

## 宽带 CARS 技术用于气体温度的测量\*

赵建荣 李春金 孙树兰  
(中国科学院力学研究所, 北京)

**提要:** 本文报道了用宽带 CARS 技术测量高温空气的温度及其实时的升降过程。结果明显地优于有滞后效应的常规热电偶测试方法。

**关键词:** 气体温度; 宽带 CARS

### Measurement of gas temperature by broad band CARS

Zhao Jianrong, Li Chunjin, Sun Shulan  
(Institute of Mechanics, Academia Sinica, Beijing)

**Abstract:** Broad band CARS was used to measure the temperature and the changing process of hot gases. The results show that this method is obviously superior to the conventional thermocouples.

**Key words:** gas temperature, broad band CARS

### 一、引言

对任何一个燃烧器都有三个需要解决的实际问题: 速度场、热化学场及燃料喷射的演变过程。80年代推出的 CARS(相干反斯托克斯喇曼光谱)技术由于能同时诊断流场的温度、速度和浓度<sup>[1,2]</sup>, 因而为解决这些问题提供了一种有力的工具。

自发喇曼光谱技术已用于诊断相对清洁的火焰系统。然而, 背景噪音的影响, 如火焰的高亮度、荧光及白炽粒子等都影响自发喇曼信号。由于 CARS 信号的高强度(是自发喇曼的  $10^5$  倍)、类激光性(相干光, 因而可全光束收集), 高的抗干扰能力(向短波方向位移, 有效地避免了瑞利散射和荧光的干扰)等特点, 使得它能用于更为恶劣的燃烧环境中, 如燃烧室、内燃机、枪炮推进器的火焰、高粉尘火焰、高亮度火焰、具有加力燃烧室的喷气发动机等热流场的诊断。无疑, CARS 技术将能对各种燃烧器的性能和改进方向提供有力判据。

到目前为止, 国内所做的工作仅限于窄带 CARS 技术的研究<sup>[3,4]</sup>。由于窄带技术对一个 CARS 谱的扫描过程约需十分钟左右, 因此, 不能用于变化过程的测试。本文采用宽带 CARS 技术测量热气管内  $N_2$  的 CARS 信号, 以确定气体的温度及其升降过程, 在与热电偶测试结果的比较中, 充分显示了跟踪温度变化过程的优越性。

收稿日期: 1988年6月13日。

\* 国家自然科学基金资助项目。

## 二、理论概述

由图 1 可看出, CARS 是一个非线性四波混频过程。要得到强的 CARS 信号, 则需要考虑如图 2 的相位匹配。显然, 共线技术将会得到最强的 CARS 信号, 但空间分辨率较低; 交叉技术(Boxcars)虽然信号较弱, 但可获得很好的空间分辨率, 且三束光空间上互相分离, 易于收集, 故在要求较高的测试中常用此法。

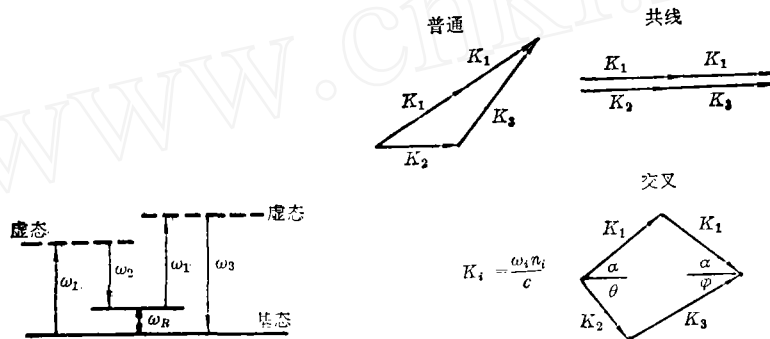


图 1

图 2

以频率为  $\omega_1$  和  $\omega_2$  入射的激光束(分别称为泵浦光和斯托克斯光束), 通过三阶非线性极化率  $\chi^{(3)}$  产生频率为  $\omega_3$ (即 CARS)的相干辐射, 该辐射的功率  $p_3$  正比于  $p_1^2 p_2 |\chi^{(3)}|^2$ , 而  $\chi^{(3)}$  由下式表示:

$$\chi^{(3)} = \sum_j K_j \frac{\Gamma_j}{2 \Delta \omega_j - i \Gamma_j} + \chi_{NR} \quad (1)$$

第一项为共振贡献; 第二项是由于和外界共振的背景贡献, 称为非共振贡献, 一般地, 它是个小量;  $\Gamma_j$  是喇曼线宽;

$$\Delta \omega_j = \omega_j - (\omega_1 - \omega_2),$$

表示与共振频率的偏移;  $\omega_j$  是第  $j$  个跃迁的喇曼频率; 而

$$K_j = \frac{2 C^4}{\hbar \omega_2^3} N \Delta_j \frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_j \Gamma_j^{-1} \quad (2)$$

其中,  $N$  为粒子数密度,  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  为喇曼散射截面;  $\Delta_j$  是频率为  $\omega_j$  的振转跃迁上下能级聚居数的差, 它包含了温度信息。这样, 决定 CARS 线型的  $\chi^{(3)}$  就通过  $\Delta_j$  与温度(通过粒子数密度  $N$  与浓度)联系起来, 从而对某一个特定温度, 就可得到一个特定的 CARS 轮廓, 与实验测得的 CARS 轮廓相比较, 就可得到所测温度。

## 三、实验综述

实验装置示于图 3。YAG 激光器为非稳定腔结构, 环模输出, 脉宽 10 ns。通过第一个倍频晶体  $K_1$  后到达滤光镜  $F_1$ , 其中 130 mJ 的绿光透过滤光镜后用来泵浦染料激光器, 而 1.06  $\mu\text{m}$  的激光则被反射通过第二个倍频晶体  $K_2$ , 获得所需要的泵浦光束, 能量约为 30 mJ, 剩余

的  $1.06\ \mu\text{m}$  激光被隔热玻璃  $G$  所吸收。宽带染料激光器输出激光能量约为  $30\ \text{mJ}$ ，谱线宽度 (FWHM) 为  $4.04\ \text{nm}$ ，中心波长为  $605.8\ \text{nm}$ ，宽带谱线轮廓如图 4 所示。实验表明，虽然能量有起伏，但谱线轮廓基本保持不变，这就使得可以不用参考信号也能对 CARS 信号获得较好的归一结果。

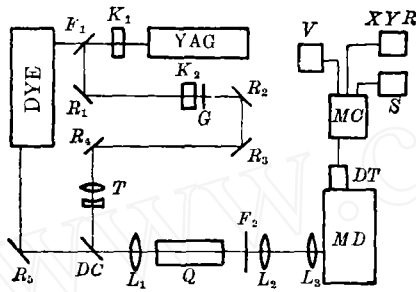


图 3

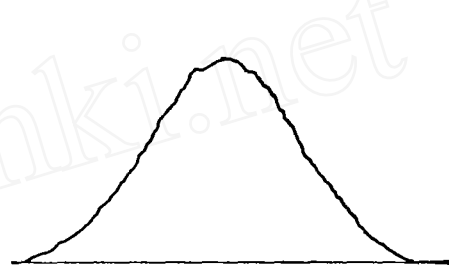


图 4

为了使  $\omega_1$  和  $\omega_2$  同时到达测试区，让  $\omega_1$  经过一个由  $R_1$  至  $R_4$  组成的延时光路。为使二束光具有基本相同的光斑尺寸以充分利用激光能量，故在延时光路中加入了一个望远镜系统  $T$ 。这二束光通过双色镜  $DC$  后被透镜  $L_1$  聚焦到测试样品中产生 CARS ( $\omega_3$ ) 光束，用一窄带滤光镜滤掉  $\omega_1$  和  $\omega_2$ ，只有  $\omega_3$  进入 OSA (光学光谱分析仪) 多通道接收器，然后由带微机的 OSA 系统记录、处理和分析求得 CARS 的轮廓。

由于共线法的空间分辨率较低，为减少火焰温度梯度造成的测量不准确性，故将样品空气置于石英管 ( $\phi 12 \times 150$ ) 内加热。

共线法高信号强度的优点往往被它的低的空间分辨率所削弱，由于 CARS 作用区的高功率密度 ( $\sim 10^{11}\ \text{W}/\text{cm}^2$ )，也没有简易的测量空间分辨率的方法。为了对这套设备的空间分辨率

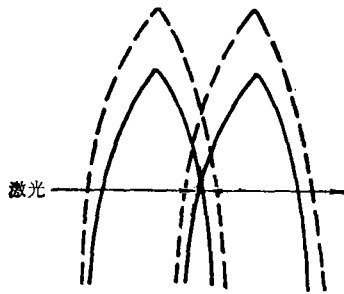


图 5

有一个定量的概念，我们很简单地实现了线性分辨率的测量。首先减小  $\omega_1$  和  $\omega_2$  的强度，在显示屏上看到适当强度的室内空气的  $\text{N}_2$  的 CARS 信号，用一酒精火焰在光束行进方向上扫描，由于火焰 (温度约  $1100\ \text{K}$ ) 中  $\text{N}_2$  的粒子数密度约为周围空气中的三分之一 (可由  $P = NRT$  估算)，CARS 信号强度将低一个数量级，在扫描过程中将会出现信号强弱的变化。可把信号和噪音难以区分的区间定义为 CARS 作用区。在做如图 5 所示的测试过程中，往返扫描数次，都能得到良好的重复性。激光穿过的火焰区直径为  $16\ \text{mm}$ ，热电偶实测表明，距火焰边缘  $2\ \text{mm}$  处，温度为  $585\ \text{K}$ ，因此，高温区 (图中虚线包含区域) 直径可取为  $20\ \text{mm}$ 。扫描过程中基本无信号区域为  $14\ \text{mm}$ ，因此，可以认为两端火焰共同复盖的  $6\ \text{mm}$  长度为其作用区，即是我们这套设备的空间分辨率。

作为一个验证，可根据 [5] 提出的经验判别法来估算作用区长度。对衍射极限光束，相互作用区的直径  $\phi$  和长度  $l$  为：

$$\phi = 4\lambda f / \pi D, \quad l = \pi\phi^2 / 2\lambda$$

一般地，CARS 的 75% 能量集中在  $6l$  的长度上。取  $\lambda = 532.0\ \text{nm}$ ，透镜焦距  $f = 10\ \text{cm}$ ，透镜

上光斑直径  $D=5\text{ mm}$ , 得  $6l=3\text{ mm}$ 。我们的光束发散角约为衍射极限的 1.5 倍, 由  $l$  和  $\phi$  的关系可看出,  $l$  正比于发散角的平方, 因此, 对我们的系统而言, 作用区长度为  $3 \times (1.5)^2 = 6.8$  (mm), 与实测结果很相近。

#### 四、结果和分析

我们测量了室内空气、高温空气和石英管内空气的升降温过程。图 6、7 为测得的  $\text{N}_2$  的 CARS 谱。用文献[6,7]的理论来拟合 CARS 谱以判定温度(针对我们自己的实验参数的理论 CARS 谱正在计算中)。图 6 中的圆点表示相应的理论 CARS 谱的结果。由图 6(a) 可看出室内温度的测试结果是十分可靠的。因文献中理论谱的间隔是 300 K, 故其余温度的判定包含有最大  $\pm 50\text{ K}$  误差。图 6(b) 的结果及热电偶的参考值都是在加热石英管使温度平衡后得到的。

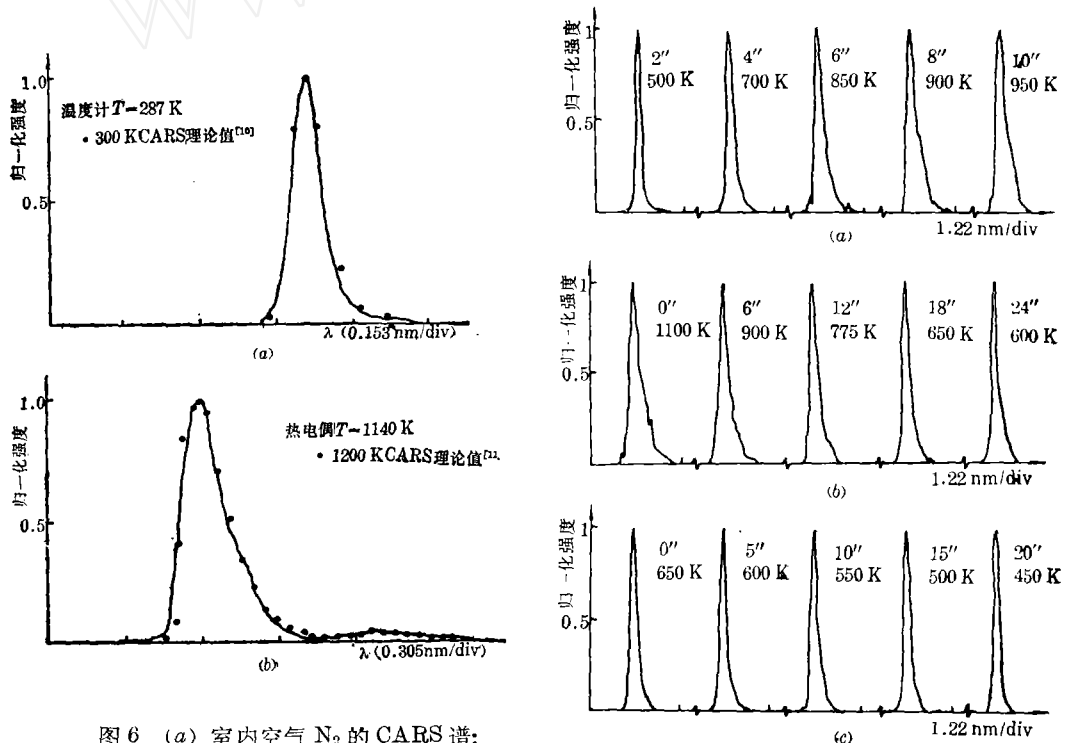


图 6 (a) 室内空气  $\text{N}_2$  的 CARS 谱;  
(b) 高温空气  $\text{N}_2$  的 CARS 谱

图 7  $\text{N}_2$  的适时 CARS 谱

图 7 为加热石英管时, 管内空气在升降温过程中  $\text{N}_2$  的 CARS 谱。作为一个参考标准, 也在重复的升降温过程中用热电偶做了测试, 二者的结果在图 8 和 9 中作了对照。可以看出, 对沿管轴纵向加热及其后的冷却过程, 热电偶测试结果滞后较小, 而与 CARS 测试实际情况相同, 并在管壁外垂直加热的升降温过程, 热电偶的测试结果则表现出一个十分严重的滞后过程。这是因为在后者的情况下, 管壁的温度要高于前者, 管壁的传热将对热电偶产生严重影响。为对热电偶的滞后情况作一直观说明, 我们用 X-Y 记录仪对其响应速度做了测试。图 10 中的曲线 1 和 2 是一组测试结果。曲线 1 是热电偶随管子一起加热然后冷却, 曲线 2 是停止加热后插入热电偶的结果, 它经 5 秒后才升到最高值; 二条曲线分别处于高温方向和低温

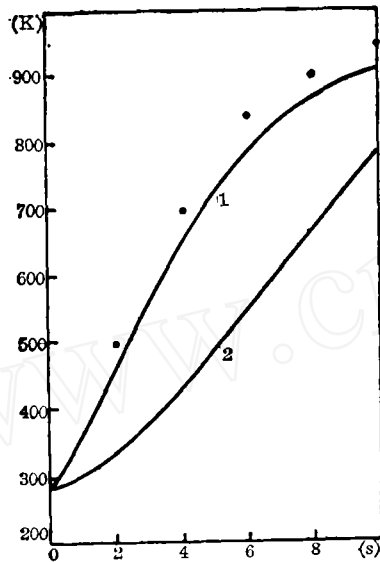


图 8 与热电偶结果的比较

曲线 1—沿石英管轴线加热热电偶结果; (曲线 2—垂直于石英管轴加热管壁热电偶结果 (“·”为图 7(a) 的结果)

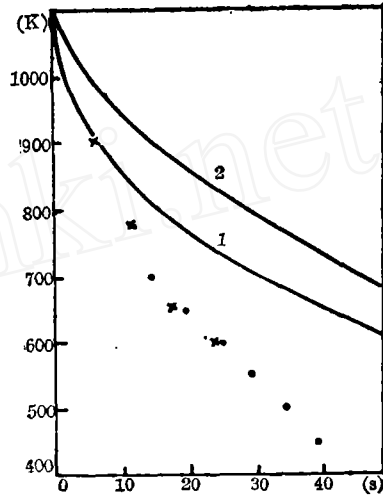


图 9 与热电偶结果的比较

曲线 1—沿石英管轴线加热后冷却的热电偶结果, 曲线 2—垂直于石英管轴加热管壁后冷却的热电偶结果 (×—图 7(b) 结果, ●—图 7(c) 结果)

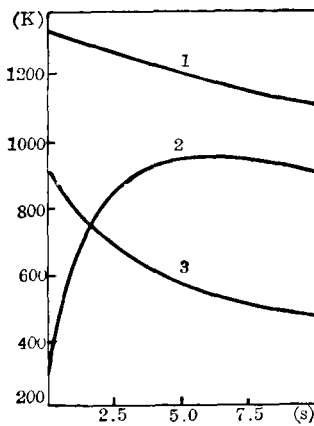


图 10 热电偶滞后情况

方向的滞后状态中, 故它们对同一温度给出不同的指示, 即无法表示非热平衡体系的真实温度。曲线 3 为在空气中加热热电偶, 然后又置于空气中自然冷却, 显然, 缓慢的热辐射造成的降温过程, 使其远不能表示出当时空气的温度, 故难以测试急剧的温度变化。

升降温过程的测试充分地体现了高时间分辨率的测试手段的重要性。窄带 CARS 技术由于其必需的扫描过程, 只能用来测试热平衡体系的温度, 而宽带 CARS 技术在一个脉冲期间 ( $\sim 10$  ns) 就得到完整的 CARS 谱, 因此可用来对火焰形成和熄灭过程进行测试和分析。至于常规的测试方法 (如热电偶) 用来表现一个变化过程则是十分勉强的, 对于非单调的温度升降过程甚至会得到荒谬的结果。

### 参 考 文 献

- 1 E. Gustafsan *et al.*, *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-17**, 2258 (1982)
- 2 C. Y. She, *Appl. Phys.*, **B32**, 49 (1983)
- 3 徐兆顺 *et al.*, *光学学报*, **4** (4), 325 (1984); 王庆宇 *et al.*, *中国激光*, **14** (11), 694 (1987)
- 4 王大地, 蒋占魁, *光学学报*, **6**(11), 1043 (1986)
- 5 P. R. Reginer *et al.*, *AIChE J.*, **12**, 826 (1974)
- 6 A. C. Eckbreth, R. J. Hall, *Combustion and Flame*, **36**, 87 (1979)
- 7 T. Parameswaram, D. R. Snelling, AD-A128102