

KNSBN 和 SBN 晶体的近红外电光特性*

谢 沧 张日理 周桂萍**

(中山大学物理学系, 广州 510275)

摘 要 首次测得了 KNSBN 和 SBN 晶体在 1.32 μm 波长下的线性电光系数, 研究了其有效线性电光系数 γ_e 随温度的变化, 并演示了这类晶体以低功率驱动时的高频红外电光调制.

关键词 线性电光系数, 电光调制, KNSBN 晶体, SBN 晶体

分类号 O482.3

铌酸锶钡(SBN)晶体, 特别是由中山大学和山东大学首先生长成功的钾铌铈酸锶钡(KNSBN)晶体, 被普遍认为是很有前途的光折变材料. 然而作为具有较大线性电光系数和低半波电压的这类材料(KNSBN 和 SBN 晶体), 其在电光调制方面的潜在能力尚未受到应有的重视. 光纤通信的工作波长已逐步转向 1.33 μm 和 1.5 μm 附近的波段; 且其码速率的进一步提高也要求考虑使用外调制的方法. 基于这一考虑, 我们首次测量了 KNSBN 晶体和 SBN 晶体在 1.32 μm 波长下的线性电光系数 γ_{13} 、 γ_{33} 和有效线性电光系数 γ_e ; 研究了后者随温度的变化; 并以 1.32 μm 激光作为载波, 用高频脉冲电压作为调制信号, 证实了在此波段用这类晶体进行电光调制的可行性^[1].

1 基本公式

光在晶体内的传播性质可用折射率椭球描述. 在直角坐标系中, 其一般形式为^[2]

$$\frac{x_1^2}{n_1^2} + \frac{x_2^2}{n_2^2} + \frac{x_3^2}{n_3^2} + \frac{2}{n_4^2}x_2x_3 + \frac{2}{n_5^2}x_3x_1 + \frac{2}{n_6^2}x_1x_2 = 1 \quad (1)$$

KNSBN 和 SBN 晶体均为负单轴晶, 在介电主轴直角坐标系中

$$n_1 = n_2 = n_o, n_3 = n_e, 1/n_4^2 = 1/n_5^2 = 1/n_6^2 = 0 \quad (2)$$

式中, n_o 表示寻常光的折射率, n_e 是非常光的折射率. 对负单轴晶, $n_o > n_e$.

当在晶体上加电场 $\vec{E}(E_1, E_2, E_3)$ 时, 晶体折射率将发生变化, 折射率椭球方程变为

$$\frac{x_1^2}{n_1^2} + \frac{x_2^2}{n_2^2} + \frac{x_3^2}{n_3^2} + 2\frac{x_2x_3}{n_4^2} + 2\frac{x_3x_1}{n_5^2} + 2\frac{x_1x_2}{n_6^2} = 1 \quad (3)$$

收稿日期: 1994-11-11

* 广东省科学基金及国家青年“863”资助项目

** 1991 级硕士研究生

对 Pockels 效应, 折射率的变化可表示为

$$\left(\frac{1}{n_a}\right)^2 = \left(\frac{1}{n_a}\right)^2 + \sum_{k=1}^3 \gamma_{ak} E_k \quad (\alpha=1, 2, \dots, 6) \quad (4)$$

式中 γ_{ak} 是晶体的线性电光张量的矩阵元, 即晶体的线性电光系数.

在室温下, KNSBN 和 SBN 晶体均属于 4mm 点群, 其线性电光张量矩阵 $[\gamma_{ak}]$ 具有如下的形式

$$[\gamma_{ak}] = \begin{pmatrix} 0 & 0 & \gamma_{13} \\ 0 & 0 & \gamma_{13} \\ 0 & 0 & \gamma_{33} \\ 0 & \gamma_{51} & 0 \\ \gamma_{51} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (5)$$

将(5)式代入(4)式可得:

$$\begin{aligned} 1/n_1'^2 &= 1/n_1^2 + \gamma_{13} E_3, & 1/n_2'^2 &= 1/n_2^2 + \gamma_{13} E_3, & 1/n_3'^2 &= 1/n_3^2 + \gamma_{33} E_3 \\ 1/n_4'^2 - \gamma_{51} E_2, & 1/n_5'^2 &= \gamma_{51} E_1, & 1/n_6'^2 &= 0 \end{aligned} \quad (6)$$

在本工作中取电场方向向平行于 x_3 轴, 此时 $E_1 = E_2 = 0, E_3 = E$, 于是折射率椭球方程可写为

$$(1/n_1^2 + \gamma_{13} E)x_1^2 + (1/n_2^2 + \gamma_{13} E)x_2^2 + (1/n_3^2 + \gamma_{33} E)x_3^2 = 1 \quad (7)$$

或将(2)式代入得

$$\left(\frac{1}{n_0^2} + \gamma_{13} E\right)(x_1^2 + x_2^2) + \left(\frac{1}{n_c^2} + \gamma_{33} E\right)x_3^2 = 1 \quad (8)$$

由上式可见, 当加以平行于 x_3 轴的电场时, KNSBN 和 SBN 晶体仍为单轴晶, 且其主折射率的变化为

$$n'_1 - n_1 = n'_2 - n_2 \approx -(1/2)n_0^3 \gamma_{13} E = -(1/2)n_0^3 \gamma_{13} V/d \quad (9)$$

$$n'_3 - n_3 \approx -(1/2)n_c^3 \gamma_{33} E = -(1/2)n_c^3 \gamma_{33} V/d \quad (10)$$

式中 V 为晶体上所加电压, d 为施加电压的两电极间的距离, 亦即 x_3 方向上晶体的长度.

2 KNSBN 和 SBN 晶体线性电光系数 γ_{13} 、 γ_{33} 的测量

2.1 样品、测量装置及原理

实验所用样品是由中山大学物理系光电晶体实验室生长的 KNSBN 和 SBN 晶体, 测试前将晶体切割成平行六面体 ($5\text{mm} \times 5\text{mm} \times 5\text{mm}$), 切面垂直于晶轴 x_1, x_2, x_3 , 经抛光通光面后, 在垂直于 x_3 轴的一对平面上涂以室温银浆作电极, 然后进行单畴化处理.

为了测量 γ_{13} 和 γ_{33} 值, 我们采用静态干涉法^[3~5]. 测量装置的主体部分是一台泰曼干涉仪. 用半导体激光二极管 ($\lambda = 1.32\mu\text{m}$) 作为光源; 待测晶体置于干涉仪分束后的一条光路中. 当晶体加上直流高压时, 由于它导致干涉仪两束光的光程差改变, 因而从光电接收装置上即可观察到光程差的相应变化, 并可据此确定待测晶体的 γ_{13} 和 γ_{33} 值. 其原理如下:

当晶体上加电压 $V = E \cdot L$ 时, 电场引起的光程差变化为

$$\Delta = \Delta n \cdot L + n \cdot \Delta L \quad (11)$$

式中 n 为晶体的折射率, L 为晶体沿通光方向上的长度, Δn 和 ΔL 分别为由晶体线性光电效应和压电效应所引起晶体折射率和长度的变化.

(1) 若 x_3 方向加电场, 沿 x 方向通光, 光束偏振方向平行于 x_3 轴, 则

$$\Delta L = d_{31} E L \quad (12)$$

于是, 由(11), (12)及(10)式有

$$\Delta \approx -(1/2)n_0^3 \gamma_{33}^{\text{eff}} L V/d \quad (13)$$

$$\gamma_{33}^{\text{eff}} = \gamma_{33} - (2/n_0^2)d_{31} \quad (14)$$

(2) 若 x_3 方向加电场, 沿 x_2 方向通光, 光束偏振方向平行于 x_1 轴, 则

$$\Delta \approx -(1/2)n_0^3 \gamma_{13}^{\text{eff}} L V/d \quad (15)$$

$$\gamma_{13}^{\text{eff}} = \gamma_{13} - (2/n_0^2)d_{31} \quad (16)$$

因此, 测量时将晶体主轴调整到相应的入射光偏振方向, 改变加于晶体上的电压, 使光程的变化 Δ 为一个或几个半波长, 读出相应的 V 值, 即可由(13), (14)式或(15), (16)式求出 γ_{33} 或 γ_{13} 值.

2.2 结果及讨论

测量结果如表 1 所示. 表中还列出了我们对 LiNbO_3 晶体测得的数据. 由于在 $1.32\mu\text{m}$ 波长处尚无文献的报导可资比较, 所以, 我们还同时在 632.8nm 波长下作了测量.

表 1 γ_{13} 和 γ_{33} 的测量结果

Tab. 1 The measured results of the r_{13} and r_{33} ($\times 10^{-10}\text{cm/V}$), $t=25^\circ\text{C}$

波 长	电光系数	LiNbO_3	纯 CBN : 60	纯 KNSBN
0.6328 μm	γ_{13}	10.4	45.3	47.5
	γ_{33}	33.6	234	198
1.32 μm	γ_{13}	8.4	54.3	59.8
	γ_{33}	31.5	241	205

测量时, 为保证数据的可靠性, 直流高压表要有足够的读数精度. 由于所采用的是干涉法, 因此激光输出模式最好是单模, 且实验过程除了要避免空气流动的干扰外, 还要最大限度地保证实验装置的稳定性. 因为极微弱的振动都可能造成干涉条纹的模糊, 以致无法观察到信号. 此外, 我们在多次重复测量中发现, 在不改变其它实验条件的前提下, 仅由于光在晶体上的入射位置不同, 测量结果仍有一定的差异, 这除了实验操作引起的误差外, 估计很可能与外加电场在晶体内的均匀程度有关. 因此, 测量时我们尽量保持光入射点在晶体中间的固定位置并进行多次测量取平均值. 还应指出, 在传统的静态干涉法中, 在泰曼干涉仪的一个反射镜后有一压电晶体, 其作用是利用它的反压电效应对所测晶体由于外电场产生的光程差进行补偿. 我们的方法与之相比, 两者原理一致, 但装置较简单, 不过计算时除要知道待测晶体的 n_0, n_x 值外, 还要知道其压电常数值. 但无疑这些参量的测定也是一件有待进行的、极有意义的工作.

对 $\lambda=632.8\text{nm}$ 的测量结果与文献^[6~8]报导的数值相差不超过 6%. 对于 $\lambda=1.32\mu\text{m}$ 的测量结果表明: 在这两个波长处, 线性电光系数是不同的, 但差异不太大, 因此可以肯定

的是:在近红外区域,KNSBN、SBN 等晶体仍具有较大的线性电光系数.

3 有效线性电光系数及其温度特性

由(9)、(10)式可知,当在 x_3 轴方向加上电场后(此时对 KNSBN 和 SBN 晶体, x_3 仍为光轴),如光沿 x_2 轴方向传播,则沿 x_1 和 x_2 轴方向偏振的光分量产生的位相差

$$\begin{aligned} \Gamma &= (2\pi/\lambda)(n'_1 - n'_2)L \\ &= (2\pi/\lambda)(n_0 - n_e)L + (\pi/\lambda)n_0^3\gamma_c(V/d)L \end{aligned} \quad (17)$$

式中, $\gamma_c = (n_e/n_o)^3\gamma_{33} - \gamma_{13}$ 称为晶体的有效线性电光系数.

在(17)式中,当温度恒定时,式中第一项所表示的、由自然双折射所引起的位相延迟可视为常数.因此,当 V 改变时 Γ 的变化为

$$\Delta\Gamma = (\pi/\lambda)n_0^3\gamma_c(\Delta V/d)L$$

使晶体的位相 Γ 产生 π 的变化所需的电压即半波电压 V_π .

$$V_\pi = \lambda d / (n_0^3\gamma_c L) \quad (18)$$

或写为 $\gamma_c = \lambda d / (n_0^3 V_\pi L)$ (19)

因此,用通常的静态法^[5]测出半波电压 V_π ,即可求出晶体的 γ_c 值.实验结果如表 2 所示.

表 2 半波电压法测得的 γ_c 值($\times 10^{-12}\text{m/V}$), $t = 25^\circ\text{C}$
Tab. 2 γ_c ($\times 10^{-12}\text{m/V}$) obtained by half-wave voltage measurements

波 长	LiNbO ₃	纯 SBN60	纯 KNSBN
0.6328 μm	20	193	151
1.32 μm	17.6	233	176

我们还测量了在 $\lambda = 632.8\text{mm}$ 波长下,不同温度(控温精度为 $\pm 1^\circ\text{C}$)时 KNSBN 和 SBN 晶体的 γ_c 值,其结果如图 1 所示.实验结果表明当温度在 77°C 和 180°C 附近,SBN 和 KNSBN 晶体发生二级相变,且由此得出的居里温度 T_c 与文献报导的结果一致.二级相变的产生可理解为在居里点附近晶格中原子的热运动已增强到足以使原来偶极子的有序排列破坏,结果简谐恢复力消失,即出现横光学声子软模,因此晶格不稳定,从而使其由铁电相(极性结构)转变为顺电相(非极性结构)的结果.

对 SBN 和 KNSBN 晶体 γ_c 随温度的变化迄今未见有定量的讨论,对上述 γ_c 随温度变化的规律,我们认为主要是由于晶体介电函数与自发极化 P_s 随温度的变化所引起.

根据文献^[6],对属于氧八面体的铁电材料有

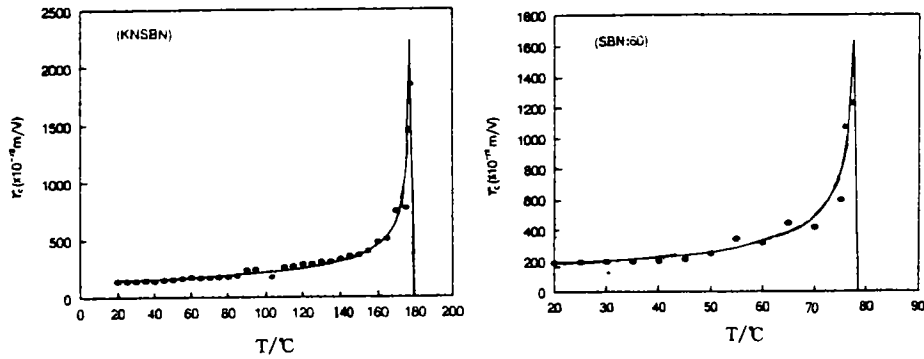
$$\gamma \propto \varepsilon P_s \quad (20)$$

而在铁电相,介电函数 ε 与自发极化满足以下关系^[9]

$$\varepsilon \approx C / (T - T_c) \quad (21)$$

$$P_s^2 \propto (T_c - T) \quad (22)$$

式中 C 为常数, T_c 为居里温度.由(20)至(22)式可得出

图 1 γ_c 随温度的变化Fig. 1 Temperature dependence of the γ_c for KNSBN and SBN crystals

$$\gamma = A(T_c - T)^{-1/2} \quad (23)$$

在(23)式中, A 是一与温度无关的常数, 将实验数据代入此式所得的拟合曲线如图 1 所示. 实验点与拟合曲线较好地符合, 表明我们导出的(23)式在晶体发生铁电-顺电相变以前是基本正确的.

4 SBN 和 KNSBN 晶体的近红外电光调制

选择纯 SBN:60 晶体作横向电光调制器, 以 $1.32\mu\text{m}$ 激光作载波, 在晶体上加 $f = 20\text{kHz}$, $V_{rms} = 10\text{V}$ 的高频交流和脉冲电压作调制信号, 进行电光调制实验, 测得在上述条件下, SBN:60 晶体的半波电压 $V_{\pi} = 500\text{V}$, 调制度 m 约为 $10\% \sim 15\%$, KNSBN 的 m 则略低, 这可能是后者 γ_{33} 较小的缘故. 实验发现, 当调制频率从 1kHz 改变到 20kHz 时, 调制度 m 基本不变, 但 m 值随两电极间的间距增大和入射光光照面积的减小而有所降低.

5 结 论

本工作首次用 $\lambda = 1.32\mu\text{m}$ 的近红外激光对 KNSBN 以及 SBN 晶体的线性电光系数进行了测量, 结果表明, 在此波长晶体仍有较大的 γ_{13} 和 γ_{33} 值.

对 γ_c 随温度变化的研究表明, 在低于居里温度的范围内, 它们符合 $\gamma_c \propto (T_c - T)^{-1/2}$ 的关系, 在远小于居里温度特别是在通常室温的变化范围内, γ_c 的值变化很小, 符合晶体在常温下运用时温度特性稳定的要求.

综上所述, 用 SBN 或 KNSBN 晶体作为一种低驱动电压的近红外电光调制器材料是颇有前途的. SBN、KNSBN 晶体通常是用于光折变研究的, 电光效应是产生光折变的一个必要环节, 但后者又反过来妨碍它在光电调制时的大功率应用, 因此对 SBN 以及 KNSBN 晶体的不同应用, 晶体性能和生长要求应有所不同.

SBN 和 KNSBN 晶体用作电光调制器时, 其调制电压最终因受入射光条件的限制而不

能进一步降低,调制带宽也受到限制,而只有在光波导调制器中才能使上述问题得到较好的解决.为此,我们提出了用直流光诱导方法产生工作波长为 $1.32\mu\text{m}$ 的电光调制器的设想.在此基础上,用 Maxwell 方程及适当的边界条件,对直线型和 S 型波导设计进行了计算,得到了优化的数值解.计算表明此设计的方案是可行的^[10].

参 考 文 献

- 1 Zhou G P, Zeng W S, Zhang R L, et al. ICNOPA'93, Nanjing, 1993, 198
- 2 Yariv A, Optical Electronics, Third edition, CBS College publishing, New York, 1985, 275
- 3 Zook J D, Chen D, Otto G N. Appl Phys Letters, 1967, 11:159
- 4 Onuki K, Uchida N, Saku T. J Opt Soc America, 1972, 62:1030
- 5 伊鑫,宋永远,陈焕鑫等.光折变晶体 $\text{Sr}_{0.6}\text{Ba}_{0.4}\text{Nb}_2\text{O}_6$ 压电系数和电光系数的测量.应用激光, 1990,10(5):217
- 6 蒋民华,晶体物理,济南:山东科技出版社,1980
- 7 Duchare S, Feinberg J. IEEE J of Quantum electronics, 1987, QE-23 (12):2116
- 8 Montgomery S R, Yarrison-Rice J, Pederson D O, et al. J Opt Soc America(B), 1988, 5(8):1775
- 9 福里德金 B M 著,肖定全译.光铁电体.北京:科学出版社,1987.9~10
- 10 周桂萍.SBN 和 KNSBN 晶体光电性能及其应用实验研究:[学位论文].广州:中山大学物理系, 1993

The Electro—Optic Properties of KNSBN and SBN in Near Infrared Wavelength

Xie Cang* Zhang Yueli Zhou Guiping

Abstract The linear electro—optic coefficients of KNSBN and SBN crystals at $1.32\mu\text{m}$ have been measured for the first time. The dependence of the effective linear electro—optical coefficient γ_e of the crystals on the temperature has been investigated and a lower driven voltage electro—optic modulator fabricated with SBN has also been described.

Keywords linear electro—optical coefficient, electro—optic modulation, KNSBN crystal, SBN crystal

* Department of Physics, Zhongshan University, Guangzhou, 510275