

高斯光束中吸收双层球形微粒的横向光俘获^{*}

张艳峰^{1)†} 李玉栋^{1)‡} 赵立华¹⁾ 刘洪冰¹⁾
陈 靖¹⁾ 崔国新¹⁾ 许京军^{1)‡} 孙 骞^{1)‡}

1) 教育部弱光非线性光学重点实验室, 南开大学, 天津 300457)

2) 天津市光子学材料与技术重点实验室, 南开大学, 天津 300071)

3) 中欧工程师学院, 中国民航大学, 天津 300300)

(2008 年 3 月 30 日收到, 2008 年 5 月 27 日收到修改稿)

为了研究吸收双层球形微粒的横向光俘获, 基于几何光学模型提出了双层带吸收球形微粒的光俘获模型, 对 TEM_{00} 模式高斯光束照射下外层有光吸收的双层电介质球形微粒受到的横向光俘获力进行了数值模拟, 取得了光俘获力特性的一系列结果. 结果显示, 双层球形微粒的外层吸收系数对包括稳态俘获位置、峰值强度、稳态俘获的刚度等光俘获特性有很大影响. 此外, 内外径的比率对吸收双层球形微粒的光俘获特性也有调制性的影响. 在一定条件下, 带吸收的双层球形微粒可以被俘获在光轴上, 也可能被俘获在中心在光轴上的圆环上.

关键词: 光俘获, 几何光学模型, 高斯光束, 吸收双层球

PACC: 4225B, 4225F, 4262

1. 引 言

自从 1986 年 Ashkin 等人实现了单光束俘获^[1]以来, 光俘获就被广泛应用于生物、医药、微操控和许多其他领域^[2-7]. 在研究光俘获时, 一般被俘获的样品被假定为球形的, 并且它的吸收常常被忽略. 然而, 实际物体的形状和折射率分布多种多样, 并不是完全理想的球对称, 例如细胞就是具有分层结构的微粒. 而且在光同物体的相互作用中, 光吸收是很普遍的现象. 因此, 人们相继对考虑光吸收的光俘获情况以及具有多层结构的微粒的光俘获情况开展了研究. Friese 等人通过实验实现了衬底辅助下的单层吸收球形微粒的光俘获^[8-10]. Chaumet 等人研究了吸收纳米微粒的光俘获理论^[11]. 这些工作丰富了吸收球形微粒的光俘获研究. Chang 等人提出了球对称折射率的多层球模型来模拟微米级细胞的光俘获^[12]. 姚新程等人计算了双层大尺寸粒子的光作用力^[13]. 他们利用的是均匀光近似, 这对于多数俘获光束都是很粗略的近似. 李海英等结合广义米氏理

论推导了二维高斯波束入射到多层球粒子的电磁散射的解析解^[14]. 他们的模型没有考虑光吸收. 韩一平等入计算了广义米氏理论下高斯波束对多层球形粒子的辐射俘获力, 讨论了吸收系数对多层球形粒子的轴向俘获力的影响^[15]. 目前还很少有系统讨论吸收双层球形微粒的光俘获特性的工作.

我们在几何光学模型基础上研究了聚焦 TEM_{00} 模高斯光中的吸收双层球形微粒受到的横向光俘获情况. 我们发展了更适合于有光吸收的双层电介质的模型. 我们对于微粒的外层是线性吸收的但内层无光吸收的典型情况进行了数值模拟. 结果显示吸收的双层球形微粒的光俘获特性受微粒的吸收系数、内外层半径比和微粒中心的位移的影响. 利用模拟的结果对俘获条件的典型参数和基本条件进行了分析.

2. 理 论

由于我们讨论的双层球形微粒为几微米左右大小, 这比一般的光波长大很多, 所以采用几何光学模

^{*} 天津市自然科学基金(批准号 J06TJJC13500)、国家重点基础研究发展计划(批准号 2007CB307003)资助的课题.

[†] E-mail: dr. zhangyanfeng@yahoo.com.cn

[‡] 通讯联系人. E-mail: yudongli@nankai.edu.cn

型来计算其受到的光俘获力比较合适。

2.1. 吸收双层球形微粒在几何光学模型下的光俘获力模型

图 1 显示了入射在吸收双层球形微粒的光线传播的示意图。由于吸收，光子流将随着在球内传播而减少。我们假定 r_1, r_2 分别是线性吸收双层球形微粒的内外层半径。 n_{o1} 和 n_{i1} 分别是外层和内层的折射率。 n_{md} 是周围介质的折射率。 α_1, α_2 分别是外层和内层的吸收系数。入射点处的法线单位向量为 n^0 。 k^0 和 d^0 分别代表入射光的单位方向矢量和在入射面内与之正交的单位矢量。光线在微粒与周围介质的

边界以及微粒的内外层的边界反射和折射，各分界面的入射角和折射角如图 1 所示，在内边界和外边界反射率分别为 R_1 和 R_2 。我们用 $p_{A,B,C}$ 表示处于不同位置的光子流携带的动量。其中， A 取 i 或 o ， B 取 1 或 2，分别代表在界面处入射和出射； C 取 1 或 2，分别代表光子动量发生改变的边界在内层和外层交界，及外层和环境的边界； C 取 $i1, o1, md$ ，分别代表内层、外层和周围介质，即光子所在的边界。例如， $p_{i,2,md}$ 和 $p_{o,2,md}$ 分别代表了在环境介质中，入射到外层和环境的边界和从此边界出射的光子流的动量，实际上它们就是 $p_{in} h/\lambda$ 和 $p_{out} h/\lambda$ 。

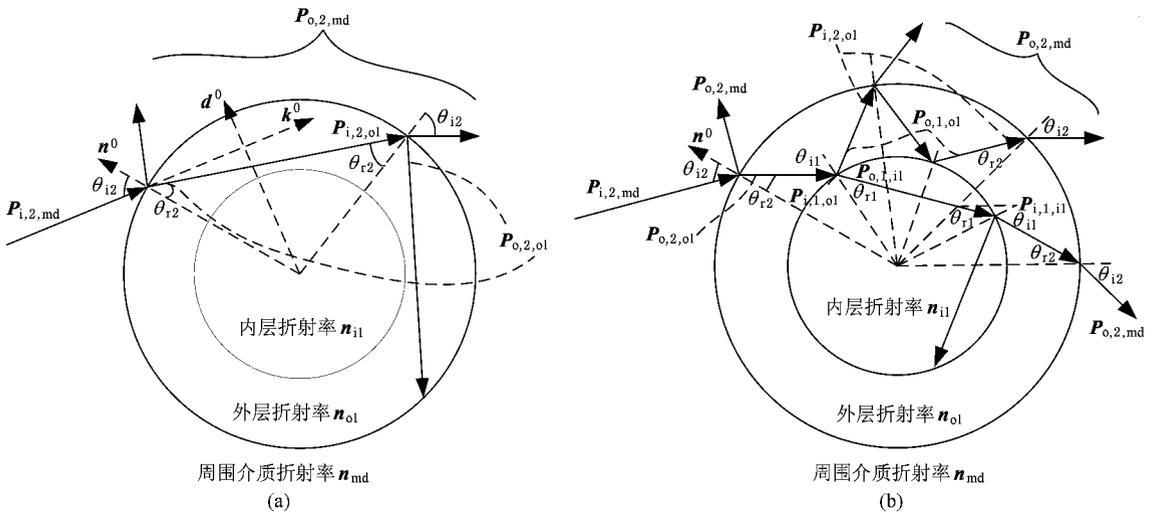


图 1 光线在吸收双层球形微粒中的传播示意图 (a) 光线只通过外层 (b) 光线通过内外层

为了推导的方便，我们引入动量流的复数标记：用实部和虚部分别代表动量流沿着 k^0 和 d^0 方向的两个分量。^[12,13] 根据几何光学定律和球对称性，我们可以得出在两个界面上入射与出射动量 $p_{A,B,C}$ (A, B, C 的取值参考上文) 之间满足的关系，从而得到 $p_{i,2,md}$ 和 $p_{o,2,md}$ 之间，即 $p_{in} h/\lambda$ 和 $p_{out} h/\lambda$ 的关系，进而得到双层球形微粒受到的俘获力的合力在 ξ 方向的分量的表达式^[2,12]

矩阵 M 的矩阵元^[12]。

在我们的研究中， $n_{md} < n_{o1} < n_{i1}$ ，这时光在分界面不可能发生全内反射。光线在双层球中的传播可以分成两种情况。

1) 如果 $\sin(\theta_{r2}) \geq r_1/r_2$ ，如图 1(a) 所示。入射辐射只穿过微粒的外层。根据图 1(a)， $p_{i,2,md}, p_{o,2,md}, p_{i,2,o1}$ 以及 $p_{o,2,o1}$ 之间的关系式和光吸收的 Beer-Lambert 定律，有下列表达式成立：

$$F_{\xi} = \int_{\Omega} \frac{h}{\lambda} (\mathbf{p}_{in} - \mathbf{p}_{out}) \cdot \mathbf{e}_{\xi}^0 dA \cos(\theta_{i2})$$

$$= \int_{\Omega} p_{in} \frac{h}{\lambda} \cdot \left[\text{Re} \left(1 - \frac{M_{21} + M_{22}}{M_{11} + M_{12}} \right) \mathbf{k}^0 - \text{Im} \left(\frac{M_{21} + M_{22}}{M_{11} + M_{12}} \right) \mathbf{d}^0 \right] \cdot \mathbf{e}_{\xi}^0 dA \cos(\theta_{i2}), \quad (1)$$

$$\begin{pmatrix} p_{i,2,md} \\ p_{o,2,md} \end{pmatrix} = M_2 \begin{pmatrix} p_{o,2,o1} \\ p_{i,2,o1} \end{pmatrix}, \quad (2a)$$

$$\begin{pmatrix} p_{o,2,o1} \\ p_{i,2,o1} \end{pmatrix} = T_{S_2} \begin{pmatrix} p_{o,2,md} \\ p_{i,2,md} \end{pmatrix}, \quad (2b)$$

其中

$$M_2 = \frac{1}{1 - R_2}$$

其中 M_{ij} ($i, j = 1, 2$) 为 $p_{i,2,md}$ 和 $p_{o,2,md}$ 之间的复变换

$$\times \begin{pmatrix} \exp[i \cdot (\theta_{i2} - \theta_{r2})] & R_2 \exp[i \cdot (\theta_{i2} + \theta_{r2})] \\ -R_2 \exp[-i \cdot (\theta_{i2} + \theta_{r2})] & (1 - R_2) \exp[-i \cdot (\theta_{i2} - \theta_{r2})] \end{pmatrix},$$

$$T_{S_2} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \exp(-\alpha_2 d_2) \end{pmatrix}.$$

这里 $d_2 = 2r_2 \cos(\theta_{r2})$. 所以 $p_{i2 \text{ and}}$ 和 $p_{o2 \text{ and}}$ 之间的变换矩阵 $M = M_2 T_{S_2}$.

2) 如果 $\sin(\theta_{r2}) < r_1/r_2$, 光线会入射到微粒的内层, 如图 1(b) 所示. 那么根据光吸收的 Beer-Lambert 定律 除了 $p_{i2 \text{ and}}, p_{o2 \text{ and}}, p_{i2 \text{ and}}$ 以及 $p_{o2 \text{ and}}$ 之

$$\text{Tr} = \begin{pmatrix} \exp(\alpha_2 l) & 0 \\ 0 & \exp(-\alpha_2 l) \end{pmatrix},$$

$$M_1 = \frac{1}{1 - R_1} \begin{pmatrix} \exp[i \cdot (\theta_{i1} - \theta_{r1})] & R_1 \exp[i \cdot (\theta_{i1} + \theta_{r1})] \\ -R_1 \exp[-i \cdot (\theta_{i1} + \theta_{r1})] & (1 - R_1) \exp[-i \cdot (\theta_{i1} - \theta_{r1})] \end{pmatrix},$$

$$T_{S_1} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \exp(-\alpha_1 d_1) \end{pmatrix}.$$

这里 $l = r_2 \cdot \sin(\theta_{i1} - \theta_{r1}) \sin(\theta_{i1}), d_1 = 2r_1 \cos(\theta_{r1})$. 所以可以得到 $p_{i2 \text{ and}}$ 和 $p_{o2 \text{ and}}$ 之间的变换矩阵 $M = M_2 \text{Tr} M_1 T_{S_1}$.

综合以上推导过程 不同条件下 M 的表达式为

$$M = \begin{cases} M_2 T_{S_2}, & \sin(\theta_{r2}) \geq r_1/r_2, \quad (4a) \\ M_2 \text{Tr} M_1 T_{S_1}, & \sin(\theta_{r2}) < r_1/r_2. \quad (4b) \end{cases}$$

2.2. 双层球形微粒在 TEM₀₀ 模高斯光束中的光俘获力计算

为了便于计算俘获力表达式(1), 我们建立了坐标系 如图 2 所示. 我们设 TEM₀₀ 高斯光束的束腰中心为坐标原点 $O(0, 0, 0)$, 光束的对称轴为 z 轴. 由于对称性我们选取 x 轴使得球心 C 位于 x - O - z 平

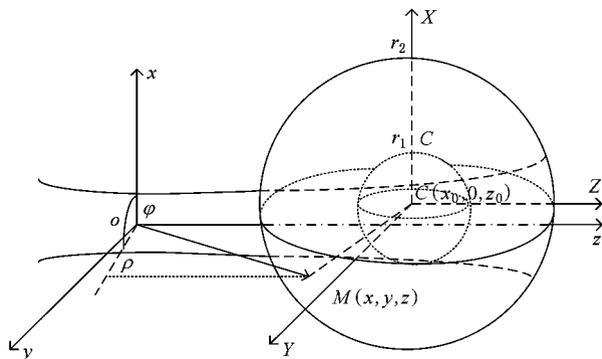


图2 吸收双层球形微粒在聚焦 TEM₀₀ 模式高斯光束中的坐标系

间的关系式(2a), $p_{i2 \text{ and}}, p_{o2 \text{ and}}, p_{i1 \text{ and}}, p_{o1 \text{ and}}$ 的关系式和 $p_{i1 \text{ and}}, p_{o1 \text{ and}}, p_{i1 \text{ and}}$ 以及 $p_{o1 \text{ and}}$ 之间的关系式为

$$\begin{pmatrix} p_{i2 \text{ and}} \\ p_{o2 \text{ and}} \end{pmatrix} = \text{Tr} \begin{pmatrix} p_{i1 \text{ and}} \\ p_{o1 \text{ and}} \end{pmatrix}, \quad (2c)$$

$$\begin{pmatrix} p_{i1 \text{ and}} \\ p_{o1 \text{ and}} \end{pmatrix} = M_1 \begin{pmatrix} p_{o1 \text{ and}} \\ p_{i1 \text{ and}} \end{pmatrix}, \quad (3a)$$

$$\begin{pmatrix} p_{o1 \text{ and}} \\ p_{i1 \text{ and}} \end{pmatrix} = T_{S_1} \begin{pmatrix} p_{o1 \text{ and}} \\ p_{i1 \text{ and}} \end{pmatrix}, \quad (3b)$$

其中

面内. 因此微粒的中心的坐标可以表示成 $(x_0, 0, z_0)$. 为了便于后面的计算, 我们在图 2 中还建立的相对应的柱面坐标系统, 在直角坐标系中的点 $M(x, y, z)$ 其柱面坐标为 (ρ, θ, φ) .

根据电磁理论, 入射到 $M(x, y, z)$ 的电磁波的动量密度等于 $\epsilon_0 n_{\text{ml}}^2 |E|^2$ (2c). 因此入射到球形微粒表面一点 $M(x, y, z)$ 的动量流 $p_{\text{in}} h/\lambda$ 根据文献 [16] 的(10)式可以计算. 根据图中几何关系和 Snell 定律, 入射角和折射角可以从下式中计算出^[12,16]:

$$\begin{aligned} \cos \theta_{i2} &= -(\mathbf{k}^0 \cdot \mathbf{n}^0) \\ &= -t \sqrt{[(x - x_0)^2 + y^2 + (z - z_0)^2]^2}, \end{aligned} \quad (5a)$$

$$\sin(\theta_{i2}) \sin(\theta_{r2}) = n_{\text{ol}}/n_{\text{ml}}, \quad (5b)$$

$$\sin(\theta_{i1}) r_2 = \sin(\theta_{r2}) r_1, \quad (5c)$$

$$\sin(\theta_{i1}) \sin(\theta_{r1}) = n_{\text{il}}/n_{\text{ol}}, \quad (5d)$$

其中 $\mathbf{k}_0 = (k_x^0, k_y^0, k_z^0)$ 和 $\mathbf{d}^0 = (d_x^0, d_y^0, d_z^0)$ 可以根据文献 [13] 中的(11)和(12)式得到.

根据 Fresnel 公式^[17], 可以得到反射率 $R_{(2)}$ 如下:

$$R_{(2)} = \frac{1}{2} \left[\frac{\sin^2(\theta_{i(2)} - \theta_{r(2)})}{\sin^2(\theta_{i(2)} + \theta_{r(2)})} + \frac{\tan^2(\theta_{i(2)} - \theta_{r(2)})}{\tan^2(\theta_{i(2)} + \theta_{r(2)})} \right]. \quad (6)$$

把(4)-(6)式, 代入(1)式得到高斯光束中吸收

双层球形微粒受到的横向俘获力 F_x , 即

$$F_x = \int_0^{2\pi} \int_{g(\theta)} \frac{2n_m P}{\pi c w^2(z)} \times \exp\left[-\frac{\chi(x^2 + y^2)}{w^2(z)}\right] r_2^2 \cos(\theta_{12}) \times \left[\operatorname{Re}\left(1 - \frac{M_{21} + M_{22}}{M_{11} + M_{12}}\right) h_x^0 - \operatorname{Im}\left(\frac{M_{21} + M_{22}}{M_{11} + M_{12}}\right) d_x^0 \right] \sin\theta d\theta d\phi, \quad (7)$$

这里 $g(\theta)$ 是积分的限制条件, 表示成 $k^0 \cdot (-n^0) \geq 0$. 由于对称性我们改用极坐标进行积分(参见图 2). 极坐标和直角坐标的转换关系如下:

$$\begin{aligned} x &= x_0 + r_2 \sin\theta \cos\phi, \\ y &= r_2 \sin\theta \sin\phi, \\ z &= z_0 + r_2 \cos\theta. \end{aligned}$$

3. 数值结果和讨论

由于光俘获力的表达式不能够表示成解析形式, 我们对其进行数值模拟. 在数值模拟中, 设入射的 TEM₀₀ 模高斯光束的功率 P 为 1.0 mW, 束腰半径 ω_0 、真空中波长 λ_0 和双层球形微粒的外半径 r_2 分别为 0.2 μm 、0.488 μm 和 6.00 μm . 双层球形微粒的内层折射率 n_{i1} 、外层折射率 n_{o1} 和周围介质折射率 n_{m1} 分别设为 1.39、1.37 和 1.33. 双层球形微粒内外径的比值设为 $g = r_1/r_2$.

图 3 显示外层吸收系数为 α 、内层无吸收的双层球形微粒的横向光俘获的不同情况, 同时给出了非吸收双层球形微粒的情况作为比较. 这里 $z_0 = 0$, $g = 0.8$. 曲线上对应 $F_x = 0$ 且 $\partial F_x / \partial x_0 |_{F_x=0} < 0$ 的点是光阱的稳定俘获点. 根据这一判据, 图 3 中四条曲线的稳定俘获点的数目分别是 1、3、2 和 1. 如图 3 所示, 随着双层球形微粒外层吸收系数的增加, 光轴以外开始出现稳定俘获点, 但同时光轴上的稳定俘获点也趋于消失. 特别地, 光轴外的稳定俘获位置对称分布在光轴两侧. 考虑到坐标系统的旋转对称性, 这两个关于光轴对称的点代表一个中心在光轴上、法线平行于光轴的俘获圆.

根据图 3 中有吸收和无吸收情况的对比分析可以看出, 双层球形微粒的吸收对横向光俘获的情况有巨大的影响. 当外层吸收系数增加时, 由于吸收传给微粒的动量增加, 但因为折射传给微粒的动量减小, 结果导致因吸收产生的光学力增加, 而因折射产

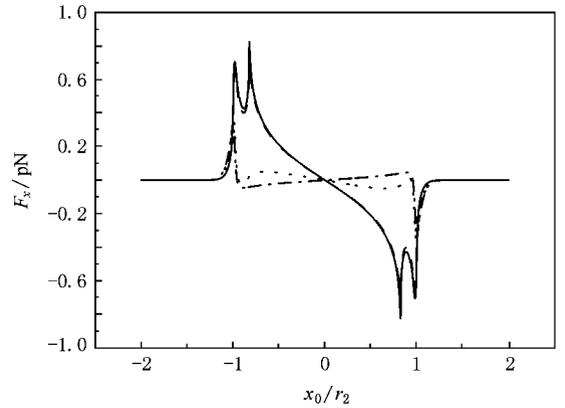


图 3 不同吸收系数的双层球形微粒受到的横向俘获力 F_x 同归一化横向偏移量 x_0/r_2 的关系曲线. 实线、虚线、点线和点划线分别对应于 α 等于 0、0.01 μm^{-1} 、0.5 μm^{-1} 和 10.0 μm^{-1} 的不同情况. 这里 $z_0 = 0$ 且 $g = 0.8$

生的光学力减小. 但是这两种不同光学力的方向不同. 正是吸收同折射的影响之间的竞争使得稳定俘获的位置发生移动.

从图 3 可以看出, 当双层球形微粒的外层吸收系数不大时, 点 $x_0 = 0$ 的稳定俘获位置仍然存在, 这同图 3 中非吸收的情况相似. 双峰是双层球形微粒的横向光俘获力曲线的典型特征^[12]. 对于外层吸收系数小的情况, 双峰仍然存在. 但是随着 α 的增加, 它们趋于减少为一个峰. 我们进一步研究了双峰随 α 的增加变化的情况. 图 4(a)、(b) 显示 $z_0 = 0$ 时横向光俘获力曲线的内峰和外峰对 α 的依赖关系. 从图 4(a)、(b) 可以发现, 内峰和外峰随 α 的增加而减少. 内峰和外峰的强度之比 γ 也随着 α 而改变. 我们研究了不同 g 值的情况, 在图 4(c) 给出了数值模拟的结果. 从图 4(c) 可以看出, 比率 γ 随着 α 的增加而减小. 而对于相同的 α , g 越大, γ 越大.

根据图 3 和图 4, 当双层球形微粒的外层吸收系数足够大时, 双峰趋于减少为一个. 这意味着强吸收使得双层球形微粒的光俘获近似于单层吸收球的情况. 峰强的位置代表最大动量转移的区域^[12]. 一般来讲, 对于双层球来说有两个局域极大的动量转移区域: 一个球心到束腰的横向距离在外层半径附近处, 另一个为该距离在内层半径附近处. 但是外层的强吸收使得辐射几乎不能穿过内层, 这样光子同微粒的动量转移主要发生在微粒的外层, 因此, 只有代表外层半径附近处的动量转移的外峰还存在.

$\partial F_x / \partial x_0 |_{F_x=0}$ 的值记为 k_f , 称为光俘获力的刚度, 与振荡系统的劲度系数相似. $|k_f|$ 越大, 光阱越

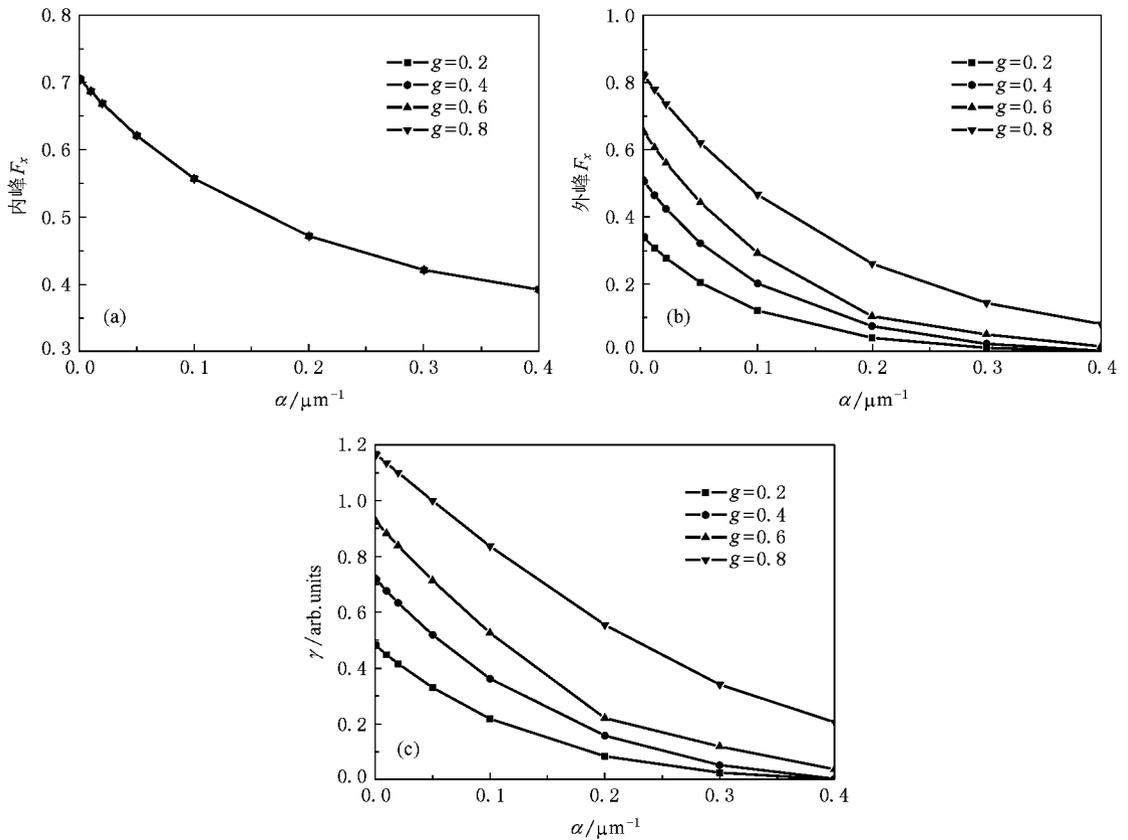


图4 横向光俘获力曲线中内峰(a)外峰(b)和内外峰之比(c)同双层球形微粒外层吸收系数的关系曲线(这里 $z_0 = 0, g = 0.8$)

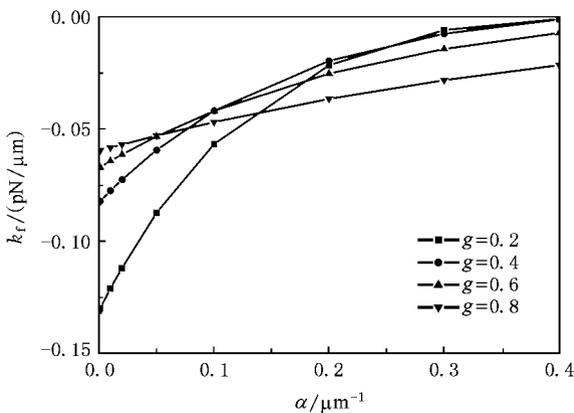


图5 $z_0 = 0$ 时,对于不同 g 值, $x_0 = 0$ 处横向光俘获力的刚度同双层球形微粒外层吸收系数的关系曲线

稳定.当双层球形微粒的外层吸收系数不大时,微粒被俘获在光轴上.图5显示 $z_0 = 0$ 和 $x_0 = 0$ 时, k_f 与 α 的依赖关系.从图5可以看出, α 越大, $|k_f|$ 越小.当吸收不大时, $x_0 = 0$ 处的 k_f 仍然为负的,因而光轴上的点仍为稳定俘获点.然而,吸收能削弱折射辐射这一稳定俘获的来源,因此来自折射的动量转移

减小,所以俘获刚度随着微粒的吸收增加而减小.

4. 结 论

我们基于几何光学模型建立了吸收双层球形微粒的横向光俘获力模型.我们对外层有吸收内层无吸收的双层球形微粒的光俘获情况做了数值模拟.研究表明,吸收和折射的影响间的竞争导致了稳定俘获位置的变化.结果显示,在光束腰平面,横向光俘获的特性随外层吸收系数 α 而改变.当 α 很小时,微粒能稳定俘获在光轴上,而且存在两个正的峰,这与全透明微粒的情况相似.当 α 增加到一定程度,除了束腰中心外,一个中心在光轴上,半径和微粒半径小一些的圆成为微粒的稳定俘获位置.当 α 足够大时,光轴上的稳定俘获位置消失,只有一个半径与微粒半径差不多的稳定俘获圆存在.数值模拟的结果显示,当 α 不大时,内外峰的强度以及内外峰之比随 α 的增加而减小.光俘获力刚度的绝对值也随 α 的增加而减小.我们的结果对于有层状结构的微粒的光俘获实验研究有参考价值.

- [1] Ashkin A , Dziedzic J , Bjorkholm J *et al* 1986 *Opt. Lett.* **11** 288
- [2] Ashkin A 1992 *Biophysical Journal* **61** 569
- [3] Schut T C B , Hesselink G , Grooth B G de *et al* 1991 *Cytometry* **12** 479
- [4] Gussgard R , Lindmo T 1992 *J. Opt. Soc. Am. B* **9** 1922
- [5] Chaumet P C , Rahman A , Nieto-Vesperinas M 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 123601
- [6] O'neil A T , Macvicar I , Allen L *et al* 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 053601
- [7] Parkin S J , Nieminen T A , Heckenberg N R *et al* 2004 *Phys. Rev. A* **70** 023816
- [8] Friese M E J , Enger J , Rubinsztein-Dunlop H *et al* 1996 *Phys. Rev. A* **54** 1593
- [9] Rubinsztein-Dunlop H , Nieminen T A , Friese M E J *et al* 1998 *Advances in Quantum Chemistry* **30** 469
- [10] Friese M E J , Nieminen T A , Heckenberg N R *et al* 1998 *Opt. Lett.* **23** 1
- [11] Chaumet P C , Rahmani A , Nieto-Vesperinas M 2005 *Phys. Rev. B* **71** 045425
- [12] Chang Y R , Hsu Long , Chi Sien 2006 *Appl. Opt.* **45** 3885
- [13] Yao X C , Li Z L , Cheng B Y *et al* 2000 *Acta Opt. Sin.* **20** 1305 (in Chinese) [姚新程、李兆霖、程丙英等 2000 *光学学报* **20** 1305]
- [14] Li H Y , Wu Z S 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 833 (in Chinese) [李海英、吴振森 2008 *物理学报* **57** 833]
- [15] Han Y P , Du Y Y , Zhang H Y 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 4557 (in Chinese) [韩一平、杜云月、张华永 2006 *物理学报* **55** 4557]
- [16] Zhang Y F , Li Y D , Cui G X *et al* 2008 *Proc. SPIE* **6832** 68320K
- [17] Hecht E 2002 *Optics* 4th ed. (San Francisco , CA : Addison Wesley) Chap 4

Transverse optical trapping force of absorbing double-layer spherical particles in a Gaussian beam *

Zhang Yan-Feng^{1)†} Li Yu-Dong^{1)‡} Zhao Li-Hua¹⁾ Liu Hong-Bing¹⁾ Chen Jing¹⁾
Cui Guo-Xin¹⁾ Xu Jing-Jun^{1)§} Sun Qian^{1)§}

1) *The Key Laboratory of Advanced Technique and Fabrication for Weak-Light Nonlinear Photonics Materials ,
Ministry of Education , Nankai University , Tianjin 300457 , China)*

2) *The Tianjin Key Laboratory of Photonics Materials and Technique , Nankai University , Tianjin 300071 , China)*

3) *College of Engineering , Civil Aviation University of China , Tianjin 300300 , China)*

(Received 30 March 2008 ; revised manuscript received 27 May 2008)

Abstract

In this paper , the transverse optical trapping of absorbing double-layer spherical particle is studied based on geometrical optics model. A model for double-layer spherical particle with optical absorption is presented. The transverse optical trapping force of a double-layer dielectric spherical particle with linear absorption in the outer layer illuminated by a focused Gaussian beam of TEM₀₀ mode is simulated numerically. Our results show that the characteristics of optical trapping , including the stable trapped positions , the peak intensity and the stiffness of stable trapping , greatly depend on by the absorption coefficient of the double-layer spherical particle. Besides , the ratio of the inner radius to the outer radius of the particle also has modulating influence on the properties of transverse trapping. It is possible to trap transversely the double-layer spherical particle with absorption on the axis of the incident Gaussian beam and on a circle centered at the optical axis for different axial offsets of sphere center from the beam waist as well.

Keywords : optical trapping , geometrical optics model , Gaussian beam , absorbing double-layer sphere

PACC : 4225B , 4225F , 4262

* Project supported by the Natural Science Foundation of Tianjin , China (Grant No. 06TXTJJC13500) , and the Special Foundation for State Major Basic Research Program of China (Grant No. 2007CB307003) .

† E-mail : dr. zhangyanfeng@ yahoo. com. cn

‡ E-mail : yudongli@nankai. edu. cn