

LiNbO₃ 晶体的布里渊散射与 弹性常数和压电常数的测定

周伟庆* 赵明洲

(同济大学波尔固体物理研究室)

提 要

本文在计算 3*m* 晶体的布里渊张量时, 不仅考虑弹光效应, 且同时计及了局部转动效应和电光效应。经过对实验系统的设计和调整, 用 90° 散射测量了 3*m* 晶体 LiNbO₃ 的布里渊谱, 得到了 LiNbO₃ 晶体在特超声频率下的所有独立的弹性常数和压电常数, 据以计算了慢变曲线。用 180° 散射测量了 LiNbO₃ 晶体的有关声速, 实验结果与计算曲线一致。

用布里渊散射可以研究晶体的声速等声学参数, 从而得到晶体在特超声频率下的弹性常数和压电常数。布里渊张量可以判断在某方向是否有散射光、散射光的偏振态和散射光的强度。Cummins^[1] 在考虑对称性与弹光效应的情况下, 计算了 3*m* 晶体的布里渊张量。O'Brein 等^[2] 用 90° 散射测量了 LiNbO₃ 的布里渊谱, 获得了相应的独立弹性常数和压电常数。

由于 LiNbO₃ 晶体有较强的双折射效应和电光效应, 在计算布里渊张量时, 其局部转动与电光效应的影响是不能忽略的。因此本文在计算 3*m* 对称性晶体的布里渊张量时, 除考虑弹光效应外, 同时还计及了局部转动效应和电光效应。

一、双折射与电光效应对布里渊谱的影响

在讨论布里渊散射张量 *T* 时, 需要分析倒易介电张量 $\beta (= \epsilon^{-1})$ 的涨落部分 $\delta\beta$ 。考虑到 LiNbO₃ 晶体具有双折射效应和电光效应, 在布里渊散射中对 $\delta\beta$ 的贡献除了考虑传统的弹光效应之外, 还需要考虑由双折射引起的体积元局部转动效应^[3] 和由准静电场引起的电光效应^[4]。因此, $\delta\beta_{ij}$ 应表示为

$$\delta\beta_{ij} = \sum_{k,l=1}^3 (P_{ij(kl)} S_{kl} + P_{ij[kl]} R_{kl}) + \sum_{n=1}^3 \gamma_{ijn} E_n, \quad (1)$$

式中 S_{kl} 是应变张量; R_{kl} 是体积元局部转动张量; $P_{ij(kl)}$ 为对 *k, l* 对称的弹光系数; 而 $P_{ij[kl]}$ 为对 *k, l* 反对称的弹光系数, 其表示式为

$$P_{ij[kl]} = (1/2)(\beta_u \delta_{jk} - \beta_{uk} \delta_{jl} + \beta_{lj} \delta_{ik} - \beta_{kl} \delta_{iu}). \quad (2)$$

如 $P_{10[13]} = (1/2)(\beta_{33} - \beta_{11}) = (1/2)[(1/n_e^2) - (1/n_o^2)]$, $n_e = \sqrt{\epsilon_{33}}$ 与 $n_o = \sqrt{\epsilon_{11}}$ 分别为异常

收稿日期: 1985年5月20日; 收到修改稿日期: 1985年8月12日

* 周伟庆同志现在上海硅酸盐研究所工作。

光与寻常光折射率。由此可见,对于双折射晶体一般情况下 $P_{ij} \neq 0$, 并且双折射效应越强,对 $\delta\beta$ 的贡献也越大,对于 LiNbO_3 晶体此项是不能忽略的; γ_{ijn} 是电光系数; E_n 是与声波耦合的准静电场,它与压电常数介电常数 ϵ 等物理量的关系为^[5]

$$E_n = I_m \left(q L_n \frac{l_i e_{ij} l_j u_j}{l_i \epsilon_{ij}^2 l_j} \right). \quad (3)$$

对于 LiNbO_3 晶体,由于压电性其准静电场产生的电光效应与弹光效应对 $\delta\beta$ 的贡献是相当的,不能忽视。考虑到上述因素,根据 (1)、(2) 和 (3) 式以及布里渊张量的基本关系式

$$qu T_{ij} = - \sum_{k,l=1}^3 \epsilon_{ik} \delta\beta_{kl} \epsilon_{lj},$$

我们计算出 $3m$ 对称性晶体的布里渊张量,列于表 1。

Table 1 Brillouin tensor of $3m$ symmetry crystals

$q = \langle 0, 0, q_z \rangle$		
$u = (u_x, 0, 0)$	$u = (0, u_y, 0)$	
$\begin{bmatrix} 0 & \epsilon_{11}^2 P_{14} & \epsilon_{11} \epsilon_{33}^2 P_{44} + \frac{1}{2} (\epsilon_{11}^2 - \epsilon_{33}^2) \\ \epsilon_{11}^2 P_{14} & 0 & 0 \\ \epsilon_{11} \epsilon_{33}^2 P_{44} + \frac{1}{2} (\epsilon_{11}^2 - \epsilon_{33}^2) & 0 & 0 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} \epsilon_{11}^2 P_{14} & 0 & 0 \\ 0 & -\epsilon_{11}^2 P_{14} & \epsilon_{11} \epsilon_{33}^2 P_{44} + \frac{1}{2} (\epsilon_{11}^2 - \epsilon_{33}^2) \\ 0 & \epsilon_{11} \epsilon_{33}^2 P_{44} + \frac{1}{2} (\epsilon_{11}^2 - \epsilon_{33}^2) & 0 \end{bmatrix}$	
$u = (0, 0, u_z)$		
$\begin{bmatrix} \epsilon_{11}^2 \left(P_{13} + \frac{\gamma_{13} \epsilon_{33}}{\epsilon_{33}^2} \right) & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{11}^2 \left(P_{13} + \frac{\gamma_{13} \epsilon_{33}}{\epsilon_{33}^2} \right) & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{33}^2 \left(P_{33} + \frac{\gamma_{33} \epsilon_{33}}{\epsilon_{33}^2} \right) \end{bmatrix}$		
$q = \langle 0, q_y, 0 \rangle$	$q = \langle q_x, 0, 0 \rangle$	
$u = (u_x, 0, 0)$	$u = (u_x, 0, 0)$	
$\begin{bmatrix} 0 & \epsilon_{11}^2 P_{66} & \epsilon_{11} \epsilon_{33}^2 P_{41} \\ \epsilon_{11}^2 P_{66} & 0 & 0 \\ \epsilon_{11} \epsilon_{33}^2 P_{41} & 0 & 0 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} \epsilon_{11}^2 P_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{11}^2 P_{12} & \epsilon_{11} \epsilon_{33}^2 P_{41} \\ 0 & \epsilon_{11} \epsilon_{33}^2 P_{41} & \epsilon_{33}^2 P_{31} \end{bmatrix}$	
$q = \langle 0, q_y, q_z \rangle$		
$u = (u_x, 0, 0)$		
$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 & \epsilon_{11}^2 (P_{14} + P_{66}) & \epsilon_{11} \epsilon_{33}^2 (P_{41} + P_{44}) + \frac{1}{2} (\epsilon_{11}^2 - \epsilon_{33}^2) \\ \epsilon_{11}^2 (P_{14} + P_{66}) & 0 & 0 \\ \epsilon_{11} \epsilon_{33}^2 (P_{41} + P_{44}) + \frac{1}{2} (\epsilon_{11}^2 - \epsilon_{33}^2) & 0 & 0 \end{bmatrix}$		
$q = \langle 0, q_y, -q_z \rangle$		
$u = (u_x, 0, 0)$		
$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 & \epsilon_{11}^2 (P_{66} - P_{14}) & \epsilon_{11} \epsilon_{33}^2 (P_{41} - P_{44}) - \frac{1}{2} (\epsilon_{11}^2 - \epsilon_{33}^2) \\ \epsilon_{11}^2 (P_{66} - P_{14}) & 0 & 0 \\ \epsilon_{11} \epsilon_{33}^2 (P_{41} - P_{44}) - \frac{1}{2} (\epsilon_{11}^2 - \epsilon_{33}^2) & 0 & 0 \end{bmatrix}$		

二、测试原理

布里渊散射对各向异性晶体弹性张量与压电张量的各独立分量进行测试的基本根据, 是人们所知的压电增劲 Christoffel 方程^[5]:

$$\rho v^2 u_k = l_{ik} \left(C_{kL}^E + \frac{[e_{ki} l_i] [l_j e_{jL}]}{l_i \epsilon_{ij}^s l_j} \right) l_{Lj} u_j, \quad (4)$$

式中 v 为声速; C_{kL}^E 为弹性常数; e_{kj} 为压电数; ρ 为密度; ϵ_{ij}^s 为常应变下的介电常数; $l_{ik} = \vec{l}_i$ 的矩阵表示为

$$[l_{ik}] = \begin{bmatrix} L_x & 0 & 0 & 0 & L_z & L_y \\ 0 & L_y & 0 & L_z & 0 & 0 \\ 0 & 0 & L_z & L_x & L_x & 0 \end{bmatrix},$$

l_i 是声波矢 q 在 i 方向的方向余弦。

$$k=1, 2, \dots, 6.$$

对于 $3m$ 对称性的 LiNbO₃ 晶体, 独立的弹性常数 C_{kL}^E 有 6 个, 独立的压电常数 e_{ki} 有 4 个。利用布里渊散射, 由频移 Ω (即声频率)、入射光波长 λ 与散射角 θ , 按照能量守恒与动量守恒的关系式

$$\Omega = v(2\pi/\lambda)(n_i^2 + n_s^2 + 2n_i n_s \cos \theta)^{1/2}, \quad (5)$$

即可测得某种几何配置下的声速。式中 n_i 与 n_s 分别为对入射光与散射光的折射率。恰当的选取各种几何配置, 测出相应的声速, 根据 (4) 式即可得到包括所有独立弹性常数与压电常数的方程组, 从而解出全部独立的弹性常数与压电常数。

三、实验装置和结果

如图 1 所示, 整个系统放在一个防震台上。由 Ar⁺ 激光器输出的激光沿光路 2 构成 180° 散射系统, 沿光路 1 构成 90° 散射系统。散射光由 L_2 收集并经由透镜 L_3 、 L_4 和针孔 P_1 构成的空间滤波器进入三通法布里-珀罗干涉仪。到达光电倍增管的散射光被放大、甄别后, 输送到数据处理与稳定系统, 结果由示波器显示或打印系统给出。

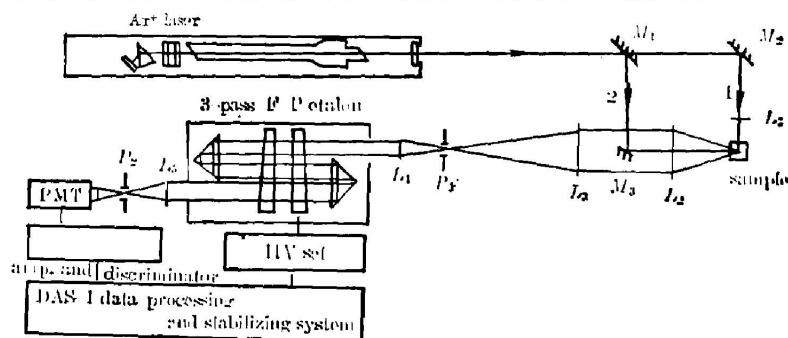


Fig. 1 Experiment setup of Brillouin scattering

对应于 5145 Å 光波长的 LiNbO₃ 晶体的折射率是 $n_e = 2.238$, $n_o = 2.310$ ^[6]。介电常数

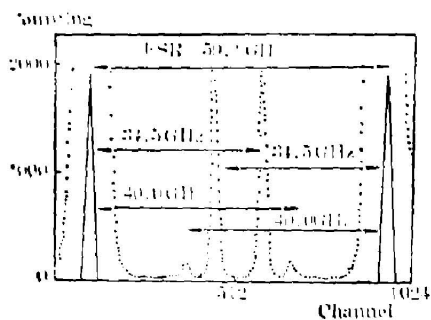
$(\epsilon_{11}/\epsilon_0) = (\epsilon_{33}/\epsilon_0) = 44$, $(\epsilon_{33}/\epsilon_0) = 29$, 密度 $\rho = 4.7 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$ 。由布里渊散射可测得热声子的频率和波长, 并由(4)式求得相应的声速。声速的精度在 0.5%。在温度 18°C 时所测各声速值列于表 2。由表 1 列出的布里渊张量可以确定散射光的偏振态, 帮助确定声模式。由测得的声速及(4)式, 我们计算出 LiNbO_3 晶体全部独立的弹性常数和压电常数, 列于表 3。

Table 2 Sound speed in LiNbO_3 crystals obtained by Brillouin scattering

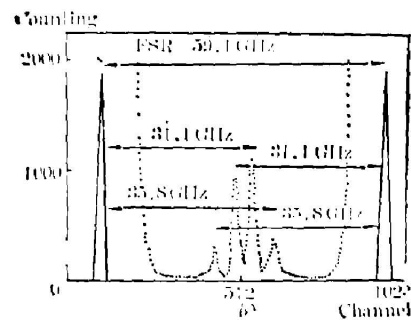
sound wave vector	sound mode	sound speed (m/s)	sound speed ^[4]	sound wave vector	sound mode	sound speed (m/s)	sound speed ^[4]
$\langle q_x, 0, 0 \rangle$	L	6571	6543		qL	7229	7315
$\langle 0, q_y, 0 \rangle$	qL	6835	6770	$\langle 0, q_y, q_z \rangle$	qT	3985	3990
	qT	4473	4470		T	3985	3997
	T	3904	3905		qL	6851	
$\langle 0, 0, q_z \rangle$	L	7229	7308	$\langle 0, q_y, -q_z \rangle$	qT	4003	
	T ₁	3607	3562		T	3502	
	T ₂	3555	3562		qL	6711	
$\langle q_x, 0, q_z \rangle$	qT	3820		$\langle q_x, q_y, 0 \rangle$	qL	6711	
$\langle q_x, 0, -q_z \rangle$	qT	3938		和 $\langle q_x, -q_y, 0 \rangle$	qT	3949	

Table 3 Elastic and piezoelectric constants of LiNbO_3 crystals

	elastic constants. (10^{11} N/m^2)			piezoelectric constants (c/m ²)			
	this paper	ref. ^[2]	ref. ^[7]		this paper	ref. ^[2]	ref. ^[7]
C_{11}^E	2.03	2.01	2.06	e_{15}	3.50	3.70	3.7
C_{22}^E	0.598	0.579	0.52	e_{22}	2.70	2.26	2.3
C_{33}^E	0.590	0.711	0.74	e_{31}	0.86	0.53	0.14
C_{44}^E	0.082	0.094	0.088	e_{33}	1.57	1.71	1.36
C_{55}^E	2.42	2.40	2.45				
C_{66}^E	0.603	0.596	0.60				
C_{66}^E	0.716	0.716	0.77				



(a)



(b)

Fig. 2 Brillouin spectra in the 180° back scattering scheme

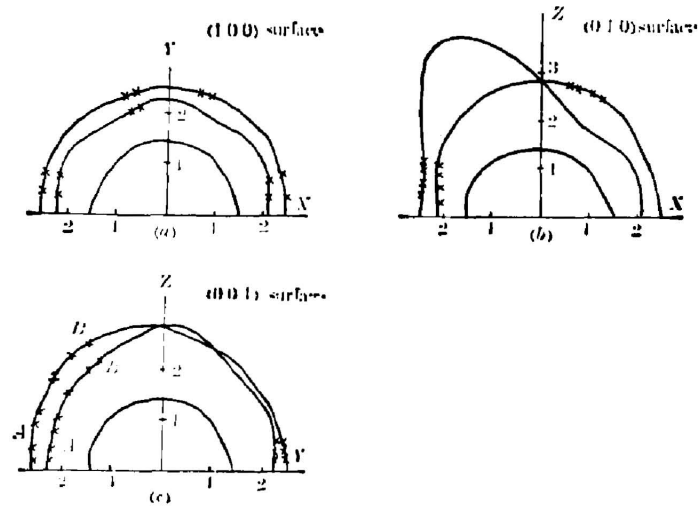


Fig. 3 Slowness surfaces of $3m$ -symmetry LiNbO₃ crystals.
Dots represent measured values

我们用获得的弹性常数和压电常数计算了 LiNbO₃ 晶体在(1 0 0)、(0 1 0)和(0 0 1)面的慢度曲线。此外,又用 180° 背散射几何配置测量了这三个面中的声速。实验图谱如图 2 所示,其中图 2(a) 表示声波矢 $\mathbf{q} = |\mathbf{q}| \langle 0, -\cos 4.11^\circ, \sin 4.11^\circ \rangle$ 时的谱,图 2(b) 表示声波矢 $\mathbf{q} = |\mathbf{q}| \langle 0, -\cos 57.39^\circ, \sin 57.39^\circ \rangle$ 时的谱。图 3 表明了本文计算的慢度以及背散射实验所得结果两者是一致的。这表明本文的实验系统是稳定的,同时表明测得的声速、弹性常数和压电常数是可靠的。

四、讨 论

(1) 为了比较,表 3 中列出了文献[2]、[7]的数据,分别为超声技术与 He-Ne 激光和光栅光谱仪构成的布里渊散射的实验结果。数值的差异是可以预料的。因为,一方面是样品不同,必然反映为实验结果的差异^[7,8]。正因为这样,存在着用布里渊散射研究晶体参杂与制备工艺条件的可能性。另一方面是对同一晶体样品用不同测试手段时结果也会有所不同,如超声技术的频率一般在 10⁷ Hz 量级,而布里渊谱的频移一般在 10¹⁰ Hz 量级。

(2) 由本文的实验可见,用布里渊散射在一定几何配置下,可以同时测出各向异性晶体的弹性常数和压电常数的全部独立分量,并通过自洽的方法检验其可靠性。进一步通过确定布里渊谱的强度比和宽度,还可以获得特超声下晶体的弹光系数,电光系数和热声子寿命。可见,布里渊散射不只在基础研究方面,而且在检测方面,可以成为固体材料性能测试的重要手段。特别是布里渊散射用的样品体积可以很小,加工较易,无破坏性,配置一定的环境条件如温度、压力、电磁场等,能够对材料进行多方面的研究。因此,进一步研究布里渊散射对于材料科学的基础研究和应用研究是具有重要意义的。

本文得到了同济大学固体物理研究室徐永晨、张继昌同志的帮助。LiNbO₃ 晶体加工得

到了上海交通大学周亭亭同志的热诚帮助。作者在此表示衷心感谢。

参 考 文 献

- [1] H. Z. Cummins 等;《激光的物理应用(激光手册之五)》, (主编 F. T. 阿雷克等; 科学出版社, 1979)。
- [2] R. J. O'Brien *et al.*; 《*Proc. 1st Intern. Conf. on Light Scattering in Solids*》, (Flammarion, Paris, 1969)。
- [3] D. F. Nelson *et al.*; 《*Proc. 2nd Intern. Conf. on Light Scattering in Solids*》, (Flammarion, Paris, 1971)。
- [4] D. A. Pinnow;《非线性光学和材料(激光手册之四)》, (主编 F. T. 阿雷克等; 科学出版社, 1978)。
- [5] B. A. 奥尔特;《固体中的声场和波》, (科学出版社, 1982)。
- [6] N. L. Rowell; *Ph. D. thesis* (Dorendo University, Canada, 1978)。
- [7] 刘翥等;《声学学报》, 1980, 2, No. 2, 134。
- [8] J. G. Bergman *et al.*; *App. Phys. Lett.*, 1968, 12, No. 3 (Feb), 92。

Brillouin scattering in LiNbO_3 crystals and measurements of elastic and piezoelectric constants

ZHOU WEIQING AND ZHAO MINGZHOU

(Pohi-Institute of Solid State Physics, Tongji University, Shanghai)

(Received 20 May 1985; revised 12 August 1985)

Abstract

In addition to photo-elastic effect, we have also considered rotation and electro-optic effects in calculating Brillouin tensors of LiNbO_3 crystals. After careful design and adjustment of the experiment system, Brillouin spectra of LiNbO_3 crystals were measured in the 90° scattering scheme. We measured all independent elastic and piezoelectric constants of LiNbO_3 crystals made in China in the hypersonic region. The spatial were also measured in the 180° back scattering scheme. Experimental results are in good agreement with calculations.