

文章编号: 1001-3806(2007)04-0374-04

## 1. 444 $\mu\text{m}$ Nd YAG 脉冲激光器的理论研究

姚育成, 李正佳\*, 夏红星, 夏 谦

(华中科技大学 光电子科学与工程学院, 武汉 430074)

**摘要:** 为了研究 Nd YAG 激光器 1.444 $\mu\text{m}$  激光的脉冲输出, 依据速率方程理论, 建立了 1.444 $\mu\text{m}$  Nd YAG 脉冲激光器的理论模型, 分析了 Nd YAG 晶体中其它受激发射截面较高的谱线不产生激光振荡的条件, 并在脉冲抽运情况下模拟了 1.444 $\mu\text{m}$  和 1.064 $\mu\text{m}$  双波长激光输出。模拟结果表明, 1.064 $\mu\text{m}$  激光一定范围内的微弱振荡对 1.444 $\mu\text{m}$  激光输出没有显著影响。建立一维数值模型计算了放大自发辐射 (ASE) 对激光输出的影响, 在晶体表面反射率为 0 的理想状况下, ASE 对激光输出的影响小于 2%, 可以忽略。

**关键词:** 激光器; 1.444 $\mu\text{m}$  激光; 理论模拟; 放大自发辐射

**中图分类号:** TN248.1 **文献标识码:** A

### Theoretical investigation of the 1.444 $\mu\text{m}$ Nd YAG pulsed laser

YAO Yu-cheng, LI Zheng-jia, XIA Hong-xing, XIA Qian

(Institute of Optoelectronics Science and Engineering, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China)

**Abstract:** In order to obtain 1.444 $\mu\text{m}$  Nd YAG pulsed laser, the theoretical model of the 1.444 $\mu\text{m}$  Nd YAG pulsed laser system was build up according to the rate equation theory and the laser producing condition of other spectrum with high cross section was analyzed. The output of double wavelength laser of 1.444 $\mu\text{m}$  and 1.064 $\mu\text{m}$  was calculated in pulsed pump condition. The numerical results indicated that the low 1.064 $\mu\text{m}$  laser emission had not obvious effect on the 1.444 $\mu\text{m}$  laser output. The amplified spontaneous emission (ASE) effect on the laser output was calculated by one-dimension numerical model. The ASE effect was less than 2% and might be neglected in the ideal condition that there was no reflection on the crystal surface.

**Key words:** lasers; 1.444 $\mu\text{m}$  laser; theoretical simulation; amplified spontaneous emission

## 引 言

处于人眼安全波段的 1.444 $\mu\text{m}$  的激光, 对水的吸收系数高达  $26\text{cm}^{-1}$ , 在光通信、激光雷达和外科手术中有着广泛的应用<sup>[1]</sup>。激光性能优异的 Nd YAG 晶体, 实现 $^4\text{F}_{3/2}$ 能级到 $^4\text{I}_{3/2}$ 较高子能级的跃迁便可获得 1.444 $\mu\text{m}$  的激光<sup>[2,3]</sup>。因为激光器以四能级方式工作, 与同样对水有高吸收系数的软激光相比, 受温度的影响不敏感, 所以在单棒功率及重复频率方面有不可比拟的优势。但在 Nd YAG 晶体众多的发射谱线中, 1.444 $\mu\text{m}$  谱线的受激发射截面非常小, 约为最强发射谱线 (1.064 $\mu\text{m}$ ) 的 1/10, 所以要实现 1.444 $\mu\text{m}$  的激光输出, 需采取措施抑制其它谱线的振荡。通常用谐振腔反射镜选择性镀膜来增大其它谱线振荡的阈值。在功率密度很高的脉冲抽运情况下, 为抑制较强发射谱线的寄生振荡, 反射镜的镀膜要求较高, 难度较大<sup>[4]</sup>。依据

速率方程理论, 建立 Nd YAG 激光器 1.444 $\mu\text{m}$  激光输出的理论模型, 分析在一定条件下激光输出特性及反射镜镀膜的适当要求, 同时分析 ASE 对激光输出的影响, 对 1.444 $\mu\text{m}$  激光器的设计提供一定程度的理论指导。

## 1 1.444 $\mu\text{m}$ Nd YAG 激光理论模型

### 1.1 速率方程

在 Nd YAG 晶体的发射谱线中, 除了占绝对优势波长为 1.064 $\mu\text{m}$  的谱线外, 还可激发能级 $^4\text{F}_{3/2} \rightarrow ^4\text{I}_{3/2}$ , 波长为 1.319 $\mu\text{m}$ , 1.338 $\mu\text{m}$ , 1.444 $\mu\text{m}$  以及能级 $^4\text{F}_{3/2} \rightarrow ^4\text{I}_{1/2}$ , 波长为 0.946 $\mu\text{m}$  的准三能级谱线<sup>[1,5]</sup>。因为几种波长的谱线拥有共同的激光上能级, 通常情况下发射 1.064 $\mu\text{m}$  的激光时, 其它谱线自然得到抑制。若要输出相对受激发射截面非常小的 1.444 $\mu\text{m}$  的激光, 则要采取相应措施增大其它谱线振荡阈值来抑制其它谱线的寄生振荡。但由于空间烧孔效应的影响, 仍容易引起激光器的多谱线振荡<sup>[6,7]</sup>。

图 1 为 1.444 $\mu\text{m}$  激光器的示意图。Nd YAG 晶体的直径为  $d$ , 长度为  $L_a$ , 谐振腔长度为  $L_c$ , 谐振腔光程长为  $L_o$ ,  $R_1$  和  $R_2$  为谐振腔反射镜。

作者简介: 姚育成 (1975-), 男, 博士研究生, 主要从事激光医疗方面的研究。

\* 通讯联系人。E-mail: zhjli@mail.hust.edu.cn

收稿日期: 2006-04-05; 收到修改稿日期: 2006-04-30

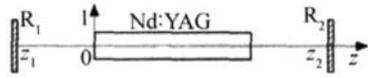


Fig 1 Scheme of the 1.444μm Nd:YAG laser system

考虑以 1.444μm 为主的多谱线振荡,建立速率方程<sup>[8,9]</sup>:

$$\frac{dN(r, z)}{dt} = G(r, z) - \sum \sigma_i v \rho_i(r, z) N(r, z) - \frac{N(r, z)}{\tau} \quad (1)$$

$$\frac{dq_i}{dt} = \sigma_i v_a \int \rho(r, z) N(r, z) dV - \frac{q_i}{\tau_i} + \frac{\gamma_i \beta_i}{\tau} \int_a N(r, z) dV \quad (2)$$

式中,积分下标 a 代表对整个晶体体积积分,下标 i 取 1, 2, 3, 4 分别代表 1.444μm, 1.064μm, 1.319μm, 1.338μm 的谱线, N(r, z) 为反转离子数密度, G(r, z) 为抽运速率密度, q<sub>i</sub> 为谐振腔内 i 谱线光子数总合, ρ<sub>i</sub>(r, z) 为腔内 i 谱线光子密度, τ 为激光上能级寿命, τ<sub>i</sub> 为腔内 i 谱线光子寿命, σ<sub>i</sub> 为 i 谱线受激发射截面, v = c/n 为晶体中的光速 (其中 c 为真空中光速, n 为 Nd:YAG 晶体的折射率), γ<sub>i</sub> 为 i 谱线自发辐射叠加到激光的比率, β<sub>i</sub> 为 i 谱线自发辐射占整个激光上能级自发辐射的比率。其中 q<sub>i</sub> 和 τ<sub>i</sub> 可表示为:

$$q_i = \int_c \rho(r, z) dV \quad (3)$$

$$\tau_i = \frac{2L_0}{c\delta_i} \quad (4)$$

式中,积分下标 c 代表对整个谐振腔积分, δ<sub>i</sub> 为谐振腔 i 谱线的往返损耗,有 δ<sub>i</sub> = -lnR<sub>1</sub>R<sub>2</sub>+L' (其中 R<sub>1</sub> 和 R<sub>2</sub> 分别为全反镜和输出镜对 i 谱线的反射率, L' 为谐振腔除透射外的往返损耗)<sup>[9]</sup>。

假设聚光腔使闪光灯在晶体棒内提供均匀的抽运光场,即提供均匀的抽运几率密度 W<sub>0</sub>,则:

$$G(r, z) = W_0 [N_0 - N(r, z)] \quad (5)$$

式中, N<sub>0</sub> 为晶体离子掺杂密度,抽运几率密度 W<sub>0</sub> = ηP<sub>m</sub>/Vhν<sub>p</sub>N<sub>0</sub> (其中 η 为总合抽运效率, P<sub>m</sub> 为抽运功率, hν<sub>p</sub> 为基态离子抽运到激光上能级所需能量, V 为晶体棒体积, N<sub>0</sub> 为抽运过程中基态离子的密度,根据 Nd:YAG 激光器的特性有 N<sub>0</sub> ≈ N<sub>0</sub>)<sup>[9]</sup>。

1.444μm 激光受激发射截面小,一般输出镜反射率 R<sub>2</sub> 接近于 1,所以谐振腔内激光场可近似看成驻波场。理论模型中光束以近似基模考虑,径向光强分布满足 ε(r) = exp(-2r<sup>2</sup>/w<sub>0</sub><sup>2</sup>) (w<sub>0</sub> 为光斑半径),轴向近似为平面波,则谐振腔内晶体内外 1.444μm 激光光子密度可以表示为<sup>[7]</sup>:

$$\begin{cases} \rho_1(r, z) = \varepsilon(r) n \rho_{10} [1 + \cos(2nk_1 z)], & (\text{晶体内}) \\ \rho_1(r, z) = \varepsilon(r) \rho_{10} [1 + \cos(2k_1 z)], & (\text{晶体外}) \end{cases} \quad (6)$$

式中, ρ<sub>10</sub> 为谐振腔中 1.444μm 激光晶体外的中心平均光子密度, k<sub>1</sub> 为 1.444μm 激光在真空中的波矢。

对于 1.064μm, 1.319μm, 1.338μm 谱线的激光振荡,为了得到有效抑制,谐振腔反射镜 R<sub>1</sub> 和 R<sub>2</sub> 的反射率很小。同时模型是计算抑制不完全的条件下出现的附带激光振荡,强度相对较小,忽略相互之间的叠加,激光场以行波场来考虑。径向光强取与 1.444μm 激光相同的分布。在微小时间段内以稳态情况考虑,根据文献 [5] 中所列的端面边界条件及 I<sup>+</sup>(z)I<sup>-</sup>(z) = C(I<sup>+</sup>(z)和 I<sup>-</sup>(z) 分别为谐振腔内正方向及反方向的光强, C 为常数),则晶体内外 z<sub>1</sub>, z<sub>2</sub> 侧光子密度分布可表示为:

$$\begin{aligned} \rho_i(r, z) &= \varepsilon(r) \rho_{i0} (1 + R_{2i}'), & (z_2 \text{ 侧}) \\ \rho_i(r, z) &= \varepsilon(r) \rho_{i0} \left[ R_{1i}' R_{2i}' + \frac{R_{2i}'}{R_{1i}'} \right], & (z_1 \text{ 侧}) \\ \rho_i(r, z) &= \varepsilon(r) n \rho_{i0} \left[ (R_{1i}' R_{2i}')^{z_2 - z_1} + (R_{1i}' R_{2i}')^{z_1 + z_2} / R_{1i}' \right], & (\text{晶体内}) \end{aligned} \quad (7)$$

式中, ρ<sub>i0</sub> 为 i 谱线正方向 z<sub>2</sub> 点中心光子密度, R<sub>1i</sub>' 和 R<sub>2i</sub>' 是将衍射损耗折算到反射镜后的等同反射率。对于反射率较小的 1.064μm, 1.319μm, 1.338μm 波长,有 R<sub>1i</sub>' ≈ R<sub>1i</sub> 及 R<sub>2i</sub>' ≈ R<sub>2i</sub>。

### 1.2 其它谱线不产生振荡的条件

在高抽运功率密度情况下,谐振腔内 1.444μm 激光驻波场的波节处以及晶体棒表面附近,粒子数反转密度 N(r, z) 较高,增加了平均粒子数反转密度,容易引起多谱线振荡。假设其它波长的激光与波长 1.444μm 的激光保持相同的径向均匀分布,即一维速率方程模型。稳态情况下,不考虑离子数反转密度 N(z) 的分布对 1.444μm 激光平均光强的影响,根据 (1) 式 ~ (6) 式得出 ρ<sub>10</sub> 的解析表达式,代入 (1) 式得到 N(z), 则:

$$\begin{aligned} 2\sigma_i \int_a N(z) dz &= \\ \frac{2\sigma_i L_a W_0 N_0 \tau}{\sqrt{(1 + W_0) (4\sigma_1 L_a W_0 N_0 \tau / \delta_1 - W_0 \tau - 1)}} &\approx \\ \frac{\sigma_i \sqrt{\tau W_0 N_0 \delta_1 L_a / \sigma_1 (1 + \tau W_0)}}{\tau} & \quad (8) \end{aligned}$$

根据激光振荡阈值,可以得出不产生其它谱线振荡的条件:

$$\sigma_i \sqrt{\tau W_0 N_0 \delta_1 L_a / \sigma_1 (1 + \tau W_0)} < \delta_i \quad (9)$$

通过 (9) 式可以看出相关参量对抑制其它谱线的影响。一般情况下 τW<sub>0</sub> ≪ 1,所以随着抽运功率的提高,晶体长度增加及谱线受激发射截面的增大对其抑制的程度也需要增强。

Nd:YAG 晶体的掺杂离子浓度 N<sub>0</sub> = 1.38 ×

$10^{20} / \text{cm}^3$ , 晶体折射率  $n = 1.82$ 。激光上能级寿命  $\tau = 230 \mu\text{s}$ 。1.444 $\mu\text{m}$ , 1.064 $\mu\text{m}$ , 1.319 $\mu\text{m}$ , 1.338 $\mu\text{m}$  波长对应的受激发射截面  $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$  和  $\sigma_4$  的值分别为  $4.5 \times 10^{-20} \text{cm}^2, 4.1 \times 10^{-19} \text{cm}^2, 9.5 \times 10^{-20} \text{cm}^2$  和  $9.0 \times 10^{-20} \text{cm}^2$  (引自文献 [3])。取经验参数  $\eta = 0.05, L' = 0.1$ 。取晶体长度  $L_a = 110\text{mm}$ , 直径  $d = 6\text{mm}$ , 谐振腔长度  $L_c = 250\text{mm}$ , 则  $L_o = 348.4\text{mm}$ 。取 1.444 $\mu\text{m}$  激光输出镜反射率为 90%。在稳态情况下, 根据 (1) 式 ~ (6) 式用数值方法计算出其它谱线不产生振荡的反射镜临界反射率随输入能量的变化情况, 如图 2 所示。

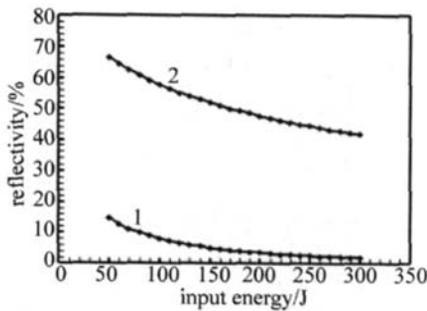


Fig 2 The critical reflectivity in different input energy, 1—1.064 $\mu\text{m}$ ; 2—1.319 $\mu\text{m}$

1.338 $\mu\text{m}$  谱线与 1.319 $\mu\text{m}$  谱线情况近似, 从图中可以看出, Nd YAG 激光器输出 1.444 $\mu\text{m}$  主要考虑对 1.064 $\mu\text{m}$  激光的抑制。

### 1.3 模拟结果及分析

根据前面的分析, 1.319 $\mu\text{m}$ , 1.338 $\mu\text{m}$  波长的振荡容易抑制, 数值计算中只考虑 1.444 $\mu\text{m}$  和 1.064 $\mu\text{m}$  谱线的振荡。根据 (3) 式 ~ (7) 式, 使用上面所列各参量的值, 采用四阶龙格-库塔法求解速率方程 (1) 式 ~ (2) 式。计算过程中空间积分由于存在半波长为周期的余弦函数, 采用整体空间网格划分与局部半波长周期内网格划分来解决数据量过大问题, 计算结果如图 3 所示。

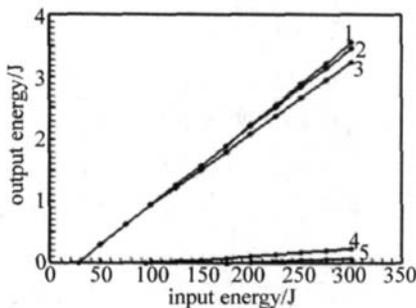


Fig 3 The output of double wavelength laser

图 3 中, 曲线 1 为不考虑 1.064 $\mu\text{m}$  激光振荡情况下 1.444 $\mu\text{m}$  激光输出, 曲线 2, 3 分别为两反射镜 1.064 $\mu\text{m}$  谱线平均反射率为 5% 和 10% 情况下 1.444 $\mu\text{m}$  激光输出, 曲线 4, 5 分别为 1.064 $\mu\text{m}$  谱线反

射率为 10% 和 5% 情况下 1.064 $\mu\text{m}$  激光输出。可以看出, 随着 1.064 $\mu\text{m}$  谱线平均反射率及抽运功率密度的提高, 1.064 $\mu\text{m}$  激光输出快速增大, 但在一定范围内对 1.444 $\mu\text{m}$  激光输出功率影响不是很大。在抽运能量 300J, 1.064 $\mu\text{m}$  谱线反射率为 10% 的情况下, 输出 1.064 $\mu\text{m}$  激光 0.25J, 对 1.444 $\mu\text{m}$  的激光输出产生约 9% 的影响。故设计 1.444 $\mu\text{m}$  激光器时可根据需要灵活确定反射镜镀膜条件, 不一定必须以临界值为准。以上是根据基模条件的计算结果, 实际情况下, 由于 1.064 $\mu\text{m}$  激光衍射损耗相对于透射损耗比重小, 易于在反转离子数密度大的晶体棒边缘处形成衍射损耗较高的高阶模激光振荡, 1.064 $\mu\text{m}$  激光输出会相应较强。

## 2 ASE对激光输出的影响

利用 Nd YAG 晶体产生 1.444 $\mu\text{m}$  的激光的过程中, 由于 1.444 $\mu\text{m}$  谱线的受激发射截面小, 特别在脉冲条件下抽运功率很高, 由于空间烧孔等影响, 容易形成很高的离子数反转。此时, 与 1.444 $\mu\text{m}$  谱线共激光上能级受激发射截面约为其十倍的 1.064 $\mu\text{m}$  谱线容易产生较强的 ASE 效应, 消耗反转离子数, 影响激光输出。

假设晶体棒侧毛面及端面反射率为 0, 将反转离子数密度在径向取平均值  $\bar{N}(z)$ , 建立一维简单模型来近似计算 1.064 $\mu\text{m}$  谱线 ASE 对激光输出的影响。

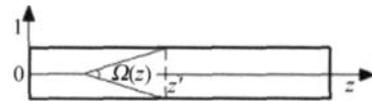


Fig 4 Scheme of ASE

如图 4 所示, 忽略吸收损耗, 微小时间段内以稳态考虑, Nd YAG 晶体点  $z'$  处由于 ASE 效应产生的光子数密度  $\rho_{\text{ASE}}(z')$  为:

$$\rho_{\text{ASE}}(z') = \frac{\beta_2}{4c\tau\pi} \left\{ \int_0^{z'} \bar{N}(z)\Omega(z) \exp\left[-\int_z^{z'} g(\xi) d\xi\right] dz + \int_{z'}^{L_a} \bar{N}(z)\Omega(z) \exp\left[-\int_z^{z'} g(\xi) d\xi\right] dz \right\} \quad (10)$$

式中,  $g(\xi) = \sigma_2 \bar{N}(\xi)$  为 1.064 $\mu\text{m}$  的谱线在  $\xi$  点的增益系数,  $\Omega(z)$  为晶体棒上一点对  $z'$  处所张的立体角, 由图 4 可得:  $\Omega(z) = \pi \arctan^2\left[\frac{R}{z-z'}\right]$ 。考虑 ASE 对激光输出的影响, 速率方程 (1) 式改写为:

$$\frac{dN(r, z)}{dt} = G(r, z) - \sum \sigma_i c \rho_i(r, z) N(r, z) - \frac{N(r, z)}{\tau} - \sigma_2 c \rho_{\text{ASE}}(z) N(r, z) \quad (11)$$

假设其它谱线寄生振荡被充分抑制, 根据 (1) 式 ~ (6) 式及 (11) 式, 在考虑 ASE 和不考虑 ASE 两种情况下

计算 1.444 $\mu\text{m}$  的激光输出, 计算结果如图 5 所示。

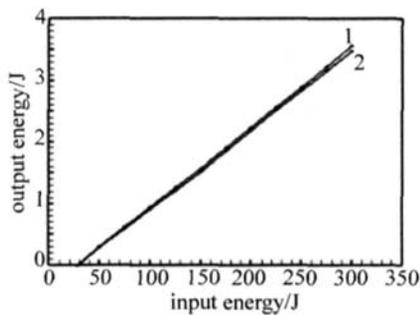


Fig 5 The ASE effect to the laser output, 1—without considering ASE effect; 2—considering ASE effect

图 5 中曲线 1 和曲线 2 分别为不考虑 ASE 和考虑 ASE 影响的 1.444 $\mu\text{m}$  激光输出。可以看出, 随着抽运功率密度增加, ASE 影响增大。在晶体棒侧面及端面反射率为 0 的理想条件下, ASE 对功率输出的影响较小, 在输入能量为 300J 的情况下约为 2%。但如果在晶体棒侧面及端面反射率较高, ASE 会急剧增大, 所以激光器设计时, 不应完全忽略 ASE 的影响。

### 3 小 结

通过对其它谱线产生激光振荡条件的分析和激光输出的模拟, 得出 Nd:YAG 激光器输出 1.444 $\mu\text{m}$  激光的关键在于对 1.064 $\mu\text{m}$  谱线振荡的抑制。脉冲抽运情况下, 1.064 $\mu\text{m}$  谱线完全不产生激光振荡的反射镜临界反射率很小, 但在一定范围内 1.064 $\mu\text{m}$  谱线的激

光振荡对 1.444 $\mu\text{m}$  激光输出的影响不是很大。通过 ASE 的简单模型分析了 ASE 对 1.444 $\mu\text{m}$  激光输出的影响, 在晶体棒侧面及端面通过处理, 反射率为 0 的理想条件下, 影响很小, 可以忽略。

### 参 考 文 献

- [1] KRETSCHMANN H M, HENE F, OSTROUMOV V G *et al* High power diode pumped continuous-wave Nd<sup>3+</sup> lasers at wavelengths near 1.44 $\mu\text{m}$  [J]. *Opt Lett*, 1997, 22 (7): 466~468.
- [2] NORMAN H, DOUGLAS J G, DIETMAR E. Efficient high power operation at 1.44 $\mu\text{m}$  of Nd-doped crystals [J]. *SPIE*, 1994, 2206: 426~436.
- [3] OSTROWSKI R, MAREZAK J, MIERCZYK Z. Eye-safe Nd:YAG laser [J]. *Proc SPIE*, 2000, 4237: 166~176.
- [4] BU Y K, ZHENG Q, XUE Q H *et al* Manufacture of optical thin films for Nd:YAG laser at an eye-safe wavelength of 1444nm [J]. *Journal of Optoelectronics · Laser*, 2005, 16 (6): 637~641 (in Chinese).
- [5] HWANG I H, WILLARD E, MEADOR J R. An analytical model for longitudinally pumped continuous-wave laser [J]. *J A P*, 1992, 72 (7): 2556~2561.
- [6] SHEN H Y, SU H. Operating conditions of continuous wave simultaneous dual wavelength laser in neodymium host crystals [J]. *J A P*, 1999, 86 (12): 6647~6651.
- [7] WEI Y, ZHANG G, HUANG Ch H *et al* A single wavelength 1318.8 nm Nd:YAG laser [J]. *Laser Technology*, 2005, 29 (3): 258~260 (in Chinese).
- [8] SU H, SHEN H Y, LIN W X *et al* Computational model of Q-switch Nd:YAD<sub>3</sub> dual-wavelength laser [J]. *J A P*, 1998, 84 (12): 6519~6522.
- [9] KOECHNER W. *Solid-state laser engineering* [M]. Beijing: Science Press, 2002. 5 (in Chinese).
- [5] REN Zh J, WANG J, YANG A L *et al* Effect of quintic nonlinearity on modulation instability in the anomalous dispersion regime of fiber [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2004, 31 (5): 595~598 (in Chinese).
- [6] ABDULLAEV F K, DARMANYAN S A, BISCHOFF S *et al* Modulation instability in optical fibers near the zero dispersion point [J]. *Opt Commun*, 1994, 108: 60~64.
- [7] ZHANG Sh M, XU W Ch, LUO A P *et al* Modulation instability of femtosecond optical pulses in decreasing dispersion fibers [J]. *Acta Optica Sinica*, 2001, 21 (6): 656~659 (in Chinese).
- [8] REN Zh J, WANG J, YANG A L *et al* Modulation instability in decreasing dispersion fiber with different profiles [J]. *Laser Technology*, 2004, 28 (2): 156~159 (in Chinese).
- [9] ZHONG X Q, CHEN J G, LI D Y. Modulation instability in the decreasing dispersion fibers with quintic nonlinearity [J]. *Laser Technology*, 2006, 30 (1): 27~30 (in Chinese).
- [10] AGRAWAL G P, BALDECK P L, ALFANO R R. Modulation instability induced by cross-phase modulation in optical fibers [J]. *Physical Review*, 1989, A39 (7): 3406~3413.
- [11] YANG A L, WANG J, MAO H L *et al* Modulation instability gain spectrum of cross-phase modulation in decreasing dispersion fiber [J]. *Laser Technology*, 2003, 27 (1): 44~46 (in Chinese).
- [12] REN Zh J, WANG H, JIN H Zh *et al* Cross-phase modulation instability with high-order dispersion [J]. *Acta Optica Sinica*, 2005, 25 (2): 165~168 (in Chinese).

(上接第 366 页)