

综合评述

光声相互作用

提要：声波可以用来调制光的振幅和相位，使光偏转，使光会聚，或者使光的频率移动。光可以使声音的影像成为可见的，或者提供关于固体和液体热振动方面的详细的信息。由声波引起的光波的衍射采取几种不同的形式，取决于两者的波长和相互作用区域的大小。文中对几种形式作了描述和分析，随后还详细讨论了各式各样的应用，包括信号处理装置，频谱分析仪，电视显示器，象转换器，存贮器，以及光转换为声。

如果透过一玻璃杯中的水观察一个发亮的物体，然后在水中产生频率为几兆赫的超声波，那么发亮的物体看起来就分裂成许多挨得很紧的象，声强增加，这种效应就更显著，在两边会出现新的象；增加声音的频率，象就分得更开。这种由于高频声波而产生的光的衍射现象在布里渊宣布了之后，人们常称之为布里渊散射^[1]。第一次观察到这个现象是在1932年，在那以后大家又做了很多实验和理论工作。最近，激光器的发展和高频声学技术的进展结合起来，使得以前不可能作的大量光声相互作用实验成为可能，许多新的应用也提出来了。

在本文中，我们将回顾一部分这样的声光器件——从1930年发展起来的用非相干光工作得相当好的超声光调制器，以及近年来用激光作为光源的光调制器、光移频器、光偏转器。相干光使我们有可能观察到固体中频率高到微波范围的声波，我们将指出怎样利用它来观看声学延迟线和测量声辐射图。我们将描述一个小物体散射的超声波与激光作用，形成物体的可见象的成象过程。最后，还将简述用声光相互作用过程来研究液体和固体物理性质的实验。

应用的回顾放在两个最重要的声光相互作用形式之后，即放在Debye-Sears效应和Bragg反射之后(光线弯曲，低频效应另辟专文讨论)。讨论是定性的，借助于电学工程的相位调制概念。没有时间看理论的读者，在看应用之前可以略去这些讨论，只看三个说明——图5，它说明Debye-Sears效应，图8和图9，示出Bragg反射的主要性质。

可以用三种方式来理解光声相互作用。各种方式着重过程的不同方面，三个都是有用的。这里我们简单说明这三种理解，稍后再更全面地发挥。

1. 可以利用经典光学，认为声波的作用象一个运动的三维相光栅，它散射入射光波。

2. 可以借用电学工程，利用诸如上变换、下变换的概念和参量器件遵守的方程，把过程理解为在非线性电抗性媒质中的分布参量相互作用。

3. 可以使用量子力学的观念，用光子和声子之间的碰撞来说明过程，过程中能量和动量是守恒的。

在下面的讨论中我们三种理解都用，只

要有可能，就尽量用电学工程概念。

Debye-Sears 效应

设想一平面光波，角频率 ω ，在长为 l 的板中从左至右行进（图 1）。板用折射率为 n 的材料制成。这意味着板中的光速从真空时的值 c 降到 c/n 。板中的波长是 $\lambda = 2\pi c/n\omega$ ，传播常数 β （每 2π 单位长度的波数）是 $\beta = \omega n/c$ 。板可以看成延迟时间 $\tau = ln/c$ ，相移 $\phi = l\beta$ 弧度的光学延迟线。

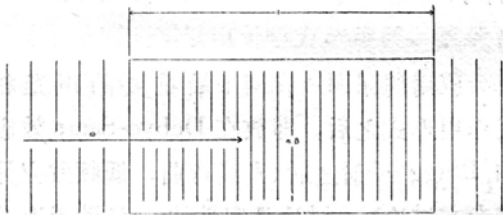


图 1 光学延迟线。折射率 n 的变化产生相调制。

假设可以使折射率 n 变化一小量 Δn 。这样做，就改变了延迟时间。结果在输出端相移是

$$\Delta \phi = l \Delta \beta = l \beta \frac{\Delta n}{n} = 2\pi \frac{l}{\lambda_0} \Delta n$$

其中， λ_0 是真空中光的波长。对于 2.5 厘米长的板和红光，因子 l/λ_0 大约等于 4×10^4 ；因此折射率仅 $\Delta n = 10^{-6}$ 的变化就引起四分之一弧度的相移。用电学工程的标准来看，40,000 个波长长的延迟线是非同寻常的，因此相速的小变化会在接收端产生大相移是一点也不奇怪的。

令 Δn 作正弦式的变化，调制频率为 ω_m 。输出信号——从板的右端发出的光——按 ω_m 作相调制，其相移 $\Delta \phi$ 按前一段中的公式计算。相调制波对很多电学工程师来说是熟悉的，在关于调制系统的标准的课本中都讲过。这些课本告诉我们，相调制波是由载波和与

载波间隔 ω_m 并且彼此间隔也为 ω_m 的边带组成（图 2）。载波和边带的振幅是最大相移（通常称为调制指数）的函数（图 3）。到 $\Delta \phi \approx 1/2$ 弧度时，第一对边带才有相当大的振幅； $\Delta \phi$ 增加，出现越来越多的边带对。在 $\Delta \phi = 2.4$ 弧度时，载波振幅变成零。在板的右端，存在边带频率为 $\omega \pm \omega_m, \omega \pm 2\omega_m$ 等的光，其数值由 Δn 按图 3 的曲线决定。除非我们把 Δn 正好调到某一特定的值，使原来的频率为 ω 的载波光振幅为零，一般情况下载波光还是存在的。在解释图 3 时，我们必须牢记各分量的强度或功率与其振幅的平方成正比。

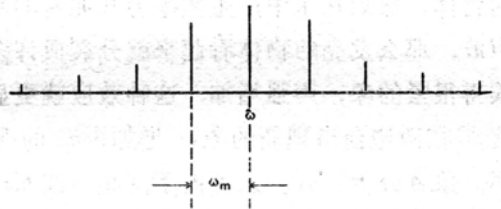


图 2 典型的相调制波的载波(ω)的边带的频谱。

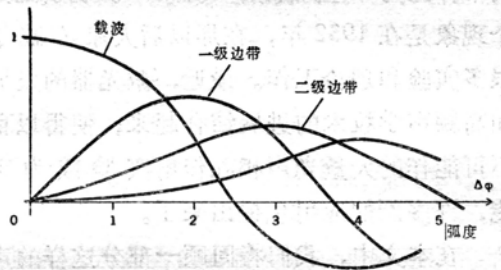


图 3 相调制波的载波和边带的振幅-相移 $\Delta \phi$ 。这些曲线是贝塞尔函数 J_0, J_1, J_2 等等。

在图 4 中，我们放了很多板迭成一个竖直的柱，并发送频率为 ω_m 的压缩波通过它向上行进。每一块板代表声传输线的一个增量单元（如图所示， $1/4$ 波长部分）。在一定瞬间，某一板被压缩，其折射率增加。半个周期以后，它又扩张，折射率减少。因此，压缩波伴随着折射率变化的波；两种波一起按声速 v 向上行进。

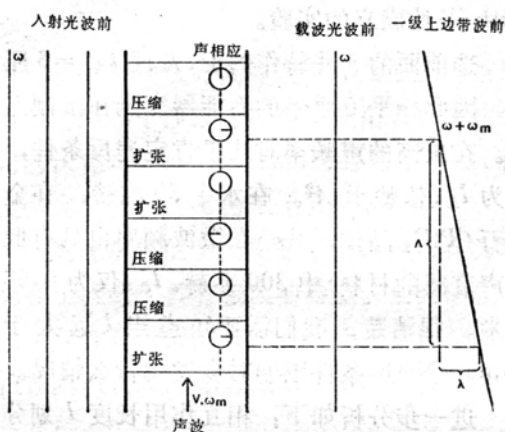


图 4 向上行进的声波造成光的相移, 并使一级上边带的波前歪斜。载波波前保持不变。

频率为 ω , 从左到右水平行进的平面光波照到柱的左边。各个板和前面说的一样调制光。在柱右边任何地方我们都发现载波和边带分量。载波分量对于所有的板都有相同的相位, 虽然振幅改变, 并且极化也可能相反 (如果相移 $\Delta\phi$ 超过 2.4 弧度的话); 因此, 原来频率为 ω 的光中的剩余部分以光载波的形式按原来的方向向右前进。对于一级上边带 $\omega + \omega_m$ 情况则有所不同; 在各板中, 这个边带的相位对应于产生它的声调制的相位, 相位从一块板到另一块板按竖直位置的函数线性变化, 在用虚线标出的两块板之间为一个完整的周期, 这个间隔为一个声波波长。从柱子右边边界上发出的一级上边带分量都显示出同样的相位随竖直位置线性变化。

为了找到频率为 $\omega + \omega_m$ 的边带光的辐射方向, 我们把同相位的点连在一起构成一个波前。靠近柱子较低的部分, 声波较早通过, 相位超前, 这样的点向右移动更远, 竖直方向上每一声波长 A 相应水平方向上一个光波长 λ 。所以波前歪斜角 λ/A , 如图所示。在各向同性材料中, 传播的方向总是垂直于波前, 即向上歪斜同一角度。波长 A 和 λ 必须是在传送声波的媒质中测量的; 如果

我们外边, 即在空气或真空中来观察衍射光, 并且如果介质的光学边界与声波前进的方向 (图 4 中的竖直方向) 近似平行, 载波和边带光之间的夹角在边界上因折射而增加为 λ_0/A , 其中 λ_0 是光在真空中的波长。

同样的理由指出更高次的边带以相应的更大的偏转射出, 下边带向下偏转, 如图 5 所示。对于频率为 $\omega \pm N\omega_m$ 的边带, 从原来的方向偏转 $\pm N\lambda/A$ 。这就是有超声波从水中通过时, 在一杯水中能看到那些多重象的道理, 这个现象在 1932 年首先为 Debye 和 Sears^[2] 以及 Lucas 和 Biquard 所描述^[3]。三年之后 Ali^[4] 用实验证实衍射光频移接近预期值。直到有了激光器以后 (Cummins-Knabe, 1963 年)^[5] 才精确地加以验证。

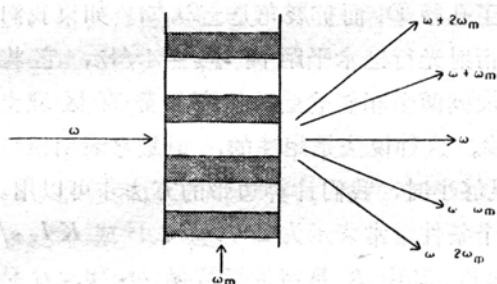


图 5 Debye-Sears 效应。

用一个方的换能器辐射 5 兆赫声波入水中, 很容易观察到 Debye-Sears 效应。在水中, $v=1500$ 米/秒, 因此 $A=300$ 微米。对于红光, $\lambda_0=0.6$ 微米, 象分开是 0.002 弧度或约 $1/8$ 度, 不用什么帮助, 用眼睛也可清楚地分开。对于 0.5 瓦声功率, 载波光强降至无衍射光时的原来光强约 5%; 每个一级边带 33%, 每个二级边带 12.5%; 其余的光强落在更高级的边带上。

临界长度

到现在为止, 在我们的分析中, 兼用了几何光学和波动光学。为了确定衍射光各分

量的频率、强度和方向，我们利用了它的波动性。但是假设各块板或者说声柱的增大部分各自按照自己的 Δn 传输自己的那一小束光，而与相邻的板到底怎样无关，这时我们就回到几何光学了。一束狭窄的光，不管它的平行度多高，经过衍射后总要扩展开：在远离同相位同振幅光源的地方，波长为 λ (在媒质中的) 的辐射经过孔径 D 后扩展角为 $l\lambda/D$ 。现在我们就来用这个结论。

图 6 示出大大地放大的声柱的相邻部份，它们交替地被压缩和扩张。这些部分各为 $\lambda/2$ 高。考虑进到被压缩的、 Δn 为正的部分中的光。这束光延迟增加了。但是，在通过衍射传播到相邻的扩张的、 Δn 为负的部分之前，它能行进多远呢？被压缩层的高 $A/2$ 构成了孔径 D ；而扩展角是 $\pm 2\lambda/A$ 。如果我们让衍射光行进水平距离 $l_{\text{最大}} = A^2/4\lambda$ ，它将扩展到两个相邻的层，相应于竖直区域 $\pm A/2$ 。这种说法是定性的，但是它表明仅当 l 足够小时，我们计算边带的方法才可以用。这个条件常常表示为 $2\pi\lambda l_{\text{最大}} \ll A^2$ 或 $K^2 l_{\text{最大}}/\beta \ll 1$ ，其中 K 是声传播常数 $\omega_{\text{声}}/v$ ， β 是光在声媒质中的传播常数 $n_0\omega/C$ 。适合这个条件的实验叫做 Debye-Sears 或 Raman-

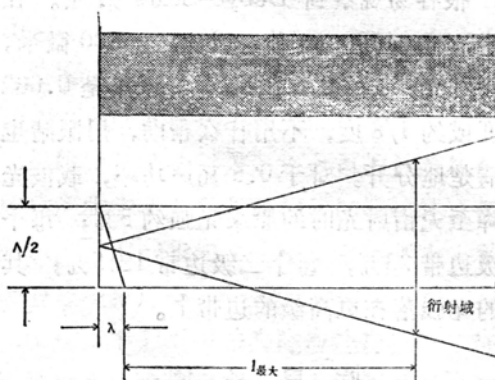


图 6 临界长度。从声波的压缩部分产生的光由于衍射散开到扩张的部分。 $l_{\text{最大}}$ 值是 Debye-Sears 条件的上限。

Nath 条件成立的实验。

选前面的 5 兆赫作例子，发现 $l_{\text{最大}} = 3$ 厘米，因此一平方厘米的换能器完全在限制之内。在更高的声频率时几乎肯定违反条件，因为 $l_{\text{最大}}$ 依赖于 A^2 。在水中 50 兆赫，在金红石 (TiO_2 晶体，甚至在微波频率也具有低的声衰减的材料) 中 300 兆赫， $l_{\text{最大}}$ 仅为 0.03 厘米。很清楚，我们需要知道当 l 远大于 Ramar-Nath 条件限制时会发生什么情况。

进一步分析如下：相互作用长度 l 划分成非常多的短部分 dl 。第一个这种部分是边缘的沿柱子的左边一个薄的、平板状的截面。由它产生的相移如此之小，以致只产生两个边带，即与原来的光波成夹角 $\pm \lambda/A$ 的平面波。这时就是三个波进入下一个截面，在那里再次分裂，产生两个新的边带，并改变载波和头两个边带的相位和振幅。这样的过程一直进行到右边边缘为止。

这样产生的很多对边带具有和前面一样的频率和角度，但是要计算它们的振幅却是不值得的，因为可以指出它们的振幅不是连续地增长，而是随 l 的增加回复到零。入射光波 (图 7) 平行于声波波前行进。考虑一级

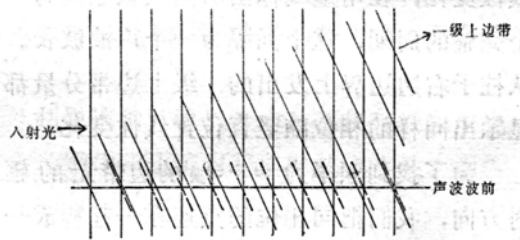


图 7 相消干涉。沿声波波前不同点产生的对边带的贡献 (虚线) 在相位上不能迭加。

上边带。沿一定声波波前上的所有地方都产生边带辐射 (虚线)，并从角度 λ/A 射出；由于这个歪斜在左边产生的边带光的波前 (实斜线) 既不与入射光 (竖直的线) 重合，也不与更右边产生的其它边带光 (虚线) 重合。

如果 l 足够长, 不可避免地会产生有害的干涉。歪斜角的余弦 (假设 $\lambda/l \ll 1$) 等于 $1 - (\lambda^2/2l^2)$ 。因此, 在光行进 $2l^2/\lambda^2$ 个光波长距离之后偏转光波与入射光差了整整一个波长, 因而完全抵消。这个波长数相应于 $l = 2l^2/\lambda^2$ 。(注: 我们忽略了载波和边带由于其频率差引起的波长的差别。只要 $\lambda/l \gg v/c$ 是允许的, 实际上这个条件总是满足的)。对于歪斜更大角度的更高级的边带, 抵消在更短的距离上发生。如果我们想衍射大部分入射光, 看起来靠增加 l 不会有什么帮助。

但有一种变相消干涉为相长干涉的方法。非常简单的改变就可以使我们有可能得到任意长的相互作用长度, 而不管声频如何高。现在就来描述这个改变及其令人惊奇的结论。

Bragg 反射

转动入射光的方向, 直到与声波波前形成角度 $\alpha \approx \lambda/2l$ (两个波长都是在媒质中测量的) 为止, 如图 8 所示。一级上边带仍沿与入射光成角度 $\approx \lambda/l$ 的方向射出, 这样看起来声波波前就象镜子一样从它那里发生反

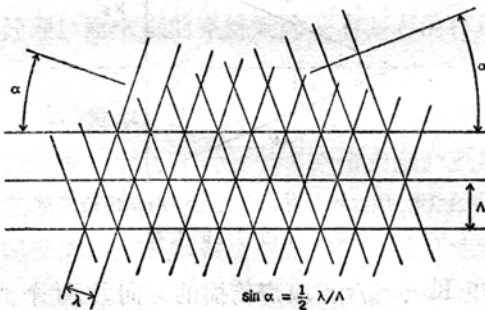


图 8 Bragg 反射。相长干涉导致一个被选的一级上边带建立。水平线是声波波前, 斜线是入射和衍射光波前。

射。不管把 l 作成多长, 入射光和一级上边带光沿各个声波波前是同相的。要注意这个

迭加相互作用只对一个一级边带发生; 其它的一级边带和更高级边带仍然要产生相消干涉。

这个惊人的现象, 即允许一个一级上边带无限增长, 称之为声学的 Bragg 反射, Bragg 首先观察到的与 x 射线被晶体的晶格平面有选择性的反射相类似。角 $\alpha \approx \lambda/2l$ ——更精确说 $\sin \alpha = \lambda/2l$ ——称为 Bragg 角。符合条件 $2\pi\lambda l \gg l^2$ 或 $k^2 l/\beta \gg 1$ 的实验 (当声音是甚高频或更高的频率时通常是符合的) 便说是符合 Bragg 条件的。

再者, 正如 Debye-Sedrs 效应的情况一样, 在发生 Bragg 反射的器件的外边界上发生的光折射使得我们在外边 (真空或空气中) 观察到的角度增加。倘若这些边界差不多平行于声波传播的方向 (垂直于图 8), 则以真空中的光波长 λ_0 代替其在介质中的波长 λ 后, 就得到外面观察到的 Bragg 角 α :

$$\sin \alpha_0 = \lambda_0/2l.$$

现在我们可以利用前面描述过的确定被选边带所能达到的振幅的方法。在长度增量 dl 上的相移是

$$d\phi = \beta_0 \frac{\Delta n}{n} dl.$$

产生两个边带, 各具振幅 $dS = d\phi c_0/2$, 这里 c_0 是入射载波光波的振幅。其中一个边带通过方位的确定建立起来, 如果载波振幅保持一定的話, 其振幅随 l 线性增加。另一个边带和所有更高级边带在超过一定振幅后不再增长, 如果 Δn 足够小, 它们的功率容量可以忽略。存在载波振幅 c 时, 被选边带按下面的比率增长

$$\frac{dS}{dl} = \frac{1}{2} c \frac{d\phi}{dl}$$

只要边带存在, 它就引起载波按相应的比率减少:

$$\frac{dc}{dl} = -\frac{1}{2} S \frac{d\phi}{dl}$$

这两个方程具有简单的解

$S = c_0 \sin(\Delta\phi/2)$ 和 $c = c_0 \cos(\Delta\phi/2)$ 其中 $\Delta\phi = l\beta\Delta n/n$ 和前面一样。边带或衍射波的振幅首先随 $\Delta\phi$ 线性增加，当 $\Delta\phi = \pi$ 时变到与整个载波振幅相等，这时入射光被完全抑制。入射和衍射波的功率之和保持一定*。

入射光和衍射光的振幅的行为类似于在两个对称的弱耦合传输线上的电压的行为。我们可以认为两个光平面波按相对声波波前正的和负的 Bragg 角方向行进，好象被声波耦合的两个波型一样。从一个波型到另一个波型的频移不适合传输线类比；它可以解释为多普勒频移。它或正或负，依赖于入射光与声波是迎头相遇还是并肩前进（图 9）。在第一种情况产生一级上边带，第二种情况产生一级下边带。改变取向来择取单个的边带是 Bragg 反射的一个有用的性质。

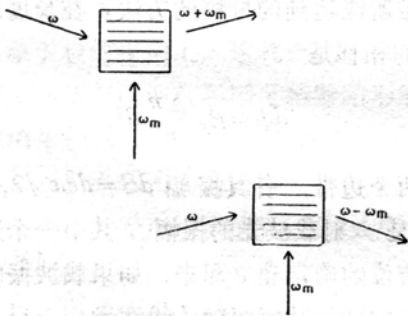


图 9 Bragg 反射。通过使光和声以适当的角度相遇来选择上边带或下边带。

注意声学 Bragg 反射是多么简单而有效。光按 Bragg 角进入。产生一个单波型的衍射光，其频率按所期望的方向向高或向低移动，其振幅是声振幅和相互作用长度的正弦函数。当迭加的相移 $\Delta\phi$ 等按 π 时出现完全的变换。

有意思的是比较 Bragg 衍射盒和微波线路中用的参量器件，在一个参量向上变换器中，有如下的关系：

$$\omega_{\text{输出}} = \omega_{\text{泵浦}} \pm \omega_{\text{信号}}$$

式中的符号取决于它是上边带向上变换器还是下边带向上变换器。类似地在 Bragg 器件中：

$$\omega_{\text{输出}} = \omega_{\text{入射}} \pm \omega_{\text{声}}$$

参量放大器常用集成电路或腔，它们的共振频使得我们能选出一个边带。在行波参量放大器中，不需要共振；这里，Tien 氏关系式

$$\beta_{\text{输出}} = \beta_{\text{泵浦}} \pm \beta_{\text{信号}}$$

对输出、泵浦和信号波的传播常数应当成立，符号取决于所选择工作的类型。为了避免同时产生两个边带，Tien 氏关系式应只对所期望的一组频率成立；为了保证这点，传输线必须做成是色散的。

在 Bragg 衍射盒中，三个传播常数是同一平面上的矢量。它们在两维上满足 Tien 氏关系式（见图 10）：

$$\beta_{\text{输出}} = \beta_{\text{入射}} \pm \vec{K}_s$$

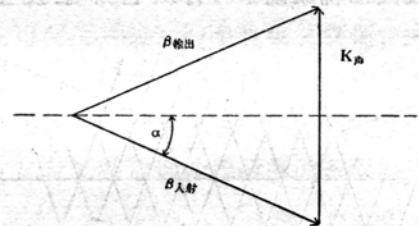


图 10 Bragg 反射。入射光和声以传播矢量相加产生衍射光的矢量。

这里 $\vec{K} = \omega_{\text{声}}/v$ ，取声传播的方向。两个光波矢量等值，仅方向不同。要选择边带时，符号可以通过改变声音传播的方向来改变。

* 校者注：原文如此。应改为：当 $\Delta\phi = \pi/2$ 时，和载波振幅相等；当 $\Delta\phi = \pi$ 时，入射光被完全抑制。

这里不需要使媒质色散。

图 10 也可作另外的解释。上面的公式乘以 \hbar (普郎克常数 h 被 2π 除); 波矢量 ($\vec{\beta}$ 或 \vec{K}) 与 \hbar 的积代表粒子 (这种情况下就是光子或声子) 的动量。修改过后的公式说明, 入射光子与声子碰撞产生新的光子, 其方向的变化 (Bragg 角的两倍) 使得动量仍旧守恒。能量守恒从另外与三个频率有关的公式得出, 各个 ω 乘以 \hbar 。

低频时光线的弯曲

光线弯曲的现象在几百千赫声频 (相应于声波波长为厘米级) 时很容易观察到 (图 11)。这时折射率 (C 处折射率高, D 处低) 在几千个光波长上慢慢发生周期变化。光的相位沿右边界的变化如此之缓慢, 以致衍射效应可以忽略。正弦曲线形的光波前引起光线向声压最大的地方弯曲, 那里折射率最高。所以光强沿右边界周期地变化, 最大光强的区域伴随着各个最大声压的区域。部分光强变化约为 $\frac{1}{2} (l/l_{\text{最大}}) \Delta\phi$ 。只要相互作用长度比临界长度 $l_{\text{最大}}$ 短, 我们用的射线光学方法就是对的。因为声频如此低, 这个条

件容易满足; 例如, 对于玻璃, 500 千赫, $l_{\text{最大}}=30$ 米。为了得到强效应要求很大的相移 $\Delta\phi$ (几百弧度); 这就要求高声强, 这样的高声强在声共振器中最容易得到。要得到光束的会聚 (图 11 中 a 部分) 或偏转 (b 部分) 都是可能的, 但光束的宽度须小于声波波长 λ 。在外面空气里测量的最大偏转角是 $(\lambda_0/\lambda) \Delta\phi$ 。用通常的光源做过很多这种类型的实验。正弦形的光偏转被 Lipnick、Reich 和 Schoen^[8]、Aas 和 Erf^[9] 证实, 后者在 320 千赫得到 6 度的峰-峰偏转。最近 Demaria 和 Danielson^[10] 研究了在激光棒中柱面声波产生的聚焦效应。

一些有用的参考资料: Bergmann 的书^[11], 特别是德文原作, 包括了丰富的早期的光声相互作用资料。在 Born 和 Wolf^[12] 的书中有详细的计算, 特别是关于 Debye-Sears 条件。更近期, Quate^[13] 作了关于 Bragg 衍射的透彻的文献综述, 用经典的行波系统的方程计算了相互作用。Gordon 及其同事^[14] 的论文着重讨论了声音和衍射光间的空间分布的关系。

效率: 怎样比较材料

在任何利用声 Bragg 反射或 Debye-Sears 效应的器件中, 有实际意义的是效率。我们定义效率为被声波衍射的入射光强度占总强度的分数。已计算了对应一定相移 $\Delta\phi$ 的这个分数, 也知道 $\Delta\phi$ 等于 $\beta l \Delta n$ 。但是对于一定尺寸的衍射盒, 声功率和 Δn 之间有什么关系呢?

分析表明 Δn 等于声应变 S 乘以因子 $-n^3 p/2$ 。这里 n 还是折射率; p 是光弹性系数, 定义为介电常数的倒数 ϵ_0/ϵ (对光频而言) 相对于 S 的导数。在低声平下, 衍射光的强度随声功率线性增加, 并比例于 $M=$

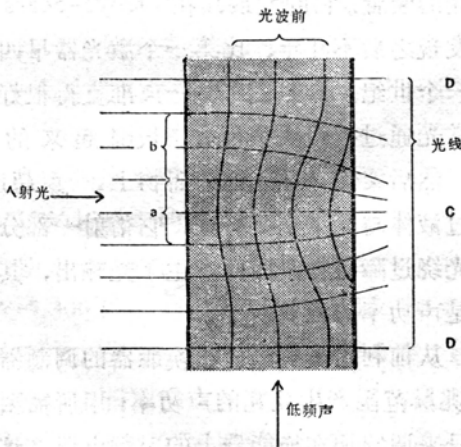


图 11 光线的弯曲。a 部分会聚, b 部分偏转。说明图中包含一个声波长, 中心区域 C 被压缩, 上端和下端区域 D 扩张。

$n^6 p^2 / v^3 \rho$, 这里 ρ 是相互作用媒质的密度^[15]。公式中的所有四个参量都是相互作用在其中发生的材料的性质。系数 ρ 变化不大, 对最常用的液体约为 0.3, 对于许多固体在 0.3 到 0.15 之间。在晶体中, ρ 是张量, 必须考虑方向, 但是对于最好的方向组合, ρ

仍旧落在通常的范围内。远大得多的变化是由 n^6 项和 v^3 项引起的。液体由于其声速更低而此固体有更高的 M 值; 最好的固体是具有高折射率的固体(玻璃或晶体)。表 I 给出了材料之间的大致比较。

表 I 材料的比较

材 料	ρ 千克/米 ³	v 千米/秒	n	P	分贝	$M_{\text{水}}$
水	1.0	1.5	1.33	0.31	0	1.0
重火石玻璃	4.8	3.80	1.72	0.30	-12	0.06
特重火石玻璃	6.3	3.10	1.92	0.25	-9	0.12
熔石英(SiO ₂)	2.2	5.97	1.46	0.20	-22	0.006
聚苯乙烯	1.06	2.35	1.59	0.31	-1	0.8
KRS-5	7.4	2.11	2.60	0.21	+2	1.6
铌酸锂(LiNbO ₃)	4.7	7.40	2.25	0.15	-19	0.012
氟化锂(LiF)	2.6	6.00	1.39	0.13	-29	0.001
金红石(TiO ₂)	4.26	10.30	2.60	0.05*	-29*	0.001
刚玉(Al ₂ O ₃)	4.0	11.00	1.76	0.17*	-29*	0.001

* 据 Qvate 数据估算。

液体不能用于更高的效率, 因为它们超声衰减特别大; 单位长度的损耗随频率的平方增加。例如, 在水中 50 兆赫、室温下衰减约为 6 分贝/厘米。在固体中, 衰减非常小, 随频率增加更慢。熔石英、石英晶体和金红石、刚玉一样用于微波频率。Spencer^[16] 指出铌酸锂具有优良的性质; 非常低的衰减和很好的 M 。

对于 Bragg 反射, 衍射光与入射光的功率比是 $I_1/I_0 = \sin^2(1.4l\sqrt{M_{\text{水}}P_{\text{声}}})$, 这里 l 是以米计的相互作用长度, $M_{\text{水}}$ 是相对于水的品质数值因子(例如, -12 分贝相应于 $M_{\text{水}} = 0.063$), $P_{\text{声}}$ 是以瓦/平方米计的声功率密度。简化的形式 $I_1/I_0 = 1.9l^2 M_{\text{水}} P_{\text{声}}$, 只要符合 $I_1/I_0 \ll 1$ 就可适用; 这个公式在同样的限制下对 Debye-Sears 条件下的两个一级边带中任一个边带都符合。品质因子 M 必须谨慎使用。我们以后要遇到一种情况, 那里

M 的修正形式更合适。不管怎样, 在比较不同的材料时 M 是有用的标准。

光调制和频移

超声光调制器是第一个利用被超声衍射的光的装置。它的发展只在 Debye-Sears 效应发现之后不几年, 比第一个激光器早四分之一一个世纪。参照图 12, 一束准直得很好的寻常光通过被两块平行玻璃板围起来的液柱, 然后聚焦在插入的障碍物上, 一束超声, 通过液体与光束交叉行进, 它衍射一部分入射光绕过障碍物, 因此产生了光输出, 其强度是声功率的函数

从前利用石英晶体板换能器的调制器在 10 兆赫范围产生几瓦的声功率; 用所需要的信号来调制加在换能器上的射频电压。这样的调制器效率相当高, 如果来自所有各种边带的光可以重新结合并利用的话。如我们在

Debye-Sears 效应的分析中看到的, 当相移 $\Delta\phi$ 等于 2.4 弧度时入射光束消失。这时, 所有的光都越过了障碍物。

如果我们想用非常高的声频来调制光强, 则必须使入射光束十分窄(图 12 中的孔径 D)。声波强的部分和弱的部分, 相应于见象信号的峰和谷, 以声速(每微秒数毫米)横过光束行进。如果强和弱的部分同时在光束中存在, 它们与整个光输出的效应抵消。在激光器出现以前, 狭窄的高度准直的光束只有牺牲大量的光才能产生。这样的缺点在 Scophony 光调制器中被巧妙地克服, 这种光调制器是 Okolicsanyi^[17] 和 Robinson^[18] 专门为电视投影设计的。为了了解他们的方法, 让一大束光横过用见象信号调制的射频声波。许多见象信号的峰和谷被同时照明。见象的峰比谷衍射更多的光。它们一起形成了见象信号明亮的复制品, 即是一行准备投影的电视图象, 不过, 它以声速向前运动。Okolicsanyi 和 Robinson 用转镜使这个运动停住, 同时把这一整行投影在屏上。

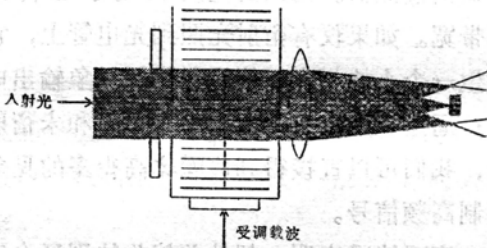


图 12 早期的超声光调制器。

在超声延迟线中, Debye-Sears 效应产生的见象信号的明亮的复制品也用在信号处理装置中。在 Slobodin^[19] 的相关器中, 有黑条图样的静止的幻灯片作为参考信号的复制品。这个幻灯片光学选加在见象信号产生的运动着的明亮图上, 截断了一部分被声衍

射的光。剩余部分会聚在光电管上。相应于两个信号相关乘积的电流分量在光电管输出上显示出来。

Debye-Sears 效应产生的各种边带发射出来的角度比例于引起效应的声波的频率。如果几个不同频率的声波同时引入, 至少在低声功率水平上可用线性迭加, 各个频率产生自己的图, 不为别的频率存在所干扰。Lambert^[20] 描述了基于这个原理的瞬时频谱分析仪。

Hargrove^[21] 利用 Debye-Sears 调制器的有意思的修改来锁定气体激光器许多轴模的相位。这就要求装置具有在光程中周期性地引入适量的光衰减的能力, 以约 100 兆赫的速率交替整个透明度。Hargrove 在熔石英块中产生频率为这个频率的一半的声驻波。在驻波中, 全部的应变每个周期消失两次, 因此所有点对点的折射率变化每周期也消失两次, 这时所有的光直接通过。当应变存在时, 光从原来的方向散射开, 并且在这个实验中损耗掉了。

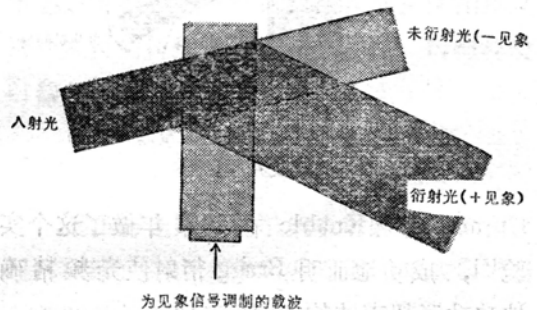


图 13 Bragg 反射光调制器。实际上的角度比说明图中的小, 衍射光束的变宽通常可以忽略。

现在让我们回到根据 Bragg 条件工作的声调制器。大多数情况, 我们希望调制从激光器发出的光。一种简单的调制器用水作工作媒质, 利用频率约 50 兆周的超声载波, 它为

见象信号所调制。偏转角 $2\alpha_0 = 1.2$ 度^{*}，因而很容易分离衍射的和未衍射的光。无论那一个都可以用来作为输出光束，取决于我们要正的见象调制还是负的。当超声信号截断时，衍射光束变成零；当声功率适当时，90%以上的传输光转变为衍射光束。在一个实用的调制器中，未衍射光束可保留百分之几或者更高的数量级。

有一种情况，超声波自己构成所需的调制。例如，我们可用 30 兆赫载波调制光束，载波自身可能就被见象信号所调制。工作在 30 兆赫的 Bragg 衍射盒偏转的光不在 30 兆赫调制，但是它的光频从未衍射光频率移动了 30 兆赫。因此如果我们合成衍射光和未衍射光，就是把光边带迭加在它的光载波上；结果是在 30 兆赫处光束的相位和振幅同时被调制。组合光束照射的光电检测器在其输出中显示出 30 兆赫的分量（图 14）。

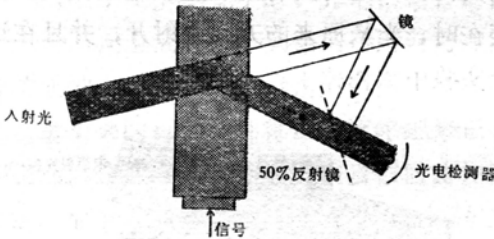


图 14 光超外差检测，它恢复超声波的载波频率。

Cummins 和 Knable 在 1963 年做了这个实验^[5]，成功地证明 Bragg 衍射使光频精确地移动了超声波的频率，后来 Siegman, Qaate^[22]等人利用固体相互作用媒质，例如石英或金红石在微波频率重复了这个实验。Dixon 和 Gordon^[23]指出这样得到的振幅调制的深度比例于衍射光功率的平方根。在高超声频（几百或几千兆赫）时，声功率难以得到，利用很小的功率得到相当的调制深度。例如，衍射了入射光强的百分之一，组合后

产生 10% 的调制。

有时，发出一光束，让它回来时带回某种信息，但在接到它之前已强烈衰减了。在这种系统中，用十分简单的方法来获得两束光的确定的频差的可能性是特别有用的。削弱了的光束和与它频率相差一已知值的未衰减光的组合使我们可以用光电二极管作为光超外差检测器。这个过程消除了光电二极管和光电倍增管中遇到的暗流效应和低频噪声。为产生输出，被接收的光必须具有正确的频率，它也必须使它的波前与称作本地振荡参照光束的波前排成一线。因此，超外差的装置对不要的信号，包括高强度的通常光源提出了一个非常好的甄别。至少在原则上，它的灵敏度仅为光电探测器的量子效率所限制。已经提出来的许多应用包括连续波雷达或干涉仪。但是在今天最主要的利用或许是固体中的弱声波的探测，特别是高频，其它方法在这里都失效了。

Brignza 和 Demaria^[24]曾用光超外差检测器辨出工作在几百兆赫的声延迟线。光学鉴别允许连续变化延迟，而不需要任何通常的输出换能器。光束的宽度决定了能再现的带宽。如果仅有衍射光照到光电管上，它产生一个小的相应于信号包络的见象输出电流；通过在光电检测器中组合衍射和未衍射光，我们可以直接得到信噪比高得多的见象调制高频信号。

实际情况表明，超外差接收特别适合于观察弱小的声信号。通常我们希望能够简单地在方向的基础上区别被弱声波散射的光和没有被散射的大部分入射光。由声衍射的光偏转 2α ，其余的光仍旧向前行进。激光通常

* 在下面 Bragg 反射器件的讨论中，包括图 13 到图 16，不再用零脚标；角度和光波长都假设是在空气中测量的——作者注。

准直得这样地好，应当没有什么问题。除了尘埃之外，再没有别的。一些很小的粒子，把入射光散射到各个方向，使得被弱声波衍射的光略有降低。但是尘埃粒子散射的光不发生频移；在超外差检测中，这种光简单地为本机振荡信号所淹没，不再妨害欲接收的信号。事实上大量的尘埃使独立的本机振荡光束成为不必要。所需的信号——光电检测器电流的高频分量——仅能由声波产生。

光的确定频移过程至少有一种应用，不包括检测在内。Crumly, Foster 和 Ewy^[25]证实，当气体激光器发出的光频率移高或移低内模频率，然后回到激光器时，就得到模同步。在这个实验中采用了放在激光谐振腔外面，在 Bragg 条件下工作的声衍射盒。被衍射而发生频移的光束被一个镜子反射，使得在它回来的路上再次通过声衍射盒；这样就使频移加倍。

光的偏转

超声使光偏转基于声频与 Bragg 角的正弦之间的线性关系^[26]。为了得到以下关系，用声速 v 和频率 f 的商来替代 Bragg 衍射公式中的声波长 λ ：

$$\lambda = \frac{v}{f} \quad 2\sin\alpha = \frac{\lambda}{A} \quad 2\sin\alpha = f \frac{\lambda}{v}$$

因为 Bragg 角通常很小，故把 $2\sin\alpha$ 写成 2α 。现在 2α 代表衍射光束和入射光束之间的夹角。为了变化衍射光束的方向可改变 f ：

$$\Delta(2\alpha) = \Delta f \frac{\lambda}{v}$$

光偏转对电视投影，对存贮或开关器件是十分有用的。在光偏转器件中，最需要考虑的不是可以得到的偏转角（这用一对透镜容易放大），而是彼此能够清楚区分开的角位置的数目，通常叫做可分辨的斑点数目。放大不

能改变这个数目，而这个数目却决定着电视图象的清晰度和能放在一个直线排列中开关元件的数目。

为了确定可分辨斑点数，我们用从孔径 D 射出的光的不可避免的衍射域 $\alpha_{\text{最小}} \approx \lambda/D$ 来除角位移 $\Delta(2\alpha)$ (图 15)，这个衍射域决定了我们能够做出多大的斑点。我们发现

$$\frac{\Delta(2\alpha)}{\alpha_{\text{最小}}} = \frac{\Delta f(\lambda/v)}{\lambda/D} = \frac{\Delta f D}{v} = \Delta f \tau$$

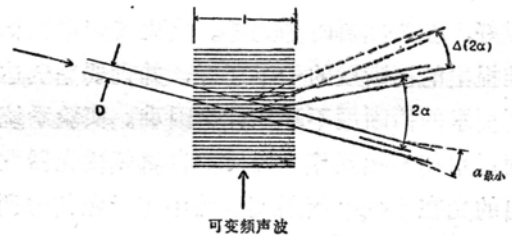


图 15 光检测。声频的改变摆动偏转光束 $\Delta(2\alpha)$ 。光束不可避免地扩展为 $\alpha_{\text{最小}}$ 。这两个角的比率给出可分辨斑点的数目。

$D_{\text{最小}}$ 是声波以其声速 v 所横过的光束的宽度；因此 D/v 就是声音穿过光孔径的渡越时间 τ 。可分辨的斑点数就是这个渡越时间乘以声波的峰至峰的频率变化 Δf 。

在一个要求随时可以扫到任何角位置的光偏转系统中，例如光开关系统， τ 必须比扫描时间小；否则同时存在于孔径 D 上的光束的各个部分就会射向不同的点。这样一类系统允许扫描时间仅约 1 微秒，因此 Δf 必须是每一个可分辨斑点 1 兆赫；在这样的系统中就要求频率改变几百兆赫。硫化镉或氧化锌薄膜换能器具有有效地在固体中产生 500 到 1000 兆赫超声的能力，使得这样的光偏转器成为可能。

在一个有线性水平扫描的电视系统里，声渡越时间可以作得比相应于一个图象单元的短时间间隔大得。多偏转角 2α 线性地沿光孔径改变，使得偏转光散开就象它通过一个

柱透镜一样^[27]。想象的柱透镜的焦长在整个扫描中保持恒定,这样它的作用容易校正。在电视系统中 τ 的实际限制是由水平再扫描时间决定的。典型的 τ 约为10微秒,因此每兆赫频率变化可以得到约十个可分辨的斑点。

最近报导的实验电视系统^[28]采用了如下参量的水平扫描: $\tau=12.5$ 微秒, $f_{\text{最小}}=19$ 兆赫, $f_{\text{最大}}=35$ 兆赫;因此 $\Delta f=16$ 兆赫, $16 \times 12.5=200$ 个可分辨斑点。投影图象的清晰度(图16)在见象频率高达2兆赫时还很好,在3兆赫时降到零。这比美帝电视标准提出的清晰度的一半还好,并且要完全达到要求的清晰度不存在什么困难。实验系统使用水作为相互作用媒质;自氦氖激光器发出的光在 Bragg 衍射调制器中用见象信号调制,调制器利用水,工作在43兆赫。

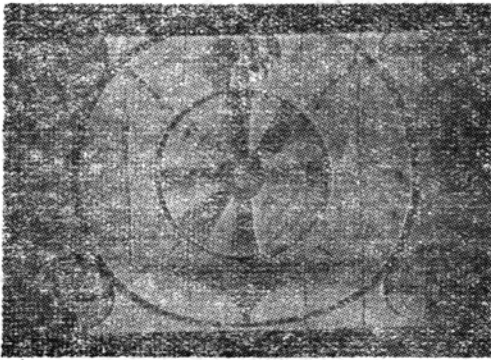


图16 实验显示系统产生的试验图。(超声调制和 He-Ne 激光的偏转;水平方向上有200个可分辨的小点。)

当宽带声信号要用到 Bragg 衍射装置中时,就产生了一个有趣的问题。如图8所示,两个光束相对声波波前的入射角和出射角应当相等。如果不等,在图7中说明的那类有害的干涉就会出现。对于一个频率仅有一个固定的入射角是适合的。自然有一些公差(角度可以错开约 $\pm \lambda/2l$),但是在宽带系统中,可以超过这一公差。我们可以按照声频转动声波波前,以便入射光束总是位于合

适的角度来克服这个困难。刚才论及的电视系统利用了四个换能器的简单的相位列阵来把握声束的方向,以得到要求的 $\pm 30\%$ 的频率变化。这个方法也可用于同时出现不同声频的系统。

宽带系统还要求格外考虑品质因子 M 。前面已经说过,衍射光和入射光强之比取决于 M 、声功率密度 $P_{\text{声}}$ 和相互作用长度 l 的平方的乘积。声束常为矩形横截面,它必须扩张到整个长度 l ,但是它的宽度 W 可以小得多。声束中总的声功率 $P_{\text{总}}$ 是 $P_{\text{声}}lW$,所以乘积 $MP_{\text{声}}l^2$ 可以写成 $MP_{\text{总}}l/W$ 。因此只要宽度实际减少到最小,声功率可用长度交换;如果可以采用较长的长度,总功率就需要得较少。这样,如果我们只想把光从一个频率转换到另一个,最大的实际可能长度是最好的。不过假设要利用宽声频带,我们还要用到角度公差的问题。即使我们利用了声束把握方向,校正也还不是完全的。因为公差角 $\pm \lambda/2l$ 反比于相互作用长度,对于任何程度校正都存在一个最大的可利用的长度 L 。

Gordon^[29]指出, L 依赖于某些与决定 M 相同的材料性质。组合 M 和 L ,他定 α 新的品质因子 M' : $M'=n^2\rho^2/v\rho$ (比较: $M=n^6\rho^2/v^3\rho$), M' 用于 l 受到带宽要求限制的时候。

在 M' 中折射率 n 甚至比在 M 中更重要,而声速 v 更差些。这就引起一些材料相对的顺序改变:玻璃具有高 n 和高 v ,对 M 来说它比水差得多,但对 M' 就可以和水相比了。

声波探索 and 成象

Gordon 及其同事也研究了由小 l 声柱产生的光衍射,这个声柱可以是一个大的球形或圆柱形换能器的聚焦区。他们通过改

变入射光的入射角 ψ 探察了声柱(图17)^[30], 记录了衍射光强与角位置的函数关系。和他们的计算一致的结果是这样的: 衍射光强的角分布与声束的远场衍射图功率密度的分布对应一致(如果声音继续在同样的媒质中行进, 我们可以在非常远的距离上观察声功率的角分布)。因此可以通过光探察详细地考查声辐射图。

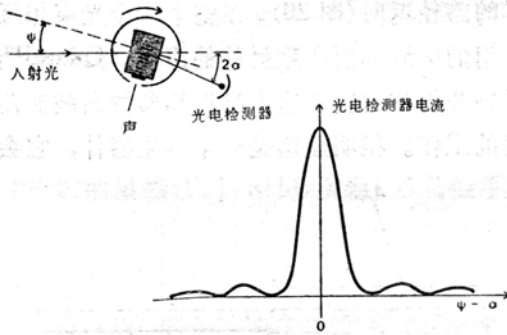


图 17 在观察衍射光强时, 转动衍射盒以探查盒中的声场。图中示出具有陡峭边缘的均匀声束的结果。

最近, Korpe^[31]更进了一步, 指出声 Bragg 衍射过程具有象转换的性质。从单频点声源 S 发射出的声波和单色点光源发出的光相互作用(图18), 产生象来自声源的虚象

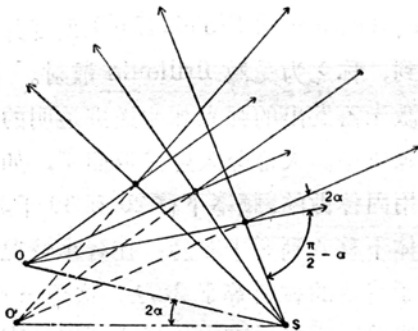


图 18 声波成象。从源 S 发出的声射线与 O 源发出的光线相互作用, 形成新的好象来自 S 的虚象 O' 的光线。

点 O' 的衍射光, 不过这个虚象眼睛看得见。对于很多的声源 S_1, S_2, S_3 等等, 虚象点 O_1', O_2', O_3' 等等形成对应的图案。在这个转换

过程中, 振幅比和相位角保持不变; 声场转换成等价的光场。第一个实验图(图 19) 示出简单的金属制品, 在水中以 22 兆赫声波照明。

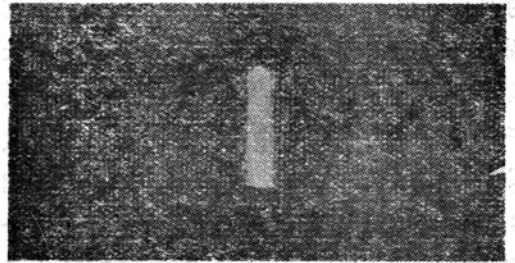


图 19 衍射象, 由浸在水中的金属线钩所散射的 22 兆赫声波产生。钩有 5 毫米宽, 由 1 毫米金属线做成。未衍射光的亮条纹出现在对称的一级象之间。

在光学显微镜中, 分辨率为数值孔径(光学系统接收到的从物体发出的最大发散光线形成的角度一半的正弦) 和光波长所限制。在声-光成象中, 同样的规则也适用。我们必须用声波长代替光波长, 并考虑声形成的角度, 这与光线形成的角度一样。采用微波区域的声频, 分辨率可以接近光学显微镜。

用单色光测量 Bragg 角可以直接决定声波的波长, 因此, 如果知道声频也就找到了声速。频率和角度可以很高的精度测量。甚至声衰减也可从光学测量中发现; 仅仅横过入射光束很短的距离就消失的声波类似于窄光学孔径的效应。偏转光显示出大衍射域, 可以测量它以找出衰减。在很宽的温度范围上用微波频率的这类数据提供了在研究液体和固体物理中有用的信息。用微波发生器和压电换能器产生的声波已经测量过了。利用热声子(声波, 是电学线路中热骚动噪声的声对应物, 总是存在于所有材料中的) 也作过了。在多年前, Brillouin 第一次计算光的声衍射时, 他心中有的就是这种热产生的声波。Brillouin 散射在其狭义上指光被热声子衍射。

热产生的声波复盖巨大的频率范围——高到约 10^{12} 赫，那里声波波长接近两个原子间的距离。低到 $\lambda/2$ (在材料中的光波长 λ) 的波长可用 Bragg 衍射观察到。我们通过测量一特定角度的散射光只能对一特定波长的声子进行观察，但是在这个实验中没有关于它们频率的更多的知识。然而我们知道散射光一定显示出相应的频移。Benedek 和 Greytak^[32] 利用光学干涉测量仪测量了这个频移(在一个实验中约为 6 千兆赫)到约为千分之一。这样就以相同的精度得出了声速，从以一定角度衍射光的声子的频率范围可找到声衰减的大约值。

参量效应——微弱的和激烈的

我们已经考察了关于两个不同的输入信号——光、声——组合产生光学输出信号的各种各样的实验。光输入用得相当有效，但声输入经相互作用仍旧几乎原封不动。仅仅很小一部分声子作用于光子。如果它们全部起作用，相互作用会产生一巨大的增加，等于光和声的频率比，对于 50 兆赫约为千万比一。

象所有基于参量相互作用的过程一样，当泵浦功率上升时，这个过程变得更有效，让我们拿一个 50 兆赫的 Bragg 盒，其声功率为 1 瓦，衍射所有的入射光。设入射光功率也是 1 瓦(它完全转变成输出功率)。上变换增益(声比衍射光)是 1；在 10^7 个声子中仅有一个作用。现在让我们提高光输入功率到 10 瓦；所有的光仍旧被 1 瓦声波衍射。功率增益现在是 10^4 ，在 10^3 个声子中有一个声子作用。如果我们安放入射角来选择上边带，在相互作用过程中消耗掉 1 毫瓦声功率；如果反过来选下边带，另外还要产生 1 毫瓦声功率；输入光和已频移的输出光相互作用产生以前不存在的声波。混合两个光束能够产生声波

的证明是由 Korpel、Adler 和 Alpiner^[33] 首先作出的，他们在约 50 兆赫作了这样的实验。Caddes、Quate 和 Wilkinson^[34] 后来在 720 兆赫获得了同样的结果。两个实验都是在通常的小 Bragg 角条件下做的。

用高频声波，Bragg 角增加。如果到 90 度我们会观察到什么呢？这要求声频为 $2v/\lambda$ 。现在声波平行于入射光束行进；衍射光沿同样的路径返回(图 20)。在整个两个光束相互作用的区域都要产生另外的声波。Quate^[13] 详细分析和比较了这个过程和参量回波振荡器的工作。很明显这是一个再生器件，它会

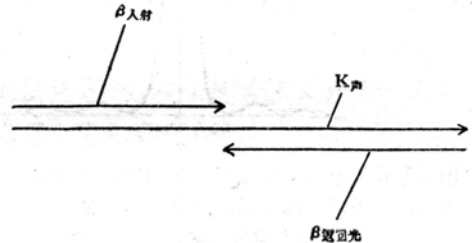


图 20 在受激 Brillouin 散射中的传播矢量。

变得不稳定。它花了大量的光来克服损耗，但是如果光输入增加到兆瓦级，预期的不稳定性就建立起来了：声音爆发似地增高，虽然它是从热声子开始的。这样的过程由 Chiao、Townes 和 Stoicheff^[35] 预言并首先观察到，称之为受激 Brillouin 散射。由 Q 开关激光器发出的强光脉冲送进透明的相互作用媒质中。大部分入射光返回了，如果实验是用固体做的，频率下移 20 到 30 千兆赫，用液体下移 4 到 8 千兆赫；在各个情况中频移对于特定的材料等于 $2v/\lambda$ 。这是一个出色的实验，它以最有力的形式证实了声光之间的相互作用。

参考文献(略)

译自 Adler R., *IEEE Spectrum*, 1967 (May), 4, No 5, 42~54