

전기 광학적 레이저 변조기 (Electrooptic Laser Modulator)

李 文 基*
(Lee, Moon Key)

요 약

CuCl, KDP 결정체를 이용한 지그재그형 진행파 전기광학적 레이저 변조기에 대해 자세히 해석했다. 변조기의 크기와 대역폭은 변조용 결정체의 광학적 특성 및 M/W유전특성에 의해 결정됨을 알수 있다. 더욱 광손실과 M/W손실의 영향, 입사각, 회절등의 영향을 규명했고 최적 설계법을 제시했다.

중요한 결과를 요약하면 다음과 같다.

- (1) CuCl, KDP로 10[GHz]이상의 대역폭에서 3[watt]이하의 변조전력으로 50%변조를 얻었다.
- (2) 변조주파수 한계의 상한은 레이저 빔폭에 의한 차단주파수로 인해 제한된다.

Abstract

A detailed analysis has been carried out of a zigzag traveling wave electro-optic laser modulator using CuCl, KDP Crystal. The inclusion of such practical factors as M/W and optical loss results in an optimum design in which modulator dimensions and bandwidth limitation are uniquely determined by optical and M/W dielectric properties of modulating crystal. The main conclusion of the analysis are:

- (1) CuCl, KDP may be used to produce 50% modulation over bandwidth of 10[GHz] with less than [watt] of modulating power.
- (2) The upper modulation frequency limit is set by a cutoff frequency which arises from finite width of optical beam.

II. 이 론

I. 서 론

레이저는 monochromatic하고 coherent하므로 반송파로서 대량의 정보를 전송할수 있으므로 레이저가 개발된 이후 전기광 결정체를 이용한 레이저 변조에 대해 많이 연구 되고 있다^{1)~3)}. 특히 Kaminow가 최초로 X대역 마이크로파에서 레이저 변조실험을 성공한후 Peter, Putz, Blumental등에 의해 광대역 진행파 레이저 변조기에 대한 많은 연구가 발표되었다^{4)~6)}. 그러나 이들 변조기는 비교적 결정체가 길어야 하며 변조전력이 많이 필요하다는 단점이 있다. 본 논문은 레이저 저속파구조를 갖는 광대역 저전력 진행파 변조기의 기초 이론과 진폭변조, 위상변조 그리고 최적 설계법에 대해 연구한 것이다.

레이저 저속파구조는 그림 1과 같은데 마이크로파가

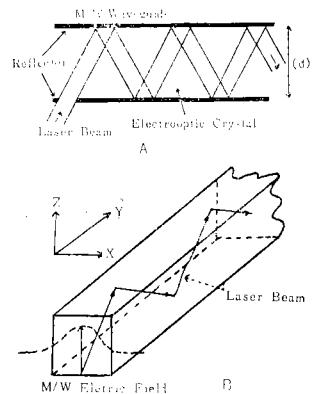


그림 1. 레이저 저속파구조(a)와 M/W전계, 레이저 빔과의 상호관계 (b)

Fig. 1. Laser slow wave structure (a) and relative orientation of M/W field (b)

* 정회원, 경희대학교, 전자공학과
Dept. of Electronic Engr. Kyunghee University
接受日字 : 1975年 3月 26日

y방향으로 진행할때 레이저빔은 xy평면에 위치한 두평면반사경 사이의 전기광 결정체내에서 지그재그로 전파되도록 되어 있어 yz 평면에 평행하거나 수직으로 편광된다. 따라서 변조파와 레이저빔사이에 위상속도 동기

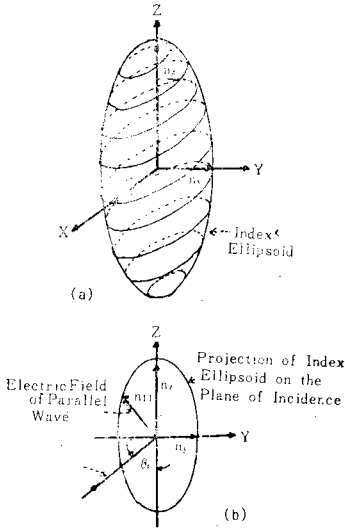


그림 2. 지수타원체 (a)와 광 입사평면에 투사한 지수타원체 (b)

Fig. 2. Index ellipsoid (a) and projection of index ellipsoid on the plane of incidence(b)가 이루어진다.

변조전체가 그림 1(b)와 같이 가해진 경우 전기광 결정체의 지수타원체(index ellipsoid)는 그림 2(a)와 같다. 광 입사평면에 수직 혹은 평행하게 편광된 서로 직교하는 두 편광파에 대한 굴절율을 각각 n_{11} 과 n_L 라 하면 그림 2(a)에 의해

$$\frac{1}{n_x^2} = \frac{1}{n_z^2} \tag{1}$$

$$\frac{1}{n_{11}^2} = \frac{\cos^2\theta_i}{n_y^2} + \frac{\sin^2\theta_i}{n_z^2} \tag{2}$$

로 표시된다. 평면광파가 변조기의 축방향으로 y만큼 진행하는데 필요한 시간은

$$t - t_0 = \frac{n_y}{c \sin\theta_i} \tag{3}$$

로 표시된다. 식(3)에서 c 는 광속이고 n_y 는 전체가 없을 때의 굴절율이며 t_0 는 출발시간을 나타내며 θ_i 는 입사각 즉 z축과 레이저빔이 이루는 각이다. 임의점에서의 광파의 위상은

$$\varphi(t) = w_0 \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \frac{d\varphi}{v_p(\varphi, t)} \tag{4}$$

로 주어진다. $\frac{w_0}{2\pi}$ 는 광주파수이고 φ 는 빔방향으로 이동한 거리이다. 위의 식(4)를 위상속도벡터의 y방향으로의 성분으로 표시하면

$$\varphi(t) = \frac{w_0}{\sin\theta_i} \int_0^S \frac{d_y}{v_p(y, t)} = \frac{2\pi}{\lambda_0 \sin\theta_i} \int_0^S n(y, t) dy \tag{5}$$

로 된다. 여기서 λ_0 는 광의 파장이고 S 는 변조기의 길이이다. 식(3)을 식(5)에 대입하고 여러종류의 전기광 결정체의 $n(y, t)$ 값을 사용하여 계산하면 위상변화를 알 수 있다.

III. 위상변조기

앞절의 결과로 위상변조기를 구성한다. 광파의 위상중 ac성분은 모든 경우에(부족의 식(53), (61)에 의해)

$$\varphi_{ac}(t) = \frac{2\pi n_o^s}{\lambda_0} ASg(\theta_i) f\left(\frac{\alpha_n S}{2}\right) E_n \cos w_n t \tag{6}$$

의 형식으로 쓸 수 있다. 식(6)에서 A 는 전기광 계수에 비례하는 상수이고 $g(\theta_i)$ 는 입사각에 의해 결정된다. 변조감도를 편위상 변조기의 입력전력의 평방근에 의한 위상변위의 첨두치로 정의한다. 그러면 유전율이 ϵ 인 전기광 결정체가 삽입된 간격이 d 이고 폭이 l 인 평행판 전송선로에서의 전력은

$$P = \frac{1}{2} \frac{V \sqrt{\epsilon}}{\eta} E_m^2 l d \tag{7}$$

이므로 변조감도는

$$\left| \frac{M}{\sqrt{P}} \right| = \frac{2\pi n_o^s}{\lambda_0} AS_z(\theta_i) f\left(\frac{\alpha_n S}{2}\right) \sqrt{\frac{2\eta}{V \sqrt{\epsilon} l d}} \tag{8}$$

로 표시된다. 여기서 $\eta = 377 [Q]$ 으로 자유공간의 특성 임피던스이고 M 은 위상변위의 첨두치이다. 입사각은 위상속도 동기조건 $\beta_c = \beta_n$ 에 의해 $\sin\theta_i = \frac{n_o}{\sqrt{\epsilon}}$ 가 되어야 하므로 식(8)은 다음과 같이 표시된다.

$$\left| \frac{M}{\sqrt{P}} \right| = \frac{2\pi n_o^s}{\lambda_0} ASP \left(\frac{n_o}{\sqrt{\epsilon}} \right) f\left(\frac{\alpha_n S}{2}\right) \sqrt{\frac{2\eta}{V \sqrt{\epsilon} l d}} \tag{9}$$

식(9)에서 $P \left(\frac{n_o}{\sqrt{\epsilon}} \right)$ 는 $g(\theta_i)$ 를 $\left(\frac{n_o}{\sqrt{\epsilon}} \right)$ 의 함수로 표시한 것이다.

IV. 진폭 변조기

전기광 결정체에 의해 위상변조된 서로 직교하는 두 편광파에 의한 진폭변조법을 제시한다. 즉 광의 평균 광도를 I_0 , M 를 변조도라 하면

$$I(t) = I_0 (1 + M \cos w_n t) \tag{10}$$

의 형식으로 표시되는 변조방식을 입방결정체(cubic crystal), 단일축결정체(uniaxial crystal)를 사용하여 각각 실현시킬 수 있는 방법을 제시한다.

1) 입방결정체를 이용한 선형전기광계수에 의한 진폭변조 그림(3)과 같이 선형편광된 입사광이 $\frac{\lambda}{4}$ 판을 통과하면 원형편광파가 발생한다. $\frac{\lambda}{4}$ 판을 지난 광은 $\frac{\lambda}{4}$

판의 고속축(ϕ 축), 저속축(ξ 축)에 각각 일치하는, 서로 직교하는 편광파로 분해된다. 이 두편광파는 진폭은 같지만 위상차가 90° 이므로 진폭변조를 얻으려면 해광기의 축을 입사평면에 대해 45° 로 해주어야 한다. 그림 3과 같은 구성에 의해 입사광 광도에 대한 전송광의

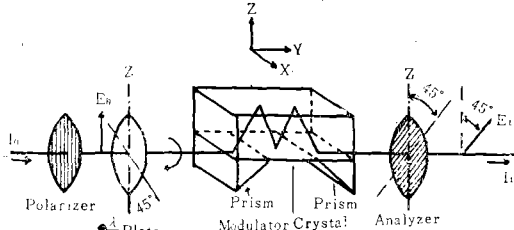


그림 3. 선형전기광계수를 갖는 입방결정체를 사용한 진폭 변조기

Fig. 3. Laser amplitude modulator for cubic crystal exhibiting linear electrooptic effect

비는

$$I_1/I_0 = \frac{1}{2} [1 + \sin(\phi_e - \phi_{11})] \quad (11)$$

로 주어진다. 그런데 식 (7), (53)에 의해

$$\phi_e - \phi_{11} = -\frac{\pi n_o^3 \gamma_{41}}{\lambda_o} = E_m S g(\theta_i) f\left(\frac{\alpha_m s}{2}\right) \cos w_m t \quad (12)$$

로 되며 $g(\theta_i)$ 는

$$g(\theta_i) = \frac{1 + \cos^2 \theta_i}{\sin \theta_i} \quad (13)$$

이다. 식 (11), (12)에 의해 변조된 신호는 Bessel 함수로 표시되는 무한개의 측파대로 구성되어 있지만 변조도가 적은 경우 (즉 $|\phi_e - \phi_{11}| < \frac{\pi}{4}$ 인 경우) 제일 측파대만 고려한다면 변조감도는

$$\left| \frac{M}{\sqrt{P}} \right| = \frac{\pi}{V_{1/2}} \frac{\sqrt{\frac{\eta}{2}} s}{\sqrt{td}} \frac{1}{\epsilon_1} P \left(\frac{n_o}{\sqrt{\epsilon}} \right) f\left(\frac{\alpha_m s}{2}\right) \quad (14)$$

로 된다. 여기서 $P\left(\frac{n_o}{\sqrt{\epsilon}}\right)$ 은

$$P\left(\frac{n_o}{\sqrt{\epsilon}}\right) = \frac{2 - n_o^2}{n_o \sqrt{\epsilon}} \quad (15)$$

이고 $V_{1/2}$ 은 반파 지연전압(half-wave retardation

stage)으로써 $V_{1/2} = \frac{\lambda_o}{2n_o^3 \gamma_{41}} \quad (16)$

이다.

2) 단일축결정체의 횡단 선형전기광 효과를 이용한 진폭변조

단일축결정체를 이용한 지그재그형의 진폭변조기는, 자연복굴절율에 의한 정위상지연(static phase retardation)을 제거시키기 위해 적당한 보상기를 사용해야

한다. 그러므로 그림 (3)에서 $\frac{\lambda}{4}$ 판을 보상기로 내치하면 진폭변조가 가능하다. 이와같은 구성에 의해 입사광에 대한 전송광의 비는

$$I_1/I_0 = \frac{1}{2} [1 + \cos(\phi_e - \phi_{11} + \phi_c)] \quad (17)$$

로 표시되고 여기서 ϕ_c 는 보상기에 의한 상대위상변위이다. 따라서 이변조기의 위상지연은 식 (60), (61)에 의해 (부록참조)

$$\phi_e - \phi_{11} = -\frac{\pi n_o^3 \gamma_{41}}{\lambda_o} E_m S g(\theta_i) f\left(\frac{\alpha_m s}{2}\right) \cos(w_m t) + \phi_s \quad (18)$$

로 주어진다. 여기서 $g(\theta_i)$ 는 식 (13)을 나타내며 ϕ_s 는 정상지연으로

$$\phi_s = \frac{4\pi \Delta n s}{\lambda_o} \sin \theta_i \quad (19)$$

이다. 식 (7), (18)을 보면 진폭변조는 보상기의 위상변위

$$\phi_c + \phi_s = (2k + 1) \frac{\pi}{2}, \quad k = 1, 2, 3, \dots$$

로 될때 최대가 되므로 이때 식(17)은

$$I_1/I_0 = \frac{1}{2} [-1]^{k+1} \sin(\phi_e - \phi_{11})_{\text{av}} \quad (20)$$

로 된다. ϕ_c 를 위와 같이 조정하면 단일 축결정체와 입방결정체는 과학적으로 동일한 특성의 변조기가 되므로 변조감도는 식(14)에서 γ_{41} 을 γ_{41} 으로 바꾸면 된다.

V. 변조기동작에 영향을 미치는 요인

지그재그 변조기는 식 (9), 식 (4), 식 (8)을 보면 입사각, 회절, 광손실등에 손계 영향을 받으므로 이들의 영향을 구체적으로 각각 규명한다.

1) 입사각에 의한 영향

속도동기조건에 의해 입사각은

$$\sin \theta_i = \frac{n_o}{\sqrt{\epsilon}} \text{가 되도록 해야 한다. 그런데 위상변}$$

조기에 대한 II절의 기본식에서 손실이 없는 경우(즉 $v_m = 0$) 변조 감도는

$$\left| \frac{M}{\sqrt{P}} \right| = c_1 g(\theta_i) \frac{\sin \frac{\beta s}{2}}{\frac{\beta s}{2}} \quad (21)$$

로 되는데 의식에서 β 는 (48)식에 의해

$$\beta = \beta_m \left(\frac{n_o}{\sqrt{\epsilon} \sin \theta_i} - 1 \right)$$

로 주어진다. 따라서 입사각의 미소 범위 $\Delta \theta_i$ 는 근사적으로

$$\Delta \theta_i \approx 0.6 \frac{s}{\lambda_m} \frac{\epsilon}{n_o} \left(1 - \frac{n_o^2}{\epsilon} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (23)$$

로 된다. 따라서 식(23)에 의해 $\Delta \theta_i$ 는 변조감도를 원

진동기 상태보다 약 $\frac{1}{2}$ 로 감소시키는 결과가 된다.

2) 회절(diffraction)에 의한 영향

회절에 의해 지그재그 변조기에서 레이저빔이 결정체를 통과할때 발산하게 되어 동작이 제한 받는다.

Fraunhofer 회절이론에 의하면 빔폭이 D_b 이고 파장이 λ_0 인 광은

$$\delta\theta \approx \frac{1.22\lambda_0}{D_b} \tag{24}$$

로 발산하며 전파한다⁹⁾. 그러므로 회절에 의해 입사각이 실제로 분산되므로 식(23)에 의해

$$\frac{s}{D_b} \leq \frac{1}{2} \frac{\lambda_m}{\lambda_0} \frac{n_o}{\epsilon} \left(1 - \frac{n_o^2}{\epsilon}\right)^{-\frac{1}{2}} \tag{25}$$

로 빔폭 D_b 에 대한 변조기 길이 s 는 제한된다. 그런데 레이저빔은 결정체내에서 여러번 반사되며 진행해야 하므로 그림 1로부터 D_b 는

$$D_b \leq 2d \sin\theta, \tag{26}$$

가 되어야 하기 때문에 식(24), (25)에 의해

$$\frac{s}{d} \leq \frac{\lambda_m}{\lambda_0} \frac{n_o^2}{\epsilon^2} \left[\frac{1}{(1-n_o^2/2)} \right]^{\frac{1}{2}} \tag{27}$$

가 되어야 한다.

3) 광손실에 의한 영향

광손실은 결정체의 불균질과 흡수계수 α 에 의한 손실과 반사면에서의 반사손실로 대별할 수 있다. 광전송도는 반사계수를 R 이라 하면

$$I/I_o = \exp\left\{-\alpha_s \text{csc}\theta + \left(\frac{s}{d}\right) \cot\theta \ln R\right\} \tag{28}$$

로 표시된다. 반사와 흡수에 의한 손실의 상대적 비율

$$\chi = \frac{1}{\alpha_s d} \cos\theta \ln R \tag{29}$$

로 정의하면 손실의 상대적 중요성을 파악하기 편리하다. $\chi > 1$ 인 경우 반사계수가 대부분이고 $\chi < 1$ 이면 흡수손실이 더욱 중요하게 된다. 만약 어느정도의 최소 전송도가 필요하다면 식(28), (29)에 의해 변조기의 하리적 최대 크기가 손실항에 의해 제한된다. 그러므로 만약 $\chi > 1$ 이고 식(28)에서 $R \left(\frac{s}{d}\right) \cot\theta = \frac{1}{2}$ 즉 반사손실을 50%로 잡는다면

$$\frac{s}{d} \leq \frac{1}{1-R} \frac{n_o/\sqrt{\epsilon}}{(1-n_o^2/\epsilon)^{\frac{1}{2}}} \ln 2 \tag{30}$$

의 식을 얻는다. 식(27)와 (30)을 비교하면 회절효과와 반사손실의 상대적 중요성에 의해 $\frac{s}{d}$ 의 최대 값이 결정됨을 알 수 있다. 반사도가 충분히 적어

$$1-R > 0.17 \frac{\lambda_0}{\lambda_m} \frac{\epsilon}{n_o} \tag{31}$$

이면 반사손실이 중요하게 된다.

예를 들면 $\lambda_0 = 1(\mu)$, $\lambda_m = 3(cm)$ (X 대역)

이면 $0.17 \frac{\lambda_0}{\lambda_m}$ 는 대략 5×10^{-6} 정도가 되므로 반사도가 $R = 0.999$ (즉 $1-R \approx 10^{-3}$)을 실제로 초과하기 불가능하기 때문에 $\frac{\epsilon}{n_o} \leq 100$ 인 결정체의 경우 반사손실이 중요함을 알 수 있다.

다음으로 만약 $\chi < 1$ 인 경우 식(28)에서 $\exp(-\alpha_s \text{csc}\theta) = \frac{1}{2}$ 로 하면 즉 흡수손실을 50%로 가정하면

$$S < \frac{1}{\alpha_s} \frac{n_o}{\sqrt{\epsilon}} \ln 2 \tag{32}$$

을 얻는데 이식은 반사손실을 무시한 경우 변조기의 길이의 상한을 나타내는 식이다.

VI. 최적 설계 방법

변조감도와 광전송도의 곱을 변조기의 유효지수로 정의하여 이의 최대값을 얻는 방법 즉 변조기의 최적 설계법을 제시한다.

유효지수를 F 라 하면

$$F = \left| \frac{M}{\sqrt{P}} \right| \frac{I}{I_o} = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_o^2 S \sqrt{\frac{2\eta}{V\epsilon}} dl \left\{ \frac{1}{2} \gamma_{11} \right. \\ \left. \times P\left(\frac{n_o}{\sqrt{\epsilon}}\right) f\left(\frac{\alpha_m S}{2}\right) \exp\left\{-\frac{V\epsilon}{n_o} S\left(\alpha_s \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. - \frac{1}{d} \ln R \sqrt{1 - \frac{n_o^2}{\epsilon}}\right)\right\} \right\} \tag{33}$$

로 표시된다. d 는 전기광 결정체 반사면간의 거리이고 l 은 그 폭, S 는 길이를 나타내며 $f\left(\frac{\alpha_m S}{2}\right)$, $P\left(\frac{n_o}{\sqrt{\epsilon}}\right)$ 은 각각 식(15)로 표시된다.

1) 결정체의 크기

최적 변조기 크기는 F 를 최대로 하는 방법에 의해 결정된다. 만약 빔의 직경 D_b 가 주어지면 l 의 최소값

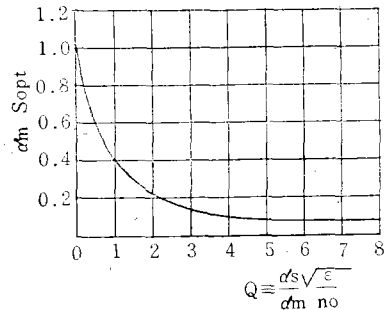


그림 4. M/W와 광 손실에 대한 최적길이
Fig. 4. Optimum modulator length on optical and M/W loss

은 $l_{min}=D_b$ 로 결정되고 반사면간의 거리 d 는 식(33)을 최대로 할수 있도록 선택해야 하므로

$$d_{opt} = -2S \ln R \sqrt{\frac{\epsilon}{n_o}} \left(1 - \frac{n_o^2}{\epsilon}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (34)$$

로 된다. 식(34)에 의한 d 의 최적치를 식(33)에 대입하면 F 는 S 만의 함수로 표시되므로 F 를 최대로 하는 S 값은

$$\frac{1}{\exp \alpha_m S_{opt} - 1} - \frac{1}{2\alpha_m S_{opt}} = \frac{\sqrt{\epsilon}}{n_o} \frac{\alpha_s}{\alpha_m} \quad (35)$$

의 초월함수식으로 된다.

α_s 가 증가하면 길이의 최적치는 그림 4와 같이 감소하고 $\alpha_s=0$ (광흡수가 없는 경우)일때 $\alpha_m S_{opt}=1.25$ 이다.

$\left(\frac{n_o^2}{\sqrt{\epsilon}}\right) \left(\frac{\alpha_m}{\alpha_s}\right) < 1$ 의 부등식이 만족될때 최적치는

$$S_{opt} = \frac{n_o}{2\sqrt{\epsilon} \alpha_s} \quad (36)$$

로 된다. 따라서 빔폭에 의해 l 이, 광반사 손실에 의해 d 가, 변조신호와 광감쇄상수에 의해 S 등이 결정되므로 변조기 크기는 완전히 결정된다.

2) 대역폭의 한계

변조기를 저전력 동작으로 최적화 시킨 경우 대역폭은 결정체의 물리적 크기에 의해 제한 받는다. 즉 S_{opt} 와 d_{opt} 는 식(34), (36)에 의해 구해지고 레이저빔의 직경 D_b 는 식(25)에 의해 결정되는데 이 결과는 식(26)을 만족지 못한다. 따라서 레이저빔을 Fabry-Perot 공진기 형태의 결합기를 통해 변조기에 입사 시켜야한다. 이때 빔폭은

표 2. 최적설계법에 의한 변조기 설계치(변조기주파수 5 GHz)

Table 2. Optimum design value of laser modulator(modulating frequency 5 GHz)

결정체	구성형태	θ_i	$ \Delta\theta_i $	D_b	d_{opt}	S_{opt}	δf	$P(M=\frac{1}{2})$
CuCl	PM	42.1°	9.5°	1mm	0.15mm	6.7cm	24.76GHz	0.315W
	AM	42.1°	9.5°	1mm	0.15mm	6.7cm	24.76GHz	0.13W
KDP	PM	19.1°	4.84°	1mm	0.19mm	3.3cm	18.76GHz	2.8W

재그형 변조기를 실제 설계한다. CuCl과 KDP의 특성은 표 1과 같다. $\lambda_o=6328(\text{\AA})$ 인 He-Ne 기체레이저에서 흡수계수 $\alpha_s \approx 0.05(\text{cm})^{-1}$, 또 다층반사도 $R=0.999$ 간주한다. 변조신호주파수가 5(GHz)일때 최적설계법

$$D_b \ll \frac{\lambda_m}{2 \cos \theta_i \sqrt{\epsilon}} \quad (37)$$

를 만족해야 하며 대역폭은

$$\delta f = \frac{1}{\pi} \frac{C}{D_b} \frac{\sin \theta_i}{n_o} \left\{ \sqrt{1 - n_o^2 \sin^2 \theta_i} \right\} \begin{matrix} n_o^2 < \sqrt{\epsilon} \\ n_o^2 > \sqrt{\epsilon} \end{matrix} \quad (38)$$

로 주어진다(10). 그러므로 저전력 동작시 변조기의 대역폭은 식(38)에 의해 제한된다. d 값을 최적치 d_{opt} 보다 크게하면 대역폭을 증가시킬수 있고 이때 변조전력 또한 증가된다. 그러므로 d 를 충분히 크게하면 Fabry-perot 공진기형 결합기가 필요없고 대역폭은 단지 결정체의 분산과 빔폭에 영향을 받는다. 즉 빔직경을 변조기 축방향으로 투사시킨 값이 변조신호 파장과 같으면 변조효과가 상쇄되므로 변조기의 차단주파수는

$$f_c = \frac{C}{D_b \cos \theta_i \sqrt{\epsilon}} \quad (39)$$

가 된다.

3) 실제 설계예

선형 전기광효과를 갖는 CuCl, KDP를 사용한 지그

표 1. 전기광 결정체의 특성표(1)

Table 1. Table of characteristics in electrooptic crystal(2)

결정체	T	γ	η_o	ϵ	$\tan \delta$
CuCl	293°K	$\gamma_{41}=6 \times 10^{-10}$	1.93	8.3	1×10^{-8}
KDP	293°K	$\gamma_{33}=6.8 \times 10^{-10}$	1.468	20.2	7.5×10^{-7}

표 3. 실제적인 변조기 설계치

Table 3. Design data for practical laser modulator

결정체	구성형태	θ_i	$ \Delta\theta_i $	D_b	d	S	f_c	$P(M=\frac{1}{2})$
CuCl	PM	42.1°	4.8°	1mm	0.75mm	6.7cm	140GHz	1.6W
	AM	42.1°	4.8°	1mm	0.75mm	6.7cm	140GHz	0.66W
KDP	PM	19.1°	2.42°	1mm	1.53mm	3.3cm	70.7GHz	23W

상 정위상지연을 보상할 보상기를 얻기가 곤란하므로 취급하지 않았다.

폭이 제한받음이 명백하다.

표 3은 결합기를 없애기 위해 d 를 임의로 충분히 크게 한 경우에 10(GHz)에서의 변조기의 설계값이다. 표 3을 보면 결과적으로 변조전력이 증가하였지만 대역폭은 훨씬 클을 알 수 있다. 그리고 차단파장은 단순히 빔폭에 의해 식(39)로 정해진다. 두 경우 모두 변조도가 0.5인 경우이며 KDP를 이용한 AM설계는 실용

VI. 결 론

지그재그형 레이저 변조기의 이론과 동작에 영향을 미치는 요인, 최적설계법등에 대해 논했다. 이 결과에 의하면 지그재그형 변조기는 광대역 저전력 변조기로써 첫째 위상속도를 동기시켜야 하며 둘째 변조기의 물리적 크기와 빔폭이 대역폭에 영향을 미친다는 점이다.

또 표(2), (3)의 결과를 보면 이 변조기는 CuCl 결정광 결정체를 사용한 경우 대역폭이 상당히 넓고 입사각 θ_i 가 완전반사가 가능한 임계각을 초과하므로 반사경이 특별히 필요치 않다는 장점이 있다. 그리고 변조 전력도 매우 적어 1~3watt 정도에서 50%변조가 가능하다.

따라서 CuCl를 사용한 지그재그형 변조기는 KDP, A DP를 이용한 공동형 변조기¹⁾와 비교하여 변조전력은 $\frac{1}{3}$ 정도 감소, 대역폭은 2배 정도 증가하므로 매우 우수함을 알 수 있다.

— 부 록 —

1) 입방결정체의 선형 전기광 효과

결정체의 좌표계 x', y', z' 에 관한 지수타원체는

$$\frac{1}{n_o^2}(x'^2 + y'^2 + z'^2) + 2r_{41}(E_x'y'z' + E_y'x'y' + E_z'x'y') = 1 \tag{40}$$

로 된다. 여기서 r_{41} 은 전기광 계수이다. 그런데 이 식은 주축중 한개가 z' 축상에 있고 나머지 둘은 $x'y'$ 평면 위에서 x' 와 y' 에 45°를 이루고 있는 타원의 방정식이다. 그러므로 x, y, z 좌표계에서 지수타원체는

$$\left(\frac{1}{n_o^2} + r_{41}E_z\right)x^2 + \left(\frac{1}{n_o^2} - r_{41}E_z\right)y^2 + \frac{z^2}{n_o^2} = 1 \tag{42}$$

와 같은 형태가 되므로 각각의 결정학적 방향에 대한 굴절율은 다음과 같다.

$$n_x^2 = \frac{n_o^2}{1 + n_o^2 r_{41} E_z} \quad [110]\text{방향} \tag{43}$$

$$n_y^2 = \frac{n_o^2}{1 - n_o^2 r_{41} E_z} \quad [110]\text{방향} \tag{44}$$

$$n_z^2 = n_o^2 \quad [001]\text{방향} \tag{45}$$

그러므로 n_{\perp} 와 n_{\parallel} 는

$$\frac{1}{n_{\perp}} = \frac{1}{n_o} (1 + n_o^2 r_{41} E_z)^{\frac{1}{2}}$$

$$\frac{1}{n_{\parallel}} = \frac{1}{n_o} (1 - n_o^2 r_{41} E_z \cos^2 \theta_i)^{\frac{1}{2}}$$

가 된다. 만약 변조파가

$$E_z(y, t) = E_m e^{-\alpha_m y} \cos(\omega_m t - \beta_m y) \tag{46}$$

로 표시된다면 입사평면에 수직으로 편광된 광파의 위상은 $|n_o^2 r_{41} E_m| \ll 1$ 인 경우 본문의 식(5)에 의해 근사적으로

$$\varphi_{\perp}(t_o) \approx \frac{2\pi}{\lambda_o} \frac{n_o}{\sin \theta_i} \int_0^s \left\{ 1 - \frac{1}{2} n_o^2 r_{41} E_m e^{-\alpha_m y} \cos[\omega_m t_o + (\beta_o - \beta_m)y] \right\} dy \tag{47}$$

로 표시된다. 식(47)에서 β_o 는

$$\beta_o \equiv \frac{n_o \omega_m}{c \sin \theta_i} \tag{48}$$

이다. 식(47)을 적분하면

$$\varphi_{\perp}(t) = \frac{2\pi}{\lambda_o} \frac{n_o}{\sin \theta_i} s - \frac{2\pi}{\lambda_o} \frac{n_o^3}{\sin \theta_i} r_{41} E_m e^{-\alpha_m \frac{s}{2}} \times \left(\frac{\sinh \frac{\alpha_m s}{2} + \sin^2 \frac{\beta s}{2}}{\alpha_m^2 + \beta^2} \right) \cos(\omega_m t + \chi) \tag{49}$$

이고 $\beta = \beta_o - \beta_m$

이다. 식(49)에서 $\beta = \beta_o - \beta_m = 0$ 가 되면 식(49)는 최대가 되는데 이때 변조파와 광위상속도의 y 성분이 동기된다. 이런 경우 식(49)는

$$\varphi_{\perp}(t) = \frac{2\pi}{\lambda_o} \frac{n_o s}{\sin \theta_i} \left[1 - \frac{1}{2} n_o^2 r_{41} E_m f\left(\frac{\alpha_m s}{2}\right) \cos \omega_m t \right] \tag{51}$$

로 표시되고 이식에서 $f\left(\frac{\alpha_m s}{2}\right)$ 로 정의된 함수는

$$\exp\left(-\frac{\alpha_m s}{2}\right) \left\{ \frac{\sinh\left(\frac{\alpha_m s}{2}\right)}{-\frac{\alpha_m s}{2}} \right\} \equiv f\left(\frac{\alpha_m s}{2}\right) \tag{52}$$

이다. 입사평면에 평행으로 편광된 광파의 위상은 같은 방법으로 구하면

$$\varphi_{\parallel}(t) = \frac{2\pi}{\lambda_o} \frac{n_o s}{\sin \theta_i} \left\{ 1 + \frac{1}{2} n_o^2 r_{41} E_m \cos^2 \theta_i f\left(\frac{\alpha_m s}{2}\right) \cos \omega_m t \right\} \tag{53}$$

로 된다.

2) 단일축 결정체의 선형 전기광 효과

C축으로 전계가 가해진 경우 지수타원체는

$$\frac{1}{n_o^2}(x'^2 + y'^2) + \frac{1}{n_c^2}z'^2 + 2r_{63}E_z'x'y' = 1 \tag{54}$$

로 표시되는데²⁾ n_o 와 n_c 는 정상, 이상 굴절율을 나타내며 r_{63} 은 전기광 계수이다. 입방결정체와 마찬가지로 타원체의 주축중 하나는 결정학적 [001]방향에 놓여있

고 다른 두축은 각각 $[110]$, $[\bar{1}10]$ 방향에 놓여 있으므로 x, y, z 좌표계에서는 굴절율은 각각

$$n_x^2 = \frac{n_o^2}{1 + n_o^2 r_{es} E_z} \quad [110] \text{ 방향} \quad (55)$$

$$n_y^2 = \frac{n_o^2}{1 - n_o^2 r_{es} E_z} \quad [\bar{1}10] \text{ 방향} \quad (56)$$

$$n_z^2 = n_e^2 \quad [001] \text{ 방향} \quad (57)$$

으로 표시된다. 따라서 식 (1), (2)와 식 (55), (56), (57)에 의해

$$\frac{1}{n_x} = \frac{1}{n_o} (1 + n_o^2 r_{es} E_z)^{\frac{1}{2}} \quad (58)$$

$$\frac{1}{n_y} \approx \frac{1}{n_o} \left(1 - n_o^2 r_{es} E_z \cos^2 \theta_i - \frac{\Delta n}{n_o} \sin \theta_i \right)^{\frac{1}{2}} \quad (59)$$

로 표시되고 $\Delta n \equiv n_e - n_o$ 를 나타낸다. 그러므로 식 (5)에 의하여 광파의 위상은

$$\varphi(t) = \frac{2\pi}{\lambda_o} \frac{n_o s}{\sin \theta_i} \left\{ 1 + \frac{1}{2} n_o^2 r_{es} E_z f \left(\frac{\alpha_m s}{2} \right) \cos \omega_m t \right\} \quad (60)$$

$$\varphi_{11}(t) = \frac{2\pi}{\lambda_o} \frac{n_o s}{\sin \theta_i} \left\{ 1 - \frac{2\Delta n}{n_o} \sin \theta_i - \frac{1}{2} n_o^2 r_{es} E_z \cos^2 \theta_i f \left(\frac{\alpha_m s}{2} \right) \cos \omega_m t \right\} \quad (61)$$

로 각각 표시된다.

參 考 文 獻

1. I.P. Kaminow and E.H. Turner; Electrooptic Light Modulators
Proc. IEEE vol. 5, no.10. pp.1374-1390. Oct 1966
2. E.G. Spencer, et al; Dielectric material for Electrooptic Device Application
Proc. IEEE vol.55, on.12. pp.2074-2108, Dec., 1967
3. F.S. Chen; Modulator for Optical Communication
Proc. IEEE vol.58, no.10, pp.1440-1457. Oct., 1970
4. J.L. Putz; A Wideband M/W Light Modulator
IEEE Tran. ED-15, pp.695-678, Oct., 1968
5. C.J. Peter; Gigacycls Phase Modulator
Proc. IRE vol.50, no.4, pp.452-456, Apr. 1962
6. R.H. Blumental; Design of M/W Light Modulator
Proc. IEEE vol.51, no.1, pp.147-153, Jan. 1963
7. I.P. Kaminow; Improvement in Light Modulator of Traveling Wave
IRE Trans. MTT-10, pp.311. Sept., 1962
8. B.H. Billing; The Electrooptic Effect in Uniaxial Crystal of (XH₂pO₄)
J.Opt. Soc. Am. vol. 39, no.9, pp.797, Oct., 1949
9. R.T. Denton, et al; Lithium Tantalate Light Modulator
J.Appl. Phys. vol.38, no.4, pp.1611, Apr. 1967
10. E.I. Gordon; The Fabry-Perot Electrooptic Modulator
B.S.T.J. vol.48, no.1, pp.155-180, Jan., 1963
11. I.P. Kaminow; M/W Modulation of the Electrooptic Effect in KH₂PO₄ Crystal
Phys. Rev Lett. vol.6, no.10, pp.528, May. 1961