积）$N\cdot\frac{1}{\tau}=\frac{\Delta f}{R}$ 即仅决定于工作带宽 Δf（R 为一取值在 1～2.5 间的常数，由光束特性和可分辨判据决定），它包括换能器带宽和布喇格带宽。当换能器取单片结构时，为了提高布喇格带宽只能减小 L，可以证明为了同时获得 1 分贝布喇格带宽和整个频带均进入布喇格衍射区，L 的选取和所能达到的相对带宽 $\Delta F\equiv\frac{\Delta f}{f_0}$ 分别为（$L_0^{(c)}$ 为中心频率处的特征长度）

$$L=3L_0^{(c)} \quad 和 \quad \Delta F=0.35$$

而为了获得 4 分贝布喇格带宽和全部进入布喇格区

$$L=4L_0^{(c)} \quad 和 \quad \Delta F=0.56$$

单片结构的超声利用率很低，更有效的办法是把换能器分片，并利用多束超声干涉加强的方向来完成声光互作用，此方向是随频率变化的，因而可在一定程度上自动跟踪布喇格角，此时必须合理选取各片换能器的中心距 s，当分片不是太多时（例如 4 片或 6 片），$s=1.2L_0^{(c)}$。

除衍射光强 I_d 外调制器的指标只是调制速度，对于脉冲调制器希望 $\frac{I_d}{t_r}$ 达到最大（t_r 为光脉冲上升时间），而对于正弦型调制器则希望 $I_d\cdot f_m$（f_m 为 3 分贝调制带宽）达到最大，可以证明两者均在

$$a\equiv\frac{\Delta\phi}{\Delta\vartheta}=\frac{\frac{4}{\pi}\ \frac{\lambda}{d_0}}{\Delta/L}=\frac{4\lambda L}{\pi d_0\Delta}=1.5$$

时达到最佳值；结合零级光和衍射光的角分离条件（f_0 为载波频率）

$$\frac{\lambda}{v}f_0\geqslant 2\times\frac{4}{\pi}\ \frac{\lambda}{d_0}$$

容易得到

$$L=3L_0,\quad t_r\approx\frac{2}{f_0},\quad f_m=\frac{1}{4}f_0$$

最后应该指出：声光器件用作偏转器和调制器所依据的工作原理和器件结构是一样的，因此只要在设计上作适当考虑，一个声光器件可有效地同时起偏转和调制作用，并已得到许多巧妙的应用。

声光器件的工作原理和设计方法

(II) 反常布喇格衍射器件

北京工业大学　徐介平

反常器件的特征在于入射光和衍射光具有不同的偏振状态，因而必有 $n_1\neq n_2$ 或 $k_1\neq k_2$，按反常布喇格衍射原理工作的声光偏转器总取 $k_1>k_2$（即入射光取相速较小的本征模），而且工作在超声 $\boldsymbol{K}$ 方向与衍射光 $\boldsymbol{k}_2$ 方向互相垂直的状态附近，由简单作图易见此时 $\boldsymbol{K}$ 方向的很小变化（即很小的超声发散角 $\Delta\vartheta_a$）可引起很大的 $\boldsymbol{k}_2$ 方向的改变（即很大的扫描角 $\Delta\alpha$），亦即反常器件易于获得较大的布喇格带宽从而得到很大的可分辨点数。对于属 422 晶类的 TeO_2 单晶，当超声波为沿 [110] 方向传播且质点振动沿[$\bar{1}$10]方向的切变波时，不仅确可使衍射光的偏振状态与入射光不同（这要求相应的形变 S_{kl} 能改变折射率椭球主轴的方向），而且此切变波的声速仅为 616 米/秒，比固体内一般声速要小 5～6 倍，声速小时特征长度 $L_0\equiv\frac{\Lambda^2}{\lambda}=\frac{v^2}{\lambda f^2}$ 很小而声光优值 $M_2\equiv\frac{n^6p^2}{\rho v^3}$ 很大，因此按反常布喇格衍射工作的 TeO_2 声光偏转器将具有小型、高效率且可分辨点数很大等优点。

但当 $\boldsymbol{K}$ 方向严格沿 [110] 方向时（称为沿轴型），由于折射率曲面对[001]方向对称，入射光 $\boldsymbol{k}_1$ 按 $\boldsymbol{k}_2=\boldsymbol{k}_1+\boldsymbol{K}$ 衍射为 $\boldsymbol{k}_2$ 后，同样频率的超声可使 $\boldsymbol{k}_2$ 按 $\boldsymbol{k}_1'=\boldsymbol{k}_2+\boldsymbol{K}$ 发生再衍射，因此沿轴型器件的衍射效率在频带

中央有明显的凹陷；其次对沿轴型器件入射光必须为右旋圆偏振光，使用起来不太方便（特别对二维偏转系统需分别用 $\frac{1}{4}\lambda$ 和 $\frac{1}{2}\lambda$ 片）；最后对长波长激光（包括常用的 He-Ne 激光）沿轴型器件的工作频率太低，仍难于得到较大的带宽。使 $\boldsymbol{K}$ 方向稍偏离 [110] 方向（它们间的夹角 ϑ_a 称为离轴角）可以消除上述缺点并称为离轴型器件，但为了恰当选择 ϑ_a，必须对 TeO_2 单晶的声学和光学性质以及反常布喇格衍射的几何关系作全面的讨论和计算。

在 [110] 和 [001] 所组成的平面内，上述慢切变波的 $\frac{\boldsymbol{K}}{\Omega}$ 曲面简单地为一椭圆，由此可得

$$\begin{cases} v^2(\vartheta_a)=v^2_{[110]}\cos^2\vartheta_a+v^2_{[001]}\sin^2\vartheta_a \\ \vartheta_r=\varDelta+\vartheta_a \quad \text{而} \quad \operatorname{tg}\varDelta=\dfrac{v^2_{[001]}-v^2_{[110]}}{2v^2(\vartheta_a)}\cdot\sin 2\vartheta_a \end{cases}$$

其中 ϑ_r 为超声能量传播方向与 [110] 的夹角，且可算出下表：

ϑ_a (度)	0	4	6	8
$v(\vartheta_a)$（微米/微秒）	616	632	651	677
$\frac{M_2(\vartheta_a)}{M_2(0)}=\frac{v^3_{(0)}}{v^3_{(\vartheta_a)}}$	1	0.93	0.85	0.75
ϑ_r（度）	0	39.2	50.8	58.6

故 ϑ_a 增大后优值 M_2 将减小，而且 ϑ_r 急剧增大导致晶体尺寸必须显著加大，因此 ϑ_a 不能随意加大。

对 TeO_2 单晶光学性质的讨论和计算导致下列结论：为使入射线偏振 e 光的利用率（即它在慢本征模上的分量）大于 90%，入射角 ϑ_1 必须大于某个极小值 $\vartheta_{1,\min}$，其值如下表：

波　长　λ	1.064 微米	6328 埃	5145 埃	4880 埃	4416 埃
$\vartheta_{1,\min}$	2.1°	2.9°	3.4°	3.5°	3.9°

为使 $\vartheta_1>\vartheta_{1,\min}$，要求 ϑ_a 大于一定值，由下述 Dixon 方程的解决定。

反常布喇格衍射的几何关系与正常衍射有十分显著的不同，它由 Dixon 方程决定，此方程仍可由动量三角形闭合条件导出（但不再限制 $k_1=k_2$）：

$$\begin{cases} \sin\vartheta_i=\dfrac{K}{2k_1}\left[1+\dfrac{1}{K^2}(k_1^2-k_2^2)\right] \\ \sin\vartheta_d=\dfrac{K}{2k_2}\left[1-\dfrac{1}{K^2}(k_1^2-k_2^2)\right] \end{cases}$$

对于离轴型器件，角度间的关系为（ϑ_i 和 ϑ_d 为入射光和衍射光与超声波面间的夹角而 ϑ_1 和 ϑ_2 则为入射光和衍射光与 [001] 间的夹角）：

$$\begin{cases} \vartheta_i=\pm(\vartheta_a-\vartheta_1) \\ \vartheta_d=\pm(\vartheta_2-\vartheta_a) \end{cases}$$

$\pm$ 号分别对应于闭合条件 $\boldsymbol{k}_2=\boldsymbol{k}_1\pm\boldsymbol{K}$ 中的正负号，于是有

$$\begin{cases} \sin[\pm(\vartheta_a-\vartheta_1)]=\dfrac{\lambda}{2n_1(\vartheta_1)v(\vartheta_a)}\left\{f+\dfrac{v^2(\vartheta_a)}{\lambda^2 f}\left[n_1^2(\vartheta_1)-n_2^2(\vartheta_2)\right]\right\} \\ \sin[\pm(\vartheta_2-\vartheta_a)]=\dfrac{\lambda}{2n_2(\vartheta_2)v(\vartheta_a)}\left\{f-\dfrac{v^2(\vartheta_a)}{\lambda^2 f}\left[n_1^2(\vartheta_1)-n_2^2(\vartheta_2)\right]\right\} \end{cases}$$

不难证明 $\frac{d\vartheta_1}{df}=0$ 和 $\vartheta_d=0$（即 $\vartheta_2=\vartheta_a$）均在下述极值频率 f_0 处发生

$$f_0=\frac{v(\vartheta_a)}{\lambda}\sqrt{n_1^2(\vartheta_1)-n_2^2(\vartheta_2)}$$

反常声光偏转器的工作频率必须在 f_0 附近。由对 TeO_2 光学性质的讨论可得当 ϑ_1 和 ϑ_2 不大时，

$$
\begin{cases} n_1^2(\vartheta_1)-n_2^2(\vartheta_2)\approx n_0^2\left[4\delta+\dfrac{n_e^2-n_0^2}{n_e^2}\sin^2\vartheta_1\right] \\ n_1(\vartheta_1)\approx n_2(\vartheta_2)\approx n_0,\quad \delta=\dfrac{\lambda(\text{毫米})}{360n_0}\rho(\text{度/毫米}) \end{cases}
$$

其中 ρ（度/毫米）为旋光率。对一定波长的激光，在选定 ϑ_a（因而 $v(\vartheta_a)$ 为已知）后，由求解上述 Dixon 方程可得 $\vartheta_1\sim f$ 和 $\vartheta_2\sim f$ 关系，从而完全确定反常布喇格衍射的几何关系。

我们对五种常用激光波长和各种 ϑ_a 值作了系统计算，并取 $\Delta\vartheta_1=0.08°$ 来确定工作频带。得到下列结论：(i) 无论对哪种波长的激光，只要 $\vartheta_a>4°$，都可把凹陷频率 f_d 排斥在工作频带之外从而使衍射光强均匀化；(ii) 对 1.064 微米只要 $\vartheta_a>4°$，对 6328 埃只要 $\vartheta_a>5°$，对 4880、5145 和 4416 埃只要 $\vartheta_a>6°$，即可使 $\vartheta_1>\vartheta_{1,\min}$，从而入射光可用线偏振 e 光；(iii) ϑ_a 增大时，工作频率和带宽都逐渐增大，但从 TeO_2 单晶对慢切变波的吸收来考虑希望工作频率不超过 135 兆赫，因此对四种可见激光而言 ϑ_a 不宜大于 6°。

综合以上系统计算结果，我们认为对于四种可见激光波长均以取 $\vartheta_a=6°$ 为最适宜，对于 1.064 微米则 ϑ_a 可取在 6～8° 间。

氧化碲声光偏转器的布喇格带宽和扫描线性问题

北京工业大学　徐介平

在上一篇文章中我们是在选定 ϑ_a 的条件下求解 Dixon 方程得到 $\vartheta_1\sim f$ 和 $\vartheta_2\sim f$ 关系（迄今为止国内外所有的讨论都是这样进行的），并以 $\Delta\vartheta_1=0.08°$ 作为选取工作频带的依据，这样做的理由是很不充分的，另外所解出的 $\vartheta_2\sim f$ 关系具有明显的非线性，因而曾有人提出补偿扫描线性的方案。

然而声光偏转器的实际工作情况是入射光方向 ϑ_1 保持不变，并通过限制换能器的长度 L，使超声波分散在一定角度范围内以得到较大的布喇格带宽。因而一个符合实际情况的解法应该是在 ϑ_1 保持不变的条件下求解下列联立方程

$$
\begin{cases} v^2(\vartheta_a)=v^2_{[110]}\cos^2\vartheta_a+v^2_{[001]}\sin^2\vartheta_a \\ \sin\pm(\vartheta_a-\vartheta_1)=\dfrac{\lambda}{2n_0v(\vartheta_a)}\left\{f+\dfrac{n_0^2v^2(\vartheta_a)}{\lambda^2f}\left[4\delta+\dfrac{n_e^2-n_0^2}{n_e^2}\sin^2\vartheta_1\right]\right\} \\ \sin\pm(\vartheta_2-\vartheta_a)=\dfrac{\lambda}{2n_0v(\vartheta_a)}\left\{f-\dfrac{n_0^2v^2(\vartheta_a)}{\lambda^2f}\left[4\delta+\dfrac{n_e^2-n_0^2}{n_e^2}\sin^2\vartheta_1\right]\right\} \end{cases}
$$

得到 $\vartheta_a\sim f$ 和 $\vartheta_2\sim f$ 关系。我们对 6328 埃、5145 埃、4880 埃和 4416 埃激光波长和一系列 ϑ_1 值作了这种计算，从计算结果可以得到下列结论：(i) 所解得的 $\vartheta_2\sim f$ 关系具有十分良好的线性，因而以往所作扫描线性补偿的讨论完全是多余的；(ii) $\vartheta_a\sim f$ 关系亦有极值，极值频率 f_0 与由 $\dfrac{d\vartheta_1}{df}=0$ 所确定的极值频率一致（可由 Dixon 方程直接证明），ϑ_a 的极值记作 ϑ_{a0}；(iii) 按上篇文章讨论我们取 $\overline{\vartheta}_a=6°$，令 $\delta\vartheta_{a0}=|\overline{\vartheta}_a-\vartheta_{a0}|$，我们将以 ϑ_a 在 $\overline{\vartheta}_a\pm\delta\vartheta_{a0}$ 内为依据来确定工作频带（f'_L, f'_H）；(iv) 计算表明当 ϑ_1 变小时，$\delta\vartheta_a$ 和带宽 $f'_H-f'_L$ 将增大，但 ϑ_1 太小将使 f_d 落入近带（f'_L, f'_H）内，这是不允许的，使带宽 $f'_H-f'_L$ 尽量大但又保证 f_d 在通带外的设计应称为最佳设计，对于四种可见激光入射角的最佳值 $\vartheta_{1,\text{opt}}$（对 $\overline{\vartheta}_a=6°$ 而言）分别为 4°11′、4°5′、4°3′ 和 3°58′。

然而上面以 ϑ_a 在 $\overline{\vartheta}_a\pm\delta\vartheta_{a0}$ 内为依据来确定工作频带仍然是不严格的，事实上一定长度 L 的换能器在频带低端和高端处超声的发散角是不同的。最为严格的处理办法是计算超声能量的角分布（它由熟知的单缝衍射公式给出）结合由 Dixon 方程解出的 $\vartheta_a\sim f$ 关系就可确定在每一频率 f 起作用的超声能量 $P_a(f)$，这样在规定了能容许的不均匀度（例如 4 分贝）后，就可以完全精确地确定换能器长度 L 和 4 分贝 布喇格带宽（f_L, f_H）；具体办法是先在 f_0 处按规定的不均匀度确定 L，即可按规定的不均匀度确定低端频率 f_L 和高端频率 f_H。对于四种可见激光且入射角 ϑ_1 取 $\vartheta_{1,\text{opt}}$ 时的计算结果如下表所示：