

毛玻璃和体散射介质的散射等效性对比研究

高敬敬^{1,2}, 刘红林^{1,2*}, 王歆^{1,2}, 韩申生^{1,2,3}¹中国科学院上海光学精密机械研究所量子光学重点实验室, 上海 201800;²中国科学院大学, 北京 100049;³中国科学院大学杭州高等研究院, 浙江 杭州 310024

摘要 日常生活中常常会出现各种散射介质,如毛玻璃、生物软组织和云雾等。毛玻璃一般可看作是没有厚度的面散射介质,即随机相位屏,而鸡胸肉等生物软组织是厚度不可忽略的体散射介质。光在鸡胸肉等体散射介质内的传播过程复杂,受厚度、各向异性因子等因素的影响。在实际研究中,科研人员经常选用毛玻璃作为散射介质,并倾向于把相关结论直接推广到鸡胸肉等体散射介质上。从能量分布出发,对比分析了毛玻璃和体散射介质在成像和散射强度分布上的差异,提出了一种积分发散角测量方法,探究了二者散斑分布近似等效的条件。

关键词 散射; 体散射介质; 散斑分布; 积分发散角; 等效条件

中图分类号 O436

文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202141.1729002

Comparison of Scattering Equivalence Between Ground Glass and Volume Scattering Media

Gao Jingjing^{1,2}, Liu Honglin^{1,2*}, Wang Xin^{1,2}, Han Shensheng^{1,2,3}¹Key Laboratory of Quantum Optics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China;²University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China;³Hangzhou Institute for Advanced Study, University of Chinese Academy of Sciences, Hangzhou, Zhejiang 310024, China

Abstract In our daily life, we often come into contact with various scattering media, such as ground glass, biological soft tissues, clouds and fog. Ground glass can generally be considered as a surface scattering medium without thickness, that is, a random phase mask. But biological soft tissues such as chicken breast are volume scattering media with a non-negligible thickness. The propagation process of light in a volume scattering medium such as chicken breast is complicated and is affected by factors such as thickness and anisotropy factor. In experiments, researchers often choose ground glass as the scattering medium, and tend to extend the relevant conclusions directly to the volume scattering medium such as chicken breast. We compare and analyze their differences in imaging and scattering energy distribution between ground glass and volume scattering media based on the energy distribution. In addition, we have proposed and used an integral divergence angle measurement method to explore the conditions under which the two speckle distributions are approximately equivalent.

Key words scattering; volume scattering medium; speckle distribution; integral divergence angle; equivalent conditions

OCIS codes 290.5880; 110.0113; 290.5890; 290.7050

收稿日期: 2021-03-02; 修回日期: 2021-03-23; 录用日期: 2021-03-31

基金项目: 国防基础科研计划(D040301)、中国科学院青年创新促进会优秀会员基金(Y201740)、国家自然科学基金(61991454)

通信作者: *hlliu4@hotmail.com

1 引言

散射介质会扰乱入射光场,破坏入射光场的原有传播路径,导致成像质量下降。为了实现散射光透过散射介质的目标成像,研究人员提出并发展了一系列的方法和技术,例如波前整形^[1-5]、相位共轭^[6-8]、传输矩阵^[9-10]、散斑自相关^[11-14]、散斑解卷积^[15-18]和相关全息^[19]等。在文献[2]中,一束穿过透射目标的非相干光被拐角处的一张白纸散射后,研究人员利用空间光调制器校正散射光的波前畸变,实现了目标的实时成像。此外,光学相位共轭技术可通过记录信号相位恢复出原始光场。Yaqoob 等^[6]基于光学相位共轭技术,实现了厚度为 0.69 mm 的鸡胸组织切片的目标成像。Popoff 等^[9]利用角度相关实现了放置在毛玻璃后的荧光目标的成像。在利用散斑自相关实现单次非侵入成像的研究中,Katz 等^[12]以毛玻璃作为散射介质进行了实验验证。2016 年,Scarcelli 团队提出了解卷积技术,实现了 120 目毛玻璃的显微成像^[15]。这些成像技术在验证过程中会使用不同的散射介质,例如毛玻璃和鸡胸肉切片等。其中,毛玻璃在成像过程中仅会随机扰动相位,可作为随机相位屏,不涉及光在散射介质内的传播过程,所以在没有严格证明的情况下,把毛玻璃作为散射介质时得到的结论直接推广到体散射介质上,存在较大的风险。

通过建立光在散射介质中的传播物理模型,可了解散射介质的散射分布。毛玻璃的物理模型是没有厚度的随机相位屏,鸡胸肉的物理模型通常是内部有无数随机分布的散射颗粒的散射层,可视为多层随机相位屏,具有厚度表征功能。1983 年,Wilson 等^[20]提出采用蒙特卡罗(Monte Carlo, MC)模型模拟光在鸡胸肉等散射介质内的传播,该方法追踪每个光子在散射介质内的传播,计算量大,速度慢,且只适用于模拟非相干光在体散射介质中的传播。本文采用一种受空间功率谱密度约束的多层相位屏模型^[21]模拟不同参数的体散射介质,采用高斯相关随机表面模型^[22]模拟不同参数的毛玻璃,研究了相干光在介质内的传播。

仿真分析了毛玻璃和体散射介质在成像和散射光强分布上的差异,并进行了实验验证。根据各向异性因子(g)和毛玻璃发散角,提出了一种积分发散角测量方法,利用能量分布分析了二者等效的条件,实现了 220 目毛玻璃以及 600 目毛玻璃与特定参数体散射介质的近似等效。

2 方法

2.1 高斯相关随机表面模型

海面、沙漠、植被、屋顶等天然或者人造表面都可看作是二维随机粗糙面模型。任意一种随机表面的形貌都可以通过其高度随位置坐标的变化来描述。由于随机表面高度的变化是典型的随机过程,因而只能用统计的方法来研究随机表面。随机表面的特性可通过高度概率分布、高度相关函数以及高阶相关因子等参数表征。高斯相关随机表面是最基本和最典型的模型,本文选择高斯相关随机表面进行建模,生成了具有不同粗糙度的毛玻璃相位屏。高斯相关随机表面的高度概率密度 $p(h)$ 可写为

$$p(h) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\omega} \exp\left(-\frac{h^2}{2\omega^2}\right), \quad (1)$$

式中: h 是随机表面的高度值; ω 是 $h(r_0)$ 的均方根偏差,称为均方根粗糙度,其中 $h(r_0)$ 是高度函数, r_0 是位置坐标。引入表面高度的相关函数是为了区分表面任意两点间的高度差别和联系。表面高度的自相关函数 $R_h(r_0, r'_0)$ 定义为

$$R_h(r_0, r'_0) = \langle h(r_0)h(r'_0) \rangle / \omega^2, \quad (2)$$

式中: r_0 和 r'_0 为参考平面上的两点坐标; $\langle \cdot \rangle$ 表示求平均。

高斯相关随机表面的高度自相关函数为

$$R_h(r_0, r'_0) = \exp\left(-\frac{|r_0 - r'_0|^2}{l^2}\right), \quad (3)$$

式中: l 为横向相关长度,表示表面散射颗粒的平均粒径。本文采用上述高斯相关随机表面模型,模拟了 120 目、220 目以及 600 目的毛玻璃粗糙面。不同目数的毛玻璃对应不同的均方根粗糙度和横向相关长度。

2.2 空间功率谱密度约束的多层随机相位屏模型

本文采用的是空间功率谱密度约束的多层随机相位屏模型。该模型基于蒙特卡罗模型来模拟垂直入射光在厚度为 d 的散射介质中的传播,进而获得散射层后表面的散射光的角分布,再用散射光角分布来限制生成纯相位型相位屏^[21]。这是一个典型的迭代-收敛过程,所以我们采用 G-S(Gerchberg-Saxton)算法来获得最终的纯相位屏。相比于传统多层相位屏模型^[23],空间功率谱密度约束的多层随机相位屏模型同时考虑了弹道光成分、单次散射成分和多次散射成分,按其权重将它们分别计入功率谱密度,得到的散射结果更贴近实际的体散射介质。

多层随机相位屏模型含有三个独立的参数:屏

间距、相位屏个数和每层屏上的散射角分布。典型的散射介质不同于传统多层随机相位屏模型,有固定的屏间距,即散射介质的平均自由程,定义为散射系数 μ_s 的倒数,即 $d=1/\mu_s=0.1$ mm。空间功率谱密度约束的多层随机相位屏模型没有这样的限制,每一层相位屏不只代表单次散射,屏间距也并非只能取值为 $1/\mu_s$ 。为了与高斯相关随机表面模型相对应,这里将 d 直接取值为体散射介质的厚度,即将所有的散射事件都压缩到一层相位屏上。例如,我们设定 $d=0.5$ mm,即可模拟厚度为 0.5 mm 的体散射介质对应的随机相位屏。

3 模拟和实验

3.1 成像差异

利用图 1 所示的实验装置进行仿真模拟,以探索毛玻璃和不同体散射介质的成像差异。非相干光经过透射目标后到达散射介质,被散射屏调制后经过透镜成像到电荷耦合元件(CCD)探测面上。散射介质分别采用模拟生成的 220 目毛玻璃(高斯随机相关表面,均方根粗糙度为 $1.6 \mu\text{m}$,相干长度为

$36 \mu\text{m}$)和各向异性因子为 0.95 的不同厚度($d=0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 0.9, 1.0$ mm)的体散射介质。如图 1 所示,波长为 532 nm 的非相干光传播 3 cm 后照射到透射目标“5”上,之后传播 10 cm 到达散射面,出射的散射光传播 8 cm 后经过焦距为 50 mm 的透镜再次传播 6 cm 到达 CCD 探测面上。透镜起到成像的作用,CCD 探测面是目标“5”的共轭面。

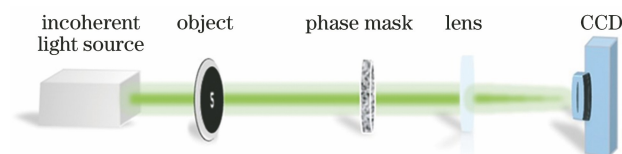


图 1 仿真实验装置图

Fig. 1 Diagram of experimental setup in simulation

图 2(a1)~(a5)是有透镜的成像结果。当体散射介质厚度 d 小于或等于 0.9 mm 时,散斑图中央均有清晰可视的目标图像“5”;220 目毛玻璃成像得到的散斑图则呈现为杂乱无章的散斑,中心观察不到“5”的像。在图 1 装置的基础上,移除透镜,得到图 2(b1)~(b5)所示结果。此时,散射介质和毛玻璃所成的像均是杂乱无章的散斑图。

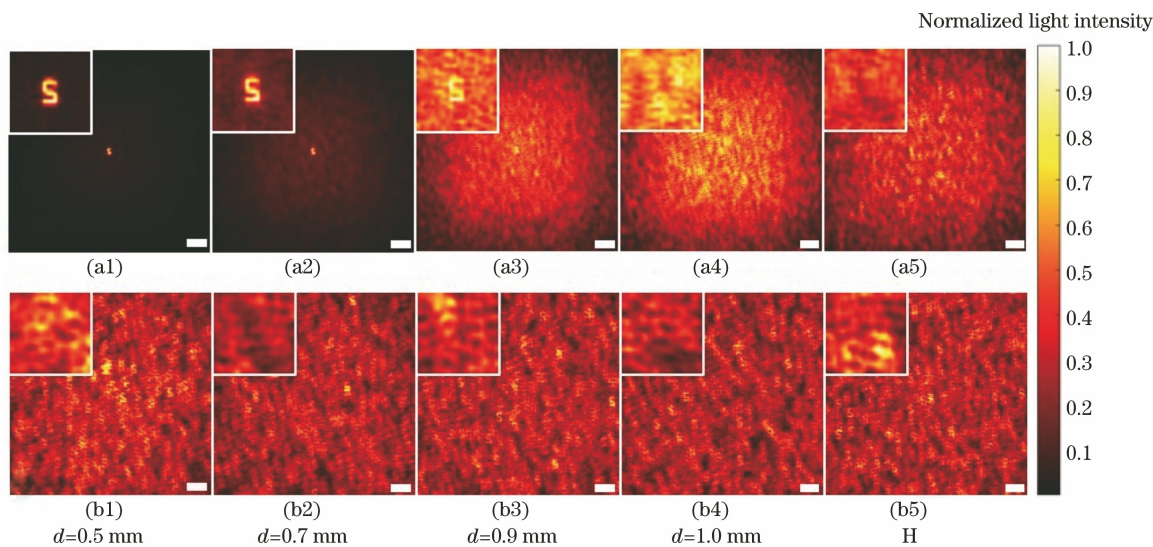


图 2 不同厚度散射介质的仿真成像结果(比例尺为 $207 \mu\text{m}$,左上角为对应散斑图中央区域放大 4 倍的结果, H 对应 220 目毛玻璃)。(a1)~(a5)有透镜的成像结果;(b1)~(b5)移除透镜的结果

Fig. 2 Simulated imaging results of scattering samples with different thicknesses and ground glass (scale bar is $207 \mu\text{m}$, sub-image in upper-left corner is $4\times$ magnification of central area of corresponding speckle image, and H denotes 220 mesh ground glass). (a1)-(a5) Imaging results with lens; (b1)-(b5) results after removing lens

从图 2 不难看出毛玻璃和体散射介质在成像方面的一个差异。当介质厚度较小时,体散射介质的弹道光成分难以忽略,“5”的像是弹道光的直接成像。这是因为多层相位屏模型中加入了弹道光成分,模拟的散射情况更接近于实际体散射介质的情

况。而毛玻璃所对应的随机相位屏,其直流弹道光成分可以忽略不计,因此中心没有“5”的像。为了简单起见,在二者的等效性研究中,我们忽略了弹道光成分的影响。

各向异性因子也是体散射介质的重要参数

之一,下面给出了 $d=1\text{ mm}$ 时具有不同各向异性因子的体散射介质和 220 目毛玻璃的模拟成

像差异。模拟系统结构与图 1 相同,结果如图 3 所示。

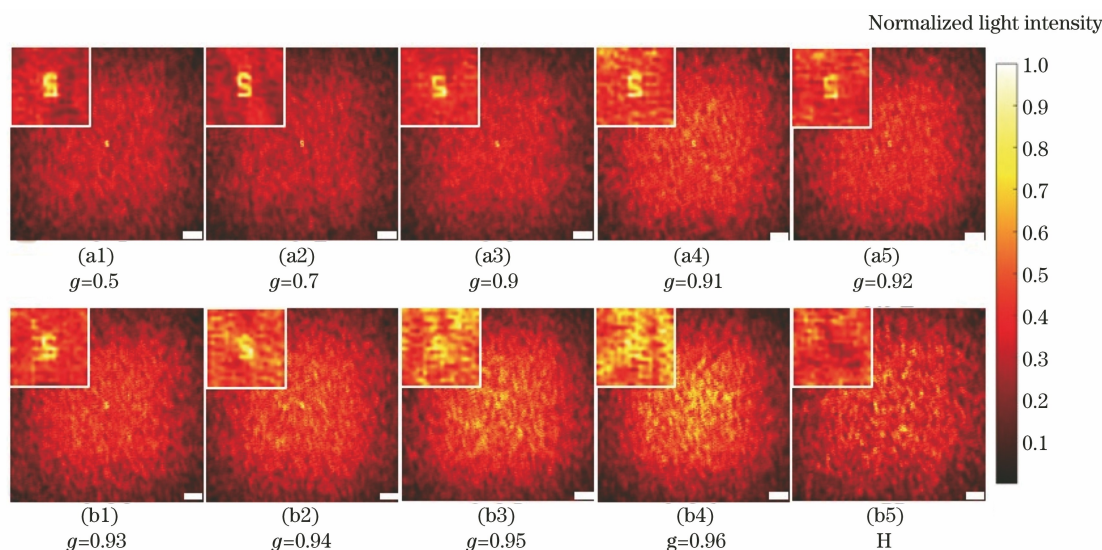


图 3 具有不同各向异性因子的散射介质的仿真成像结果(比例尺为 $207\ \mu\text{m}$,左上角为对应散斑图中央区域放大 4 倍的结果,H 对应 220 目毛玻璃)。(a1)~(a5)有透镜的成像结果;(b1)~(b5)移除透镜的结果

Fig. 3 Simulated imaging results of scattering media with different anisotropy factors (scale bar is $207\ \mu\text{m}$, sub-image in upper-left corner is $4\times$ magnification of central area of corresponding speckle image, and H denotes 220 mesh ground glass). (a1)-(a5) Imaging results with lens; (b1)-(b5) results after removing lens

在各向异性因子小于 0.95 的情况下,散斑图中央都有目标的像;对于各向异性因子大于 0.95 的体散射介质以及毛玻璃,其所对应的散斑图无此现象。一个可能的原因是随着各向异性因子的增大,前向散射增强,散斑能量分布更集中,散射光的光强大于弹道光,淹没了“5”的像。

3.2 散射光强分布的差异

为了进一步观察经过毛玻璃和体散射介质的散射光强分布的差异,我们设计了图 4 所示的实验装置,使用 220 目和 600 目毛玻璃以及不同参数的体散射介质样品,进行了散射光强分布差异的对比实验。波长为 532 nm 的激光照射散射介质,出射的散射光传播 5 cm 被 CCD 接收,出射光斑直径为 1 mm 。

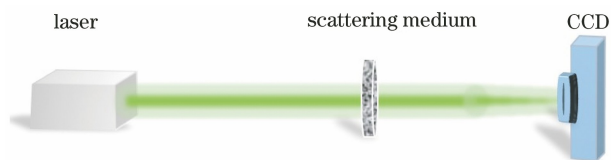


图 4 测试散射光强分布差异的实验装置图

Fig. 4 Diagram of experimental setup for measuring differences in speckle intensities of scattering media

图 5(a1)和图 5(b1)分别是实验测得各向异性因子分别为 0.95 和 0.98 的不同厚度体散射介质

的光强分布曲线,因为存在弹道光成分,所以在某些情况下会出现峰值。体散射介质的光强分布曲线呈中心对称分布,由于有残余弹道光成分,中心有冲击凸起,两端下降后呈平缓分布。图 5(a1)和图 5(b1)的曲线趋势相同,随着厚度的增加,中心弹道光成分的比例下降,两侧平缓部分的均值逐渐增长;当厚度大于 0.5 mm 时,中心优势基本消失,强度分布趋近于一条平缓曲线。图 5(c1)所示是 120 目、220 目以及 600 目毛玻璃的出射光强分布的实验结果。可以看出,600 目毛玻璃的光强分布中心凸起,呈现一定的弹道光优势,两侧逐渐下降,整体分布与薄的体散射介质接近。120 目和 220 目毛玻璃的光强分布趋势一致,无明显凸起,中心向两侧缓慢下降,整体分布更接近于厚的体散射介质,中心优势消失,但能量分布不如体散射介质的发散。

从光强分布来看,600 目毛玻璃和体散射介质有近似之处,推测存在二者等效的情况。但随着厚度的增加,样品的散射光强分布曲线逐渐呈直线分布,带来了积分发散角测量误差,影响了等效条件的寻找。之后进行了仿真以探索多个厚度下二者散射的差异。

利用图 4 所示实验系统进行仿真,结果如图 5(a2)、(b2)、(c2)所示。其中,图 5(a2)、(b2)分别是 $g=0.95$ 和 $g=0.98$ 时不同厚度体散射介质对

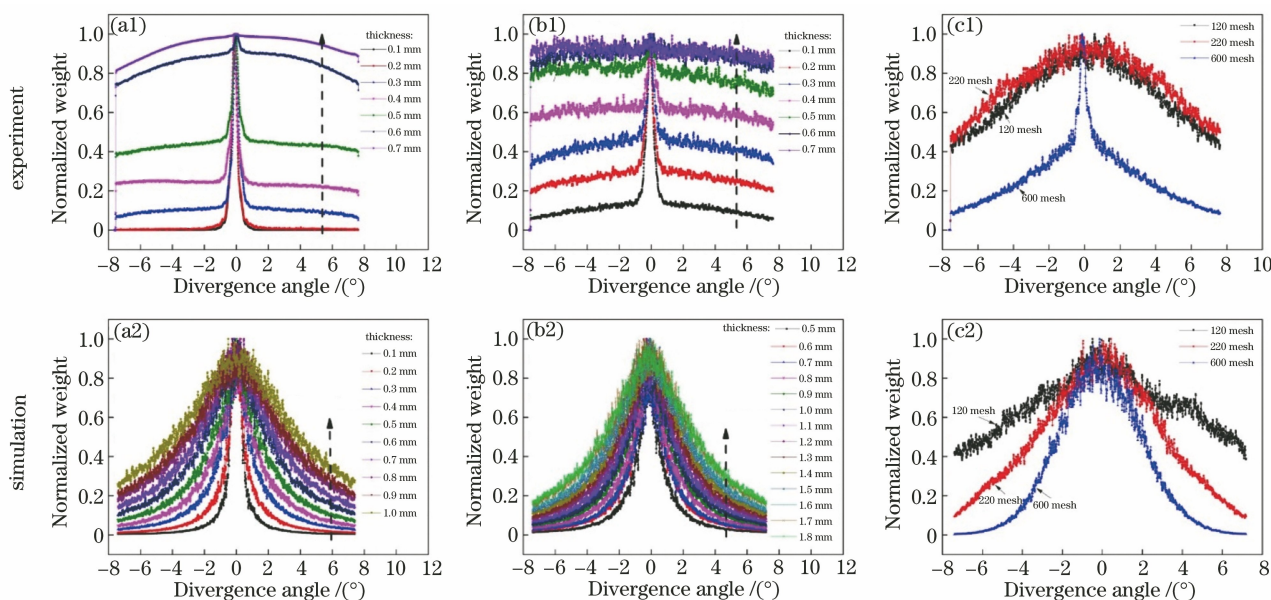


图 5 不同参数体散射介质和毛玻璃的散射光强分布。(a1)(a2) $g=0.95$ 的体散射介质;(b1)(b2) $g=0.98$ 的体散射介质;(c1)(c2)不同目数的毛玻璃

Fig. 5 Scattering light intensity distributions of volume scattering media and ground glass with different parameters. (a1)(a2) Volume scattering media with $g=0.95$; (b1)(b2) volume scattering media with $g=0.98$; (c1)(c2) ground glass with different meshes

应的光强分布曲线,图 5(c2)给出了 120 目、220 目以及 600 目毛玻璃的光强分布曲线。需要强调一点,仿真结果都忽略了弹道光成分。图 5(a2)、(b2)所示的曲线趋势一致,与图 5(a1)、(b1)类似,随着厚度的增加,两侧光强值逐渐增大。但随着厚度的增加,图 5(a2)、(b2)所示曲线的半峰全宽增大,两侧曲线逐渐抬升,不如图 5(a1)、(b1)平缓。对比图 5(c1)和图 5(c2),不难发现,120 目和 220 目毛玻璃的模拟和实验结果比较贴近;600 目毛玻璃的模拟结果因忽略了弹道光成分,相较于实验结果无明显中心凸起。模拟结果的边缘没有实验结果平缓的主要原因是仿真模型中没有考虑背向散射的影响。

3.3 积分发散角的测量方法

从 3.2 节我们知道,不管是实验还是模拟,体散射介质和毛玻璃的散射光强分布都存在差异,差异主要体现在两方面,即弹道光的比例和散射光的角度扩散程度。为了评价体散射介质和毛玻璃的等效程度,我们提出了一个评价标准:积分发散角。当两者的积分发散角相等时,可以认为体散射介质近似等效于毛玻璃,当两者的积分发散角不等时,体散射介质和毛玻璃的差异较大,基于毛玻璃得到的结果则不能直接应用于体散射介质。积分发散角的测量方法如下:利用常规毛玻璃发散角测量系统(图 4),得到散斑分布,之后对角度进行权重积分和余弦变

换,得到统计上的积分发散角的余弦值。该方法综合考虑了光学厚度和各向异性因子的影响,可使毛玻璃和体散射介质在统一标准下进行比较。这里我们侧重于散射光的等效性,所以计算积分发散角的余弦值时,滤除了经过体散射介质后残余的弹道光成分。不同各向异性因子下积分发散角的余弦值随厚度的变化如图 6 所示,其中 θ 为积分发散角。

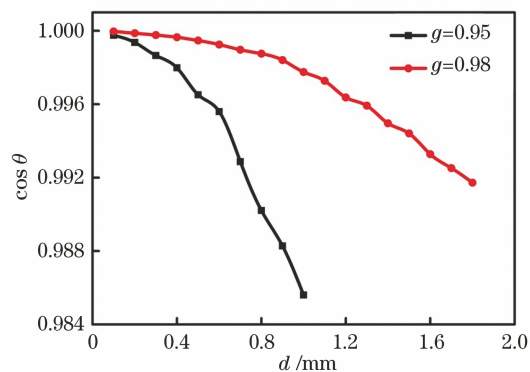


图 6 体散射介质的积分发散角的余弦值随厚度的变化曲线
Fig. 6 Cosines of integral divergence angles of volume scattering media versus thicknesses

从图 6 可以看出,在两种各向异性因子下,积分发散角的余弦值均呈以 e 为底、二次多项式为指数的函数的衰减形式。模拟测得 220 目和 600 目毛玻璃的积分发散角余弦值分别为 0.99277911 和 0.99883116。在所提标准下,不同目数的毛玻璃的

积分发散角余弦值与特定各向异性因子下某些厚度的体散射介质相等。220 目毛玻璃的积分发散角余弦值和 $g = 0.95, d = 0.7 \text{ mm}$ 以及 $g = 0.98, d = 1.7 \text{ mm}$ 的体散射介质近似相等, 600 目毛玻璃的积

积分发散角余弦值则与 $g = 0.95, d = 0.3 \text{ mm}$ 以及 $g = 0.98, d = 0.8 \text{ mm}$ 的体散射介质近似相等。

220 目和 600 目毛玻璃与等效体散射介质的散射光强分布及对应的发散角权重分布如图 7 所示。

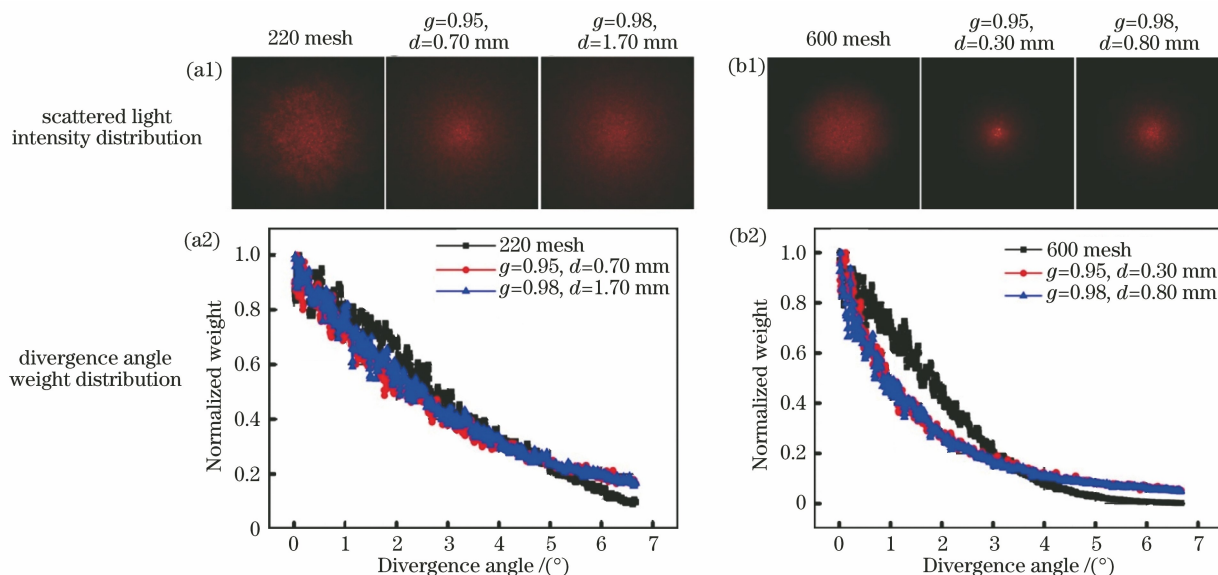


图 7 220 目和 600 目毛玻璃与等效体散射介质的散射光强分布及对应的积分发散角权重分布模拟结果。(a1)(a2) 200 目毛玻璃与等效体散射介质;(b1)(b2) 600 目毛玻璃与等效体散射介质

Fig. 7 Scattering light intensity distributions and corresponding weight distribution results of integral divergence angles of 220 mesh and 600 mesh ground glass and their equivalent volume scattering media. (a1)(a2) 220 mesh ground glass and its equivalent volume scattering media; (b1)(b2) 600 mesh ground glass and its equivalent volume scattering media

220 目毛玻璃和等效体散射介质的散斑分布接近,且发散角权重分布曲线趋势接近一致。600 目毛玻璃的散斑分布与等效体散射介质的散斑分布有些差异,600 目毛玻璃的散斑分布更发散,两种参数 ($g = 0.95, d = 0.3 \text{ mm}$ 和 $g = 0.98, d = 0.8 \text{ mm}$) 下的等效体散射介质的散射分布更集中,且对应的发散角权重分布曲线更陡。这是由于本文所提的计算积分发散角的方法考虑的是整个区域发散角的统计分布。600 目毛玻璃边缘区域的发散角权重较小,但中心区域的发散角权重较大,等效体散射介质与之相反,因此得到的 600 目毛玻璃的积分发散角和 $g = 0.95, d = 0.3 \text{ mm}$ 以及 $g = 0.98, d = 0.8 \text{ mm}$ 的体散射介质的积分发散角接近相等。

根据以上模拟结果,进行实验分析,实验中毛玻璃和体散射介质均考虑了弹道光成分。但由于背向散射的原因,我们只进行了小厚度的数据分析。具体结果如图 8 所示。

由图 8 可以看出,当发散角小于 1° 时,体散射介质的发散角权重从 1 陡降,之后随着发散角的增大,呈平缓分布,且随着厚度的增加,平缓分布部分的权

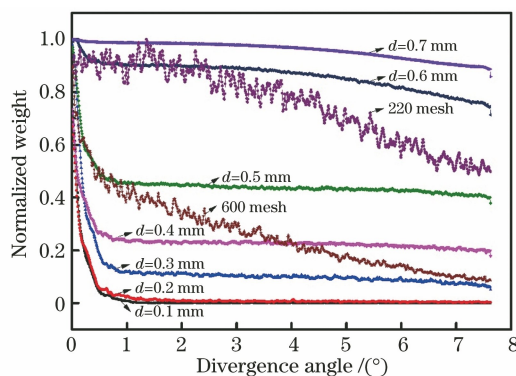


图 8 实验上 220 目和 600 目毛玻璃与不同厚度体散射介质的发散角权重分布

Fig. 8 Experimental divergence angle weight distributions of 220 mesh and 600 mesh ground glass and volume scattering media with different thicknesses

重值逐渐增加。不同目数的毛玻璃的发散角权重则随着发散角的增大呈逐渐缓慢下降趋势。积分发散角是权重与发散角的积分,从图 8 可以看出,600 目毛玻璃的积分发散角与 $g = 0.95$ 、厚度为 0.4 mm 的体散射介质更接近,220 目毛玻璃的积分发散角则更接近于 $g = 0.95$ 、厚度为 0.6 mm 的体散射介

质,这样的实验结果和图 7 得到的模拟结论存在些许误差,误差来源是弹道光成分。仿真时体散射介质和毛玻璃均滤除了弹道光,但实验中并没有滤除,因此实验结果和模拟结果存在 0.1 mm 左右的误差。这并不影响所提积分发散角测量方法的有效性。

4 结 论

对比了 220 目毛玻璃和不同参数下的体散射介质的成像差异以及散射分布差异。实验和仿真结果均表明,基于毛玻璃得到的一些成像结论并不能直接推广到体散射介质。此外,提出了一种积分发散角的测量方法以探索毛玻璃和体散射介质的等效条件。在仿真中,220 目毛玻璃和 $g = 0.95$ 、 $d = 0.7$ mm 以及 $g = 0.98$ 、 $d = 1.7$ mm 的体散射介质的积分发散角近似相等,散射分布规律相同;600 目毛玻璃与 $g = 0.95$ 、 $d = 0.3$ mm 的体散射介质的散射分布规律相同。在实验中,600 目毛玻璃与 $g = 0.95$ 、 $d = 0.3$ mm 的体散射介质的光强分布趋势一致。基于研究结论,可对毛玻璃进行等效体散射介质的参数范围估计,还能对一些成像方法进行具体评估。

参 考 文 献

- [1] Katz O, Small E, Bromberg Y, et al. Focusing and compression of ultrashort pulses through scattering media[J]. *Nature Photonics*, 2011, 5(6): 372-377.
- [2] Katz O, Small E, Silberberg Y. Looking around corners and through thin turbid layers in real time with scattered incoherent light[J]. *Nature Photonics*, 2012, 6(8): 549-553.
- [3] Mosk A P, Lagendijk A, Lerosey G, et al. Controlling waves in space and time for imaging and focusing in complex media [J]. *Nature Photonics*, 2012, 6(5): 283-292.
- [4] Horstmeyer R, Ruan H, Yang C. Guidestar-assisted wavefront-shaping methods for focusing light into biological tissue [J]. *Nature Photonics*, 2015, 9: 563-571.
- [5] Vellekoop I M. Feedback-based wavefront shaping [J]. *Optics Express*, 2015, 23(9): 12189-12206.
- [6] Yaqoob Z, Psaltis D, Feld M S, et al. Optical phase conjugation for turbidity suppression in biological samples[J]. *Nature Photonics*, 2008, 2(2): 110-115.
- [7] Xu X, Liu H L, Wang L V. Time-reversed ultrasonically encoded optical focusing into scattering media[J]. *Nature Photonics*, 2011, 5(3): 154-157.
- [8] Wang Y M, Judkewitz B, DiMarzio C A, et al. Deep-tissue focal fluorescence imaging with digitally time-reversed ultrasound-encoded light [J]. *Nature Communications*, 2012, 3: 928.
- [9] Popoff S M, Lerosey G, Carminati R, et al. Measuring the transmission matrix in optics: an approach to the study and control of light propagation in disordered media [J]. *Physical Review Letters*, 2010, 104(10): 100601.
- [10] Sun X Y, Wang J N, Li W, et al. Dynamic target imaging through scattering media based on optical transmission matrix[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2018, 45(12): 1205001.
孙雪莹, 王剑南, 李伟, 等. 基于光学传输矩阵实现透过散射介质的动态目标成像[J]. *中国激光*, 2018, 45(12): 1205001.
- [11] Bertolotti J, van Putten E G, Blum C, et al. Non-invasive imaging through opaque scattering layers[J]. *Nature*, 2012, 491(7423): 232-234.
- [12] Katz O, Heidmann P, Fink M, et al. Non-invasive single-shot imaging through scattering layers and around corners via speckle correlations [J]. *Nature Photonics*, 2014, 8(10): 784-790.
- [13] Xie X S, Liu Y K, Liang H W, et al. Speckle correlation imaging: from point spread functions to light field plenoptics [J]. *Acta Optica Sinica*, 2020, 40(1): 0111004.
谢向生, 刘忆琨, 梁浩文, 等. 散斑相关成像: 从点扩展函数到光场全要素 [J]. *光学学报*, 2020, 40(1): 0111004.
- [14] Wang X, Liu H L, Hu C Y, et al. Transmissive imaging through scattering media based on multi-wavelength illumination [J]. *Acta Optica Sinica*, 2020, 40(16): 1611002.
王歆, 刘红林, 胡晨昱, 等. 基于多波长照明的透过散射介质成像 [J]. *光学学报*, 2020, 40(16): 1611002.
- [15] Edrei E, Scarcelli G. Memory-effect based deconvolution microscopy for super-resolution imaging through scattering media [J]. *Scientific Reports*, 2016, 6: 33558.
- [16] Li L, Li Q, Sun S, et al. Imaging through scattering layers exceeding memory effect range with spatial-correlation-achieved point-spread-function[J]. *Optics Letters*, 2018, 43(8): 1670-1673.
- [17] Wang Z P, Jin X, Dai Q H. Non-invasive imaging through strongly scattering media based on speckle pattern estimation and deconvolution [J]. *Scientific Reports*, 2018, 8: 9088.
- [18] She M. Effect of deconvolution algorithm on quality of imaging through scattering layers [J]. *Laser &*

- Optoelectronics Progress, 2020, 57(22): 221104.
余明. 解卷积算法对透过散射介质层成像质量的影响[J]. 激光与光电子学进展, 2020, 57(22): 221104.
- [19] Chen Z Y, Chen L, Fan W R, et al. Progress on scattering imaging technologies based on correlation holography[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2021, 58(2): 0200001.
陈子阳, 陈丽, 范伟如, 等. 基于相关全息原理的散射成像技术及其进展[J]. 激光与光电子学进展, 2021, 58(2): 0200001.
- [20] Wilson B C, Adam G. A Monte Carlo model for the absorption and flux distributions of light in tissue[J]. Medical Physics, 1983, 10(6): 824-830.
- [21] Liu H L, Liu Z T, Chen M J, et al. Physical picture of the optical memory effect[J]. Photonics Research, 2019, 7(11): 1323-1330.
- [22] Cheng C F, Qi D P, Liu D L, et al. The computational simulations of the Gaussian correlation random surface and its light-scattering speckle field and the analysis of the intensity probability density [J]. Acta Physica Sinica, 1999, 48(9): 1635-1643.
- [23] Schott S, Bertolotti J, Léger J F, et al. Characterization of the angular memory effect of scattered light in biological tissues [J]. Optics Express, 2015, 23(10): 13505-13516.