

其中  $d\varphi'$  为  $d\varphi$  角对  $dz'$  所引起的平面夹角。由此得

$$f(x, y) = \frac{K}{4\pi\rho} \cdot \frac{dz'}{d\rho} \cdot \frac{d\varphi'}{d\varphi} \quad (3)$$

几何上可以证明

$$\begin{aligned} \frac{dz'}{dz} &= \frac{z}{\cos\alpha \cdot \rho} \\ (dz \text{ 及 } z \text{ 均为 } OZ \text{ 轴上的坐标}), \\ \frac{d\varphi'}{d\varphi} &= \frac{\cos\alpha}{1 - \sin^2\alpha \cdot \cos^2\varphi} \\ &= \frac{\cos\alpha \cdot \rho^2}{\rho^2 - \sin^2\alpha \cdot x^2} \end{aligned}$$

代入式 (3) 得

$$\begin{aligned} f(x, y) &= \frac{Kz}{2\pi(\rho^2 - \sin^2\alpha \cdot x^2)} \\ &= \frac{Kz}{2\pi(\cos^2\alpha \cdot x^2 + y^2)}, \quad (4) \end{aligned}$$

其中  $z$  满足照明区的几何表达式:

$$\begin{aligned} (\cos^2\theta - \sin^2\alpha)x^2 - 2\tan\alpha \cdot \sin^2\theta \cdot z \cdot x \\ + \cos^2\theta \cdot y^2 = z^2 \sin^2\theta \cdot \sec^2\alpha, \quad (5) \end{aligned}$$

从中解出  $z$  后, 代入式 (6) 即得公式 (1) 的结论, 证毕。

## 利用受激布里渊后向散射波的位相复共轭特性补偿动态位相畸变

陈钰明 徐捷 何国珍

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

### 一、引言

目前, 研究后向受激散射的位相复共轭特性, 已成为非线性光学中活跃的分支。它具有重要的实用价值, 例如用后向受激布里渊散射 (SBS), 可以补偿强激光传输中由于大气扰动或光学元件所引起的位相畸变, 因而引起人们广泛的兴趣<sup>[1-3]</sup>。

我们曾利用后向受激布里渊散射, 进行了补偿由位相畸变板引起的波前畸变的实验<sup>[4]</sup>。但是, 在强激光的传输中, 经常遇到的是由动态介质造成的畸变。本文报道动态位相畸变补偿的实验。

受激布里渊散射现象是在强激光入射情况下, 由于在非线性介质内光波场的电致伸缩效应, 引起介质内的密度起伏而产生的。1972年由 Zeldovich<sup>[5]</sup> 首次在实验中证实了, 后向受激布里渊散射与激发入射波成位相复共轭关系。理论上可由 Maxwell 波动方程

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}$$

出发, 在满足绝热近似  $\left| \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} \right| \ll \left| k_L \frac{\partial E}{\partial z} \right|$  条件下, 可以得出散射波  $E_s$  和激发波  $E_L$  分别满足如下抛物线方程:

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_s}{\partial z} - \frac{i}{2k_s} \Delta_{\perp} E_s(r, z) \\ = \frac{1}{2} g |E_L(r, z)|^2 E_s(r, z), \quad (1) \end{aligned}$$

$$\frac{\partial E_L}{\partial z} + \frac{i}{2k_L} \Delta_{\perp} E_L(r, z) = 0. \quad (2)$$

在 SBS 过程中, 波矢  $k_s$  和  $k_L$  的微小区别可以忽略。将散射波  $E_s$  按选定的函数系列展开, 可以证明, 当激发光场  $E_L$  有强的横向非均匀性时,

$$E_s(r, z) \simeq \text{常数 } E_L^*(r, z), \quad (3)$$

即后向 SBS 波是入射激发波场的位相复共轭。

用简单的物理图象来描述: 由于激发辐射场是空间非均匀的, 即存在角谱。设沿  $-z$  方向传播的一对平面波有一个很小的夹角  $\delta\theta$ , 在

它们交叉的区域产生干涉条纹。令散射介质处于这个区域，在该介质中同时建立了散射光场增益的空间非均匀性，它可以沿任意方向传播，但只有沿  $+z$  方向传播的散射波与激发场干涉最大值相符。因此，其增益比所有其他方向的增益要大，（该增益与激发入射场  $E_L$  有关）故优先放大波前反演的散射波。反之，如果散射波是均匀场，则不同方向上的波都被有效放大。因此，激发辐射波前没有优先再现。我们采用多模红宝石激光光束作为激发源，用透明胶体溶液置于光路中使人射波畸变。这畸变光束经布里渊“镜”反射后再次通过该介质取样，从实验上证实了位相畸变被补偿。

## 二、实 验

我们采用图 1 所示的实验装置。激发光源

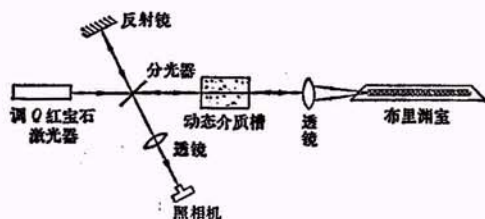


图 1 后向受激布里渊散射的动态实验装置图

是一台由隐花青甲醇溶液被动调 Q 的多模巨脉冲红宝石激光器，其输出功率为 5 兆瓦，持续时间约 20 毫微秒。把动态介质槽安置在光路中。激光束经过一个分光器，一部分反射光可用于监视，绝大部分透射光通过动态介质槽。槽内分别装进水加牛奶；水加苯加少量洗衣粉，使人射光波前畸变，经焦距为 20 厘米的透镜聚焦后，入射到布里渊室内。室内充以  $CS_2$  液体。由于  $CS_2$  具有最大的 SBS 稳态增益因子，而且阈值较低，故可发生强的后向散射。为使入射光与室内的介质有长的相互作用区，室内装有一根长 1 米，直径为 4 毫米的石英光导管。实验技巧在于光束经过透镜会聚后，其焦点必须调至光导管的入口处。由于石英的折射系数小于  $CS_2$  的折射系数，光线在光导管内呈全反射传播。

物理

当入射到布里渊室内的光功率密度达到一定阈值时，就会产生强的后向 SBS 波，返回波再次通过动态畸变介质就复现为原来的非畸变光束。这光束由倾斜放置的分光器取样，在照相机底板上记录场图。当用平面反射镜代替布里渊室时，底板上就能记录到光束两次通过动态畸变介质后严重畸变的场图。

## 三、结果和讨论

利用该装置，我们从实验上证实了后向 SBS 可补偿动态介质的位相畸变。图 2 是实验获得

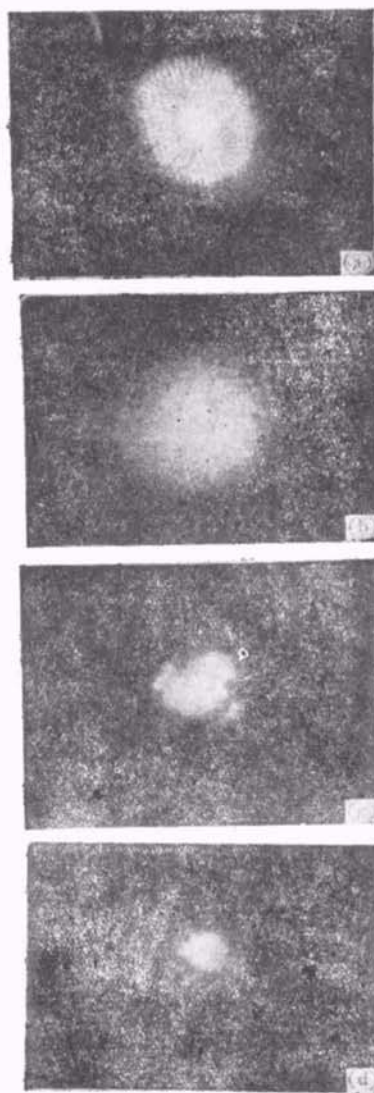


图 2

的近场照片: (a) 为入射波, (b) 为通过动态介质的畸变入射波, (c) 为未畸变的后向受激布里渊散射波, (d) 为两次通过动态畸变介质的后向受激布里渊散射波。由图可见, 当入射光经过动态畸变介质时, 由于胶体溶液内的悬浮颗粒成了散射中心, 使原始入射波光强分布发生变化, 弥散成一团。然而经过布里渊“镜”反射, 再次通过动态介质后, 其光强分布仍然呈现中心区较强, 与入射波类似。所不同的是由于畸变介质对光强衰减后, 高阶模式不能达到阈值, 因而中心强区周围没有出现 SBS。而当没有动态介质时, 入射光较强, 仍可观察到中心强区周围有较高阶模的后向散射[见图 2(c)]。此外, 从实验上测得阈值功率密度为 50 兆瓦/厘米<sup>2</sup>。

应该指出, 动态介质的存在, 有可能改变后向散射波的位相。如果动态介质内的粒子变化速度相当快, 而且介质长度足够长时, 入射光通过动态介质经布里渊“镜”反射, 再次通过动态

介质这一瞬间内, 介质的粒子状态已经发生明显的变化, 这时 SBS 过程就不能达到动态畸变介质的位相补偿作用。而在目前的条件下, 胶体溶液内的悬浮颗粒主要是布朗运动, 在光束两次通过动态介质之间, 介质的位相变化可以忽略, 复共轭波的出现证明了这一点。

后向受激布里渊散射的位相复共轭特性, 在诸如激光核聚变、激光通讯等方面可用来改善光束质量, 提高亮度。因此, 它在相干光适应技术中占有重要的地位。

本工作得到王润文教授的热情指导, 谨致谢意。

### 参 考 文 献

- [1] J. E. Pearson, *Appl. Opt.*, **15** (1976), 662.
- [2] R. W. Hellwarth, *J. Opt. Soc. Am.*, **67** (1977), 1.
- [3] Victor Wang and Concetto R. Giuliano, *Optics Letters*, **2** (1978), 4.
- [4] 徐捷、陈钰明、何国珍、张宝富, *激光*, **8-5** (1981), 41.
- [5] B. Y. Zeldovich and V. I. Popovichev, *JETP Lett.*, **15** (1972), 109.

## 快速傅里叶变换谱分析中的窗口修正

王 东 生 (华东师范大学物理系)

### 一、引 言

谱分析是物理学的一个重要内容。在光谱学、电子顺磁共振波谱学、核磁共振波谱学、无线电物理、音响与振动等等物理学领域里都要进行谱分析。傅里叶变换一直是谱的理论分析依据。随着数字计算技术的发展, 1965 年 Cooley 和 Tukey 提出了快速傅里叶变换 (FFT) 方法<sup>[1]</sup>, 使离散傅里叶变换的复数乘法运算次数由  $N^2$  次减小到  $(N/2)\log_2 N$  次, 大大降低了运算量, 提高了运算速度, 可以用数字计算机实现傅里叶谱分析了。FFT 技术应用到上述诸领域, 出现了傅里叶光谱学、脉冲傅里叶核磁共振波谱学等新分支; 在实验技术上出现了傅里叶

光谱仪、脉冲傅里叶核磁共振波谱仪、音响与振动的傅里叶分析系统等现代化实验手段。FFT 是信号谱分析的有力工具 (关于快速傅里叶变换, 可参阅本刊 1980 年第 2 期 112—118 页)。

时域信号  $x(t)$  的谱可表示为傅里叶变换式

$$X(f) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t) e^{-i2\pi ft} dt, \quad (1)$$

它的离散傅里叶变换为

$$X(n) = \sum_{K=0}^{N-1} x(K) e^{-\frac{i2\pi nK}{N}}, \quad (2)$$

FFT 就是计算上式的快速算法。

使用 FFT 算法, 必然取有限  $N$  点离散信号  $x(K)$  来计算 (2) 式的谱, 这就引进了误差。这个误差不受计算精度取舍方式的影响。有的情况下, 相对误差可达 20% 以上, 成为必须修