

# 基片表面缺陷粒子在激光波束作用下的辐射力分析

巩蕾<sup>1</sup> 吴振森<sup>2</sup> 李正军<sup>2</sup> 白璐<sup>2</sup> 高明<sup>1</sup>

(<sup>1</sup>西安工业大学光电工程学院, 陕西 西安 710032)  
(<sup>2</sup>西安电子科技大学理学院, 陕西 西安 710071)

**摘要** 针对基片无损检测工作中缺陷粒子的清除问题, 基于广义米氏理论, 结合球形缺陷粒子对激光波束的散射理论, 研究了沿基片水平方向入射高斯波束对介质球缺陷粒子的辐射力。根据连带勒让德函数及三角函数的正交关系, 给出作用在高斯波束中介质缺陷球体粒子上的横向以及轴向辐射力的解析表达式, 并分析不同参数对辐射力的影响。结果表明, 随激光束腰半径的减小, 辐射力峰值变大; 随束腰半径增大, 光轴的能量降低, 散射力减小; 随粒子折射率减小, 散射力逐渐减小。工程上可通过减小激光波束束腰半径加大激光能量, 以便更有效地清除缺陷粒子; 亦可通过对辐射力的定量分析实现缺陷材质的检测。

**关键词** 散射; 辐射力; 广义米氏理论; 基片; 缺陷粒子

**中图分类号** TN256; O436.2 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL201340.0203009

## Analysis of Radiation Forces Exerted on Defect Particle on the Wafer by a Laser Beam

Gong Lei<sup>1</sup> Wu Zhensen<sup>2</sup> Li Zhengjun<sup>2</sup> Bai Lu<sup>2</sup> Gao Ming<sup>1</sup>

(<sup>1</sup>School of Photoelectric Engineering, Xi'an Technological University, Xi'an, Shaanxi 710032, China)  
(<sup>2</sup>School of Science, Xidian University, Xi'an, Shaanxi 710071, China)

**Abstract** Based on generalized Lorenz-Mie theory, the radiation forces exerted on defect particle on the wafer by a laser beam are derived combing the scattering theory about sphere particle to clean the defect particle in the optical nondestructive examination. According to relationship between spherical vector wave functions and triangle functions, the analytical expressions of the axial radiation force and the transverse radiation force exerted on defect particle by an Gaussian beam are given and the influences of many factors on the radiation forces are analyzed numerically in details. The results show that the maximum radiation forces become larger with the particle radius becoming less. The energy of optical axis and scattering forces become less with the particle radius becoming larger. The smaller the dielectric constant, the smaller the radiation force. In the project, the smaller beam waist widths is used with much more energy to clear the defect particle more efficiently. In addition, the defect particle material is detected by quantitative analysis to radiation forces.

**Key words** scattering; radiation force; generalized Lorenz-Mie theory; wafer; defect particle

**OCIS codes** 290.5825; 290.5850; 140.3295

## 1 引言

缺陷粒子的存在是影响基片功能和质量的主要因素, 如何有效地清除微米乃至纳米量级的缺陷粒子成为具有挑战性的问题<sup>[1,2]</sup>。鉴于光镊技术非接触无损伤的优点, 因此在激光波束作用下结合基片

缺陷粒子的场分布分析出所受驱除辐射力具有重要意义。

自从1970年Ashkin<sup>[3]</sup>提出将辐射力应用到小粒子的光学加速俘获后, 研究人员因粒子的尺寸参数不同而采用不同方法研究了作用在球形粒子上

收稿日期: 2012-10-08; 收到修改稿日期: 2012-10-22

基金项目: 国家自然科学基金(61172031, 60971065)和陕西省自然科学基金基础研究计划(2012JM8008)资助课题。

作者简介: 巩蕾(1981—), 女, 博士, 讲师, 主要从事目标复合偏振光散射和辐射力等方面的研究。

E-mail: zzgonglei@126.com

的辐射力<sup>[4,5]</sup>。对于尺寸参数远小于入射波长( $d \ll \lambda$ )的粒子,使用瑞利偶极子方法来计算粒子上的辐射力;相反地,对于尺寸参数远大于入射波长( $d/\lambda > 10$ )的粒子,多采用射线光学理论来计算作用在粒子上的辐射力<sup>[6,7]</sup>。对于尺寸参数和入射波长相当的粒子,因为此时波束与粒子作用中的衍射现象不能忽略,所以瑞利偶极子方法和射线光学理论不再适合来计算作用在粒子上的辐射力,此时广义米氏理论是一种计算辐射力非常有效的方法。Nahmias 等<sup>[8,9]</sup>通过与射线光学理论对比验证了广义米氏理论计算作用粒子上的辐射力适应于任意尺寸的粒子,而不像瑞利偶极子方法和射线光学理论有限制。作为一个有待开发的新理论,关于缺陷粒子在激光波束作用下辐射力研究的文献目前国内外还不多见。鉴于散射场的计算作为辐射力的研究的第一步工作,本课题组前期做了大量关于基片缺陷粒子的散射场的研究工作<sup>[1,10~12]</sup>。

本文基于广义米氏理论,结合球形缺陷粒子对激光波束的散射理论,研究了沿基片水平方向入射高斯波束对单轴介质球的辐射力。根据连带勒让德函数及三角函数的正交关系,推导了作用在处于离轴高斯波束中的介质缺陷球体粒子上的横向以及轴向辐射力的解析表达式,并分析了多个参数对粒子

所受辐射力的影响。

## 2 激光波束作用下粒子受到的辐射力

激光波束对基片的无损检测是指使用激光波束通过高倍显微镜聚合后在粒子表面产生辐射压,进而形成光镊,实现对微米及纳米量级的高强度微缺陷粒子的捕捉驱赶,使得缺陷粒子在基片表面移动、高速转动及振动,实现对纳米量级的表面微细切削,从而完成缺陷的清除任务。

### 2.1 表面缺陷粒子对激光波束的散射场分析

如图 1 所示,设高斯波束在折射率为  $n_0$  的均匀媒质中传播,波束束腰中心位于  $(x_0, y_0, z_0)$ ,单色高斯波束沿  $z$  轴正方向入射, $x$  方向偏振,束腰半径为  $\omega_0$ ,波束中心电场幅度取为 1。介质粒子半径为  $r$  且为波长量级,粒子折射率为  $n_{\text{sph}}$ 。

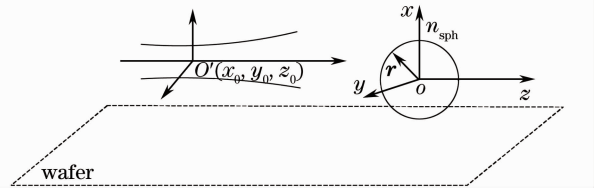


图 1 激光高斯波束照射到球形缺陷粒子的散射示意图  
Fig. 1 Schematic of spherical defect particle illuminated by laser Gaussian beam

将入射波束的电磁场用矢量球谐函数展开<sup>[13]</sup>:

$$\mathbf{E}^i(\mathbf{r}) = E_0 \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n [g_{n,\text{TE}}^m \mathbf{M}_{nm}^{(1)}(r, \theta, \phi) - ig_{n,\text{TM}}^m \mathbf{N}_{nm}^{(1)}(r, \theta, \phi)], \quad (1)$$

$$\mathbf{H}^i(\mathbf{r}) = -\frac{k}{\omega\mu} E_0 \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n [g_{n,\text{TM}}^m \mathbf{M}_{nm}^{(1)}(r, \theta, \phi) + ig_{n,\text{TE}}^m \mathbf{N}_{nm}^{(1)}(r, \theta, \phi)], \quad (2)$$

式中  $E_0$  是束腰中心电场幅度,  $g_{n,\text{TE}}^m, g_{n,\text{TM}}^m$  是高斯波束在时间因子  $\exp(-i\omega t)$  下的波束形状因子,  $\mathbf{M}_{nm}^{(l)}(r, \theta, \phi)$  和  $\mathbf{N}_{nm}^{(l)}(r, \theta, \phi)$  分别为矢量球谐函数<sup>[14]</sup>。

将散射场及球形粒子内场展开:

$$\mathbf{E}^s(\mathbf{r}) = E_0 \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n [ia_{nm} \mathbf{N}_{nm}^{(3)}(r, \theta, \phi) - b_{nm} \mathbf{M}_{nm}^{(3)}(r, \theta, \phi)], \quad (3)$$

$$\mathbf{H}^s(\mathbf{r}) = \frac{k}{\omega\mu} E_0 \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n [ib_{nm} \mathbf{N}_{nm}^{(3)}(r, \theta, \phi) + a_{nm} \mathbf{M}_{nm}^{(3)}(r, \theta, \phi)], \quad (4)$$

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = E_0 \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n [c_{nm} \mathbf{M}_{nm}^{(1)}(r, \theta, \phi) - id_{nm} \mathbf{N}_{nm}^{(1)}(r, \theta, \phi)], \quad (5)$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = -\frac{k}{\omega\mu} E_0 \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n [d_{nm} \mathbf{M}_{nm}^{(1)}(r, \theta, \phi) + ic_{nm} \mathbf{N}_{nm}^{(1)}(r, \theta, \phi)]. \quad (6)$$

将入射场、内场和散射场的展开式代入边界条件  $\mathbf{E}|_t = \mathbf{E}^i|_t + \mathbf{E}^s|_t, \mathbf{H}|_t = \mathbf{H}^i|_t + \mathbf{H}^s|_t$  中,可解得出  $a_{nm}, b_{nm}$  的表达式<sup>[15]</sup>:

$$a_{nm} = g_{n,\text{TM}}^m \frac{m\psi_n(mx)\psi'_n(x) - \psi_n(x)\psi'_n(mx)}{m\psi_n(mx)\xi'_n(x) - \xi_n(x)\psi'_n(mx)} = g_{n,\text{TM}}^m a_n, \quad (7)$$

$$b_{nm} = g_{n,\text{TM}}^m \frac{\psi_n(mx)\psi_n'(x) - m\psi_n(x)\psi_n'(mx)}{\psi_n(mx)\xi_n'(x) - m\xi_n(x)\psi_n'(mx)} = g_{n,\text{TM}}^m b_n, \quad (8)$$

式中黎卡地-贝塞尔函数  $\psi(x) = xj_n(x)$ ,  $\xi(x) = zh_n^{(1)}(x)$ ,  $j_n(x)$  是第一类贝塞尔函数,  $h_n^{(1)}(x)$  是第二类连带勒让德函数。

采用局域近似法得到波束因子为<sup>[16]</sup>

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} g_{n,\text{TM}}^m \\ ig_{n,\text{TE}}^m \end{bmatrix} &= (-1)^{m-1} K_{mm} \phi_0^0 \exp(-ik_0 z_0) \times \\ &\frac{1}{2} \left\{ \exp[i(m-1)\varphi_0] J_{m-1} \left( 2 \frac{\bar{Q}\rho_0 \rho_n}{\omega_0^2} \right) \pm \exp[i(m+1)\varphi_0] J_{m+1} \left( 2 \frac{\bar{Q}\rho_0 \rho_n}{\omega_0^2} \right) \right\}, \end{aligned} \quad (9)$$

式中

$$\phi_0^0 = i\bar{Q} \exp\left(\frac{-i\bar{Q}\rho_0^2}{\omega_0^2}\right) \exp\left[\frac{-i\bar{Q}(n+0.5)^2}{k_0^2 \omega_0^2}\right], \quad (10)$$

$$K_{mm} = \begin{cases} (-i)^{|m|} \frac{i}{(n+0.5)^{|m|-1}}, & m \neq 0 \\ \frac{n(n+1)}{n+0.5}, & m = 0 \end{cases}, \quad (11)$$

式中  $\rho_n = \frac{n+0.5}{k_0}$ ,  $\bar{Q} = (i - 2z_0/l)^{-1}$ ,  $\rho_0 = \sqrt{x_0^2 + y_0^2}$ ,  $\varphi_0 = \arctan(x_0/y_0)$ ,  $l$  为瑞利长度。

## 2.2 辐射力推导与求解

在光镊系统中会聚到微米量级的激光波束具有很高的能量和动量。经物镜会聚后的高斯波束照射到粒子上发生散射, 散射前后光束的动量将发生变化, 也就是出于波束场中的粒子将得到部分动量, 在一段时间内, 以粒子受到的辐射力表现出来<sup>[17]</sup>, 即

$$\mathbf{F} = -\frac{d}{dt} \int_V \mathbf{g} dV = -\frac{n_0}{2c} \text{Re} \int \int (\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*) d\mathbf{S}, \quad (12)$$

式中负号表示粒子的动量变化与波束的动量变化相反,  $c$  为光在真空中的速度,  $n_0$  为粒子所在媒质的折射率,  $\mathbf{g}$  为电磁场动量密度,  $\mathbf{E} = \mathbf{E}^i + \mathbf{E}^s$ ,  $\mathbf{H} = \mathbf{H}^i + \mathbf{H}^s$ ,  $\mathbf{F}$  为时间平均值,  $d\mathbf{S}$  为包围散射粒子的闭合球面上的面元。辐射力的三个分量为<sup>[18]</sup>

$$\begin{aligned} F_x &= -\frac{n_0}{2c} \text{Re} \int \int (\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*) \cdot \hat{x} d\mathbf{S} = \frac{n_0}{2c} \text{Re} \int \int_0^{2\pi} \int_0^\pi (E_\phi^i H_\theta^{s*} - E_\theta^i H_\phi^{s*} - E_\phi^s H_\theta^{i*} - E_\theta^s H_\phi^{i*} + \\ &E_\phi^s H_\theta^{s*} - E_\theta^s H_\phi^{s*}) r^2 \sin^2 \theta \cos \phi d\theta d\phi, \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} F_y &= -\frac{n_0}{2c} \text{Re} \int \int (\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*) \cdot \hat{y} d\mathbf{S} = \frac{n_0}{2c} \text{Re} \int \int_0^{2\pi} \int_0^\pi (E_\phi^i H_\theta^{s*} - E_\theta^i H_\phi^{s*} - E_\phi^s H_\theta^{i*} - E_\theta^s H_\phi^{i*} + \\ &E_\phi^s H_\theta^{s*} - E_\theta^s H_\phi^{s*}) r^2 \sin^2 \theta \sin \phi d\theta d\phi, \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} F_z &= -\frac{n_0}{2c} \text{Re} \int \int (\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*) \cdot \hat{z} d\mathbf{S} = \frac{n_0}{2c} \text{Re} \int \int_0^{2\pi} \int_0^\pi (E_\phi^i H_\theta^{s*} - E_\theta^i H_\phi^{s*} + E_\phi^s H_\theta^{i*} - E_\theta^s H_\phi^{i*} + E_\phi^s H_\theta^{s*} - \\ &E_\theta^s H_\phi^{s*} + E_\phi^i H_\theta^{i*} - E_\theta^i H_\phi^{i*}) r^2 \sin \theta \cos \theta d\theta d\phi. \end{aligned} \quad (15)$$

则辐射力为<sup>[19]</sup>

$$\begin{aligned} F_x + iF_y &= \frac{n_0 P}{\pi c k_0^2 \omega_0^2} \times \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \left[ \sqrt{(n-m)(n+m+1)} N_{nm}^{-1} N_{m+1n}^{-1} (ig_{n,\text{TE}}^m a_{m+1n} + ig_{n,\text{TM}}^m b_{m+1n}^S - \right. \\ &ia_{nm} g_{n,\text{TE}}^{m+1} - ib_{nm} g_{n,\text{TM}}^{m+1} - 2ib_{nm} a_{m+1n} + 2ia_{nm} b_{m+1n}^S) - i\sqrt{\frac{(n-m-1)(n-m)}{(2n-1)(2n+1)}} (n-1)(n+1) \times \\ &N_{nm}^{-1} N_{m+1n-1}^{-1} (-g_{n,\text{TE}}^m b_{m+1n-1} + g_{n,\text{TM}}^m a_{m+1n-1} - b_{nm} g_{n-1,\text{TE}}^{m+1} + a_{nm} g_{n-1,\text{TM}}^{m+1} - 2b_{nm} b_{m+1n-1} + 2a_{nm} a_{m+1n-1}) - \\ &i\sqrt{\frac{(n+m+1)(n+m+2)}{(2n+1)(2n+3)}} n(n+2) N_{nm}^{-1} N_{m+1n+1}^{-1} (-g_{n,\text{TE}}^m b_{m+1n+1} + g_{n,\text{TM}}^m a_{m+1n+1} - \end{aligned}$$

$$b_{nm}g_{n+1,TE}^{m+1} + a_{nm}g_{n+1,TM}^{m+1} + 2b_{nm}b_{m+1n+1} + 2a_{nm}a_{m+1n+1})], \quad (16)$$

$$F_z = \frac{2n_0P}{\pi ck_0^2\omega_0^2} \operatorname{Re} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \left[ in(n+2) \sqrt{\frac{(n-m+1)(n+m+1)}{(2n+1)(2n+3)}} N_{nm}^{-1} N_{m+1}^{-1} (-g_{n+1,TE}^m b_{nm} + b_{m+1n+1} g_{n,TE}^m + g_{n+1,TM}^m a_{nm} + a_{m+1n+1} g_{n,TM}^m - 2b_{m+1} b_{nm} + 2a_{m+1} a_{nm}) - mN_{nm}^{-2} (ig_{n,TE}^m a_{nm} + ig_{n,TM}^m b_{nm} + 2ib_{nm} a_{nm}) \right], \quad (17)$$

式中  $N_{nm} = \sqrt{\frac{(2n+1)(n-m)!}{4\pi(n+m)!}}$  ( $m = 0, \pm 1, \dots, \pm n$ ),  $P$  为激光波束的功率。

### 3 数值模拟和结果分析

图 2 为计算结果与实验结果的比较图。图中的离散点为 Schut 等<sup>[20]</sup>在研究计算光势阱稳定性时所用的实验数据,计算参数如图中标注。由比较可以发现,轴向辐射力随粒子在轴位置的变化趋势均相同,并且辐射力的极值所对应的粒子在轴上的位置及极值大小均接近,说明了该方法的可靠性。

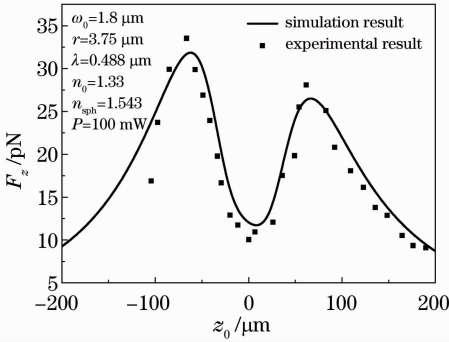


图 2 计算结果与文献实验结果的比较

Fig. 2 Comparison between simulation results and experimental results from reference

数值模拟中设高斯波束在空气中传播后辐射到 SiO<sub>2</sub> 缺陷粒子上。粒子中心为坐标原点,波束束腰中心位于  $(x_0, y_0, z_0)$ 。图 3 中参数为  $r = 1.0 \mu\text{m}$ ,  $n_{\text{sph}} = 1.67$ ,  $n_0 = 1.0$ ,  $P = 100 \text{ mW}$ ,  $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$ ,  $x_0 = y_0 = 0$ 。图 3 给出了不同激光束腰半径  $\omega_0$  时,轴向辐射力  $F_z$  随粒子在轴位置  $Z_0$  的变化情况。由图可知,随束腰半径的减小,最高峰值力变大。当束腰半径小于粒子半径时,辐射力在束腰中心前后各出现一个极大值,随着束腰半径增大,极值趋于束腰中心,在束腰中心前后力值趋于对称。辐射力极值随束腰半径的增大而减小。随着束腰半径增大,光轴上能量降低,散射力减小。在工程中去除缺陷粒子时,散射力主要是驱逐缺陷粒子;梯度力主要是使缺陷粒子弹走脱离基片。由此可见,可以通过减小

束腰半径来加大激光波束的能量,从而更有利于缺陷粒子的去除。

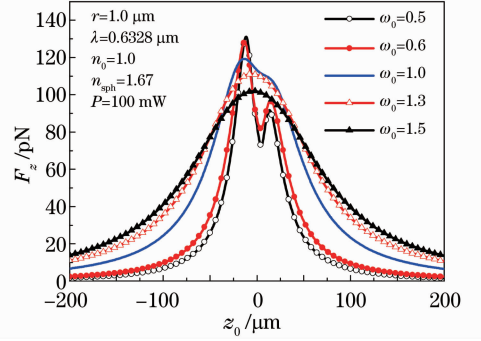


图 3 不同束腰半径粒子的轴向辐射力  $F_z$  随在轴位置  $Z_0$  的变化

Fig. 3 Variation of the axial radiation force  $F_z$  with particle on-axial position  $Z_0$  with different beam waist widths

图 4 给出了束腰半径  $\omega_0$  不同时,横向辐射力  $F_y$  随粒子离轴位置  $y_0$  的变化关系。综合图 3、4 可以看出,轴向力比横向力大得多,即更易于将缺陷粒子沿  $z$  轴方向驱逐。在  $y$  轴方向,随着束腰半径  $\omega_0$  的增大,正负横向辐射力的最大值均显著减小,峰值对应的位置基本不变,即对缺陷粒子在  $y$  轴方向束缚范围基本没变。说明束腰半径增大使横向上能量降低,因此对应的辐射力减小。

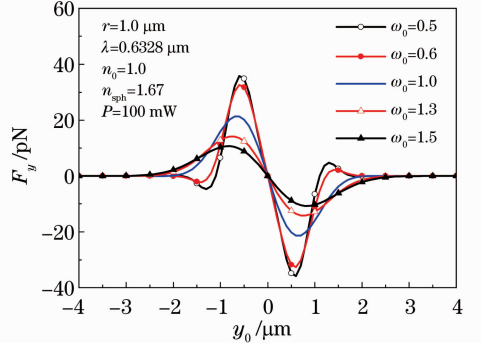


图 4 不同束腰半径粒子的横向辐射力  $F_y$  随离轴位置  $y_0$  的变化

Fig. 4 Variation of the transverse radiation force  $F_y$  with particle off-axial position  $y_0$  with different beam waist widths

图 5 给出了不同粒子半径  $r$  时, 轴向辐射力  $F_z$  与粒子在轴位置  $Z_0$  之间的变化关系。由图 5 可知, 当粒子半径小于束腰半径时即  $r=0.5 \mu\text{m}$  时, 在束腰中心附近辐射力出现一个极大值。当粒子半径大于束腰半径时, 辐射力在束腰中心前后各出现一个极大值, 这个极大值随着粒子半径的增大而增大, 且极大值距束腰中心的距离也变大。因此在工程中, 如果欲驱逐大缺陷粒子需要更大的辐射力。

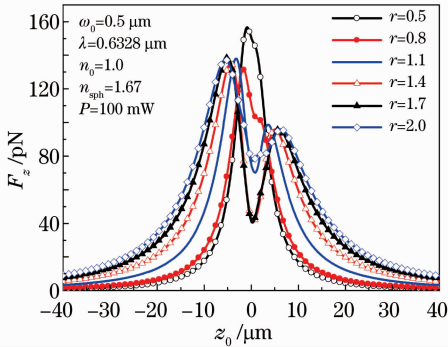


图 5 不同半径粒子的轴向辐射力  $F_z$  随在轴位置  $Z_0$  的变化

Fig. 5 Variation of the axial radiation force  $F_z$  with particle on-axis position  $Z_0$  with different particle radius

图 6 给出了不同粒子半径  $r$  时横向辐射力  $F_y$  与粒子离轴位置  $y_0$  之间的关系。由图 6 可以看出, 在离轴  $y_0$  方向考察时, 粒子无论从哪个方向偏离都受到指向光轴的辐射力, 且在一定范围内辐射力随着偏离距离  $y_0$  的增大而增大, 在  $y$  轴上实现了对缺陷粒子的束缚。随着粒子半径的增大, 辐射力的最大值也增大, 最大正负辐射力的位置与光轴的距离也变大, 即粒子被束缚的范围变大。

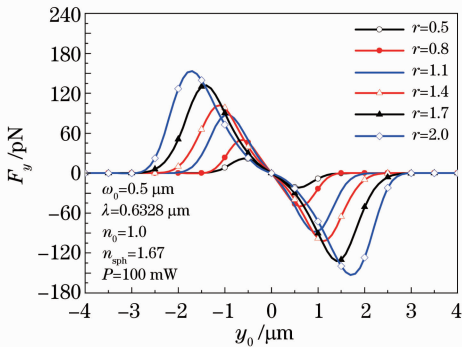


图 6 不同半径粒子的横向辐射力  $F_y$  随离轴位置  $y_0$  的变化

Fig. 6 Variation of the transverse radiation force  $F_y$  with particle off-axis position  $y_0$  with different particle radius

图 7 给出了不同折射率  $n$  时, 轴向辐射力  $F_z$  与粒子在轴位置  $Z_0$  之间的关系。由图 7 可知, 随着粒子折射率的减小, 粒子在轴上各个位置的辐射力都变小, 曲线整体下移。图 8 给出了折射率  $n$  不同时, 横向辐射力  $F_y$  与粒子离轴位置  $y_0$  之间的关系。由图 8 可知, 随着粒子折射率的增大, 正负横向辐射力的最大值显著增大, 峰值所对应的位置变化不大。折射率较大的粒子具有更大的绝对斜率, 说明受到更大的横向辐射力。

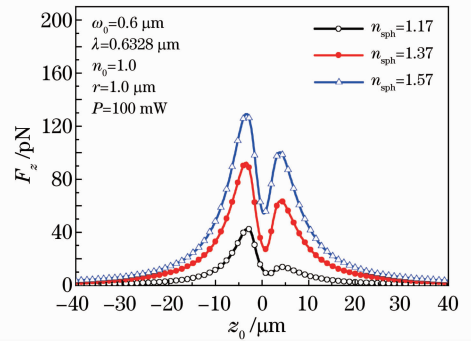


图 7 不同折射率粒子的轴向辐射力  $F_z$  随在轴位置  $Z_0$  的变化

Fig. 7 Variation of the axial radiation force  $F_z$  with particle on-axis position  $Z_0$  with different dielectric constants

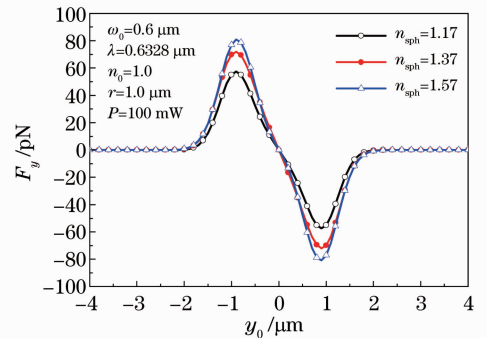


图 8 不同折射率粒子的横向辐射力  $F_y$  随离轴位置  $y_0$  的变化

Fig. 8 Variation of the transverse radiation force  $F_y$  with particle off-axis position  $y_0$  with different dielectric constants

## 4 结 论

针对基片无损检测工作中缺陷粒子的清除问题, 研究了沿基片水平方向入射高斯波束对单轴介质的辐射力。结果显示, 当粒子半径小于束腰半径时, 在束腰中心附近辐射力出现一个极大值。当粒子半径大于束腰半径时, 辐射力在束腰中心前后各出现一个极大值, 此值随着粒子半径的增大而增

大,且极大值距束腰中心的距离也变大。随粒子折射率减小,粒子散射力逐渐减小。工程中建议使用平行于基片的波束进行清洗,因为这样能大大减少对基片的二次污染。对于激光波束斜入射并考虑基片与缺陷粒子相互作用的情况将是下一步的重要工作。

参 考 文 献

1 Gong Lei, Wu Zhensen. Analysis of composite light scattering properties between wafers and many shapes of particles with different positions [J]. *Acta Optica Sinica*, 2012, **32**(6): 0629003  
 巩 蕾, 吴振森. 基片与不同方位多形态缺陷粒子的复合光散射特性分析[J]. *光学学报*, 2012, **32**(6): 0629003  
 2 H. K. Park, C. P. Grigoropoulos, W. P. Leung *et al.*. A practical excimer laser-based cleaning tool for removal of surface contaminants[J]. *IEEE Transactions on Components, Packaging and Manufacturing Technology*, 1994, **17**(4): 631~643  
 3 A. Ashkin. Acceleration and trapping of particles by radiation pressure[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1970, **24**(4): 156~159  
 4 A. Ashkin, J. M. Dziedzic. Optical trapping and manipulation of viruses and bacteria[J]. *Science*, 1987, **235**(4795): 1517~1520  
 5 A. Ashkin, J. M. Dziedzic, J. E. Bjorkholm *et al.*. Observation of a single-beam gradient force optical trap from dielectric particles[J]. *Opt. Lett.*, 1986, **11**(5): 288~290  
 6 S. Nemoto, H. Togo. Axial force acting on a dielectric sphere in a focused laser beam[J]. *Appl. Opt.*, 1998, **37**(9): 6386~6394  
 7 R. C. Gauthier. Laser-trapping properties of dual-component spheres[J]. *Appl. Opt.*, 2002, **41**(33): 7135~7144  
 8 Y. K. Nahmias, B. Z. Gao, D. J. Odde. Dimensionless parameters for the design of optical traps and laser guidance systems[J]. *Appl. Opt.*, 2004, **43**(20): 3999~4006  
 9 F. L. Mao, Q. R. Xing, K. Wang *et al.*. Calculation of axial optical forces exerted on medium-sized particles by optical trap [J]. *Optics & Laser Technology*, 2007, **39**(1): 34~39  
 10 Gong Lei, Wu Zhensen. Analysis of light scattering about slightly non-spherical nanoparticles on wafers [J]. *Chinese J. Lasers*, 2011, **38**(1): 0110001

巩 蕾, 吴振森. 基片表面微球体纳米级缺陷的光散射分析[J]. *中国激光*, 2011, **38**(1): 0110001  
 11 Gong Lei, Wu Zhensen. Study on the polarized light scattering interaction between wafers and spheroid particles above[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2010, **22**(6): 1393~1398  
 巩 蕾, 吴振森. 基片及其上方回转椭球粒子极化光散射[J]. *强激光与粒子束*, 2010, **22**(6): 1393~1398  
 12 Z. J. Li, Z. S. Wu, H. Li *et al.*. Arbitrary direction incident Gaussian beam scattering by multispheres[J]. *Chin. Phys. B*, 2011, **20**(8): 081101  
 13 Wu Zhensen, Guo Lixin, Wu Chengming. Light scattering of Gaussian beam from an off-axis multilayered sphere [J]. *Acta Optica Sinica*, 1998, **18**(6): 682~687  
 吴振森, 郭立新, 吴成明. 离轴多层球对高斯波束的光散射[J]. *光学学报*, 1998, **18**(6): 682~687  
 14 Y. L. Xu. Electromagnetic scattering by an aggregate of spheres [J]. *Appl. Opt.*, 1995, **34**(21): 4573~4588  
 15 C. F. Bohren, D. R. Huffman. Absorption and Scattering of Light by Small Particles[M]. New York, Wiley-Interscience, 1983. 98~100  
 16 A. Doicu, T. Wriedt. Computation of the beam-shape coefficients in the generalized Lorenz-Mie theory by using the translational addition theorem for spherical vector wave functions [J]. *Appl. Opt.*, 1997, **36**(13): 2971~2978  
 17 Han Guoxia, Han Yiping. Radiation force of a sphere with an eccentric inclusion illuminated by a laser beam[J]. *Acta Physica Sinica*, 2009, **58**(9): 6167~6172  
 韩国霞, 韩一平. 激光对含偏心核球形粒子的辐射俘获力[J]. *物理学报*, 2009, **58**(9): 6167~6172  
 18 Z. J. Li, Z. S. Wu, Q. C. Shang. Calculation of radiation forces exerted on a uniaxial anisotropic sphere by an off-axis incident Gaussian beam [J]. *Opt. Express*, 2011, **19**(17): 16044~16057  
 19 Z. J. Li, Z. S. Wu, Q. C. Shang *et al.*. Calculation of radiation forces exerted on a uniaxial anisotropic sphere by an incident Gaussian beam with arbitrary propagation and polarization directions[J]. *Opt. Express*, 2012, **20**(15): 16421~16435  
 20 T. C. B. Schut, G. Hesselink, B. G. De Groot *et al.*. Experimental and theoretical investigations on the validity of the geometrical optics model for calculating the stability of optical traps[J]. *Cytometry*, 1991, **12**(6): 479~485

栏目编辑:李文喆