

文章编号: 0253-2239(2006)02-0283-7

双折射晶体时域电光综合器*

王吉明 刘立人 刘德安 赵 栋

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

摘要: 提出了一种利用电光双折射网络实现的光波波形综合器。该综合器由偏振器、多块具有电光效应的双折射晶体和补偿器组成, 输入余弦信号, 组成一多级电光双折射网络。利用琼斯理论对该综合器进行了理论分析, 根据扩展傅里叶级数系数正向对比法, 实现了其他类型的周期性时域波形。给出一类三元综合器的分析与设计方法, 得到合成矩形波与三角波所需的多组结构参量, 并对输入信号误差及方位角误差对波形的影响进行了分析。

关键词: 光电子学; 电光综合器; 偏振干涉; 扩展傅里叶级数系数对比法; 波形

中图分类号: O436 文献标识码: A

Synthesizer of Electro-Optical Birefringent System in Time Domain

Wang Jiming Liu Liren Liu De'an Zhao Dong

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

Abstract: A synthesizer for waveform generation utilizing electro-optical birefringent networks is described, which consists of two polarizers, electro-optical elements and phase compensators. When a cosine function voltage is applied on the electro-optical crystals, this system acts as a multiple electro-optical birefringent network for synthesis of time domain waveform. Analysis in time domain based on Jones matrix theory is given for the synthesizer. The algorithm comparing of Fourier series coefficients in positive-direction is used to design the synthesizer producing other types of periodical waveforms in time domain. A kind of three-stage synthesizer is elaborated as an example and multiple structural parameters have been obtained for rectangular and triangular waveforms. The factors influencing the waveform, including the input signal error and the azimuth angle are also discussed.

Key words: opto-electronics; electro-optical synthesizer; polarization interference; algorithm comparing of expanded Fourier series coefficients; waveform

1 引 言

对于时域光波波形的控制, 主要是通过控制光脉冲振幅和相位的方法, 一般分两种方式: 对于较短脉冲($\tau < 1$ ps), 利用频域并列控制法, 在傅里叶变换面上利用完全不需要时间响应的掩模板或者空间滤波器, 通过控制频域中每个频率成分的振幅、相位而等价地控制时域的振幅、相位的频率并列控制法, 这种方法最典型的是液晶阵列空间光调制器的波形整形^[1]; 另外一种时域直接控制法, 如采用光开关、非线性光纤、电光调制器等, 主要用在较慢的时域波形整形(ns 量级), 在使用电光调制器时一般需要使用时域整形的电场波形发生器^[2,3]。

基于双折射效应和偏振干涉效应原理, Harris 与 Ammann^[4~6] 提出一种光学双折射网络。该网络由级联等长双折射晶体(或等长双折射晶体与光学补偿器的组合)与两偏光器组成, 实现了任意透射波形的频域滤波。之后 Ammann 等^[7~9] 以等长电光元件(KDP) 与光学补偿器为组成单元, 用后向推导算法实现了一种优化的线形振幅调制器, 但该调制器并不适用于时域波形的控制。本文提出多级电光晶体串联实现的时域光波波形合成, 仅输入余弦信号, 根据琼斯理论和扩展傅里叶正向对比搜索算法, 实现了其他类型的周期性光波波形。该周期性调制光波同时具备了高调制深度、单色、单一偏振、时域

* 国家自然科学基金(60177016)和国家科技部重大基础研究专项基金(2002CCA03500)资助课题。

作者简介: 王吉明(1977~), 男, 山东德州人, 中国科学院上海光学精密机械研究所博士研究生, 主要从事晶体光学与信息光学方面的研究。E-mail: jimingw@mail.siom.ac.cn

收稿日期: 2005-03-09; 收到修改稿日期: 2005-09-05

相位等综合信息。一方面,该综合器可应用在连续的单色光波整形,具有多组结构参量,且无需利用昂贵复杂的电场波形发生器。另一方面,该综合器避免了单级电光调制器在大调制度下的波形失真问题,可以获得高调制深度的光信号。

2 原理分析

双折射晶体频域滤波原理是基于晶体的正交偏振分量的多级分解与叠加干涉^[4~6,10~14],不同频率光会产生不同延迟组合的偏振分量之间的干涉,形成周期性的频域滤波。类似地,利用电光晶体引入随电压(时间)变化的电致双折射率参量,通过多级电光晶体的串联调制和偏振干涉,可以实现时域强度调制。其光学原理是综合利用双折射效应、电光效应与偏振干涉效应。与自然双折射率相比,电致双折射率很小,光程延迟在单个波长量级内,可以产生远小于普通双折射晶体的两偏振分量的时间延迟,这在时域进行综合提供了必要条件。

系统组成方式如图 1 所示。设定实验坐标系 xyz ,沿光线传播方向,图 1 中依次是:1)单色连续

激光光源 L;2)起偏器 P_1 ;3)电光综合单元 S_n ,由电光晶体 LiNbO_3 E- O_n 与相位补偿晶体组 $Q_n, n=1, 2, 3, \dots, N$ 组成, N 为有限项;4)检偏器 P_2 。其中两偏振器透光轴均沿 x 轴,各电光晶体的晶轴为 x'_n, y'_n, z'_n ,电感应主轴为 x''_n, y''_n, z''_n ,光轴 z'_n 平行于光传播方向,在垂直于光轴的平面内沿各晶轴 z'_n 加电场,电感应主轴在 xy 平面内由 $x'_n y'_n$ 绕光轴 z'_n 旋转 45° 到 $x''_n y''_n$ (这里忽略了光折射率椭球绕 y'_n 的转动,因其极其微小,对分析不产生影响),设电感应主轴的慢轴 x''_n 与 x 轴所成的方位角为 θ_n 。相位补偿器的慢轴方向与电光晶体一致。定义电光晶体沿光线传播方向上的纵向厚度为 l_n ,横向平面内沿 x'_n 晶轴方向的厚度为横向厚度 d_n 。各电光晶体纵向厚度与横向厚度的纵横比的比值为 $k_1:k_2:k_3:\dots:k_n$,其中 k_n 为第 n 块晶体的纵横比 l_n/d_n 。如图 2 所示,每块晶体加相同的交变电场 $v=V\cos(\omega_m t)$,其光折射率椭球方程变为

$$\left(\frac{1}{n_o^2} - \gamma_{22} \frac{v}{d_n}\right)x_n'^2 + \left(\frac{1}{n_o^2} + \gamma_{22} \frac{v}{d_n}\right)y_n'^2 = 1, \quad (1)$$

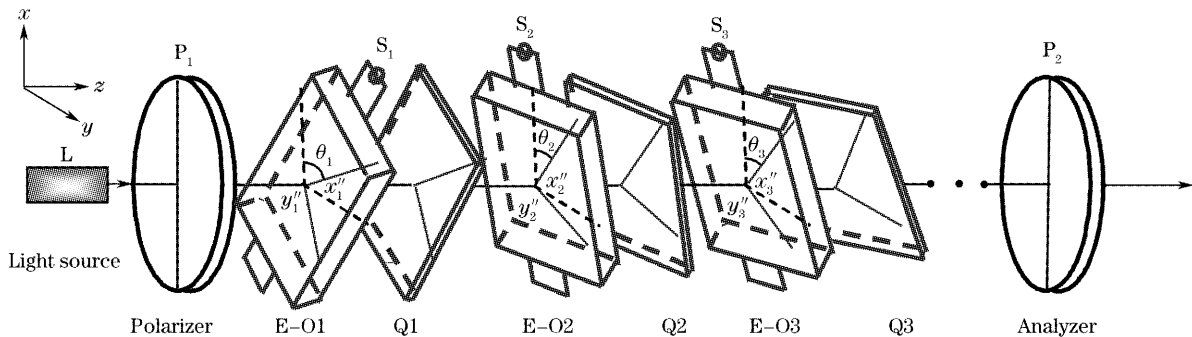


图 1 时域电光综合器的组成结构

Fig. 1 Structure of the electro-optical synthesizer in time domain

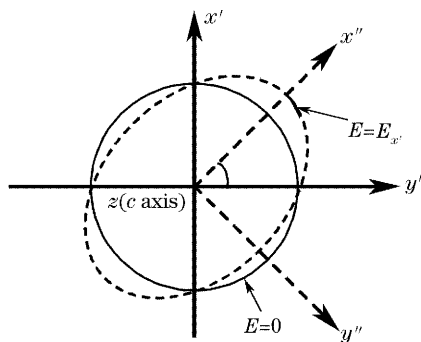


图 2 横向平面内电致光率体变化

Fig. 2 Electro-optical indicatrix change in the cross-section perpendicular to the direction of light propagation

其新光折射率椭球主轴方向绕 z 轴旋转 45° ,电致双折射率为

$$\Delta n_n(t) = n_{y_n''} - n_{x_n''} = n_o^3 \gamma_{22} v / d_n, \quad (2)$$

光波通过第 n 块电光晶体与相位补偿器的相位延迟为

$$\begin{aligned} \Gamma_n(t) &= 2\pi \frac{\Delta n_n(t) l_n}{\lambda} + \varphi_n = \\ &= 2\pi \frac{n_o^3 \gamma_{22} l_n V \cos \omega_m t}{\lambda d_n} + \varphi_n = \\ &= \delta_n \cos \omega_m t + \varphi_n, \end{aligned} \quad (3)$$

其中 $\delta_n = 2\pi \frac{n_o^3 \gamma_{22} l_n V}{\lambda d_n}$ 为电光相位延迟的调制度, φ_n 为补偿器相位延迟。从光源发出的光经起偏镜 P_1 后入射到电光晶体 E- O_1 ,在晶体中分解为电感应慢轴 x''_1

和快轴上 y''_1 的两偏振分量,入射到相同慢轴方向的延迟片 Q_1 上,透射后为分量 $S''_{\Gamma_1}(t)、F''_0(t)$;然后两分量入射到电光晶体 Q_2 ,在晶体中分解为 $x''_2、y''_2$ 的两组偏振分量,再经延迟片 2 出射后为 $S''_{\Gamma_2}(t)、S''_{\Gamma_1+\Gamma_2}(t)$ 和 $F''_0(t)、F''_{\Gamma_1}(t)$;再经电光晶体 3 和补偿器 3 后分量分解为 $x''_3、y''_3$ 上的两组偏振分量 $S''_{\Gamma_3}(t)、S''_{\Gamma_1+\Gamma_3}(t)、S''_{\Gamma_2+\Gamma_3}(t)、S''_{\Gamma_1+\Gamma_2+\Gamma_3}(t)$ 和 $F''_0(t)、F''_{\Gamma_1}(t)、F''_{\Gamma_2}(t)、F''_{\Gamma_1+\Gamma_2}(t); \dots$,依次类推,最后从第 n 块电光晶体或相应的相位补偿器出射 $x''_n、y''_n$ 方向上的两组偏振分量为 $S''_{\Gamma_n}、F''_{\Gamma_n}$,其中上标 n 对应第 n 块晶体,下标 $\Gamma_i、\Gamma_j$ 对应偏振分量的合成延迟量。

从第 n 块晶体出射的不同相位差的光波分量在检偏器透光方向上发生偏振干涉。图 3 表示了通过检偏器 P_2 的多个光波分量进行干涉, x 表示检偏镜的透光轴方向。从检偏器透射的第 p 个光波分量表示为

$$u_p = A_p \exp\{i[\omega t + \Gamma_p(t)]\}, \quad (4)$$

ω 为光波角频率, Γ_p 是各偏振分量相位延迟 Γ_n 的合成延迟量。从检偏器透射的多个偏振光分量为

$$\sum_{p=1}^{2^n} u_p = \exp(i\omega t) \sum_{p=1}^{2^n} A_p \exp[i\Gamma_p(t)] = \exp(i\omega t) [c(t) + is(t)], \quad (5)$$

其中 $c = \sum_{p=1}^{2^n} A_p \cos \Gamma_p(t), s = \sum_{p=1}^{2^n} A_p \sin \Gamma_p(t)$,因

此干涉后的强度为

$$I_{out} = \left| \sum_{p=1}^{2^n} u_p \right|^2 = c^2 + s^2, \quad (6)$$

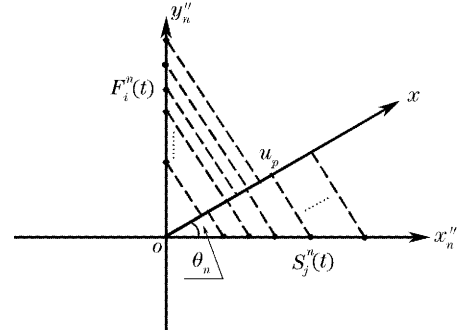


图 3 多个时间相关的偏振分量干涉

Fig. 3 Interference of multiple time-dependent polarization components

光波偏振分量通过每块晶体的相位差按一定规律随时间变化,最终引起检偏器的输出光强随时间变化,表现为一种动态干涉效应。偏振干涉强度具体表达式可由琼斯理论得出,为简化方便设入射光为

$$\begin{bmatrix} 1 \\ A \exp(i\delta) \end{bmatrix}, \text{透射光强为}$$

$$I_{out} = E^+ \times E, \quad (7)$$

其中

$$E = \begin{bmatrix} \cos \theta_p & -\sin \theta_p \\ \sin \theta_p & \cos \theta_p \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \left\{ \begin{bmatrix} \cos(\theta_p - \theta_n) & \sin(\theta_p - \theta_n) \\ -\sin(\theta_p - \theta_n) & \cos(\theta_p - \theta_n) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \exp(-i\Gamma_n/2) & 0 \\ 0 & \exp(i\Gamma_n/2) \end{bmatrix} \dots \times \begin{bmatrix} \cos(\theta_2 - \theta_1) & \sin(\theta_2 - \theta_1) \\ -\sin(\theta_2 - \theta_1) & \cos(\theta_2 - \theta_1) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \exp(-i\Gamma_1/2) & 0 \\ 0 & \exp(i\Gamma_1/2) \end{bmatrix} \right\} \times \begin{bmatrix} \cos \theta_1 & \sin \theta_1 \\ -\sin \theta_1 & \cos \theta_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ A \exp(i\delta) \end{bmatrix},$$

其中检偏器方位角 $\theta_p = 0$ 。计算并整理后

$$I_{out} = \sum_{q=0}^{q_0} A_q \cos[\Gamma_q(t)], \quad (8)$$

其中 $\Gamma_q(t) = L_q \pi \frac{V}{V_\pi} \cos \omega_m t + \varphi_q$ 是由各电光晶体与补偿晶体的相位延迟所组合的相位延迟, V_π 为纵横比 1:1 晶体的半波电压。 L_q 是由各电光晶体纵横比组合的系数, $q = 0, 1, 2, \dots$,且 $L_{q=0} = 0; A_q$ 是各晶体方位角三角函数组合的系数。依据贝塞尔等式展开式

$$\begin{cases} \cos(\delta \cos \omega_m t) = \sum_{n=0}^{\infty} \epsilon_{2n} (-1)^n J_{2n}(\delta) \cos(2n\omega t), \\ \sin(\delta \cos \omega_m t) = 2 \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n J_{2n+1}(\delta) \cos[(2n+1)\omega t], \end{cases} \quad (9)$$

其中 $\epsilon_0 = 1, \epsilon_{2n(n \neq 0)} = 2$ 可将透射光 I_{out} 写成系数包含贝塞尔级数的傅里叶余弦级数

$$I_{out} = A_0 + 2 \sum_{r=1}^{r_0} \sum_{q=1}^{q_0} A_{r,q} J_r \left(L_q \pi \frac{V}{V_\pi} \right) \cos(r\omega t), \quad (10)$$

其中 $J_r\left(L_q\pi\frac{V}{\sqrt{\pi}}\right)$ 是第 r 阶贝塞尔展开项的第 q 项, 系数 A_{rq} 由各晶体方位角的组合三角函数确定。

(10) 式是时域透射光强的余弦三角级数形式, 表明可通过各阶余弦级数来合成时域波形。类似双折射光网络, 电光晶体与相位补偿器的块数决定了检偏器透射后进行干涉的偏振分量数目^[6,10], 电光晶体块数越多, 偏振干涉时偏振分量组数越多, 可提供更多的方位角变量与贝塞尔展开函数, 得到的波形也会更趋近理想波形。

3 时域综合方法

为得到最佳组合结构, 采用扩展傅里叶级数对比的正向搜索算法。设计电光综合器的步骤如下:

1) 由琼斯理论计算出透射光强的三角傅里叶级数表达式;

2) 写出理想的时域透射光强的傅里叶余弦级

数形式:

$$I(t) = \frac{b_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} b_n \cos(n\omega t). \quad (11)$$

3) 对比(10)式与(11)式中的两级数表达式的结构, 得出双折射电光晶体级联的必要条件(初始晶体的方位角及补偿相位、电场频率的大小);

4) 设定电光晶体块数与晶体间纵横比的比值, 根据(10)式, 计算傅里叶余弦级数的系数并与理想三角傅里叶级数的系数比较, 通过对限定范围内电压振幅与方位角的综合搜索确定最佳的电压振幅与电光晶体方位角, 获得整个系统的组合方式。

4 三元电光综合器

以三元电光晶体与相位补偿器组成的综合器为例分析。1) 设三块电光晶体纵横比之比为 $k_1:k_2:k_3$, 琼斯计算结果为

$$\begin{aligned} I = & a_0 + a_1 \cos[\Gamma_1(t)] + a_2 \cos[\Gamma_2(t)] + a_3 \cos[\Gamma_3(t)] + a_4 \cos[\Gamma_1(t) + \Gamma_2(t)] + \\ & a_5 \cos[\Gamma_1(t) + \Gamma_3(t)] + a_6 \cos[\Gamma_2(t) + \Gamma_3(t)] + a_7 \cos[\Gamma_3(t) - \Gamma_2(t)] + \\ & a_8 \cos[\Gamma_3(t) - \Gamma_1(t)] + a_9 \cos[\Gamma_2(t) - \Gamma_1(t)] + a_{10} \cos[\Gamma_1(t) + \Gamma_2(t) + \Gamma_3(t)] + \\ & a_{11} \cos[\Gamma_3(t) + \Gamma_2(t) - \Gamma_1(t)] + a_{12} \cos[\Gamma_3(t) - \Gamma_2(t) + \Gamma_1(t)] + \\ & a_{13} \cos[\Gamma_1(t) + \Gamma_2(t) - \Gamma_3(t)], \end{aligned} \quad (12)$$

其中

$$\begin{aligned} a_0 &= \{1 + \cos 2\theta_1 \cos 2(\theta_2 - \theta_1) \cos 2(\theta_3 - \theta_2) \cos 2\theta_3\} / 2, \\ a_1 &= -\cos 2\theta_3 \cos 2(\theta_3 - \theta_2) \sin 2\theta_1 \sin 2(\theta_2 - \theta_1) / 2, \\ a_2 &= -\cos 2\theta_1 \cos 2\theta_3 \sin 2(\theta_3 - \theta_2) \sin 2(\theta_2 - \theta_1) / 2, \\ a_3 &= \cos 2\theta_1 \sin 2\theta_3 \sin 2(\theta_3 - \theta_2) \cos 2(\theta_2 - \theta_1) / 2, \\ a_4 &= -\cos^2(\theta_2 - \theta_1) \cos 2\theta_3 \sin 2(\theta_3 - \theta_2) \sin 2\theta_1 / 2, \\ a_5 &= -\sin 2\theta_1 \sin 2\theta_3 \sin 2(\theta_3 - \theta_2) \sin 2(\theta_2 - \theta_1) / 4, \\ a_6 &= \cos 2\theta_1 \cos^2(\theta_3 - \theta_2) \sin 2\theta_3 \sin 2(\theta_2 - \theta_1) / 2, \\ a_7 &= -\cos 2\theta_1 \sin^2(\theta_3 - \theta_2) \sin 2\theta_3 \sin 2(\theta_2 - \theta_1) / 2, \\ a_8 &= -\sin 2\theta_1 \sin 2(\theta_3 - \theta_2) \sin 2\theta_3 \sin 2(\theta_2 - \theta_1) / 4, \\ a_9 &= \sin 2\theta_1 \sin^2(\theta_2 - \theta_1) \cos 2\theta_3 \sin 2(\theta_3 - \theta_2) / 2, \\ a_{10} &= \cos(\theta_2 - \theta_1)^2 \cos(\theta_3 - \theta_2)^2 \sin 2\theta_3 \sin 2\theta_1 / 2, \\ a_{11} &= -\cos^2(\theta_3 - \theta_2) \cos 2(\theta_2 - \theta_1) \sin 2\theta_3 \sin 2\theta_1 / 2, \\ a_{12} &= \sin^2(\theta_2 - \theta_1) \sin^2(\theta_3 - \theta_2) \sin 2\theta_3 \sin 2\theta_1 / 2, \\ a_{13} &= -\cos(\theta_2 - \theta_1)^2 \sin^2(\theta_3 - \theta_2) \sin 2\theta_3 \sin 2\theta_1 / 2 \end{aligned}$$

展开, 得到系数包含贝塞尔函数的傅里叶级数形式

$$I_{\text{out}} = a_0 + \sum_{n=0}^{\infty} \{ \epsilon_{2n} \Omega_{2n} \cos(2n\omega t) + \epsilon_{2n+1} \Omega_{2n+1} \cos[(2n+1)\omega t] \}, \quad (13)$$

其中

$$\begin{aligned} \Omega_{2n} = & \varepsilon_{2n} \left\{ a_1 \cos \varphi_1 J_{2n} \left(k_1 \pi \frac{V}{V_\pi} \right) + a_2 \cos \varphi_2 J_{2n} \left(k_2 \pi \frac{V}{V_\pi} \right) + a_3 \cos \varphi_3 J_{2n} \left(k_3 \pi \frac{V}{V_\pi} \right) + \right. \\ & a_4 \cos (\varphi_1 + \varphi_2) J_{2n} \left[(k_1 + k_2) \pi \frac{V}{V_\pi} \right] + a_5 \cos (\varphi_1 + \varphi_3) J_{2n} \left[(k_1 + k_3) \pi \frac{V}{V_\pi} \right] + \\ & a_6 \cos (\varphi_2 + \varphi_3) J_{2n} \left[(k_2 + k_3) \pi \frac{V}{V_\pi} \right] + a_7 \cos (\varphi_3 - \varphi_2) J_{2n} \left[(k_3 - k_2) \pi \frac{V}{V_\pi} \right] + \\ & a_8 \cos (\varphi_3 - \varphi_1) J_{2n} \left[(k_3 - k_1) \pi \frac{V}{V_\pi} \right] + a_9 \cos (\varphi_2 - \varphi_1) J_{2n} \left[(k_2 - k_1) \pi \frac{V}{V_\pi} \right] + \\ & a_{10} \cos (\varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3) J_{2n} \left[(k_1 + k_2 + k_3) \pi \frac{V}{V_\pi} \right] + \\ & a_{11} \cos (\varphi_3 + \varphi_2 - \varphi_1) J_{2n} \left[(k_3 + k_2 - k_1) \pi \frac{V}{V_\pi} \right] + \\ & a_{12} \cos (\varphi_3 - \varphi_2 + \varphi_1) J_{2n} \left[(k_3 - k_2 + k_1) \pi \frac{V}{V_\pi} \right] + \\ & \left. a_{13} \cos (\varphi_3 - \varphi_2 + \varphi_1) J_{2n} \left[(k_3 - k_2 + k_1) \pi \frac{V}{V_\pi} \right] \right\}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Omega_{2n+1} = & \varepsilon_{2n+1} \left\{ a_1 \sin \varphi_1 J_{2n+1} \left(k_1 \pi \frac{V}{V_\pi} \right) + a_2 \sin \varphi_2 J_{2n+1} \left(k_2 \pi \frac{V}{V_\pi} \right) + a_3 \sin \varphi_3 J_{2n+1} \left(k_3 \pi \frac{V}{V_\pi} \right) + \right. \\ & a_4 \sin (\varphi_1 + \varphi_2) J_{2n+1} \left[(k_1 + k_2) \pi \frac{V}{V_\pi} \right] + a_5 \sin (\varphi_1 + \varphi_3) J_{2n+1} \left[(k_1 + k_3) \pi \frac{V}{V_\pi} \right] + \\ & a_6 \sin (\varphi_2 + \varphi_3) J_{2n+1} \left[(k_2 + k_3) \pi \frac{V}{V_\pi} \right] + a_7 \sin (\varphi_3 - \varphi_2) J_{2n+1} \left[(k_3 - k_2) \pi \frac{V}{V_\pi} \right] + \\ & a_8 \sin (\varphi_3 - \varphi_1) J_{2n+1} \left[(k_3 - k_1) \pi \frac{V}{V_\pi} \right] + a_9 \sin (\varphi_2 - \varphi_1) J_{2n+1} \left[(k_2 - k_1) \pi \frac{V}{V_\pi} \right] + \\ & a_{10} \sin (\varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3) J_{2n+1} \left[(k_1 + k_2 + k_3) \pi \frac{V}{V_\pi} \right] + \\ & a_{11} \sin (\varphi_3 + \varphi_2 - \varphi_1) J_{2n+1} \left[(k_3 + k_2 - k_1) \pi \frac{V}{V_\pi} \right] + \\ & a_{12} \sin (\varphi_3 - \varphi_2 + \varphi_1) J_{2n+1} \left[(k_3 - k_2 + k_1) \pi \frac{V}{V_\pi} \right] + \\ & \left. a_{13} \sin (\varphi_3 - \varphi_2 + \varphi_1) J_{2n+1} \left[(k_3 - k_2 + k_1) \pi \frac{V}{V_\pi} \right] \right\}, \end{aligned}$$

$\varepsilon_{2n} = \begin{cases} 1 & n = 0 \\ 2(-1)^n & n \neq 0 \end{cases}$, $\varepsilon_{2n+1} = 2(-1)^{n+1}$ 。上式是进行扩展傅里叶级数对比搜索的依据。

2) 以矩形波与三角波为例, 周期为 $\tau = 2\pi/\omega_m = 10 \text{ ns}$, 占空比 1 : 2 的归一化的理想矩形波与三角波的傅里叶级数为

$$\begin{cases} I'_{\text{out}} = \frac{1}{2} + \frac{2}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} \frac{1}{2n-1} \cos(2n-1)\omega_m t, \\ I''_{\text{out}} = \frac{1}{2} + \frac{4}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{(2n-1)^2} \cos(2n-1)\omega_m t. \end{cases} \quad (14)$$

3) 分别比较(13)式与(14)式的常量项与各对级数项系数, 得出系统结构须满足以下初始条件: 首块电光晶体与补偿晶体的方位角为 $\theta_1 = \pi/4$; 相位补偿 $\varphi_1 = \pi/2, \varphi_2 = \varphi_3 = 0$; 输入电场频率 $\omega = \omega_m$ 。

4) 以三块晶体纵横比为 10 : 20 : 20 为例, 根据初始条件, (13) 式变为

$$\begin{aligned} I = & \frac{1}{2} + 2 \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \left[-a_1 + a_8 + a_9 - a_{12} - a_{13} \right] J_{2n+1} \left(10\pi \frac{V}{V_\pi} \right) + (-a_4 - a_5 + a_{11}) J_{2n+1} \left(30\pi \frac{V}{V_\pi} \right) + \\ & (-a_{10}) J_{2n+1} \left(50\pi \frac{V}{V_\pi} \right) \left] \cos(2n+1)\omega_m t. \end{aligned} \quad (15)$$

在 $0 < V \leq 0.1V_\pi$, $-90^\circ < \theta_2 \leq 90^\circ$, $-90^\circ < \theta_3 \leq 90^\circ$ 范围内,每隔 $0.0025V_\pi$ 的电压振幅间隔,每隔 0.01° 的角度间隔,计算透射光强傅里叶级数系数并与期望透射光强傅里叶级数的系数比较,搜索到满足条件的最佳电压振幅与多组 θ_2, θ_3 之值。系数搜索过程中作如下限定规则:1)取前五项系数比较,设定每项系数误差均不超过 $n\%$,其中 n 为正整数,按 n 从小到大依次循环搜索;2)满足条件1)下对前五项系数依次取得误差最小值。将求得的结构参量代回到(12)式,得到透

射光强的波形。表1给出了所得到的各系数误差及最佳电压、方位角等参量结构。其中矩形波最大系数误差为 5% ,三角波最大系数误差为 4% 。图4相应地给出了在各自第一组参量结构下综合出的矩形波与三角波。定义调制深度为透射光强与归一化光强之比,可以看出两波形的调制深度都在 90% 以上。其中矩形波上升沿与下降沿 $T_r = T_f \leq 0.5$ ns,通带与阻带的抖动率小于 0.2% 的平坦区域与周期之比为 $T_1/T_0 = T_2/T_0 \geq 40\%$ 。

表1 三元电光综合器的结构参量(波形为矩形波与三角波,纵横比为 $10:20:20$)

Table 1 Structural parameters of the three-stage synthesizer for square and triangular waveforms (aspect ratio $10:20:20$)

Waveform	Azimuth angle group	$\theta_1 / (^\circ)$	$\theta_2 / (^\circ)$	$\theta_3 / (^\circ)$
Coefficient error of Fourier series; dif1=4.21%, dif2=3.50%, dif3=4.62%, dif4=4.97%, dif5=4.97%; $v_{opt} = V_\pi \cos(\omega_n t) / 15$				
Square	1	45	-63.85	-23.75
	2	45	-63.72	-23.62
	3	45	-25.75	-66.38
	4	45	-25.63	-66.25
Coefficient error of Fourier series; dif1=0.88%, dif2=3.89%, dif3=2.05%, dif4=0.8%, dif5=0.63%; $v_{opt} = V_\pi \cos(\omega_n t) / 30$				
Triangular	1	45	-55.00	80.21
	2	45	-52.71	79.07
	3	45	-31.34	4.23
	4	45	-32.60	5.202

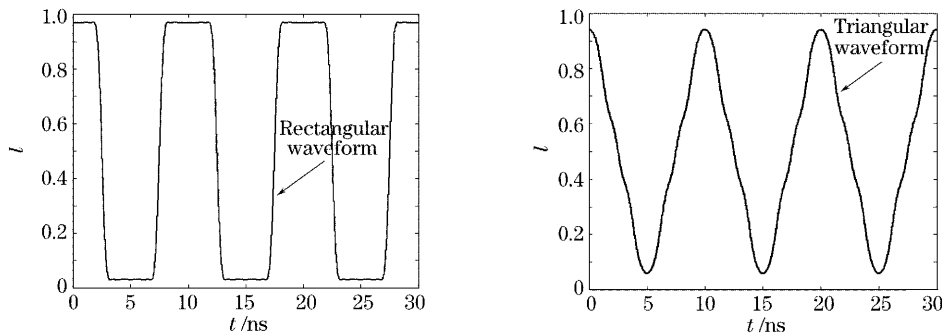


图4 三元电光综合器得到的矩形波(a)与三角波(b)

Fig. 4 Waveforms generated from the three-stage electro-optical synthesizer. (a) Rectangular waveform, (b) triangular waveform

以矩形波为例,影响波形的主要因素有外加电场振幅误差及电光晶体方位角误差。图5给出了外加电场振幅变化与方位角变化对波形的影响。图5(a)中电压振幅变化 $\pm 0.25V_{opt}$,可看出增大电压会影响通带和阻带光强抖动,而减小电压会轻微影响上升沿与下降沿。图5(b)~图5(d)分别给出电光晶体 $E-O_1, E-O_2, E-O_3$ 的方位角各自变化 $\pm 5^\circ$ 时的波形变化,可以看出方位角变化主要影响的是

通带与阻带的光强抖动,其中 $E-O_2, E-O_3$ 比 $E-O_1$ 的影响要大;方位角变化会轻微影响上升沿与下降沿时间,其中 $E-O_1, E-O_2$ 对其影响要大于 $E-O_3$ 的影响。

不同的纵横比比值会使得(13)式余弦级数系数变化,最后获得的波形的近似程度也会不同,系数中每阶贝塞尔级数的项数越多,每项的调制系数越复杂,获得的波形也越接近理想波形。

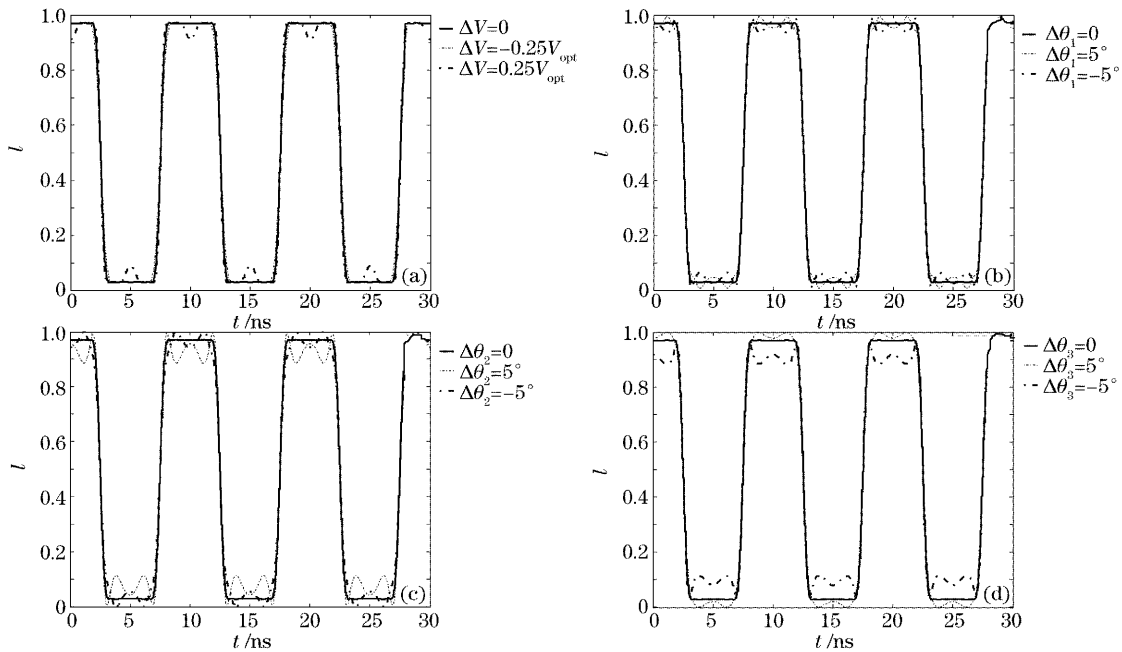


图5 电压振幅与电光晶体方位角变化对矩形波的影响。(a)电压振幅变化 $\Delta V = \pm 0.25V_{opt}$, (b)第一块电光晶体方位角变化 $\Delta\theta_1 = \pm 5^\circ$, (c)第二块晶体方位角变化 $\Delta\theta_2 = \pm 5^\circ$, (d)第三块晶体方位角变化 $\Delta\theta_3 = \pm 5^\circ$

Fig.5 Waveform varies with voltage-amplitude and azimuth angles in time domain. (a) Voltage-amplitude change $\Delta V = \pm 0.25V_{opt}$, (b) change of the azimuth angle of the first electro-optical crystal $\Delta\theta_1 = \pm 5^\circ$, (c) change of the azimuth angle of the second electro-optical crystal $\Delta\theta_2 = \pm 5^\circ$, (d) change of the azimuth angle of the third electro-optical crystal $\Delta\theta_3 = \pm 5^\circ$

5 结 论

时域电光综合器为实现周期性的时域光波波形控制提供了一种全新的思路。研究表明:仅输入余弦交变电场,借助傅里叶级数对比的正向搜索算法,选择合适的输入电压、晶体方位角,可综合出各种周期性波形,无需利用电场波形发生器,且波形调制深度远优于单块晶体调制器的调制度。一方面,这种包含时域相位和偏振等信息的周期性时域透射波可作为一种光信号,另一方面也可结合一定的光路设计,可用来作某些光学测量,如连续光测距、双折射率等的测量。

参 考 文 献

- 1 A. M. Weiner. Femtosecond pulse shaping using spatial light modulators[J]. *Rev. Sci. Instr.*, 2000, **71**(5): 1929~1960
- 2 Mark D. Skeldon. Optical pulse-shaping system based on an electro-optic modulator driven by an aperture-coupled-stripline electrical-waveform generator[J]. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 2002, **19**(10): 2423~2426
- 3 Mark Haner, W. S. Warrant. Generation of arbitrarily shaped picosecond optical pulses using an integrated electro-optic waveguide modulator[J]. *Appl. Opt.*, 1987, **26**(17): 3687~3694
- 4 S. E. Harris, E. O. Ammann, I. C. Chang. Optical network synthesis using birefringent crystals I: Synthesis of lossless networks of equal-length crystals[J]. *J. Opt. Soc. Am.*, 1964, **54**(10): 1267~1269
- 5 E. O. Ammann, J. M. Yarborough. Optical network synthesis using birefringent crystal V: Synthesis of lossless networks containing equal-length crystals and compensators[J]. *J. Opt. Soc. Am.*, 1966, **56**(12): 1746~1754
- 6 E. O. Ammann. Synthesis of optical birefringent networks[C]. *Progress In Optics IX*, E. Wolf ed. London: North-Holland Publishing Company-Amsterdam, 1971. 123~177
- 7 E. O. Ammann. Synthesis of electro-optic shutters having a prescribed transmission vs voltage characteristic[J]. *J. Opt. Soc. Am.*, 1966, **56**(8): 1081~1088
- 8 E. O. Ammann, J. M. Yarborough. Synthesis of electrooptic modulators for amplitude modulation of light[J]. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1968, **4**(4): 209~221
- 9 J. M. Yarborough, E. O. Ammann. Experiments on a multistage electrooptic amplitude modulator[J]. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1968, **4**(4): 230~232
- 10 Zhang Juan, Liu Liren, Zhou Yu *et al.*. Flattening optimization of spectral transmittance for birefringent filter[J]. *Acta Optics Sinica*, 2003, **23**(4): 426~430 (in Chinese)
- 11 Zhang Juan, Liu Liren, Zhou Yu *et al.*. Design of a new type interleaver[J]. *Acta Optics Sinica*, 2003, **23**(12): 1424~1428 (in Chinese)
- 12 Zhang Juan, Liu Liren, Zhou Yu. Design of a tunable dense-wavelength-division-multiplexing filter based on analog birefringent structure[J]. *Chin. J. Lasers*, 2004, **31**(10): 1227~1230 (in Chinese)
- 13 Juan Zhang, Liren Liu, Yu Zhou *et al.*. Flattening spectral transmittance of birefringent interleaver filter[J]. *J. Modern Opt.*, 2003, **50**(13): 2031~2041
- 14 Zhang J., Liu L., Zhou Y. *et al.*. Dynamic characteristics of a novel flat-top interleaver filter[J]. *Optik*, 2003, **114**(1): 39~43