

声表面波在声栅上的反常 Bragg 衍射*

王佐卿 汪承浩 周素华

(中国科学院声学研究所)

1987 年 4 月 22 日收到

提 要

本文讨论了在考虑基片各向异性因素时,声表面波在声栅上的 Bragg 衍射现象. 理论分析时,将有关波式 and 不同模式之间的差别唯象地以它们对应的相速不同来表征之,而不具体讨论这些波式或模式的偏振特性. 在分析时,与讨论声-光反常 Bragg 衍射情形一样采用二波近似,但不借助于引入对应于极化矢量那样的量,而直接由栅区声速分布给出各波式之间的耦合系数. 由此而得出的“反常 Bragg 衍射”公式,与声-光情形下采用极化矢量概念给出的公式一一对应. 由这些公式计算的结果,与实验结果良好地符合.

一、引 言

我们曾讨论过声表面波 (SAW) 在声栅上的 Bragg 衍射现象^[1]. 但仅考虑了入射波方向与偏转束方向声速相等或相近的情形. 因此,其实验结果表明它遵循各向同性情形下的“正常 Bragg 衍射”规律. 然而,实际上涉及的这类声栅衍射的 SAW 器件并非总是如此. 例如 RAC 声表面波器件,其偏转角达 90° ,在 Y 切割铌酸锂晶片上,入射波方向与偏转束方向的声速相差甚大. 因此,研究基片各向异性情形下,SAW 在声栅上的 Bragg 衍射现象,在理论上和实用上都是有意义的.

在超声光衍射问题中,有“正常 Bragg 衍射”和“反常 Bragg 衍射”两类. 前一类是指当相位匹配条件满足时,偏转光束的偏振方向与入射光的偏振方向一样,且偏转角等于入射角;后一类衍射是指偏转光波的偏振方向与入射光的偏振方向不同,而且当相位匹配条件满足时偏转角不等于入射角^[2,3]. 在推导反常 Bragg 衍射时^[3],引入极化矢量概念来描述声致折射率改变,然后导出不同波式之间的耦合系数.

在声栅阵反射器件中,例如 RAC 器件设计中^[4],在考虑入射角与反射角关系时,直接引用了声-光反常 Bragg 衍射的 Dixon 公式^[2],但未作过理论分析. 其中,入射方向和反射波方向的声速,文献[4]中采用了栅阵外的值. 显然,对金属栅阵情形,这是值得商榷的.

在本文的理论分析中,同样采用二波近似,即认为在栅区和透射区只存在两个波式,在栅区存在若干个模式. 这些波式或模式之间的区别则唯象地用其相速不同 (折射率不同)来描述. 这样就可迴避开 SAW 在声栅上 Bragg 衍射时各级波式之间复杂的偏振方

* 中国科学院科学基金资助的课题.

向关系。本文不借助于引入类似于极化矢量的概念,而直接由声栅区声速周期性调制导出不同波式间的耦合系数。采用耦合波方法得出了 SAW 在声栅上的“反常 Bragg 衍射”公式。

二、基片各向异性情形时 SAW 在声栅上作 Bragg 衍射的实验结果

栅阵的 Bragg 衍射特性,主要指偏转束的衍射角及其偏转效率的变化规律。

1. 实验样品结构、坐标、符号和声栅参数

基片为 Y 切割铌酸锂单晶片。样品结构如图 1 所示。为叙述简明,样品表面分三个区。入射区 ($\zeta \leq 0$),只考虑入射波而忽略所有反射波。入射角为 θ_{in} ;透射区 ($\zeta \geq L_g$) 内,实验已证明本文所述样品上只存在两个衍射波级:零级波(直透束)和一级波(偏转束)。其衍射角分别标为 $\bar{\theta}_0$ 和 $\bar{\theta}_1$ 。本实验中样品的晶轴 X 与声栅矢量 K_g (沿 ξ 坐标轴)偏一个角度 α 。令入射波矢量 K_i 与 Z 轴间夹角为 ϕ_i ,而零级与一级衍射束波矢量 K_0 , K_1 与 Z 轴间角度为 ϕ_0 及 ϕ_1 。则其间关系为

$$\phi_1 = \alpha + \theta_{in}; \phi_0 = \alpha + \bar{\theta}_0; \phi_2 = \alpha - \bar{\theta}_1. \quad (1)$$

声栅区 ($0 \leq \zeta \leq L_g$) 内,相应地只有基波和一级空间谐波。其传播角为 $\bar{\theta}_0$ 和 $\bar{\theta}_1$ 。因而其相应的波矢量 K'_0 和 K'_1 与 Z 轴之间角度可表为: $\phi'_0 = \alpha + \bar{\theta}_0$; $\phi'_1 = \alpha - \bar{\theta}_1$ (图 1(b))。

实验样品的结构参数为 $\alpha = 39.5^\circ$; $\theta_{in} = 14.5^\circ$; $\Lambda_g = 0.0852\text{mm}$; $L_g = 2.5\text{mm}$ 。这里 Λ_g 为声栅周期, L_g 为声栅厚度。样品上,入射区为自由表面,透射区为金属化表面。

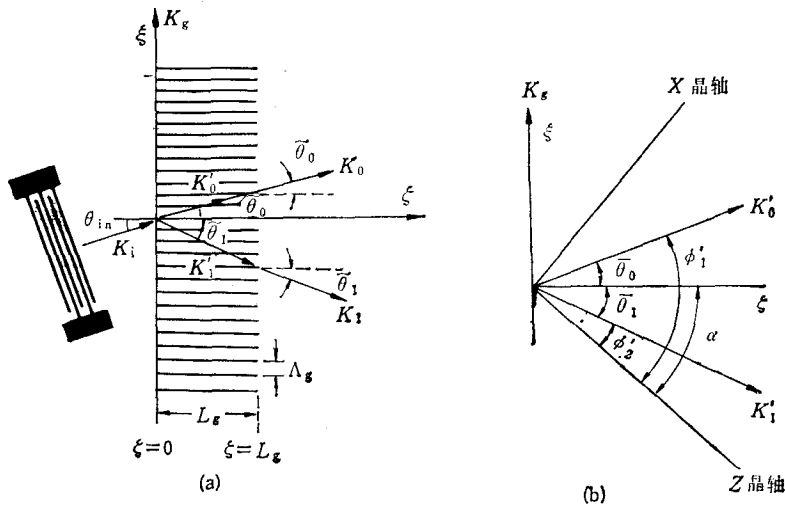


图 1 实验样品结构及各级波的角度关系

2. 实验方法

应用光学法^[5], 拍下透射区的声-光衍射图案, 由此可测出 K_g 及 K_0, K_1 所对应的声-

光衍射点相对位置,由此可计算出相应声频下的 $\tilde{\theta}_0$ 和 $\tilde{\theta}_1$, 还可测出透射区内在沿 K_0, K_1 方向上的声速.

应用光电倍增管测量各频率下零级和一级衍射声对应的一级声-光衍射点强度 I_0 和 I_1 , 则可给出声栅偏转效率 $\left(\eta = \frac{I_1}{I_0 + I_1}\right)$.

3. 实验结果

在 IDT 有效激励频段内 (56—86MHz), 观察到零级声束和一级声束所对应的声-光衍射点,而未观察到高阶衍射声束所对应的衍射光点. 这表明,上述实验样品结构满足强 Bragg 条件. 这正是二波近似所必要的前提.

1) 衍射角的测量结果:零级衍射束的衍射角 $\tilde{\theta}_0$,在上述频段内测得为 $14.25^\circ \pm 0.09^\circ$; 一级衍射束的衍射角 $\tilde{\theta}_1$,随声频而变化(图 2 中以圆点示之).

2) 透射区(金属化表面)二声束传播方向上声速测量结果为 $v_s(\phi_1) = 3.53\text{km/s}$; 当 $f = 65\text{MHz}$ 时, $v_s(\phi_2) = 3.35\text{km/s}$. 应强调的是, $\phi_1 = 54^\circ$ 是固定的,而 $\phi_2 = \alpha - \tilde{\theta}_1$ 是随频率变化的. 故只选了一个频率作代表. 由文献[6]可查得, $\phi_1 = 54^\circ$, 其相应的数据是 $v_s(54) = 3.55\text{km/s}$; 而 $f = 65\text{MHz}$ 时,可测得 $\phi_2 = 17.6^\circ$. 而由文献[6]查得 $v_s(17.6) = 3.37\text{km/s}$. 可估算出,我们的实验结果比文献[6]的数据大约要小 0.6%.

3) 偏转效率. 定义偏转效率 $\eta = I_1/(I_0 + I_1)$. 在上述频段内测得其关系在图 3 中以圆点示之.

下面给出按各向同性近似下的“正常 Bragg 衍射”公式^[1]计算的结果,分别示于图 2 和图 3,以虚线表示之. 计算时的数据为 $L_g = 2.5\text{mm}$; $\Lambda_g = 0.0852\text{mm}$; $v = 3.45\text{km/s}$; $(\Delta v/\bar{v}_0) = 0.018$.

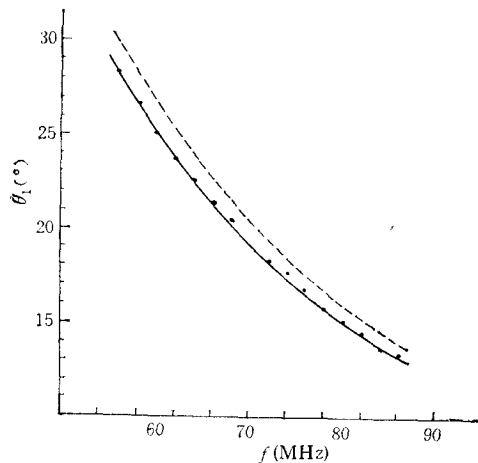


图 2 一级衍射声束的衍射角与入射声频之间的关系圆点为实验结果;虚线为按正常 Bragg 衍射公式计算的结果;实线为按反常 Bragg 衍射公式计算的结果

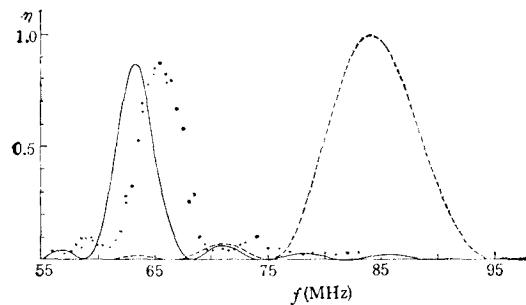


图 3 偏转效率随入射声频变化曲线 图中符号说明同图 2

由该二图中计算结果和测量结果比较可知,“正常 Bragg 衍射”规律不能良好地描述实验结果.

三、考虑基片各向异性影响时的 SAW

在声栅上的 Bragg 衍射理论

一般说来, SAW 在声栅上衍射时,入射波、栅区内的基波和谐波(空间)、透射区的各级衍射波之间,存在复杂的模式转换. 在作反常 Bragg 衍射时,可能存在类似于声-光反常 Bragg 衍射时那样一类偏振方向改变的现象. 但本文采用这样一种唯象的方法: 在入射区有一束沿入射角 θ_{in} 、波数为 K_i 的声束入射到声栅,由于实验证明了在透射区只存在零级和一级衍射波(衍射角为 $\tilde{\theta}_0$ 和 $\tilde{\theta}_1$, 波数为 $\tilde{K}_0$ 和 $\tilde{K}_1$), 因而在声栅内只需考虑基波和一级空间谐波(即二波近似). 在这五个需讨论的波式之间,可能存在偏振方向变化,但我们不去详细讨论它,只是形式地将不同波式之间区别用其相应的声速不同来描述之,而不涉及它们的偏振方向.

待讨论的声栅结构示于图 1. 由于基片声速各向异性,近似地认为栅区内基波和一级空间谐波的声速分布近似地服从下述余弦函数:

$$\begin{aligned} v_0 &= \bar{v}_0 \left[1 + \frac{1}{2} (\Delta v_0 / \bar{v}_0) \cdot \cos(2\pi\xi / \Lambda_g) \right]; \\ v_1 &= \bar{v}_1 \left[1 + \frac{1}{2} (\Delta v_1 / \bar{v}_1) \cdot \cos(2\pi\xi / \Lambda_g) \right]. \end{aligned} \quad (2)$$

式中 $\bar{v}_0$ 和 $\bar{v}_1$ 分别为基波和一级空间谐波传播方向上声速的平均值,而 $(\Delta v_0 / \bar{v}_0)$ 和 $(\Delta v_1 / \bar{v}_1)$ 分别为上述两级声波传播方向上的声速调制度.

栅区的总声场 u (标量场)可由其基波 u_0 和一级空间谐波 u_1 的迭加而成. 在周期性结构中,描述其传播特性的 Mathieu 方程应写成

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial^2}{\partial X^2} + \frac{\partial^2}{\partial Z^2} \right) (u_0 + u_1) + K_0^2 u_0 + K_1^2 u_1 \\ = 2(S_0 u_0 + S_1 u_1) \cdot \cos X. \end{aligned} \quad (3)$$

其试探解的 Floquet 形式为

$$\begin{aligned} u_0 &= a_0 \cdot e^{i(PX + qZ)}; \\ u_1 &= a_1 \cdot e^{i[(P-1)X + qZ]}. \end{aligned} \quad (4)$$

上述诸式中,各参量均已取成无量纲量

$$\begin{aligned} X &= (2\pi / \Lambda_g) \cdot \xi; & Z &= (2\pi / \Lambda_g) \cdot \zeta; \\ K_0 &= \Lambda_g / \bar{\lambda}_0; & K_1 &= \Lambda_g / \bar{\lambda}_1; \\ S_0 &= \frac{1}{2} (\Delta v_0 / \bar{v}_0) \cdot K_0^2; & S_1 &= \frac{1}{2} (\Delta v_1 / \bar{v}_1) \cdot K_1^2; \\ \bar{\lambda}_0 &= \bar{v}_0 / f; & \bar{\lambda}_1 &= \bar{v}_1 / f. \end{aligned} \quad (5)$$

式中 f 为声频.

将(4)式代入(3)式,注意到(5)式,并且忽略代表 (-1) 级和 $(+2)$ 级空间谐波的项,则可得求解基波和一级谐波的系数 a_0 和 a_1 的方程组. 为

$$[P^2 + q^2 - K_0^2] a_0 + s_1 a_1 = 0;$$

$$S_0 a_0 + [(P-1)^2 + q^2 - K_1^2] \cdot a_1 = 0. \quad (6)$$

为保证两级衍射波的能量之和与入射波能量相等, 还要求近似地取

$$S_0 \simeq S_1 \simeq \sqrt{S_0 S_1} = S. \quad (7)$$

以后的推演过程几乎与各向同性情形^[1]相同. 下面仅着重于讨论其不同之处, 并主要讨论下述三个主要问题: Bragg 条件; 偏转角公式; 偏转声束的相对强度即偏转效率公式.

1. “反常 Bragg 条件”

这是指入射角与声栅参数间满足一定关系时, 入射声波(由此而确定栅内基波)波矢量、声栅矢量与偏转声束(对应于栅内一级谐波)波矢量之间满足相位匹配, 因而偏转效率为极大时的条件.

入射波函数写为

$$u^{\text{in}} = \exp[j(K_i \cdot \sin \theta_{\text{in}} \cdot X + K_i \cdot \cos \theta_{\text{in}} \cdot Z)], \quad (8)$$

式中 $K_i = \Lambda_g / \lambda_i$, λ_i 为入射声波波长. 令严格满足相位匹配条件时的 P 值为 P_0 , 而由于这时入射角等于 Bragg 角 θ_B . 因此可写出

$$P_0 = (\Lambda_g / \lambda_i) \cdot \sin \theta_B, \quad (9)$$

因为

$$P = (\Lambda_g / \lambda_i) \cdot \sin \theta_{\text{in}}.$$

由图 4 所示的相位匹配条件, 可得在栅区内基波传播角 $\bar{\theta}_0$ 为

$$\sin \bar{\theta}_0 = \frac{1}{2} (\Lambda_g / \bar{\lambda}_0) [(1 - \bar{\lambda}_0^2 / \bar{\lambda}_1^2) + \bar{\lambda}_0^2 / \Lambda_g^2].$$

由 Snell 定律可得 Bragg 角公式为

$$\sin \theta_B = \frac{1}{2} (\lambda_i / \Lambda_g) \left[1 + \left(1 - \frac{\bar{v}_0^2}{\bar{v}_1^2} \right) (\Lambda_g^2 / \bar{\lambda}_0^2) \right]. \quad (10)$$

当入射角等于(10)式所给出的 Bragg 角时, 偏转声束强度极大. 故(10)式就是 Bragg 条件.

当各向同性近似时, $\bar{v}_0 = \bar{v}_1$, (10)式成为

$$\sin \theta_B = \frac{1}{2} \lambda_i / \Lambda_g. \quad (11)$$

这就是“正常 Bragg 条件”. 这时, $P_0 = 1/2$.

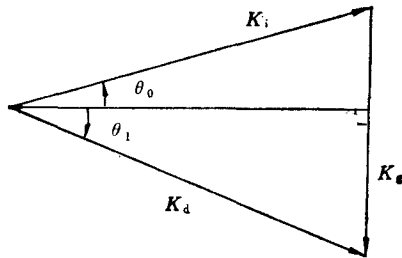


图 4 反常 Bragg 衍射时的几何关系

2. 偏转效率公式

若 Bragg 条件不严格满足,则可写成

$$P = P_0 + \sqrt{S_0 S_1} \cdot g \simeq P_0 + Sg. \quad (12)$$

式中 g 表征入射角偏离“Bragg 条件”的程度.

将 (12) 式代入 (6) 式, 由其判定式可求出四个本征根 $q^{(m)} (m = 1, 2, 3, 4)$. 令 $a_0^{(m)} = 1$, 可求出相应的四个本征解 $(1, a_1^{(1)})$, $(1, a_1^{(2)})$, $(1, a_1^{(3)})$ 及 $(1, a_1^{(4)})$. 在声栅区的总声场写成

$$\begin{aligned} \bar{u} = & \sum_{m=1}^4 a_0^{(m)} \cdot A_m \cdot \exp[j(PX + q^{(m)}Z)] \\ & + \sum_{m=1}^4 a_1^{(m)} \cdot A_m \cdot \exp\{j[(P-1)X + q^{(m)}Z]\} \end{aligned} \quad (13)$$

在忽略 $z = 0$ 边界的反射波时, 入射区只有 (8) 式的入射波; 在透射区 ($\zeta \geq L_g$) 的透射波由零级和一级衍射波组成:

$$u^T = T_0 \cdot \exp[j(PX + \tilde{q}_0 Z)] + T_1 \cdot \exp\{j[(P-1)X + \tilde{q}_1 Z]\}, \quad (14)$$

式中

$$\begin{aligned} \tilde{q}_0 &= [(\Lambda_g/\tilde{\lambda}_0)^2 - P^2]^{1/2}, \\ \tilde{q}_1 &= [(\Lambda_g/\tilde{\lambda}_1)^2 - (P-1)^2]^{1/2}. \end{aligned} \quad (15)$$

式中 $\tilde{\lambda}_0$ 和 $\tilde{\lambda}_1$ 分别为两个衍射波的波长. $\tilde{\lambda}_0 = \tilde{v}_0/f$; $\tilde{\lambda}_1 = \tilde{v}_1/f$. $\tilde{v}_0$ 和 $\tilde{v}_1$ 为零级和一级衍射波传播方向的声速.

由在 $\zeta = 0$ 和 $\zeta = L_g$ 边界上 u 和 $\partial u/\partial \zeta$ 连续的边界条件^[1,8], 可得 $A_m (m = 1, 2, 3, 4)$ 和 T_0, T_1 . 在给出 T_0 和 T_1 时, 幅度取零级近似而相位项取一级近似. 由此可给出两衍射波的相对强度为

$$\begin{aligned} I_0/I_1 &= |T_0|^2 = \cos^2[\beta \sqrt{g^2 + 1}] + \frac{g^2}{g^2 + 1} \sin^2[\beta \sqrt{g^2 + 1}], \\ I_1/I_1 &= |T_1|^2 = \frac{1}{g^2 + 1} \cdot \sin^2[\beta \sqrt{g^2 + 1}], \end{aligned} \quad (16)$$

$$\beta = \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{\Delta v_0}{v_0} \cdot \frac{\Delta v_1}{v_1}} \cdot L_g / (\lambda_0 \cdot \cos \theta_0). \quad (17)$$

(16) 式在形式上与各向同性情形^[1]相同. 差别在于相位调制度 β 和 g 的内容上. 显然当各向同性时, β 和 g 的表达式都退化到各向同性情形的公式.

3. 偏转角公式

对零级和一级衍射波来说, 其相应的衍射角可由 (14) 和 (15) 式给出, 考虑到 (8) 式和 (9) 式, 可得

$$\begin{aligned} \sin \tilde{\theta}_0 &= (\tilde{v}_0/v_i) \cdot \sin \theta_{in}, \\ \sin \tilde{\theta}_1 &= (\tilde{v}_1/v_i) \cdot (\sin \theta_{in} - \lambda_i/\Lambda_g). \end{aligned} \quad (18)$$

式中 v_i 为入射区入射波方向声速, $\tilde{v}_0$ 和 $\tilde{v}_1$ 为透射区两衍射波各自传播方向上的声速. 当各向同性近似时, 即成文献[1]的公式.

四、基于反常 Bragg 衍射公式的计算结果和实验结果的比较

1. 衍射角

零级衍射束的衍射角 $\tilde{\theta}_0$. 由设计参数, $\theta_{in} = 14.5^\circ$, 由文献[6]查得: $v_i = v(\phi_i) = 3.6\text{km/s}$; $\tilde{v}_0 = v_s(\phi_1) = 3.55\text{km/s}$. 由(18)式可算得: $\tilde{\theta}_0 \simeq 14.3^\circ$; 实验测量结果为 14.25° . 二者符合良好.

一级衍射束的衍射角 $\tilde{\theta}_1$. 由文献[6]查得, 在工作频段对应的 ϕ_2 范围,

$$\tilde{v}_1 = v_s(\phi_2) \simeq 3.37\text{km/s},$$

几乎为一常数. 代入(18)式, 计算出 $\tilde{\theta}_1$ 随频率变化曲线, 在图 2 中以实线示出. 与实验结果比较表明, 二者相符良好.

2. 偏转效率

由(16), (17)和(10)式计算偏转效率 $\eta = I_1/(I_0 + I_1)$. 参数为: $\Lambda_g = 0.0852\text{mm}$; $L_g = 2.5\text{mm}$; $\theta_{in} = 14.5^\circ$; $v_i = 3.6\text{km/s}$; $\tilde{v}_0 = 3.575\text{km/s}$; $\tilde{v}_1 = 3.4\text{km/s}$.

本来, $\tilde{v}_1 = \frac{1}{2} [v(\phi_2) + v_s(\phi_2)]$ 是变化的量. $v(\phi_2)$ 和 $v_s(\phi_2)$ 是偏离 Z 晶轴角度为 ϕ_2 方向的自由表面和金属化表面的 SAW 速度. 但在本文实验样品包括的频段对应的偏转角变化范围内, $v(\phi_2)$ 和 $v_s(\phi)$ 变化很小, 因此取为常数.

参数 $\Delta v_0/\tilde{v}_0$ 和 $\Delta v_1/\tilde{v}_1$ 比较复杂. 它们不仅与无穷广延表面情形的速度差有关, 还与 Λ_g/λ 之比有关^[7]. 而斜入射情形, 尚无数据可查. 但是由于该值主要影响分布曲线幅度, 而对曲线峰值位置特性没有影响. 我们取 Bragg 条件严格满足的条件下对应的角度时的值. $\Delta v_0/\tilde{v}_0 \simeq \Delta v_1/\tilde{v}_1 = 0.018$.

应用上述数据, 由(16)式算得偏转效率随频率而变化的曲线, 在图 3 中以实线示之. 该曲线表明仍与实验结果有一定偏离. 可以看到, 极大位置正对应于“反常 Bragg 条件”所对应的位置. 而该位置与 $(\tilde{v}_0/\tilde{v}_1)$ 值很敏感. 我们在计算中, $\tilde{v}_0$ 和 $\tilde{v}_1$ 是按文献[6]的理论计算值 $v(\phi_1)$, $v_s(\phi_1)$, $v(\phi_2)$ 和 $v_s(\phi_2)$ 得来的. 由于实际样品的值和理论值通常不很一致, 又由于

$$\begin{aligned}\tilde{v}_0 &= \frac{1}{2} [v(\phi_1) + v_s(\phi_1)], \\ \tilde{v}_1 &= \frac{1}{2} [v(\phi_2) + v_s(\phi_2)]\end{aligned}\quad (19)$$

的取值事实上将无限广延表面的声速值直接作为周期栅阵中的平均值, 这也可能带来误差. 如果将 $\tilde{v}_0/\tilde{v}_1$ 的值比文献[6]中理论值小 0.5%, 则计算结果与实验结果的比较示于图 5. 因此, 可以判断, 造成图 3 中实验结果与计算结果偏差的原因是实验样品基片的声

速与按文献[6]查得的数据不一致造成的。

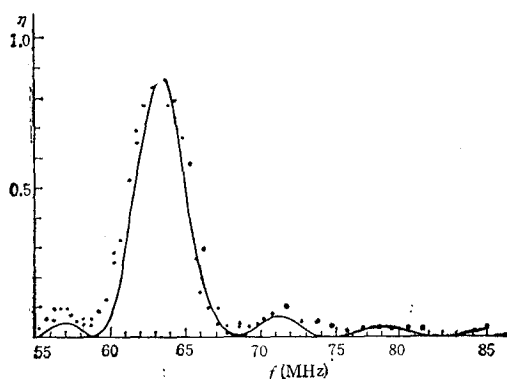


图5 若 $\bar{v}_0/\bar{v}_1$ 值比计算图3曲线时小0.5%时的比较

五、讨论与小结

本文用唯象方法讨论了声表面波在声栅上的反常 Bragg 衍射现象。实验结果表明,上述理论方法给出的计算结果良好地与实验结果相符。

本文所使用的方法可适用于任意二波衍射情形,不论该二级衍射波的偏振方向有否改变或模式如何。但本文具体讨论的是入射波与二级衍射波皆是 Rayleigh 波的情形。因为文中所述的不同声速值都是 Rayleigh 波在相应方向和相应条件下的声速值。

为保证二级衍射波声功率之和等于入射波功率,不得已在文中引入(7)式的近似条件,即假定:从零级至一级的耦合系数与一级至零级的耦合系数相等。但(7)式并未验证。可以估计,该近似程度与二波近似大致相当。

“反常 Bragg 衍射”与正常 Bragg 衍射的主要区别在于引入栅区二级波方向声速值 $\bar{v}_0$ 和 $\bar{v}_1$ 不同。 $\bar{v}_0/\bar{v}_1$ 这一比值对衍射角和偏转效率曲线的影响很明显。本文理论分析结果表明,它们是栅区内沿相应方向的声速平均值,如(19)式所定义。但是金属栅阵内,由于金属化区与自由表面区都是与声波波长同数量级,因此实际上栅区内沿该二级波传播方向的平均声速与(19)式可能有差别。这个问题也有待深入研究。顺便提出,Williamson 等人在设计沟槽 RAC 时^[4],将 $\bar{v}_0$ 和 $\bar{v}_1$ 取成栅区外自由表面情形声速值。因为沟槽栅阵内声速的一阶调制为零,这样做是允许的。我们曾反复实验验证,对金属栅阵来说,是不允许的。

参 考 文 献

- [1] 王佐卿、周素华、汪承浩,物理学报, **32**(1983), 156.
- [2] R. W. Dixon, *IEEE J. Quant. Electron.*, **QE-3**(1967), 85.
- [3] I. C. Chang, *IEEE Trans.* **SU-23**(1976), 2.
- [4] R. C. Williamson and H. I. Smith, *IEEE Trans.*, **SU-20**(1973), 113.
- [5] G. I. Stegeman, *IEEE Trans.*, **SU-23**(1976), 33.
- [6] A. J. Slobodnik, *Microwave Acoustics Handbook*, VOL. 1A, (AFRCG-TR-73-0597, 1973).
- [7] 王佐卿、周素华、汪承浩,应用声学, **4**(1982), 20.
- [8] R. V. Schmidt and L. A. Goldren, *IEEE Trans.*, **SU-22**(1975), 115.

EXTRAORDINARY BRAGG DIFFRACTION OF SURFACE ACOUSTIC WAVE ON ACOUSTIC GRATING

WANG ZUO-QING WANG CHENG-HAO ZHOU SU-HUA

(Institute of Acoustics, Academia Sinica)

ABSTRACT

In this paper, the Bragg diffraction of SAW on acoustic grating is investigated by incorporating the anisotropy of the substrates. In the analysis, the difference between the incident wave, the fundamental wave and spatial harmonic wave in grating region and the diffraction waves in transmission region is phenomenologically described by using their different corresponding velocities. The experimental results for the diffraction of SAW on acoustic grating which is fabricated on Y-cut LiNbO_3 are presented. The comparison of the experimental results with the analyzed results obtained on isotropy approximation shows that the discrepancy is significant. The "extraordinary Bragg diffraction" equations are obtained by using the coupled-waves method which takes the anisotropy of the substrates into consideration. It is shown that the calculated results based on "extraordinary Bragg diffraction" equations are coincident with the experimental results fairly well.