

声光效应

李宇豪[†]✉ 李哲[‡]

[†] 中山大学物理学院, 广东广州, 510275

[‡] 实验合作者

✉ liyh536@mail2.sysu.edu.cn

摘要: 声光效应是一种通过超声波引起介质的光学性质变化, 从而使得入射光发生衍射的现象, 本文通过对声光效应的定量测量来定性探究它的机理。我们在实验中发现: Bragg 衍射的衍射效率远高于 Raman-Nath 衍射; Bragg 衍射和 Raman-Nath 衍射的偏转角与超声波频率成正比, 由此可以计算介质中的声速; 固定超声波功率时, 两种衍射效率均随超声波频率的增大先增大后减小, 存在极大值; 固定超声波频率为最大功率对应的中心频率时, 两种衍射效率随超声波功率的增大而不断增大。最后我们利用声光效应对光的调制作用, 在 Bragg 衍射中实现了声光模拟通信。

关键词: 声光效应, Bragg 衍射, Raman-Nath 衍射, 衍射效率, 声光模拟通信

Acousto-optic effect

Yuhao Li and Zhe Li

School of Physics, Sun Yat-sen University, Guangzhou, Guangdong, China

October 29, 2023

Abstract: Acousto-optic effect is a phenomenon that the optical properties of the medium are changed by ultrasonic waves, so that the incident light is diffracted. This paper qualitatively explores its mechanism through quantitative measurement of acousto-optic effect. We found that the diffraction efficiency of Bragg diffraction is much higher than that of Raman-Nath diffraction. The deflection angles of Bragg diffraction and Raman-Nath diffraction are proportional to the ultrasonic frequency, so the sound velocity in the medium can be calculated. When the ultrasonic power is fixed, both diffraction efficiencies increase first and then decrease with the increase of ultrasonic frequency, and there is a maximum value; When the ultrasonic frequency is fixed as the center frequency corresponding to the maximum power, the two diffraction efficiencies increase with the increase of ultrasonic power. Finally, we use the modulation effect of acousto-optic effect to realize acousto-optic analog communication in Bragg diffraction.

Keywords: Acousto-optic effect, Bragg diffraction, Raman-Nath diffraction, diffraction efficiency, Acousto-optic analog communication

1 引言

我们知道，当一束光入射到各向异性的晶体中时，会产生两条折射光线，一条是遵循折射定律的 o 光，一条是不遵循折射定律的 e 光，这就是各向异性晶体的双折射现象。双折射现象分为自然双折射和感应双折射。其中，自然双折射是由晶体结构自身的各向异性决定的，又称为晶体的固有双折射；感应双折射则是指当光通过加有电场、磁场或者应力的晶体时，将产生与外场作用有关的双折射现象，分别对应电光效应、磁光效应和光弹效应。本实验中我们研究的声光效应，是通过超声波对介质局部进行压缩和伸长，使其产生弹性应变，这是光弹效应的一种。

2 原理

2.1 光弹效应的波动理论

从几何光学和波动光学的角度来考虑，声场造成介质的光学性质发生变化，主要反映在介质的折射率变化上。考虑使用折射率椭球方程来描述晶体的光学性质：

$$\eta_{ij}x_ix_j = 1 \quad (1)$$

其中使用了爱因斯坦求和约定， η_{ij} 为逆介电张量分量，即 $\eta_{ij} = \varepsilon_{ij}^{-1} = 1/n_{ij}^2$ 。记变化后的逆介电张量分量为 η'_{ij} ，我们可以将其表示为逆介电张量的增量，即

$$\eta'_{ij}x_ix_j = (\eta_{ij} + \Delta\eta_{ij})x_ix_j = 1 \quad (2)$$

在一阶近似下，可以将逆介电张量的增量写为

$$\Delta\eta_{ij} = P_{ijkl}S_{kl} \quad (3)$$

其中， P_{ijkl} 是介质的四阶光弹张量， S_{kl} 是应变张量。这与电光效应中的 Pockels 效应（线性电光效应）类似， P_{ijkl} 对应线性电光张量 $\gamma_{\mu\alpha\beta}$ ， S_{kl} 对应电场张量 $E_{0\beta}$ 。

接下来我们考虑各向同性介质中的声纵波，此时折射率张量 n_{ij} 和光弹张量 P_{ijkl} 可以用常数 n 、 P 表示。式 (3) 写为

$$\Delta\eta_{ij} = \Delta\frac{1}{n^2} = PS \quad (4)$$

我们假设声波产生的应变同样具有正弦波的形式，即

$$S = S_0 \sin(kx - \Omega t) \quad (5)$$

其中 $k = \Omega/v_s$ 是介质中的声波数， $\Omega = 2\pi f$ 为角频率， v_s 为介质中声速，代入式 (4) 有

$$\Delta n = \frac{1}{2}n^3PS_0 \sin(kx - \Omega t) \quad (6)$$

前面的系数 $\mu = \frac{1}{2}n^3PS_0$ 即声致折射率变化的幅值。当入射平面光波通过线度为 l 的介质时，其相位改变量为

$$\Delta\phi(x) = n(x)k_0l = \Delta\phi_0 + \mu k_0 \sin(kx - \Omega t) \quad (7)$$

其中 k_0 为真空中光波数。上式中第一项 $\Delta\phi_0$ 为光通过没有超声波的介质时相位的改变量，第二项 $\mu k_0 \sin(kx - \Omega t)$ 是由超声波导致的相位变化，它在 x 方向周期性的变化，产生了类似光栅的效果，因而称为相位光栅。

2.2 声光效应的量子理论

从量子力学的观点考虑声光效应，其本质是：光子与声子发生非弹性散射，进行能量和动量的交换。当声子能量远小于光子能量时，声光效应可以近似为弹性散射。

我们先考虑单个光子与单个声子的散射，设入射光子角频率为 ω_i 、波矢为 k_i ，出射光子角频率为 ω_d 、波矢为 k_d ，声子角频率为 Ω 、波矢为 K ，能动量守恒要求

$$k_d = k_i \pm K \quad (8)$$

$$\omega_d = \omega_i \pm \Omega \quad (9)$$

正负号分别对应吸收或放出一个声子的情形。注意到光子的色散关系要求

$$\omega = (c/n)|k| \quad (10)$$

式(8)(9)(10)可以确定出唯一的入射角，使得单个光子与单个声子可以发生能量、动量的交换。当声子能量远小于光子能量时，取弹性散射近似，就得到了 Bragg 衍射

$$\alpha = \theta_i + \theta_d = 2\theta_B = \frac{2|K|}{|k|} = \frac{\lambda_0}{\Lambda} = \frac{\lambda_0}{nv_s} f \quad (11)$$

Λ 为声波波长， λ_0 为入射光在真空中的波长， n 为晶体折射率， f 为声波频率。其中入射角 θ_i 需满足 Bragg 衍射条件

$$\theta_i = \theta_B = \frac{\lambda_0}{2nv_s} f \quad (12)$$

衍射效率为^[1]

$$\eta_B = (\zeta L)^2 \text{sinc}^2(\sigma L) = \sin^2 \left[\frac{\pi}{\sqrt{2}\lambda_0 \cos \theta_i} \sqrt{M_2 P_a \frac{L}{H}} \right] \quad (13)$$

其中， $M_2 = n^2 P^2 / \rho v_s$ 是声光品质因数，与晶体材质有关， $P_a = 1/2E|S|^2 v_s \cdot LH$ 是声功率， $E = \rho v_s^2$ 是杨氏模量， LH 是压能转换器面积。Bragg 衍射只有 ± 1 级衍射，衍射效率可以达到 100%。

不满足 Bragg 衍射条件时，无法发生单个光子与单个声子的非弹性散射，这时的散射是 Raman-Nath 衍射。其中有多光子与声子参与散射，某些光子吸收或放出声子时，同时激发了其他的局域模态的声子，使之携带部分额外的能量，这个亚稳的声子由马上把能量传递给另一个光子。至少有两个光子、两个声子参与这个过程，相当于在声子的辅助下发生了光子-光子相互作用。

当声子能量远小于光子能量时，取弹性散射近似，可以用波动光学的相位调制(7)来描述这个过程。此时晶体被看作相位光栅，由光栅方程可以求出偏转角关系

$$\alpha = m \frac{\lambda_0}{\Lambda} = m \frac{\lambda_0}{nv_s} f \quad (14)$$

方便起见，这里考虑的是垂直入射的情形。衍射效率为^[1]

$$\eta_R^{(m)} = J_m^2 \left\{ 2\zeta L \text{sinc} \left[\frac{KL}{2 \cos \theta_i} \left(\sin \theta_i + m \frac{K}{k} \right) \right] \right\} = J_m^2 \left\{ 2\zeta L \text{sinc} \left[\frac{1}{2} m KL \right] \right\} \quad (15)$$

其中 J_m 是 m 阶的 Bessel 函数。Raman-Nath 衍射可以发生多级衍射，但衍射效率不超过 36%。

3 实验

3.1 Bragg 衍射和 Raman-Nath 衍射的现象

我们观察到 Bragg 衍射和 Raman-Nath 衍射的光强分布如图 1 所示,可以发现: Bragg 衍射只能观察到两个光强极大值,这分别对应 0 级光和 ± 1 级光中的一个,并且 Bragg 衍射的一级光相对零级光的强度较大,即衍射效率较高; Raman-Nath 衍射可以观察到三个光强极大值,分别对应 0 级光和 ± 1 级光,但是其一级光相对零级光的强度较小,即衍射效率较低。

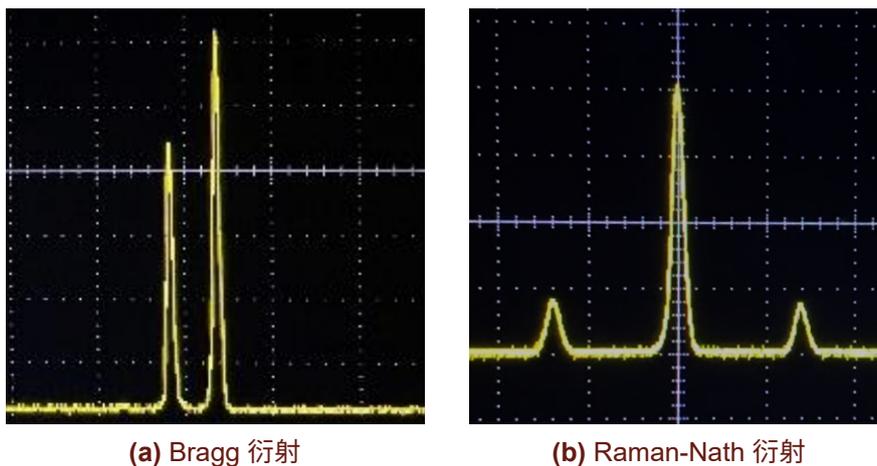


图 1 Bragg 衍射和 Raman-Nath 衍射现象

3.2 示波器的标定

我们通过测量衍射光斑间距来间接测量光的偏转角,而衍射光斑的间距通过示波器测量,因此首先要标定偏转角与示波器测量的时间差的关系。

表 1 标定示波器所需数据的测量结果

物理量	值
CCD 光敏元件有效阵列长度 h	29.7 mm
示波器扫描光敏阵列的周期 T	1.63 ms
晶体到 CCD 前面板距离 l_1	33.80 cm
CCD 光敏面到面板外侧距离 l_2	4.5 mm
铌酸锂晶体折射率 n	2.386

我们将示波器扫描光敏阵列的周期与 CCD 光敏元件有效阵列长度对应,再通过几何关系将衍射光斑间距与光的偏转角对应。另外,式 (12) 中的偏转角是晶体中的偏转角,因此还需要通过空气中的偏转角进行换算。我们测量了必要的参数,见表 1,并根据测量结果得到以下换算关系

$$\theta = \frac{2}{n} \arctan \left(\frac{h}{2T(l_1 + l_2)} \tau \right) = \frac{2}{2.386} \arctan (\tau \times 26.60\text{s}^{-1}) \quad (16)$$

3.3 衍射光偏转角与超声波频率的关系

我们测量了 Bragg 衍射和 Raman-Nath 衍射的偏转角与超声波频率的关系，数据见附录表 2 和表 3。注意到在 $m = 1$ 时式 (11)(14) 完全一致，这说明两种衍射的偏转角与超声波频率具有同样的关系，我们将两种衍射的数据并置在图 2 中。

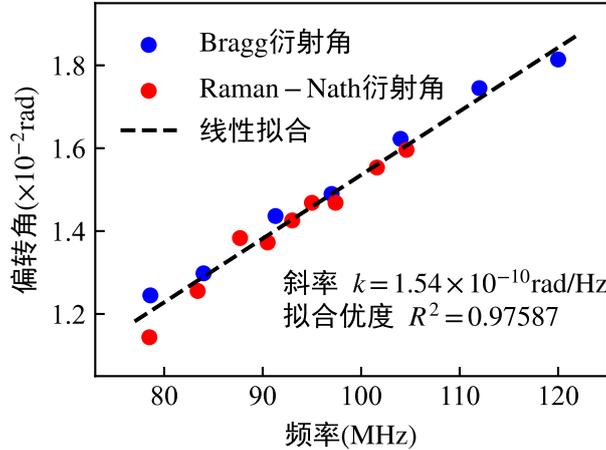


图 2 衍射角随频率变化

3.4 衍射效率与超声波频率的关系

式 (12) (15) 表明 Bragg 衍射和 Raman-Nath 衍射的衍射效率均与入射角 θ_i 有关，而衍射条件 (11)(14) 又决定了入射角 θ_i 与超声波频率 f 之间的一一对应关系，因此衍射效率也是超声波频率的函数。

我们将超声波压电换能器的电流固定在 80mA，以此固定超声波的功率，测量了两种衍射的衍射效率与超声波频率的关系，如图 3 所示，数据见附录表 4 和表 5。从图中可以确定：Bragg 衍射的中心频率为 87.1MHz，带宽为 36.6MHz；Raman-Nath 衍射的中心频率为 91.4MHz，带宽为 13.8MHz。

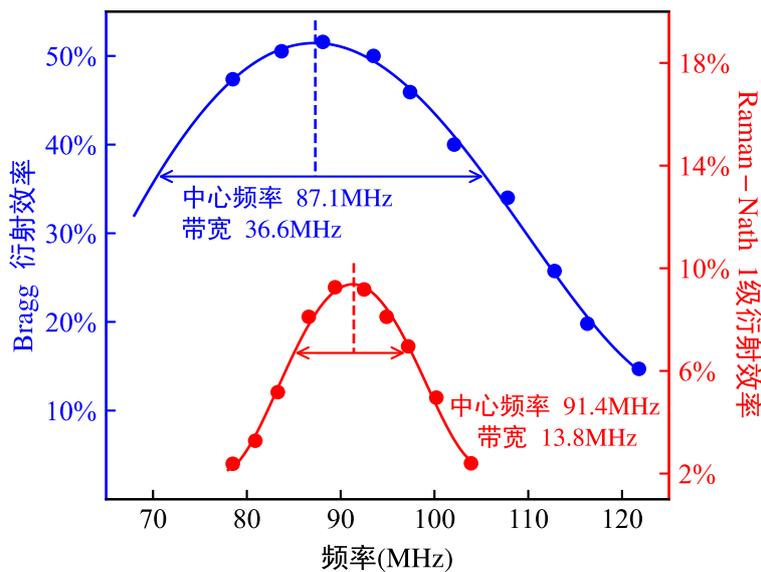


图 3 Bragg 衍射和 Raman-Nath 衍射的衍射效率随超声波频率的变化

3.5 相对光强与超声波频率的关系

实验的讲义中另外要求我们测量两种衍射的相对光强与超声波频率的关系，并以此确定中心频率和带宽。但是考虑到相对光强和衍射效率的定义

$$\text{相对光强} = \frac{1 \text{ 级衍射光强}}{0 \text{ 级衍射光强}} \quad \text{衍射效率} = \frac{1 \text{ 级衍射光强}}{0 \text{ 级衍射光强} + 1 \text{ 级衍射光强}}$$

在本实验的分析中，相对光强和衍射效率起到的作用是相同的。我们绘制了 Raman-Nath 衍射的相对光强随频率的变化，如图 4 所示，可以看到，与图 3 中的 Raman-Nath 衍射效率随频率的变化情况一致，因此我们不再做另外分析。

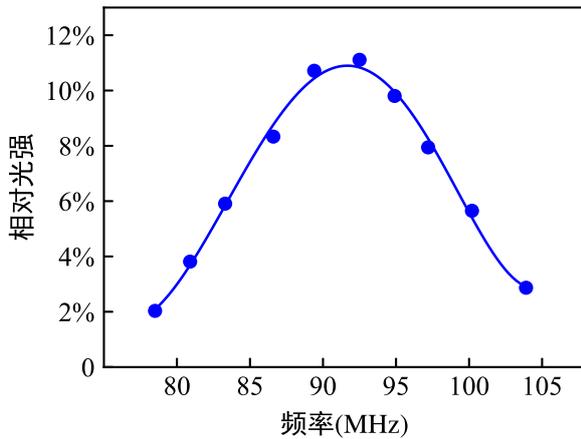


图 4 Raman-Nath 衍射的相对光强随频率变化

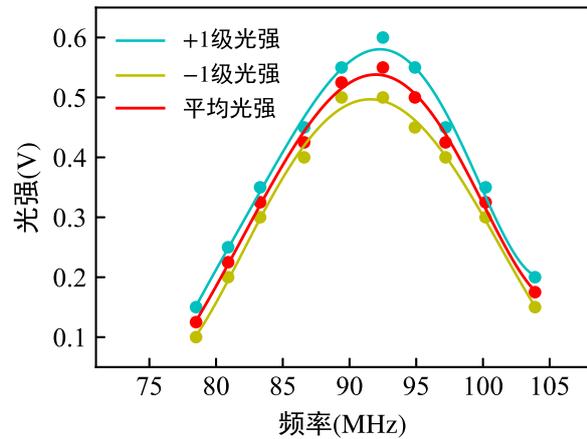


图 5 Raman-Nath 衍射的 1 级光强

值得一提的是，在计算 Raman-Nath 衍射的相对光强和衍射效率时，由于我们不能保证调节到衍射光强的分布完全对称，因此我们同时测量了其 ± 1 级衍射光，取平均值作为 Raman-Nath 衍射的 1 级衍射光强，如图 5 所示，即衍射效率的计算办法为

$$\text{Raman-Nath 衍射效率} = \frac{(+1 \text{ 级衍射光强} + (-1) \text{ 级衍射光强}) / 2}{0 \text{ 级衍射光强} + (+1 \text{ 级衍射光强} + (-1) \text{ 级衍射光强}}$$

3.6 衍射效率与超声波功率的关系

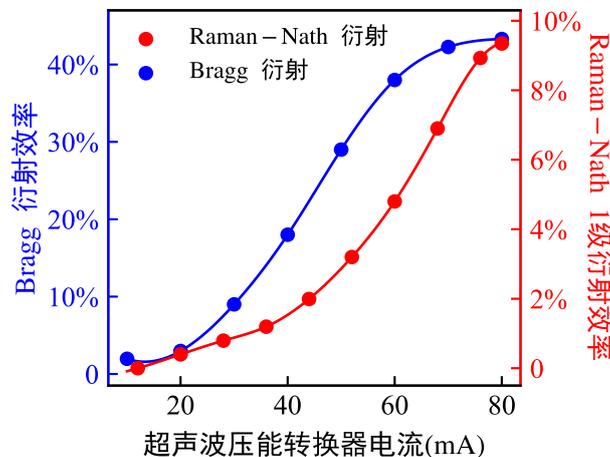


图 6 Bragg 衍射和 Raman-Nath 衍射的衍射效率随超声波功率变化

在第 3.4 小节中，我们确定了 Bragg 衍射和 Raman-Nath 衍射的中心频率，我们将超声波频率固定在中心频率的位置上，测量了两种衍射效率与超声波功率的关系，如图 6 所示，数据见附录表 6 和表 7。

3.7 声光模拟通信

将发出信号接入到超声波压电换能器的电源，用光电池接收衍射光斑信号，作为接收信号，可以实现声光模拟通信实验。我们使用 Bragg 衍射进行实验，将超声波频率置为其中心频率，功率置为最大。

将光电池接收端放在 0 级衍射斑处，发出信号与接收信号的波形图如图 7a 所示，发出信号与接收信号反相；放在 1 级衍射斑处，波形图如图 7b 所示，发出信号与接收信号同相。我们还测试了改变超声波的频率和功率时模拟通信的效果，如图 7c、7d 所示。

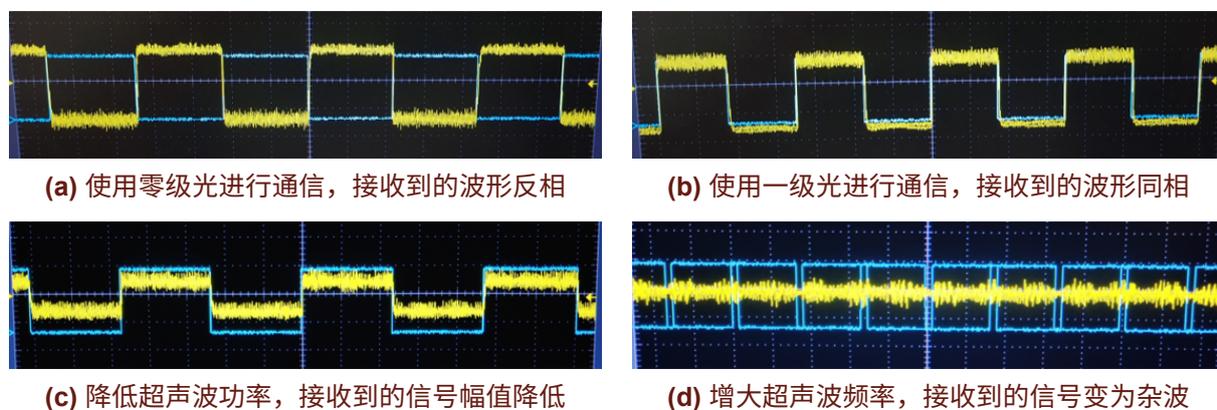


图 7 使用 Bragg 衍射进行声光模拟通信的效果，蓝色波形为发出信号，黄色波形为接收信号

4 讨论

4.1 计算晶体中的声速

根据图 2 拟合斜率的结果，我们可以通过式 (11)(14) 来计算声速，结果为 $v_s = 4109\text{m/s}$ 。考虑测量列存在的误差导致的 A 类不确定度，使用最小二乘法拟合得到的斜率，其相对不确定度可以用 R^2 和数据量 n 来评估^[2]

$$\frac{\sigma(\hat{k})}{|\hat{k}|} = \sqrt{\frac{\frac{1}{R^2} - 1}{n - 2}} \quad (17)$$

因此可以计算测量声速的 A 类不确定度为 $\Delta v_s = 8\text{m/s}$ 。按照新版国标，不考虑 B 类不确定度，取置信概率为 0.95 时，包含因子取 $t_p = 2$ ，则有

$$v_s = (4109 \pm 16)\text{m/s} \quad (18)$$

4.2 为什么我们测得的衍射效率这么低？

在第 2.2 小节中我们已经指出，Bragg 衍射的最大衍射效率为 100%，Raman-Nath 衍射的最大衍射效率为 36%。但是图 3 展示了我们测量的 Bragg 衍射的最大衍射效率在 50% 左右，Raman-Nath 衍射的最大衍射效率在 10% 左右。

一方面，这是由于我们使用的设备，其超声波压能转换器的电流在低频时最大只能达到 80mA，当超声波功率增大到 120MHz 时，电流最大只能达到 60mA。我们在做实验时注意到隔壁组的超声波压能转换器的电流可以维持在 90 ~ 100mA，他们测量得到的衍射效率可以达到 80%。图 6 也表明了超声波功率越高，衍射效率越大，尤其是我们的 Raman-Nath 衍射效率随超声波功率的变化并未达到增速变缓的状态。

另一方面，在实验时我们也注意到了示波器上显示的电压与光强并非线性关系，这可能是由于 CCD 在光电转换时的非线性效应导致的。如图 8 所示，在一次测量中，我们测得 Bragg 衍射的 0 级光和 1 级光强在示波器上均为 1.85V，然后关闭超声波换能器，直接使用 CCD 测量入射光强，在示波器上为 5V。注意到

$$\frac{1.85 + 1.85}{5} = 74\%$$

我们在测量衍射效率时采取的方案是先测量 1 级衍射光强，然后关闭超声波换能器，测量入射光强。理论上入射光强等于衍射的 0 级光强和 1 级光强的和，但是实际上我们的仪器受到这种非线性效应影响十分强烈，因此导致我们计算的衍射效率大大偏低。

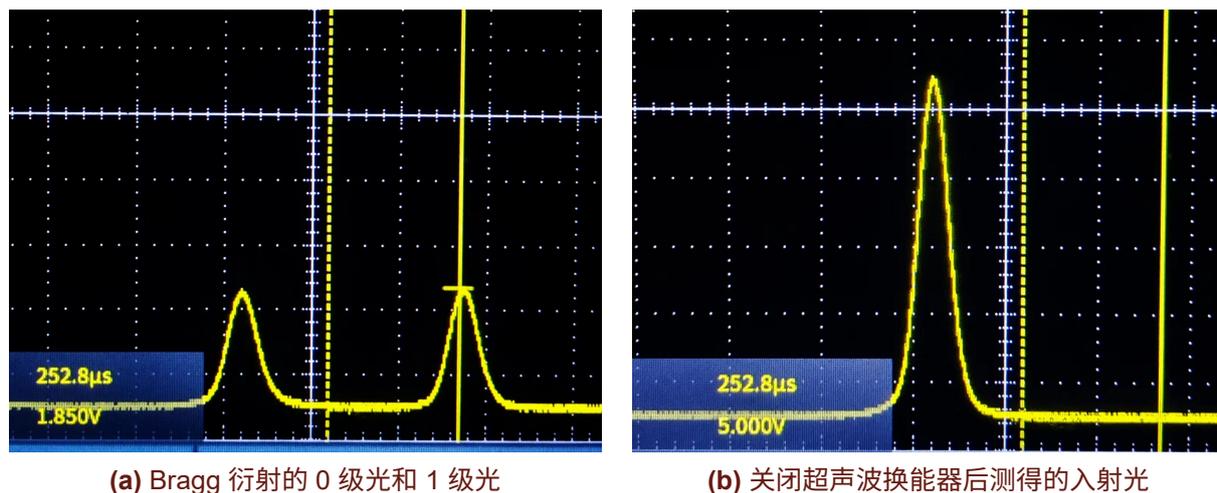


图 8 CCD 在光电转换时的非线性效应

4.3 再论衍射效率、超声波频率、超声波功率之间的关系

我们将两种衍射的衍射效率写为超声波频率和功率的函数：

$$\eta_B = \sin^2 \left[\frac{\pi \sqrt{M^2 P_a L / H}}{\sqrt{2} \lambda_0 \cos(\lambda_0 f / n v_s)} \right] \quad (19)$$

$$\eta_R = J_1^2 \left[(\pi f / v_s) \sqrt{M^2 P_a L / H} \operatorname{sinc} \left(\frac{\pi \lambda_0 L}{n v_s^2} f^2 \right) \right] \quad (20)$$

这两个二元函数都有很多个极大值点，如果固定超声波功率，总能在一定范围内选取合适的 f 使得衍射效率最高，这就解释了图 3 中衍射效率存在极大值的现象。

另一方面，由于我们的中心频率是在超声波压电换能器电流为最大 80mA 时测定的，因此当我们固定频率为中心频率时，我们的电流的测量范围为 0 ~ 80mA，这就必

然会使衍射效率单调递增，在 80mA 处最大，因此图 6 符合我们的预期。如果我们将频率固定为 40mA 对应的中心频率，那么图 6 中应该出现先上升后下降的趋势，在 40mA 处取得极大值。

4.4 对声光模拟通信实验现象的解释

能够实现声光模拟通信的关键就在于将超声波频率固定为 80mA 对应的中心频率，可以保证衍射效率与超声波功率正相关，在 80mA 时取得最大值，这对实现声光模拟通信有重要意义：这保证了发出信号为高电平时，超声波功率大，衍射效率高，因此 1 级衍射斑光强大，0 级衍射斑光弱小；发出信号为低电平时，超声波功率小，衍射效率低，因此 1 级衍射斑光弱小，0 级衍射斑光强大。这也就说明了为什么使用 0 级光进行通信时，接收到的波形反相；使用 1 级光进行通信时，接收到的波形同相。

当我们调节超声波频率时，实际上就会改变图 6 的形状，因为此时的超声波频率不再是 80mA 对应的中心频率，超声波功率也不会在 80mA 处取极大值。此时图 6 会出现上一小节的分析中提到的先上升后下降的趋势，衍射效率与超声波功率的线性性会被破坏，导致无法正常接收信号，这种情况如图 7d 所示。

如果调小超声波的功率，只会使得衍射效率线性减小，因而接收信号的振幅减小，这种情况已经在图 7c 中展示。我们的仪器最大只能达到 80mA，因此无法真的调大超声波功率。但是可以推测，如果调大超声波功率，衍射效率与超声波功率的关系曲线将会在 80mA 以后开始下降，同样会破坏其线性性，因此也会使信号无法正常接收。

5 结论

在本次实验中我们观察了 Bragg 衍射和 Raman-Nath 衍射现象，其不同点在于：Bragg 衍射可以观察到 0 级光和 ± 1 级光中的一个，衍射效率较高；Raman-Nath 衍射可以观察到 0 级光和 ± 1 级光，衍射效率较低。我们测量发现衍射角与超声波频率成线性关系，由此计算出晶体中的声速为 $(4109 \pm 16)\text{m/s}$ 。我们固定超声波功率测量了两种衍射的衍射效率与超声波频率的关系，确定了 Bragg 衍射的中心频率为 87.1MHz，Raman-Nath 衍射的中心频率为 91.4MHz。我们固定超声波频率为中心频率，测量了两种衍射的衍射效率与超声波功率的关系，发现衍射效率随超声波功率单调递增，在 80mA 处取得最大值。最后我们使用 Bragg 衍射完成了声光模拟通信实验。

本次实验还存在一些可以改进的地方。我们对 CCD 光电转换的非线性效应进行了讨论，考虑到这种效应的影响，在实验中测量 0 级衍射光强，与 1 级衍射光强相加得到入射光强，应该可以得到更准确的结果。此外，如果有更多时间，我们希望测定超声波压能转换器电流为 80mA 时对应的中心频率，并将超声波频率固定在此频率上测量衍射效率与超声波功率的关系，我们预期能够得到一幅先上升后下降的关系曲线。

参考文献

- [1] 董孝义 高希才. 声光学及其应用讲座: 表面声光效应. 压电与声光, 1989, 11(3): 7.
- [2] 金正一 李凤岐. 一元线性参数最小二乘法中斜率及截距的不确定度. 沈阳工业学院学报, 2000, 19(1): 4.

附录

a. 仪器参数

本实验的主要仪器为南京浪博科教仪器有限公司 SO2000 高频声光效应实验仪，仪器参数可以在该公司官方介绍页面 <http://www.longbow.cn/productshow.jsp?pid=120> 中获取。

b. 补充材料

实验中记录的原始数据如下：

表 2 Bragg 衍射角随频率变化的数据

频率 (MHz)	78.6	84	91.3	97	104	112	120
间距 (μs)	234	244	270	280	305	328	341

表 3 Raman-Nath 衍射角随频率变化的数据

频率 (MHz)	78.5	83.4	87.7	90.5	93	95	97.4	101.6	104.6
间距 (μs)	215	236	260	258	268	276	276	292	300

表 4 Bragg 衍射的光强和衍射效率随频率变化的数据

超声波功率 (mA)	0 级光强 (V)	1 级光强 (V)	衍射效率
10	5.10	0.10	0.02
20	5.05	0.15	0.03
30	5.00	0.45	0.09
40	5.00	0.90	0.18
50	5.00	1.45	0.29
60	5.00	1.90	0.38
70	4.85	2.05	0.42
80	4.85	2.10	0.43

表 5 Raman-Nath 衍射的光强和衍射效率随频率变化的数据

频率 (MHz)	0 级光强 (V)	-1 级光强 (V)	+1 级光强 (V)	平均 1 级光强 (V)	衍射效率
78.5	6.15	0.10	0.15	0.125	0.024
80.9	5.90	0.20	0.25	0.225	0.033
83.3	5.50	0.35	0.30	0.325	0.052
86.6	5.10	0.45	0.40	0.425	0.081
89.4	4.90	0.55	0.50	0.525	0.093
92.5	4.95	0.60	0.50	0.550	0.092
94.9	5.10	0.55	0.45	0.500	0.081
97.2	5.35	0.45	0.40	0.425	0.070
100.2	5.75	0.35	0.30	0.325	0.050
103.9	6.10	0.20	0.15	0.175	0.024

表 6 Bragg 衍射效率随超声波功率变化的数据

超声波功率 (mA)	10	20	30	40	50	60	70	80
衍射效率	0.02	0.03	0.09	0.18	0.29	0.38	0.42	0.43

表 7 Raman-Nath 衍射效率随超声波功率变化的数据

超声波功率 (mA)	12	20	28	36	44	52	60	68	76	80
衍射效率	0.00	0.00	0.01	0.01	0.02	0.03	0.05	0.07	0.09	0.09

本实验的数据处理及绘图代码均可在 <https://lyhspace.com/share/> 中获取。

c. 预习报告教师签名页

