

液体中的激光脉冲光声效应和光偏法检测

施柏焯 余勤跃 元勇

(浙江大学光仪系)

摘要: 本文论证了液体中激光脉冲光声效应和光偏法探测技术及其用来测量流体声速的可能。设计了实验光路, 测量了不同温度下水中的声速。

Laser pulse photoacoustic effect in liquid and detection by beam deflection method

Shi Baizuan, Yu Qinyao, Qi Yong

(Department of Optical Instruments, Zhejiang University, Hangzhou)

Abstract: Laser pulsed photoacoustic effect in liquid and detection technique by beam deflection method are demonstrated. The possibility of sound velocity measurement in liquid is examined. An experimental device is designed and the sound velocities in water at different temperatures are measured.

一、液体中的激光脉冲光声效应和光束偏转效应

1.1 光声压力表达式

脉冲激光通过弱吸收液体时, 在脉冲激光照射部分的液体中会引起瞬时热膨胀产生超声压力脉冲, 这是由热膨胀机理所致的光声效应。另外, 激光脉冲也可能引起电致伸缩效应、爆发式沸腾、气化和光击穿等多种机理所致的光声效应^[1], 下面我们仅考虑由热膨胀机理和电致伸缩机理两项所引起的光声效应。如图1所示, 一聚焦的激光束沿 z 方向穿经液体时, 则在柱面坐标系中观察点 (r, z) 所产生的压力增量可视为热膨胀项引

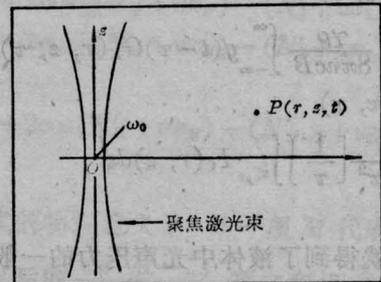


图1 聚焦光束及观察点位置示意图

起的压力增量 $P_T(r, z, t)$ 和电致伸缩引起的压力增量 $P_E(r, z, t)$ 之和:

$$P(r, z, t) = P_T(r, z, t) + P_E(r, z, t) \quad (1)$$

$P(r, z, t)$ 满足流体中的压力方程^[2]:

收稿日期: 1986年11月16日。

$$\Delta P_T(r, z, t) - \frac{1}{v_s^2} \frac{\partial^2 P_T(r, z, t)}{\partial t^2} = -\beta P \frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2} \quad (2)$$

$$\Delta P_E(r, z, t) - \frac{1}{v_s^2} \frac{\partial^2 P_E(r, z, t)}{\partial t^2} = \frac{\gamma \rho}{2ncB} \frac{\partial^2 I}{\partial t^2} \quad (3)$$

(2)、(3)两式中的 θ 是流体吸收光能所致的温度增量, V_s 是流体中的声速, β 、 ρ 、 B 、 γ 和 n 分别是流体的体积温度系数、密度、体弹性模量、电致伸缩系数和平均折射率。 c 为真空中的光速, I 为入射激光光强。激光光强作为空间和时间的函数可表达为

$$I(r, z, t) = I_0(r, z)g(t) \quad (4)$$

直接解方程(2)可得:

$$\left. \begin{aligned} P_T(r, z, t) &= \frac{\alpha \beta}{4\pi\sigma} \int_{-\infty}^{\infty} g(t-\tau)G_T(r, z, \tau)d\tau \\ G_T(r, z, \tau) &= \frac{\partial}{\partial \tau} \left[\frac{1}{\tau} \iint_{S_{v,\tau}} I_0(r, z)ds' \right] \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

式中 α 、 σ 分别为流体的吸收系数和定压比热, 面积分式 $S_{v,\tau}$ 是以观察点为球心, τ 时刻 $V_{v,\tau}$ 为半径的球面。同理可解得

$$\left. \begin{aligned} P_E(r, z, t) &= -\frac{\gamma\rho}{8\pi n c B} \int_{-\infty}^{\infty} g(t-\tau)G_E(r, z, \tau)d\tau \\ G_E(r, z, \tau) &= \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} \left[\frac{1}{\tau} \iint_{S_{v,\tau}} I_0(r, z)ds' \right] \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

至此, 就得到了液体中光声压力的一般表达式。

(1) 在聚焦光束的实际情况下

$$\left. \begin{aligned} I_0(r, z) &= \frac{E_0}{\pi(\omega_0^2 + \varphi^2 z^2)} \\ &\times \exp\left(-\frac{r^2}{\omega_0^2 + \varphi^2 z^2}\right) \\ g(t) &= \frac{1}{\tau_p \sqrt{\pi}} e^{-t^2/\tau_p^2} \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

式中 E_0 为激光脉冲的能量, ω_0 为聚焦焦点处激光束的半径, r 为离光轴的距离, φ 为激光束的发散角, τ_p 为激光脉冲的时间宽度。当 $r \gg \omega_0$ 时, 可得到实际的压力表达式:

$$P_T(r, z, t) = \frac{2E_0\alpha\beta v_s^2}{4\pi r^3/2\sigma r} \times \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\left\{ \left(r - v_s\tau + \frac{h^2}{2r} \right) \times \exp\left[-\frac{\left(r - v_s\tau + \frac{h^2}{2r} \right)^2}{\omega_0^2 + v_s^2\tau_p^2 + \varphi^2(z+h)^2} \right] \right\}}{\omega_0^2 + v_s^2\tau_p^2 + \varphi^2(z+h)^2} \times dh \quad (8)$$

同理可得 $P_E(r, z, t)$ 。

图2就是在实际的聚焦光束激励下, 在流体中同一时间离开激励源 r 相等, 不同观察点 (z 不同) 的压力波形 $P_T(r, z, t)$ 的计算值。由图可见, 随着 z 的增大, 压力信号的幅值变小, 宽度增加。图中虚线是文献[2]作者利用势函数求解的结果。

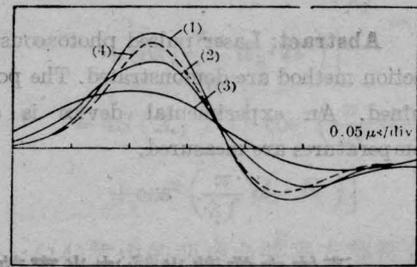


图2 光声压力信号 $P_T(r, z, t)$ 的理论计算

参数: $r=5\text{cm}$, $\tau_p=10\text{ns}$, $\omega_0=100\mu\text{m}$, $V_s=1480\text{m/s}$; 曲线 (1) $z=0$, (2) $z=2\text{cm}$, (3) $z=4\text{cm}$, (4) 文献[2]的计算曲线

(2) 激光束为圆柱光束的情况, 这时

$$I_0(r) = \frac{E_0}{\pi r_0^2} \exp(-r^2/r_0^2) \quad (9)$$

式中 r_0 是光束截面上强度降到中心处 $1/e^2$ 时的半径, 并设 $\int_{-\infty}^{\infty} g(t)dt=1$, 当 $r \gg r_0$ 时可解得 $P_T(r, t)$ 和 $P_E(r, t)$ 分别为

$$P_T(r, t) = \frac{E}{\sqrt{r}} \exp[-(r-v_s t)^2/2r_0^2] \times D_{1/2} \left[\frac{\sqrt{2}(r-v_s t)}{r_0} \right] \quad \left. \begin{aligned} E &= \frac{B\beta E_0 \alpha}{2\sqrt[4]{2} \pi \rho \sigma r_0 \sqrt{r_0}} \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

$$P_E(r, t) = \frac{E'}{\sqrt{r}} \exp[-(r-v_s t)^2/2r_0^2] \times D_{3/2} \left[\frac{\sqrt{2}(r-v_s t)}{r_0} \right] \quad \left. \begin{aligned} E' &= -\frac{E_0 v_s \gamma}{2\sqrt[4]{2} \pi n c r_0^2 \sqrt{r_0}} \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

(10)和(11)两式中 $D_{1/2}$ 和 $D_{3/2}$ 分别是 1/2 阶和 3/2 阶抛物柱函数。这两式表示了理想条件下的光声压力表达式, 也是在 $\tau_p \ll r_0/v_s$ 的条件下导出的结果。

1.2 光束偏转效应

众所周知, 在非均匀折射率介质中传播的光线将发生偏折^[3], 其偏转角可表示为:

$$\phi \approx \left| \frac{dr}{ds} \right| = \frac{1}{n} \int_s \nabla_{\perp} n(r, t) ds \quad (12)$$

$$= \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial P} \int_s \frac{\partial P}{\partial r} ds$$

式中 $\left| \frac{dr}{ds} \right|$ 是由于折射率变化引起的光线传播的偏移率, $\nabla_{\perp} n(r, t)$ 是垂直于光线传播方向上的折射率梯度。所以, 如果有一连续激光束在液体中沿垂直于折射率梯度方向传播将会产生如上式描述的偏转角。假定连续激光束的入射方向与激光光声效应所致流体折射率梯度的方向垂直, 将(10)、(11)两式代入(12)式可求得:

$$\phi_T = -\frac{B\beta E_0 \alpha l}{2\sqrt[4]{2} \pi \rho \sigma r_0^2 \sqrt{r_0}} \frac{\partial n}{\partial P} \times \frac{e^{-(r-v_s t)^2/2r_0^2}}{\sqrt{r}} \times D_{3/2} \left[\frac{\sqrt{2}(r-v_s t)}{r_0} \right]$$

$$\phi_E = \frac{E_0 v_s \gamma l}{2\sqrt[4]{2} \pi r_0^2 \sqrt{r_0} n^2 c} \frac{\partial n}{\partial P} \times \frac{e^{-(r-v_s t)^2/2r_0^2}}{\sqrt{r}} \times D_{5/2} \left[\frac{\sqrt{2}(r-v_s t)}{r_0} \right] \quad (13)$$

光束总偏转角为 $\phi = \phi_T + \phi_E$ 。

1.3 讨论

(i) 对于 20°C 的蒸馏水取 $v_s = 1500$ m/s, $\beta = 0.203 \times 10^{-3}$ 度⁻¹, $\sigma = 4176$ J/kg·度, $n = 1.333$, $\gamma = 1$, $\frac{\partial n}{\partial P} \approx 10^{-10}$ 帕⁻¹, 并取 r_0 为 2.5 mm, $\alpha \approx 10^{-2}$ cm⁻¹, 则可求出连续激光束通过每厘米水的偏角为: $\phi_T \approx 10^{-5}$ rad, $\phi_E \approx 10^{-6}$ rad, 可见电致伸缩项比热膨胀项所产生的偏转角小一个量级。实际上,

$$\left| \frac{\phi_E}{\phi_T} \right| = \frac{\sqrt{2} \sigma \gamma}{n v_s \alpha \beta r_0} \quad (14)$$

由此可见, ϕ_E 和 ϕ_T 的幅值之比和流体的特性、激励光束的半径有关。在细光束和小吸收时, 电致伸缩效应产生的偏转会大一些; 而在大光束和大吸收的情况下, 热膨胀项产生的偏转更大。注意到偏转角 ϕ_E 和流体的吸收系数无关, 又正好是偏转角 ϕ_T 的时间导数, 在热膨胀偏转信号的峰值位置上, 电致伸缩项引起的偏转信号 ϕ_E 正好是零。所以在实际利用液体中光声效应测量流体的吸收系数等与电致伸缩无关的参数时, 可以利用这一特性, 把时间平均积分器的积分门设置在热膨胀项所致的光偏信号的峰值位置处来消除电致伸缩项的影响。

图 3 是由(10)、(11)式对 ϕ_T 和 ϕ_E 以及 $\phi = \phi_T + \phi_E$ 的计算结果。图 4 则是由 Boxcar 平均积分器记录的实际光偏转信号波形和计算值的比较。可见实验值和计算值是基本符合的, 说明在我们的实验条件下, 可以利用简化模型, 并认为电致伸缩项的压力信号可忽略之。

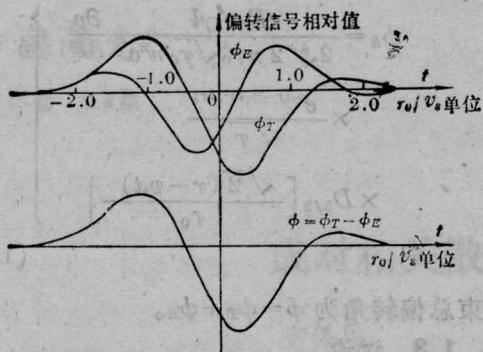


图3 光偏转信号的理论计算值

上部: 由热膨胀和电致伸缩引起的 ϕ_T 、 ϕ_E ;
下部: $\phi = \phi_T - \phi_E$

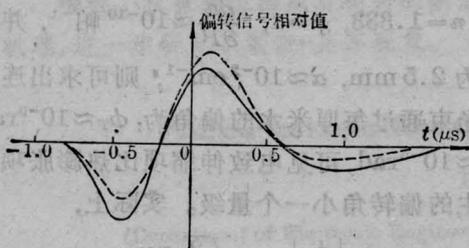


图4 光偏转信号的实验结果和理论计算值比较
虚线——热膨胀项所致光偏转的计算值; 实线——由 Boxcar 平均积分器取样, 函数仪记录的实验结果。
介质: 水(因水对 $1.06 \mu\text{m}$ 激光吸收甚大, 电致伸缩项所致光偏转信号忽略之)

(ii) 脉冲持续时间 τ_p 对信号波形的影响。上述导出的光束偏转公式(10)、(11)两式假定了 $\tau_p \ll r_0/v_s$ 的条件, 可把 $g(t)$ 作为 δ 函数处理, 实际的激光脉冲具有一定的时间宽度, $g(t)$ 如(7)式表示, 这时, 光偏信号可表示为:

$$\begin{cases} \phi'_T = \int_{-\infty}^{\infty} \phi_{Tg}(t) dt \\ \phi'_E = \int_{-\infty}^{\infty} \phi_{Eg}(t) dt \end{cases} \quad (15)$$

积分的结果正好是将(13)式中 r_0 置换为 $r_0 \sqrt{1+v_s^2 \tau_p^2 / r_0^2}$ 即可, 这样可讨论激光脉冲的持续时间 τ_p 对光偏信号的影响如下: (a) 当 $\tau_p \ll r_0/v_s$ 时, $r_0 \sqrt{1+v_s^2 \tau_p^2 / r_0^2} \approx r_0$, (13)式仍就是有效的, 也就是说, 激光脉冲的持续时间对信号波形没有影响; (b) 当 $\tau_p \gg r_0/v_s$ 时, 则 $r_0 \approx \tau_p v_s$, 这时 $\phi \sim e^{-[t/\tau_p]^2}$, 这时光偏信号和激光脉冲的持续时间 τ_p 有关, τ_p 越

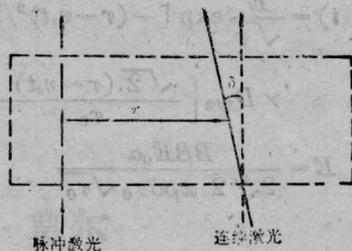


图5 脉冲激光和连续激光不平行性示意图

小, 则光偏转信号的时间宽度也越窄。

(iii) 当脉冲激光束的方向和连续激光束不平行时, 如图5所示, 设两光束的交角为 δ , 则由(12)式得 ϕ_T 和 ϕ_E 分别为

$$\begin{aligned} \phi_T &= \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial P} \int \frac{\partial P_T(r', t)}{\partial r'} ds \\ &= \frac{1}{n\delta} \frac{\partial n}{\partial P} \int_{r-\frac{\delta l}{2}}^{r+\frac{\delta l}{2}} \frac{\partial P_T(r', t)}{\partial r'} dr' \\ &= \frac{lE}{n\delta} \frac{1}{\sqrt{r}} \int e^{-(r+\frac{\delta l}{2}-v_s t)^2/2r_0^2} \\ &\quad \times D_{3/2} \left[\frac{\sqrt{2} \left(r + \frac{\delta l}{2} - v_s t \right)}{r_0} \right] \\ &\quad - e^{-(r-\frac{\delta l}{2}-v_s t)^2/2r_0^2} \\ &\quad \times D_{3/2} \left[\frac{\sqrt{2} \left(r - \frac{\delta l}{2} - v_s t \right)}{r_0} \right] \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \phi_E &= \frac{lE'}{n\delta} \frac{1}{\sqrt{r}} \int e^{-(r+\frac{\delta l}{2}-v_s t)^2/2r_0^2} \\ &\quad \times D_{5/2} \left[\frac{\sqrt{2} \left(r + \frac{\delta l}{2} - v_s t \right)}{r_0} \right] \\ &\quad - e^{-(r-\frac{\delta l}{2}-v_s t)^2/2r_0^2} \\ &\quad \times D_{5/2} \left[\frac{\sqrt{2} \left(r - \frac{\delta l}{2} - v_s t \right)}{r_0} \right] \end{aligned} \quad (17)$$

图6表示了 $\phi(t)$ 的信号波形随 δ 的变化趋势。图中可明显看到, 不同的交角 δ 有不同的信号波形。随着 δ 的增大, 不仅使光束偏转信号波形的峰值逐渐降低, 而且波峰数会随之增加。图7则表示了偏转信号的峰值随不平行度 δ 的变化。

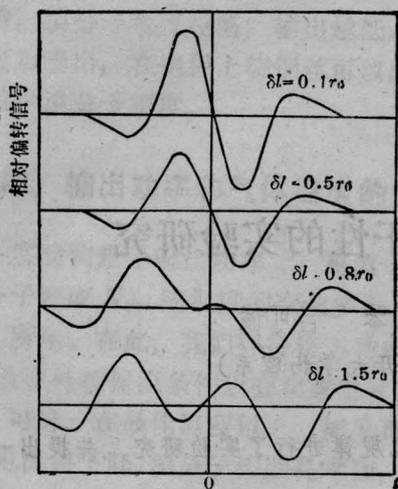


图6 不同 δ 下光偏信号波形

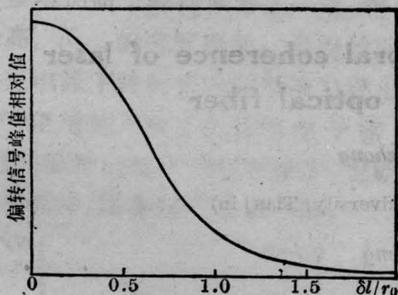


图7 光偏转信号峰值随 δ 的变化

由此得出,为了得到较大的偏转信号,必须使作为探测光束的连续激光和脉冲激光平行。

二、液体中声速的测量

测量液体中声速的实验光路如图8所示,由YAG激光器发出的脉冲激光经透镜L入射于液体光声池之中,在其同测布置与其相平行的两束He-Ne激光束,由脉冲激光所致的声压波传经两He-Ne激光束的位置时,使这两束激光在声波到达的时刻发生偏转,两者相隔时间为 Δt ,其偏转信号由像限探测器探测,经前置放大器和滤波器输出,由示波器直接观察,或用照相方式或由Boxcar平均积分器记录信号波形。对准穿过样品池的YAG激光束的光电二极管用于产生触发信号以同步触发示波器或Boxcar积分器工

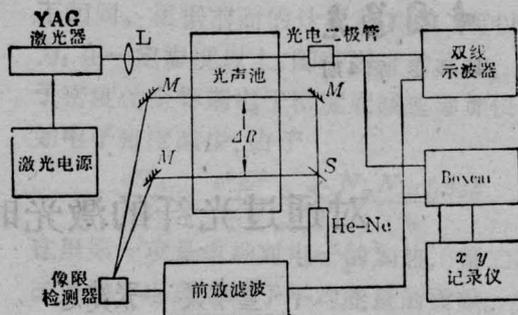


图8 测量流体中声速的实验装置

作。若测得两He-Ne激光束的距离为 ΔR ,并从两偏转信号波形中获取 Δt ,则可得到流体中的声速 v_s 。

$$v_s = \Delta R / \Delta t \quad (18)$$

声速测定精度决定于 ΔR 的测量精度和 Δt 的获取精度。设计测微器测量 ΔR 时,可估读到 0.001 mm ,若用 $\Delta R = 5 \text{ cm}$ 时,估计相对误差约 2×10^{-5} ; Δt 的测量可采用高频时钟脉冲计数,当用 100 MHz 的高频信号,设 Δt 为 $30 \mu\text{s}$,则相对误差估计为 3×10^{-4} 。因此,一般地说,总的声速测量的相对精度达到 10^{-4} 量级是不难的。提高测量精度的关键在于 ΔR 的精确测定,可以用由接触测量测得的水中已知的高精度声速参数定标 ΔR 。

表1 光偏转法测量不同温度下水中声速的结果

温度($^{\circ}\text{C}$)	V_s (平均值) (m/s)
25.1	1510
33.9	1513
37.5	1526
40.8	1539
50.6	1544

利用图8所示的实验光路,我们成功地测量了一组不同温度下水中的声速值,测量结果列于表1。由上面得到的结果可见,随着温度的上升,水中的声速变大,这种趋势以及实验测得的不同温度下的速度平均值和参考文献[4]的结果是符合的。

本研究得到浙江大学化工热力学研究所侯虞钧教授和光仪系陆祖康副教授的支持, (下转第240页)

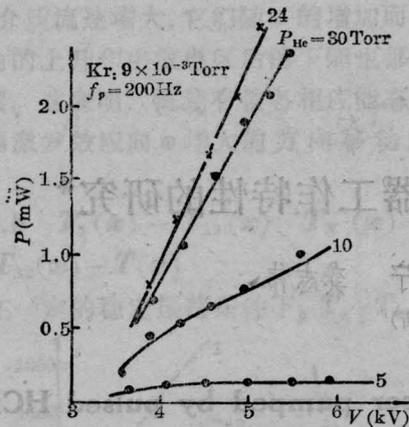


图2 充 He 量不同时的输出特性

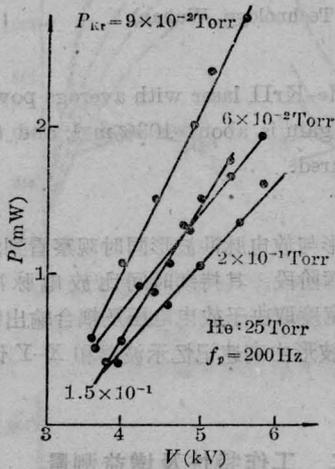


图3 充 Kr 量不同时的输出特性

线 A 为微弱激光, 用作探测。光线 B 与光线 A 是对称输出的两束光, 具有相同强度。移动反射镜 M 即可很方便地比较探测光与经过增益区的光强。移动直角棱镜使探测光束 A 在未形成激光振荡的另一半增益区内扫描, 从而测量出激光器增益系数的分布。所得到的结果见图 5。在最佳充气比时最高

(上接第 235 页)

光声池的设计考虑中, 王关勤工程师和吴兆立副教授曾提供许多宝贵的意见; 在此表示由衷的谢意。

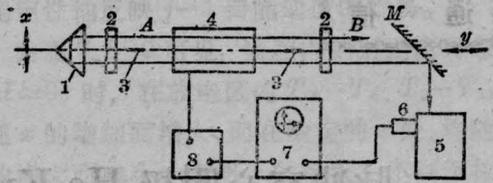


图 3

1—直角棱镜; 2—半透腔片; 3—光闸; 4—放电管; 5—单色仪; 6—光电倍增管; 7—Philips PM 3266 记忆示波器; 8—脉冲电源

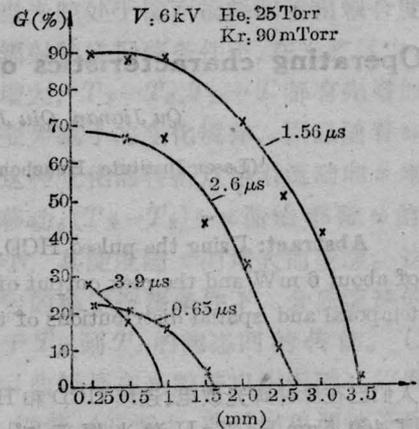


图 5

横坐标为距阴极中心的距离, 各条曲线所标时间为放电结束后各时刻的增益空间分布。增益约为 $103\% \text{ m}^{-1}$, 这是在放电后约 $2 \mu\text{s}$ 时达到的, 与用插入损耗法测量的增益峰值一致。

参 考 文 献

- 1 Dana J, Laures P. *Proc. IEEE*, 1965; **53**: 78
 - 2 Janossy M, Csillag L, Rozsa K *et al. Phys. Lett.*, 1974; **A46**: 379
 - 3 Janossy M *et al. Phys. Lett.*, 1978; **63A** (3): 317
 - 4 Janossy *et al. Opt. Commun.*, 1984; **49** (4): 278
- (收稿日期: 1986 年 12 月 19 日)

参 考 文 献

- 1 Markus W S *et al. J. Acoust. Soc. Am.*, 1987; **64** (6): 1652
- 2 Lai H M, Young K. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1982; **72** (6): 2000
- 3 Cnsperson L W. *Appl. Opt.*, 1973; **12**: 2434