

# 氧化碲声光偏转器的布拉格 带宽和扫描线性问题\*

徐 介 平

## 提 要

按声光偏转器的实际使用情况在入射光方向  $\vartheta_1$  固定不变的条件下求解反常布拉格绕射的 Dixon 方程, 得到起作用超声方向  $\vartheta_2$  和绕射光方向  $\vartheta_2$  随频率  $f$  的变化关系。由  $\vartheta_2-f$  关系可精确决定声光偏转器的布拉格带宽和换能器长度等重要设计参数。所解出的  $\vartheta_2-f$  关系具有良好的线性, 因而以往所作关于矫正扫描线性的探讨显得多余。

## 一、引 言

自从氧化碲材料问世以来<sup>[1]</sup>, 由于在此材料中沿 [110] 方向(或偏离此方向的角度不太大时)传播的切变波(振动方向沿  $[\bar{1}10]$ )具有特别小的声速, 因而可望制成小型、高效率的声光偏转器, 特别在采用反常布拉格绕射的原理后<sup>[2]</sup>, 可以显著地增大布拉格带宽而制成宽带器件, 从而达到相当大的可分辨点数。Warner 等人首先提出了沿轴型氧化碲声光偏转器<sup>[3]</sup>, 它虽具有小型和高效率的优点, 但还存在下列缺点: (1) 在工作频带内绕射光强出现明显的凹坑; (2) 入射光需用右旋圆偏振光, 光学系统复杂, 使用不方便; (3) 对于长波长激光(例如常用的 He-Ne 激光)工作频率太低, 难于获得较大的换能器带宽。在对氧化碲的声学、光学和声光性质作了系统研究后, Yano 等人进一步提出了离轴型氧化碲声光偏转器, 它既保持了小型和高效率的优点, 而且克服了沿轴型偏转器的缺点<sup>[4,5]</sup>, 从而制成了小型、高效率、可分辨点数很大而且使用方便的高性能声光偏转器, 受到了广泛的重视。

但是以往的研究(无论是沿轴型还是离轴型)都是在超声方向  $\vartheta_2$  固定不变的条件下求解反常布拉格绕射的基本方程(称为 Dixon 方程), 得到入射光方向  $\vartheta_1$  和绕射光方向  $\vartheta_2$  随频率  $f$  的变化关系<sup>[3,4]</sup>。从这些结果不能精确决定布拉格带宽和换能器长度  $L$  (即声光相互作用长度), 事实上不同的作者所取  $L$  的数值有很大的差异<sup>[3,4,6]</sup>, Podmaniczky 虽曾讨论过  $L$  的选取问题<sup>[6]</sup>, 但他所依据的原则不妥, 因为他混淆了入射光发射角  $\Delta\vartheta_1$  和超声发射角  $\Delta\vartheta_2$ , 而在反常布拉格绕射中, 这两者是不相等的。另外在  $\vartheta_2$  不变的条件下解出的  $\vartheta_1-f$  关系具有明显的非线性, 因而提出了扫描线性的补偿问题<sup>[7]</sup>。

然而声光偏转器的实际使用情况是入射光方向  $\vartheta_1$  保持不变, 而通过限制换能器长度

\* 1977年11月17日收到。

$L$  使超声方向具有一定的发射角  $\Delta\vartheta_a$ , 从而可在较大的频率范围内提供满足 Dixon 方程的超声方向, 亦即得到较大的布拉格带宽, 因此一个符合实际使用情况的解法应该是在  $\vartheta_1$  固定不变的条件下求解 Dixon 方程.

## 二、离轴型氧化碲偏转器 Dixon 方程的一般形式

如 Dixon 指出<sup>[2]</sup>, 反常布拉格绕射的基本方程可由动量(或波矢量)三角形闭合条件

$$\mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_1 \pm \mathbf{K} \quad (1)$$

导出.  $\mathbf{k}_1$ ,  $\mathbf{k}_2$  和  $\mathbf{K}$  分别为入射光、绕射光和超声波的波矢量, 其模分别为

$$k_1 = \frac{2\pi n_1(\vartheta_1)}{\lambda}; \quad k_2 = \frac{2\pi n_2(\vartheta_2)}{\lambda}; \quad K = \frac{2\pi}{\Lambda} = \frac{2\pi}{v(\vartheta_a)} \cdot f. \quad (2)$$

其中  $\vartheta_1$  和  $\vartheta_2$  分别为入射光  $\mathbf{k}_1$  和绕射光  $\mathbf{k}_2$  与光轴之间的夹角, 而  $\vartheta_a$  为  $\mathbf{K}$  与  $[110]$  方向之间的夹角, 即超声离轴角;  $\lambda$  为光在真空中的波长,  $f$  为超声频率,  $v(\vartheta_a)$  为沿  $\vartheta_a$  方向的声速; 对于反常布拉格绕射, 入射光和绕射光的偏振状态不同, 故入射光折射率  $n_1(\vartheta_1)$  不等于绕射光折射率  $n_2(\vartheta_2)$ , 从而  $k_1 \neq k_2$ .

由闭合条件(1), 根据余弦定理易得(见图 1):

$$\begin{aligned} \sin \vartheta_i &= \frac{K}{2k_1} \left[ 1 + \frac{1}{K^2} (k_1^2 - k_2^2) \right]; \\ \sin \vartheta_d &= \frac{K}{2k_2} \left[ 1 - \frac{1}{K^2} (k_1^2 - k_2^2) \right]. \end{aligned} \quad (3)$$

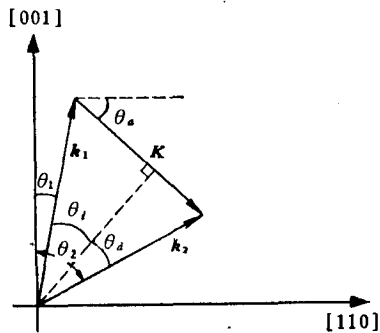


图 1

其中  $\vartheta_i$  和  $\vartheta_d$  分别为入射光和绕射光与超声波波面之间的夹角, 由图 1 可见它们和  $\vartheta_1$ ,  $\vartheta_2$  和  $\vartheta_a$  (所有的  $\vartheta$  角均指在介质内的角度) 之间的关系为

$$\vartheta_i = \pm (\vartheta_a - \vartheta_1); \quad \vartheta_d = \pm (\vartheta_2 - \vartheta_a). \quad (4)$$

其中“+”号对应于图 1 所示的情况, 相当于闭合条件  $\mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_1 + \mathbf{K}$ ; 而“-”号对应于图 1 中  $\mathbf{k}_1$  和  $\mathbf{k}_2$  互换位置的情况, 相当于闭合条件  $\mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_1 - \mathbf{K}$ . 将(4)和(2)式代入(3)式易得

$$\begin{aligned} \sin \pm (\vartheta_1 - \vartheta_a) &= \frac{\lambda}{2n_1(\vartheta_1)v(\vartheta_a)} \left\{ f + \frac{v^2(\vartheta_a)}{\lambda^2 f} [n_1^2(\vartheta_1) - n_2^2(\vartheta_2)] \right\}; \\ \sin \pm (\vartheta_a - \vartheta_2) &= \frac{\lambda}{2n_2(\vartheta_2)v(\vartheta_a)} \left\{ f - \frac{v^2(\vartheta_a)}{\lambda^2 f} [n_1^2(\vartheta_1) - n_2^2(\vartheta_2)] \right\}, \end{aligned} \quad (5)$$

氧化碲单晶为左旋正单轴晶体, 既有双折射又有旋光性, 当  $\vartheta_1$  和  $\vartheta_2$  不太大时, 如文献[3]指出:  $n_1(\vartheta_1)$  和  $n_2(\vartheta_2)$  可近似地表示为(由(6)式不难画出入射光和绕射光的折射率曲面或  $\mathbf{k}$  曲面)

$$\frac{n_1^2(\vartheta_1)\cos^2\vartheta_1}{n_0^2(1+\delta)^2} + \frac{n_1^2(\vartheta_1)\sin^2\vartheta_1}{n_c^2} = 1; \quad \frac{n_2^2(\vartheta_2)\cos^2\vartheta_2}{n_0^2(1-\delta)^2} + \frac{n_2^2(\vartheta_2)\sin^2\vartheta_2}{n_0^2} = 1. \quad (6)$$

其中  $\delta$  由旋光率  $\rho$  (单位取 deg/mm) 决定(文献[3]中给出的  $\delta$  和  $\rho$  的关系式似有误)

$$\delta = \frac{n_1(0) - n_2(0)}{2n_0} = \frac{\lambda\rho}{360 \cdot n_0}. \quad (7)$$

(7)式中 $\lambda$ 应以“mm”为单位。应该注意在写出(6)和(7)式时已利用了氧化碲为左旋正单轴晶体的性质,我们知道采用反常布拉格绕射的声光偏转器要求入射光取慢模(即折射率较大的本征模),故 $n_1(\vartheta_1)$ 对应于 $e$ 光或右旋光( $n_1(0) = n_r$ )。对于负单轴晶体,则应将(6)式改写为

$$\frac{n_1^2(\vartheta_1)\cos^2\vartheta_1}{n_0^2(1+\delta)^2} + \frac{n_1^2(\vartheta_1)\sin^2\vartheta_1}{n_0^2} = 1; \quad \frac{n_2^2(\vartheta_2)\cos^2\vartheta_2}{n_0^2(1-\delta)^2} + \frac{n_2^2(\vartheta_2)\sin^2\vartheta_2}{n_c^2} = 1. \quad (6')$$

亦即下标1常对应于慢模(入射光),而按(7)式 $\delta$ 常为正(文献[3]提出折射率公式仍取(6)式,但 $\delta$ 取为负,这样对负晶体将为下标2对应于慢模(入射光),从而下面导出的基本方程(9)和(10)要作相应改变,否则容易导致混乱)。

由于通常 $\rho \sim 10^2$ ,按(7)式,通常 $\delta < 10^{-3}$ ,故可忽略 $\delta^2$ 以上的项,又 $\vartheta_1$ 和 $\vartheta_2$ 一般在 $4^\circ$ 和 $6^\circ$ 附近(见后),故可忽略 $\sin^4\vartheta$ 以上的项,此时(6)式可简化为

$$n_1^2(\vartheta_1) \doteq n_0^2 \left[ 1 + 2\delta \cos^2\vartheta_1 + \frac{n_c^2 - n_0^2}{n_c^2} \sin^2\vartheta_1 \right];$$

$$n_2^2(\vartheta_2) \doteq n_0^2 [1 - 2\delta \cos^2\vartheta_1].$$

特别有

$$n_1^2(\vartheta_1) - n_2^2(\vartheta_2) \doteq n_0^2 \left[ 4\delta + \frac{n_c^2 - n_0^2}{n_c^2} \sin^2\vartheta_1 \right]. \quad (8)$$

将(8)式代入(5)式,最后得到离轴型氧化碲声光偏转器 Dixon 方程的一般形式为

$$\sin \pm (\vartheta_a - \vartheta_1) = \frac{\lambda}{2n_0v(\vartheta_a)} \left\{ f + \frac{n_0^2v^2(\vartheta_a)}{\lambda^2f} \left[ 4\delta + \frac{n_c^2 - n_0^2}{n_c^2} \sin^2\vartheta_1 \right] \right\}; \quad (9)$$

$$\sin \pm (\vartheta_2 - \vartheta_a) = \frac{\lambda}{2n_0v(\vartheta_a)} \left\{ f - \frac{n_0^2v^2(\vartheta_a)}{\lambda^2f} \left[ 4\delta + \frac{n_c^2 - n_0^2}{n_c^2} \sin^2\vartheta_1 \right] \right\}. \quad (10)$$

特别当取离轴角 $\vartheta_a = 0$ 时即得沿轴型偏转器的 Dixon 方程。

当取定 $\vartheta_a$ 后, $v(\vartheta_a)$ 可由下式决定<sup>[8,9]</sup>

$$v^2(\vartheta_a) = v_{[110]}^2 \cos^2\vartheta_a + v_{[001]}^2 \sin^2\vartheta_a, \quad (11)$$

此时对于任意频率 $f$ ,由求方程(9)的根可得到该频率时的入射角 $\vartheta_1$ ,代入方程(10)即可算出该频率时的绕射角 $\vartheta_2$ ,这样就可以得到 $\vartheta_1-f$ 和 $\vartheta_2-f$ 关系曲线。对于 $6328 \text{ \AA}$ 和 $\vartheta_a = 6^\circ$ 时的曲线见图2,图中上标(1)表示方程(9,10)取正号的解,上标(2)表示取负号的解(分别称为第一和第二组解); $f_0^{(1)} = 72 \text{ MHz}$ 和 $f_0^{(2)} = 138.6 \text{ MHz}$ 称为极值频率,此时入射角达到极值分别为 $\vartheta_1^{(1)} = 4.24^\circ$ 和 $\vartheta_1^{(2)} = 9.41^\circ$ ,在极值频率附近入射角 $\vartheta_1$ 的变化很小,因而易于获得较大的布拉格带宽;由于 $f_0^{(2)}$ 一般较大,而氧化碲对 $150 \text{ MHz}$ 附近的超声吸收已很大,故一般均工作于第一组解; $f_d$ 称为凹陷频率,此时两组解的 $\vartheta_2$ 相等,因而绕射光将发生再绕射,导致在 $f_d$ 附近绕射光强出现凹坑<sup>[3]</sup>。选取离轴角时不能太小也不能太大:太小就不能消除在前言中提及的沿轴型偏转器的缺点;太大则会引起另外一些问题:(1)工作频率太高,超声吸收严重;(2)超声波能量传播方向的偏离角太大<sup>[8]</sup>,从而沿通光方向晶体必须很长;(3)声速增大声光优值下降。对四种可见激光,经计算均以取 $\vartheta_a$

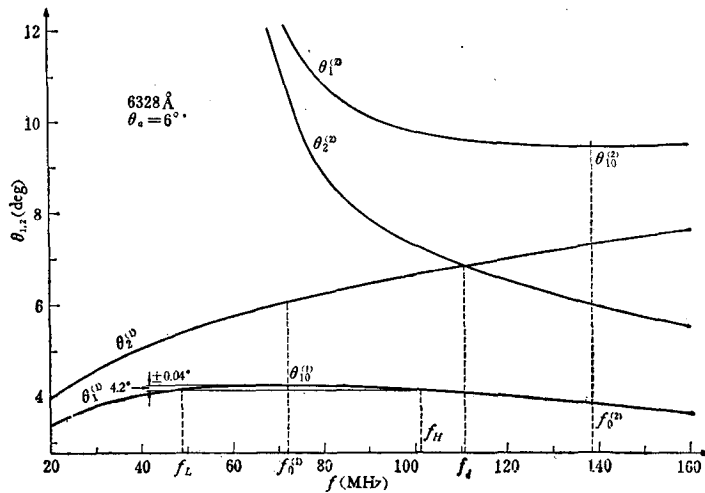


图 2

$= 6^\circ$  较为适宜。

由图 2 可见,对于  $6328 \text{ \AA}$  和  $\vartheta_a = 6^\circ$ ,当频率在 (48.8MHz, 101MHz) 范围内变化时,入射角的变化为  $4.2^\circ \pm 0.04^\circ$ ,即  $\Delta\vartheta_1 = 0.08^\circ$ ,在介质外则为  $\Delta\vartheta_1^{(e)} = n_1(\vartheta_1)\Delta\vartheta_1 \approx n_0 \cdot \Delta\vartheta_1 = 2.26 \times 0.08^\circ = 0.18^\circ \approx 3 \text{ mrad}$ ;声光偏转器在使用时总是先把激光扩束准直(通常至少扩束 5—10 倍),故入射光(设为高斯光束)的  $1/e^2$  发射角总不会超过  $0.3 \text{ mrad}$ ,因此实际使用情况确实可认为属于  $\vartheta_1$  固定不变的情况。Podmaniczky 曾假定  $\Delta\vartheta_a = \Delta\vartheta_1$  (但他考虑的是沿轴型情况  $\Delta\vartheta_1 = 0.073^\circ$ )<sup>[6]</sup>,并以此来确定换能器长度  $L$ ,这在理论上是错误的。由图 2 还可见,在  $\vartheta_a$  固定不变的条件下,解出的  $\vartheta_2$ - $f$  关系具有明显的非线性,这对实际使用极为不便,因而曾提出补偿措施<sup>[7]</sup>。

### 三、入射光方向固定时 Dixon 方程的解

如上节指出,声光偏转器的实际使用情况为入射角  $\vartheta_1$  固定不变,此时由 Dixon 方程可解出  $\vartheta_a$ - $f$  和  $\vartheta_2$ - $f$  关系;但应注意,此时  $\vartheta_a$  事先是不知道的,故不能先由 (11) 式算出  $\nu(\vartheta_a)$ ,而应对任意  $f$ ,将 (9) 和 (11) 式联立求根,得到该频率下的  $\vartheta_a$ ,再代入 (10) 式求出该频率下的  $\vartheta_2$ 。由于实际上只用第一组解,故求解时 (9) 和 (10) 式将只取正号。

计算所用原始数据为:声速  $\nu_{[110]} = 616 \mu\text{m}/\mu\text{s}$ ,  $\nu_{[001]} = 2104 \mu\text{m}/\mu\text{s}$ <sup>[10]</sup>;折射率和旋光率由文献 [11] 中给出的一系列实测数据,按二次插值法计算出四种可见激光波长下的值,列于表 1。

表 1

激光波长( $\text{\AA}$ )	$n_o$	$n_e$	$\rho(\text{deg}/\text{mm})$
6328	2.2597	2.4119	86.9
5145	2.3111	2.4732	155.95
4880	2.3299	2.4958	185.0
4416	2.3759	2.5494	262.8

在计算时,需要审慎选取  $\vartheta_1$  的值,因为  $\vartheta_1$  稍有变化,解出的  $\vartheta_a$  变化颇大,而如上节指出,我们希望  $\vartheta_a$  在  $6^\circ$  附近即  $\vartheta_a = 6^\circ$ . 图 3 给出  $6328 \text{ \AA}$  和  $\vartheta_1 = 4^\circ 11'$  时的计算结果. 可以用五个频率  $f_0, f_{L,2}$  和  $f_{L,H}$  来表征  $\vartheta_a-f$  关系: (1)  $\vartheta_a-f$  曲线在  $f_0$  处达到极小值  $\vartheta_{a0}$ ,  $f_0$  称为极值频率,并记  $\delta\vartheta_{a0} = \vartheta_a - \vartheta_{a0} = 6^\circ - \vartheta_{a0}$ , 它表示应具备的超声半发散角(总发散角为其两倍); (2) 在  $f_1$  和  $f_2$  处  $\vartheta_a$  恰好等于  $\vartheta_a = 6^\circ$ , 由于氧化碲单晶上粘贴换能器的平面与 (110) 面磨成  $6^\circ$  角,故在这两个频率处,起作用的超声最强; (3)  $f'_L$  和  $f'_H$  为  $\vartheta_a = \vartheta_a + \delta\vartheta_{a0} = 6^\circ + \delta\vartheta_{a0}$  时的两个频率,此时起作用的超声强度又降至与  $f_0$  处差不多(参阅下节).

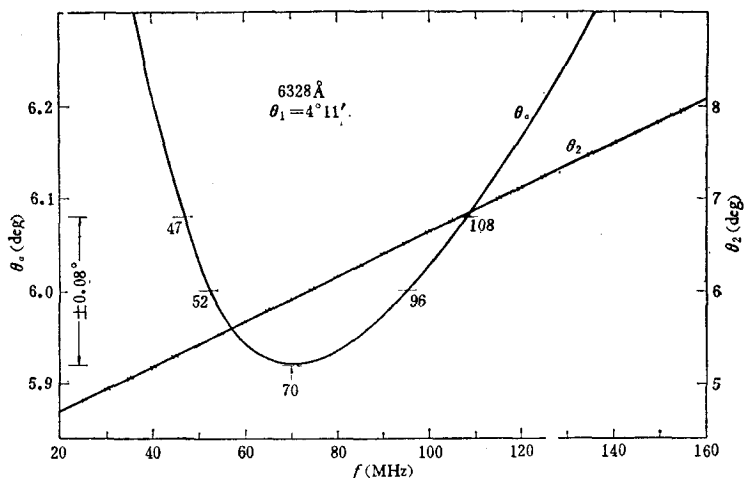


图 3

对于四种可见激光波长和一系列的  $\vartheta_1$  值,上述五个频率和超声半发散角  $\delta\vartheta_{a0}$  的计算结果列于表 2. 由表 2 可以得到下列结论:

1. 无论哪个波长,当  $\vartheta_1$  改变几分时,极值频率  $f_0$  实际上并不改变(变化非常小),故对一定激光波长,工作频率的大致范围是一定的.

2. 无论哪个波长,当  $\vartheta_1$  减小时,可取较大的超声半发散角  $\delta\vartheta_{a0}$ , 此时可获得较大的带宽.

3. 但是,为了保证在工作频带内绕射光强不出现凹坑,要求  $f_H < f_d$ , 因此  $\vartheta_1$  不能取得太小; 为了既保证  $f_H < f_d$  又有较大的带宽,对于这四种激光波长,  $\vartheta_1$  以分别取  $4^\circ 11'$ ,  $4^\circ 5'$ ,  $4^\circ 3'$  和  $3^\circ 58'$  为最佳,可称为最佳设计(在  $\vartheta_a = 6^\circ$  的条件下); 有意义的是在最佳设计时,超声半发散角都是

$$\delta\vartheta_{a0,opt} \doteq 0.08^\circ = 1.4 \text{ mrad.} \quad (12)$$

图 3 至图 6 给出对于四种激光波长分别取最佳设计时  $\vartheta_a-f$  和  $\vartheta_2-f$  关系曲线,由图可见无论对哪个激光波长,  $\vartheta_2-f$  曲线都具有十分良好的线性关系(为确切起见,在图中用符号“+”标出每隔 5MHz 一个的计算值,它们与直线的偏差非常小),事实上计算表明即使不取最佳设计,在  $\vartheta_1$  不变条件下解出的  $\vartheta_2-f$  关系都具有良好的线性,因此确实不需要作任何线性补偿.

表 2

激光波长和 $f_d(\vartheta_a = 6^\circ)$ 时	$\vartheta_1(\text{deg})$	$\delta\vartheta_{a0}(\text{deg})$	$f'_L(\text{MHz})$	$f_1(\text{MHz})$	$f_0(\text{MHz})$	$f_2(\text{MHz})$	$f'_H(\text{MHz})$
6328 Å $f_d = 110 \text{ MHz}$	4°9'	0.121°	42	48	70	102	119
	4°10'	0.100°	44	50	70	99	113
	4°11'	0.077°	47	52	71	95	107
	4°12'	0.056°	49	55	71	91	101
	4°13'	0.036°	53	58	71	87	94
5145 Å $f_d = 144 \text{ MHz}$	4°3'	0.122°	56	65	93	134	156
	4°4'	0.101°	59	67	94	130	149
	4°5'	0.078°	62	70	94	125	141
	4°6'	0.057°	66	73	94	121	134
	4°7'	0.037°	71	77	94	115	125
4880 Å $f_d = 159 \text{ MHz}$	4°1'	0.118°	62	71	101	144	167
	4°2'	0.094°	66	74	101	139	159
	4°3'	0.074°	69	77	101	135	151
	4°4'	0.054°	73	80	102	129	143
	4°5'	0.031°	79	85	102	122	132
4416 Å $f_d = 185 \text{ MHz}$	3°56'	0.113°	74	85	119	167	193
	3°57'	0.093°	78	88	120	162	185
	3°58'	0.072°	82	91	120	157	176
	3°59'	0.050°	87	96	120	150	165
	4°0'	0.029°	95	101	120	143	154

#### 四、换能器长度和布拉格带宽的精确决定

当换能器取单片结构时,超声强度的角分布由熟知的单缝绕射强度分布公式决定:

$$\frac{P_a(f)}{P_{a0}} = \left(\frac{\sin x}{x}\right)^2; \quad x = \frac{\pi L}{\lambda} \cdot \delta\vartheta_a = \frac{\pi L f}{v(6^\circ)} \cdot \delta\vartheta_a. \quad (13)$$

其中  $\delta\vartheta_a = |\vartheta_a - \vartheta_a| = |\vartheta_a - 6^\circ|$ , 而  $\vartheta_a$  为上节计算结果(如图 3 至图 6 所示),  $P_a(f)$  为在频率  $f$  处起作用的超声强度(即其方向  $\vartheta_a$  满足 Dixon 方程的超声强度),  $P_{a0}$  为  $\delta\vartheta_a = 0$  时(即在频率  $f_{1,2}$  处)的超声强度,由(11)式容易算出  $v(6^\circ) = 651 \mu\text{m}/\mu\text{s}$ . 根据上节算出的  $\vartheta_a-f$  关系,在选定  $L$  后由(13)式就可计算出  $\frac{P_a(f)}{P_{a0}}-f$  关系,从而可以完全解决布拉格带宽问题. 以下我们将着重讨论 4dB 布拉格带宽(即在工作频带内起作用超声强度的不均匀性为 4dB),由于当  $x = \frac{\pi}{2}$  时,  $\frac{P_a(f)}{P_{a0}} = \left(\frac{2}{\pi}\right)^2 = 0.406(-4\text{dB})$ ,故 4dB 布拉格带宽由条件

$$\frac{L f}{v(6^\circ)} \cdot \delta\vartheta_a = \frac{1}{2} \quad (14)$$

决定.

我们将根据在极值频率  $f_0$  处起作用超声强度下降 4dB 来选取  $L$ (此时 4dB 布拉格带宽最大),  $\delta\vartheta_{a0}$  取(12)式给出的最佳设计时的值  $\delta\vartheta_{a0, \text{opt}} = 1.4 \text{ mrad}$ , 易得

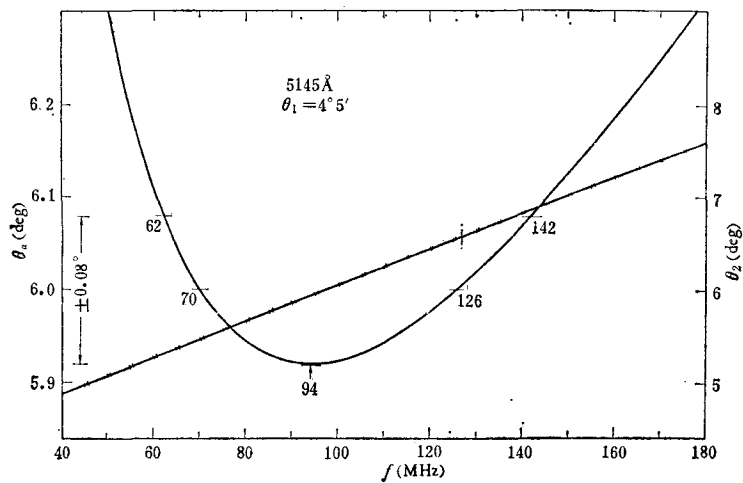


图 4

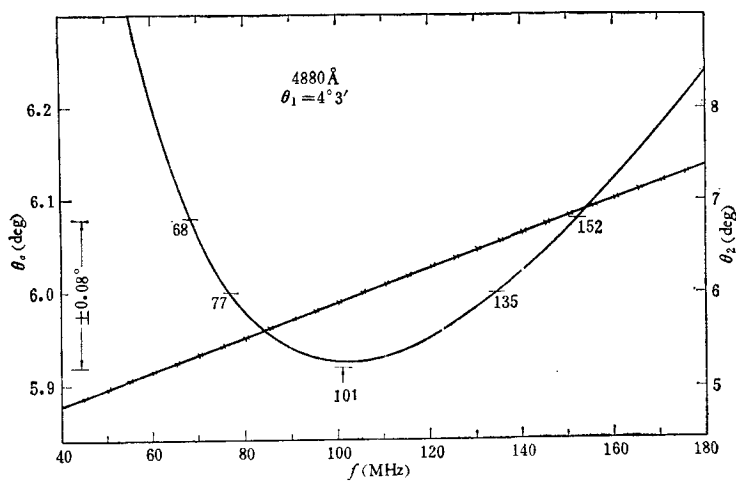


图 5

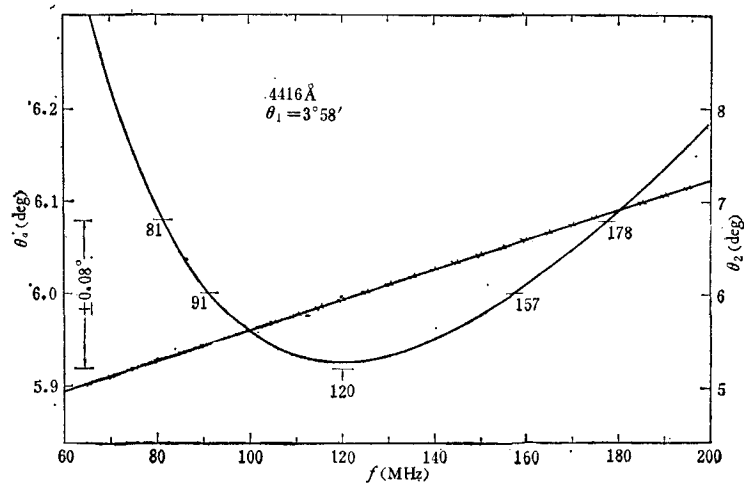


图 6

$$L(\text{mm}) = \frac{651}{2.8f_0}$$

由表 2 给出的  $f_0$  即可算出  $L$ , 如表 3 所示.

如上指出, 在选定  $L$  后当然可计算出  $\frac{P_a(f)}{P_{a0}}-f$  关系, 但在实用上一般只需确定 4dB 布拉格带宽的低端频率  $f_L$  和高端频率  $f_H$  就够了, 为此我们把 (14) 式改写成

$$\frac{651}{2 \cdot f(\text{MHz})L(\text{mm})} \times 0.0573 = \delta\vartheta_a. \quad (15)$$

上式右方为由上节  $\vartheta_a$  的计算值得到的  $\delta\vartheta_a$ , 左方乘以 0.0573 是把 mrad 换算成 deg, 由求方程 (15) 的根就可以得到 4dB 布拉格带宽的两端频率  $f_L$  和  $f_H$ , 如表 3 所示, 表 3 还给出下列数据:  $\Delta f = f_H - f_L$ ,  $f_c = \frac{f_H + f_L}{2}$  和  $\frac{\Delta f}{f_c}$ , 这些数据将为换能器设计提供依据.

最后来验证上面给出的工作频带 ( $f_L, f_H$ ) 全部进入布拉格绕射区, 为此要求低端  $Q$  值:

$$Q^{(L)} \equiv 2\pi \frac{L}{L_0^{(L)}} \geq 4\pi, \quad \text{或} \quad L \geq 2L_0^{(L)}.$$

其中  $L_0^{(L)} \equiv \frac{n_0 \Delta l^2}{\lambda} = \frac{n_0 v^2 (6^\circ)}{\lambda f_L^2}$  为低端特征长度. 按以上所选取的  $L$  和  $f_L$ ,  $L_0^{(L)}$  和  $Q^{(L)}$  的计算值亦列于表 3, 可见在低端亦已充分进入布拉格绕射区.

表 3

激光波长 $\lambda$ (Å)	$f_0$ (MHz)	$L$ (mm)	$f_L$ (MHz)	$f_H$ (MHz)	$\Delta f$ (MHz)	$f_c$ (MHz)	$\frac{\Delta f}{f_c}$	$L_0^{(L)}$ (mm)	$Q^{(L)}$
6328	71	3.3	44	104	60	74	0.81	0.78	27
5145	94	2.5	59	137	78	98	0.80	0.55	29
4880	101	2.3	65	147	82	106	0.78	0.48	30
4416	120	1.94 ± 2.0	77	172	95	125	0.76	0.39	32

以上的讨论针对 4dB 布拉格带宽, 按同样的思路可讨论 3dB 或 1dB 布拉格带宽, 此时  $L$  要大些, 但带宽  $\Delta f$  较小.

由以上讨论可见, 按声光偏转器的实际使用情况, 在  $\vartheta_1$  保持不变的条件下求解 Dixon 方程, 将为氧化碲声光偏转器的设计和使用提供重要数据, 按本文的计算结果可对氧化碲偏转器的各项参数作出合理选择.

## 参 考 文 献

- [1] G. Arlt and H. Schweepe, *Solid State Commun.*, **6**(1968), 783.
- [2] R. W. Dixon, *IEEE J. Quan. Electron.*, **QE-3**(1967), 85.
- [3] A. W. Warner, D. L. White and W. A. Bonner, *J. Appl. Phys.*, **43**(1972), 4489.
- [4] T. Yano, M. Kawabuchi, A. Fukumoto and A. Watanabe, *Appl. Phys. Lett.*, **26**(1975), 689.
- [5] 渡部、屋野、川淵, 日经エレクトロニクス, 第 115 期, 1975 年 8 月, 76 页.
- [6] A. Podmaniczky, *Opt. Commun.*, **16**(1976), 161.
- [7] M. Kawabuchi, A. Fukumoto and H. Hayami, *Appl. Opt.*, **14**(1975), 15.
- [8] Y. Ohmachi, N. Uchida and N. Niizeki, *J. Acoust. Soc. Am.*, **51**(1972), 164.



- [9] B. A. Auld, *Acoustic Fields and Waves in Solids* Vol. I, John Wiley & Sons, Inc. (1973).  
[10] Y. Ohmachi and N. Uchida, *J. Appl. Phys.*, 41(1970), 2307.  
[11] N. Uchida, *Phys. Rev. B*, B4(1971), 3736.

## THE BANDWIDTH AND SCANNING LINEARITY OF PARATELLURITE ACOUSTO-OPTICAL DEFLECTORS

XU JIE-PING

### ABSTRACT

According to the actual practical condition of acousto-optical deflectors, by solving Dixon equations of abnormal Bragg diffraction under the condition of fixed incident light direction  $\vartheta_1$ , the functional dependences of the ultrasonic wave direction  $\vartheta_a$  which gave rise the acousto-optical interaction and the diffraction light direction  $\vartheta_2$  on the frequency  $f$  are obtained. From the  $\vartheta_a$ - $f$  relationship, the important design parameters, i.e., the Bragg bandwidth and the transducer length, can be determined accurately. The  $\vartheta_2$ - $f$  relationship shows good linearity, hence the previously proposed corrections on scanning linearity appear to be unnecessary.