

doi:10.3788/gzxb20154404.0426003

单轴晶体微粒光致旋转理论模型

朱艳英¹, 沈军峰², 姚文颖¹, 魏勇¹, 王锁明¹

(1 燕山大学 理学院, 河北 秦皇岛 066004)

(2 西南交通大学峨眉校区 基础课部, 四川 峨眉 614202)

摘 要:为实现单轴晶体微粒的高精度、可操控旋转,利用偏振光与单轴晶体微粒的相互作用来实现光致旋转.基于晶体波动光学理论,考虑影响单轴晶体微粒旋转角速度的主要因素(晶体微粒的厚度和半径、单轴晶体光轴与晶面的夹角、光束在晶面的反射率和透射率、光束振幅比和位相差、激光功率等),推导出正晶体和负晶体微粒旋转角速度的一般公式.并就各种影响因素分别对正、负晶体中具有代表性的CaCO₃和SiO₂晶体微粒进行了模拟分析,所得到的晶体微粒旋转频率与激光功率成正比,与现有文献的实验结果一致,证明了该理论模型的合理性.依据理论分析结果,选用半径和厚度均为1~3 μm的CaCO₃晶体微粒作为机械转子,对单轴晶体微粒光致旋转应用于微机械转子进行优化设计,提高了微机械转子的旋转频率.研究结果为晶体转子的选材和光驱动微机械马达的设计提供了更加精确合理的理论支持.

关键词:激光物理;光镊;偏振光;光致旋转;单轴晶体

中图分类号:O436.3

文献标识码:A

文章编号:1004-4213(2015)04-0426003-6

Theoretical Model of Optical Rotation of Uniaxial Crystal Particle

ZHU Yan-ying¹, SHEN Jun-feng², YAO Wen-ying¹, WEI Yong¹, WANG Suo-ming¹

(1 College of Science, Yanshan University, Qinhuangdao, Hebei 066004, China)

(2 Emei Campus, Southwest Jiaotong University, Emei, Sichuan 614202, China)

Abstract: In order to achieve high-precision, controllable rotation of uniaxial crystal particles, the optical rotation can be achieved by the interaction between the beam of light and birefringent crystal particles. Based on the theory of wave optics, the main factors influencing the rotating angular velocity of uniaxial crystal particles were considered, (such as the thickness and radius of the particle, the angle between optical axis and crystal plane, the reflection of light beam on the crystal plane, the phase contrast between the ordinary and extraordinary rays, and the laser power.) The general formula of rotating angular velocity of positive and negative crystal were derived, moreover, the optical rotation of calcium carbonate particles and silica particles which represent the positive and negative crystals chosen as experimental material were simulated and calculated, and the rationality of the proposed theoretical model was testified by comparing with previously experimental data. According to the test results and theoretical analysis, calcium carbonate particles chosen as mechanical rotor was more appropriate, meanwhile, the radius and thickness of crystal particles should be chosen from 1~3 μm, further moer, the conclusions show that the parameters of mechanical rotor were optimized design to improve the rotation frequency of the rotor. The results had directive significance to optical driven micro-mechanical motor design and the material selection of rotor.

Key words: Laser physics; Ptical tweezers; Polarized light; Optical induced rotation; Uniaxial crystal

OCIS Codes: 260.0260; 140.0140; 020.7010

基金项目:国家自然科学基金(No. 50875232)、中央高校基本科研业务费专项资金(No. E0327)和西南交通大学高层次人才科研专项资金(No. 10801X10096024)资助

第一作者:朱艳英(1961-),女,教授,博导,主要研究方向为激光传输及光微操纵技术和应用. Email: yywlxzyy@163.com

通讯作者:沈军峰(1984-),男,讲师,博士,主要研究方向为矢量光束及光微操纵技术和应用. Email: yywlxzyy@163.com; junfengs@msn.cn

收稿日期:2014-09-22; **录用日期:**2015-01-07

<http://www.photon.ac.cn>

0 引言

单束强聚焦激光所产生的光辐射力可以操纵和驱动微纳器件,这种激光驱动方式为微机械领域中驱动微齿轮提供了一种新方式.1936年,Beth^[1]在实验中让一束圆偏振光通过细丝悬挂的半波片,首次利用光束中光子的角动量转移实现了物体的旋转.圣安德鲁斯大学的Dholakia等^[2-3]利用高度会聚的具有偏振状态的激光微束作用到单轴晶体微粒上,使光束自旋角动量发生转移,得出圆偏振光的每个光子具有大小为 $\hbar=h/2\pi$ 的自旋角动量.澳大利亚Queensland大学的Friese等^[4]建立了双折射晶体微粒光致旋转的理论模型,并通过实验实现了用圆偏振光作用于 CaCO_3 微粒的可操控性旋转,得出晶体微粒的旋转频率与激光功率成正比,并在激光功率为300 mW、波长为 $1.064\ \mu\text{m}$ 时,测得了厚度为 $1\ \mu\text{m}$ 的 CaCO_3 微粒最大旋转频率为357 Hz.该模型既对微粒的形状要求有所降低,又避免了由于微粒吸收激光能量造成的光阱稳定性降低,容易满足实际需求,因此,晶体微粒光致旋转的研究中被广泛采用^[5-8].但Friese等所建立的晶体微粒光致旋转理论模型未考虑光束在晶体表面反射所造成的光束角动量变化对晶体微粒旋转频率的影响,并且对晶体光轴与晶面夹角的设定也没有考虑一般情况,而后来Vincent L. Y. Loke, Li Yinmei等的研究工作^[6-13]也未对这些问题加以解决.

针对这些问题,本文对单轴晶体微粒光致旋转进行了基础理论的推导,全面考虑影响单轴晶体微粒旋转角速度的主要因素(晶体微粒的厚度和半径、单轴晶体光轴与晶面的夹角、光束在晶面的反射率和透射率、光束振幅比和位相差、激光功率等),基于晶体波动光学理论推导得出正晶体和负晶体微粒^[14-16]旋转角速度的一般公式;并进一步对碳酸钙晶体(CaCO_3)、石英晶体(SiO_2)微粒的光致旋转进行了模拟分析,并与已有的实验结果进行了对比.

1 理论计算

偏振光束与单轴晶体微粒相互作用遵循角动量守恒定律,在这个过程中存在着自旋角动量的转移,而光束和单轴晶体微粒自身的特性对这一过程起决定性作用.因此,在基于光镊系统操控微小粒子时,几微米的单轴晶体微粒形状一般并不规则,但实际上近似为圆形薄片的微粒旋转状态比较稳定,故选取圆形薄片状晶体微粒为研究对象;在入射光束与界面垂直的条件下设定参数为:单轴晶体光轴与晶面的夹角为 θ ;单轴晶体微粒半径为 r ,圆盘形微粒厚度为 d ,晶体的o光和e光的主折射率分别为 n_o 和 n_e .

以界面指向单轴晶体内部的法线方向为 z 轴,以

垂直单轴晶体光轴的方向为 x 轴,由右手螺旋法则确定 y 轴方向建立坐标系,如图1.

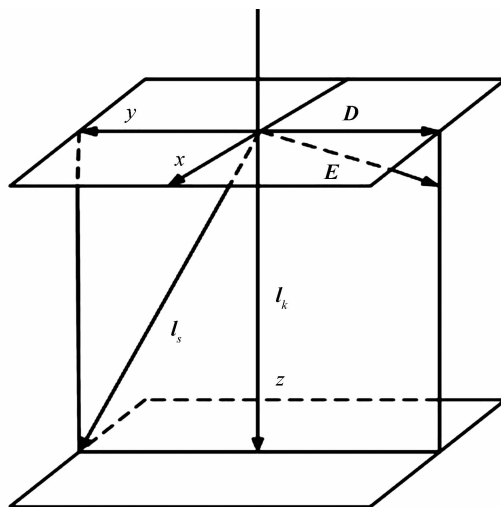


图1 偏振光垂直入射晶面

Fig.1 Vertical incidence of polarized light on crystal face
一束沿 z 轴方向传播的激光光束按照偏振光合成法则可写为

$$E = (E_x \mathbf{i} + E_y \mathbf{j}) \exp(ikz - i\omega t) \quad (1)$$

式中: E_x 、 E_y 为复振幅, ω 为入射光的圆频率, k 为波数.

任何椭圆偏振光^[17]可以分解为左旋圆偏振光和右旋圆偏振光的线性叠加,为了便于计算双折射过程中的角动量变化,入射光束可改写为

$$E = (E_L \mathbf{e}_L + E_R \mathbf{e}_R) \exp(ikz - i\omega t) \quad (2)$$

当光束在单轴晶体表面发生反射并通过双折射材料时,偏振态将发生改变.若用 σ_{zin} 和 σ_{zout} 表示光束进入和离开双折射材料时的圆偏振系数,则单位面积自旋角动量通量改变量为

$$\tau_t = (\sigma_{\text{zout}} - \sigma_{\text{zin}}) I_t / \omega \quad (3)$$

式中 I_t 为入射光强度的透射部分, σ_{zout} 与微粒的折射率、厚度、半径以及入射光的偏振特点密切相关.

光束入射到晶体表面,在晶体内部发生双折射时分为o光和e光,为了便于计算,将入射光也考虑为分别对应折射光中o光和e光的两部分.在单轴晶体内部,折射光波矢与光轴的夹角为 θ_p 时,折射光中e光对应的折射率为

$$n_{\text{et}} = \frac{n_o n_e}{\sqrt{n_o^2 \sin^2 \theta_p + n_e^2 \cos^2 \theta_p}} \quad (4)$$

折射光中e光光线方向与光轴的夹角为 φ_p ,则

$$\tan \varphi_p = \frac{n_o^2}{n_e^2} \tan \theta_p \quad (5)$$

随着折射光中e光的光线方向不同,其所对应的折射率也不同.

当光束正入射时,o光和e光的波矢方向相同,光线方向(能流方向)不同,o光能流方向依然与波矢方

向一致,而 e 光的能流方向与波矢方向存在一个离散角 α ,则

$$\tan \alpha = \tan (\theta_p - \varphi_p) = \frac{\tan \theta_p - \tan \varphi_p}{1 + \tan \theta_p \tan \varphi_p} = \left(1 - \frac{n_o^2}{n_e^2}\right) \tan \theta_p / \left(1 + \frac{n_o^2}{n_e^2} \tan^2 \theta_p\right) \quad (6)$$

由此得到 e 光在晶体中传播的长度 L 为

$$L = \frac{d}{\cos \alpha} \quad (7)$$

式中 d 为晶体的厚度。

基于双折射理论,当入射光束是椭圆偏振光时,即

$$E_x = E_{ox} \exp(i\sigma_1), E_y = E_{oy} \exp(i\sigma_2), \frac{E_y}{E_x} = \frac{E_{oy}}{E_{ox}} \exp(i\sigma)$$

时,推导出

$$\sigma_{\text{zin}} = \frac{2|E_{ox}| |E_{oy}|}{|E_{ox}|^2 + |E_{oy}|^2} \sin \sigma \quad (8)$$

$$\sigma_{\text{zout}} = \frac{2|E_{ox}| |E_{oy}|}{|E_{ox}|^2 + |E_{oy}|^2} \sin \left[\sigma + kd \left(\frac{n_e}{\cos \alpha} - n_o \right) \right] \quad (9)$$

考虑光束在晶体与空气界面处的反射率以及相应过程中的半波损失造成的角动量变化,利用边界条件分别求出 o 光和 e 光的反射系数和透射系数。

入射光偏振方向垂直于入射面的部分与 o 光对应,其反射系数、透射系数分别为

$$r_o = \frac{n_i \cos \theta_i - n_o \cos \theta_t}{n_i \cos \theta_i + n_o \cos \theta_t} \quad (10)$$

$$t_o = \frac{2n_i \cos \theta_i}{n_i \cos \theta_i + n_o \cos \theta_t} \quad (11)$$

式中 n_i 为光束入射前介质的折射率, θ_i 为入射角, θ_t 为折射角。

入射光偏振方向平行于入射面的部分与 e 光对应,其反射系数和透射系数分别为

$$r_e = \frac{\cos \theta_i - \frac{n_o \cos (\theta_{te} + \alpha)}{n_{et} \cos \alpha}}{\cos \theta_i + \frac{n_o \cos (\theta_{te} + \alpha)}{n_{et} \cos \alpha}} \quad (12)$$

$$t_e = \frac{n_o (\cos \theta_i + \cos \theta_r)}{n_{et} \cos \alpha \cos \theta_r + n_o \cos \theta_{ts}} \quad (13)$$

式中 θ_r 为反射角, θ_{te} 为折射光波矢的方向与晶面内法线的夹角, θ_{ts} 为折射光光线方向与晶面内法线的夹角, α 为光束波矢方向与能流方向的夹角, n_{et} 为 e 光的折射率。

在光束传播方向单位面积的角动量通量为^[18]

$$\mathbf{L}_f = \frac{i c \epsilon_0}{2 \omega} (E_x E_y^* - E_x^* E_y) \mathbf{n} \quad (14)$$

进一步推导得到光束入射到晶面发生反射的过程中单位面积上角动量通量的变化量为

$$\Delta \mathbf{L}_f = -\mathbf{L}_{fr} - (\mathbf{L}_{fi} - \mathbf{L}_{ft}) \quad (15)$$

式中 \mathbf{L}_{fi} 、 $-\mathbf{L}_{fr}$ 、 \mathbf{L}_{ft} 分别表示晶面单位面积入射光、反射光以及透射光的角动量通量。

因此晶体微粒单位面积上的扭转力矩为

$$\tau_r = -\Delta \mathbf{L}_f = \frac{c \epsilon_0}{\omega} E_{ox} E_{oy} \sin \sigma (1 - t_e t_o + r_e r_o) \mathbf{k} \quad (16)$$

经计算可知晶体内部多次反射中的能量变化是光束在第一个界面反射时的 $10^{-3} \sim 10^{-4}$ 倍,因此可忽略光束在晶体内部多次反射、折射的影响,则

$$I_t = I_{ix} (1 - r_o^2) + I_{iy} (1 - r_e^2) \quad (17)$$

将式(17)代入式(3)得到

$$\tau_t = (\sigma_{\text{zout}} - \sigma_{\text{zin}}) \frac{I_{ix} (1 - r_o^2) + I_{iy} (1 - r_e^2)}{\omega} \quad (18)$$

在粘性流体中,旋转的晶体微粒必然受到流体粘滞阻力力矩的作用,且该力矩与晶体微粒的旋转角速度 Ω 成比例,设比例系数为 D ,因此晶体微粒旋转时其单位面积所受到的总力矩为

$$\tau_{\text{total}} = \tau_r + \tau_t - D\Omega \quad (19)$$

对于圆盘状晶体微粒 $D = 32\mu r^3/3$,其中 r 为微粒半径, μ 为液体的粘滞系数。

将式(8)、(9)、(16)、(18)代入式(19)中得

$$\begin{aligned} \tau_{\text{total}} = & \frac{c \epsilon_0}{\omega} E_{ox} E_{oy} \sin \sigma (1 - t_e t_o + r_e r_o) + \\ & \left\{ \frac{2|E_{ox}| |E_{oy}|}{|E_{ox}|^2 + |E_{oy}|^2} \sin \left[\sigma + kd \left(\frac{n_e}{\cos \alpha} - n_o \right) \right] - \right. \\ & \left. \frac{2|E_{ox}| |E_{oy}|}{|E_{ox}|^2 + |E_{oy}|^2} \sin \sigma \right\} \cdot \left[\frac{I_{ix} (1 - r_o^2)}{\omega} + \right. \\ & \left. \frac{I_{iy} (1 - r_e^2)}{\omega} \right] - \frac{32\mu r^3}{3} \cdot \Omega \end{aligned} \quad (20)$$

式(20)表明,随着晶体微粒旋转角速度的增加,其粘滞阻力力矩最终将与光束对其产生的扭转力矩平衡使得晶体微粒合力矩为零,即 $\tau_{\text{total}} = 0$,从而实现晶体微粒的持续恒定转动。

若入射光满足 $E_y = E_x \exp(i\sigma)$,可得到晶体微粒的旋转角速度为

1) 负晶体

$$\Omega = \frac{3I_i}{64\mu\omega r^3} \{ [\sin \sigma (1 - t_e t_o + |r_e r_o|)] + [\sin (\sigma + kd \left(\frac{n_e}{\cos \alpha} - n_o \right)) - \sin \sigma] \cdot (2 - r_o^2 - r_e^2) \} \quad (21)$$

2) 正晶体

$$\Omega = \frac{3I_i}{64\mu\omega r^3} \{ [\sin \sigma (1 - t_e t_o - |r_e r_o|)] + [\sin (\sigma + kd \left(\frac{n_e}{\cos \alpha} - n_o \right)) - \sin \sigma] \cdot (2 - r_o^2 - r_e^2) \} \quad (22)$$

2 模拟分析

为检验所建立理论模型的合理性,使用 Matlab 7.1 对碳酸钙晶体 (CaCO_3)、石英晶体 (SiO_2) 微粒的光致旋转进行模拟计算,并进一步与已有的实验结果进行对比验证。

设定参数如下:入射光为激光波长 650 nm、功率在 0~60 mW 之间的可见光,实验温度为 16 °C 时液体

粘滞系数为 $\mu=1.18 \times 10^{-3} \text{ N/m}^2 \text{ s}$, CaCO_3 晶体折射率为 $n_o=1.6557, n_e=1.48515$, SiO_2 晶体折射率为 $n_o=1.5427, n_e=1.5518$.

归一化反射贡献率是光束在晶面反射过程中引起的晶体微粒旋转角速度的变化量占晶体微粒旋转速度总变化量的百分比. 在晶体微粒旋转过程中, 光束在晶面反射对微粒旋转频率的贡献率与以下因素有关.

1) 当晶体微粒半径增大或减小时, 归一化反射贡献率是一个确定值.

2) 偏振光两分量即 o 光和 e 光的位相差 $kd\left(\frac{n_e}{\cos \alpha} - n_o\right)$ 取值使双折射部分产生的力矩与反射部分的力矩相比较小时, 归一化反射贡献率很大; 除此之外, $kd\left(\frac{n_e}{\cos \alpha} - n_o\right)$ 连续取值时, 归一化反射贡献率小幅度、周期性波动, 且归一化反射贡献率小于 5%.

3) 随着晶体微粒厚度 d 变化, 晶面反射对微粒旋转频率的归一化反射贡献率变化曲线如图 2, 由图可知, 晶面反射的归一化反射贡献率随着微粒厚度的不同呈周期性变化, 且波动范围在 16% 以下, 在 $d=4 \mu\text{m}, 8 \mu\text{m}, \dots$ 附近, 归一化反射贡献率达到 16%, 可见其对晶体微粒总旋转频率的影响较大, 即为式 (20) 的第一项所产生的影响. 可见将光束在晶面反射时对微粒旋转频率的贡献考虑进去十分必要.

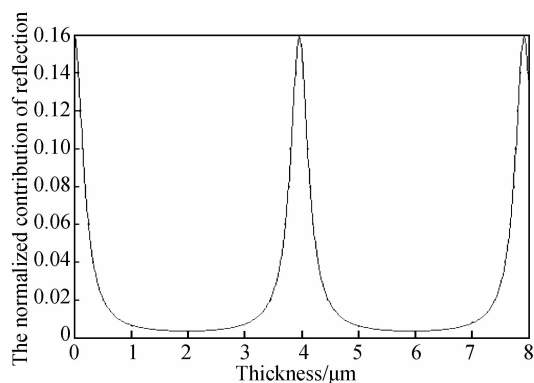


图 2 晶面反射对微粒旋转频率的归一化反射贡献率随微粒厚度的变化规律
Fig. 2 The pattern of the normalized contribution of reflection induced rotation of particle by different thickness of particle

如图 3 所示, 入射光为圆偏振光, 且微粒半径和厚度等条件给定时, 微粒的旋转频率与激光功率成正比, 这与文献[4]中的实验结果一致, 相同的实验结果也已在文献[6-8]中通过验证.

图 4 表示晶体微粒旋转频率与微粒半径的三次方成反比关系, 微粒的半径越大, 其旋转频率越小^[11]. 比较图 3 和 4 中的两条曲线, 在相同条件下 SiO_2 微粒的旋转频率远小于 CaCO_3 微粒, 由式 (21)、(22) 也可以看出, 这是由于不同晶体的 o 光、e 光的折射率不同而

导致.

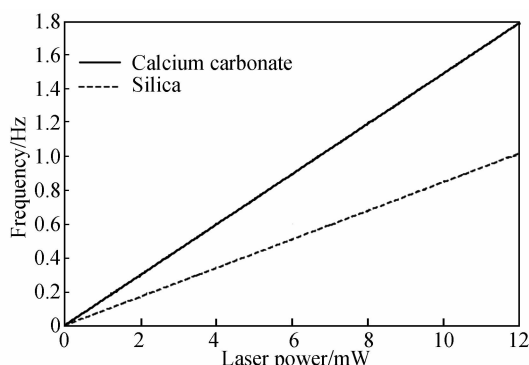


图 3 晶体微粒旋转频率受激光功率影响的关系曲线
Fig. 3 The curve of the frequency of calcium carbonate, which affected by laser power

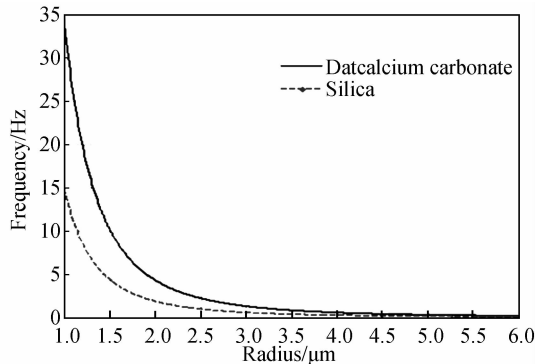


图 4 晶体微粒旋转频率与其半径的关系曲线
Fig. 4 The relationship between frequency and radius of calcium carbonate

如图 5, 在偏振光互相垂直的两个分量 o 光和 e 光振幅相等但位相差不同时, 晶体微粒旋转频率按照正弦曲线周期性变化, 并且晶体微粒旋转方向存在顺时针和逆时针两种情况. 与以往所建立的理论模型^[4]的不同之处在于: 1) 在偏振光两分量的位相差为 0 或 π , 即入射光为线偏振光时, CaCO_3 微粒沿顺时针方向旋转, 而 SiO_2 微粒则沿逆时针方向旋转, 且旋转速度缓慢; 2) 微粒旋转频率取最大值的条件, 也不是以往的入射光为圆偏振光^[8], 而是偏振光两分量的位相差略大

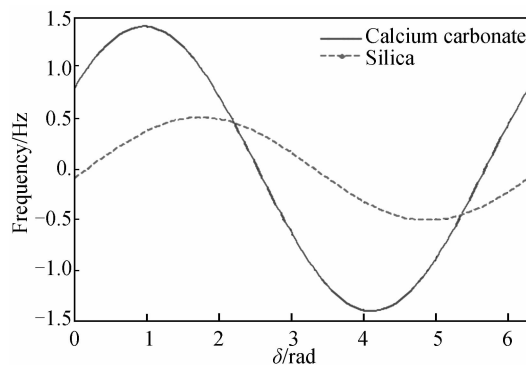


图 5 晶体微粒旋转频率与偏振光位相差的关系曲线
Fig. 5 The relationship between rotation frequency of calcium carbonate and phase difference of polarized beam

于或小于 $\pi/2$ 的奇数倍,具体取值由晶体微粒的材质决定。

由式(20)可知,晶体微粒厚度与其旋转频率存在正弦函数的关系,当晶体微粒厚度满足 $kd\left(\frac{n_e}{\cos\alpha} - n_o\right) = 2n\pi$, ($n = 0, 1, 2, \dots$) 时,式(20)为 $\tau_{\text{total}} = \tau_r$,此时只剩下光束入射到晶体表面反射光所产生的扭转力矩的作用;当晶体微粒厚度满足 $d = [(2n\pi - \pi/2) - \sigma]/kd(n_e/\cos\alpha - n_o)$, ($n = 0, 1, 2, \dots$) 时,晶体微粒的旋转频率达到极大值,如图6,但无论晶体微粒厚度取何值,其旋转频率永远大于零。

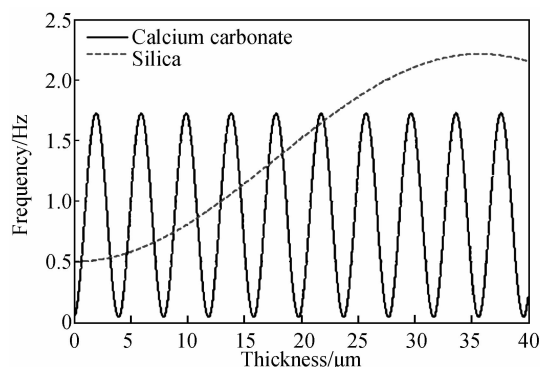


图6 晶体微粒旋转频率与其厚度的关系

Fig. 6 The relationship between frequency and thickness of calcium carbonate

分析图6,如果扩大 SiO_2 微粒厚度的取值范围,也可以得到正弦函数的关系曲线,但考虑到实验中所取 SiO_2 微粒越大,其所受到的粘滞阻力力矩越大,从而 SiO_2 微粒的旋转角速度大小不能满足光驱动微机械马达的实际需要,在此只对实验中的合适厚度范围进行取值和模拟。

依据理论分析结果,对单轴晶体微粒光致旋转应用于机械转子进行优化设计,主要目的是提高机械转子的旋转频率,所用激光器的激光功率应取 $50 \text{ mW} \sim 1 \text{ W}$ 之间(见图3),具体取值可根据实际所需确定;与 SiO_2 晶体微粒相比, CaCO_3 晶体微粒旋转频率的振幅值要偏大(见图5),因此选用 CaCO_3 晶体微粒作为机械转子较合适; CaCO_3 晶体微粒的半径越小其对应旋转频率越高(见图4),但由于布朗运动的影响,太小的微粒旋转状态不稳定,因此取其半径为 $1 \sim 3 \mu\text{m}$ 较合适; CaCO_3 晶体微粒的厚度取为 $1 \sim 3 \mu\text{m}$ (见图6)较合适。且与已有的实验结果^[4,6-8,14] 相比较符合。

3 结论

偏振光在晶体表面的反射,以及晶体光轴与晶面的夹角随晶体材质变化等因素,均对晶体微粒旋转频率的影响起到了不可忽视的作用。对于天然的 CaCO_3 和 SiO_2 晶体,晶体光轴与晶面夹角一般不为零。为此本文建立了更加精确合理的理论模型,这与以往只取

晶体光轴与晶面平行的特殊情况所建立的理论模型有所不同^[4]。

新构建的理论模型考虑了偏振光束在晶面的反射和晶体内部的双折射以及晶体光轴与晶面夹角不为零等因素;通过对所构建的理论模型进行模拟分析与已有的实验结果对比可知,所得模拟结果与实验结果十分吻合,这为精确测定晶体微粒旋转频率提供了可靠的理论基础;依据该理论分析结果,对晶体微粒旋转进行了优化设计,其结论对晶体转子的选材及光驱动微机械马达的设计有一定的指导意义。同时,也为微观范围内精确测量液体粘滞系数,研究液体性质提供了重要的手段和方法。

参考文献

- [1] BETH R A. Mechanical detection and measurement of the angular momentum of light[J]. *Physical Review*, 1936, **50**: 115-125.
- [2] DHOLAKIA K, SPALDING G, MACDONALD M. Optical tweezers; the next generation[J]. *Physics World*, 2002, **10**: 31-35.
- [3] SIMPSON N B, DHOLAKIA K, ALLEN L, et al. Mechanical equivalence of spin and orbital angular momentum of light: an optical spanner [J]. *Optics Letters*, 1997, **22**(1): 52-54.
- [4] FRIESE S M E J, NIEMINEN T A, HECKENBERG N R, et al. Optical alignment and spinning of laser-trapped microscopic particles[J]. *Nature*, 1998, **394**: 348-350.
- [5] FRIESE M E J, RUBINSZTEIN-DUNLOP H. Optically driven micro-machine elements[J]. *Applied Physics Letters*, 2001, **78**: 547-549.
- [6] SUN Yu-fen, LI Yin-mei, LOU Li-ren. Optical rotation of crystal CaCO_3 micro-particle in optical tweezers [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2005, **32**(3): 315-318.
孙玉芬,李银妹,楼立人. 光阱中 CaCO_3 晶体微粒的光致旋转. *中国激光*, 2005, **32**(3): 315-318.
- [7] GAO Qiu-juan, ZHU Yan-ying, SHI Jin-shan, et al. Rotation of particles by using the beam with spin angular momentum [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2008, **35**(10): 1505-1509.
高秋娟,朱艳英,史锦珊,等. 利用具有自旋角动量的光束实现微粒的旋转[J]. *中国激光*, 2008, **35**(10): 1505-1509.
- [8] LEI Ming, YAO Bao-li. Experimental and theoretical studies of optically driven rotation of calcium carbonate particles[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2007, **36**(5): 816-819.
雷铭,姚保利. 碳酸钙微粒光致旋转的实验和理论研究[J]. *光子学报*, 2007, **36**(5): 816-819.
- [9] GUAN Xiao-wei, ZHU Yan-ying, WEI Yong, et al. Analysis of the thickness effect on angular velocity of optical rotation of the crystal particle[J]. *Lasers & Infrared*, 2010, **40**(4): 358-360.
管晓微,朱艳英,魏勇,等. 晶体微粒光致旋转的角速度受其厚度影响分析[J]. *激光与红外*, 2010, **40**(4): 358-360.
- [10] ZHU Yan-ying, WEI Yong, DOU Hong-ying, et al. Effect of incident light ellipticity on the crystal particle rotation speed [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2012, **41**(12): 3406-3409.
朱艳英,魏勇,窦红星,等. 入射光椭圆度对晶体微粒旋转角速度的影响[J]. *红外与激光工程*, 2012, **41**(12): 3406-3409.
- [11] ZHANG Jing-chao, ZHU Yan-ying, DOU Hong-xing, et al. Analysis of radius effect on optical rotation of birefringent crystal particles [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2012,

- 41(1):155-159.
张景超,朱艳英,窦红星,等. 双折射晶体微粒光致旋转受其半径影响分析[J]. 红外与激光工程,2012,41(1):155-159.
- [12] VINCENT L Y LOKE, TIMO A, NIEMINEN, *et al.* Modelling optical micro-machines [C]. 9th International Conference on Electromagnetic and Light Scattering by Non-Spherical Particles; Theory, Measurements, and Applications, 2006:163-166.
- [13] ZHU Yan-ying, JIN Li-li, XU Yao-yun, *et al.* Experimental study of micro particle rotation driven dual light sources and dual optical trap method[J]. *Journal of Optoelectronics • Laser*,2012,23(7):1338-1342.
朱艳英,靳李丽,许耀云,等. 双光源双光阱法驱动微型粒子旋转的实验研究[J]. 光电子·激光,2012,23(7):1338-1342.
- [14] LONG T. Research on the optical characteristics of one-dimensional photonic crystal of the materials of positive and negative refractive index[C]. Electronics and Optoelectronics (ICEOE),2011 International Conference on. IEEE,2011,4:380-384.
- [15] XI Feng, HU Li. Research on one-dimensional rectangular photonic crystal with positive and negative index materials [J]. *Laser Journal*,2012,33(2):27-28.
席锋,胡莉. 正负材料的一维矩形光子晶体特性研究[J]. 激光杂志,2012,33(2):27-28.
- [16] RAJPUT M, SINHA R K. Broad angle and frequency tunable photonic crystal-polarization beam splitter based on negative refraction: Transition from right-handed to left-handed medium[J]. *Optica Applicata*,2011,61(1):29-40.
- [17] WANG J J, ZHU Z P, LU L Z, *et al.* Transmission of elliptically polarized waves through 1-D anisotropic photonic crystals[J]. *Laser Technology*,2012,36(6):818-821.
- [18] NIEMINEN T A, RUBINSZTEIN-DUNLOP H, HECKENBERG N R. Angular momentum generation by scattering : alignment and rotation of microobjects[C]. 6th Conference on Electromagnetic and Light Scattering by Nonspherical Particles; Theory, Measurements, and Applications, 2002:239-242.