入射光在粗糙表面上发生反射后沿反射方向的传输部分，与实际生物组织表面的粗糙程度有关。

虽然本文中建立的 MC 模型成功的模拟了实验结果，但是凭此并不能完全说明 MC 模型的正确性，以下两节将对 MC 中使用的主要参数以及 Kirchhoff 近似的适用性进行讨论，如果本模型中的各项参数与实验相近或相同并且满足 Kirchhoff 近似条件，那么就可以说明此模型的正确性。

3.4.3 测量装置与模拟模型对比分析

表 3.2 测量装置与模拟装置参数对比

	实验参数	蒙特卡洛模型
入射光	高斯光	高斯光
光偏振性	圆偏振	圆偏振
入射激光直径	3mm	1mm
粗糙样品数	3	3*10
粗糙表面大小	50mm*50mm	4mm*4mm
样品折射率	1.495	1.495
外部介质折射率	1.00	1.00
光阑	11mm	12mm
接收器距离	100mm	100mm
打入光子数	未知	158575

上表中列出了试验中的各项主要参数与模型的对比，可以看出，除了样品大小受限以外，实验中的参数与蒙特卡洛模型使用参数之间并没有太大差别，而样品大小受限主要是由于模拟程序使用的计算机计算能力导致，我们使用的计算机为 32 位机，这个问题可以有很多解决办法，比如使用更高的 64 位机，或者直接利用外部存储，将随机表面样品点值输出到外部文件，但是我们并没有使用这些方法，主要原因是当下的机器的运算能力已经足够我们验证实验结果。

我们采用了 Fortran 编程语言, 相对其它编程语言, Fortran 与 c 语言类似它们更接近计算机语言, 因此它的计算性能很高, 这种性能在 MC 模拟这种费时计算中尤为重要。

3.4.4 蒙特卡洛模型适用性研究

MC 模拟方法是一种数学方法, 第一章中提到, 它一般与其它的近似方法相结合来模拟粗糙表面光散射情况, 因而, 如果想要考察 MC 模拟的正确性, 就是考察 MC 模拟中使用的物理方法的适用性, 以及对应边界条件的适用性。本文中 MC 模型在计算本地入射角下光子与粗糙表面相互作用时, 使用的边界条件为基于 Kirchhoff 近似的 Fresnel 反射率, 蒙特卡洛方法能够使用这种近似方法的两个条件分别为:

$$4\pi R_c \cos \theta_{local} \gg \lambda \quad (3.9)$$

$$(kR_c)^{1/3} \cos \theta_{local} \gg 1 \quad (3.10)$$

3.9 式为基尔霍夫近似条件, 3.10 式为应用 Fresnel 反射公式条件, 其中 $R_c = (a^2/\delta)(2\sqrt{3})$, θ_{local} 为入射光本地入射角, 随着粗糙表面的随机变化, 本地入射角是一个随坐标变化的参量 $\theta_{local} = f(\mathbf{R})$, \mathbf{R} 为粗糙表面坐标向量。由以上讨论可知, 3.9、3.10 式中的未知量为光子入射到粗糙表面后的本地入射角, 由于 $0^\circ \leq \theta_{local} \leq 90^\circ$ 因此上两式可以化为:

$$\theta_{local} \ll \arccos(\lambda/4\pi R_c) \quad (3.11)$$

$$\theta_{local} \ll \arccos(1/(kR_c)^{1/3}) \quad (3.12)$$

我们将三块样品对应参数带入上两式得到对应样品 1, 样品 2, 样品 3 同时满足 3.11 式以及 3.12 式时对应的本地入射角最大值分别为(角度制): 76.474、82.51、82.1。

如果本地入射角小于对应的阈值, 那么我们的蒙特卡洛模型就可以适用于这种情况的模拟, 我们将三块样品的粗糙参数(δ 和 a) 带入蒙特卡洛模型, 并对从 $20^\circ - 75^\circ$ 入射角度下, 超出本地入射角阈值的光子数进行统计发现, 只有当入射角为 72.5° 和 75° 情况下, 样品 2 与样品 3 表面入射光中有十几个光子(远小于入射光子数 158575) 不满足阈值条件, 其它入射角度下, 全部光子都满足上述两个条件, 这充分说明, 本模型的正确性。这个结果可以由以下几点解释: 1、我们选择的激光入射角度小于本地入射角的阈值; 2、接近正入射情况下, 入射

光子更容易照射粗糙表面峰顶部，此时峰顶法线方向几乎垂直向上，所以本地入射角接近 0° ，而在入射角度增大时，入射激光容易照射粗糙表面峰侧面，由于侧面法线方向本身就是倾斜的，所以，本地入射角依然比较小；3、在斜入射时，仍然有部分光子入射到粗糙峰顶部，此时的本地入射角有可能大于本地入射角的最大值，这也是为什么在 72.5° 以及 75° 出现了少数不符合条件 3.11 以及条件 3.12 的光子的原因。

由上可知，我们制作的基于 Kirchhoff近似的蒙特卡洛模型适用于粗糙表面反射光实验中采用的粗糙表面。

第五节 本章小结

在本章中，介绍了 AFM 的工作原理，并利用 AFM 测量了粗糙表面样品形貌，并对粗糙参数进行测量，成功的制作了 MC 模型，并通过实验，引入了局部反射率以及沿反射方向的反射率的观点，最后，本章节也对蒙特卡洛模型的适用性进行了讨论和研究。

第四章 粗糙表面光散射特性的研究

第一节 引言

现代医学中光学诊疗的广泛应用，比如激光外科手术，光学诊断等，都不得不考虑探测光强的问题。粗糙表面与入射激光反射光强的分布有直接关系，由此可见，对粗糙表面给入射光带来的影响进行研究非常重要。

在第三章中，我们讨论了粗糙表面对反射方向上反射率测量的影响，但是我们并没有对产生这种现象的机理进行研究，生物组织表面一般为粗糙表面，粗糙表面与光的相互作用，主要表现为对光在空间中的分布的影响^[1-3]。因此在本章中，我们的主要研究对象为粗糙表面散射光空间分布。

在医学诊疗以及科研活动中，由于粗糙表面带来的随机性，人们往往希望提高入射激光轨迹的可预见性使之打入一个更深的位置^[4]、或者是获得一个更强的探测光，更或是避开粗糙表面给光学参数测量带来的影响。基于以上情况，本文提出一种利用匹配液渐近法消除粗糙表面对入射光分布的影响的方法，并通过实验来验证说明。

第二节 粗糙表面散射光分布

4.2.1 粗糙表面样品散射光分布模拟结果

粗糙表面反射率的变化主要来源于光子在粗糙表面的单次散射、多次散射、透射等效效应引起的表面散射光分布不均以及反射光的减少。我们此处依然选择3.3.2节中测量的粗糙表面粗糙度参数，对三块样品的散射光分布进行模拟来观察这种现象，我们选择了三个入射角度作为研究对象，分别为 20° (图4.1)、 45° (图4.2)、 70° (图4.3)，接收光阑半径为3mm，在模拟程序中，接收光阑从Z轴负方向移动到Y轴正方向(坐标系如图3.1所示)，移动间隔为 1° ，最终结果如下所示

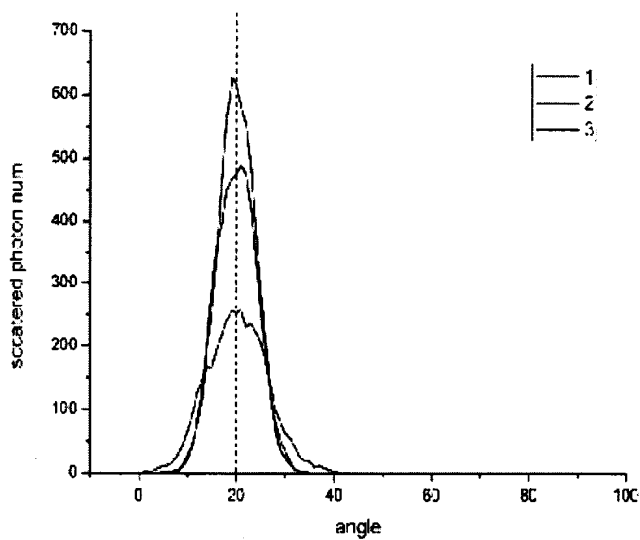


图 4.1 入射角为 20° 时散射光分布

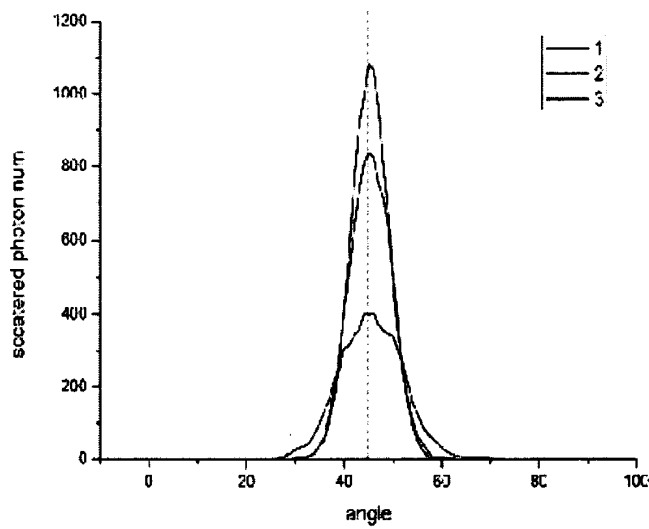
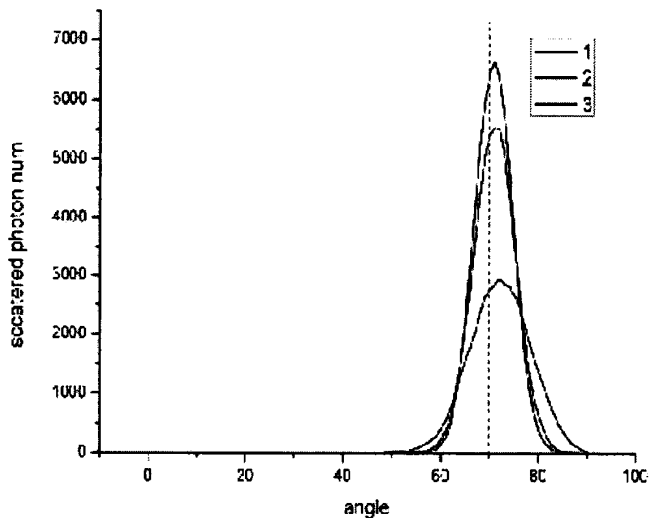


图 4.2 入射角为 45° 时散射光分布



4.3 入射角为70°时散射光分布

上图中 1、2、3 分别代表 3000grid(样品 1)、2000grid(样品 2)、1000grid(样品 3)，横坐标为接收角度，纵坐标为接收光子数。由图中可以看出，随着粗糙度的升高接收光阑接收到的光子数峰值在逐渐减小，且峰值也会相对于粗糙表面反射方向(图中虚线所示)有所偏移；随着粗糙度的升高，粗糙表面光分布逐渐变宽，并且随着入射角的变化而变化；在低角度入射时候，样品 1 与样品 2 光分布范围相同，但是当入射角度升高时，样品 2 的反射光分布区域略微大于样品 1，而粗糙度最高的样品 3 的反射光分布区域一直大于其它两块样品；在大角度入射时，样品 3 的光分布出现了偏离反射方向的现象。虽然光分布不同，但是他们的光分布仍然集中在反射方向上。

4.2.2 粗糙表面光散射分布分析

在上节得到的粗糙表面光散射分布图中有两个方面的信息并没有显示出来，第一，粗糙表面总反射光，因为我们的接收光阑只是接收到了粗糙表面全部反射散射光的反射方向上的部分，所以，对于粗糙表面总反射光，我们并没有深入研究，第二，图 4.1-4.3 并不能完全反应粗糙表面反射光的空间分布，为了说明以上两点，我们又统计了三块粗糙表面样品的总散射光子数以及在垂直于反

射方向上的平面上的反射散射光子分布。

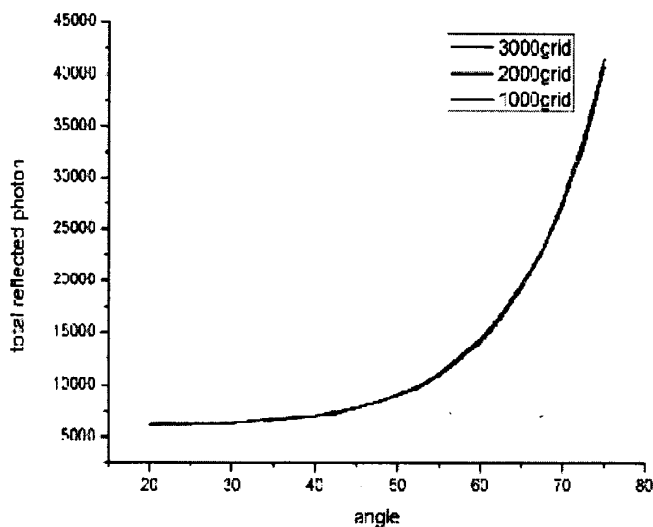


图 4.4 粗糙表面光反射总数

上图中，横坐标为激光入射角，纵坐标为总反射光子数。由上图可知，三块样品的反射光子总数相差无几，已知反射率可以根据光强表示为

$$R = I' / I \quad (4.1)$$

其中， I' 为反射光强， I 为入射光强。在第三章中，我们提出了局部反射率以及沿反射方向的反射率的概念，但是根据 4.1 式的描述以及图 4.4 所示，3.4.2 节中的三块粗糙表面样品总反射率相同。但是应该注意的是，在大多数实际实验情况下，我们更关注的是反射反射光光强，或者在一定的空间角下的接收光强，而在此之外的光为噪音光，杂散光，不应该被视为有效光，因此，本文中，反射率为观测方向上观测光强与入射光强的比值，表达式如下式所示：

$$R = I_{\text{光阑}} / I \quad (4.2)$$

其中 $I_{\text{光阑}}$ 为光阑的接收光强， I 为入射光强。由图 4.4，在低粗糙度情况下，粗糙表面总反射光子数基本相同，因此，此时粗糙表面的透射效应对反射方向上反射率没有影响，反射率的变化主要来源于粗糙表面引起的反射光的空间分布的变化。

根据图 4.1-4.3，图 3.4 可知，在光阑大小确定的情况下，接收到的反射方向上的反射光差别非常大。我们取垂直于光子反射方向上的平面为接收平面，利用蒙特卡洛模型模拟了同一激光入射角度不同粗糙度下光子在接收平面上的光分布，最终结果如下三图所示

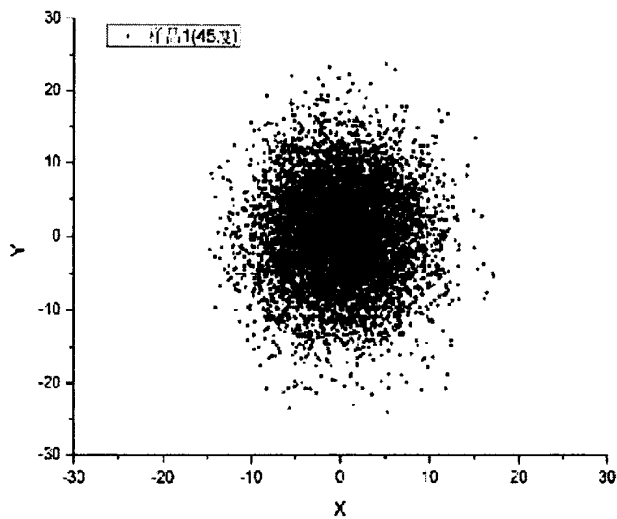


图 4.5 入射角 45 度样品 1 散射光分布

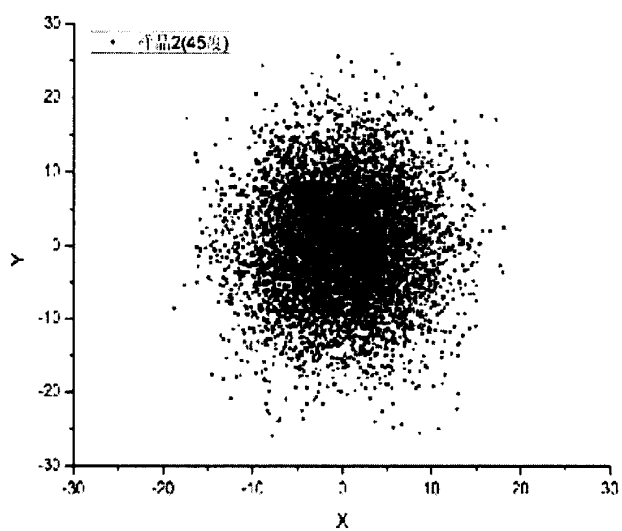


图 4.6 入射角 45 度样品 2 散射光分布

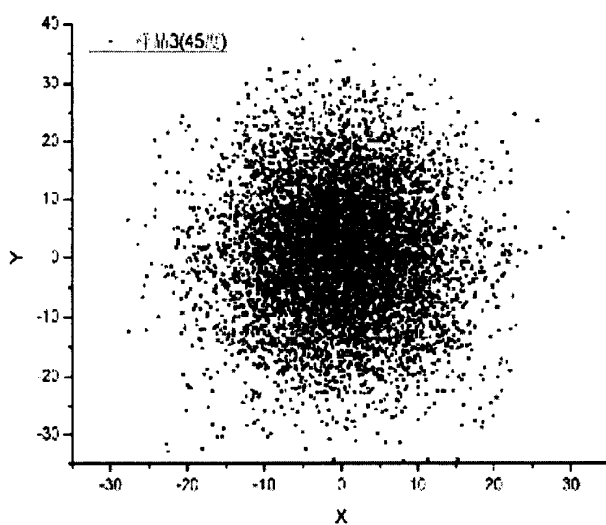


图 4.7 入射角 45 度样品 3 散射光分布

上面三图中,横坐标为接收平面 X 轴,纵坐标为接收平面 Y 轴,黑色点表示光子。由上三图可知: a)虽然在图 4.2 中,样品 1 与样品 2 的光分布范围相同,但是通过图 4.5、图 4.6 可知,他们的在接收平面内光子数并不相同,样品 2 有更广泛的散射光分布; b)随着粗糙度的升高,接收平面上散射光的分布范围逐渐变大。由此可知,在低粗糙度情况下,空间光分布对反射率带来的影响主要来自于它对表面散射光空间分布的影响,由于光子分布范围变宽、越来越分散从而导致接收光阑接收到的反射光子数变少。

此处我们同时也对各个粗糙表面上光子的单次散射次数、二次散射次数以及透射数等都做了统计,但是发现这些数值并没有明显差别,由此更加验证了在低粗糙表面单次散射下,反射方向上反射率的变化主要来自于粗糙表面对探测方光分布的影响的观点,而当粗糙度升高时,由于本地入射角的减小,粗糙表面反射光的变化更多来自于多次散射效应以及透射效应,此时反射方向上反射光以及总反射光都会发生显著变化。

第三节 粗糙表面散射效应消除的研究

由于粗糙表面广泛的存在于生物组织表面,它对于生物组织光学性质的测量以及激光医学诊疗的影响极为巨大,但是在很多科学研究中,人们更多的是选择忽略粗糙表面的作用,这必然给测量结果带来极大影响,同时,在某些医学诊疗和科学研究中,人们往往希望激光入射到一个更深的深度,或者是期望对激光的方向加以控制,这就不得不考虑粗糙表面的影响。但是,更多的透射光并不意味着激光能够投射到更深的深度,因为粗糙表面极为粗糙的情况下透射光会也增多,但是此时的透射光分布却更加分散。

4.3.1 实验装置及测量方法

在本节中,我们通过加入无吸收无散射匹配液的方法来消除折射率失配下粗糙表面的影响,并设计了一套比较简单的测量系统,通过测量结果对这种方法进行验证。其实验装置图 4.8 所示:

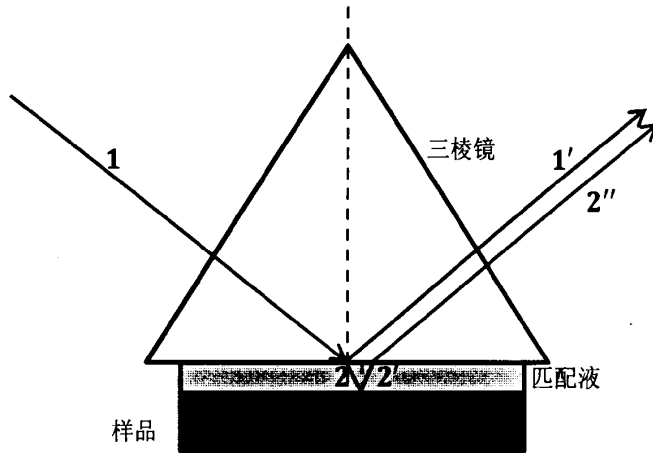


图 4.8 三棱镜-匹配液-样品系统反射光测量图示

上图中，**1**为入射光，**1'**、**2'**分别为来自匹配液-三棱镜表面、样品-匹配液表面的探测方向上的反射光。样品与匹配液厚度并不能代表真实厚度，仅仅为了表示实际光路传播。选用激光仍然是 He-Ne 红光，波长为 632.8nm。激光的传播过程分别经过分束镜、偏振片、三棱镜、匹配液、样品、匹配液、三棱镜最终到达接收光阑。转台仍然采用了 PI 转台。

我们通过旋转电动转台来改变激光在三棱镜表面的入射角，从而改变激光入射方向，有机玻璃背面被打磨粗糙并涂上黑漆来达到获取单层粗糙表面的效果，如光线**3'**所示。

改变加入的匹配液折射率，三棱镜-匹配液-样品系统的反射光将发生显著变化。由于发生全发射时，反射光强会快速发生变化，在测量过程中，全反射角附近进行细测，每次测量间隔为 0.02° 。

匹配液厚度的控制是影响测量结果的一个重要问题，匹配液一般应该在 μm 量级，如果太薄，容易导致粗糙表面直接与三棱镜相接处，这样就导致了折射率分配不均，并且，如果将匹配液看作一层夹在三棱镜与样品之间的薄膜，此时会出现干涉现象，从而导致测量结果的起伏；如果太厚，容易造成匹配液的浪费，并且，由于这时的匹配液附着力不强，导致匹配液在样品表面出现流动现象，这样有可能导致，匹配液厚度分布不均，对测量结果产生影响。

4.3.2 实验结果及讨论

实验结果图如图 4.9-4.10 所示，为了有比较明显的区分度，我们分别测量了用 100grid, 800grid, 3000grid 粗糙打磨纸打磨的有机玻璃粗糙表面反射率曲线，有机玻璃折射率大约为 1.495，匹配液折射率分别为 1.512(图 4.9)、1.498(图 4.10)，三棱镜折射率为 1.732。

由于匹配液折射率与有机玻璃板折射率并不相同，所以如果转台移动角度够大，激光在传播过程中会发生两次全反射，全反射界面分别是三棱镜-匹配液、匹配液-样品，为了更好的说明实验现象，我们对这两次全反射现象都进行了测量，最终测量结果如下图所示：

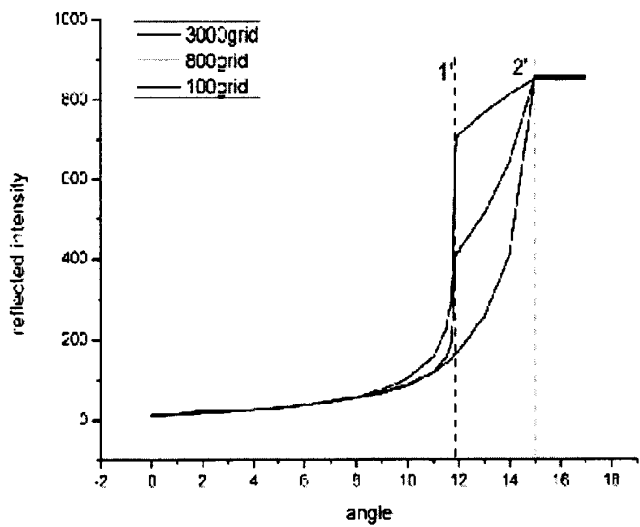


图 4.9 三棱镜-匹配液-粗糙表面系统反射率曲线 1

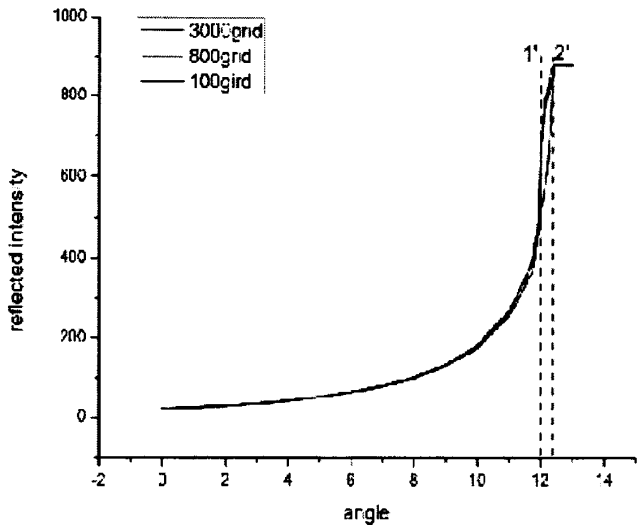


图 4.10 三棱镜-匹配液-粗糙表面系统反射率曲线 2

上图中，横坐标为电动转台转动角度，纵坐标为反射强度。实线为粗糙表面反射率曲线，垂直虚线1'、2'分别为匹配液-样品、三棱镜-匹配液边界发生全反射时对应角度。由上图可以看出，随着匹配液折射率逐渐接近粗糙表面折射率，出现以下四个现象：1、如果加入匹配液，即使粗糙度非常高的样品，仍然能够观察到反射光强，该样品在第二章的实验中无法测到反射光强；2、粗糙度不同，他们的反射强度测量曲线仍然有很大差别；3、随着匹配液折射率逐渐接近样品折射率，不同粗糙度粗糙表面有机玻璃板的反射光强曲线逐渐成为一条；4、垂直虚线1'、2'逐渐接近，这表示三棱镜-匹配液、匹配液-样品界面全反射角的接近。

造成以上现象的原因主要有以下几点：1、加入匹配液后，接收光强增大，这是由于匹配液反射光与粗糙表面反射光共同作用的结果，接收光为来自粗糙表面反射光与匹配液反射光的叠加；2、随着匹配液折射率逐渐接近样品折射率，在样品-匹配液表面，入射光子被更多的透射到粗糙表面以下，根据公式 2.27-2.28，此时的透射率 $T \sim 1$ 。根据前面的讨论，透射率与粗糙度成反比，所以粗糙度越高，透射率越大，来自粗糙表面的散射光就越少，这是在图 4.10 中，

其它两块粗糙表面反射光强几乎相同，但是粗糙度较高的 100gird 粗糙表面的反射光强仍然低于其它两块样品的反射光强的原因。

可以推断，当匹配液折射率等于粗糙表面样品折射率时，由于样品-匹配液界面两侧折射率相同，粗糙表面两侧不存在折射率失配现象，粗糙表面上的 Fresnel 反射率 $R = 0$ ，透射率 $T = 1$ ，如果不考虑因为粗糙表面分布不均而引起的表面附近吸收(absorption)与散射(scattering)分布不均，粗糙表面对光分布不再有贡献，或者是光子的边界表面不再是粗糙表面，而是匹配液的光滑平面。

总之通过这种加入匹配液油的方法，我们消除了粗糙表面给光散射带来的影响，匹配液是一种粘性液体，相对于其它方法，它的光滑表面更容易构造。加入匹配液后，对入射光散射的贡献只来自于生物组织的吸收以及散射，此时可以在一定的边界条件下求解漫射近似方程来描述光在生物组织内部的传播^[5-6]。

第四节 本章小结

本章主要对粗糙表面光散射分布基于 MC 模型进行了分析，并指出微粗糙表面单次散射情况下，粗糙表面对反射光的影响主要来源于对散射光空间分布的影响。虽然粗糙表面的这个特性给医学诊疗以及科研工作带来很大不便，但是一直没有受到足够重视。本章最后通过加入匹配液的方法，消除了折射率失配下粗糙表面对光散射的影响，并给出了非常好的测量结果。

第五章 总结与展望

第一节 总结

本论文中，作者的主要兴趣在于粗糙表面的光散射特性，因此分别利用 MC 模型以及实验对该问题进行了研究。本文中的主要研究内容以及结论、创新点可以归纳如下：

1. 对光在生物组织粗糙表面的传输理论进行了研究。由 Kirchhoff 近似得出了粗糙表面边界条件。
2. 对半无限粗糙表面光散射建立了 MC 模型，并解决了倾斜入射光情形以及光在粗糙表面单次散射、二次散射、多次散射、背向散射、透射光散射等情况。
3. 研究了粗糙表面粗糙度的测量方法，并利用原子力显微镜(AFM)对粗糙表面形貌以及粗糙表面粗糙参数均方根高度 δ 、关联长度 a 进行测量，得出了粗糙表面参数。
4. 设计了粗糙表面反射光的测量光路，测量了粗糙表面反射方向上的反射光强，利用 MC 模型对该测量结果进行模拟并得出了良好的测量模拟结果，鉴于反射光强随粗糙度的变化，提出了本地反射率以及全局反射率的观点，最后，对本文制作的 MC 模型的有效性以及正确性进行了验证。
5. 对粗糙表面散射光分布、总反射光强进行了模拟，并提出在低粗糙度情形下，粗糙表面对反射光的影响主要来自于对光的空间分布的影响。
6. 提出了一种通过加入匹配液来消除粗糙表面光散射效应的方法，并对该方法进行了实验验证，证实了加入匹配液以后，因为消除了粗糙表面附近的折射率失配从而重构了激光入射表面，获得了光滑入射表面。

第二节 展望

随着医学中无损伤激光诊疗的大量应用，作为这些应用的基础的生物组织光学参数的测量工作逐渐受到重视。粗糙表面广泛存在于生物组织表面，是影响光学参数测量的重要部分，而粗糙表面反射率一直以来并没有得到足够重视，

本文虽然对粗糙表面散射光进行了详细研究，但仍有不足以及需要改进的地方。在以后的工作中，我们可以继续开展一些工作，主要是：

1. 应该建立更加接近实验的 MC 粗糙表面光散射模型，以便使模拟结果更好的指导实验研究。
2. 应当研究一种能够人为控制粗糙度的粗糙表面制作方法，这样可以提高实验结果的可控性以及可预见性。
3. 开展更多实验测量以及理论分析，以期获得粗糙表面反射散射光的规律性，从而获得粗糙表面光反射率与粗糙度的变化关系的表达式。
4. 低粗糙度下与高粗糙度下的粗糙表面对光分布的作用机理并不完全相同，在今后的工作中，我们应该对不同粗糙度表面的光散射进行研究。
5. 开展加入匹配液后，有吸收有散射的粗糙表面样品与光滑表面样品、有吸收有散射的粗糙表面样品与无吸收无散射的粗糙表面样品的反射光对比测量工作，以此来获得由于粗糙表面带来的表面附近吸收与散射不均匀分布给生物组织散射光测量带来的影响。

参考文献

第一章

- [1] Chance B and Alfano R R. et al. Optical Tomography. Photon Migration and Spectroscopy of Tissue and Model Media: Theory, Human studies, and Instrumentation. Proceed. SPIE. 1995, 2389
- [2] Gay S K, Alfano R R. Emerging optical biomedical imaging techniques Optics & Photonics News, 1996, 7 (3): 16-22
- [3] D.Comtini, Martelli F, Zaccanti F, et al. Photon migration through a turbid slab described by a model based on diffusion approximation. I. Theory APPL.OPT.,1997, 36(19): 4587-4599
- [4] Kubelka P. New contributions to the optics of intensity light-scattering materials Part I, J. Opt. Soc. Am., 1948, 38(5): 88—457
- [5] Ramanujam N, Mitchell M F, et al. In vivo diagnosis of cervical intraepithelial neoplasia using 377nm excited laser induced fluorescence Proceed. Natl. Sci. USA., 1994, 91(10): 193-197
- [6] Cardenas-Turanzas M, Frederg J. A, et al. The clinical effectiveness of optical spectroscopy for the in vivo diagnosis of cervical intraepithelial neoplasia where are we. Gynecology Oncologic, 2007, 107: 138-146
- [7] Freberg J A, Benedet J L, MacAulay C, et al. The performance of fluorescence and reflectance spectroscopy for the in vivo diagnosis of cervical neoplasia point probe versus multispectral approaches Gynecologic Oncology, 2007, 107: 248-255
- [8] Ramanujam N, Mitchell M F, et al. Spectroscopic Diagnosis of Cervical Intraepithelial Neoplasia (CIN) In Vivo Using Laser-Induced Fluorescence Spectra at Multiple Excitation Wavelengths. Lasers in Surgery and Medicine 1996, 19: 63-74
- [9] Huang Z W, McWilliams A, Lui H, et al. Near-infrared raman spectroscopy for optical diagnosis of lung cancer. Int. J. Cancer, 2003, 107: 1047-1052
- [10] Bigio I J and Mourant J R. Ultraviolet and visible spectroscopies for tissue diagnostics fluorescence spectroscopy and elastic-scattering spectroscopy Phys. Med. Biol, 1997, 42: 803-814
- [11] Garcia-Urbe A, Kehtarnavaz N, Marquez G, et al. Skin cancer detection by spectroscopic oblique-incidence reflectometry classification and physiological origins Applied Optics, 2004, 43(12): 2643-2650

- [12] Cheng C, Lu J Q, Ding H F, et al. A primary method for determination of optical parameters of turbid samples and application to intralipid between 550 and 1630nm Optics Express, 2006, 14(16): 7420-7435
- [13] Marquez G and Wang L H. White light oblique incidence reflectometer for measuring absorption and reduced scattering spectra of tissue-like turbid media Optics Express, 1997, 1(13): 454-460
- [14] Wang L H, Jacques S. Use of a laser beam with an oblique angle of incidence to measure the reduced scattering coefficient of a turbid medium Applied Optics, 1995, 34(13): 2362-2366
- [15] Bolin Frank P, preuss E L, et al. Rfractive index of some mammalian tissues using a fiber optic cladding method Applied Optics, 1989, 28(12): 2297-2303
- [16] Li H, Xie S S. Measurement method of the refractive index of bio-tissue by total internal reflection. Applied Optics, 1996, 35(10): 1793-1795
- [17] Sanchez-Gil J A , Nieto-Vesperinas M. Light scattering from random rough dielectric surfaces. J. Opt. Soc. Am. A, 1991, 8(8): 1270-1286
- [18] Wagner L R, Song J, et al. Monte Carlo Simulation of Electromagnetic Scattering from Two-Dimensional IEEE Transactions on Antennas and propagation 1997, 45(2): 235-245
- [19] G. E. Renhorn I, D. Boreman G. Analytical fitting model for rough-surface BRDF Optical Society of America, 2008, 16(17): 12892-12898
- [20] Preston J S, Elton N J, et al. Investigation into the distribution of ink components on printed coated paper Part 1: optical and roughness considerations Physicochemical and Engineering Aspects, 2002, 205(3): 183-198
- [21] Ren X C, Guo L X. Study in optical wave scattering from slightly Gaussian rough surface of layered medium Chinese Optics Letters, 2007, 5(10): 605-608
- [22] Nieto-Vesperinas M, Garcia N. A detailed study of the scattering of scalar waves from Random Rough Surfaces Optica Acta, 1981, 28(12): 1651-1672
- [23] Bahar E. Full-wave solutions for the depolarization of the scattered radiation fields by rough surfaces of arbitrary slope. IEEE transaction antennas and propagation 1981, 29(3): 443-454
- [24] Bahar E, Fitzwater. Full wave theory and controlled optical experiments for enhanced scattering and depolarization by random rough surfaces Optics Communications 1987, 63(6): 355-360
- [25] Bahar E and EL-shenawee M. Vertically and horizontally polarized diffuse double-scatter cross section of one-dimensional random rough surfaces that exhibit enhanced-backscatter -full-wave solutions. J. Opt. Soc. Am. A, 1994, 11(8): 2271-2285
- [26] Mendez E R, O'Donnell K A. Observation of depolarization and backscattering enhancement in light scattering from gaussian random surfaces Optics Communications 1987, 61(2): 91-95
- [27] Henderson B G, Theiler J, Villeneuve P. The polarized emissivity of a wind-roughed sea surface: A Monte Carlo model Remote Sensing of Environment 2003, 88: 453-467

- [28] Pak K, Tsang L, Chan C H, Backscattering enhancement of electromagnetic waves from two-dimensional perfectly conducting random rough surfaces based on Monte Carlo simulations. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1995, 12(11): 2491-2499
- [29] Nieto-Vesperinas M, Soto-Crespo J M. Monte Carlo simulations for scattering of electromagnetic waves from perfectly conductive random rough surfaces *Optics Letters*, 1987, 12(12): 979-981
- [30] Beckmann P. *The Scattering of Electromagnetic Waves from Rough Surfaces* London: Pergamon Press, 1963
- [31] Sun Y L. Statistical ray method for deriving reflection models of rough surfaces *J. Opt. Soc. Am. A*, 2007, 24(3): 724-744
- [32] Xu H Y, Sun Y L. A Physically Based Transmission Model of Rough Surfaces *Journal of Virtual Reality and Broadcasting*, 2008, 5(9): 31-34
- [33] Ren X C, Guo L X. Study on optical wave scattering from slightly Gaussian rough surface of layered medium. *J. Opt. Soc. Am. A*, 2007, 5(10): 605-608
- [34] Guo L X, Wang Y H, et al. Study on the shadowing effect for optical wave scattering from randomly rough surface *Chinese Optics Letters*, 2004, 2(7): 431-434
- [35] Soto-Crespo J M, Nieto-Vesperinas M. Electromagnetic scattering from very rough random surfaces and deep reflection gratings *J. Opt. Soc. Am. A*, 1989, 6(3): 367-384
- [36] Soto-Crespo J M, Nieto-Vesperinas M. Scattering from slightly rough random surfaces a detailed study on the validity of the small perturbation method *J. Opt. Soc. Am. A*, 1990, 7(7): 1185-1201
- [37] Ripoll J, Nieto-Vesperinas M. Index mismatch for diffuse photon density waves at both flat and rough diffuse-diffuse interfaces *J. Opt. Soc. Am. A*, 1999, 16(8): 1947-1957
- [38] Ripoll J, Nieto-Vesperinas M. Scattering integral equations for diffusive waves detection of objects buried in diffusive media in the presence of rough interfaces *J. Opt. Soc. Am. A*, 1999, 16(6): 1453-1465
- [39] Ripoll J, Nieto-Vesperinas M. Boundary conditions for light propagation in diffusive media with nonscattering regions *J. Opt. Soc. Am. A*, 2000, 17(9): 1671-1681
- [40] Ripoll J, Nieto-Vesperinas M. Effect of roughness in nondiffusive regions within diffusive media. *J. Opt. Soc. Am. A*, 2001, 18(4): 940-947
- [41] Lu J Q, Hu X H, Dong K. Modeling of the rough-interface effect on a converging light beam propagating in a skin tissue phantom *Applied Optics*, 2000, 39(31): 5890-5897
- [42] Ma X Y, Lu J Q, Hu X H, Effect of surface roughness on determination of bulk tissue optical parameters. *Optics Letters*, 2003, 28(22): 2204-2206
- [43] Meglinskii I V, Matcher S D. Analysis of the Spatial Distribution of Detector Sensitivity in a Multilayer Randomly Inhomogeneous Medium with Strong Light Scattering and Absorption by the Monte Carlo Method *Physical and Quantum Optics* 2001, 91(4): 654-659
- [44] Meglinskii I V, Matcher S J. Modelling the sampling volume for skin blood oxygenation measurements. *Med. Biol. Eng. Compute*, 2001, 39(1): 44-50

- [45] Meglinski I V, Matcher S J. Quantitative assessment of skin layer absorption and skin reflectance spectra simulation in the visible and near-infrared spectral regions *Physiological Measurement*, 2002, 23(4): 741-753
- [46] Sun M X, Zhang C P, et al. Effect of surface roughness on determination of tissue optical properties obtained by diffusion approximation *Applied Optics*, 2007, 46(17): 3649-3652
- [47] Sun M X, Zhang C P, et al. Effect of surface roughness on the determination of tissue optical properties. *Optik*, 2010, 121(4): 373-377

第二章

- [1] Henyey L G, Greenstein J L. Diffuse radiation in the galaxy. *Astroph*, 1941, 32: 70-83
- [2] Ishimaru A. 随机介质中波的传播和散射. 北京: 科学出版社, 1986
- [3] Song W Q, Ku C Y, Zhang C P. Modified critical angle method for measuring the refractive index of bio-optical materials and its application to bacteriorhodopsin. *J. Opt. Soc. Am. B*, May 1995, 12(5): 797-803
- [4] Johnson C C. Optical diffusion in blood *IEEE Trans. B. E.*, 1970, 17(2): 129-133
- [5] Prahl S A, Keijzer M, Jacques S L, et al. A Monte Carlo Model of Light Propagation in Tissue. *SPIE Institute Series* 1989, 1(5): 102-111
- [6] Chen C, Lu J Q, et al. Numerical study of reflectance imaging using a parallel Monte Carlo method. *Med. Phys.*, 2007, 34(7): 2939-2948
- [7] Chen C, Lu J Q, et al. A primary method for determination of optical parameters of turbid samples and application to intralipid between 550 and 1630nm *Optics Express*, 2006, 14(16): 7420-7435
- [8] Wilson B C. A Monte Carlo model for the absorption and flux distributions of light in tissue. *Med. Phys.*, 1983, 10(6): 824-830
- [9] Wang L H, Jacques S L, Zheng L Q. MCML—Monte Carlo modeling of light transport in multi-layered tissues. *Computer Methods and Programs in Biomedicine* 1995, 47(2): 131-146
- [10] Kanter I, Aviad Y, et al. An optical ultrafast random bit generator *Michael Nature Photonics* 2010, 4(1): 58-61
- [11] Eichenauer J, Lehn J. A non-linear congruential pseudo random number generator *Statistisch Hefte*, 1986, 27(1): 315-326
- [12] Entacher K. Bad Subsequences of Well-known Linear Congruential Pseudorandom Number Generators. *ACM Transactions on Modeling and Computer Simulation* 1998, 8(1): 61-70
- [13] Leeb H, Wegenkittl S, et al. Inversive and Linear Congruential Pseudorandom Number Generators in Empirical Tests. *ACM Transactions on Modeling and Computer Simulation* 1997, 7(2): 272-286

- [14] Makino J. Lagged-Fibonacci random number generators on parallel computers *Parallel Computing* 1994, 20(9): 1357-1367
- [15] Kirkpatrick S. A very fast shift-register sequence random number generator *Journal of Computational Physics* 40(2): 517-526
- [16] Hastings F D, et al. A Monte-Carlo FDTD Technique for Rough Surface Scattering *IEEE Transactions on antennas and propagation* 1995, 43(11): 1183-1191

第三章

- [1] Sun Y L. Analutic framework for calculating BRDFs of randomly rough surfaces *Computer Science Technical Reports* 2006
- [2] Sun Y L. Statitically-based reflection model for rough surfaces *Proc. SPIE*, 2003, 91-102
- [3] Griswold M, Harrison M, Saltzberg D. Observation of light transmission through randomly rough glass surfaces beyond the critical angle *J. Opt. Soc. Am. A*, 2007, 24(10): 3207-3210
- [4] Krywonos A, Harvey J E, Choi N. Linear systems formulation of scattering theory for rough surfaces with arbitrary incident and scattering angles *J. Opt. Soc. Am. A*, 2011, 28(6): 1121-1138
- [5] Nieto-Vesperinas M, Sanchez-Gil J A. Light scattering from a random rough interface with total internal reflection. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1992, 9(3): 424-436
- [6] Bergstrom D, Powell J, Kaplan A F H. The absorption of light by rough metal surfaces- A three-dimensional ray-tracing analysis *Journal of Applied Physics* 2008, 103(10): 103515
- [7] Thundat T, Zheng X Y , et al. Characterization of atomic force microscope tips by adhesion force measurements *Applied Physics Letter* 1993, 63(15): 2150-2152
- [8] Rugar D, Hansma P. Atomic Force Microscopy. *Physics Today*, 1990, 23-30
- [9] Binnig G, Quate C F, et al. Atomic Force Microscopy. *Physics Review Letter*, 1986, 56(9): 930-933

第四章

- [1] Karabacak T, Zhao Y P, Stowe Matthew, et al. Large-angle in-plane light scattering from rough surfaces. *Applied Optics*, 2000, 39(25): 4658-4668
- [2] Tsang L, Chan C H, et al. Monte Carlo simulations of large-scale composite random rough surface scattering based on the banded-matrix iterative approach *J. Opt. Soc. Am. A*, 1994, 11(2): 691-696
- [3] O'Donnell K A, Mendez E R. Experimental study of scattering from characterized random surfaces, *J. Opt. Soc. Am. A*, 1987, 4(7): 1194-1205

参考文献

- [4] Vargas G, Chan E K, et al. Use of an Agent to Reduce Scattering in Skin Lasers in Surgery and Medicine, 1999, 24: 133-141
- [5] Aronson R. Boundary condition for diffusion of light J. Opt. Soc. Am. A, 1995, 12(11): 2532-2539
- [6] Contini D, Martelli F, Zaccanti G. Photon migration through a turbid slab described by a model based on diffusion approximation I. Theory. Applied Optics, 1997, 36(19): 4587-4599

致谢

本论文是在导师周文远副教授、叶青副教授的精心指导下完成的。在我研究生三年里，周老师与叶老师丰富的科研经验、认真务实的工作态度、渊博的知识和宽以待人的态度一直深深的影响着我，他们对我孜孜不倦的教育让我受益匪浅，他们的细心教诲是我今后人生中的明灯，也教给了我诚以待人、厚以待物、勤勤恳恳的为人处事的态度。在我硕士学习期间，遇到了种种困难，周老师、叶老师一直对我悉心的指导，耐心的帮我解决问题，给予我无微不至的关怀，也让我发现了自己的不足。在此向周老师、叶老师致以诚挚的谢意和真诚的祝福！

感谢实验室负责人田建国教授，田老师严肃的科学态度，严谨的治学精神，精益求精的工作作风，深深地感染和鼓励着我！

感谢张春平老师，他渊博的知识以及在学业上对我的关怀，为我的科研工作的顺利进行给予了巨大帮助！

感谢本实验组的陈树琪老师、程化老师、王瑾师姐、惠王伟老师、梅剑春老师三年来在学习和生活上的大力帮助，让我在学习上和工作能力上都有了很大进步。感谢臧维平老师、李玉栋老师、刘智波老师、李祖斌老师、马玉祥老师，他们在科研过程中的指点启发对我有很大的帮助。

感谢本实验室的应翠凤博士刘欣博士、徐建博士、赵子宇博士、赵欣博士、邢飞博士、李智丽博士、郭燕磊硕士、马强硕士、张光子硕士、石伟科硕士、李莉硕士、孙腾骞硕士、邓志超硕士等对我工作的大力支持。谢谢他们陪伴我度过了这三年快乐而又收获颇丰的时光。

感谢我宿舍的尹鹏飞、杨涛、刘贺鹏，兄弟般的友谊让我能够全心投入到科研工作中，谢谢你们一直以来的帮助。

感谢南开大学物理学院的领导、老师们，感谢夏焕云老师、刘丽军老师、付洪老师、吕艳慧老师、谭思唯老师对我学习和工作的关心和鼓励。

还要感谢我的家人，尤其是我的母亲，她含辛茹苦地将我抚养成人，给予了我伟大而无私的爱，始终全力支持着我去追求人生的理想。

辛建康 2011 年 3 月 30 日于南开大学

个人简历

作者简介:

辛建康，男，1986 年 5 月出生，山东省潍坊市人。

2004 年 9 月—2008 年 6 月，山东师范大学物理与电子科学学院，获理学学士学位。

2009 年 9 月—2012 年 6 月，南开大学物理科学学院攻读硕士学位，专业为光学。