铌酸锂晶体中飞秒激光脉冲线性电光效应及其色散补偿*

钟东洲[1)2)] 佘卫龙[1)†]

1) (中山大学光电子材料与技术国家重点实验室, 广州 510275)

2) (五邑大学信息工程学院, 江门 529020)

(2011 年 6 月 21 日收到; 2011 年 8 月 3 日收到修改稿)

针对铌酸锂晶体中飞秒激光脉冲线性电光效应, 研究了光学相位共轭对群速度色散以及一阶和二阶折射率色散的补偿方案. 结果发现, 在任意初始输入脉宽条件下, 这些色散基本上都能得到补偿, 输出脉冲波形基本上和输入脉冲相同. 在此方案中, 若同时在色散补偿铌酸锂晶体上对输出脉冲进行电光相位调制, 则在一定外加电场作用下, 输出脉冲的脉宽将进一步被压缩, 初始输入脉宽越小, 压缩程度越大.

关键词: 飞秒激光脉冲线性电光效应, 光学相位共轭, 色散补偿

PACS: 42.65.Re, 42.70.Mp, 78.20.Jq

1 引 言

随着脉宽为 4.5 fs 的激光脉冲在实验上被成功实现 [1,2], 飞秒激光脉冲在光孤子通信、超快全光开关、超快非线性进程、原子加工和化学反应的超快探测实验、THz 辐射产生等领域的应用引起人们极大的兴趣 [3−6]. 然而在这些应用中, 飞秒脉冲的振幅、相位、偏振等的控制是至关重要的. 为此, 一些脉冲控制方法, 如空间光调制 [7]、声光调制 [8]、可变形平面反射镜 [9]、电光调制 [10−12] 等相继被研究. 其中, 基于线性电光效应的电光调制是一种常用和有效的控制方法 [10,11]. 折射率椭球理论曾被广泛用于电光调制器的设计 [12]. 然而, 当外电场施加在晶体的任意方向且光脉冲沿着晶体的任意方向传输时, 折射率椭球理论的应用变得非常困难. 特别是对飞秒激光脉冲的线性电光效应, 两独立偏振光分量之间的群速度失配 (group velocity mismatch, GVM), 每一偏振光分量的群速度色散 (group-velocity dipersion, GVD) 以及一阶和二阶折射率色散效应都非常明显, 这些会导致脉冲形状严重展宽和变形, 使得折射率椭球理论无法应用. 为了克服折射率椭球理论存在的困难, 耦合模理论 [13] 和耦合波理论 [14] 相继被发展起来. 然而这些理论也只能用于连续波或者脉宽为 ps 量级以上的光脉冲线性电光效应 [15−17]. 最近, 我们进一步发展了飞秒激光脉冲在电光晶体中的线性电光效应耦合波理论并且研究了飞秒脉冲沿着铌酸锂晶体 ($LiNbO_3$) 的光轴传输时的线性电光效应 [18]. 研究结果表明: 由于 GVD 和一阶和二阶折射率色散, 输出脉冲被严重展宽. 为了使脉冲波形保持不变并得到较高的转换效率, 需要对 GVD 和一阶和二阶折射率色散进行补偿. 补偿 GVD 的最简单的方法是使用初始啁啾化的输入脉冲, 然而初始啁啾只能在激光脉冲满足慢变振幅近似条件下才能对 GVD 进行有效补偿. 在飞秒激光线性电光效应中, 激光脉冲脉宽足够小以致慢变振幅近似条件不成立, 且一阶和二阶折射率色散效应非常明显, 此时初始啁啾对色散的补偿不仅无效, 反而会引起输出脉宽进一步展宽 [18]. Yariv 及其合作者曾提出利用非线性光学相位共轭 (optical phase conjugation, OPC) 来补偿 GVD[19,20]. 最近, 一些理论和实验进一步研究了 OPC 对在单模光纤的 GVD 和三阶色散, 以及自相位调制的补偿 [21−26]. 有关研究表明, OPC 能完全纠正激光脉冲在传输过程中产生的展

* 国家自然科学基金 (批准号: 90921009) 资助的课题.

† E-mail: shewl@mail.sysu.edu.cn

宽和变形. 然而, 这些研究都是基于激光脉冲满足慢变振幅近似条件, 并且没有涉及二阶非线性效应. 实际上, 当飞秒脉冲经历线性电光效应时, 慢变振幅近似条件不再成立, 一阶和二阶折射率色散效应也十分明显, 所以 OPC 色散补偿需要进一步研究. 在本文中, 对飞秒光脉冲线性电光效应, 我们讨论了 OPC 色散补偿机理. 在此基础上, 我们又提出一种新的色散补偿方案, 即用 OPC 和电光相位调制同时对色散进行补偿, 从而获得脉冲的进一步压缩.

2 理论模型和色散补偿

图 1 给出了 $LiNbO_3$ 晶体中飞秒激光脉冲线性电光效应及光学相位共轭色散补偿方案. 图中 LN 是 $LiNbO_3$ 晶体; IS 是光隔离器, 它用来防止光反馈; OPC 是相位共轭器; OF 是光学滤波器, 它用来过滤相位共轭光, 防止信号光和抽运光输入到色散补偿晶体 LN_2 中; 外加电场 E_{10} 沿着晶体 LN_1 的 y 轴方向; 外加电场 E_{20} 沿着 LN_2 晶体的 x 轴方向. 此方案的基本思想是: 让一束线偏振光脉冲沿着 LN_1 晶体的光轴 (如图所示的 x 轴) 传输, 此时光脉冲同时满足相位和 GVM 匹配; 施加一个 E_{10} 到 LN_1 晶体上, 使之达到最强的电光效应, 让输入线偏振光脉冲基本上转化为与之垂直的线偏振光脉冲; 再让此垂直线偏振光脉冲通过一个检偏器. 由于群速度色散和晶体材料的一阶和二阶折射率色散, 垂直线偏振光脉冲被展宽. 这个展宽的脉冲再通过光学共轭器变为前行相位共轭光, 进入色散补偿晶体 LN_2 并沿 LN_2 的光轴 (x 轴) 转播. 若外电场 $E_{20}=0$, 展宽了的相位共轭光脉冲由于色散得到补偿而被压缩. 若选择一定 $E_{20}\neq 0$, 相位共轭光脉冲还能够得到进一步的压缩. 下面, 我们就来讨论这些色散补偿机理.

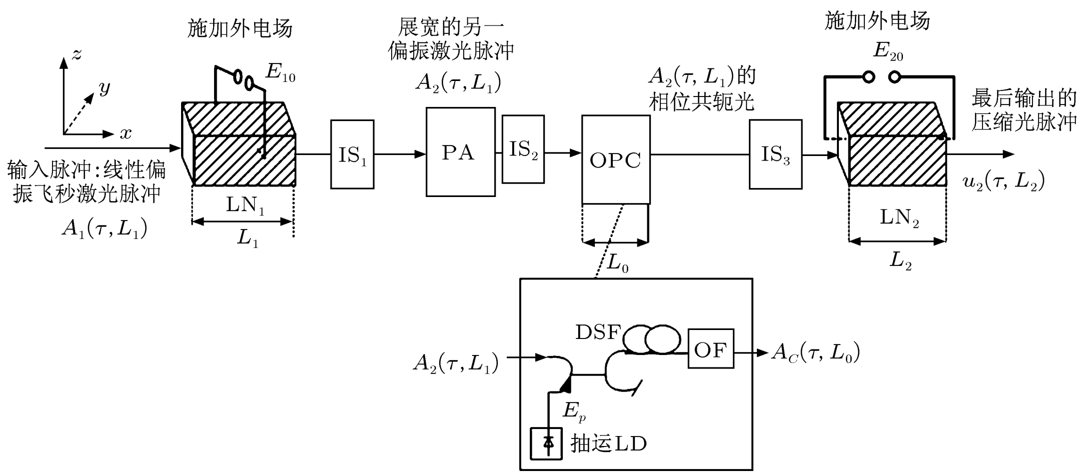

图 1 $LiNbO_3$ 晶体中飞秒激光脉冲线性电光效应及光学相位共轭色散补偿方案 LN 为 $LiNbO_3$; IS 为光学隔离器; OF 为光学滤波器; LD 为激光二极管; L_1 和 L_2 分别为 LN_1 和 LN_2 的长度; DSF 为色散位移光纤; OPC 是光学共轭器: PA 为检偏器; L_0 为 OPC 的长度

如图 1 所示, 当一束激光脉冲沿着 x 轴方向通过双折射晶体 $LiNbO_3$ 时, 可以分解为两个独立偏振分量, 即

$$\begin{aligned}\mathcal{E}(t,x) =&\frac{1}{2}\sum_{m=1}^{2}\left\{\sqrt{\frac{\omega_0}{n_m}}\boldsymbol{E}_m(t,x)\right.\\&\left.\times\exp[\mathrm{i}(\omega_0 t-k_m x)]\right\}\\&+\mathrm{C.C},\end{aligned}\tag{1}$$

式中 ω_0 为脉冲的中心频率; $\boldsymbol{E}_1$ 和 $\boldsymbol{E}_2$ 分别为两个独立偏振分量的慢变振幅, n_1 和 n_2 分别为两个偏振分量在中心频率处的本底折射率; $k_1=2\pi n_1/\lambda_0$ 和 $k_2=2\pi n_2/\lambda_0$ 分别为两个偏振分量在中心频率处的波矢, λ_0 为中心波长; C.C 为光场的相位共轭项. 当激光脉冲的能量低于 LN 晶体的损伤阈值时, 由三阶非线性效应引起的自相调制和交叉相位调制效应对线性电光效应影响非常小以致可以被忽略 [18]. 设 $\boldsymbol{E}_1(t,x)=\boldsymbol{a}_1\sqrt{\omega_0/n_1}A_1(t,x)$, $\boldsymbol{E}_2(t,x)=\boldsymbol{a}_1\sqrt{\omega_0/n_2}A_2(t,x)$ 和 $\boldsymbol{E}_0=\boldsymbol{c}E_0$($\boldsymbol{a}_1$, $\boldsymbol{a}_2$, $\boldsymbol{c}$ 为单位矢量), 并设激光脉冲满足平面波近似且晶体的吸收损耗可以忽略, 在新的时间参考系 $\tau=(t-\beta_0 x)/T_0$ 下, 激光脉冲沿 LN_1 晶体的光轴传输时的线性电光效应可用以下耦合波方程描写 [18]:

$$\frac{\mathrm{i}}{2k_1}\frac{\partial^2 A_1(\tau,x)}{\partial x^2}-\frac{\mathrm{i}\beta_0}{k_1T_0}\frac{\partial^2 A_1(\tau,x)}{\partial x\partial\tau}$$

$$
\begin{aligned}
&+\frac{\partial A_1(\tau,x)}{\partial x}-\frac{d_{21}}{T_0}\frac{\partial A_1(\tau,x)}{\partial \tau}-\mathrm{i}g_1\frac{\partial^2 A_1(\tau,x)}{\partial \tau^2}\\
=&\left[\mathrm{i}d_{10}A_2(\tau,x)+\frac{d_{11}}{T_0}\frac{\partial A_2(\tau,x)}{\partial \tau}\right.\\
&\left.-\mathrm{i}\frac{d_{12}}{T_0^2}\frac{\partial^2 A_2(\tau,x)}{\partial \tau^2}\right]\\
&\times\exp(\mathrm{i}\Delta k)+\mathrm{i}d_{20}A_1(\tau,x),
\end{aligned}\tag{2}
$$

$$
\begin{aligned}
&\frac{\mathrm{i}}{2k_2}\frac{\partial^2 A_2(\tau,x)}{\partial x^2}-\frac{\mathrm{i}\beta_0}{k_2T_0}\frac{\partial^2 A_2(\tau,x)}{\partial x\partial \tau}\\
&+\frac{\partial A_2(\tau,x)}{\partial x}-\frac{d_{41}}{T_0}\frac{\partial A_2(\tau,x)}{\partial \tau}-\mathrm{i}g_2\frac{\partial^2 A_2(\tau,x)}{\partial \tau^2}\\
=&\left[\mathrm{i}d_{30}A_1(\tau,x)+\frac{d_{31}}{T_0}\frac{\partial A_1(\tau,x)}{\partial \tau}\right.\\
&\left.-\mathrm{i}\frac{d_{32}}{T_0^2}\frac{\partial^2 A_1(\tau,x)}{\partial \tau^2}\right]\\
&\times\exp(-\mathrm{i}\Delta k)+\mathrm{i}d_{40}A_2(\tau,x),
\end{aligned}\tag{3}
$$

其中

$$
d_{1q}=\frac{k_0E_0}{2\sqrt{n_1n_2}}f_M\sum_{j=0}^{q}\frac{r_{\mathrm{eff\,1}}^{(q-j)}}{\omega_0^j}+f_{\mathrm{c}}\frac{r_{\mathrm{eff\,1}}^{(q-1)}}{\omega_0}
$$
$$
(q=0,1,2,\text{以下相同}),\tag{4}
$$

$$
d_{2q}=\frac{k_0E_0}{2n_1}f_0\sum_{j=0}^{q}\frac{r_{\mathrm{eff\,2}}^{(q-j)}}{\omega_0^j}+f_{\mathrm{c}}\frac{r_{\mathrm{eff\,2}}^{(q-1)}}{\omega_0},\tag{5}
$$

$$
d_{3q}=d_{1q},\tag{6}
$$

$$
d_{4q}=\frac{k_0E_0}{2n_2}f_0\sum_{j=0}^{q}\frac{r_{\mathrm{eff\,3}}^{(q-j)}}{\omega_0^j}+f_{\mathrm{c}}\frac{r_{\mathrm{eff\,3}}^{(q-1)}}{\omega_0},\tag{7}
$$

这里, 若 $q=0$, $f_{\mathrm{c}}=0$; 而当 $q=1$ 和 2, $f_{\mathrm{c}}=1$. 并且

$$
r_{\mathrm{eff\,1}}^{(q)}=\sum_{jkl}\frac{\mathrm{d}^q[n_{jj}^2n_{kk}^2]}{\mathrm{d}\omega^q}\bigg|_{\omega=\omega_0}\gamma_{jkl}a_jb_kc_l,
$$
$$
(j,k,l=1,2,3,\text{以下相同})\tag{8}
$$

$$
r_{\mathrm{eff\,2}}^{(q)}=\sum_{jkl}\frac{\mathrm{d}^q[n_{jj}^2n_{kk}^2]}{\mathrm{d}\omega^q}|_{\omega=\omega_0}\gamma_{jkl}a_ja_kc_l,\tag{9}
$$

$$
r_{\mathrm{eff\,3}}^{(q)}=\sum_{jkl}\frac{\mathrm{d}^q[n_{jj}^2n_{kk}^2]}{\mathrm{d}\omega^q}|_{\omega=\omega_0}\gamma_{jkl}b_jb_kc_l,\tag{10}
$$

其中, d_{1q} 和 d_{3q} 用来描述两偏振分量光脉冲的耦合强度; d_{2q} 和 d_{4q} 分别导致了两偏振分量光脉冲的相位延迟. 由于输入光脉冲沿着晶体的光轴传输, 所以 $\boldsymbol{a}_1=(\sin\phi,-\cos\phi,0)$, $\boldsymbol{a}_2=(-\cos\phi,-\sin\phi,0)$, ϕ 为脉冲的方位角. 从方程 (8)—(10) 可知, 当 $\phi=\pi/4$, $\boldsymbol{a}_1=(\sqrt{2}/2,-\sqrt{2}/2,0)$, $\boldsymbol{a}_2=(-\sqrt{2}/2,-\sqrt{2}/2,0)$, 有效电光系数达最大值, 此时可获得最大的电光转换率. 外电场的单位矢量 $\boldsymbol{c}=(0,1,0)$; $\Delta k=k_1-k_2=0$; $\beta_0=(\beta_{11}+\beta_{12})/2$, $\beta_{1m}=dk_m(\omega)/d\omega|_{\omega=\omega_0}$ 和 $\beta_{2m}=d^2k_m(\omega)/d\omega^2|_{\omega=\omega_0}$ ($m=1$, 2, 以下相同); $g_1=(\beta_{11}^2+k_1\beta_{21}-2k_1d_{22}-\beta_0^2)/2k_1T_0^2$ 和 $g_2=(\beta_{12}^2+k_2\beta_{22}-2k_2d_{42}-\beta_0^2)/2k_2T_0^2$ 是有效 GVD 系数; $k_0=2\pi/\lambda_0$ 为脉冲在真空中的波矢; T_0 是在输入光脉冲光强的 $1/e$ 处的半高宽.

从 LN_1 晶体输出光脉冲 $A_2(\tau,L_1)$ 通过检偏器 PA 后作为光学相位共轭器的输入信号光. 这里我们采用的光学相位共轭器是零色散单模光纤 OPC. 它通过非简并四波混频效应产生前行共轭光 [26]. 设参与四波混频效应的抽运光和相位共轭光分别为 A_{p} 和 A_{c}, 相应的中心频率为 ω_{p} 和 ω_{c}. 这两个中心频率和信号光信号光 A_2 的中心频率 ω_0 满足如下关系: $\omega_{\mathrm{p}}-\omega_{\mathrm{c}}=\omega_0-\omega_{\mathrm{p}}=\delta\omega$. 其中 $\delta\omega$ 足够小以致这些波之间的相位失配可以被忽略. 此外, 由于 A_2 被展宽, 它和 A_{p} 都满足慢变振幅近似条件. 于是, 在 A_2, A_{p} 和 A_{c} 具有相同的线性偏振方向且 $|A_{\mathrm{c}}|\ll|A_{\mathrm{p}}|$ 条件下, 这些光脉冲在 OPC 中的传输方程为 [24,26]

$$
\frac{\partial A_{\mathrm{p}}}{\partial x'}=\Big(-\frac{a}{2}+\mathrm{i}k_{\mathrm{c}}\left|A_{\mathrm{p}}\right|^2\Big)A_{\mathrm{p}},\tag{11}
$$

$$
\frac{\partial A_{\mathrm{c}}}{\partial x'}=\Big(-\frac{a}{2}+2\mathrm{i}k_{\mathrm{c}}\left|A_{\mathrm{p}}\right|^2\Big)A_{\mathrm{c}}+\mathrm{i}kA_{\mathrm{p}}^2A_2^*,\tag{12}
$$

$$
\frac{\partial A_2^*}{\partial x'}=\Big(-\frac{a}{2}+2\mathrm{i}k_{\mathrm{c}}|A_{\mathrm{p}}|^2\Big)A_2^*-\mathrm{i}k_{\mathrm{c}}A_{\mathrm{p}}^{*2}A_{\mathrm{c}}\tag{13}
$$

式中 $0\leqslant x'\leqslant L_0$, L_0 为 OPC 的长度; α 为光纤的吸收系数; 耦合参量 $k_{\mathrm{c}}=3\omega_0^3\chi^{(3)}/2n_{\mathrm{F}}^3c$, n 为光纤纤芯的折射率, $x^{(3)}$ 为光纤三阶非线性极化率.

若抽运光 A_{p} 为低损耗 ($\mathrm{d}A_{\mathrm{p}}/\mathrm{d}x\approx0$) 和 $A_{\mathrm{c}}(\tau,0)=0$, 从方程组 (11) – (13) 可以得到

$$
\begin{aligned}
A_{\mathrm{c}}(\tau,L_0)=&\exp(-\alpha L_0/2)\exp[\mathrm{i}r(L_0)][\mathrm{i}r(L_0)]\\
&\times A_2^*(\tau,L_1),
\end{aligned}\tag{14}
$$

$$
\begin{aligned}
A_2(\tau,L_0)=&\exp(-aL_0/2)\exp[ir(L_0)][1+\mathrm{i}r(L_0)]\\
&\times A_2(\tau,L_1),
\end{aligned}\tag{15}
$$

这里

$$
r(L_0)=k_{\mathrm{c}}|A_{\mathrm{p}}|^2[1-\exp(-\alpha L_0)]/\alpha,\tag{16}
$$

这三个光脉冲中, 仅 A_{c} 通过光学滤波器后输入到补偿晶体 LN_2 中. 为了讨论的方便, 设 $u(\tau,0)=$

$A_c(\tau, L_0)$, 根据方程 (14),

$$u(\tau,0) = \exp(-\alpha l_0)\exp[\mathrm{i}r(l_0)][\mathrm{i}r(l_0)] \times A_2^*(\tau, L_1), \tag{17}$$

当外电场 E_{20} 沿 LN_2 晶体的 x 轴方向时, 对应外电场单位矢量 $\boldsymbol{c}=(1,0,0)$. 把它代入方程 (8), 我们得到 $r_{\mathrm{eff}\,1}^{(q)}=0$, 即 $d_{1q}=d_{3q}=0$, 这意味着, 在 LN_2 晶体中电光效应仅仅调制脉冲的相位而不改变其偏振态. 在此条件下, 由方程 (2) 得到光脉冲在 LN_2 晶体中的传输方程为

$$\frac{\mathrm{i}}{2k_2}\frac{\partial^2 u(\tau,x)}{\partial x^2} - \frac{\mathrm{i}\beta_0}{k_2 T_0}\frac{\partial^2 u(\tau,x)}{\partial x\partial\tau} + \frac{\partial u(\tau,x)}{\partial x} + \left(\frac{1}{L_\tau} - \frac{d_{41}}{T_0}\right)\frac{\partial u(\tau,x)}{\partial\tau} - \mathrm{i}g_2\frac{\partial^2 u(\tau,x)}{\partial\tau^2} = \mathrm{i}d_{40}u(\tau,x), \tag{18}$$

解方程 (18), 我们有

$$u(\tau, L_2) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{u(\Omega,0)}{\mu}[\rho\cos(\mu L_2/2) - \mathrm{i}\mu\sin(\mu L_2/2)]\exp(\mathrm{i}\rho L_2/2) \times \exp(\mathrm{i}\Omega\tau)\mathrm{d}\tau, \tag{19}$$

其中

$$u(\Omega,0) = \int_{-\infty}^{\infty} u(\tau,0)\exp(-\mathrm{i}\Omega\tau)\mathrm{d}\Omega, \tag{20a}$$

$$\mu = \sqrt{\rho^2+4b}, \tag{20b}$$

$$\rho = 2\beta_0\Omega/T_0 + 2k_2, \tag{20c}$$

$$b = 2\left(\frac{1}{L_T} - \frac{d_{41}}{T_0}\right)k_2\Omega + 2k_2 g_2\Omega^2 - d_{40}, \tag{20d}$$

这里 $\Omega = \omega - \omega_0$.

3 结果与讨论

设输入到 LN_1 晶体的光脉冲为具有一个偏振分量的高斯脉冲, 即 $A_1(\tau,0) = \sqrt{2I_0/c\varepsilon_0\omega_0}\exp[-(1+\mathrm{i}C_1)\tau^2/2]$ 和 $A_2(\tau,0)=0$. 其中 $I_0 = 200$ MW/m^2(小于 LN 晶体损伤阈值 840 MW/m^2 [18]); $\omega_0 = 1.2126\times10^{15}$(对应中心波长为 1550 nm); C_1 为归一化啁啾参量. OPC 的参数取值如下: 光纤有效折射率 $n_{\mathrm{F}} = 1.45$; 抽运光 A_{p} 中心波长为 1549 nm; 共轭光 A_{c} 的中心波长为 1548 nm; 光纤线性吸收系数 $a = 5.3\times10^{-5}$ m^{-1}; 光纤有效面积 $A_{\mathrm{eff}} = 50$ μm^2; 抽运光的能量为 $P_0 = 50$ mW, 它相应的初始振幅 $A_{\mathrm{p}} = \sqrt{P_0\lambda_{\mathrm{p}}/(\pi A_{\mathrm{eff}}c^2\varepsilon_0)} = 0.029$; 光纤的三阶极化率 $\chi^{(3)} = 6\times10^{-23}$ m^2/V^2. 在 LN_1 晶体中 A_2 的转换效率定义为

$$\eta = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} I_2(\tau,L_1)\mathrm{d}\tau}{\int_{-\infty}^{\infty}[I_1(\tau,L_1)+I_2(\tau,L_1)]\mathrm{d}\tau}, \tag{21}$$

式中 L_1 为 LN_1 晶体长度; $I_1(\tau,L_1) = c\varepsilon_0\omega_0 \times |A_1(\tau,L_1)|^2/2$; $I_2(\tau,L_1) = c\varepsilon_0\omega_0|A_2(\tau,L_1)|^2/2$. 在 OPC 中, A_{c} 和 A_2 的转换效率定义为

$$\eta_{\mathrm{c}} = \frac{|A_{\mathrm{c}}(\tau,L_0)|^2}{|A_2(\tau,L_1)|^2} = r^2(L_0)\exp(-aL_0), \tag{22}$$

$$\eta_{\mathrm{s}} = \frac{|A_2(\tau,L_0)|^2}{|A_2(\tau,L_1)|^2} = [1+r^2(L_0)]\exp(-aL_0), \tag{23}$$

首先通过有限差分法对方程组 (2) 和 (3) 求数值解. 在下面的计算中用到铌酸锂晶体的参数为: 温度 $F = 293$ K; 根据 Sellmeier 折射率公式 [27], $n_1 = n_2 = 2.211$, $\beta_{11} = \beta_{12} = 7.546$ ns/m, $\beta_{21} = 11.05$ ps^2/m, $\beta_{21} = 11.16$ ps^2/m. 对应不同的初始脉宽 T_0, 图 2 给出当 $E_{10} = 2.5$ kV/mm 和 $C_1 = 0$ 时, 对不同的 T_0, A_2 的转换效率 η 与 LN_1 晶体的长度 L_1 的关系曲线.

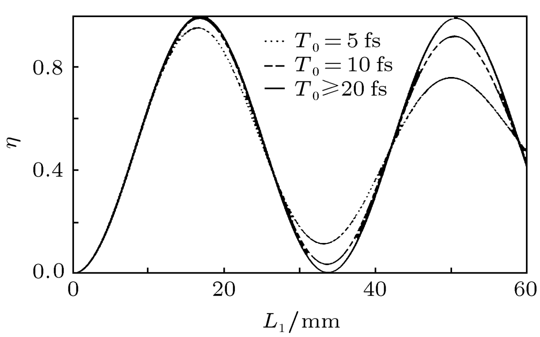

图 2 对应不同的初始脉宽 T_0, 当外加电场 $E_{10} = 2.5$ kV/mm 和 $C_1 = 0$ 时, A_2 的转换效率 η 与 LN_1 晶体的长度 L_1 的依赖关系

从图 2 中可以看出, 当 $T_0 \geqslant 20$ fs 时, η 随 L_1 做周期性振荡变化; 而当 $T_0 < 20$ fs 时, η 随 L_1 做周期性衰减振荡变化. 另一方面, 在 $L_1 = 16.6$ mm 处, 当 $T_0 = 5$ fs, 最大转换效率 $\eta_{\max} = 95.37\%$; 当 $T_0 = 10$ fs, $\eta_{\max} = 98.9\%$; 当 $T_0 \geqslant 20$ fs, $\eta_{\max} = 100\%$. 从参考文献 [18] 可知, 尽管不同 T_0 下的 $\eta_{\max}$ 相差很小, 对不同的 T_0, A_2 的时间演变仍有很大的差异; T_0 越小, GVD 以及一阶和二阶折射率色散越明显, 输出脉宽被展宽的越严重. 为了

使飞秒脉冲经历线性电光效应后仍保持形状不变并有较高的转换效率, 需要对晶体中 GVD 以及一阶和二阶折射率色散进行补偿. 下面我们讨论 OPC 加色散补偿晶体对这些色散进行补偿. 首先, 我们从方程组 (22)—(23) 得到了 OPC 转换效率 η_{c} 和 η_{s} 与 L_0 的关系, 如图 3 所示. 从图 3 中可以看出, A_{c} 的最大转换效率 $\eta_{\mathrm{c\,max}} = 90\%$ 发生在 $L_0 = 20$ km 处. 在此处我们获得最大的相位共轭光振幅, 令其作为色散补偿晶体 LN_2 的输入光振幅, 仍记之为 $u(\tau, 0)$.

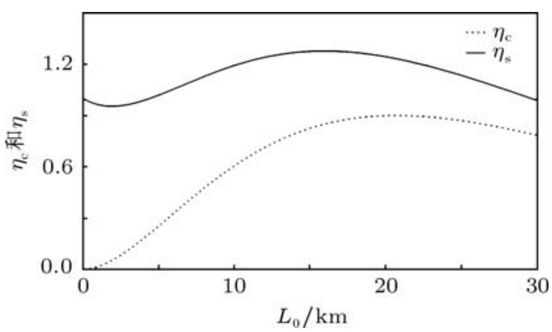

图 3 在 OPC 中, η_{c} 和 η_{s} 与 L_0 的依赖关系

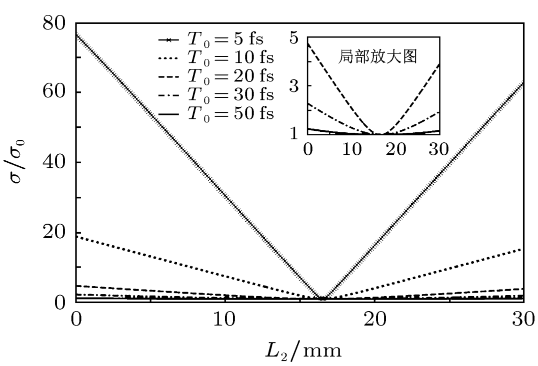

图 4 对不同的 T_0, 相位共轭光脉冲的均方根脉宽比值 σ/σ_0 与 L_2 的关系

为了讨论相位共轭光脉冲通过色散补偿晶体后脉宽的变化情况, 我们使用均方根脉宽 $\sigma = [\langle\delta\tau^2\rangle - \langle\delta\tau\rangle^2]^{1/2}$ 来描述脉冲 u 的脉宽, 其中 $\langle\delta\tau^n\rangle = \int_{-\infty}^{\infty}\tau^n|u(\tau,L_2)|^2\mathrm{d}\tau/\int_{-\infty}^{\infty}|u(\tau,L_2)|^2\mathrm{d}\tau$, $(n = 1,2)$[28]. 图 4 给出了外电场 $E_{20} = 0$ 时, 均方根脉宽比值 $\sigma/\sigma_0(\sigma_0 = \sqrt{2}T_0/2)$ 与 LN_2 晶体长度 L_2 的关系. 从图 4 中可以发现, 对不同的 T_0, 脉冲 u 在 $L_2 = L_1 = 16.6$ mm 处都有最小脉宽 $\sigma_{\min}$, 例如, 当 $T_0 = 5$ fs, $\sigma_{\min} = 1.12\sigma_0$; 而当 $T_0 = 10$ fs 和 50 fs, $\sigma_{\min} \approx \sigma_0$. 相比之下, 在 $L_2 = 0$ 处, 当 T_0 分别等于 5 fs, 10 fs 和 50 fs 时, 脉冲 u 的均方根脉宽 σ 依次为 $76.76\sigma_0$, $18.876\sigma_0$ 和 $1.243\sigma_0$. 图 4 结果表明, 相位共轭光脉冲在通过色散补偿晶体 LN_2 之前, 其脉宽相对于系统初始入射脉冲来说依然是展宽的, 而且 T_0 越小展宽越严重; 而当相位共轭光脉冲通过与 LN_1 晶体长度相同的色散补偿晶体 LN_2 后, 输出相位共轭光脉冲的脉宽被压缩到最小值, 输出脉宽基本和初始输入脉宽 T_0 一样.

为了比较 OPC 色散补偿前和后的脉冲形状, 我们固定 $L_2 = L_1 = 16.6$ mm, 对不同的 T_0, 计算出 $I_2(\tau, L_1)$ 和 $I_u(\tau, L_2)$; 其中 $I_u(\tau, L_1) = c\varepsilon_0\omega_0|u(\tau,L_2)|^2/2$, 是相位共轭光 u 的光强. 图 5 给出有关结果. 从图 5 可以看出, 当 $T_0 \leqslant 50$ fs 时, 从 LN_1 晶体输出的光脉冲 A_2 的脉宽被明显展宽, 而且, T_0 越小, 展宽越严重. 这归因于越小的 T_0 引起 GVD 以及折射率的一阶和二阶色散越明显. 而当这些展宽的输出脉冲 A_2 通过 OPC 转换为相位共轭光脉冲后, 再次通过长度为 16.6 mm 的晶体 LN_2 时, 对任意的 T_0, 输出脉冲 u 波形基本上和 LN_1 的输入光脉冲相同. 其原因如下: 由于脉冲 $u(\tau, 0)$ 的相位和输出脉冲 A_2 的相位满足共轭关系, 所以由 GVD 以及折射率的一阶和二阶色散引起输出脉冲 A_2 的相位变化量 $\Delta\varphi_A$ 和脉冲 $u(\tau, 0)$ 的相位变化量 $\Delta\varphi_u$ 满足如下关系: $\Delta\varphi_A = -\Delta\varphi_u$. 这意味着脉冲 $u(\tau, 0)$ 含有啁啾 $\delta\omega(\tau) = -\mathrm{d}\Delta\varphi_A/\mathrm{d}\tau$. 当脉冲 u 通过与 LN_1 长度相同的 LN_2 晶体后, 啁啾 $\delta\omega(\tau)$ 基本上补偿由 GVD 以及折射率的一阶和二阶色散导致的相移.

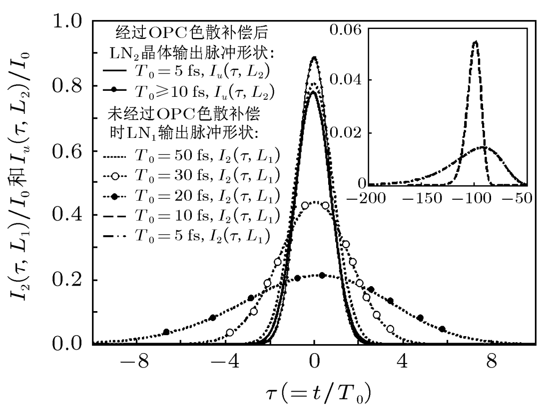

图 5 当 $E_{20} = 0$, $L_2 = L_1 = 16.6$ mm, $I_2(\tau, L_1)$ 和 $I_u(\tau, L_2)$ 在不同的 T_0 下的时间演变 图中实线表示 OPC 色散补偿前的脉冲 $A_2(\tau, L_1)$ 的强度轮廓, 虚线表示 OPC 色散补偿后的脉冲 $u(\tau, L_2)$ 的强度轮廓

上述讨论的色散补偿是在 LN_2 晶体中没有电光相位调制情况下实现的. 下面讨论 LN_2 晶体中电光相位调制对这些色散的进一步补偿. 固定 $L_2 = 16.6$ mm, 针对不同的 T_0 和不同的外加电

场, 由方程 (19) 计算出 LN_2 晶体输出光脉冲 u 均方根脉宽比值 σ/σ_0 与 E_{20} 的关系曲线, 如图 6 所示, 施加一定的外电场 E_{20} 能使 $u_2(\tau, L_2)$ 的脉宽进一步压缩, 而且, T_0 越小, 脉宽压缩效果越好. 例如, 在 $E_{20} = 0$ 处, 当 T_0 分别等于 5 fs 和 8 fs 时, 其最小脉宽 $\sigma_{\min}$ 分别为 $1.12\sigma_0$, $1.023\sigma_0$. 当 E_{20} 达到 1.5 kV/mm 时, 这些最小脉宽 $\sigma_{\min}$ 变为 $1.054\sigma_0$, $1.012\sigma_0$. 但是在这个条件下, 若 $T_0 > 8$ fs, 输出脉宽压缩效果就变得不明显. 对 $T_0 = 5$ fs, 图 7 进一步给出了不同 E_{20} 所导致的输出脉冲时间轮廓和频谱的变化. 图 7 表明, 当 E_{20} 从 -3 kV/mm 增大到 1.5 kV/mm, LN_2 晶体输出脉冲 u 的波峰向右偏移, 峰值不断增大且脉宽逐渐被压缩, 相应的频谱也逐渐加宽. 从以上数值分析可知, T_0 越小, OPC 和电场相位调制对色散补偿越明显, 输出脉冲脉宽压缩效果更好. 这是因为, T_0 越小, 外加电场引起的脉冲啾啁改变也越大, 对色散的补偿程度就越大.

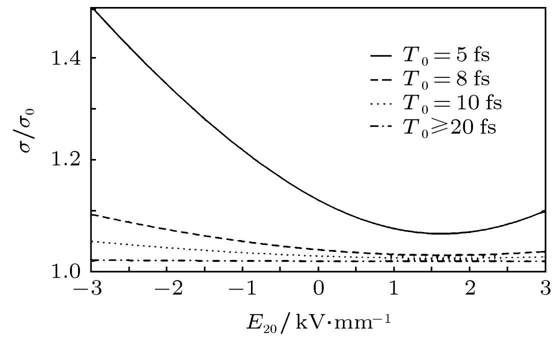

图 6 对不同 T_0, 当 $L_2 = 16.6$ mm 时, $u(\tau, L_2)$ 的均方根脉宽比值 σ/σ_0 与 E_{20} 的关系

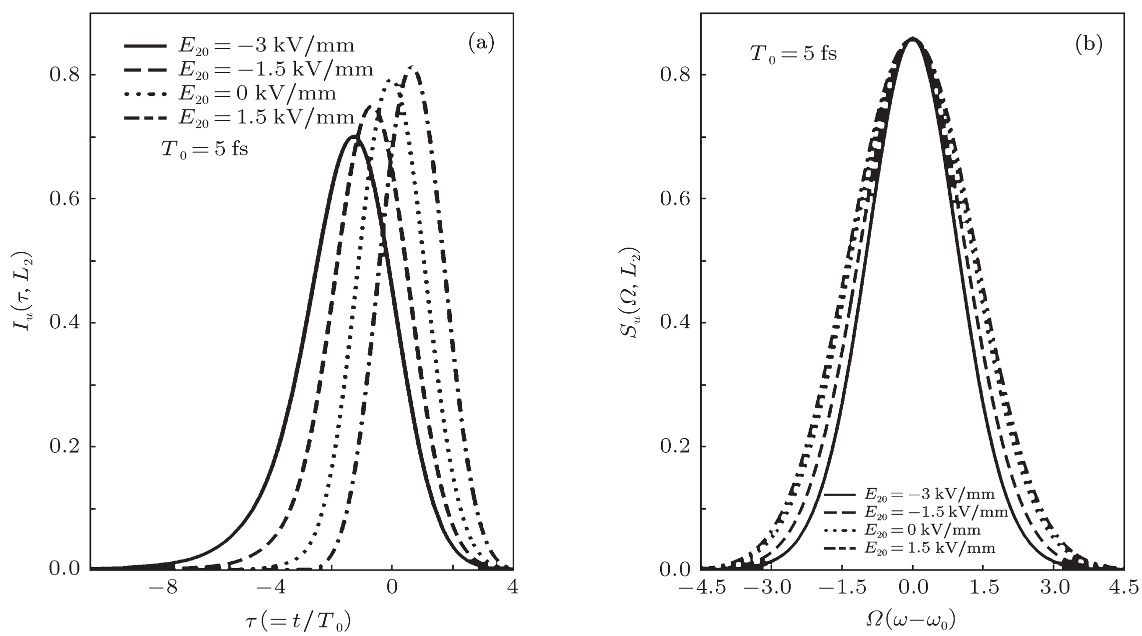

图 7 当 $T_0 = 5$ fs 和 $L_2 = 16.6$ mm 时, 对不同的 E_{20}, 光强 $I_u(\tau, L_2)$ 的时间演化 (曲线 a) 及对应的频谱 $S_u(\Omega, L_2)$(曲线 b)

4 结 论

当光束沿光轴传播时, $LiNbO_3$ 中线性电光效应会因群速度色散、一阶和二阶折射率色散而使飞秒激光脉冲展宽, 且初始输入脉宽越小, 脉冲脉宽展宽越严重. 当这些展宽的激光脉冲转换为相位共轭光后再通过一定长度的色散补偿 $LiNbO_3$ 晶体, 则这些色散基本得到补偿, 脉冲波形基本得到恢复. 若在色散补偿晶体中又对输出脉冲进行电光相位调制, 则外电场将使输出光脉冲进一步压缩, 而且, 初始输入脉宽越小压缩效果越好. 本文的研究结果对其他飞秒激光脉冲二阶非线性效应 (如倍频、和频、差频等) 的色散补偿的研究有一定指导意义. 这些结果在超快电光开关, 超快电光调制器, 超快电光滤波器以及研究超快非线性现象等方面有潜在的应用.

[1] Jung I D, Kärtner F X, Matuschek N, Sutter D H, Genound F M, Zhang G, Keller U, Scheuer V, Tilsch M, Tschudi T 1997 *Opt. Lett.* **22** 1009

[2] Nisoli M, Slilvestri S D, Svelto O, Szipöcs R, Ferencz K, Spielmann C, Sartania S, Krausz F 1997 *Opt. Lett.* **22** 522

[3] Eaton H K 1999 *Ph. D. Dissertation* (Colorado University) P1

[4] Zhang P Z, Fan W, Wang X C, Lin Z Q 2011 *Acta Phys.Sin.* **60** 024206 (in Chinese) [张攀政, 范微, 汪小超, 林尊琪 2011 物理学报 **60** 024206]

[5] Feng Z H, Fu X Q, Zhang L F, Xu H W, Wen S C 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 2253 (in Chinese) [冯则胡, 傅喜泉, 章礼富, 徐慧文, 文双春 2008 物理学报 **57** 2253]

[6] Yang Y S, Zheng W G, Han W, Che Y L, Tan J C, Xiang Y, Jia H T 2007 *Acta Phys. Sin*. **56** 6468 (in Chinese) [杨义胜, 郑万国, 韩伟, 车雅良, 谭吉春, 向勇, 贾怀庭 2007 物理学报 **56** 6468]

[7] Weiner A M, Leaird D E, Patel J S, Wullert J R 1992 *IEEE. J. Quantum Electron.* **28** 908

[8] Dugan M A, Tull J X, Warren W S 1997 *J. Opt. Soc. Am.* B **14** 2348

[9] Zeek E, Maginnis K, Backus S, Russek U, Murnane M, Mourou G, Kapteyn H 1999 *Opt. Lett.* **24** 493

[10] Matsunaga S, Murata H, Okamura Y 2006 *J. Lightwave Technol.* **24** 3334

[11] Masihzadeh O, Schlup P, Bartels R A 2007 *Opt. Express* **15** 18025

[12] Nelson D F 1975 *J. Opt. Soc. Am.* **65** 1144

[13] Yariv A 1973 *IEEE J. Quantum. Electron.* **QE-9** 919

[14] She W L, Lee W K 2000 *Opt. Commun.* **195** 303

[15] Zheng G L, She W L 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1061 (in Chinese) [郑国梁, 佘卫龙 2006 物理学报 **55** 1061]

[16] Wu D D, She W L 2005 *Acta Phys. Sin* **54** 134 (in Chinese) [吴丹丹, 佘卫龙 2005 物理学报 **54** 134]

[17] Zheng G L, Wu D D, She W L 2005 *Acta Phys. Sin* **54** 3063 (in Chinese) [郑国梁, 吴丹丹, 佘卫龙 2005 物理学报 **54** 3063]

[18] Zhong D Z, She W L 2011 *Appl. Phys.* B **104** 941

[19] Yariv A, Fekete D, Pepper D M 1979 *Opt. Lett.* **4** 52

[20] Pepper D M, Yariv A 1980 *Opt. Lett.* **5** 59

[21] Porras M A 2001 *Opt. Let.* **26** 1364

[22] Mon D, Baba T 2004 *Appl. Phys. Lett.* **85** 1101

[23] Tsang M, Psaltis D 2003 *Opt. Lett*. **28** 1558

[24] Watanabe S, Chikama T, Ishikawa G, Terahara T, Kuwahara H 1993 *IEEE. Photon. Technol. Lett*. **5** 1241

[25] Watanabe S, Ishikawa G, Natio T, Chikama T 1994 *J. Lightwave Technol.* **12** 2139

[26] Minzioni P, Cristiani I, Degiorgio V, Marazzi L, Martinelli M, Langrock C, Fejer M M 2006 *IEEE. Photon. Technol. Lett.* **18** 995

[27] Hobden M V, Warner J 1966 *Phys. Lett*. **22** 243

[28] Marcuse D 1980 *Appl. Opt*. **19** 1653

Linear electro-optic effect of ultrashort laser pulses in $LiNbO_3$ crystal and its dispersion compensation*

Zhong Dong-Zhou[1)2)] She Wei-Long[1)†]

1) (*State Key Laboratory of Optoelectronic Materials and Technologies, Sun Yat-sen University, Guangzhou* 510275, *China*)

2) (*School of Information Engineering, Wuyi University, Jiangmen* 529020, *China*)

(Received 21 June 2011; revised manuscript received 3 August 2011)

Abstract

For the linear electro-optic (EO) effect of ultrashort laser pulses in $LiNbO_3$ crystal, we investigate in this paper the compensation of the group-velocity dispersion, as well as the first- and second-order refractive dispersion by means of optical phase conjugation (OPC). It is found that for arbitrary input pulse durations, these dispersions can be compensated. And the waveforms of output pulses are almost the same as those of input ones. Also, the durations of output pulses can be compressed further when the phases of output pulses of OPC are modulated by EO effect in another $LiNbO_3$ for dispersion compensation. And the narrower the input duration, the more evident the compression of output duration becomes.

Keywords: linear electro-optic effect of ultrashort laser pulses, optical phase conjugation, dispersion compensation

PACS: 42.65.Re, 42.70.Mp, 78.20.Jq

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Gant No. 90921009).

† E-mail: shewl@mail.sysu.edu.cn