文章编号:1001-5078(2011)12-1373-05

·光子晶体·

棱镜全息干涉法制作光子晶体的研究

刘国彬,孙晓红,李大海,臧克宽
(郑州大学河南省激光与光电信息技术重点实验室,河南 郑州 450052)

摘 要:全息干涉法制作光子晶体具有经济、快捷等特点,是制作大面积的光子晶体理想的方法。其中棱镜全息干涉法具有实验装置稳定性好、易于调节等优点,成为一种重要的光子晶体制作方法。制作二维光子晶体相对简单,并且在很多器件如LED、半导体激光器等的制作中得到广泛的应用。本文分析了用top-cut六棱镜全息干涉制作二维、三维光子晶体的理论问题:光束的数目、空间分布等对生成的光学晶格结构的影响。本文计算机模拟一定情况下,六棱镜生成的各种二维、三维学晶格结构。

关键词:光学材料;光子晶体;全息干涉;光学晶格
中图分类号:O438.1 **文献标识码**:A **DOI**:10.3969/j.issn.1001-5078.2011.12.018

Study on making photonic crystal by prism interference method

LIU Guo-bin, SUN Xiao-hong, LI Da-hai, ZANG Ke-kuan
(Henan key Laboratory of Laser and Opto-electric Information Technology, Zhengzhou University, Zhengzhou 450052, China)

Abstract: Making photonic crystal by holography interference, which possessed the economic and quick properties, is an ideal method of fabricating large area photonic crystal. Prism holography interference method, as the setup is relatively stable, and can be easily adjusted, has become an important photonic crystal fabricating method. Because two dimension photonic crystal can be made relatively easily, it has been widely used in many devices such as LED and semiconductor lasers. In this paper, some theoretical questions in making two dimension and three dimension photonic crystal with top-cut prisms are analyzed, in which the number of light beams, space distributions and polarization have impact on the fabricated optical lattice structures. In this paper, different kinds of two dimension and three dimension optical lattice structures fabricated by hexagonal top-cut prisms are simulated with computer.

Key words: optical material; photonic crystal; holography interference; optical lattice

1 引 言

光子晶体是一种介电常数呈周期性分布的光学材料,1987年,由Yablonovitch和John在研究禁止自发辐射和局域态问题时分别提出。在晶体中原子的周期性分布,可对其中的电子运动产生周期性调制,使电子能级发生分离,能带之间存在带隙。类比于晶体中的电子,在光子晶体中,介电常数的周期性分布也会对光子的运动产生周期性调制,使其中出现光子带隙,频率处于带隙中的光子不能传播。光子晶体的能带带隙与介质的介电常数,占空比以及晶格结构等参数有关系。光子晶体在低阈值激光器、LED、慢光波导、光子晶体光纤及其他光信息功能器件领域展示了很大的应用前景[1],显示了很强的优越性。

目前,常见的光子晶体制作方法有ICP刻蚀、自组装,全息干涉等方法[2]。其中用全息干涉法可制作大面积的光子晶体,通过对光束的数目、偏振态、光束的空间分布的控制,可生成光强在二维、三维方

基金项目:河南省科技厅基础与前沿技术项目(No. 110800531719)资助。

作者简介:刘国彬(1984-),男,硕士研究生,主要从事干涉法制作光子晶体的研究。E-mail:hnxxlgb@hotmail.com

收稿日期:2011-05-19

向上呈周期性分布的结构[3-4]，可称为光学晶格。将这种光学晶格用感光材料记录下来作为模板，再通过其他工艺，可以将光子晶体结构引入到相关的器件中或制成相应的光子晶体材料。

图 1 所示的棱镜可实现分光作用，将一束平行光分成几束传播方向不同的相干光。此装置结构相对简单，易于调节，稳定性高。本文分析全息干涉的基本原理，光束数目、空间分布等对生成的光学晶格的影响。计算机模拟了在一定情况下光学晶格的形状。通过对棱镜干涉原理的研究和对干涉产生的光学晶格结构的模拟，希望能够对具体的棱镜干涉实验起到一定的指导作用。

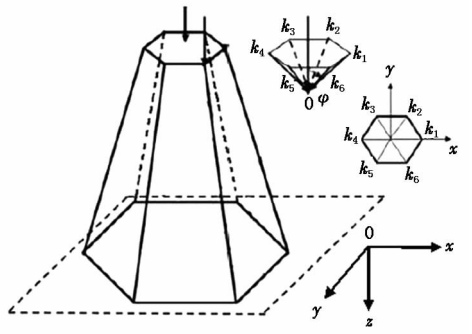


图 1 top-cut 六棱镜

Fig. 1 top-cut hexagonal prism

2 基本理论

计算中所采用的六角棱镜如图 1[5-7] 所示，用石英玻璃制成，棱镜上下底面为正六角，各侧面与底面的夹角相等，绕中心轴具有旋转对称性。入射平行光束是经激光束扩束得到的，可以近似认为是均匀的平行光。光束照射到六棱镜的上表面，经侧面折射被分解为七个传播方向不同的光束：经上表面传播方向不变的中心光束，波矢为 k_0 和经六个侧面 $S_1, S_2, \cdots, S_6$ 折射的六束折射光束，波矢为 $k_1, k_2, \cdots, k_6$，波矢的分布如图 1 所示。在本文的模拟计算中选用的坐标系如图所示，X 轴垂直于其中的一个底边，X, Y 位于下底面，Z 轴垂直于下底面向下，0 点位于下底面内。这几束光在棱镜的下底面交错并发生干涉，可以近似用平行光干涉理论研究它们的干涉情况。其中由侧面折射产生的光束波矢分布如图 1 所示，大小为：

$$k_i = k\left(\cos\frac{2(i-1)\pi}{6}\sin\varphi, \sin\frac{2(i-1)\pi}{6}\sin\varphi, \cos\varphi\right)$$
$$i = 1, 2, \cdots, 6 \qquad (1)$$

中心光束波矢 k_0 大小、方向不变，$k_0 = 2\pi/\lambda$，φ 为折射光束波矢方向与 z 方向的夹角，其与棱镜侧面和底面夹角 α 的关系为：

$$\varphi = \alpha - \arcsin(\sin\alpha / n_m) \qquad (2)$$

其中，n_m 为棱镜材料的折射率。

根据光干涉理论，N 束相干光参与干涉，其干涉光强为：

$$I \propto \left|\sum_{i=1}^{N} E_i \exp[-\mathrm{i}(k_i \cdot r - \omega t + \delta_i)]\right|^2 =$$
$$\sum_{i=1}^{N} |E_i|^2 + 2\sum_{i<j} E_i E_j \cos[(k_j - k_i)\cdot r + \delta_{ij}] =$$
$$\sum_{i=1}^{N} |E_i|^2 + 2\sum_{i<j} E_i E_j \cos[G_i \cdot r + \delta_{ij}] \qquad (3)$$

其中，$\delta_{ij} = \delta_i - \delta_j$ 代表初始位相差；$G_i = k_i - k_j$ 为倒格矢。对于六棱镜，若仅有侧面的六束折射光干涉，倒格矢包括 15 个矢量，所有的这些倒格矢量位于一个平面内，这样六束光干涉产生的光学晶格仅在此平面方向上具有周期性，在垂直于平面的方向上不具有周期性，所以上述棱镜侧面的六束折射光干涉可以产生二维的光学晶格。这 15 个矢量不是兼并的，其倒格基矢可选取为：G_1，G_2，两矢量大小为 $G_0(k\sin\varphi)$，夹角为 60°，可以形成三角晶格结构，其周期（光学晶格常数）大小为 $2\pi/G_0$。

对于三棱镜，或者取六棱镜侧面对称的三束光如：k_1, k_3, k_5 或者 k_2, k_4, k_6，有三个倒格矢量。对于在相同的 φ 和入射光波长情况下，其倒格矢基矢大小为 $\sqrt{3}G_0$，则生成的光学晶格周期为 $2\pi\sqrt{3}G_0$，因此三棱镜和六棱镜生成的三角形光学晶格的周期的比值为 $1/\sqrt{3}$，等于 0.577。

如果将中间光束也引入到干涉中去，由于其波矢方向沿 Z 轴方向，产生的光学晶格倒格矢在三维方向上均有分量，可以产生三维的光学晶格。下面分析了干涉光为线偏振光情况下公式（3）的具体表达形式。

在上述坐标系中，可以将线偏振光偏振矢量（电场矢量）沿坐标轴 X, Y, Z 方向分解，线偏光可以表示为这三个方向偏振分量的叠加[9]：

$$E_i \exp[-\mathrm{i}(k_i \cdot r - \omega t + \delta_i)] =$$
$$(E_{ix}e_x + E_{iy}e_y + E_{iz}e_z)\exp[-\mathrm{i}(k_i \cdot r - \omega t + \delta_i)] \qquad (4)$$

按照上面分解后，代入式（3），得到干涉场光强分布为：

$$I \propto \left|\sum_{i=1}^{N} E_i \exp[-\mathrm{i}(k_i \cdot r - \omega t + \delta_i)]\right|^2 =$$
$$\left|\sum_{i=1}^{N} (E_{ix}e_x + E_{iy}e_y + E_{iz}e_z)\exp[-\mathrm{i}(k_i \cdot r - \omega t + \delta_i)]\right|^2 =$$
$$\left|\sum_{i=1}^{N} E_{ix}e_x \exp[-\mathrm{i}(k_i \cdot r - \omega t + \delta_i)]\right| +$$
$$\sum_{i=1}^{N} E_{iy}e_y \exp[-\mathrm{i}(k_i \cdot r - \omega t + \delta_i)] \cdot$$

$$\sum_{i=1}^{N} E_{iz} e_z \exp[-\mathrm{i}(k_i \cdot r - \omega t + \delta_i)]\,|^2 \quad (5)$$

其中，N 由具体参与干涉的光束数目决定。由于 e_x，e_y，e_z 相互垂直，它们的标量积为零，上式可改写为：

$$I \propto \left|\sum_{i=1}^{N} E_{ix} \exp[-\mathrm{i}(k_i \cdot r - \omega t + \delta_i)] e_x\right|^2 +$$

$$\left|\sum_{i=1}^{N} E_{iy} \exp[-\mathrm{i}(k_i \cdot r - \omega t + \delta_i)] e_y\right|^2 +$$

$$\left|\sum_{i=1}^{N} E_{iz} \exp[-\mathrm{i}(k_i \cdot r - \omega t + \delta_i)] e_z\right|^2 \quad (6)$$

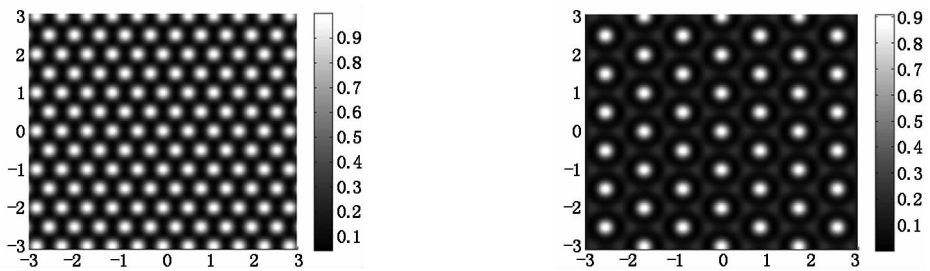
由上式可以看到：总的光强分布是上述分量干涉生成的光强分布的标量和。

3　模拟结果

依据上面的分析，计算机模拟了在线偏振光入射情况下六棱镜生成的光学晶格结构。设定棱镜材料的折射率为 1.52，棱镜侧面和下底面的夹角为 66°，模拟选用的激光波长为 355 nm。对于其他棱镜参数如棱镜上下底边边长，在具体的实验过程中需要合理设计，使从侧面折射的光在棱镜的下底面处可以相交叠发生干涉。忽略 P，S 光在界面上透射率的不同，模拟了在棱镜的下底面生成的二维、三维光学晶格结构。

3.1　二维光学晶格结构

将六棱镜的上表面遮住，使上表面不透光，仅侧面折射光发生干涉，根据倒空间理论，生成二维三角形的光学晶格结构。在线偏振光入射的情况下，对称的侧面三束光（如侧面 S_1，S_3，S_5 或者 S_1，S_3，S_5）干涉生成的二维光学晶格结构如图 2（a）所示，晶格周期为 0.34 μm。图 2（b）为侧面六束光干涉生成的光学晶格结构，周期为 0.57 μm。

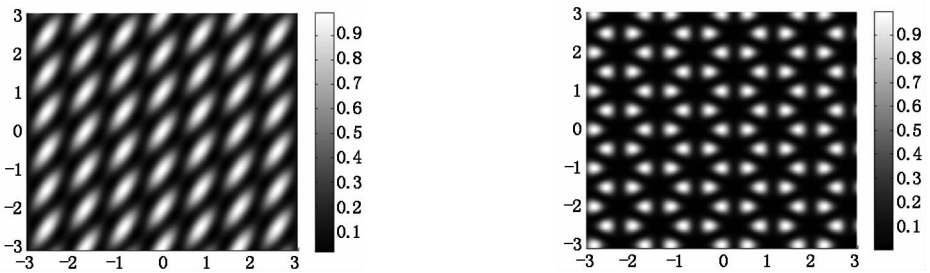


（a）　（b）

图 2　（a）为选用六棱镜侧面对称三束光生成的光学晶格结构（b）为六棱镜侧面六束光干涉生成的光学晶格结构

Fig. 2　(a) optical lattice structure fabricated by three symmetrical light beams from hexagonal prism′s side surfaces; (b) optical lattice structure fabricated through interfering of six light beams from hexagonal prism's side surfaces

仅由侧面相邻三束光（如 S_1，S_2，S_3）三个侧面的折射光发生干涉，生成的光学晶格结构如图 3（a）所示，为三角晶格结构。但是其每个光学格点为倾斜的椭圆型，这可能是由于参与干涉的波矢的不对称分布造成的。图 3（b）为侧面六束光干涉，但是在不同的光束之间引入位相差，图是在 S_1，S_3，S_5 和 S_2，S_4，S_6 之间引入 60°的位相差生成的光学晶格结构，为蜂窝状结构。



（a）　（b）

图 3　（a）六棱镜侧面相邻三束光干涉生成的光学晶格结构，格点由倾斜的光强极大组成；（b）在侧面六束光之间引入特定的位相差时生成的光学晶格结构

Fig. 3　(a) optical lattice structure fabricated by three adjacent light beams from side surfaces; (b) and the lattice point is composed by skew maximum intensity points; optical lattice structure fabricated through introducing certain phase differences between different kinds of light beams from side surfaces

3.2　三维光学晶格结构

在上述六棱镜中，如果从上表面入射的传播方向沿 Z 方向传播的中心光束也参与干涉，则可以生成三维的光学晶格结构。图 4 为传播方向沿 Z 轴

的中心光束和六棱镜侧面对称三束光干涉生成的三维光学晶格结构。通过在其光强三维场分布中截取三个平面来研究其光学晶格结构，$Z=0$ 的平面为棱镜的底面位置。图 4 中，画出四个标识点 0，1，2，3。2 点位于 1 点的对称位置，0，1，2，3 四点的坐标大约为(0，0，0)，(－.047，－0.28，0)，(－.047，0.28，0)，(－0.30，0，0.60)。由 0 点向点 1，2，3 引方向矢量，这三个矢量为这种光学晶格结构的基矢，沿着这三个方向光学晶格具有平移对称性。图 5 为 Z 为 0 平面的光强分布，由 0 点向 1，2 所做的基矢大小相等，约为 0.55 μm，夹角大小为 60°，形成三角晶格结构；由 0 点向 3 方向的晶格基矢大小为 0.67 μm，与其他两个方向不相等并且夹角也不等于 60°，因此这种三维光学晶格结构偏离面心立方结构。当中心光束和侧面折射的光束的夹角等于 38.94°，可以形成面心立方结构[11]，而上述棱镜的折射的中心光束和侧面光束夹角约为 29°。

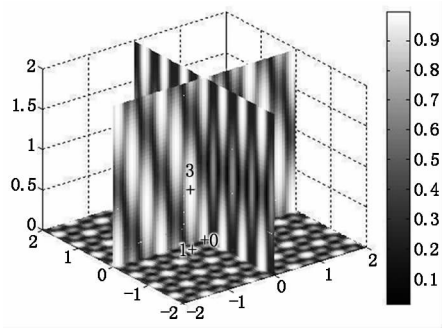


图 4 中间光束和侧面对称三束光生成的三维光学结构，在 $X=0$，$Y=0$，$Z=0$ 面上的光强分布

Fig. 4 optical lattice structure fabricated by interference of central light beams and three symmetrical light beams from side surfaces, the intensity distribution on planes $X=0$, $Y=0$, $Z=0$

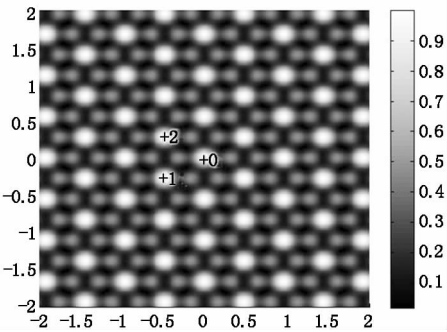


图 5 中间光束和侧面对称三束光生成的三维光学结构，在 $Z=0$ 面上的光强分布

Fig. 5 optical lattice structure fabricated by interference of central light beam and three symmetrical light beams from side surfaces, the intensity distribution on plane $Z=0$

当传播方向沿 Z 轴的中心光束和六棱镜侧面六束光共同参与干涉也可生成三维光学晶格结构，图 6 为通过截取三个平面所得到的三维光强场分布的形貌，是一种正交结构。图 6 中也画出四个标识点 0，1，2，3，其中点 2 位于点 1 关于平面的对称位置，它们的坐标分别为(0，0，0)，(－0.47，－0.27，0)，(－0.47，0.27，0)，(0，0，1.85)。同样由 0 点向 1，2，3 引矢量，这三个矢量是这种三维光学晶格结构的基矢。图 7 为 $Z=0$ 平面的光强场分布，由 0 点向 1，2 所引的方向矢量的大小约为 0.54 μm，夹角为 60°形成三角晶格结构；由 0 点向 3 点，沿 Z 轴方向的矢量大小约为 1.85 μm，此矢量与上述两个矢量垂直。

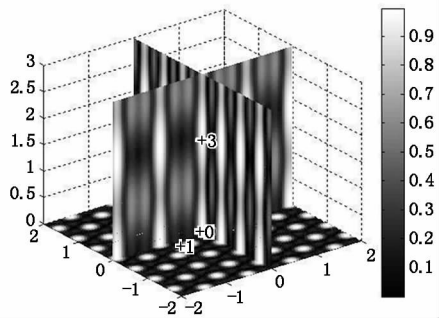


图 6 中间光束和侧面六束光生成的三维光学晶格结构，在 $X=0$，$Y=0$，$Z=0$ 面上的光强分布

Fig. 6 optical lattice structure fabricated by interference of central light beam and six light beams from side surfaces, the intensity distribution on planes $X=0$, $Y=0$, $Z=0$

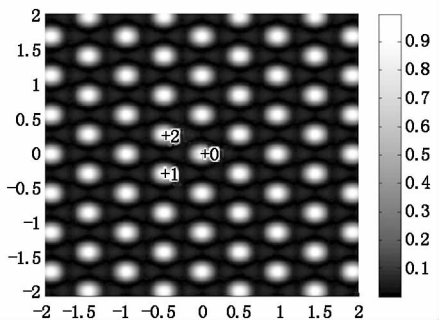


图 7 中间光束和侧面六束光生成的三维光学晶格结构，在 $Z=0$ 面上的光强分布

Fig. 7 optical lattice structure fabricated by interference of central light beam and six light beams from side surfaces, the intensity distribution on plane $Z=0$

在上述模拟过程中发现干涉产生的光学晶格结构不随入射光的偏振方向而改变。在上述棱镜的下底面置以涂有光刻胶的平板，将上述干涉生成的光学晶格结构记录下来作为模板，再应用其他制作工

艺,如 ICP 刻蚀等,可以将这种图形转移到相应器件上,得到我们所需的光子晶体结构。如在 LED 的上表面通过全息干涉生成二维的光学晶格结构并作为模板,再通过干法刻蚀将二维的光子晶体结构转移到 LED 的出光面上,可以改变其辐射模式、降低全反射效应来提高 LED 的出光效率[12]。上文模拟中,可以通过设计合理的棱镜,选择适当的激光波长、强度,选择适合的感光材料可以制作出满足需要的特定周期、特定占空比的晶格结构。

4 结 论

通过模拟可以看出,采用上述六棱镜通过改变波矢的空间分布可以生成多种二维、三维光学晶格结构。仅选用侧面光束可以生成二维的光学晶格结构:侧面六束光或者对称的三束光可以生成晶格格点为圆形的三角形光学晶格结构;三个相邻侧面三束光干涉时,可以生成由倾斜格点的组成的三角晶格结构;当在棱镜的对称的侧面之间引入位相差时,在一定的条件下可以生成蜂窝状的光学晶格结构。如果中心光束也参与干涉可以生成三维的光学晶格结构:中心光束和侧面对称的三束光干涉可以生成偏离面心立方的光学晶格结构;中心光束与侧面六束光干涉可以生成正交光学晶格结构。

参考文献:

[1] Qi Jianxia. Photonic crystal and it′s appl ication[J]. Journal of Xi′an University of Post and Telecommunications, 2007 ,12(5):138 - 141. (in Chinese)
祁建霞. 光子晶体及其应用[J]. 西安邮电学院学报, 2007 ,12(5):138 - 141.

[2] Wang Hezhou. Fabr icat ion of phot onic Cr yst als by hologr aphic lit hogr aphy and mechanism resear ch on phot onic cr yst al devices[J]. www. opticsjournal. net, 2007, 44(5):15 - 22. (in Chinese)
汪河洲. 光子晶体的全息制作和器件机制研究. 激光与光电子学进展[J]. 中国光学期刊网, 2007, 44(5): 15 - 22.

[3] Wang Xia, Wang Zixia, Lü Hao, et al. Short-cut transformation from one-dimensional to three-dimensional interference pattern by holographic simulation[J]. Acta Physica Sinica, 2010, 59(7):4656 - 4660. (in Chinese)
王霞, 王自霞, 吕浩, 等. 全息干涉光学格点一到三维空间维度的简捷变换[J]. 物理学报, 2010, 59(7): 4656 - 4660.

[4] L Z Cai, X L Yang, Y R Wang. All fourteen bravais lattices can be formed by interferenceof four noncoplanar beams[J]. Optics Letters, 2002, 27(11):900 - 902.

[5] X H Sun, X M Tao, Y Y Wang. Various photonic crystal structures fabricated by using a top-cut hexagonal prism [J]. Appl Phys A, 2010, 98:255 - 261.

[6] X H Sun, X M Tao, T J Ye, et al. Optics design and fabrication of 3D electrically switchable hexagonal photonic crystal[J]. Applied Physics B, 2007, 87:65 - 69.

[7] Lijun Wu, Yongchun Zhong, Kam Sing Wong, et al. Fabrication of hetero-binary and honeycomb photonic crystals by one-step holographic lithography[J]. Applied Physics Letters, 2006, 88:091115 - 1 - 091115 - 3.

[8] K I Petsas, A B Coates, G Grynberg. Crystallography of optical lattices[J]. Physical Review A, 1994, 50(6): 1085 - 1091.

[9] Su Huimin, Zheng Xiguang, Wang Xia, et al. Computer simulation of the effect of polarization on the laser holography[J]. Acta Physica Sinica, 2002, 51(9): 1044 - 1048. (in Chinese)
苏慧敏, 郑锡光, 王霞, 等. 计算机模拟偏振对激光全息的影响[J]. 物理学报, 2002, 51(9): 1044 - 1048.

[10] Weidong Mao, Yongchun Zhong, Jianwen Dong, et al. Crystallography of two dimensional photonic lattices formed by holography of three noncoplanar beams[J]. J. Opt. Soc. Am. B, 2005, 22(5): 1085 - 1091.

[11] M Campbell, D N Sharp, M T Harrison, et al. Fabrication of photonic crystals for the visible spectrum by holographic lithography[J]. Nature, March, 2000, 404, 2.

[12] Lin Han, Liu Shou, Zhang Xiangsu, et al. Enhanced external quantum efficiency of light emitting diodes by fabricating two-dimensional photonic crystal sapphire substrate with holographic technique [J]. Acta Physica Sinica, 2009, 58(2): 959 - 963. (in Chinese)
林瀚, 刘守, 张向苏, 等. 全息技术制作二维光子晶体蓝宝石衬底提高发光二极管外量子效率[J]. 物理学报, 2009, 58(2): 959 - 963.

更 正

2011 年 11 期 P. 1211 作者单位应为:
天津大学 精密测试技术及仪器国家重点实验室, 天津 300072
State Key Lab of Precision Measuring Technology & Instruments, Tianjin University, Tianjin 300072, China