

激光高斯光束的两维整形

张小浩 董孝义 沈寿春
(南开大学现代光学研究所)

提 要

给出了在两维驻波声场作用下,激光高斯光束空间强度被整形的两维理论。实验结果与理论相符。在合适的超声功率下,光斑中心域的强度趋于均匀,而且均匀程度及范围可调,因而更有实际意义。

一

在文献[1]中已给出了激光高斯光束的一维驻波声光整形理论及其实验结果。但是,在实际应用中要求激光束的两维整形。为此,对两维声光整形进行了理论分析,借助计算机的计算以及所作的有关实验表明,在两维情况下,若得到激光束满意的连续可控整形,仍然需要对有关参数作合理选择。本文给出有关参数的选择范围。

二

在两维情况下,高斯光束的光场分布可写成以下形式^[2]:

$$E(x, y, z', t) = (W_0/W) \exp\{[-(x^2 + y^2)/W] + i[\omega t - \psi(z')]\}, \quad (1)$$

式中有关参数的意义见图1所示,其中 W_0 为高斯光束的束腰半径, W 为声光器件前表面 z' 处的光斑半径, ω 、 ψ 分别为光场的角频率与相位。由于声光作用,光束经过声光器件后相位将发生变化 $\Delta\phi$,因此在声光器件的后表面 z 处,光场应写成:

$$E(x, y, z, t) = E(x, y, z', t) \exp(-i\Delta\phi). \quad (2)$$

在透镜 L_2 的后焦面上则有:

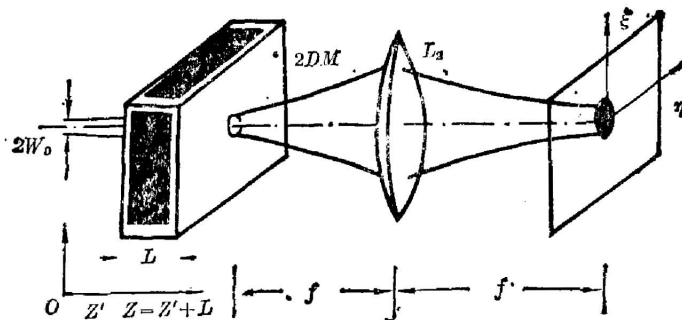


图1 整形原理图

Fig. 1 Schematic diagram of intensity modification

$$I(\xi, \eta, t) = \left| \iint E(x, y, z, t) \exp(-iK(x\xi + y\eta)/f) dx dy \right|^2, \quad (3)$$

其中 $K = 2\pi/\lambda$, λ 为光波波长, f 为透镜 L_2 的焦距。令声光器件所加的是二维非相关超声场, 则由此引起的相位变化应为:

$$\Delta\phi = 2KLn_0 + KL[\Delta n_x \sin(\omega_{sx}t + K_{sx}x) + \Delta n_x \sin(\omega_{sx}t - K_{sx}x)] \\ + KL[\Delta n_y \sin(\omega_{sy}t + K_{sy}y) + \Delta n_y \sin(\omega_{sy}t - K_{sy}y)]. \quad (4)$$

如果二维声场是同频且相关的, 则有:

$$\Delta\phi = 2KLn_0 + KL[\Delta n_x \sin(\omega_s t + K_s x) + \Delta n_x \sin(\omega_s t - K_s x)] \\ + KL[\Delta n_y \sin(\omega_s t + K_s y + \phi) + \Delta n_y \sin(\omega_s t - K_s y + \phi)], \quad (5)$$

式中 Δn_x 、 Δn_y 分别代表加声场后在 x 方向和 y 方向上折射率变化的幅值, ω_{sx} 、 ω_{sy} 分别代表 x 方向和 y 方向上的声波圆频率, K_{sx} 、 K_{sy} 则分别代表 x 方向和 y 方向上的声波波矢。在两维声场同频相关时有 $\omega_{sx} = \omega_{sy} = \omega_s$, $K_{sx} = K_{sy} = K_s$, ϕ 为 x 方向和 y 方向声场间的相位差。

将(4)式代入(2)式, 并经(3)式的运算可得:

$$I(\xi, \eta, t) = \left| \iint_{-\infty}^{\infty} (W_0/W) \exp[-(x^2 + y^2)/W^2] \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m(v_x) \exp[-im(\omega_{sx}t - K_{sx}x)] \right. \\ \times \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(v_x) \exp[-in(\omega_{sx}t + K_{sx}x)] \sum_{p=-\infty}^{\infty} J_p(v_y) \exp[-ip(\omega_{sy}t + K_{sy}y)] \\ \times \sum_{l=-\infty}^{\infty} J_l(v_y) \exp[-il(\omega_{sy}t - K_{sy}y)] \exp[-iK(x\xi + y\eta)/f] dx dy \left. \right|^2 \\ = \pi W_0^2 W^2 \left| \exp\{-W^2/2 [(K\xi/f) + K_{sx}(n-m)]^2 \right. \\ \left. - W^2/2 [(K\eta/f) + K_{sy}(p-l)]^2\} \right. \\ \times \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m(v_x) J_n(v_x) \exp[-i\omega t(m+n)] \\ \times \sum_{p=-\infty}^{\infty} \sum_{l=-\infty}^{\infty} J_p(v_y) J_l(v_y) \exp[-i\omega t(p+l)] \left. \right|^2. \quad (6)$$

令 $\alpha = WK\xi/\sqrt{2}f$; $\beta = WK\eta/\sqrt{2}f$; $C_x = 2W/\Lambda_{sx}$; $C_y = 2W/\Lambda_{sy}$; 这里 Λ_{sx} 、 Λ_{sy} 分别为 x 和 y 方向上的声波波长, $J_i(v)$ 为第一类 i 阶贝塞尔函数, 其宗量 v_x (或 v_y) 有 $v_x = KL\Delta n_x$ ($v_y = KL\Delta n_y$)。于是(6)式可写成*:

$$I(\alpha, \beta, t) = \pi^2 W_0^2 W^2 \left| \sum_m \sum_n \sum_p \sum_l J_m(v_x) J_n(v_x) J_p(v_y) J_l(v_y) \right. \\ \times \exp\{-[\alpha + \pi C_x(n-m)/\sqrt{2}]^2 - [\beta + \pi C_y(p-l)/\sqrt{2}]^2\} \\ \times \exp[-i\omega t(m+n+p+l)] \left. \right|^2. \quad (7)$$

对(7)式求时间平均并归一化后可得

$$I(\alpha, \beta) = (1/\pi^2 W_0^2 W^2) \langle I(\alpha, \beta, t) \rangle \\ = \sum_m \sum_n \sum_p \sum_l J_m^2(v_x) J_n^2(v_x) J_p^2(v_y) J_l^2(v_y) \\ \times \exp\{-[\alpha + \pi C_x(n-m)/\sqrt{2}]^2 - [\beta + \pi C_y(p-l)/\sqrt{2}]^2\}. \quad (8)$$

* 这里取和的各脚标 m, n, p, l 均取值为 $-\infty \sim \infty$, 以下同。

若 x, y 方向上所加声场为同频、等功率情况, 即 $A_{ix} = A_{iy} = A$, $v_x = v_y = v$, 以及 $C_x = C_y = C$, 则(8)式可简化为:

$$I(\alpha, \beta) = \sum_m \sum_n \sum_p \sum_l J_m^2(v) J_n^2(v) J_p^2(v) J_l^2(v) \times \exp\{-[\alpha + \pi C(n-m)/\sqrt{2}]^2 - [\beta + \pi C(l-p)/\sqrt{2}]^2\}. \quad (9)$$

这是声光整形的常用情况。若 $v_y = 0$, 即一维声场情况下, (8)式便成为一维整形表达式:

$$I(\alpha, \beta) = \exp(-\beta^2) \sum_m \sum_n J_m^2(v_x) J_n^2(v_x) \exp\{-[\alpha + \pi C_x(n-m)/\sqrt{2}]^2\}. \quad (10)$$

若 $v_y = 0, v_x = 0$, 即不加声场情况下, 由(8)式可以得到正常的激光高斯光束空间强度分布:

$$I(\alpha, \beta) = \exp[-(\alpha^2 + \beta^2)]. \quad (11)$$

如果是两维相关场, 进行类似运算仍然可以得到(8)式, 这说明 L_2 后焦面上的强度分布与两维声场间的相位差 ϕ 无关。同时将(8)式与一维情况比较可知, 只要选择合适的参数 v 和 C 值即能实现高斯光束在 x, y 两个方向上的同时整形。

三

为了定量描述整形效果, 引入一个“整形因子”。从(11)式可知, $I(\alpha=0, \beta=0) = 1$, $I(\alpha=0, \beta=1) = I(\alpha=1, \beta=0) = 0.37$ 。这样, 我们可以取 $\beta=1$ 处(或 $\alpha=1$ 处, 并分别以 β_0 或 α_0 表示)的光强变化情况作为整形效果的量度, 如图 2 所示, 可定义整形因子为:

$$G(v, c) = [I(0, 0, v, c) - I(\alpha_0, 0, v, c)] / I(0, 0, v, c) = [I(0, 0, v, c) - I(0, \beta_0, v, c)] / I(0, 0, v, c). \quad (12)$$

该定义是针对(9)式情况, 即两维声场用一个信号源驱动的情况作出的^[3], 这也是两维声光整形的实际情况, 因此更有实用意义。从图 2 看出, G 值越小, 在同一空间范围内(由 α_0 或 β_0 限定)光强分布越趋于均匀化, 而且能保持一定的相对强度。图 3、4 分别给出了 c 或 v 作参变量的 $G(v, c) \sim v, c$ 关系曲线, 是根据(9)式计算得到的。可以看出, 在 v 值一定时, 要求 c 在一定范围内取值方可获得满意的整形效果。例如, 当 $v=1.5$ 时(相当于适中的声

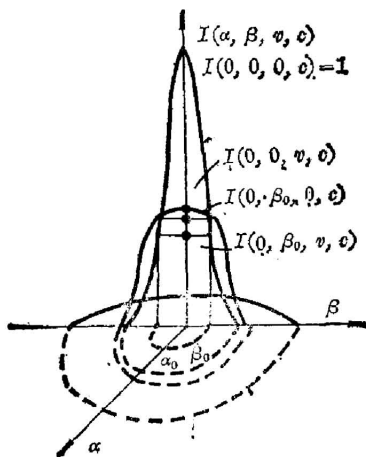


图 2 整形因子
Fig. 2 Factor of the modification

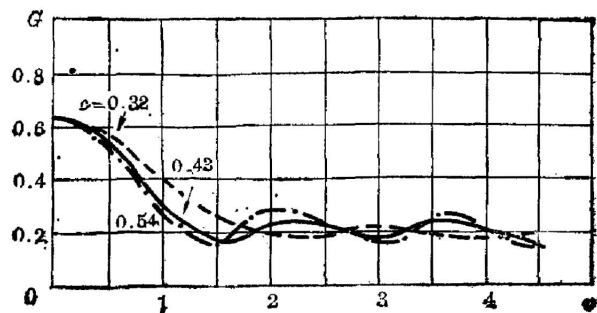


图 3 $G(v, \alpha_0) \sim v$ 曲线
Fig. 3 Curve of $G(v, \alpha_0) \sim v$

功率情况), c 的最佳取值点在 0.55 附近。同时还可以看出, 当 $v > 1.5$ 后, c 的取值对整形

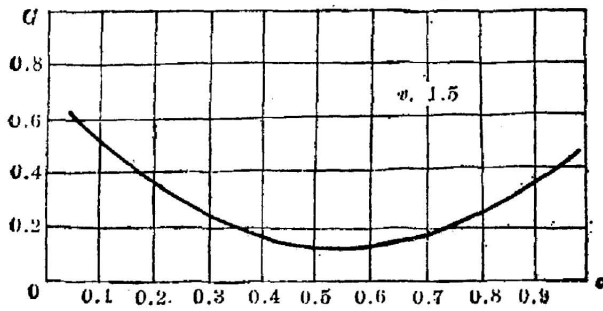


图 4 $G(v_0, c) \sim c$ 曲线
Fig. 4 Curve of $G(v_0, c) \sim c$

的影响变得不明显了。当然, c 值仍然受到原理上的限制, 即 c 不能取值过大, 否则声光衍射呈离散谱, 整形失去意义^[4]; 也不能过小, 过小则光学系统难以实现。

图 5 给出了一个典型的整形数例, 其中 5(a) 是 $v=0$ 时的光强分布, 显然它是严格的高斯型。其它有关参数皆为适中值, 即 $\Delta_{sx} = \Delta_{sy} = 372 \mu\text{m}$, $W = 80 \mu\text{m}$, 并因此有 $C_x = C_y = C = 0.43$ 。图

5(b) 是取 $v=1.5$ 时对应的整形情况, 不难看出, 其中心域附近的光强已明显趋于均匀化, 如果进一步增加声功率, 例如取 $v=2.5$, 即图 5(c) 对应的情况时, 则可发现, 虽然中心域明显均匀化, 但中心光强却有较大降低, 因此, 这种整形也难以实用。如果用整形因子评价, 即按 (12) 式计算, 则上述三种情况对应的 G 值分别为: $G(0, c) = 0.63$, $G(1.5, c) = 0.18$,

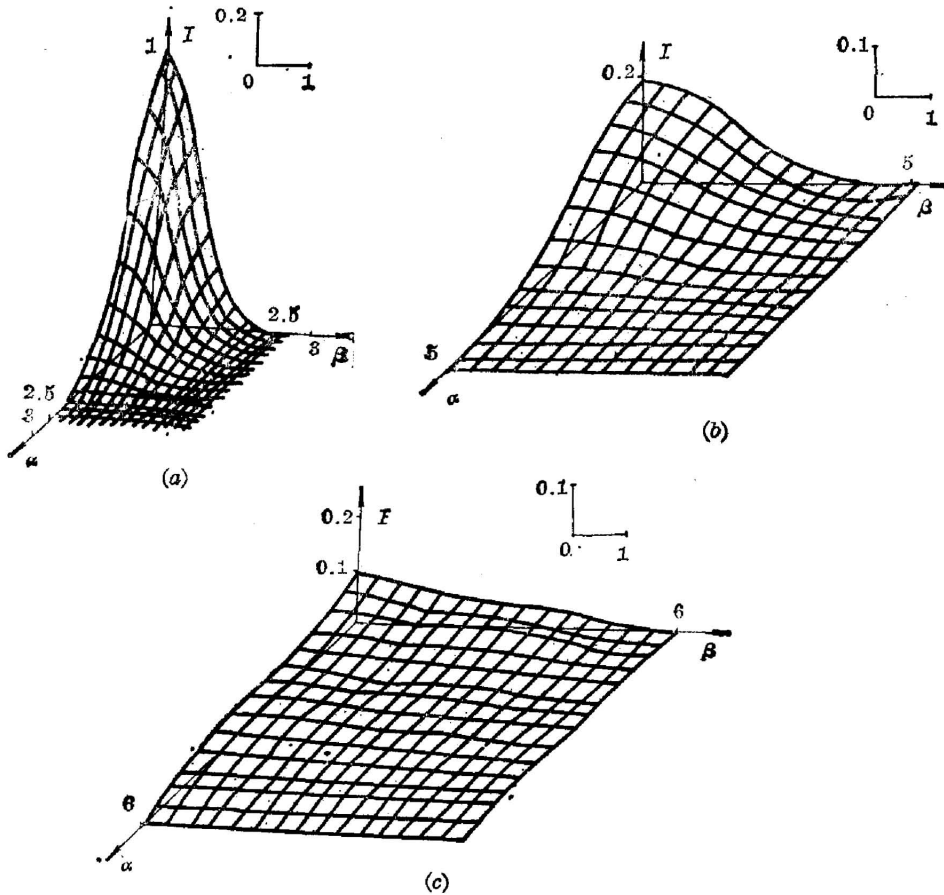


图 5 光强二维分布图 ($c=0.43$): (a) $v=0$, (b) $v=1.5$, (c) $v=2.5$

Fig. 5 Gaussian intensity distribution for ($c=0.43$): (a) $v=0$, (b) $v=1.5$, (c) $v=2.5$

$G(2.5, c) = 0.22$; 或者用高斯光束的 G 值归一化, 即取 $g = G(v, c)/G(0, c)$, 上述三种情况则分别有 $g_a = 1.00$, $g_b = 0.29$, $g_c = 0.35$ 。可见第二种情况对整形来说是很适宜的。为了比较, 还计算绘制了另一种特殊情况, 即参数 c 取值较大时对应的光强分布曲线 (图 6), 这里仍取 $v = 1.5$, 但 $W = 0.25 \text{ mm}$, 因而 $c = 1.34$ 。由于已有 $2W > \lambda_s = 0.37 \text{ mm}$, 故光斑强度的空间均匀化开始遭到破坏, 这一情况可以从图 6 中明显看出来。

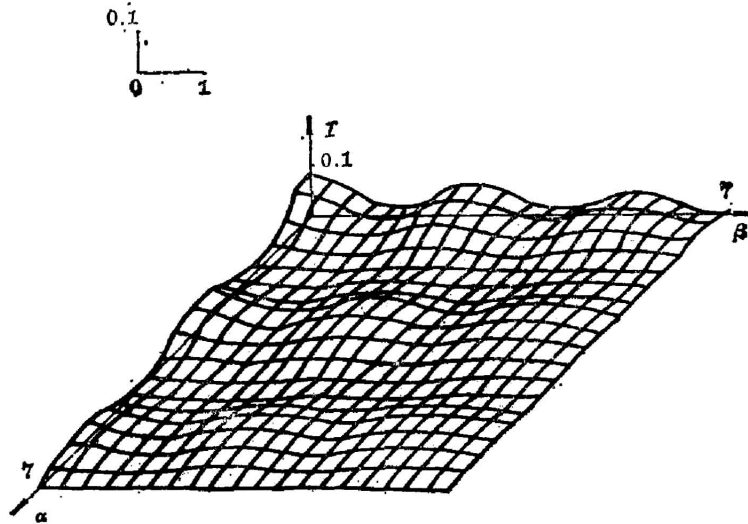


图 6 光强两维分布图, ($c=1.34$); $v=1.5$

Fig. 6 Gaussian intensity distribution for ($c=1.34$); $v=1.5$

为了量度不同 v 值下光斑均匀区域的大小, 我们可定义 β 方向 (或 α 方向) 光强减小到中心 ($\alpha=0$ 或 $\beta=0$) 强度的 $1/e$ 处的坐标值 β (或 α) 为均匀光斑的半径 R 。在此定义下, 由 (9) 式算出图 5 中各种情况下的光斑半径分别为 1、2.4、3.8。对不同的 v 值有不同的 R , 而且在满足入射光斑直径小于声波长的条件下, v 值越大, 均匀光斑的半径 R 亦越大。但需要指出的是, R 并非越大越好, 因为 R 大到一定程度 (即 v 大到一定程度) 以后, G 值会变大, 此时, 光能密度损失太大, 不能满足实际应用所要求的能量密度。所以, 当入射光斑尺寸 W 一定时, 选择最佳整形作用的 v 值, 要以使 G 值最小为标准, 而不能以量度光斑均匀区大小的 R 值为标准。

以上计算分析均借助计算机完成。在计算时, (9) 式中的脚标 m, n, p, l 取值范围均为 $-10 \sim 10$, 由于贝塞尔函数在其宗量 $v < 2.4$ 时有 $J_{10} \ll J_0$, 因此, 我们的计算结果及其分析有一定的精确度。另外, 从理论上讲, 整形后光束的发散角会比原高斯光束的发散角大。如果按光强降到中心强度的 $1/e$ 处来定义光束的发散角, 则图 5(b) 对应的发散角为图 5(a) 光斑发射角的 2.1 倍。

如果所用声场的频率适当降低, 那么, 整形后光束的发散角将会比 10 MHz 时的发散角减小, 这样整形后仍可保持一定的光能密度。

四

用于两维整形的声光调制器结构如图 7 所示, 这是一种所谓交叉电极的方法, 也可利用

电光晶体(例如铌酸锂等)的声共振效应^[3]来形成两维声场。实验装置和一维情况^[1]大致相同,只是信号源的驱动方式改为两路。由于电极结构、功率输送馈线等都是相同的,因此可以在 x 、 y 两个方向上得到强度相同的超声场,即有 $v_x = v_y = v$ 。

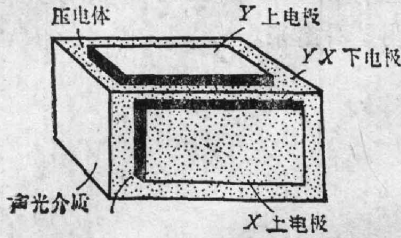


图 7 两维 R-N 声光调制器结构
Fig. 7 2-D R-N acousto-optic modulator

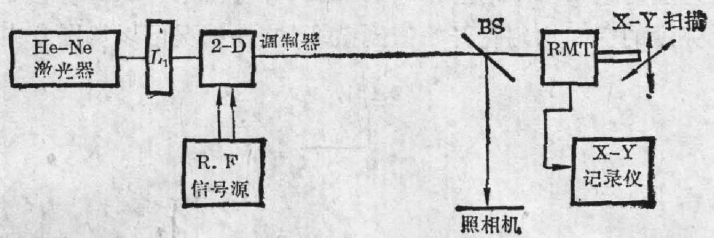


图 8 实验方框图
Fig. 8 Experimental set-up

图 8 为实验方框图,信号频率为 10MHz,功率大小由信号电源的输出电压值($u \propto v$)标定,整形结果由扫描光电倍增管配合 X-Y 记录仪测出,倍增管取样孔径为 $\phi 0.2 \text{ mm}$ 。几个典型的测量结果在图 10~12 中示出。不加声场时($v=0$),高斯光斑及其强度轮廓在图 9 中

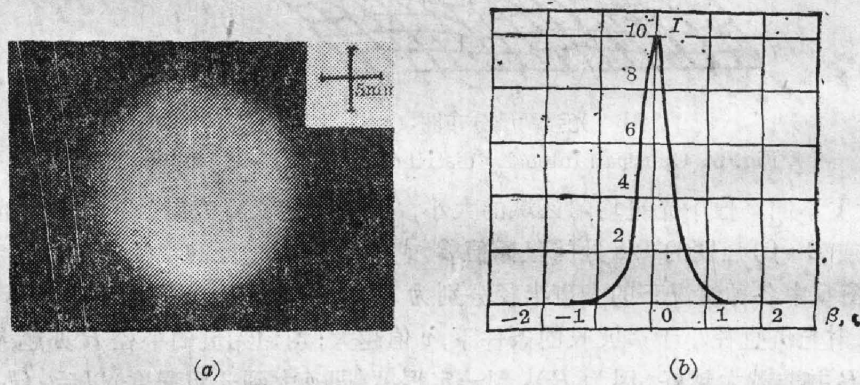


图 9 (a) $v=0$ 的高斯光斑; (b) 光斑的强度轮廓 ($g=1, u=0, c=0.54$)
Fig. 9 (a) Gaussian light spot for $v=0$; (b) Intensity profile of light spot ($g=1, u=0, c=0.54$)

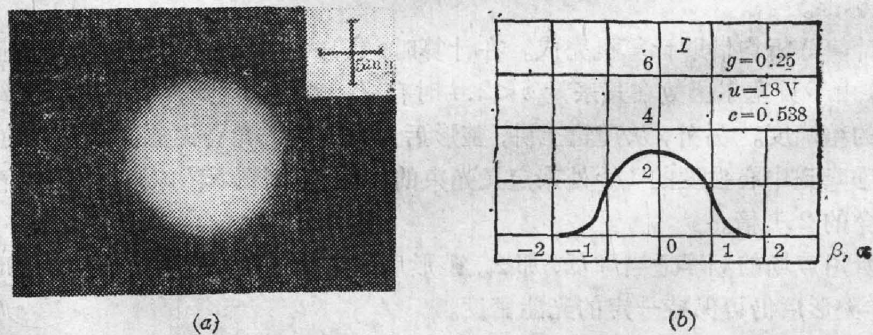


图 10 (a) 信号源输出 $u=18 \text{ V}$ 时的光斑; (b) 光斑的强度轮廓 ($g=0.25, u=18 \text{ V}, c=0.538$)
Fig. 10 (a) Gaussian light spot for output of signal source, $u=18 \text{ V}$; (b) Intensity profile of light spot ($g=0.25, u=18 \text{ V}, c=0.538$)

给出。图 10 是信号源输出 $u=18\text{ V}$ 时的光斑及其强度轮廓曲线。此时有 $c=0.538$, 并测出 G 值为 0.16 或 $g=0.25$, 发散角为原来的 2.6 倍。和前面的理论分析比较, 与图 5(b) 所示数例相近。如果将实验装置中的 L_1 去掉, 则射入调制器的光束直径扩大到 $2W=1\text{ mm}$, 即 $c=2.69$, 信号源输出仍为 $u=18\text{ V}$, 这时观察到的是图 11 所示的分立谱。加入 L_1 , 并调节射到调制器上的光斑直径, 例如使 $2W=0.6$, 即 $c=1.6$ 时, 则得图 12 所示的结果, 它是分立谱和连续谱之间的一种过渡状态。如果将其和上述理论分析中的数例比较, 则它和图 6 所示的结果相近。用扫描光电倍增器测量也可证实这一点。以上实验证明, 我们的理论分析基本正确。

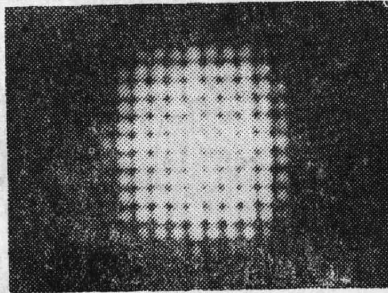


图 11 光路中把 Li 透镜移开时, 信号输出 $u=18\text{ V}$, 光斑 $2W=1\text{ mm}$

Fig. 11 Light spot for $2W=1\text{ mm}$ and signal output $u=18\text{ V}$ when lens Li is removed

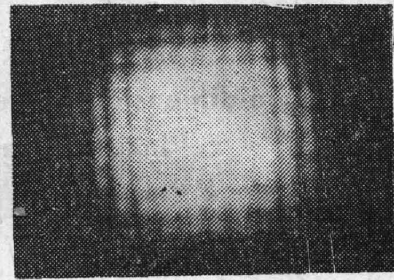


图 12 光路中放置 Li 透镜时, 信号输出 $u=18\text{ V}$, 光斑 $2W=0.6\text{ mm}$

Fig. 12 Light spot for $2W=0.6\text{ mm}$, $u=18\text{ V}$, when lens Li is put on

为了进一步验证在低频情况下理论的可靠性, 我们使用频率为 435.5 kHz 及其倍频的超声场进行整形实验。声光介质为水 ($v_s=1550\text{ m/s}$), 压电体为石英晶体, 基频为 435.5 kHz , 二倍频为 871 kHz 。仍按图 8 装置, 但去掉透镜 L_1 , 并改用 $1.8\text{ }\mu\text{m}$ 激光器, 输出功率为 50 mW 。激光束直接入射到调制器, 因此激光束实际光斑直径 $2W\approx 1\text{ mm}$ 。以 871 kHz 超声为例, 测量结果是 $A_s=1.78\text{ mm}$, $c\approx 0.56$, 满足整形要求, 在声功率 (未匹配情况) 为 $\sim 2.5\text{ W}$ 时, 可以得到较满意的整形。此时发散角的实测结果为 $1.47'$, 是入射激光束 (即 $v=0$) 的发散角 ($\approx 1.07'$) 的 1.4 倍。此值与理论值 (1.6 倍) 相比大体一致, 光斑外形及光强分布曲线与图 10 大体相同。

五

结论是只要光斑尺寸小于超声波长, 聚焦激光束的高斯型强度分布即能在两维超声驻波作用下形成两维强度轮廓可调的光斑, 而且在一定的参数范围内, 在声功率适中时, 光斑中心区域的强度分布可趋于均匀, 其均匀程度和范围也可通过对声功率的调节连续改变, 这是本方法优于其它整形方法^[4,5]的主要点。因此, 它非常适用于光斑强度轮廓可调的场合, 例如在医用激光和激光热处理方面将得到广泛应用。

这种方法的主要缺点是, 由于光斑有二倍超声频 (为 20 MHz) 的强度起伏^[6], 因此, 它不宜于短脉冲激光中使用。

此工作曾与盛秋琴老师进行过有益的讨论, 陈平同志亦给予热情的帮助, 在此一并致谢。

参 考 文 献

- [1] 董孝义等;《中国激光》,1984, **11**, No. 7 (Jul), 412.
- [2] O. P. McDuff;《Laser Handbook》, 19, Vol. 1, eds F. T. Arecchi *et al.*, 631.
- [3] 董孝义, 盛秋琴;《中国激光》,1983, **10**, No. 2 (Feb), 97.
- [4] W. B. Veldkamp; *Opt. Comm.*, 1981, **38**, No. 5, 6 (Sep), 381.
- [5] W. H. Lee; *Opt. Comm.*, 1981, **38**, No. 6 (Mar), 469.
- [6] 董孝义, 盛秋琴;《激光》,1982, **9**, No. 3 (Mar), 157.

Two-dimensional intensity modification of a Gaussian laser beam by acousto-optic effect

ZHANG XIAOJIE DONG XIAOYI AND SHEN SHOUCHUEN
(Department of Physics, Nankai University)

(Received 18 September 1984)

Abstract

Theoretical and experimental results of the intensity profile modification of a Gaussian laser beam by 2-D ultrasonic standing waves are reported. The results indicate that the Gaussian intensity profile of a focused laser beam can be modified by a 2-D ultrasonic standing wave when the spot size of the Gaussian laser beam on the input face of the acoustic cell is small than the ultrasonic wavelength. The intensity of a focused laser beam can be made nearly flat in the central region if the acoustic pressure is properly controlled. The flatness and the flat region can be changed continuously by varying the acoustic pressure.