

文章编号: 1001-3806(2009)01-0027-05

重频应用下电光晶体温度场应变场影响因素

张 君, 魏晓峰, 张雄军, 吴登生, 田晓琳*

(中国工程物理研究院 激光聚变研究中心, 绵阳 621900)

摘要: 为了将等离子体电光开关应用在重复频率下, 基于有限元法, 数值模拟了重复频率激光负载下电光晶体吸收系数、电光晶体厚度、光斑边界和晶体边界相对距离、功率密度分布对电光晶体中温度场应变场分布影响规律。数值模拟表明, 晶体热沉积大小取决于吸收系数和晶体厚度, 而温度场分布不仅和入射激光功率密度分布有关, 还与光斑边界和晶体边界相对距离密切相关。结果表明, 温度场分布和晶体热力学参量一起决定了晶体应变场大小及分布。

关键词: 光学器件; 电光开关; 温度场; 应变场; 有限元法; 重复频率

中图分类号: TN248.1 **文献标识码:** A

Influence factors of temperature and strain distribution in electro-optic crystal for repetition frequency lasers

ZHANG Jun, WEI Xiao-feng, ZHANG Xiong-jun, WU Deng-sheng, TIAN Xiao-lin

(Laser Fusion Research Center, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China)

Abstract: In order to use plasma electro-optic switch in repetition frequency lasers, the effect of crystal absorption coefficient, the crystal thickness, the distance between focula boundary and crystal boundary, power-intensity distribution, on temperature and strain distribution was analyzed by means of finite element method. The simulation results indicate that the heat deposit depends on absorption coefficient and crystal thickness, the temperature distribution is not only related with power intensity distribution of incident laser but also the distance between focula boundary and crystal boundary. The temperature distribution as well as the thermodynamic parameter determinates the strain field.

Key words: optical devices; electro-optic switch; temperature distribution; strain distribution; finite element method; repetition frequency

引 言

平均功率激光器中, 为获得高功率的重复频率激光脉冲, 通常采用重复频率的泡克耳斯盒进行调Q和隔离。虽然电光晶体对激光的吸收系数较小, 但由于其双折射光学特性, 它对热退偏非常敏感, 导致电光开关成为高平均功率激光器的限制部件之一^[1-4]。等离子体泡克耳斯盒开关采用光学透明的等离子体作为施加开关脉冲的电极, 可以纵向使用, 同时可采用薄晶体, 定标到大口径, 从而减少由于开关晶体光吸收引起的热问题, 因此, 将成为中等口径至大口径平均功率光开关的理想选择。单脉冲运转等离子体泡克耳斯盒光开关已经成功应用于神光Ⅲ原型装置中, 为研制重频等离子体电光开关奠定了坚实的现实基础。但热效应分析与废热管理仍是研制重频开关的前提。作者就电

光晶体温度场应变场影响因素进行有限元数值模拟和分析讨论, 以探索在重复频率激光负载下电光晶体的热畸变行为及其规律。

1 平均功率下电光开关晶体热力学模型

1.1 热传输模型

电光晶体内的热传输模型由下述标准的有内热源3维瞬态热传输方程来描述^[5], 假设初始温度分布均匀, 为293K:

$$\begin{cases} \rho c_p \frac{\partial T(x, y, z)}{\partial t} = \kappa_{11} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) + \kappa_{33} \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + q_v \\ T(x, y, z; 0) = 293 \\ -\kappa_{33} \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{\Sigma} = h_c (T - T_{\text{gas}}) \end{cases} \quad (1)$$

式中, T 为温度分布, t 为时间, Σ 为晶体的通光面, κ_{11} , κ_{33} , ρ , c 分别为晶体的热导率、密度和比定压热容, h_c 是晶体同周围空气的自然对流表面传热系数, q_v 为体积热生成功率密度, T_{gas} 为空气温度。

电光开关中电光晶体的热沉积主要来自于晶体对

作者简介: 张 君 (1982-), 男, 硕士研究生, 现主要从事高功率固体激光器的研究。

* 通讯联系人。E-mail: Jackie.2010@yahoo.com

收稿日期: 2007-12-05; 收到修改稿日期: 2008-02-30

激光的线性吸收。设晶体的线性吸收系数为 α , 由于 α 较小, 晶体中的热功率密度 (单位时间、单位体积内的产热量, 单位为 W/m^2) 可以近似为^[6]:

$$q_v = \alpha I(x,y)$$

(2)

式中, $I(x,y)$ 为激光束平均功率密度。

1.2 热弹性力学模型

由于电光晶体内存在一定的温度梯度分布, 而晶体不可能发生完全自由的 3 维热膨胀, 因此, 必须根据热力学边界条件来确定晶体的变形及热应力分布。标准的热弹性力学的边值问题由下述方程控制^[6]:

$$\begin{cases} \boldsymbol{L} \cdot \boldsymbol{\sigma} + \boldsymbol{g} = 0 \\ \boldsymbol{\varepsilon} = \boldsymbol{L} \cdot \boldsymbol{u} \\ \boldsymbol{\delta} = \boldsymbol{D} \cdot (\boldsymbol{\varepsilon} - \boldsymbol{\varepsilon}_0) \\ \boldsymbol{\Sigma} \cdot \boldsymbol{n}|_{\Gamma} = -\boldsymbol{C}(\boldsymbol{u}|_{\Gamma} - \boldsymbol{u}_{\infty}) \end{cases}$$

(3)

式中, $\boldsymbol{L} = \begin{bmatrix} \partial/\partial x & 0 & 0 & 0 & \partial/\partial z & \partial/\partial y \\ 0 & \partial/\partial y & 0 & \partial/\partial z & 0 & \partial/\partial x \\ 0 & 0 & \partial/\partial z & \partial/\partial y & \partial/\partial x & 0 \end{bmatrix}^T$, $\boldsymbol{\Sigma} =$

$$\begin{bmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{yx} & \sigma_{zx} \\ \sigma_{xy} & \sigma_{yy} & \sigma_{zy} \\ \sigma_{xz} & \sigma_{yz} & \sigma_{zz} \end{bmatrix}$$
, 应力张量 $\boldsymbol{\sigma} = [\sigma_x \ \sigma_y \ \sigma_z \ \tau_{yz} \ \tau_{zx} \ \tau_{xy}]^T$,

应变张量 $\boldsymbol{\varepsilon} = [\varepsilon_x \ \varepsilon_y \ \varepsilon_z \ \gamma_{yz} \ \gamma_{zx} \ \gamma_{xy}]^T$, $\boldsymbol{\varepsilon}_0 = [\alpha_x \ \alpha_y \ \alpha_z \ 0 \ 0 \ 0]^T \cdot \Delta T$, $\boldsymbol{u} = [u_x \ u_y \ u_z]^T$, 表面法向量 $\boldsymbol{n} = [n_x \ n_y \ n_z]^T$, $\boldsymbol{g}$ 是电光晶体的体积密度, $\boldsymbol{C}$ 和 $\boldsymbol{D}$ 分别是材料常数矩阵和弹性刚度系数矩阵。

2 重频应用下电光晶体中温度场应变场分布影响因素

2.1 吸收系数对温度场应变场分布的影响

对于波长为 $1.064\mu\text{m}$ 的激光, KDP, DKDP 的吸收系数分别为 5m^{-1} 和 0.5m^{-1} 。以 KDP, DKDP 为研究对象讨论吸收系数对温度场应变场分布的影响。计算中, 假设晶体的长和宽为 80mm , 厚度为 10mm 。光束口径为 $60\text{mm} \times 60\text{mm}$ 。激光波长 $1.064\mu\text{m}$, 平均功率为 100W ($10\text{J} \times 10\text{Hz}$), 功率密度均匀分布。根据(2)式可以得到 KDP 晶体中热功率密度为 $q_v = 138888.9\text{W} \cdot \text{m}^{-3}$, DKDP 中热功率密度为 $q_v = 13888.9\text{W} \cdot \text{m}^{-3}$ 。并假定晶体初始温度和周围换热气体温度为 293K , 对流表面传热系数^[7] $h_c = 10\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$ 。晶体的其它基本物理性质参量如表 1 所示^[1,8]。

q_v 作为体积热加载, 对流换热加载在入射面和出射面上, 由于电光晶体的对称特性, 选取 $1/4$ 大小作为研究对象, 建立如图 1 所示的有限元模型。在热传输方程(1)式的控制下, 求解图 1 所示热传输有限元模型, 得到 360s 内温度场分布。图 2 为晶体内最高温度

Table 1 Physical parameters of KDP, DKDP

	KDP	DKDP
$\rho/(\text{kg} \cdot \text{m}^{-3})$	2338	2355
$c/(\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1})$	730	700
$\kappa_{11}/(\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1})$	1.76	1.9
$\kappa_{33}/(\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1})$	1.3	2.1
	11	15.3
	12	2.1
elastic stiffness matrix	13	-3.8
elements/ TPa^{-1}	33	19.6
	44	77.5
	66	168
$n_0@ \lambda = 1.064\mu\text{m}$	1.494	1.493
$\alpha/\text{m}^{-1}@ \lambda = 1.064\mu\text{m}$	5	0.5

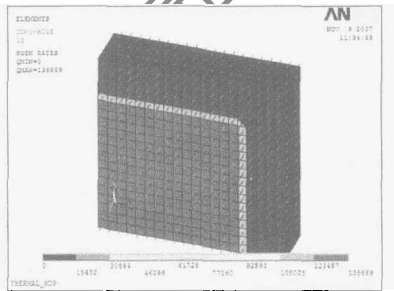


Fig. 1 Heat transfer finite element mode of KDP

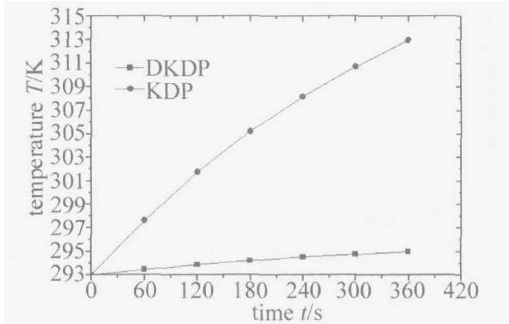


Fig. 2 Dependence of the highest temperature on time

随时间变化, KDP, DKDP 晶体内最大温升分别为 19.97K , 2.02K , 由于 KDP 晶体吸收系数较大, 相同光负载下热沉积较大, 最大温升大约是 DKDP 的 10 倍。

图 3 中给出了激光辐照晶体 360s 后温度在 x 轴上分布, KDP, DKDP 最高温度分别为 312.97K ,

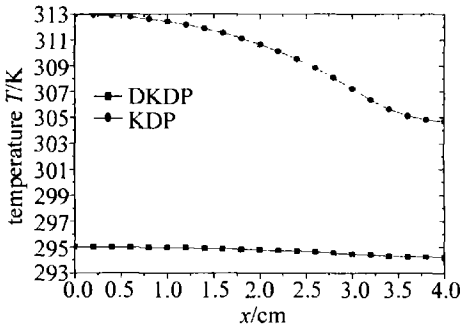


Fig. 3 Temperature distribution along x axis after 360s heating

295.02K,出现在晶体中心点上;最低温度分别为304.71K,294.23K,出现晶体边界处。KDP晶体在光传输的横截面上出现较大的温度梯度,而DKDP内温度梯度较小。图4中给出了温度梯度在 x 轴上分布,KDP,DKDP中最大温度梯度分别为 $-451.98\text{K}\cdot\text{m}^{-1}$, $-42.62\text{K}\cdot\text{m}^{-1}$,最大值出现在光斑边界处,负号表示温度沿 x 轴正方向减小。

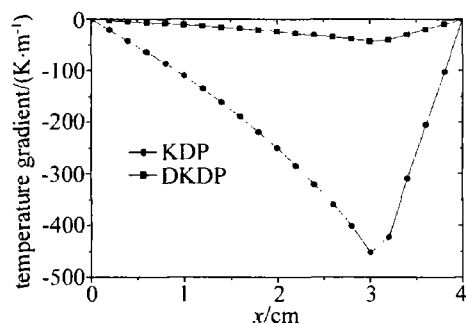


Fig. 4 Dependence of the biggest temperature gradient on time

将上面所得到的360s时刻温度场作为初始条件加载,并在 $x=0, y=0$ 面上施加对称约束条件,得到热弹性力学有限元模型,如图5所示。在热弹性力学方程控制下求解模型,得到激光辐照晶体360s时晶体内应变场分布。

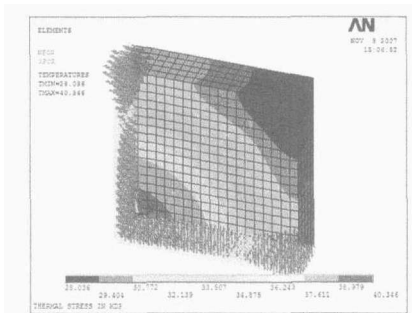


Fig. 5 Thermo-elasticity finite element model

图6中给出KDP,DKDP经激光辐照360s时对角线上 xy 应变分量分布,最大 xy 应变分量分别为 -18.20×10^{-5} , -1.71×10^{-5} ,最大值出现在光斑边界处。

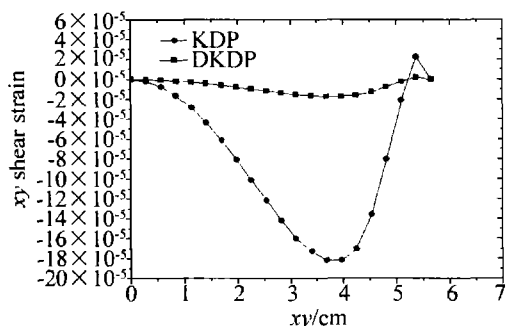


Fig. 6 xy strain distribution along diagonal line of crystal after 360s heating

由以上分析可以看出,由于KDP的吸收系数是DKDP的10倍(波长为 $1.064\mu\text{m}$),KDP晶体内最大温升、绝对温差、温度梯度、 xy 应变分量大约是DKDP

的10倍。为了将等离子体电光开关应用在重复频率下,相比之下应当选择DKDP作为电光晶体。

2.2 厚度不同时电光晶体中温度场应变场分布

选择DKDP作为研究对象,在其它条件不变的情况下,比较了厚度分别为4mm,6mm,8mm,10mm时,晶体内温度场应变场分布。

图7中给出激光辐照晶体360s后温度在 x 轴上的分布曲线,图中曲线至下而上分别代表4mm,6mm,

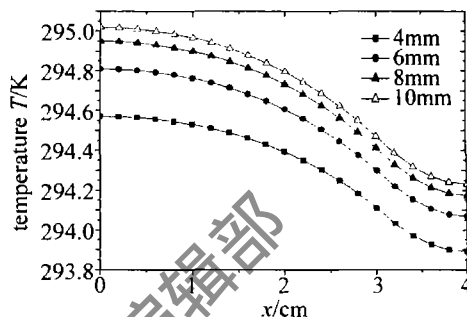


Fig. 7 Temperature distribution along x axis after 360s heating

8mm,10mm温度分布。可以看出,随着晶体厚度减小,整体温升下降,10mm厚晶体最大温升为2.0K,而4mm厚晶体则为1.6K。图8为激光辐照晶体360s后温度梯度在 x 轴上分布,曲线至上而下分别代表

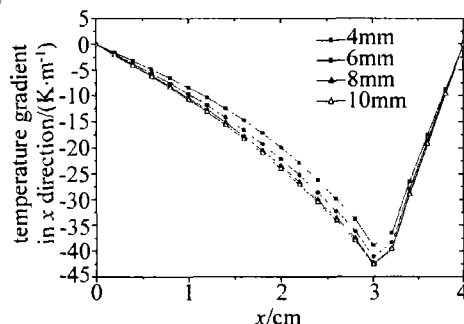


Fig. 8 Temperature gradient distribution along x axis after 360s heating

4mm,6mm,8mm,10mm厚晶体温度梯度分布。可以发现,最大温度梯度出现在光斑边界处,4mm厚晶体最大温度梯度为 $-38.9\text{K}\cdot\text{m}^{-1}$,而10mm厚晶体最大温度梯度为 $-42.62\text{K}\cdot\text{m}^{-1}$ 。

由同样的方法,同样得到了激光辐照360s后晶体中应变场分布。

图9中曲线从上到下分别代表4mm,6mm,8mm,

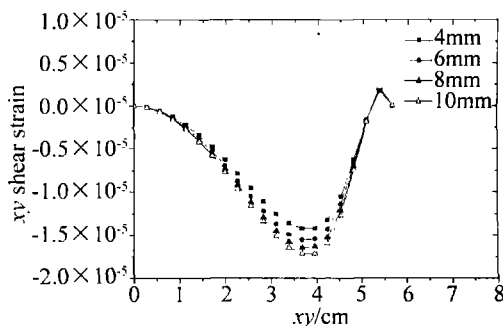


Fig. 9 xy strain distribution along diagonal line of crystal after 360s heating

10mm 厚晶体经激光辐照 360s 后 xy 应变分量沿对角线分布,可以看出,随着晶体厚度减小 xy 应变分量减小,4mm 厚晶体内最大 xy 应变为 1.4×10^{-5} 。

从以上分析可以看出,随晶体厚度减小,温升、温度梯度、应变将相应减小。电光开关在重复频率应用下时为降低热效应应尽可能选择薄的晶体。但考虑到目前加工水平,选取 4mm 作为电光晶体的优化参量。

2.3 光斑边界与晶体边界相对距离改变时晶体内温度场应变场分布

选择 4mm 厚 DKDP 作为研究对象,保持入射激光光斑大小不变,通过改变晶体长宽来改变光斑边界和晶体边界之间距离,其它模拟条件保持不变。因为作者关心的是光束通过晶体后,温度场应变场对光束特性影响,为了便于对比,只考察晶体上光斑内温度场应变场。

图 10 和图 11 中给出了光斑边界和晶体边界相对距离对晶体中温度场应变场分布影响。从图 10 中可

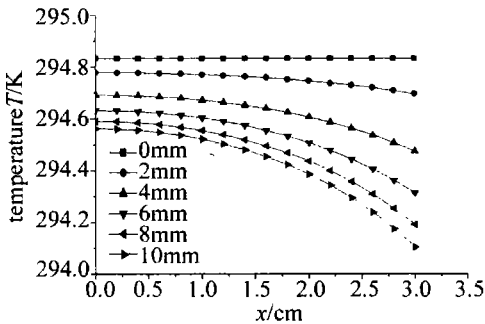


Fig. 10 Dependence of temperature distribution on crystal aperture

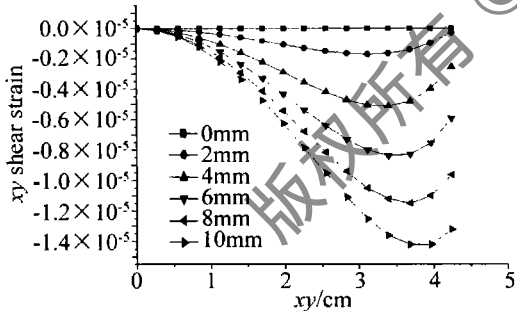


Fig. 11 Dependence of xy strain distribution on crystal aperture

以看出,随晶体口径减小,光斑口径内整体温度上升,但绝对温差减小。因此和温度梯度有关的应变减小。从图 11 中可以直观地看出,随晶体口径减小, xy 应变分量减小。当光斑边界和晶体边界距离为 0mm,2mm,4mm,6mm,8mm,10mm 时,晶体上光斑内最大应变分别为 -2.12×10^{-11} , -1.71×10^{-6} , -5.10×10^{-6} , -8.37×10^{-6} , -1.15×10^{-5} , -1.42×10^{-5} 。可以发现,通过减小光斑边界和晶体边界之间的距离可以显著降低晶体应变。光束横截面上温度梯度将引起波前畸变,而应变将导致光束波前畸变和开关退偏损耗。为了减小晶体温度梯度、应变,应尽量使光斑边界接近晶体边界。

2.4 功率密度分布不同时晶体中温度场应变场分布

假设入射激光功率密度分布为 8 阶超高斯函数,功率仍取 100W,束腰半径为 30mm。电光晶体为 DKDP,厚度取 4mm,其它模拟条件不变。将其所得温度场应变场分布和功率密度均匀分布光束所得结果对比,以探索功率密度分布不同对晶体中温度场应变场分布的影响。

图 12 中给出电光晶体经激光辐照 360s 后晶体 x 轴上温度分布。从图中可以看出,功率密度按超高斯

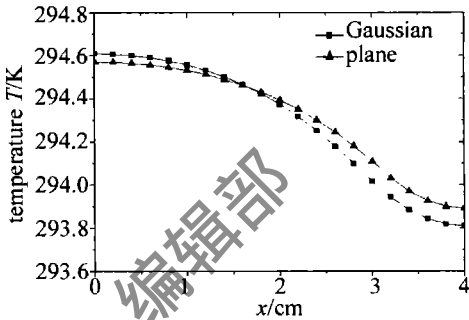


Fig. 12 Temperature distribution along x axis after 360s heating

分布的光束辐照晶体 360s 后,晶体温度差为 0.80K,大于功率密度均匀分布情况下晶体温度差 0.68K。图 13 和图 14 分别给出温度梯度在 x 轴上分布及 xy 应变分量在晶体对角线上分布。相对于功率密度均匀分布

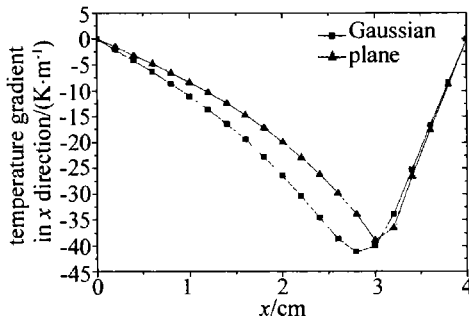


Fig. 13 Temperature gradient distribution along x axis after 360s heating

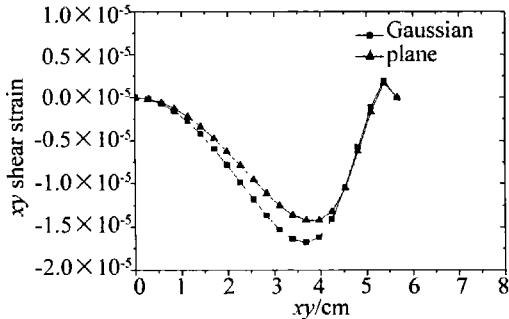


Fig. 14 xy strain distribution along diagonal line after 360s heating 的光束,超高斯光束最大温度梯度、最大 xy 应变分量较大,而且最大温度梯度、最大 xy 应变分量位于光斑内而不是光斑边界处。这是晶体较小的热导率和光束功率密度分布特性共同作用的结果。因此,在实际激光器输出为超高斯光束的情况下,等离子体电光开关更适合用于阶次较高的超高斯光束。

3 结 论

在重复频率激光负载下,电光晶体出现较大的温升、温度梯度、应变。温度梯度和应变会造成入射激光波前畸变,另外应变将导致电光开关严重的退偏损耗。作者建立了 DKDP 晶体的热传输、热弹性力学有限元模型。在此基础上,研究了晶体吸收系数、晶体厚度、光斑边界与晶体物理边界相对距离、功率密度分布状况对等离子体电光开关中温度场应变场分布的影响规律。数值计算结果和分析表明,晶体热沉积大小取决于晶体的吸收系数和厚度,而温度场分布不仅和入射激光功率密度分布有关,还与光斑边界和晶体边界相对距离密切相关。最后温度场分布和晶体热力学参量一起决定了晶体应变场大小及分布。在设计中,为降低电光开关的热效应,应选择吸收系数小的晶体,而且晶体在通光方向应尽可能薄,对于入射激光,应尽量使其功率密度分布均匀,并使光斑边界尽可能靠近晶体边界。

参 考 文 献

[1] KHRISTOV P I, TOMOV I V, SALTIEL S M. Self-heating effects in e-

(上接第7页)

波上,这样的能量转移导致了对特定信道的功率损耗,同时新产生的 FWM 分量落到同时传输的其它信道造成串扰,从而降低系统性能。并且 FWM 效应一旦发生,产生的新频率是不可能用任何方法消除的,因此必须预先防范。作者对高非线性光纤中的 FWM 效应进行了实验研究,实验测量了产生的新频率相对与信号的比例与信道间隔和信号强度的关系,发现产生 FWM 的比例随着信道间隔的增加而减小,随输入光功率的增加而线性增加。实验比较了等信道间隔和非等信道间隔情况下,FWM 效应对中间信道的影响,发现与非等信道间隔相比,等信道间隔情况下 FWM 效应引入 1.5dB 的功率代价。

参 考 文 献

[1] XU L, WANG T, CHOWDHURY A, *et al.* Spectral efficient transmission of 40Gbit/s per channel over 50GHz spaced DWDM systems using optical carrier suppression, separation and optical duobinary modulation [C]//OFC/NFOEC'2006. Anaheim, California: Optical Society of America, 2006: NTUC2.
[2] CHEN D Z, WELLBROCK G, PENTICOST S J, *et al.* World's first 40 Gbit/s overlay on a field-deployed, 10Gbit/s, mixed-fiber, 1200km, ultra long-haul system. [C]//Thomas Afferton OFC'2005. Anaheim, California: Optical Society of America, 2005: OTuH4.

lectro-optic light modulators [J]. Opt & Quantum Electron, 1983, 15 (6): 289-295.

- [2] KURTEV S Z, DENCHEV O E, SAVOV S D. Effects of thermally induced birefringence in high-output-power electro-optically Q-switched Nd:YAG lasers and their compensation [J]. Appl Opt, 1993, 32(3): 278-285.
- [3] ZHANG J, ZHANG X J, WEI X F, *et al.* Depolarized-loss analysis of the electro-optic crystal KDP in repetition frequency laser [J]. High Power Laser and Particle Beams, 2008, 20(2): 229-233 (in Chinese).
- [4] WEAVER L F, PETTY C S, EIMERL D. Multikilowatt poekels cell for high average power laser systems [J]. Appl Phys, 1990, 68(6): 2589-2598.
- [5] YANG S M, TAO W Q. Heat transfer [M]. 3rd ed. Beijing: High Education Press, 1998: 334-336 (in Chinese).
- [6] CAO D X, ZHANG X J, ZHENG W G, *et al.* Simulation of thermodynamics of electro-optic switches for high average power [J]. High Power Laser and Particle Beams, 2006, 18(9): 1417-1422 (in Chinese).
- [7] PITTS D, SISSOM L. Schaum's outline of theory and problems of heat transfer [M]. 2nd ed. Beijing: Science Press, 2002: 180 (in Chinese).
- [8] ZHANG K C, WANG X M. Nonlinear optic crystal material science [M]. Beijing: Science Press, 2005: 142-150 (in Chinese).

- [3] DAIKOKU M, YOSHIKANE N, MORITA I. Performance comparison of modulation formats for 40Gbit/s DWDM transmission systems [C]//Thomas Afferton OFC'2005. Anaheim, California: Optical Society of America, 2005: OFN1.
- [4] PILIPETSKII A N. Pulse propagation effects at high bit rates [C]//OFC/NFOEC'2006. Anaheim, California: Optical Society of America, 2006: OWJ7.
- [5] GUAN A H, SUN J Q. Impact of OXC architecture on the accumulation of intraband crosstalk in WDM optical networks [J]. Lasers Technology, 2006, 30(6): 653-656 (in Chinese).
- [6] TKACH R W, CHRAPLYVY A R, FORGHIERI F, *et al.* Four-photon mixing and high-speed WDM systems [J]. IEEE Journal of Lightwave Technology, 1995, 13(5): 841-849.
- [7] SHIBATA N, BRAUN R P, WAARTS R G. Phase-mismatch dependence of efficiency of wave generation through four-wave mixing in a single-mode optical fiber [J]. IEEE J Q E, 1987, QE23(7): 1205-1210.
- [8] IINOUE K. Phase-mismatching characteristic of four-wave mixing in fiber lines with multistage optical amplifiers [J]. Opt Lett, 1992, 17(11): 801-803.
- [9] NEOKOSMIDIS I, KAMALAKIS T, CHIPOURAS A, *et al.* New techniques for the suppression of the Four-wave mixing-induced distortion in nonzero dispersion fiber WDM systems [J]. IEEE Journal of Lightwave Technology, 2005, 23(3): 1137-1144.
- [10] AGRAWAL G P. Nonlinear optical fiber [M]. Beijing: Beijing Science and Technology Press, 2002: 36-40 (in Chinese).