

文章编号: 0258-7025(2004)06-0723-05

应用等效折射率模型研究光子晶体光纤

任国斌^{1,2}, 王 智¹, 娄淑琴¹, 简水生¹

(¹ 北京交通大学光波技术研究所, 北京 100044; ² 河北大学物理科学与技术学院, 河北 保定 071002)

摘要 应用等效折射率模型研究了光子晶体光纤(PCF)的传播特性。介绍了光子晶体光纤的等效折射率模型。通过求解标量波动方程得到了光子晶体光纤包层基空间填充模的模式折射率,利用阶跃光纤的理论来研究光子晶体光纤的导模特性。应用此模型对不同结构光子晶体光纤包层区的等效折射率与波长的关系进行了讨论。包层区等效折射率与芯子的折射率差随波长的增加而增大,并由此阐述了光子晶体光纤的单模特性。数值分析得到光子晶体光纤的基模的模式折射率,并由此研究了光子晶体光纤的波导色散与结构参量的关系。分析表明,光子晶体光纤的波导色散随空气孔孔距的变化符合 Maxwell 方程的比例性质。空气孔的相对孔径对波导色散有重要的影响。这些分析表明光子晶体光纤具有可以灵活设计其色散特性的潜在应用前景。

关键词 光电子学;光子晶体光纤;等效折射率;模式折射率;波导色散

中图分类号 TN 929.11 **文献标识码** A

Study on Photonic Crystal Fibers by Effective-Index Model

REN Guo-bin^{1,2}, WANG Zhi¹, LOU Shu-qin¹, JIAN Shui-sheng¹

(¹ Institute of Lightwave Technology, Beijing Jiaotong University, Beijing 100044, China)
(² Physics and Technology College, Hebei University, Baoding, Hebei 071002, China)

Abstract The propagation properties of photonic crystal fibers (PCF) are discussed with effective-index model. The effective-index model of photonic crystal fiber was introduced at first. By solving the scalar wave equation within cladding of PCF, the effective index of the cladding was calculated. Applying theory of standard fiber, we may calculate the propagation properties of PCF as a step-index fiber. With this model, the effective index of PCF cladding with different structure parameters was discussed. The refractive index difference of the core and cladding increases as the wavelength increases, and the endlessly single-mode behaviour was illuminated. The mode refractive index and the waveguide dispersion of the fundamental mode in PCF was calculated. It is shown that the relationship between waveguide dispersion and the air hole pitch is in accord with the scaling properties of Maxwell equations, the waveguide dispersion is also critically dependant on the size of the air hole. These analyses indicated that PCF is a promising component for enhanced control of dispersion in optical communication system.

Key words optoelectronics; photonic crystal fiber; effective-index; mode refractive index; waveguide dispersion

1 引 言

光子晶体光纤(PCF)又称为微结构光纤(Micro-Structured Fiber)或多孔光纤(Holey Fiber)。光子晶体光纤可以分为两类^[1]:折射率导模光子晶体光纤,其导模机制为全反射(TIR: Total Internal Reflection)^[2];另一类是光子带隙

(Photonic Band Gap, PBG)导模光子晶体光纤^[3],其导模机制为光子带隙效应。

与传统光纤相比,通过对光子晶体光纤结构的设计可以获得许多独特的特性:无尽单模特性^[4],大有效面积^[5],高模式双折射^[6]以及高非线性特性^[7]等,在光通信领域具有广泛的应用前景。光子晶体光纤的色散特性可以应用于色散补偿、光孤子传输

收稿日期:2003-03-17;收到修改稿日期:2003-04-18

作者简介:任国斌(1973—),男,北京交通大学通信与信息系统专业博士研究生,主要从事光纤通信、非线性光纤光学、新型光纤和光子晶体光纤的研究工作。E-mail:guobin_ren@yahoo.com.cn

和产生、超宽带白光产生^[8~10]、超短脉冲激光器和放大器等。

本文介绍了折射率导模光子晶体光纤的等效折射率模型,并应用等效折射率模型讨论了光子晶体光纤包层区的等效折射率与波长的关系,阐述了其单模特性。通过对光子晶体光纤基模的分析,研究得到了光子晶体光纤的波导色散与结构参数的关系。

2 等效折射率模型

图 1 为折射率导模光子晶体光纤的横截面,截面可以分为包层区和芯区。在包层区,均匀圆空气柱在石英衬底上按三角排列形成周期性结构;芯层

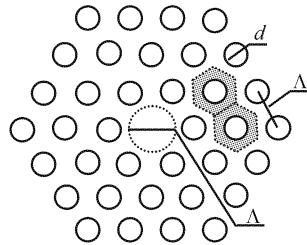


图 1 折射率导模光子晶体光纤的横截面
Fig. 1 Schematic diagram of TIR-PCF

由一个石英圆柱代替一个圆空气柱形成。光子晶体光纤的结构参数可以由孔距 Δ , 孔径 d 来表征。习惯做法是用 Δ 和相对孔径(孔径孔距比) $f = d/\Delta$ 来定义。由于包层区由周期性排列的圆空气柱组成,而芯层由纯石英构成,包层区的平均折射率较芯区低。和传统光纤一样,光子晶体光纤就可以通过全内反射导光。等效折射率模型由 T. A. Birks 等^[4] 提出。具体的思路是考虑在包层区,可以计算得到基空间填充模即包层基模的传播常数 β_{FSM} 。基空间填充模 β_{FSM} 是包层区中允许的最大传播常数。芯区由纯石英构成,其折射率为 n_0 。这样光子晶体光纤中的传播常数 β 就满足

$$\beta_{\text{FSM}} < \beta < k_0 n_0 \quad (1)$$

k_0 为自由空间波矢量。由基空间填充模 β_{FSM} 可以得到包层区的等效折射率 n_{eff}

$$n_{\text{eff}} = \beta_{\text{FSM}}/k_0 \quad (2)$$

先求解包层区基空间填充模 β_{FSM} 。将 β_{FSM} 近似为无限大周期性结构的基模传播常数。图 2 中左侧是包层区中的一个单元,在空气孔的直径 d 不是很大的情况下,可以将其外围正六边形区域近似为右侧的半径为 b 的圆。圆的半径可以由面积换算

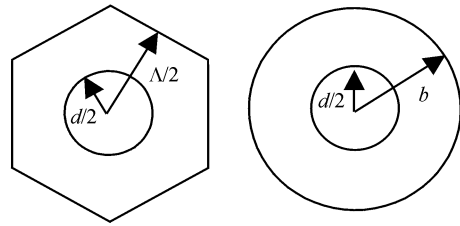


图 2 包层区中的单元与其近似单元
Fig. 2 Actual unit cell and its approximation in PCF cladding

$$b = \left(\frac{\sqrt{3}}{2\pi}\right)^{1/2} \quad (3)$$

在图 2 右侧所示的一个周期性单元中,采用标量近似,标量场可以写成 $\Psi e^{i(\alpha r - \beta z + m\phi)}$ 的形式, Ψ 满足

$$[\nabla_r^2 + (k^2 n^2 - \beta^2)]\Psi = 0 \quad (4)$$

1) 在芯层中,标量波动方程为虚宗量 Bessel 方程

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial r} - \left(\beta^2 - k_0^2 n_1^2 + \frac{m^2}{r^2}\right) \Psi = 0 \quad (5)$$

其中 n_1 为空气的折射率, $n_1 = 1$ 。令 $d/2 = a$, $W^2 = a^2(\beta^2 - k_0^2 n_1^2)$ 。方程的解可以写成

$$\Psi = I_m\left(\frac{W}{a}r\right) \quad 0 \leq r \leq a \quad (6)$$

2) 在包层区,标量波动方程为 Bessel 方程

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial r} - \left(k_0^2 n_0^2 - \beta^2 - \frac{m^2}{r^2}\right) \Psi = 0 \quad (7)$$

令 $U^2 = a^2(k_0^2 n_0^2 - \beta^2)$ 。其解为

$$\Psi = A J_m\left(\frac{U}{a}r\right) + B N_m\left(\frac{U}{a}r\right) \quad a \leq r \leq b \quad (8)$$

3) 边界条件为:在 $r = b$ 时,由于周期性边界条件要求 $\frac{d\Psi}{dr} = 0$;在 $r = a$ 时, $\Psi, \frac{d\Psi}{dr}$ 保持连续。

由(6),(8)两式,应用边界条件,并利用 Bessel 函数的递推公式,在考虑基模传输的情况下可以得到特征方程

$$\frac{U I_0(W)}{W I_1(W)} = \frac{\left[J_1\left(\frac{b}{a}U\right) N_0(U) - J_0(U) N_1\left(\frac{b}{a}U\right) \right]}{\left[J_1(U) N_1\left(\frac{b}{a}U\right) - J_1\left(\frac{b}{a}U\right) N_1(U) \right]} \quad (9)$$

特征方程可以利用数值方法求解,方程的第一个根就对应基空间填充模的 β_{FSM} ,再由(2)式,得到包层区等效折射率 n_{eff} 。有了包层区的等效折射率 n_{eff} ,就可以利用阶跃光纤的理论来研究光子晶体光纤的导模特性,如单模条件、色散等传输特性。有一点需要

注意,对于有效芯径的选取,不同的文献选择了不同的值^[4,11,12],考虑到芯层是由包层区的一个周期性单元被替代而形成的,从包层区的周期性出发,选取纤芯半径为 $\Lambda/2$,如图 1 中心的圆。

3 光子晶体光纤包层区的等效折射率

图 3,4 是包层区等效折射率与光子晶体光纤的结构参数 Λ, f 的关系,最上面一条曲线是 Sellmeier 公式决定的芯子(SiO_2)的折射率,用 n_{si} 表示。在短波长区,两图中包层区的等效折射率全都趋于 SiO_2 的折射率,这可以解释为光子晶体光纤中的场在短波长时集中于高折射率区域(即石英)中。随着波长的增加,包层区的等效折射率与芯子的折射率差逐渐加大,即曲线越分越开。当 f 一定时, Λ 越小等效折射率越小; Λ 一定时, f 越大等效折射率越小。可解释为: f 一定时,在确定的波长, Λ 越小,空气孔中的场分布加强,从而等效折射率变小; Λ 一定时, f 越大,空气孔越大,也会使等效折射率减小。

包层区等效折射率与芯子的折射率差随波长的增加而增大可以解释光子晶体光纤的无尽单模特性^[4]。可以定义光子晶体光纤的归一化频率 $V = \frac{2\pi a}{\lambda} \sqrt{n_0^2 - n_{\text{eff}}^2}$,其中 a 为光子晶体光纤的等效纤芯半径,这里取为 $\Lambda/2$ 。图 5,6 是光子晶体光纤的归一化频率 V 与光子晶体光纤结构参数 Λ, f 的关系。由于考虑了石英材料的色散,Maxwell 方程的比例性质不再适用,这里不用归一化波长而用波数作为横坐标。对于确定结构参数的光子晶体光纤,随着波长的减小(波数的增大),其等效归一化频率都趋于平坦,即趋于一定的值。图 5 中对于一定的 Λ

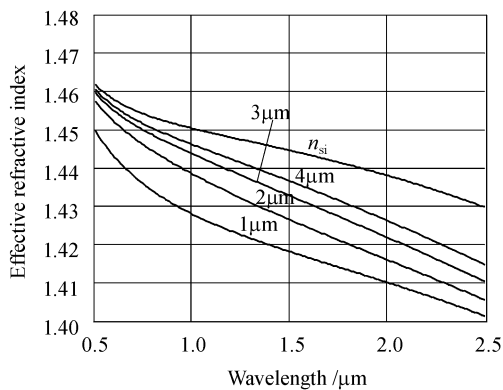


图 3 光子晶体光纤取 $f = 0.3, \Lambda = 1, 2, 3, 4 \mu\text{m}$ 的包层区等效折射率

Fig. 3 Effective cladding index of PCF with $f = 0.3, \Lambda = 1, 2, 3, 4 \mu\text{m}$

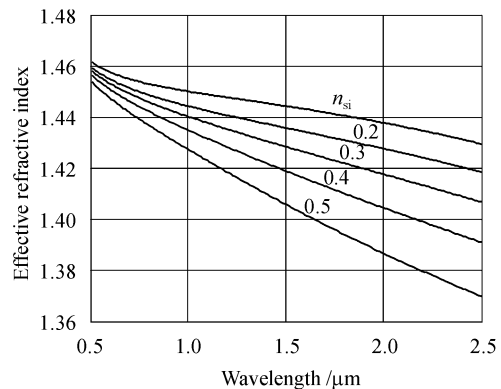


图 4 光子晶体光纤取 $\Lambda = 2.3 \mu\text{m}, f = 0.2, 0.3, 0.4, 0.5$ 的包层区等效折射率

Fig. 4 Effective cladding index of PCF with $\Lambda = 2.3 \mu\text{m}, f = 0.2, 0.3, 0.4, 0.5$

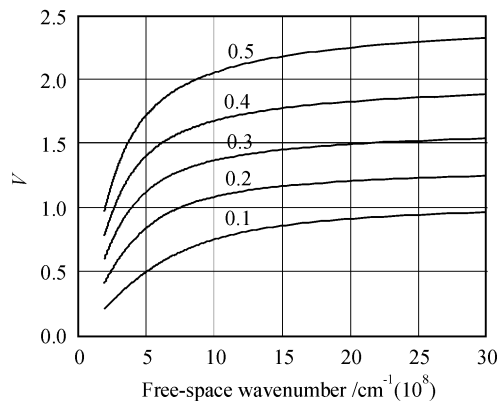


图 5 光子晶体光纤取 $\Lambda = 2.3 \mu\text{m}, f = 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5$ 时的归一化频率 V 与波数的关系

Fig. 5 Relationship between normalized frequency and wave number with $\Lambda = 2.3 \mu\text{m}, f = 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5$

$= 2.3 \mu\text{m}, f$ 越大其归一化频率越高,只要 f 小于某一值,使其归一化频率 $V < 2.40483$,光子晶体光纤就可以在极宽的频率范围内单模操作。图 6 中保持 $f = 0.4$ 不变, Λ 越大归一化频率越高,这里由于考虑了石英的参数色散,得到的结果与应用 Maxwell 方程的比例性质的结果略有不同。

4 光子晶体光纤中的模式

应用等效折射率模型,得到光子晶体光纤包层区的等效折射率后,就可以应用阶跃光纤理论来研究其传输特性,这里只考虑光子晶体光纤中的基模。图 7 是光子晶体光纤的基模模式折射率与波数的关系。石英芯子的折射率由 Sellmeier 公式计算,包层区的等效折射率由等效折射率模型得到,模式折射

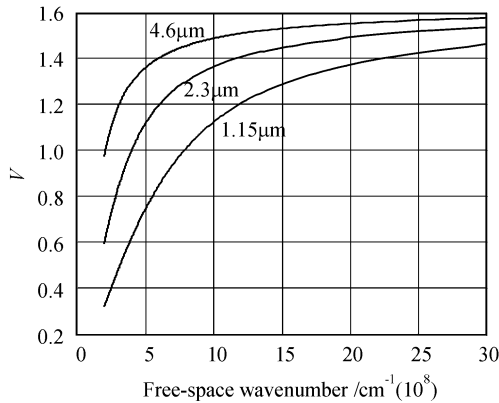


图6 光子晶体光纤取 $f = 0.4, \Delta = 1.15, 2.3, 4.6 \mu\text{m}$ 时的归一化频率 V 与波数的关系

Fig. 6 Relationship between normalized frequency and wave number with $f = 0.4, \Delta = 1.15, 2.3, 4.6 \mu\text{m}$

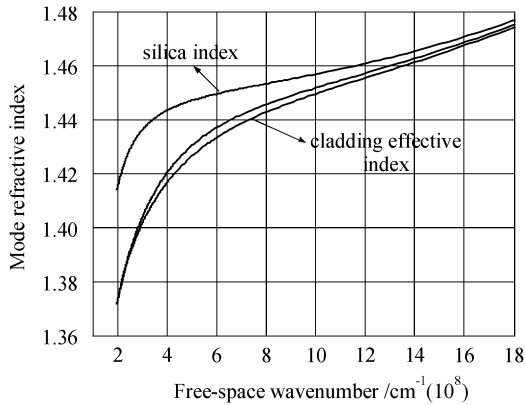


图7 光子晶体光纤的模式折射率与波数的关系,光子晶体光纤取 $\Delta = 2.3 \mu\text{m}, f = 0.4$

Fig. 7 Relationship between mode refractive index and wave number with $\Delta = 2.3 \mu\text{m}, f = 0.4$

率为 $n = \beta/k_0$ 。由图可知: $\beta_{\text{FSM}} < \beta < k_0 n_0$ 满足(1)式。在长波长区(波数较小)包层等效折射率与芯子折射率的差最大,随着波长的减小,折射率差逐渐减小,与图3,4的结论一致。

5 光子晶体光纤色散特性分析

由基模的传播常数,可以得到光子晶体光纤的色散系数,光纤中的色散系数 D 可以表示为

$$D = \frac{d\tau}{d\lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \frac{d^2\beta}{d\omega^2} \approx D_w(\lambda) + D_m(\lambda) \quad (10)$$

$D_w = D|_{n_m(\lambda)=\text{const}}$ 为波导色散; D_m 为材料色散,可以应用 Sellmeier 公式计算得到。对于不同结构参数的光子晶体光纤,由于是纯石英材料,材料色散是相同的,只需要讨论波导色散 D_w 。

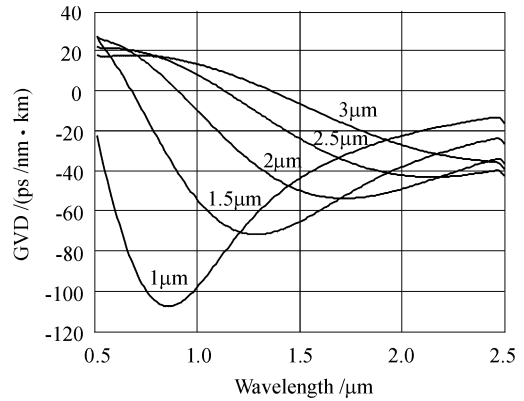


图8 不同结构参数 Δ 的波导色散 $D_w (f = 0.3)$
Fig. 8 Waveguide dispersion for $f = 0.3$ and different Δ

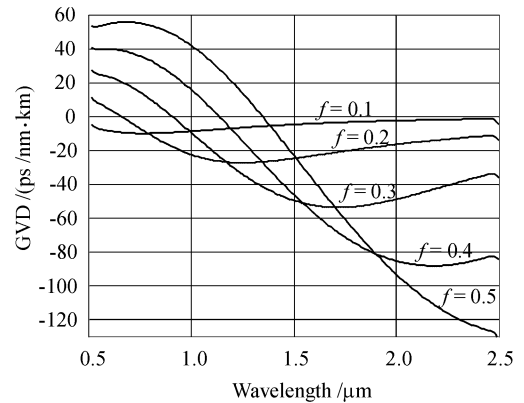


图9 不同结构参数 f 的波导色散 $D_w (\Delta = 2.3 \mu\text{m})$
Fig. 9 Waveguide dispersion for $\Delta = 2.3 \mu\text{m}$ and different f

图8为光子晶体光纤的波导色散 D_w 特性与孔径 Δ 关系的曲线。选取的结构参数 $f = 0.3$, 光子晶体光纤的孔径 Δ 从 $1 \mu\text{m}$ 到 $3 \mu\text{m}$ 变化,在波长 $0.5 \sim 2.5 \mu\text{m}$ 范围内, Δ 越大 D_w 曲线在波长方向上拉得越开,同时其幅度相应地减小。对于每一个 Δ , 其色散曲线都有一个极小值,曲线的线性部分(下降部分)的斜率随 Δ 的变化而变化。通过计算曲线零点及极小值点的位置,发现这组曲线非常有规律,符合 Maxwell 方程的比例性质^[13,14]。

图9是光子晶体光纤的波导色散 D_w 特性与 f 关系的曲线,计算中取 $\Delta = 2.3 \mu\text{m}$, f 的取值从 0.1 到 0.5。对于确定的 Δ , 在波长 $0.5 \sim 2.5 \mu\text{m}$ 范围内,不同 f 所对应的曲线都有一个极小值。 f 越大,光子晶体光纤的波导色散也就越明显,曲线变化越剧烈。图中,对应不同 f 值的曲线的负斜率部分(下降部分),曲线近似是平行的,并随 f 的增大下降部分延长,并向右平移,同时得到更大的负色散,这种规律有利于对光子晶体光纤的色散进行设计^[14]。

利用光子晶体光纤波导色散所具有的特殊性质,可以通过调整其结构参数实现对光子晶体光纤色散的设计,如色散平坦^[13]、色散位移^[15]等特性。

6 结 论

介绍了光子晶体光纤的等效折射率模型,并应用等效折射率模型分析了光子晶体光纤包层区的等效折射率与波长的关系,随着波长的增加,光子晶体光纤包层的等效折射率与芯子之间的折射率差增大,由此阐述了光子晶体光纤的单模特性。计算分析了光子晶体光纤的基模的模式折射率、传播常数,并由此分析了光子晶体光纤的波导色散与其结构参数孔距 Δ , 相对孔径 f 的关系,分析结果对改变光子晶体光纤结构参数,设计光子晶体光纤色散系数具有现实意义。

参 考 文 献

- 1 J. C. Knight, P. St. J. Russell. New way to guide light [J]. *Science*, 2002, **296**(5566):276~277
- 2 J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell *et al.*. All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding [J]. *Opt. Lett.*, 1996, **21**(19):1547~1549
- 3 R. F. Cregan, B. J. Mangan, J. C. Knight *et al.*. Single-mode photonic band gap guidance of light in air [J]. *Science*, 1999, **285**(5433):1537~1539
- 4 T. A. Birks, J. C. Knight, P. St. J. Russell. Endlessly single-mode photonic crystal fiber [J]. *Opt. Lett.*, 1997, **22**(13):961~963
- 5 M. D. Nielsen, A. Petersson, C. Jacobsen *et al.*. All-silica photonic crystal fiber with large mode area [C]. ECOC2002, 3. 4. 2
- 6 K. Suzuki, H. Kubota, S. Kawanishi *et al.*. High-speed bi-directional polarisation division multiplexed optical transmission in ultra low-loss (1.3 dB/km) polarisation-maintaining photonic crystal fibre [J]. *Electron. Lett.*, 2001, **37**(23):1399~1401
- 7 P. Petropoulos, T. M. Monro, W. Belardi *et al.*. 2R-regenerative all-optical switch based on a highly nonlinear holey fiber [J]. *Opt. Lett.*, 2001, **26**(16):1233~1235
- 8 T. A. Birks, D. Mogilevtsev, J. C. Knight *et al.*. Single material fibers for dispersion compensation [C]. OFC1999, 108~110
- 9 W. J. Wadsworth, J. C. Knight, A. Ortigosa-Blanch *et al.*. Soliton effects in photonic crystal fibres at 850 nm [J]. *Electron. Lett.*, 2000, **36**(1):53~55
- 10 P. A. Champert, S. V. Popov, J. R. Taylor. Generation of multiwatt, broadband continua in holey fibers [J]. *Opt. Lett.*, 2002, **27**(2):122~124
- 11 T. A. Birks, D. Mogilevtsev, J. C. Knight *et al.*. The analogy between photonic crystal fibers and step index fibers [C]. OFC1999, 114~116
- 12 A. Bjarklev, J. Broeng, K. Dridi *et al.*. Dispersion properties of photonic crystal fiber [C]. ECOC98, 135~136
- 13 A. Ferrando, E. Silvestre, J. J. Miret *et al.*. Nearly zero ultraflattened dispersion in photonic crystal fibers [J]. *Opt. Lett.*, 2000, **25**(12):790~792
- 14 Ren Guobin, Wang Zhi, Lou Shuqin *et al.*. Study on dispersion properties of photonic crystal fiber by equivalent-index model [J]. *Acta Optica Sinica*, 2004, **24**(3):319~323
任国斌, 姜淑琴, 王智等. 等效折射率模型研究光子晶体光纤的色散特性[J]. *光学学报*, 2004, **24**(3):319~323
- 15 J. C. Knight, J. Arriaga, T. A. Birks *et al.*. Anomalous dispersion in photonic crystal fiber [J]. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 2000, **12**(7):807~809

飞秒激光细胞显微操作系统的实验研究*

飞秒激光作用于生物组织时几乎不伤及周围区域,因而具有极高的空间分辨率和时间分辨率^[1]。目前,光镊已成为捕获和操纵微米尺度微粒和生物细胞的有效手段^[2]。鉴于飞秒激光脉冲的独特优势以及光镊在生物学领域广泛的应用前景,我们曾提出建立飞秒激光细胞显微手术系统^[3],并对以飞秒激光脉冲作为光源的光学势阱的稳定性进行了详细的理论分析^[4~6]。

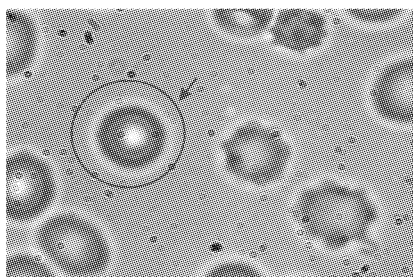


图 1 未受飞秒激光照射时的血红细胞
箭头所示为待捕获细胞

Fig. 1 Red blood cell without the irradiation of the femtosecond laser pulses
the arrow points to the cell to be trapped

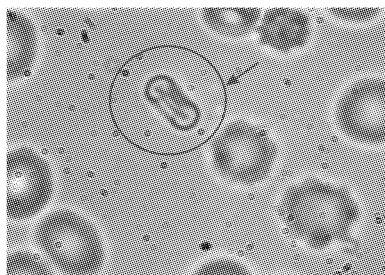


图 2 受飞秒激光照射时的血红细胞
箭头所示为被捕获细胞

Fig. 2 Red blood cell with the irradiation of the femtosecond laser pulses
the arrow points to the trapped cell

利用自行研制的飞秒自锁模钛宝石激光器作为捕获光源,以 Olympus IX71 型倒置生物显微镜为主体,实现了飞秒激光细胞显微操作系统的稳定运转。飞秒激光振荡级输出脉冲脉宽 40 fs,脉冲重复频率为 100 MHz,照射至血红细胞样品的平均功率为 5 mW,被捕获血红细胞直径为 5 μm 。图 1 表示未受飞秒激光照射时处于自由运动状态的血红细胞样品。将飞秒脉冲序列引入显微镜,飞秒脉冲在显微物镜焦平面附近形成光学势阱,血红细胞样品从而被稳定捕获。从垂直于显微镜载物台的方向观察,自由状态下血红细胞为扁平圆碟状,受光照射后细胞样品在光学梯度力作用下被空间

翻转。达到平衡状态后,被捕获细胞碟面垂直于载物台,故视场中观察到的细胞为长条形,如图 2 所示。血红细胞为透明样品,受显微镜照明光照射后,在细胞上可以清晰观察到照明光强度等高线,如图 2 中细胞上出现条纹。当以一定的速度移动显微镜载物台,视场中位于势阱之外的血红细胞随之运动,而被捕获细胞相对于入射的飞秒激光光源静止。由此可充分证明血红细胞被飞秒激光脉冲稳定捕获。撤除飞秒激光后,原被捕获细胞很快恢复自由运动状态,图 3 表示处于恢复期的原被捕获血红细胞。最终细胞完全恢复图 1 所示的自由运动状态。这也说明,该光学势阱中飞秒激光脉冲未对血红细胞造成明显损伤。实验结果表明,高重复频率的飞秒激光脉冲可稳定捕获微米量级的粒子。

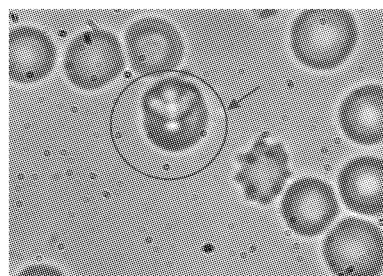


图 3 撤除飞秒激光后,处于恢复期中的血红细胞
Fig. 3 Restoring red blood cell after the femtosecond pulses were blocked

参 考 文 献

- 1 U. K. Tirlapur, K. König. Targeted transfection by femtosecond laser [J]. *Nature*, 2002, **418**(6895):290~291
- 2 A. Ashkin. Application of laser radiation pressure [J]. *Science*, 1980, **210**(4474):1081~1088
- 3 Xing Qirong, Mao Fanlin, Li Yanfeng *et al.*. Femtosecond laser cell manipulation and operation system [J]. *J. Optoelectronics & Laser*, 2002, **13**(1):102~105
邢岐荣,毛方林,栗岩锋等. 飞秒激光细胞操作与手术系统[J]. *光子学·激光*, 2002, **13**(1):102~105
- 4 Qirong Xing, Fanglin Mao, Lu Chai *et al.*. Numerical modeling and theoretical analysis of femtosecond laser tweezers [J]. *Optics & Laser Technology*, to be published
- 5 Qirong Xing, Fanglin Mao, Lu Chai *et al.*. Computing of the axial optical force applied by the femtosecond laser trap [J]. *Chinese J. Lasers*, 2004, **31**(4):445~448
邢岐荣,毛方林,柴路等. 飞秒激光光镊轴向力的计算与分析[J]. *中国激光*, 2004, **31**(4):445~448
- 6 Xing Qirong, Mao Fanglin, Wang Kai *et al.*. Analysis of the lateral optical force applied by the femtosecond laser tweezers [J]. *Acta Photonica Sinica*, to be published
邢岐荣,毛方林,王楷等. 飞秒激光光镊横向光学力的理论分析[J]. *光子学报*,待发表

天津大学精密仪器与光电子工程学院,光电信息
技术科学教育部重点实验室,天津 300072
邢岐荣,毛方林,郎利影,王 专,
王 楷,李术新,柴 路,王清月
收稿日期:2004-05-08

* 天津市重点基金(编号:013800311)资助项目,教育部重点实验室访问学者项目资助,天津大学学科建设专项基金部分资助和国家重大基础研究专项经费部分资助(G1999075201)。