

## Airy 光束在负极化纳米悬浊液中诱导弯曲体波导

梁欣丽, 张泽\*

中国科学院光电研究院, 北京 100094

**摘要** 从 Smoluchowski 方程和 Nernst-Planck 方程出发, 推导出负极化纳米悬浊液中有效折射率与光强呈  $e$  指数关系, 提出了利用 Airy 光束在负极化纳米悬浊液中诱导弯曲波导, 分析了所诱导的波导结构的波导尺寸。由于负极化纳米悬浊液的饱和非线性, 所诱导弯曲波导结构可以非常稳定。为了验证所提方法, 数值仿真模拟了不同 Airy 光束在负极化纳米悬浊液中诱导的弯曲波导, 讨论了波导性质与诱导光束和负极化纳米悬浊液参数之间的关系。结果表明, 通过控制入射 Airy 光束的传播行为, 综合考虑选取合适的诱导光束和负极化纳米悬浊液, 能够实现诱导不同尺寸的弯曲波导。研究结果为在介质中建立波导结构提供了一种新的途径, 所提方法在实际中有潜在的应用价值, 特别是在光束相干合成、光子集成、光学操纵等领域。

**关键词** 非线性光学; 弯曲体波导; 纳米悬浊液; Airy 光束

**中图分类号** O437      **文献标识码** A

**doi:** 10.3788/LOP55.101901

## Curved Volume Waveguide Induced by Airy Beams in Nanosuspensions with Negative Polarizability

Liang Xinli, Zhang Ze\*

Academy of Opto-Electronics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100094, China

**Abstract** Starting from the Smoluchowski and Nernst-Planck equations, we demonstrated that the effective refractive index exponentially depends on the optical intensity in nanosuspensions with negative polarizability. We proposed a method for inducing curved waveguide structures by Airy beams in the nanosuspensions, and we theoretically analyzed the size of the curved waveguides. Moreover, we simulated various curved waveguides induced by different Airy beams, and discussed the relationship among the curved waveguide, Airy beams and the parameters of nanosuspensions. As shown in this research, by the control of the incident propagation behavior of Airy beams and the nanosuspension, the curved waveguides with different-sized structures can be induced. The results provide a novel method for creating a waveguide structure in a volume medium, which may find practical applications, especially for coherent beams combination, integrated photonics integration and optical manipulation.

**Key words** nonlinear optics; curved volume waveguides; nanosuspension; Airy beams

**OCIS codes** 190.3970; 190.4360; 190.5940

## 1 引言

固体混合型光流体(纳米悬浊液)是光流体中非常重要的研究方向, 由于其具有很多优于晶体的特点, 比如非线性效应更加显著且可方便调节、流体本身可以抗永久损伤等, 因此人们在很久以前就已经开始对纳米悬浊液的光学特性进行研究<sup>[1-3]</sup>。

纳米悬浊液是指把固体的纳米微粒悬浮在液体

中形成的稳定固液混合型流体。按照固体微粒和背景液体折射率的对比, 通常可以把纳米悬浊液分为正极化纳米悬浊液和负极化纳米悬浊液两种。其中, 正极化纳米悬浊液是指纳米微粒的折射率大于背景液体折射率的悬浊液, 而负极化纳米悬浊液则是指纳米微粒折射率小于背景液体折射率的悬浊液。由于固体的折射率通常要大于液体的折射率, 因此正极化纳米悬浊液在技术上更易于配制。早期

收稿日期: 2018-04-08; 修回日期: 2018-04-17; 录用日期: 2018-05-14

基金项目: 国家自然科学基金(61475161)

\* E-mail: zhangze@aoe.ac.cn

的研究主要针对的是正极化纳米悬浊液<sup>[4-5]</sup>。

在实际应用中,正极化纳米悬浊液存在两个局限性:其一,由于梯度力的作用,光场中的正极化纳米悬浊液中的纳米微粒易于在光束中心聚集,由于瑞利散射的存在,光束能量损耗较大;其二,其非线性特性表现为超临界非饱和型,这使得光束在其中的传输变得非常不稳定,并很快“崩坏”。相比之下,负极化纳米悬浊液中的纳米微粒在激光的作用下,易被排斥到光束以外,因此光束的能量损耗较低。同时,负极化纳米悬浊液的非线性特性表现为饱和型,因此可以实现强激光束在其中的稳定传输。

2007年,El-Ganainy等<sup>[1]</sup>在考虑瑞利散射损耗的情况下,首次在理论上研究了低浓度负极化纳米悬浊液的非线性特性,并预言了光束在负极化纳米悬浊液中存在自感应透明的特性。此后,国际上多个科研小组相继在理论或实验上对负极化纳米悬浊液中光束的传输特性进行了研究。Matuszewski等<sup>[6]</sup>提出一种考虑微粒间相互作用的理论传输的模型,并预言了双稳态光孤子的存在。El-Ganainy等<sup>[7]</sup>在理论研究中考虑了高浓度悬浊液中微粒的多体效应。Matuszewski<sup>[8]</sup>首次在理论上讨论了混合极化纳米悬浊液的光孤子稳定性。Lau等<sup>[9]</sup>和Man等<sup>[10]</sup>通过实验验证了光束在负极化纳米悬浊液中的自聚焦效应和自感应透明效应等。由此,人们对光束在负极化纳米悬浊液中的传输特性越来越感兴趣,对其认识的深度也渐渐加深。然而,总体来看,目前的研究大多集中于高斯光束在纳米悬浊液中的传输,所诱导的结构均为直波导结构,而对于在纳米悬浊液中诱导弯曲波导结构的研究鲜见报道。弯曲波导可以实现连接非共线光学组件,改变光束的传播方向,可提高集成光学的集成度并降低器件尺寸和成本。为此,本文重点研究如何利用 Airy 光束在负极化纳米悬浊液中诱导稳定弯曲波导结构,并对所诱导的波导性质进行了讨论。

## 2 原 理

在纳米悬浊液中,单个粒子的运动遵循布朗运动规律,运动路径十分复杂,不容易探究其运动规律,但是在扩散力的作用下,微粒的整体分布和运动趋势遵循 Smoluchowski 方程,微粒流密度  $J_p$  由 Nernst-Planck 方程给出:

$$J_p = \rho_p v - D \cdot \nabla \rho_p, \quad (1)$$

式中: $\rho_p$  为微粒数密度; $D$  为微粒扩散系数; $v = \mu F$  为微粒漂移速度, $\mu = 1/(6\pi r\eta)$  为常数, $r$  为微粒

半径, $\eta$  为液体的黏滞系数。

当粒子的尺寸远小于入射光的波长时( $r \ll \lambda$ ),粒子内部和附近的电场呈现静电场的特征,粒子被极化为一个同步振荡的电偶极子。由偶极子近似,可以推导出光对微粒的梯度力为<sup>[11-12]</sup>

$$F = \frac{\alpha}{4} \cdot \nabla I, \quad (2)$$

式中: $\alpha = 3V_p \epsilon_0 n_b^2 (m^2 - 1)/(m^2 + 2)$  为极化率, $V_p$  为单个微粒的体积, $\epsilon_0$  为真空介电常数, $m = n_p/n_b$  为微粒与背景液体的折射率之比, $n_b$  为背景液体的折射率, $n_p$  为微粒的折射率; $I$  为光强。

当纳米悬浊液浓度较低时,可以忽略所有的粒子间相互作用。这种情况下,在平衡稳定条件下,满足  $J_p = 0, \partial/\partial t = 0$ , 并利用爱因斯坦方程  $\mu/D = 1/k_B T$  可以得到:

$$\nabla \rho_p = \frac{\alpha \rho_p}{4k_B T} \cdot \nabla I, \quad (3)$$

式中: $k_B$  为玻尔兹曼常数; $T$  为温度。

当有限能量的 Airy 光束作为初始入射光场时,一维情况下(3)式的解可写为

$$\rho(x) = \rho_0 \exp\left(\frac{\alpha I_{Ai}}{4k_B T}\right), \quad (4)$$

式中: $I_{Ai} = U_{Ai} U_{Ai}^*$  为 Airy 光束光强分布, $U_{Ai} = A_0 F_{Ai}(x/x_0) \exp(ax/x_0) \exp(i\Gamma x/x_0)$  为 Airy 光束场分布, $F_{Ai}$  为 Airy 函数, $A_0$  为振幅, $x_0$  为任意横坐标系数, $\Gamma$  为归一化的初始入射角度, $a$  为截断因子。

由(4)式可知,当入射光束为 Airy 光束时,溶液中的微粒不再是均匀分布,其微粒数密度分布与光束光强分布呈 e 指数关系。这使得溶液中的有效折射率分布也不再是均匀分布的,而是与光强分布有关。由 Maxwell-Garnett 模型,可以推导出纳米悬浊液中的有效折射率<sup>[1,13]</sup>分布满足

$$n_{eff}^2 = \frac{n_p^2 + 2n_b^2 + 2f_p(n_p^2 - n_b^2)}{n_p^2 + 2n_b^2 - f_p(n_p^2 - n_b^2)} \cdot n_b^2, \quad (5)$$

式中: $f_p = \delta V_p / \delta V_b$  为纳米悬浊液中体积填充因子, $V_b$  为纳米悬浊液中体积。

当纳米悬浊液中微粒的折射率与背景液体的折射率之比相对较低,即  $|m - 1|$  较小时,(5)式可以简化为

$$n_{eff} = (1 - f_p) n_b + f_p n_p = n_b + f_p (n_p - n_b). \quad (6)$$

当粒子浓度较低时,可以忽略溶液中的多体效应,此时  $f_p = V_p \rho_0 \exp(\alpha I_{Ai}/4k_B T)$ , 则

$$n_{eff}(x) = n_b + (n_p - n_b) V_p \rho_0 \exp\left(\frac{\alpha I_{Ai}}{4k_B T}\right). \quad (7)$$

在负极化纳米悬浊液中,由于纳米微粒的折射率小于背景液体的折射率,因此极化系数  $\alpha$  为负值,有效折射率与光强呈负指数关系。从微观机制上讲,负极化纳米微粒在光束梯度力的作用下易被排斥到光束以外,当光强逐步增大时,可以形成光束中心折射率高、边缘折射率低分布,类似于“波导”结构。当光束中心光强增大至某一光强值时,粒子分布不再发生变化,光束中心和光束以外的折射率差达到一个常值,再提高激光功率,其折射率差不再增加,即达到了饱和状态,故可把负极化纳米悬浊液的

非线性特性称作饱和型。因为诱导光束为 Airy 光束,本身具有横向的加速度,光束传输的路径弯曲,所以有效折射率的分布也呈现出一定的弯曲现象,即 Airy 光束在纳米悬浊液中诱导出了一个弯曲波导结构。

如图 1 所示,诱导波导有效折射率有比较明确的分界面,导层和包层交界面处发生了折射率突变。根据波导尺寸的定义,可以通过折射率的变化规律来确定所诱导的光波导结构的导层和包层尺寸,从而确定波导尺寸。

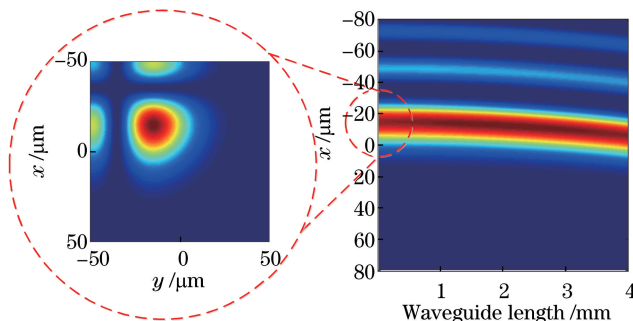


图 1 诱导弯曲波导剖面结构示意图

Fig. 1 Schematic of the induced curved waveguide section structure

在有效折射率  $n_{\text{eff}}(x)$  变化最为缓慢的位置  $(x_1, x_2)$ ,即使  $n'_{\text{eff}}=0$  的位置处,折射率基本不发生变化,则可以定义波导总尺寸为  $|x_1 - x_2|$ 。

在有效折射率  $n_{\text{eff}}(x)$  发生突变的位置  $(x_3, x_4)$ ,即使  $n'_{\text{eff}}$  取极值点的位置 ( $n''_{\text{eff}}=0$ ) 时,内部等效折射率与外部等效折射率差值较大,则可以定义波导的导层尺寸为  $|x_3 - x_4|$ 。

对  $n_{\text{eff}}(x)$  求一阶导,得

$$n'_{\text{eff}} = (n_p - n_b) V_p \rho_0 \exp\left(\frac{\alpha I_{\text{Ai}}}{4k_B T}\right) \times$$

$$\frac{\alpha A_0^2}{2x_0^2 k_B T} \exp(2ax/x_0) \times$$

$$F_{\text{Ai}}(x/x_0) [F'_{\text{Ai}}(x/x_0) + aF_{\text{Ai}}(x/x_0)] \quad (8)$$

对  $n_{\text{eff}}(x)$  求二阶导,得

$$n''_{\text{eff}} = (n_p - n_b) V_p \rho_0 \exp\left(\frac{\alpha I_{\text{Ai}}}{4k_B T}\right) \frac{\alpha A_0^2}{2x_0^2 k_B T} \exp(2ax/x_0) \times$$

$$\left\{ \frac{\alpha A_0^2}{2k_B T} \exp(2ax/x_0) F_{\text{Ai}}^2(x/x_0) [F'_{\text{Ai}}(x/x_0) + aF_{\text{Ai}}(x/x_0)]^2 + [F'_{\text{Ai}}(x/x_0) + aF_{\text{Ai}}(x/x_0)] \times \right.$$

$$\left. [F'_{\text{Ai}}(x/x_0) + 2aF_{\text{Ai}}(x/x_0)] + F_{\text{Ai}}(x/x_0) [F''_{\text{Ai}}(x/x_0) + aF'_{\text{Ai}}(x/x_0)] \right\} \quad (9)$$

令  $n'_{\text{eff}}=0$ ,通过拟合可得特解为

$$x_1 = -2.338x_0, \quad (10)$$

$$x_2 = (2.394 + 5.988a - 8.770a^2 + 5.653a^3) x_0. \quad (11)$$

令  $n''_{\text{eff}}=0$ ,通过拟合可得特解为

$$x_3 = \{ (0.384 + 0.244a + 0.540a^2 - 0.227a^3) \times$$

$$\exp\left[ \frac{\alpha A_0^2}{2k_B T (13.869 + 15.769a + 68.123a^2 - 62.206a^3)} \right] - 2.339 + 0.205 \exp(1.446a) \} \times x_0, \quad (12)$$

$$x_4 = \left\{ \left[ 1.413 \exp\left(\frac{\alpha A_0^2}{13.176k_B T}\right) + 0.506 \right] \exp\left[ \frac{a}{0.777 \exp\left(\frac{\alpha A_0^2}{14.267k_B T}\right) + 0.644} \right] - \right.$$

$$2.347 \exp\left(\frac{\alpha A_0^2}{20.137 k_B T}\right) + 0.129 \left. \right\} \times x_0. \quad (13)$$

### 3 数值仿真与讨论

在数值仿真中,采用波长为 532 nm 的 Airy 光束作为诱导光束,选取光束横坐标系数  $x_0 = 10 \mu\text{m}$ ,截断因子  $\alpha = 0.05$ ,初始发射角度  $\theta = 0 \text{ rad}$ 。背景液体的折射率取作  $n_b = 1.47$ ,对应于甘油的折射率,微粒的折射率选作  $n_p = 1.34$ ,对应于聚四氟乙烯 (PTFE) 的折射率。微粒半径取为 50 nm,微粒数密度为  $1.9 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  (或  $f_p = 10^{-4}$ )。仿真观测长度设定为 4 mm。

逐步提高诱导光束的功率,所诱导的波导结构随功率值变化的模拟结果如图 2 所示,其中诱导激光束功率从左至右逐渐增加。

图 2 所示为 Airy 光束在负极化纳米悬浊液中诱导出的稳定的弯曲波导结构。从图 2 可以看出,有效可用的波导结构的长度与诱导光束的功率有关。在低功率条件下,光束在纳米悬浊液中所诱导的有效波导结构较短,如图 2(a) 所示。随着激光功率逐渐增加,纳米悬浊液中的微粒在梯度力的作用下被排斥到光束以外,光束自会聚效应越来越明显,纳米悬浊液中的非线性效应增强,所诱导的有效弯曲波导长度增加,如图 2(b) 和 (c) 所示。当激光功率继续增大到某特定值时,光束的自会聚效应能够完全抵消衍射效应,实现激光束的空间不展宽传输,即类光子行为,此时在悬浊液中诱导的波导结构如图 2(c) 所示。

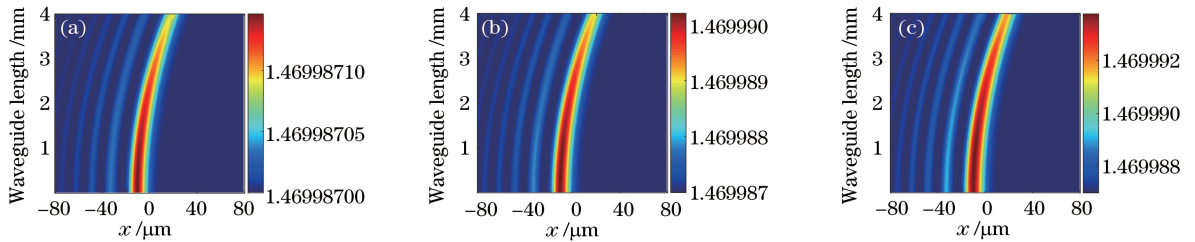


图 2 不同功率 Airy 光束在 PTFE-甘油悬浊液中诱导的弯曲波导。(a)  $I_{\text{Ai}} = 2.5 \times 10^9 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ ;  
(b)  $I_{\text{Ai}} = 6.4 \times 10^9 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ ; (c)  $I_{\text{Ai}} = 1 \times 10^{10} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$

Fig. 2 Curved waveguides induced by Airy beams with different powers in a PTFE-glycerol suspension.

(a)  $I_{\text{Ai}} = 2.5 \times 10^9 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ ; (b)  $I_{\text{Ai}} = 6.4 \times 10^9 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ ; (c)  $I_{\text{Ai}} = 1 \times 10^{10} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$

以上数值仿真的结果表明,利用 Airy 光束能够在负极化纳米悬浊液中诱导弯曲波导结构。

利用(10)~(13)式,在上文所述的仿真条件下,可以求解出当诱导光强为  $6.4 \times 10^9 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$  时,  $x_1$ 、 $x_2$ 、 $x_3$  和  $x_4$  分别为  $-23.38, 26.72, -19.63, 1.54 \mu\text{m}$ ,即波导尺寸为  $50.10 \mu\text{m}$ ,导层尺寸为  $21.17 \mu\text{m}$ 。

图 3 分别给出了波导尺寸和截断因子、极化率

及诱导光强的关系,蓝色曲线代表波导总尺寸,红色曲线代表导层尺寸。图 3(a) 描述的是波导尺寸和截断因子的关系。从图 3(a) 可知,波导总尺寸大小和截断因子呈正相关的关系,导层尺寸大小和截断因子是接近线性负相关的关系。图 3(b) 描述的是波导尺寸和极化率的关系。从图 3(b) 可知,总尺寸大小不随极化率大小的改变而变化。当极化率在

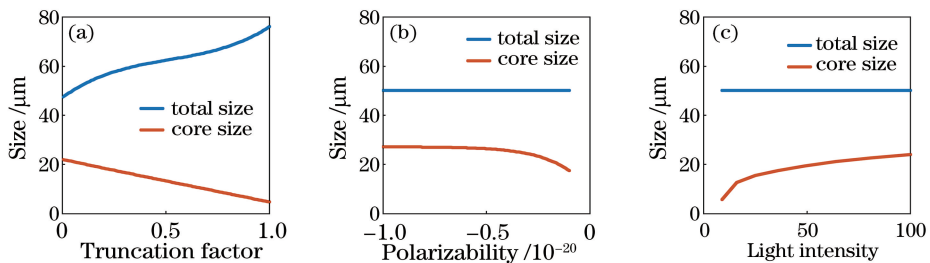


图 3 诱导波导结构尺寸与(a)截断因子、(b)极化率、(c)光强的关系

Fig. 3 Relationship between the size of induced waveguide structure and (a) truncation factor, (b) polarizability, (c) light intensity



( $-10^{-20}$ ,  $-0.5 \times 10^{-20}$ )的范围内,导层尺寸基本不随极化率发生变化;当极化率高于 $-0.5 \times 10^{-20}$ 后,导层尺寸和极化率接近线性负相关。图 3(c)描述的是波导尺寸和光强的关系。从图 3(c)可知,总尺寸大小不随光强大小的改变而变化,在光强较小时,导层尺寸随光强变大而快速增大;当光强增大到一定数值后,总尺寸大小与光强依然呈正相关的关系,但是变化趋势减缓。

实际上,截断因子决定了 Airy 光束主瓣携带能量的比例, $a$  越大,主瓣携带的相对能量越多。在诱导产生波导结构时,主瓣的能量起主要作用,而副瓣的能量有一定的干扰作用。通过控制截断因子,可以控制诱导波导的尺寸。通过控制诱导光束的光强,可以控制诱导波导的导层尺寸。当然,也可以通过控制纳米悬浊液的极化率来控制波导的导层尺寸。在实际中固体的折射率通常要大于液体的折射率,因此可以构造负极化纳米悬浊液的物质相对较少。当纳米悬浊液确定时,可以通过选择不同体积的微粒来控制极化率。(10)~(13)式中的横坐标系数  $x_0$  的物理含义是光学孔径和焦距,或者说是实质上的光束尺寸。通过在波导生成过程中改变 Airy 光束的尺寸,可以生成不同尺寸的波导。

## 4 结 论

通过理论分析,提出了一种利用 Airy 光束在负极化纳米悬浊液中诱导弯曲波导的方法,分析了所诱导波导结构的波导尺寸,讨论了波导性质与诱导光束和负极化纳米悬浊液参数之间的关系。结果显示:诱导光束的光强、截断因子、负极化纳米悬浊液的极化系数可以影响波导的尺寸。在实际设计应用中,根据设计需求,综合考虑选取合适的诱导光束和负极化纳米悬浊液,可以诱导出不同尺寸的弯曲体波导。

## 参 考 文 献

- [1] El-Ganainy R, Christodoulides D N, Rotschild C, *et al.* Soliton dynamics and self-induced transparency in nonlinear nanosuspensions [J]. *Optics Express*, 2007, 15(16): 10207-10218.
- [2] Palmer A J. Nonlinear optics in aerosols [J]. *Optics*

- Letters, 1980, 5(2): 54-55.
- [3] Smith P W, Ashkin A, Tomlinson W J. Four-wave mixing in an artificial Kerr medium [J]. *Optics Letters*, 1981, 6(6): 284-286.
- [4] Lee W M, El-Ganainy R, Christodoulides D N, *et al.* Nonlinear optical response of colloidal suspensions [J]. *Optics Express*, 2009, 17(12): 10277-10289.
- [5] Yashin V E, Chizhov S A, Sabirov R L, *et al.* Formation of soliton-like light beams in an aqueous suspension of polystyrene particles [J]. *Optics and Spectroscopy*, 2005, 98(3): 466-469.
- [6] Matuszewski M, Krolikowski W, Kivshar Y S. Spatial solitons and light-induced instabilities in colloidal media [J]. *Optics Express*, 2008, 16(2): 1371-1376.
- [7] El-Ganainy R, Christodoulides D N, Wright E M, *et al.* Nonlinear optical dynamics in nonideal gases of interacting colloidal nanoparticles [J]. *Physical Review A*, 2009, 80(5): 053805.
- [8] Matuszewski M. Engineering optical soliton bistability in colloidal media [J]. *Physical Review A*, 2010, 81(1): 013820.
- [9] Lau M, Zhang Z, Man W, *et al.* Observation of self-induced transparency in nano-suspensions with negative polarizability [C] // *Quantum Electronics and Laser Science Conference*, May 6-11, 2012, San Jose, California. Washington: Optical Society of America, 2012: QW3E.5.
- [10] Man W N, Fardad S, Zhang Z, *et al.* Optical nonlinearities and enhanced light transmission in soft-matter systems with tunable polarizabilities [J]. *Physical Review Letters*, 2013, 111(21): 218302.
- [11] Ashkin A, Dziedzic J M, Bjorkholm J E, *et al.* Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles [J]. *Optics Letters*, 1986, 11(5): 288-290.
- [12] Stenholm S. The semiclassical theory of laser cooling [J]. *Reviews of Modern Physics*, 1986, 58(3): 699-739.
- [13] Garnett J C M. Colours in metal glasses and in metallic films [J]. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 1904, 203: 385-420.