

光束穿过超声驻波及行波后的 相干现象显示技术

杨选民 朱立易 明甘进福
(南京大学物理系, 南京 210008)

提 要

提出了一种光通过超声驻波及超声行波后能产生高衬比度相干条纹的新技术, 利用超声驻波调制光束与超声行波作用后的相关衬比度来选定相干波束。从理论上分析了其相关叠加的结果, 并在实验中得到了证实。

关键词 超声行波, 超声驻波, 衬比度。

1 引 言

在超高频声波的波前光学显示领域中, 许多作者借用几何光学概念或仅利用静态相衬法去探索超高频声行波的光学相干问题, 有的在理论上进行了似是而非的讨论, 也有的在实验中得到了否定的结果。在相当一段时期内, 这方面的工作没有进展。文献[1]首先利用近代光学信息处理的成就, 清楚地揭示了声光成像的基本理论——时间空间信息相关理论, 并得到了十分明确的结果^[1~4]。

本文在此理论上, 提出了一种超声行波波前光学相干显示技术——超声驻波调制光束法。从理论上和实验上分析了利用超声驻波产生的不同衍射光束照射被研究器件的相干叠加结果和滤波途径, 并在实验中获得了实时的高衬比度超声行波波前相干光学条纹像。这种新的技术具有稳定, 简便的特点, 有着良好的应用前景。

2 原 理

超声行波即介质的光学折射率因声压而发生周期性微小变化, 含有超声行波的介质可看成是一个高速运动的周期位相物体。采用时空信息相关理论和技术, 可以用连续激光束显示超声行波波前。

2.1 调制光束的产生

当平面单色光垂直入射于声驻波器件 h_1 (如图1所示) 时, 声驻波对入射平面单色光进行调制。若声驻波为平面波, 声功率不很大, 则根据文献[4], 在空间(光阑) F_1 处有

$$\mathcal{S}(h_1) = D_0 \exp(i p') \sum_{\mu} \sum_{\nu} (-i)^{\mu+\nu} J_{\mu}(\beta') J_{\nu}(\beta') \exp[i(\mu+\nu)\omega_A t + i\omega_0 t] \\ \times W \sin c\{[(\mu-\nu)K'_A + k_0(r'/s)](W/2)\}, \quad (1)$$

式中 $\beta' = \Delta N k_0 L'$, L' 为声驻波器件中声光作用长度, ΔN 为折射率变化峰值. K'_A , ω'_A 和 r' 分别为超声驻波的波数, 角频率和 F_1 处空间位置座标. J_μ 为 μ 级贝塞耳函数; ω_0 和 k_0 分别为入射单色光的角频率和波数; W 为声驻波被光照范围沿声波传播方向的宽度 s 为 h_1 面到 r' 面的距离, μ, ν 均为整数, E_0 和 φ' 是常量.

由(1)式可知, 因声驻波对光波的调制, 在远场 F_1 处, 空间衍射光主极大值由 sinc 函数决定, 即

$$r' = -(\mu - \nu)(K'_A/k_0)s = n(K'_A/k_0)s, \quad (2)$$

式中 $n = (\mu - \nu)$ 为衍射级次. 对应 r' 处的衍射角为 r'/s , 其空间频率为

$$(r'/s\lambda_0) = (nK'_A/k_0\lambda_0) = n/\Lambda', \quad (3)$$

式中 Λ' 为声驻波长. 在不同的衍射级中, 时间频率为: $\omega = \omega_0 + \Delta\omega = \omega_0 + (\mu + \nu)\omega'_A$. 可见, 对应于每一衍射级, 有一个时间频谱, 其频移值为 $(\mu + \nu)\omega'_A$. 表 1 列出了超声驻波中不同级衍射光中的各种时间频率成份; 即各空间频谱中含有时间频谱, 以及它们所对应的复振幅.

Table 1 The complex amplitudes of different frequencies in different diffracted orders for the modulated light of ultrasonic standing waves

diffracted orders $n = \mu - \nu$	spatial freq. spectrum $r'/s\lambda_0 = nK'_A/R_0\lambda_0$	temporal frequencies $\omega_0 + (n + 2\nu)\omega'_A$							
		ω_0	$\omega_0 + \omega'_A$	$\omega_0 - \omega'_A$	$\omega_0 + 2\omega'_A$	$\omega_0 - 2\omega'_A$	$\omega_0 + 3\omega'_A$	$\omega_0 - 3\omega'_A$
0	0	$J'_0 J'_0$			$-J'_1 J'_1$	$-J'_{-1} J'_{-1}$			
+1	$1/\Lambda'$		$-iJ'_0 J'_1$	$iJ'_0 J'_{-1}$			$iJ'_2 J'_1$	$-iJ'_{-1} J'_{-2}$	
-1	$-1/\Lambda'$		$-iJ'_0 J'_1$	$iJ'_0 J'_{-1}$			$iJ'_2 J'_1$	$-iJ'_{-1} J'_{-2}$	
+2	$2/\Lambda'$	$J'_1 J'_{-1}$			$-J'_0 J'_2$	$-J'_0 J'_{-2}$			
-2	$-2/\Lambda'$	$J'_1 J'_{-1}$			$-J'_0 J'_2$	$-J'_0 J'_{-2}$			

2.2 照射超声行波场时间相关叠加分析

在 F_1 处, 用空间滤波器, 可选用不同的声驻波衍射光. 以此照射超声行波场将有不同的结果, 现分析于下*.

2.2.1 选用声驻波零级光

由(1)式可知, 零级衍射光的条件为 $n = \mu - \nu = 0$, 又因为 $\mu + \nu = n + 2\nu$, 因此它们的光频成份 $\mathcal{F}(h, 0)$ **

$$\mathcal{F}(h, 0) = \sum_{\nu} (-i)^{\nu} J_{\nu}^2(\beta') \exp[i2\nu\omega'_A t + i\omega_0 t], \quad (4)$$

超声行波场 h_2 可表示为^[1]

$$h_2 = \sum_m (-i)^m J_m(\beta) \exp[im(\omega_A t - \mathbf{K}_A \cdot \mathbf{r})], \quad (5)$$

式中 $\beta = \Delta N k_0 L$, L 为声行波器件中声光作用长度, ω_A 和 \mathbf{K}_A 分别为超声行波的角频率和波矢, \mathbf{r} 为超声行波的位置矢量. 声驻波零级衍射光垂直入射超声行波场, 其出射面上的光场为(4)式和(5)式的乘积.

* 高于 ± 1 级的衍射光太弱, 略之.

** 略去常数因子 $E_0 \exp(-i\varphi')$.

$$\begin{aligned} \mathcal{F}(h, 0)h_2 &= \sum_{\nu} (-1)^{\nu} J_{\nu}^2(\beta') \exp(i2\nu\omega_A t + i\omega_0 t) \sum_m (-i)^m J_m(\beta) \exp[i m(\omega_A t - \mathbf{K}_A \cdot \mathbf{r})] \\ &= \sum_{\nu} \sum_m (-1)^{\nu} (-i)^m J_{\nu}^2(\beta') J_m(\beta) \exp[i(\nu+m)\omega_A t - im\mathbf{K}_A \cdot \mathbf{r} + i\omega_0 t], \quad (6) \end{aligned}$$

式中 $\omega'_A = (\omega_A/2)$. (6)式表明, 超声驻波的零级光和超声行波场作用后的光场, 由含有多种时间频率成份的不同方向的平面光波构成. 它们携带有超声行波波前的空间频率信息 $\exp(-im\mathbf{K}_A \cdot \mathbf{r})$. 出射光场经透镜 L_1 作一次傅里叶变换, 不同方向的衍射光束在透镜 L_1 的焦平面 F_2 上形成分离的光斑, 然后在远场象面 S 上再经过一次傅里叶变换, 即相同时间频率而不同衍射级次的光斑之间在远场干涉, 最后得到超声行波波前的相干条纹显示.

由空间相干理论, 形成超声行波波前真实像的光束, 它们的时间频率必须相同. 通常情况下, 由相邻的衍射级相干. 其余情况下, 将产生均匀背景光场或空间倍频像. 这样, 如果声功率不很大, 可忽略很高的高次项, 只需考虑零级出射光和 ± 1 级出射光之间的相干成像情况. 由(6)式, 可分别写出驻波的零级光与行波作用后的各级衍射光的光场, 详见表 2 所列.

$$\left. \begin{aligned} 0 \text{ 级光, } m=0, \quad E(0) &= \sum_{\nu} (-1)^{\nu} J_{\nu}^2(\beta') J_0(\beta) \exp(i\nu\omega_A t + i\omega_0 t), \\ +1 \text{ 级光, } m=+1, \quad E(+1) &= \sum_{\nu} (-i) (-1)^{\nu} J_{\nu}^2(\beta') J_1(\beta) \\ &\quad \times \exp[i(\nu+1)\omega_A t + i\omega_0 t - i\mathbf{K}_A \cdot \mathbf{r}], \\ -1 \text{ 级光, } m=-1, \quad E(-1) &= \sum_{\nu} (+i) (-1)^{\nu} J_{\nu}^2(\beta') J_{-1}(\beta) \\ &\quad \times \exp[i(\nu-1)\omega_A t + i\omega_0 t + i\mathbf{K}_A \cdot \mathbf{r}] \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Table 2 The complex amplitudes of different frequencies in different diffracted orders of ultrasonic traveling waves illuminated by zero order of standing waves

diffracted orders m	spatial freq. spectrum $r/F\lambda_0 = m\mathbf{K}_A/k_0\lambda_0$	temporal frequencies $\omega_0 + (\nu+m)\omega_A$							
		ω_0	$\omega_0 + \omega_A$	$\omega_0 - \omega_A$	$\omega_0 + 2\omega_A$	$\omega_0 - 2\omega_A$	$\omega_0 + 3\omega_A$	$\omega_0 - 3\omega_A$...
+1	$1/\lambda$	$iJ_{-1}^2 J_1$	$-iJ_0^2 J_1$	$-iJ_{-2}^2 J_1$	$iJ_1^2 J_1$	$iJ_{-3}^2 J_1$	$-iJ_2^2 J_1$	$-iJ_{-4}^2 J_1$	
0	0	$J_0^2 J_0$	$-J_1^2 J_0$	$-J_{-1}^2 J_0$	$J_2^2 J_0$	$J_{-2}^2 J_0$	$-J_3^2 J_0$	$-J_{-3}^2 J_0$	
-1	$-1/\lambda$	$-iJ_1^2 J_{-1}$	$iJ_{-1}^2 J_{-1}$	$iJ_0^2 J_{-1}$	$-iJ_3^2 J_{-1}$	$-iJ_{-1}^2 J_{-1}$	$J_4^2 J_{-1}$	$iJ_{-2}^2 J_{-1}$	

按时间相关原理^[1], 不同频率的信号相关在空间显现出均匀分布, 在时域上出现相干拍. 但相同频率的信号在空间上相关不为零. 按表 2 应把同一时间频率但又不同衍射级的光同时作相关处理. 亦即, 先分别求出各不同的时间频率所对应的 0 级, +1 级和 -1 级三项相干叠加后的强度分布, 然后把这些强度进行线性叠加. 结果表明, 在假设声功率不大的前提下, 总的强度分布中, 所感兴趣的声行波的空间信息 $\sin(\mathbf{K}_A \cdot \mathbf{r})$ 已被消去, 剩下均匀背景光和很弱的倍频信息 $\sin(2\mathbf{K}_A \cdot \mathbf{r})$. 如果考虑滤去声行波器件出射的 +1 级光或 -1 级光. 现在把相同频率的 0 级光和 +1 级光, 0 级光和 -1 级光分别作相干迭加处理如下:

当时间频率为 $\Delta\omega=0$ 时, 0 级光和 +1 级衍射光相干迭加条纹强度分布为

$$I_{01} = (E_0 + E_1)(E_0 + E_1)^* = J_0'^4 J_0^2 + J_1'^4 J_1^2 + 2J_0'^2 J_0 J_1'^2 J_1 \sin(\mathbf{K}_A \cdot \mathbf{r}). \quad (8)$$

0 级光和 -1 级衍射光相干迭加条纹强度分布为

$$I_{0-1} = (E_0 + E_{-1})(E_0 + E_{-1})^* = J_0'^4 J_0^2 + J_1'^4 J_1^2 - 2J_0'^2 J_0 J_1'^2 J_1 \sin(\mathbf{K}_A \cdot \mathbf{r}). \quad (9)$$

类似的分析可得：当时间频率为 $\Delta\omega = \omega_A$ 时，

$$I_{01} = J_1'^4 J_0^2 + J_0'^4 J_1^2 + 2J_1'^2 J_0 J_0'^2 J_1 \sin(\mathbf{K}_A \cdot \mathbf{r}), \quad (10)$$

$$I_{0-1} = J_1'^4 J_0^2 + J_2'^4 J_1^2 - 2J_1'^2 J_0 J_2'^2 J_1 \sin(\mathbf{K}_A \cdot \mathbf{r}). \quad (11)$$

当时间频率 $\Delta\omega = -\omega_A$ 时

$$I_{01} = J_1'^4 J_0^2 + J_2'^4 J_1^2 + 2J_1'^2 J_0 J_2'^2 J_1 \sin(\mathbf{K}_A \cdot \mathbf{r}), \quad (12)$$

$$I_{0-1} = J_1'^4 J_0^2 + J_0'^4 J_1^2 - 2J_1'^2 J_0 J_0'^2 J_1 \sin(\mathbf{K}_A \cdot \mathbf{r}). \quad (13)$$

同样也可分析当 $\Delta\omega = \pm 3\omega_A, \pm 4\omega_A, \dots$ 时的情况。

显然，如果滤去 +1 或 -1 级衍射光，则可形成可见条纹。若只考虑 $\Delta\omega = 0, \pm\omega_A$ 三种频率成份，由(9)、(11)、(13)式，这种可见条纹的称比度为

$$V_0 = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min}) \simeq 2J_{\pm 1}' J_1'^2 / J_0 J_0'^2, \quad (14)$$

其中已考虑到声功率不大的假设，且 $J_0 \gg J_{\pm 1}'$ 。从(14)式可见，这种条纹的衬比度不高。还可看出，只有提高 $J_{\pm 1}'$ 或降低 J_0 才能提高称比度，这需要提高声功率。

2.2.2 选用超声驻波一级衍射光。(以 +1 级为例)

由(1)式可知，超声驻波 +1 级衍射光 $\mu - \nu = 1$ 其光频成份 $\mathcal{F}(h_1, +1)$ 表示为

$$\mathcal{F}(h_1, +1) = \sum_{\nu} (-i)^{2\nu+1} J_{\nu}(\beta') J_{\nu+1}(\beta') \exp\{i(2\nu+1)\omega_A t + i\omega_0 t\}, \quad (15)$$

和(6)式一样，这时 h_2 出射面上的光场为(15)式和(5)式的乘积

$$\begin{aligned} \mathcal{F}(h_1, +1)h_2 &= \sum_{\nu} \sum_m (-i)^{2\nu+1} (-i)^m J_{\nu}(\beta') J_{\nu+1}(\beta') J_m(\beta) \\ &\quad \times \exp\{i[\nu+m+(1/2)]\omega_A t - im\mathbf{K}_A \cdot \mathbf{r} + i\omega_0 t\}, \end{aligned} \quad (16)$$

和前面的讨论相似，现在只需考虑超声行波场 0 级出射光和 ± 1 级出射光之间的相干现象，下面列出各种光场的场强并详见于表 3。

1) 0 级衍射光 ($m=0$)

$$E_{(0)} = \sum_{\nu} (-i)^{2\nu+1} J_{\nu}(\beta') J_{\nu+1}(\beta') J_0(\beta) \exp\{i[(\nu+1/2)\omega_A t + \omega_0 t]\}, \quad (17)$$

2) +1 级衍射光 ($m=1$)

Table 3 The complex amplitudes of different frequencies in different diffracted orders of ultrasonic traveling waves illuminated by first order of standing waves

diffracted orders m	spatial freq. spectrum $r/F\lambda_0 = m\mathbf{K}_A/k_0\lambda_0$	temporal frequencies $\omega_0 + (\nu + \frac{1}{2} + m)\omega_A$							
		$\omega_0 + \omega_A/2$	$\omega_0 - \omega_A/2$	$\omega_0 + 3\omega_A/2$	$\omega_0 - 3\omega_A/2$	$\omega_0 + 5\omega_A/2$	$\omega_0 - 5\omega_A/2$	$\omega_0 + 7\omega_A/2$	\dots
+1	$1/\Delta$	$J_0' J_{-1}' J_1$	$-J_{-1}' J_0' J_1$	$-J_0' J_1' J_1$	$J_{-2}' J_{-1}' J_1$	$J_1' J_2' J_1$	$-J_{-3}' J_{-2}' J_1$		
0	0	$-iJ_0' J_1' J_0$	$iJ_0' J_{-1}' J_0$	$iJ_1' J_2' J_0$	$-iJ_{-1}' J_{-2}' J_0$	$-iJ_2' J_3' J_0$	$iJ_{-2}' J_{-3}' J_0$		
-1	$-1/\Delta$	$-J_1' J_2' J_{-1}$	$J_0' J_1' J_{-1}$	$J_2' J_3' J_{-1}$	$-J_0' J_{-1}' J_{-1}$	$-J_3' J_4' J_{-1}$	$J_{-1}' J_{-2}' J_{-1}$		

$$E_{(+1)} = \sum_{\nu} (-i)^{2\nu+2} J_{\nu}(\beta') J_{\nu+1}(\beta') J_1(\beta) \exp\{i[(\nu+3/2)\omega_A t + \omega_0 t - \mathbf{K}_A \cdot \mathbf{r}]\}, \quad (18)$$

3) -1 级衍射光 ($m = -1$)

$$E_{(-1)} = \sum_{\nu} (-i)^{2\nu} J_{\nu}(\beta') J_{\nu+1}(\beta') J_{-1}(\beta) \exp\{i[(\nu-1/2)\omega_A t + \omega_0 t + \mathbf{K}_A \cdot \mathbf{r}]\}, \quad (19)$$

和前面一样, 我们按不同的时间频率对 0 级, +1 级和 -1 级分别进行相干, 然后对它们进行强度线性叠加, 最后得到利用驻波的 +1 级衍射光照明行波, 在象面 S 的光强分布为

$$I_{0,+1} \approx 2(J'_0 J'_1 J_0)^2 + 4J'^2_0 J'^2_1 J_0 J_1 \sin(\mathbf{K}_A \cdot \mathbf{r}). \quad (20)$$

当声功率不大时, $J'_0 > J'_1 > J'_2$, $J_0 > J_1 > J_2$, 故只考虑时间频率为 $\omega_0 + (\omega_A/2)$, $\omega_0 - (\omega_A/2)$, $\omega_0 + (3\omega_A/2)$ 及 $\omega_0 - (3\omega_A/2)$ 的各分量相干又叠加后的强度, 略去较弱项, 其衬比度为

$$V_1 \approx (2J_1/J_0). \quad (21)$$

(21) 式与 (14) 式相比较可见, V_1 远大于 V_0 . 所以利用驻波的 +1 级光照射声行波, 提高了通过行波相干条纹的衬比度, 并无需任何空间滤波措施.

为了考虑用驻波的 +1 级光照射行波时, 并滤去声行波出射的 +1 级光或 -1 级光的效果, 现在把相同频率的 0 级光和 +1 级光, 0 级光和 -1 级光分别作相干叠加处理得

1) 若时间频率为 $(\omega_A/2)$

$$I_{+1,0} = (E_0 + E_1)(E_0 + E_1)^* = J'^2_0 J'^2_{-1} J_0^2 + J'^2_{-1} J'^2_0 J^2_{+1} + 2J'^2_1 J'^2_0 J_1 J_0 \sin(\mathbf{K}_A \cdot \mathbf{r}), \quad (22)$$

$$I_{-1,0} = (E_0 + E_{-1})(E_0 + E_{-1})^* = J'^2_0 J'^2_1 J_0^2 + J'^2_1 J'^2_2 J^2_{-1} - 2J'^2_1 J'_0 J'_2 J_0 J_1 \sin(\mathbf{K}_A \cdot \mathbf{r}). \quad (23)$$

2) 若时间频率为 $(-\omega_A/2)$

$$I_{+1,0} = J'^2_{-2} J'^2_{-1} J_1^2 + J'^2_{-1} J'^2_0 J_0^2 + 2J'^2_1 J'_0 J'_2 J_1 J_0 \sin(\mathbf{K}_A \cdot \mathbf{r}), \quad (24)$$

$$I_{-1,0} = J'^2_{-1} J'^2_0 J_0^2 + J'^2_0 J'^2_1 J^2_{-1} + 2J'^2_1 J'^2_0 J_1 J_0 \sin(\mathbf{K}_A \cdot \mathbf{r}). \quad (25)$$

3) 若时间频率为 $(3\omega_A/2)$

$$I_{+1,0} = J'^2_1 J'^2_2 J_0^2 + J'^2_0 J'^2_1 J_1^2 + 2J'^2_1 J'_0 J'_2 J_0 J_1 \sin(\mathbf{K}_A \cdot \mathbf{r}), \quad (26)$$

$$I_{-1,0} = J'^2_1 J'^2_2 J_0^2 + J'^2_2 J'^2_3 J^2_{-1} - 2J'_1 J'_2 J_0 J'_2 J'_3 J_1 \sin(\mathbf{K}_A \cdot \mathbf{r}). \quad (27)$$

4) 若时间频率为 $(-3\omega_A/2)$

$$I_{+1,0} = J'^2_2 J'^2_1 J_0^2 + J'^2_3 J'^2_2 J_1^2 - 2J'_2 J'_1 J_0 J'_3 J'_2 J_1 \sin(\mathbf{K}_A \cdot \mathbf{r}), \quad (28)$$

$$I_{-1,0} = J'^2_2 J'^2_1 J_0^2 + J'^2_0 J'^2_1 J_1^2 - 2J'_2 J'_1 J_0 J'_0 J_0 J_1 \sin(\mathbf{K}_A \cdot \mathbf{r}). \quad (29)$$

当滤去声行波出射的 +1 级或 -1 级光时, 由 (22)、(24)、(26) 和 (28) 式相加得总强度分布, 声功率不大时, $J_0 > J_1 > J_2 > J_3$ 及 $J'_0 > J'_1 > J'_2 > J'_3$, 则衬比度为

$$V_2 \approx (J_1/J_0). \quad (30)$$

可见用驻波的 +1 级光照射声行波, 并滤去声行波出射的 -1 级光时, 衬比度下降. 所以用频率为 $(\omega_A/2)$ 的驻波的 +1 级光照射频率为 ω_A 的声行波, 不加任何滤波措施, 可得到较高衬比度的声行波阵面的稳定像, 这就是本技术的优越之处.

3 实 验

实验装置如图 1 所示. He-Ne 连续激光照射超声驻波器件 h_1 , 在其远场用滤波器 F_1

来选择所需要的衍射级用来照射所测超声行波场。[超声行波的频率为 29.4 MHz。为了使 $\omega'_A = (\omega_A/2)$ ，实验采用同一信号源，通过二分频电路放大后驱动超声驻波器件 h_1 。

首先采用超声驻波器件的零级衍射光照射超声行波器件 h_2 。图 2(a) 为超声行波全部出射光所成的干涉条纹。图 2(b) 为干涉场的强度分布。可以看出衬比度为零。图 3 为超声行波的 0 级和 +1 级衍射光所成的条纹像及其光强度分布曲线，衬比度不大于 25%。如前所述，这种低衬比度主要来源于一般超声驻波调制光中， $J_0(\beta') \gg J_{\pm 1}(\beta')$ 。用法布里-珀罗干涉仪证实，只有当超声驻波器件衍射效率很高，且声功率很大时， $J_1(\beta')$ 才接近 $J_0(\beta')$ 。根据(14)式，这时衬比度 V_0 才明显提高。

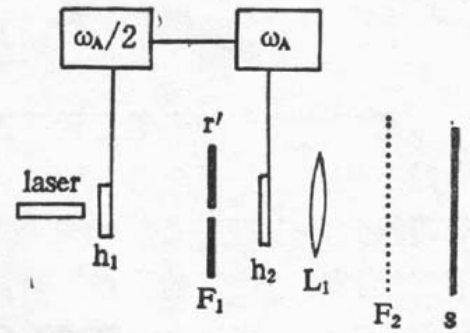


Fig. 1 Experimental setup

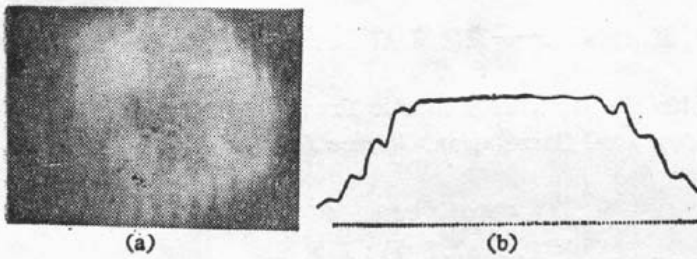


Fig. 2 The interference fringe of all diffraction orders for traveling waves illuminated by the zero order of the standing waves

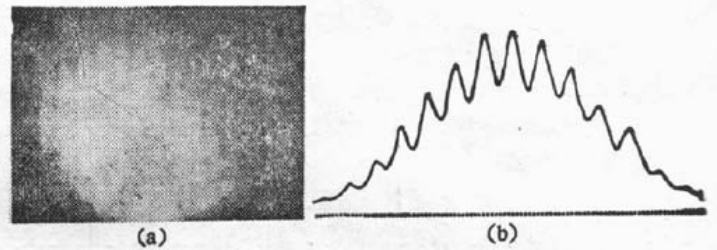


Fig. 3 The interference fringe of traveling waves by filtering the first order and illuminated by the zero order of the standing waves

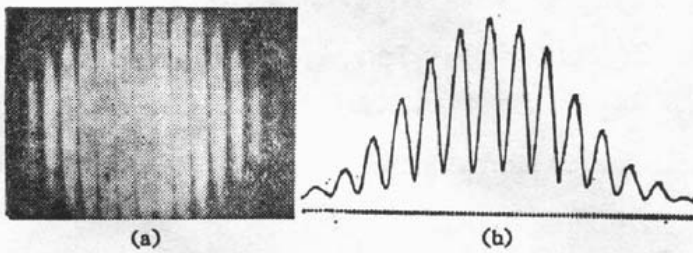


Fig. 4 The interference fringe of all diffraction orders for traveling waves illuminated by the first order of standing waves

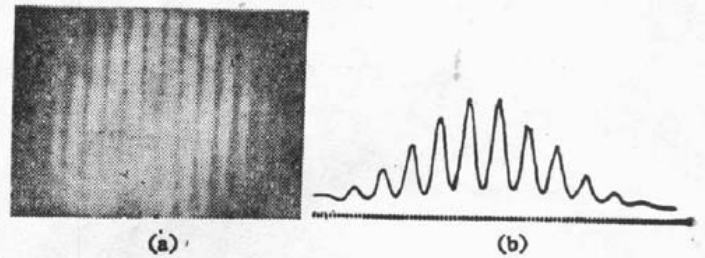


Fig. 5 The interference fringer of traveling waves by filtering the first order and illuminated by the first order of standing waves

然后采用超声驻波调制的 +1 级衍射光垂直照射被测超声行波场 h_2 ，得到了亮度和衬比度都令人满意的波面像，如图 4 所示：衬比度为 80%，这样高的衬比度正是我们所预料的。同时实验也验证了(22)、(24)、(26)、(28)式或(23)、(25)、(27)、(29)式单独相干的情况：即滤去被测超声行波的 +1 级或 -1 级衍射光。这时所成像如图 5 所示，亮度亦下降，衬比度约为 60%，这和预计的完全一致。利用超声驻波一级衍射光形成波面像质量最好，它完全证实了我们的理论。并得到了很好的实验结果。技术的关键： $\omega'_A = (\omega_A/2)$ ，和小心调节光路。

4 讨 论

超声波波前的光学显示是声学研究的一个重要领域。在正确理解声光相互作用的原理和时空信息相关概念的基础上,如何利用连续激光束,以便更方便,有效地显示超声波波前,有着很大的应用意义。本文指出利用超声驻波产生的一级调制光束显示超声行波波前,具有连续、实时、稳定的优点。用此技术所成的波前条纹像,不仅亮度高,衬比度好,而且无需任何复杂的滤波过程。超声驻波器件是我们实验室自制,这样整个装置简单、紧凑,便宜。

本实验再一次验证了声光作用的时空信息相关理论,也表明了非相干光强度线性叠加原理在研究衬比度成像时的富有意义的作用。

参 考 文 献

- [1] 易 明, 杨选民, 潘 晖等. 连续激光显示超高频声行波波前图象——空时信息相关理论和实验. *声学学报*, 1987, 12 (4): 253~261
- [2] Yi Ming, Yang Xuanmin, Pan Hui *et al.*, Visualization of UHF Acoustic Traveling Wavefront by CW Laser: Theory and Experiment of spatial and Temporal Correlation. *Chinese J. of Acoustics*, 1988, 7 (1): 64~73
- [3] 易 明, 杨选民, 郝 迈等. 用电光相位调制器显示超声行波波前. *光学学报*, 1989, 9 (9): 853~859
- [4] 易 明, 刘立新, 吴志贤等. 超声驻波波面的激光相关成像. *光学学报*, 1987, 7 (2): 175~180

A technique of imagining UHF acoustic traveling wavefront by standing wave modulating laser

YANG XUANMIN ZHU LI YI MING GAN JINFU
(Department of Physics, Nanjing University, Nanjing 210008)

(Received 24 September 1990; revised 20 March 1992)

Abstract

A novel technique of imaging a ultrasonic traveling wavefront has been developed. It is based on correlating interaction between modulated ultrasonic standing waves and ultrasonic traveling waves. The results of correlation imaging have been analysed and proved by experiments. A higher contrast image of the ultrasonic wavefront has been obtained.

Key words ultrasonic traveling wave, ultrasonic standing wave, contrast.