

文章编号: 0253-2239(2006)03-0419-6

混浊介质中后向单次漫散射米勒矩阵特征*

邓 勇 骆清铭 鲁 强**

(华中科技大学生物医学光子学教育部重点实验室, 武汉光电国家实验室生物医学光子学研究部, 武汉 430074)

摘要: 采用斯托克斯(Stokes)矢量形式, 推导出当无限窄的连续光束垂直入射到混浊介质表面时, 后向单次漫散射米勒(Mueller)矩阵的解析表达式。基于米氏(Mie)散射模式, 详细分析了单次散射米勒矩阵元素的分布模式, 以及与介质粒子数密度, 粒子尺寸参量之间的关系。研究表明: 单次散射米勒矩阵的方位变化随粒子数密度的增加, 逐渐消失, 而矩阵元素 $m_{22}, m_{33}, m_{23}, m_{32}$ 随粒子数密度的变化, 具有更显著的方位变化特征。矩阵元素 m_{22}, m_{33} 在方位角 $\phi=45^\circ$ 时的值随尺寸参量的变化有一定的规律性, 当尺寸参量小于某一特征参量时, 其值呈下降趋势, 反之则呈波动上升趋势。当介质粒子数密度以及粒子尺寸参量改变时, 米勒矩阵元素强度的径向分布模式不变, 即在任何方位, 强度随径向距离都近似成指数规律衰减, 方位变化呈周期性。

关键词: 医用光学与生物技术; 漫散射米勒矩阵; 偏振; 混浊介质

中图分类号: Q631; O436.2 文献标识码: A

Characteristic of Diffuse Backward Single-Scattering Mueller Matrices in Turbid Media

Deng Yong Luo Qingming Lu Qiang

(The Key Laboratory of Biomedical Photonics of Ministry of Education, Wuhan National Laboratory for Optoelectronics, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074)

Abstract: Single-scattering diffuse backscattering Mueller matrices expressions based on Stokes vectors of the backscattered light are derived when a narrow pencil-like beam is perpendicular to the surface of the plane of turbid medium. Using Mie theory of light scattering, the characteristic distribution pattern of single-scattering Mueller matrices, and the correlation with particle number density and particle diameter are discussed. The results indicate that the azimuthal variations gradually disappear when the particle number density increases, and $m_{22}, m_{33}, m_{23}, m_{32}$ elements are the more pronounced azimuthal variation characteristic. For azimuthal angle $\phi=45^\circ$, m_{22} and m_{33} decrease with increasing particle size if particle size parameter is smaller than the characteristic parameter, otherwise, m_{22} and m_{33} fluctuate and gradually increase. And when the particle size and particle number density are varied, all of the Mueller matrices elements intensity patterns' dependence on the radial are the same, exponential, decaying, for any azimuth angle.

Key words: medical optics and biotechnology; diffuse scattering Mueller matrices; polarization; turbid media

1 引 言

偏振光在生物组织中的传播是组织光学领域中最基本的研究课题。用散射光中的偏振信息进行细菌或细胞鉴定、多核结构和其他生物结构的研究, 如在流动细胞计数器中利用线偏振光的去偏性鉴别各

种类型的白细胞, 所有这些应用都是测量前向散射光的强度。然而在许多生物医学应用中, 人们对后向散射光更感兴趣^[1]。因为大多数医学应用的目的是获取生物组织的活体特征, 而这主要决定于后向散射光。国际上有很多研究小组进行了这方面的工

* 国家自然科学基金(60278017, 30470460)和教育部科学技术重大项目(10420)资助课题。

作者简介: 邓 勇(1966~), 女, 湖北宜昌人, 副教授, 博士后, 主要从事生物医学光学成像研究。

** 通信联系人。E-mail: luqiang@mail.hust.edu.cn

收稿日期: 2005-03-16; 收到修改稿日期: 2005-05-26

作,如粒子尺寸和浓度对组织模型和生物细胞悬浮液后向漫射光偏振特性的影响^[2],采用漫反射偏振测量技术监控血液里葡萄糖分子的浓度变化^[3],对双层介质进行了散射光强的测量^[4]。研究都证明介质的厚度、浓度、粒子尺寸及其分布对后向散射光的偏振特性有灵敏性。

目前,确定生物组织偏振特性的最好方法是测量其米勒(Mueller)矩阵。通过分析介质对偏振光源的响应获得相关信息。即变换检偏器和起偏器的方向,通过计算获得米勒矩阵的16个元素值,这些元素值被称为散射介质的“指纹”,能够完整地反映介质的结构和功能信息。Andreas H. Hielscher^[5]分析了漫后向散射介质的米勒矩阵元素,实验证明 M_{44} 元素可以用来鉴别癌的和非癌的鼠纤维细胞。Milun J. Rakovic^[6,7]提出了一个双散射模型,从理论上分析了非相干后向散射光的偏振模式。Xueding Wang^[8]用蒙特卡罗(Monte Carlo)模拟了葡萄糖溶液中后向散射米勒矩阵的特征,分析了葡萄糖浓度对米勒矩阵的影响。Ihor Berezhnyy^[9]实验研究了混浊介质后向散射米勒矩阵基于时间分辨的偏振模式。这些理论和技术都是基于斯托克斯-米勒(Stokes-Mueller)描述。

一般而言,用光辐照生物组织,探测器获得的后向散射光绝大多数经历了多次散射,只有少量的光子经历了单次散射。单次散射的光子主要来自组织的上表面。通过探测单次散射的光子,能够获得组织浅表层的结构和功能信息。众所周知,85%的癌症都起源于上皮组织,而正常的上皮组织对光子主要是单次散射,如果能够获得上皮组织单次散射的米勒矩阵,无异于发现了其“指纹”,能够为癌症早期诊断提供客观依据。因此研究单次散射米勒矩阵的近似模型具有非常实用的意义。本文采用斯托克斯-米勒形式,推导出当无限窄的连续光束垂直入射到混浊介质表面时,后向单次漫散射米勒矩阵的解析表达式。基于米氏(Mie)散射模式,详细分析了单次散射米勒矩阵的强度的空间分布模式,以及与介质粒子数密度,尺寸参量之间的关系。

2 理论模型及计算方法

单次散射模型的考虑:1)光子的散射是非相干散射;2)从介质表面逃逸出的光子只经历了单次散射,即入射的光子在介质中只经历了一次散射事件;3)光子与表面的菲涅耳(Fresnel)反射忽略不计;4)

不计光子的逸出方向。

我们的单次散射模型,类似 Milun J. Rakovic^[7]提出的双散射模型。假设散射介质呈无限大平板,当无限细的连续光束垂直入射到混浊介质表面,沿 $-z$ 方向传播,单次后向漫散射模式如图1所示。设 $x-z$ 为参考平面, \mathbf{V}_0 是入射光关于 $x-y$ 平面的斯托克斯矢量,各参量具有强度的量纲。

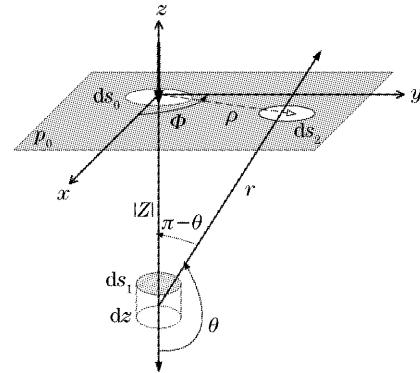


图1 单次散射示意图

Fig. 1 Geometric scheme for single-scattering approximation model

入射光穿过面元 ds_0 进入介质,则在 ds_0 上产生的光功率为 $P_0 = V_0 ds_0$ 。根据比尔-朗伯(Beer-Lambert)定律,光到达深度 Z ,其光功率为

$$P_1 = P_0 \exp(-\mu_t |z|), \quad (1)$$

μ_t 为介质的消光系数。功率 P_1 经体元 $ds_0 dz$ 散射进入立体角元 $d\omega_1$ 的功率为

$$dP_2 = \mu_s dz \mathbf{M}(\theta) R(\phi) P_1 d\omega_1, \quad (2)$$

μ_s 为介质的散射系数。 $\mathbf{M}(\theta)$ 是均匀各向同性小球的散射矩阵:

$$\mathbf{M}(\theta) = \begin{bmatrix} m_{11}(\theta) & m_{12}(\theta) & 0 & 0 \\ m_{12}(\theta) & m_{11}(\theta) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & m_{33}(\theta) & -m_{34}(\theta) \\ 0 & 0 & m_{34}(\theta) & m_{33}(\theta) \end{bmatrix}, \quad (3)$$

且

$$\begin{cases} m_{11}(\theta) = \frac{S_1^2(\theta) + S_2^2(\theta)}{2}, \\ m_{12}(\theta) = \frac{S_2^2(\theta) - S_1^2(\theta)}{2}, \\ m_{33}(\theta) = \frac{S_1(\theta)S_2^*(\theta) + S_1^*(\theta)S_2(\theta)}{2}, \\ m_{34}(\theta) = \frac{S_1(\theta)S_2^*(\theta) - S_1^*(\theta)S_2(\theta)}{2}i, \end{cases} \quad (4)$$

$S_1(\theta), S_2(\theta)$ 是由米氏理论计算出的粒子的散射幅值。

当散射粒子是瑞利(Rayleigh)散射模式时,(4)式的系数可简化为

$$\begin{cases} m_{11}(\theta) = \frac{3}{16\pi}(1 + \cos^2\theta), \\ m_{12}(\theta) = \frac{3}{16\pi}(-1 + \cos^2\theta), \\ m_{33}(\theta) = \frac{3}{8\pi}\cos\theta, \\ m_{34}(\theta) = 0, \end{cases} \quad (5)$$

$\mathbf{R}(\phi)$ 是参考平面和散射平面之间的转换矩阵,即把关于参考平面的斯托克斯矢量旋转到散射平面,或把散射平面上的斯托克斯矢量转换到参考平面上。迎着光入射方向, ϕ 顺时针为正,反之为负。

$$\mathbf{R}(\phi) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\phi & -\sin 2\phi & 0 \\ 0 & \sin 2\phi & \cos 2\phi & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad (6)$$

元功率 $d\mathbf{p}_2$ 经 r 距离后到达介质上表面的功率为:

$$d\mathbf{P}_3 = d\mathbf{P}_2 \exp(-\mu_t r), \quad (7)$$

从表面逸出的光相对于参考平面的斯托克斯矢量为

$$d\mathbf{V}_{bs} = \frac{\mathbf{R}(\phi)d\mathbf{P}}{dS_2} = \mu_s dz \left\{ \frac{1}{r^2} \exp[-\mu_t(|z|+r)] \right\} \times \mathbf{R}(\phi)\mathbf{M}(\theta)\mathbf{R}(\phi)\mathbf{P}_0, \quad (8)$$

最后在介质上表面 (ρ, ϕ) 处获得的总的斯托克斯矢量为

$$\mathbf{V}_{bs} = \mu_s \int_{-\infty}^0 dz \left\{ \frac{1}{r^2} \exp[-\mu_t(|z|+r)] \right\} \times \mathbf{R}(\phi)\mathbf{M}(\theta)\mathbf{R}(\phi)\mathbf{P}_0, \quad (9)$$

这里

$$r = \sqrt{\rho^2 + z^2}, \quad \tan \theta = \frac{\rho}{z}, \quad (10)$$

记 \mathbf{M}_{ij} 为介质后向散射米勒矩阵,则

$$\mathbf{V}_{bs} = \mathbf{M}_{ij}(\rho, \phi)\mathbf{P}_0, \quad (11)$$

$$\mathbf{M}_{ij}(\rho, \phi) = \mu_s \int_{-\infty}^0 dz \left\{ \frac{1}{r^2} \exp[-\mu_t(|z|+r)] \right\} \times \mathbf{R}(\phi)\mathbf{M}(\theta)\mathbf{R}(\phi), \quad (12)$$

通过积分转换得到

$$\mathbf{M}_{ij}(\rho, \phi) = \frac{\mu_s}{\rho} \int_0^{\pi/2} \exp[-\rho\mu_t \cot(\theta/2)] d\theta \mathbf{F}_{ij}, \quad (13)$$

其中 \mathbf{F}_{ij} 表达式如下:

$$\begin{aligned} F_{11} &= m_{11}(\theta), \\ F_{12} &= m_{12}(\theta) \cos 2\phi, \\ F_{13} &= -m_{12}(\theta) \sin 2\phi, \\ F_{14} &= 0, \\ F_{21} &= m_{12}(\theta) \cos 2\phi, \\ F_{22} &= m_{11}(\theta) \cos^2 2\phi - m_{33} \sin^2 2\phi, \\ F_{23} &= -m_{11}(\theta) \cos 2\phi \sin 2\phi - \\ &\quad m_{33}(\theta) \sin 2\phi \cos 2\phi, \\ F_{24} &= -m_{34}(\theta) \sin 2\phi, \\ F_{31} &= m_{12}(\theta) \sin 2\phi, \\ F_{32} &= m_{11}(\theta) \cos 2\phi \sin 2\phi + \\ &\quad m_{33}(\theta) \sin 2\phi \cos 2\phi, \\ F_{33} &= -m_{11}(\theta) \cos^2 2\phi + m_{33}(\theta) \sin^2 2\phi, \\ F_{34} &= -m_{34}(\theta) \cos 2\phi, \\ F_{41} &= 0, \\ F_{42} &= m_{34}(\theta) \sin 2\phi, \\ F_{43} &= m_{34}(\theta) \cos 2\phi, \\ F_{44} &= m_{33}, \end{aligned}$$

基于这个模型,能够计算出 16 个元素,每个元素是一个关于 (ρ, ϕ) 的笛卡儿坐标的二维图像,如图 2 所示。

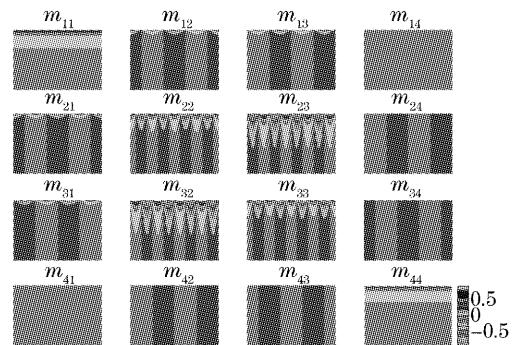


图 2 基于直角坐标的单次后向漫散射米勒矩阵图像
Fig. 2 Single-scattering diffuse backscattering Mueller matrices based on a system of Cartesian coordinates

3 结果与分析

为了更直观地表现矩阵的径向和方位变化,下面的分析采用极坐标形式。

3.1 粒子数密度对米勒矩阵的影响

设以入射点为中心的像面区域直径为 0.02 cm,介质的粒子直径为 2.04 μm ,折射率为 1.59,介质折射率为 1.33,粒子数密度分别为 $5 \times 10^7/\text{ml}$, $1 \times 10^7/\text{ml}$, $5 \times 10^{10}/\text{ml}$, $1 \times 10^{10}/\text{ml}$ 时,其单次散射

的米勒矩阵如图 3 所示。从图 3 可以看出,元素 m_{11} , m_{44} 没有方位变化, m_{14} , m_{41} 始终为零。而粒子数密度变化时, m_{22} , m_{33} , m_{23} , m_{32} 的方位特征更显著, 当粒子数密度增加时, 它们里面花纹逐渐收缩, 当浓度增加到一定时, 里面花纹及其它元素的方位变化模式逐渐消失; 粒子数密度减小, 花纹逐渐扩大, 减小到一定程

度时, 所有元素的花纹保持不变。进一步分析发现 m_{22} , m_{33} 的米勒值随浓度的变化趋势, 如图 4 所示, 当粒子数密度在 $10^{10} \sim 10^7$ 范围时, m_{22} 随粒子数密度增加而增加, m_{33} 随粒子数密度增加而减小, 当粒子数密度在 $10^6 \sim 10^2$ 范围时时, 基本不随粒子数密度改变。

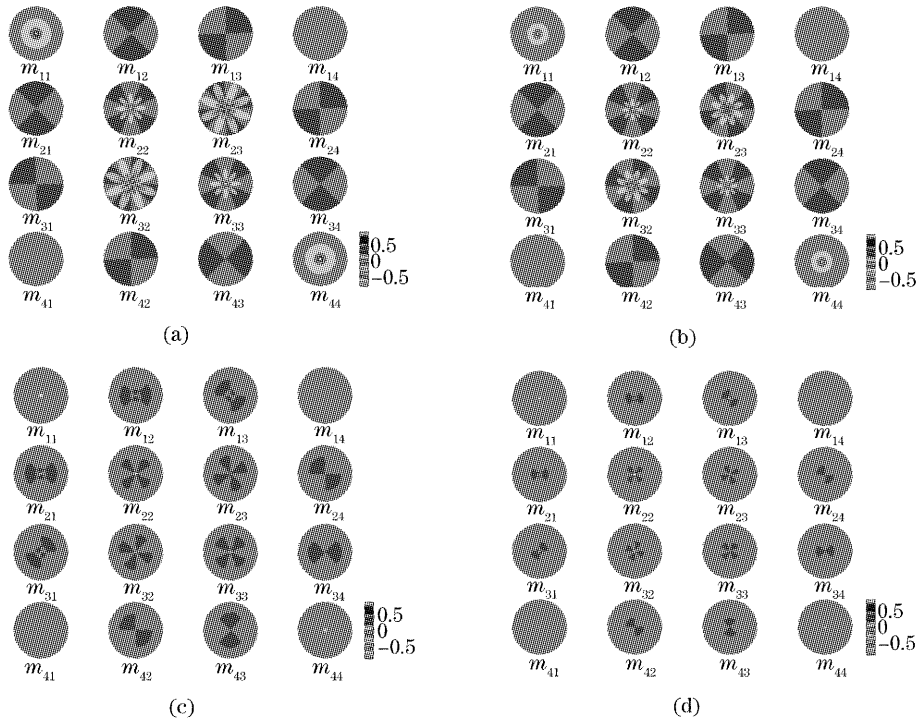


图 3 基于极坐标的不同粒子数密度的后向散射米勒矩阵。粒子数密度分别是(a) $1 \times 10^7 \text{ ml}^{-1}$, (b) $5 \times 10^7 \text{ ml}^{-1}$, (c) $1 \times 10^{10} \text{ ml}^{-1}$, (d) $5 \times 10^{10} \text{ ml}^{-1}$

Fig. 3 Single-scattering profiles of the backscattering Mueller matrix patterns based on a system of polar coordinates for different particle number densities, (a) $1 \times 10^7 \text{ ml}^{-1}$, (b) $5 \times 10^7 \text{ ml}^{-1}$, (c) $1 \times 10^{10} \text{ ml}^{-1}$, (d) $5 \times 10^{10} \text{ ml}^{-1}$

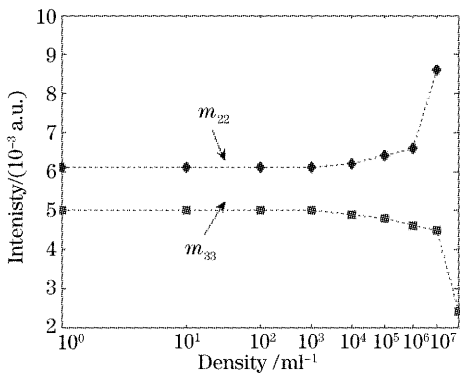


图 4 米勒矩阵元素 m_{22} , m_{33} 随密度的变化趋势

Fig. 4 Single-scattering profiles of the backscattering Mueller matrix elements m_{22} , m_{33} dependent on different particle number density

3.2 粒子尺寸参量对米勒矩阵的影响

对不同粒子直径的分析, 假定介质的散射系数一致, 设为 1.02 cm^{-1} , 根据米氏理论, 粒子尺寸参量取为 $X = \pi dn/\lambda$, n 为介质的折射率, d 为粒子直径。对不同粒子尺寸参量, 其单次后向散射米勒矩阵如图 5(a)、图 5(b) 所示。从图 5 可以看出, 尺寸参量为 $X = 13.5$ 和 $X = 33.3$ 时, 粒子的散射米勒矩阵花纹没有明显的改变。但是我们通过分析发现, 当尺寸参量 X 小于某一特征参量时, 矩阵元素 m_{22} , m_{33} 在方位角 $\phi = 45^\circ$ 时随尺寸参量增加而减小。但 X 大于某一特征参量时, 矩阵元素 m_{22} , m_{33} 在方位角 $\phi = 45^\circ$ 时随尺寸参量增加呈周期性波动上升趋势。本例中, 特征参量 $X = 25n/\lambda$ 。如图 6 所示。

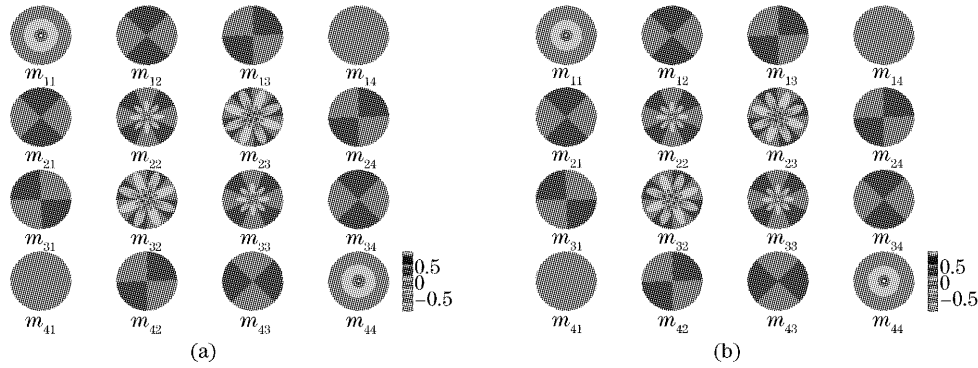


图 5 基于极坐标的不同粒子尺寸参量的单次后向散射米勒矩阵。(a) $X=13.5$, (b) $X=33.3$

Fig. 5 Single backscattering Mueller matrix patterns based on a system of polar coordinates for different size parameters. (a) $X=13.5$, (b) $X=33.3$

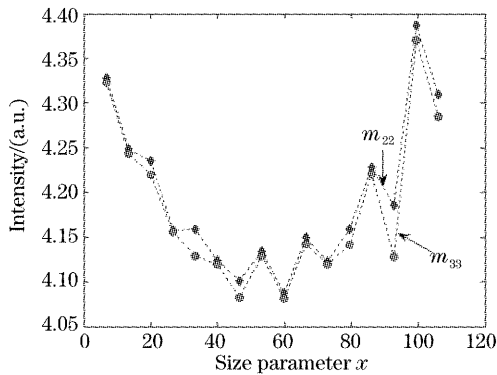


图 6 $\phi=45^\circ$ 时, m_{22} 与粒子尺寸参量的关系

Fig. 6 m_{22} dependent on different particle size parameters for azimuthal angle $\phi=45^\circ$

3.3 米勒矩阵元素空间分布特征

通过分析发现,当介质浓度以及粒子尺寸参量改变时,米勒矩阵元素强度的径向分布模式不变,即在任何方位,强度随径向距离都近似成指数规律衰减,存在负值是因为米勒矩阵元素是由斯托克斯矢量加减形成的。如图 7(a)所示 m_{22} 元素分别在方位角为 $5^\circ, 25^\circ, 35^\circ, 45^\circ$ 时,随径向的变化规律,其它的元素也有同样的变化情况。如图 7(b)所示, m_{22} 元素在不同径向距离时,随方位的变化。显然方位的变化具有周期性,同时进一步表明,随着径向距离的增大, m_{22} 的强度值逐渐减小。

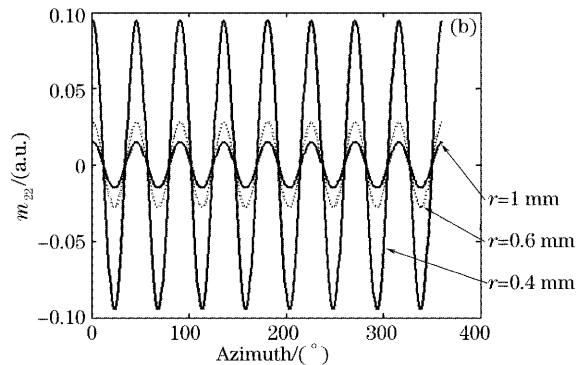
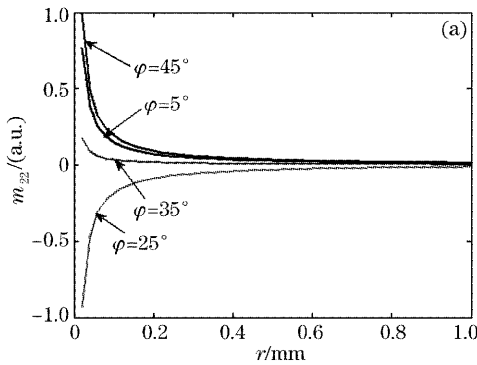


图 7 m_{22} 的空间分布模式。(a)随径向的变化,(b)随方位角的变化

Fig. 7 Spatially varying intensity patterns of m_{22} . (a) m_{22} is given as a function of the radial, (b) m_{22} is given as a function of the azimuth angle

4 结 论

通过米勒矩阵单次散射模型的分析,得到了一些有意义的结论:

1) 单次后向漫散射米勒矩阵的方位变化随浓度的增加,逐渐消失,而矩阵元素 m_{22}, m_{33} 随粒子数密度

的改变,具有显著的特征。当粒子数密度在 $10^{10} \sim 10^7$ 范围时, m_{22} 随粒子数密度增加而增加, m_{33} 随粒子数密度增加而减小,当粒子数密度在 $10^6 \sim 10^2$ 范围时时, m_{22}, m_{33} 基本不随粒子数密度改变。

2) 当介质散射系数一致时,不同粒子尺寸参量

的单次后向漫散射米勒矩阵花纹基本不变,当尺寸参量 X 小于某一特征参量时,矩阵元素 m_{22}, m_{33} 在方位角 $\phi=45^\circ$ 时随尺寸参量增加而减小。但 X 大于某一特征参量时,矩阵元素 m_{22}, m_{33} 在方位角 $\phi=45^\circ$ 时随尺寸参量增加呈周期性波动上升趋势。

3) 单次后向漫散射米勒矩阵元素强度的空间分布随径向呈近似指数规律衰减,具有方位变化的矩阵元素,其方位变化具有周期性。

参 考 文 献

- 1 Zhang Xiaojuan, Liu Ying, Gao Zonghui. Spatial-resolved diffuse reflectance of tissue close to source[J]. *Chin. J. Lasers*, 2005, **32**(4): 571~575 (in Chinese)
张小娟,刘 迎,高宗慧. 光源附近组织的空间分辨漫反射研究[J]. *中国激光*, 2005, **32**(4): 571~575
- 2 Andreas H. Hielscher, Judith R. Mourant, Irving J. Bigio. Influence of particle size and concentration on the diffuse backscattering of polarized light from tissue phantoms and biological cell suspensions[J]. *Appl. Opt.*, 1997, **36**(1): 125~135
- 3 Mehrübe Mehrübeoğlu, Nasser Kehtarnavaz, Sohi Rastegar *et al.*. Effect of molecular concentrations in tissue-simulating phantoms on images obtained using diffuse reflectance polarimetry[J]. *Opt. Exp.*, 1998, **3**(7): 286~297
- 4 S. P. Morgan, M. E. Ridgway. Polarization properties of light backscattered from a two layer scattering medium[J]. *Opt. Exp.*, 2000, **7**(12): 395~402
- 5 Andreas H. Hielscher, Angelia A. Eick, Judith R. Mourant *et al.*. Diffuse backscattering Mueller matrices of highly scattering media[J]. *Opt. Exp.*, 1997, **1**(13): 441~454
- 6 Milun J. Rakovič, George W. Kattawar. Theoretical analysis of polarization patterns from incoherent backscattering of light[J]. *Appl. Opt.*, 1998, **37**(15): 3333~3338
- 7 Milun J. Rakovič, George W. Kattawar, Mehrübe Mehrübeoğlu *et al.*. Light backscattering polarization patterns from turbid media :theory and experiment[J]. *Appl. Opt.*, 1999, **38**(15): 3399~3408
- 8 Xueding Wang, Gang Yao, Lihong V. Wang. Monte Carlo model and single-scattering approximation of polarized light propagation in turbid media containing glucose[J]. *Appl. Opt.*, 2002, **41**(4): 792~801
- 9 Ihor Berezhnyy, Aristide Dogariu. Time-resolved Mueller matrix imaging polarimetry[J]. *Opt. Exp.*, 2004, **12**(19): 4635~4649

上海交通大学生物医学工程系招聘启事

由国家 973 项目首席科学家任秋实教授领衔的上海交通大学激光与光子生物医学研究所是一个与国际接轨,专业从事激光与光子生物医学研究的学术机构,拥有上海市激光医学重点实验室。该研究所隶属于上海交通大学生命科学技术学院生物医学工程系。该系为国家重点一级学科,博士点,博士后流动站。研究所的主要研究方向为:1) 激光与生物组织相互作用;2) 医学光学检测,成像,与测量技术;3) 激光微创、智能化内窥镜手术;4) 眼科与视觉光学。研究所在研项目之一:《视觉功能修复的基础理论与关键科学问题》2005 年 7 月获得了国家重大基础研究计划(973 计划)2500 万元的资助。

为了更好地开展研究所的各项科研工作,将研究所建设成为国际一流的激光与光子生物医学研究中心,争创国家重点实验室及国家激光医学工程中心,现公开招聘若干名具有丰富科研经验的优秀学者来研究所担任副教授职位的学术骨干,具体要求如下:

1. 国内外知名大学毕业,在激光,光电子,应用物理,生理物理,或解剖学等方面具有博士学位,并有五年以上独立科研工作经验者,其中,在眼科生物物理机制,波面像差理论在激光屈光手术与视光学的应用,视觉功能修复,以及眼科新技术与新方法方面有研究经验的申请者将优先考虑;
2. 以第一作者或通讯作者身份发表过 5 篇以上被 SCI 收录的科学论文,能独立开展科研工作,并以主要研究者的身份负责组织至少 1 项以上的国家自然科学基金或相关科研课题的申请;
3. 具有较好的中英文写作和表达能力;
4. 具有优良的职业道德和思想素质,强烈的责任心、进取心、和忘我的科学献身精神,为人正派,思维敏捷,具有较好的团队协作精神。

上海交通大学激光与生物光子医学研究所将根据入选者的条件提供具有竞争力的待遇。研究所还将招聘若干名具有相关经验的博士后及博士研究生参与研究所正在开展的各项科研工作,欢迎有志从事激光与光子生物医学研究的杰出人才前来申请。

联系方式:

请有意申请者将中英文简历,三篇代表性文章,两年内拟定科研计划及个人研究发展规划,三封推荐信(应注明推荐人的姓名,职位,联系电话,及 EMAIL 地址)寄往:

地 址:上海交通大学生物医学工程系激光与光子生物医学研究所
上海市乐山路 33 号慧谷科技楼 1 号楼 200 室(200030)
联 系 人:任秋实教授 电 话: +86 21 6447 7466
传 真: +86 21 6447 7467 电子邮件: renqsh@sjtu.edu.cn