

双轴晶体光学参量放大的研究*

彭家晖 李儒新 金石琦 杨晓东 冷雨欣 张正泉 徐至展

(中国科学院上海光学精密机械研究所强光光学开放实验室, 上海 201800)

摘 要 介绍了新近提出的光学啁啾脉冲参量放大技术, 并以高增益、宽谱带的双轴非线性晶体 LBO 为例, 研究了抽运光和信号光的相位匹配角的关系、增益、增益带宽、匹配角的选择, 以及增益随晶体长度变化的趋势和双曲正割和高斯脉冲输入非线性晶体前后变化的情况。

关键词 双轴晶体, 非线性, 啁啾脉冲参量放大。

1 引 言

近年来, 伴随着啁啾脉冲放大(CPA)技术的发展, 超短脉冲激光技术产生了革命性飞跃, 激光脉冲的强度每几个月便会翻番^[1, 4]。现今的啁啾脉冲放大激光系统的峰值功率已能达到几十个太瓦(10^{12} W)、甚至拍瓦(10^{15} W)^[5, 6]。这些激光系统产生超短脉冲主要依靠两个方面: 一是钛宝石的宽增益谱带; 二是钽玻璃所能承受的高能量。如劳伦兹·利弗莫尔实验室的拍瓦激光系统^[6]便综合利用了上述两种方法, 激光脉冲能量为 660 J(400 fs、15 PW)。要想利用啁啾脉冲放大技术由桌面系统产生拍瓦量级的激光脉冲是非常困难的, 并且钛宝石所覆盖的波长范围有限, 不能对所有波段有效地产生激光脉冲。因此, 人们在不断寻找新的工作物质和工作方法。

几年前, 英国卢瑟福实验室的 Ross 等人^[7, 8]为了提高激光脉冲的信噪比, 提出了一种新的放大激光脉冲的方法即光学啁啾脉冲参量放大技术。其基本思想是: 参量放大过程中, 使抽运光工作在高能量、长脉宽(1 ns)的窄谱带状态, 而信号光则是宽谱带的啁啾脉冲, 经过非线性晶体的放大后, 再压缩成飞秒脉冲。由于在光学啁啾脉冲参量放大中只有抽运光和信号光同时在晶体中得到匹配时才能产生放大, 因此在主脉冲之外的噪声得到了很好的抑制^[9]。同时因为光学参量放大的高增益, 使得系统中的光学介质减少, 可以降低色散, 而晶体对抽运光和信号光的透明则可以防止热效应, 这些都有助于光束质量的提高。并且, 参量放大相当于差频过程, 故而其放大的信号光和闲置光的频率有较大的选择性, 对于生物、化学等研究领域可以提供较理想的飞秒激光光源, 有着广泛的应用前景。

在激光出现后不久, 参量放大技术就得以成功实现, 并于 1965 年出现了第一个参量振荡器。有许多文献都对光学参量放大进行了综述, 光学参量放大已经是较为成熟的技术^[10, 11]。

* 中科院知识创新重大项目, 国家重点基础研究发展规划项目。

收稿日期: 2000-02-02; 收到修改稿日期: 2000-05-17

但光学啁啾脉冲参量放大与传统的光学参量放大技术有着显著的差别,传统的光学参量放大主要是利用光学参量放大的宽谱带作为可调谐的激光源,而追求的指标是输出光谱越窄越好;而光学啁啾脉冲参量放大要利用光学参量放大的宽谱带,产生光脉冲的谱带越宽越好,可以由此产生窄脉冲。所以,它们有着不同的侧重点,也就使得在具体的操作中,在既有共同点的同时又存在差异。

2 相位匹配

目前广泛使用着多种非线性晶体,LBO晶体是我国福建物构所研制开发的双轴晶体,其物理、化学、机械性好,不潮解,光损阈值极高,透光范围160~2600 nm,广泛应用于非线性光学领域^[12]。参量放大时LBO晶体的离散角及群速色散比单轴晶体BBO晶体小,而且,LBO晶体的抽运阈值还要比BBO低,增益谱带也宽许多^[13],且可制成较大晶体尺寸,晶体最大通光尺寸可达25 mm^[14],是一种合适的光学啁啾脉冲参量放大非线性材料。由于LBO是双轴晶体,其折射率曲面在直角坐标系中为四次曲面(双层壳面)^[14],故其相位匹配要比单轴晶体复杂得多,匹配角在空间为曲线面,不似单轴晶体那样是个锥面。根据参量放大中满足的能量守恒和动量守恒:

$$\text{能量守恒} \quad \hbar \omega_p = \hbar \omega_s + \hbar \omega_i, \quad (1)$$

$$\text{动量守恒} \quad \hbar \mathbf{k}_p = \hbar \mathbf{k}_s + \hbar \mathbf{k}_i, \quad (2)$$

其中 $\hbar = h/2\pi$, h 为普朗克常数, ω 为角频率, \mathbf{k} 为波矢,下标 p 、 s 、 i 分别代表抽运光、信号光、闲置光。

(1)式可简化为

$$\frac{1}{\lambda_p} = \frac{1}{\lambda_s} + \frac{1}{\lambda_i}. \quad (3)$$

(2)式可转化为

$$\frac{n_p}{\lambda_p} = \frac{n_s}{\lambda_s} + \frac{n_i}{\lambda_i}. \quad (4)$$

根据(4)可以看出,因为晶体的色散效应,使得相位匹配角度随波长变化,根据福建物构所吴柏昌等人所修正的LBO晶体塞耳迈耶(Sellmeier)方程^[15],

$$\left. \begin{aligned} n_x^2 &= 2.45414 + \frac{0.011249}{\lambda^2 - 0.01135} - 0.014591\lambda^2 - 6.6 \times 10^{-5}\lambda^4, \\ n_y^2 &= 2.53907 + \frac{0.012711}{\lambda^2 - 0.012523} - 0.01854\lambda^2 + 2 \times 10^{-4}\lambda^4, \\ n_z^2 &= 2.586179 + \frac{0.013099}{\lambda^2 - 0.011893} - 0.017968\lambda^2 - 2.26 \times 10^{-4}\lambda^4, \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

联立(1)、(2)式及

$$\frac{\sin^2 \theta \cos^2 \phi}{(n^{-2} - n_x^{-2})} + \frac{\sin^2 \theta \sin^2 \phi}{(n^{-2} - n_y^{-2})} + \frac{\cos^2 \theta}{(n^{-2} - n_z^{-2})} = 0, \quad (6)$$

可以求出相位匹配角^[14]。式中 θ 为光的入射方向与子轴的夹角, ϕ 为入射光的偏振方向与 x 轴的夹角。

由此可以看出双轴晶体相位匹配条件不仅与 θ 角有关,而且与 ϕ 角(方位角)有关。在光学啁啾脉冲参量放大中并不要求工作在临界状态,在得到较高增益的同时,又要得到较宽的

增益谱带, 所以匹配角度只要能较好满足上述两个条件的折衷值。

参量放大中的增益为^[7]:

$$\frac{I_s(L)}{I_s(0)} = 1 + G = 1 + gL \left(\frac{\sinh B}{B} \right)^2, \quad (7)$$

式中 $B = \sqrt{(gL)^2 - (\Delta kL/2)^2}$, $g = 4\pi d_{\text{eff}} \sqrt{I_p / (2\epsilon_0 n_p n_s n_i c \lambda_s \lambda_i)}$, 其中 L 为晶体长度, I 表示光强, c 为光速, ϵ_0 为介电常数, d_{eff} 为有效非线性系数, n_p 、 n_s 、 n_i 分别代表抽运光、信号光、闲置光的折射率, $\Delta k = k_p - k_s - k_i$ 为相位失配。

图 1(a) 所示是抽运光波长为 532 nm, 信号光波长分为 800 nm、900 nm、1064 nm 时的 I 类匹配角的情况。图 1(b) 是抽运光分为 400 nm、532 nm、600 nm, 信号光为 800 nm 时的 I

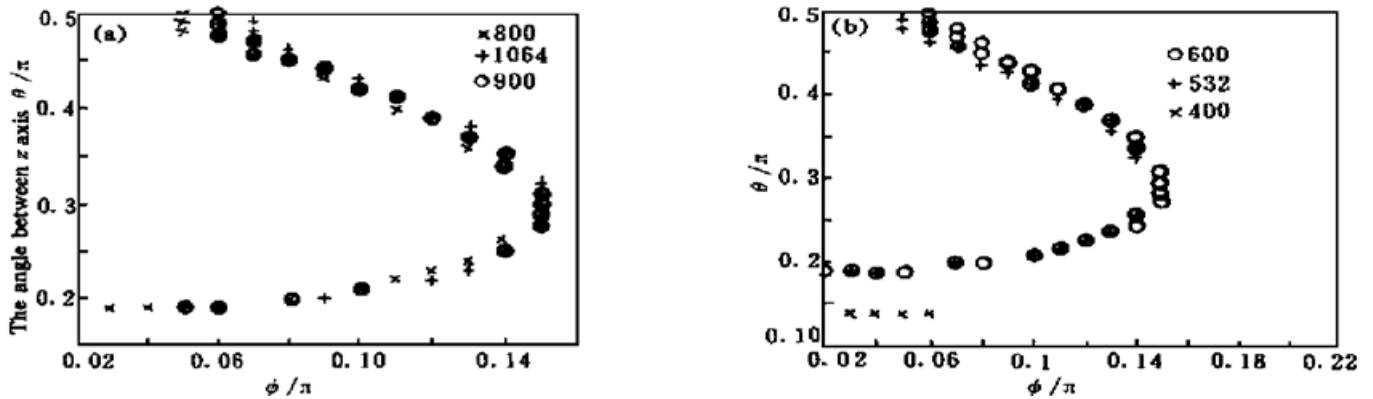


Fig. 1 (a) Calculated results of phase match for the pump wavelength of 532 nm and signal wavelength of 800 nm, 900 nm, 1064 nm respectively, (b) Calculated results of phase match for the pump wavelength of 400 nm, 532 nm, 600 nm respectively, and signal wavelength of 800 nm

类匹配角度。

由晶体的对称性可知 θ 和 $\pi + \theta$ 是一致的, 同理 ϕ 和 $\pi + \phi$ 也是相同的。由(6)式和图中都可以看出对于某一 θ 角, 如果 ϕ 满足匹配条件, 那么 $(\pi - \phi)$ 角必然满足匹配条件。所以在图 1(a) 和 1(b) 中, 只要列出 θ 从 $0 \sim \pi/2$, ϕ 从 $0 \sim \pi/2$ 的相位匹配角, 便可得到全部信息。由图 1(a) 和图 1(b) 的比较不难发现, 随着抽运光与信号光波长差别的增大, 满足匹配角度的方向与 I 类光轴的夹角不断地变大。令人非常感兴趣的是, 在 θ 等于 $\pi/2$ 时匹配角的变化较小, 可以预见在具体实践中这些角度易于调节和能产生宽谱带。图 2 所示是抽运光波长为 532 nm、信号光波长为 900 nm 时的增益情况, 从图中可以看出, 相位匹配角为 $\theta = 0.50\pi$ 、 $\phi = 0.06\pi$ 时增益的谱带宽度和增益的大小都较大, 故为较理想的匹配角度。

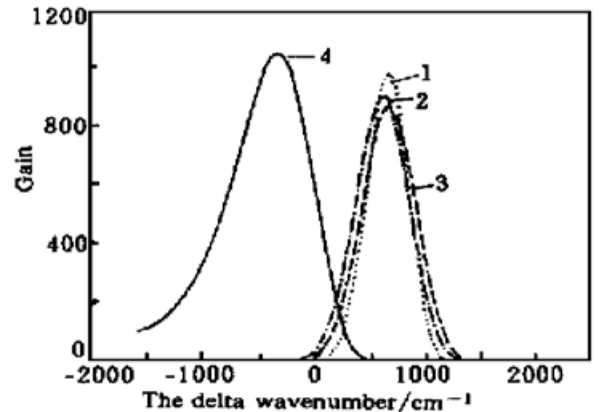


Fig. 2 Dependence of the amplifier bandwidth on different phase-match angle 1: $(0.20\pi, 0.08\pi)$, 2: $(0.42\pi, 0.10\pi)$, 3: $(0.48\pi, 0.06\pi)$, 4: $(0.50\pi, 0.06\pi)$ in collinear geometry phasematch I, while pump wavelength is 532 nm and signal wavelength is 900 nm

3 参量放大

在(7)式中只提供了较理想条件下的放大情况, 实际中影响因素是多方面的。其中最主

要的有群速失配、离散角、抽运倒空、晶体长度、晶体吸收等多种效应。

群速失配是因为抽运光和信号光及闲置光在晶体内的传播速度不同造成的。可以简单定义表征色散效应的有效作用长度:

$$l_j = \frac{\tau}{2(1/v_j - 1/v_p)}, \quad j = i, s, \quad (8)$$

其中 τ 是较宽脉冲的脉冲宽度(一般为抽运光的脉宽), v 是光波在晶体中的群速度, p 代表抽运光、 j 分别代表信号光(s)、闲置光(i)。

从这里可以看出, 非线性晶体的长度最长也不能超过 2 倍的 l_j , 即超过此长度抽运光和信号光及闲置光就不能发生作用, 所以有的文献也将其称为分离距离^[13]。实际中会出现两种情况, 一种是 $(v_p - v_s)(v_p - v_i) < 0$; 另一种是 $(v_p - v_s)(v_p - v_i) > 0$, 显然前者的作用效率会比后者高一些。

离散角的影响是来自晶体本身结构的各向异性, 此种性质导致在外场作用下电极化矢量的方向和电场方向之间存在着夹角, 也就使得能流方向坡印廷矢量和波矢不同向。在单轴晶体中可以通过选择寻常光这一特殊方向, 避免这类问题。而在双轴晶体中, 没有寻常光与非常光之分, 故而必然存在着离散效应。离散角的影响也是使得信号光和抽运光相分离, 降低作用效率。同样也可定义一个表征离散效应的有效作用长度:

$$l_{\text{walk-off}} = D/\rho, \quad (9)$$

D 为光斑半径, ρ 为离散角(量纲为弧度)。一般情况下 $l_{\text{walk-off}}$ 在 1~ 2 cm 之间。

为了降低离散效应的影响增加作用长度, 普遍采取非共线入射的方法^[15, 16], 即让抽运光和信号光在入射到晶体前有一定夹角, 而光在经晶体折射后, 其能流方向相近, 等价于降低了离散角, 可以达到提高作用效率的目的。也可采用文献[13]中的方法, 通过柱面镜聚焦, 使得光斑呈椭圆形, 且长轴在离散方向, 也就是相当于增加了光斑尺寸来达到弥补离散效应的目的。

在研究光学参量放大的增益时, 这些效应都可以等同于耗散, 则可在增益中加一衰减指数。

如图 3 所示, 1 为未考虑衰减的时的增益与晶体长度的关系, 2 为考虑衰减后的增益随晶体长度变化的关系曲线。

在图中可以发现参量放大的增益与晶体的长度近似成 10 的幂次关系, 则可想象在光学啁啾脉冲参量放大中采用长晶体所能带来的巨大增益。

因为在光学啁啾脉冲参量放大中, 为了得到尽可能高的输出, 所以均采用强抽运光和高非线性系数的晶体。这样就给光学啁啾脉冲参量放大过程带来一些不良的非线性效应, 如群速色散、相位延迟等^[18], 尤其是放大过程对啁啾脉冲相位的影响不可忽视, 放大脉冲的相位 φ 可以写作^[7]

$$\varphi = \arctan \left[\frac{B \sin(\Delta kL/2) \cosh B - (\Delta kL/2) \cos(\Delta kL/2) \sinh B}{B \cos(\Delta kL/2) \cosh B + (\Delta kL/2) \sin(\Delta kL/2) \sinh B} \right], \quad (10)$$

如果引入相位的变化, 则可以看到光学参量放大过程对脉冲形状的影响。在实际的超短

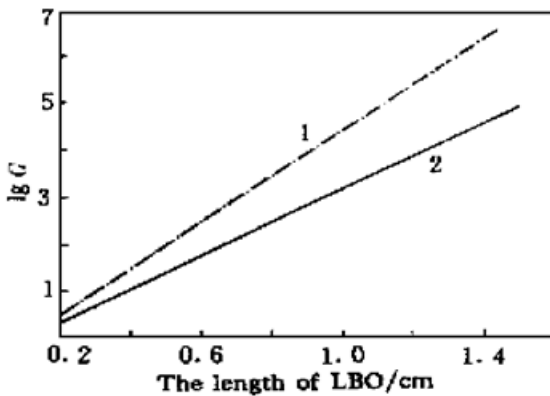


Fig. 3 Dependence of G on length of crystal.
1: without loss, 2: losses are considered

脉冲的近似中, 多采用高斯型和双曲正割型的函数表征脉冲包络。以 6 fs (FWHM)、 12 fs (FWHM) 的脉冲分别采用双曲正割和高斯近似, 代入(7)式和(10)式, 并通过傅里叶变换, 得到输出脉冲的形式, 如图 4 所示。

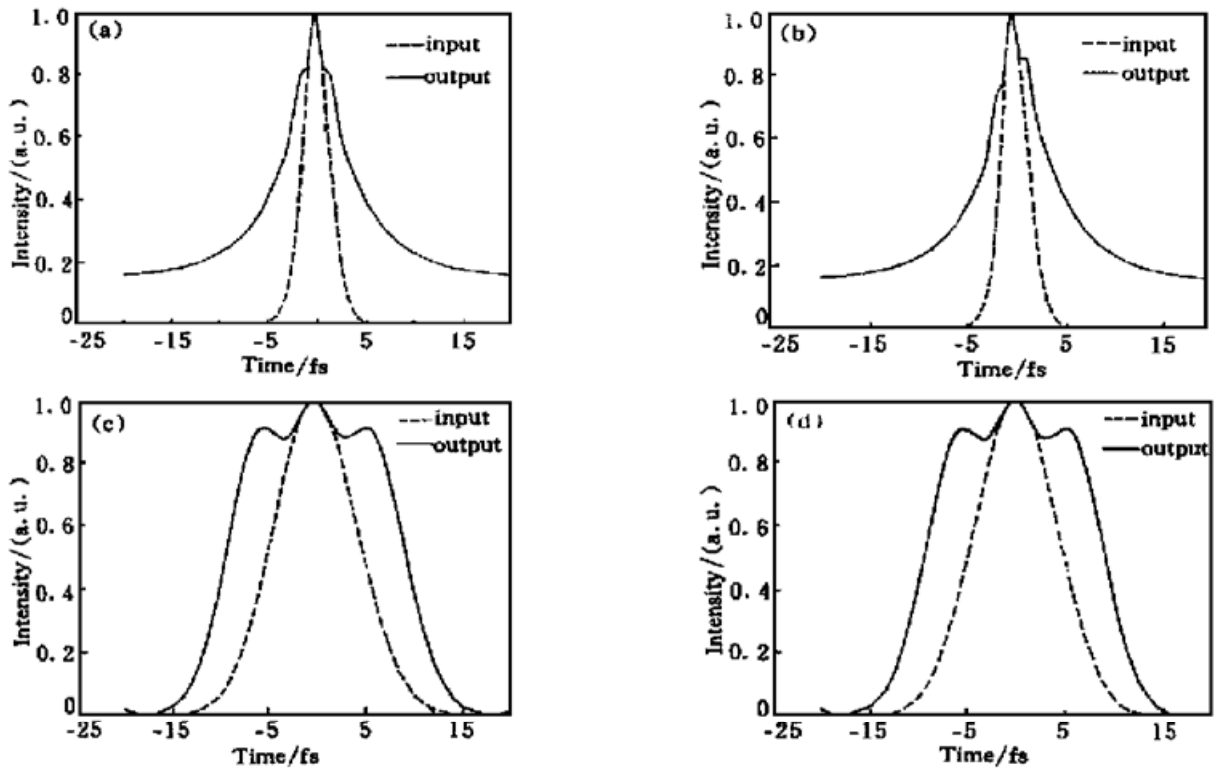


Fig. 4 Transform of input pulse and output pulse. (a) sech^2 6 fs pulse with phase modifying not being taken into account, (b) sech^2 6 fs pulse with phase modifying being taken into account, (c) Gauss 12 fs pulse with phase modifying not being taken into account, (d) Gauss 12 fs pulse with phase modifying being taken into account

图 4(a) 是 6 fs 的 sech^2 脉冲不考虑相位变化, 经参量放大前后输入脉冲和输出脉冲归一化后的比较, 其中虚线代表输入信号, 实线代表输出信号。图 4(b) 是考虑相位变化的条件下, 放大前后脉冲的比较。图 4(c)、图 4(d) 是 12 fs 的高斯脉冲放大后的比较。脉冲经晶体放大后, 6 fs 的 sech^2 脉冲, 在输出后约为 10 fs 。 12 fs 的高斯脉冲, 放大后约为 20 fs 。从图中可以看出, 光学啁啾脉冲参量放大过程中相位对脉冲有着较大的影响, 图 4(b) 与图 4(d) 相比较, 对短脉冲的影响更为剧烈, 图 4(b) 脉冲失去了原有的对称性。这也是可以理解的, 因为短脉冲较长脉冲有着较宽的谱带, 所以相位对其频谱的改变, 会带来脉冲较大的变化。

总结 由上面的讨论中, 可以看到光学啁啾脉冲参量放大有着相当高的增益和带宽, 对于产生飞秒脉冲是非常有益的。由(7)式不难发现增益与晶体的非线性系数、晶体的长度、抽运光的强度有着密切的关系, 一般常用的晶体有单轴晶体 KDP、BBO, 双轴晶体 LBO、KTP。KDP 的优势在于能制成大晶体, 但非线性系数比较低, 并不适于要求很高增益的非线性过程。而称为“非线性晶体之王”的 KTP 其非线性系数约是 KDP 的 10 倍, 但是其破坏阈值仅为几百个 MW/cm^2 , 所以它也不适于高能量抽运的光学参量放大过程。BBO 和 LBO 晶体的非线性系数相当, 但 LBO 优于 BBO 的显著特点在于不潮解、破坏阈值更高。虽然, BBO 的破坏阈值高达几个 GW/cm^2 , 但是, LBO 的破坏阈值能达到十几个 GW/cm^2 , 这样, 在相同

晶体长度下, 其所能达到的最大增益要比 BBO 高 3~ 4 倍。由于 LBO 的群速色散和离散效应比较小^[14], 且可生长成较大晶体, 这样就可以对其采用非共线抽运, 虽然会降低一些作用效率, 但增加作用长度, 有可能产生更高的增益。

在目前光学啁啾脉冲参量放大技术中仍存有一些问题, 期待解决。如采用非线性系数高的晶体的同时, 必然引入其他不利的非线性效应, 对脉冲的相位产生影响(如自相位调制), 会使脉冲变形, 还可降低增益, 晶体长度的变化也会引起脉冲宽度的变化^[18]; 甚至在我们的实验中, 自发参量荧光也会随着晶体长度的增加而显著增强, 严重影响信号光的有效放大。并且如文中所说, 双轴晶体对相位匹配条件要求相当苛刻, 这也要求有精密的调整系统和稳定的外界环境, 这一点在我们的实验中带来很大的困扰。不过只要在这些问题解决以后, 就会得到比较满意的结果。

作者感谢南开大学乔海军博士提供了参考文献[14]。

参 考 文 献

- [1] Strickland D, Mourou G. Compression of amplified chirped optical pulses. *Opt. Commun.*, 1985, **56**(3): 219~ 221
- [2] Lerner E J. Ultrafast lasers deliver powerful, precise pulses. *Laser Focus World*, 1998, (12): 77~ 84
- [3] Zhang Tiejun, Kato Y, Daido H. Pedestal reduction by temporal and spectral filterings in chirped pulses amplification. *Jan. J. Appl. Phys. Part 1*, 1995, **34**(6A): 3097~ 3103
- [4] Ross I N, Trentelman M, Danson C N. Optimization of a chirped-pulse amplification. *Appl. Opt.*, 1997, **36**(36): 9348~ 9358
- [5] Perry M D, Mourou G. Terawatt to petawatt subpicosecond lases. *Science*, 1994, **264**(5161): 917~ 924
- [6] Perry M D, Pennington D, Stuart B C *et al.*. Petawatt laser pulsers. *Opt. Lett.*, 1999, **24**(3): 160~ 162
- [7] Ross I N, Matousek F, Towrie M *et al.*. Principles and possibilities for optical parametric chirped pulse amplifiers. *CLF Annual Report*, 1997/1998, 169~ 172
- [8] Osvay K, Ross I N. Optical parametric chirped pulse amplification—experimental progress. *CLF Annual Report*, 1997/1998, 173~ 174
- [9] Wang Yanjie, Luther-Davis Barry. Optical-parametric-amplification-based prepulse eliminator for a chirped-pulse-amplification Nd-glass laser. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1994, **11**(9): 1531~ 1538
- [10] Baumgartner R A, Byer R L. Optical parametric amplification. *IEEE J Quant. Electron.*, 1979, **QE-15**(6): 432~ 444
- [11] Dudley J M, Reid D T, Ebrahimzadeh M *et al.*. Characteristics of a noncritically phasematched Ti-sapphire pumped femtosecond optical parametric oscillator. *Opt. Commun.*, 1994, **104**(4, 5, 6): 419~ 430
- [12] 叶佩弦主编. 非线性光学. 北京: 中国科学技术出版社, 1999. 44~ 45
- [13] Danielius R, Piskarskas A, Stabinis A *et al.*. Traveling-wave parametric generation of widely tunable highly coherent femtosecond light pulses. *J Opt. Soc. Am. (B)*, 1993, **10**(11): 2222~ 2232
- [14] 姚建铨著. 非线性光学频率变换及激光调谐技术. 北京: 科学出版社, 1995, 32~ 40
- [15] Wu B, Xie F, Chen C *et al.*. Generation of tunable coherent vacuum ultraviolet radiation in LiB₃O₅ crystal. *Opt. Commun.*, 1992, **88**(4, 5, 6): 451~ 454
- [16] Dou S X, Josse D, Zyss J. Comparison of collinear and one-beam noncritical noncollinear phase matching in optical parametric amplification. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1992, **9**(8): 1312~ 1319
- [17] Fald Joel, Murray J E. Single-cavity noncollinear optical parametric oscillation. *Appl. Phys. Lett.*, 1969, **14**(8): 245~ 247
- [18] Liu H, Yao J, Puri A. Second and third harmonic generation in BBO by femtosecond Ti-sapphire laser pulses. *Opt. Commun.*, 1994, **109**(1, 2): 139~ 144

Optical Parametric Chirped Pulse Amplifier with Biaxial Crystal

Peng Jiahui Li Ruxin Jin Shiqi Yang Xiaodong

Leng Yuxin Zhang Zhengquan Xu Zhizhan

(Laboratory of High Intensity Optics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics,
The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

(Received 2 February 2000; revised 17 May 2000)

Abstract The technique of optical parametric chirped pulse amplifier proposed recently is introduced, and some characteristics such as phase match angle, gain and bandwidth are analyzed taking LBO crystal as an example. In addition, the dependence of the gain varying with length of the crystal is studied, and the transforms of the pulses after amplification with sech^2 and Gauss shapes are given.

Key words biaxial crystal, nonlinearity, parametric chirped pulse amplifier.

第九届全国量子光学学术报告会在太原举行

二年一次的量子光学盛会——第九届全国量子光学学术报告会于 2000 年 7 月 13 日至 17 日在山西大学学术交流中心举行。本届会议由山西大学光电研究所主办。会议收到论文 85 篇, 100 多位代表出席了会议。

开幕式上, 量子光学专业委员会副主任、山西大学校长彭堃堃教授致欢迎词, 量子光学专业委员会主任郭光灿教授和国家科学技术部基础司邵立勤司长讲了话。

开幕式后, 来自国内外的著名专家教授就量子光学最新进展作了大会报告, 内容有:

- 1) 量子信息现状与未来(中国科技大学郭光灿教授);
- 2) 尘激光的一个理论模型(上海大学谭维翰教授);
- 3) 非完整带隙光子晶体的自发辐射(香港浸会大学朱诗尧副教授);
- 4) 亚散粒噪声极限精密测量(美国阿肯色大学肖敏教授);
- 5) 腔场对激光修饰的 V 型三能级原子共振荧光频谱的调制(华中师范大学彭金生教授);
- 6) Nd:YAG 的 532 nm 激光在高分辨率光谱和频率稳定中的应用(日本国家计量研究所洪峰雷主任研究官);
- 7) 超冷原子的操纵、导引及其应用(清华大学李师群教授);
- 8) 量子线路中的基本物理问题(中科院武汉物理与数学研究所詹明生教授);
- 9) 空间的各向异性对原子自发辐射及量子干涉的影响(西安交通大学李福利教授);
- 10) 微脉塞研究进展(上海交通大学张智明教授);
- 11) 暗束原子光学和全光型冷却与囚禁的玻色-爱因斯坦凝聚(苏州大学印建平教授);
- 12) 上海光机所量子光学实验室原子冷却实验研究的近期进展(中科院上海光机所周蜀渝研究员);
- 13) 850 nm 光纤中 1 km 的量子密钥分发(中科院物理所吴令安研究员);
- 14) 利用受控-受控-非门纯化纠缠态(中科院上海光机所冯勋立副研究员)。

分组报告会按量子纠缠与量子信息、光与原子相互作用二个专题分别进行, 代表们进行了深入的讨论和交流。

从本届学术报告会可看出, 量子光学研究的领域在不断扩大, 我国的理论研究和实验研究的水平在迅速提高, 成长了一代新人。

会议期间还参观了山西大学光电研究所。光电研究所的实验室建设和对年青人的培养给代表们留下了深刻的印象。

经专业委员会研究决定, 下一届全国量子光学会议将在福建省武夷山举行。