

# 红外激光外差气体分析仪信号分析

文东旭

郭静如

(中原电子研究所)

(河北师范大学)

## 提 要

本文研究红外激光外差气体分析仪信号提取的数学模型, 论证了外差气体分析仪的探测灵敏度可达  $10^{-4}$ ppb, 这比直接探测方式约高九个量级。文中着重分析了方波控制激光器的频谱形式、光信号外差探测装置和电信号解调原理。最终导出外差气体分析仪气体浓度信息流程, 据此绘制了方波控制  $\text{CO}_2$  激光外差气体分析仪原理方框图。

## 一、引 言

随着可调谐激光器的问世, 激光调制技术和光接收技术日臻完善, 更因为对这些技术综合应用的进一步研究, 所以在设计红外激光分析仪方面也有了新的方法和技术。这种新型红外激光分析仪是红外分析仪的一大发展, 特别是在  $1\sim 20\mu\text{m}$  红外波长范围具有特殊意义。红外激光的波长和某些气体分子吸收谱之间特别吻合, 使被测气体分子浓度的准确度大大地提高。这里需要特别指出的是红外激光分析仪采用光外差接收时, 其气体浓度的探测灵敏度可达  $10^{-4}$ ppb。

随着人们对环境保护的日益关心, 定量分析要求越来越高, 而红外激光外差分析仪比直接探测具有更高的灵敏度。因此有必要研究红外激光外差气体分析系统实现的原理。

## 二、离散光波长差动吸收监测理论

激光的波长和气体分子吸收谱线之间特别吻合, 构成了定量探测气体分子浓度的基础, 因而目前气体分析仪普遍采用差动吸收监测原理。差动吸收监测通常有三种工作方式: 离散频率断续吸收法, 一阶或高阶导数分析法和调谐激光器直接线性扫描法。下面我们就离散频率断续分析法进行分析。

两台波长分别为  $\lambda_1$  和  $\lambda_2$  的交替发射激光器, 它们分别对应于某一气体峰值和谷值的吸收谱线。如图 1 所示, 如果激光辐射源距探测器 1 的大气路径为  $L_1$ , 气体取样盒长度为  $L$ , 由朗伯-比耳定律可知, 在探测系统接收到的功率可表示为<sup>[1]</sup>

$$\left. \begin{aligned} P(\lambda_1) &= K(\lambda_1) P_0(\lambda_1) \exp\left[-\sigma(\lambda_1) \int_0^L N(z) dz\right] \cdot \exp\left[-\int_0^{L_1} \alpha(\lambda_1, z) dz\right], \\ P(\lambda_2) &= K(\lambda_2) P_0(\lambda_2) \exp\left[-\sigma(\lambda_2) \int_0^L N(z) dz\right] \cdot \exp\left[-\int_0^{L_1} \alpha(\lambda_2, z) dz\right], \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

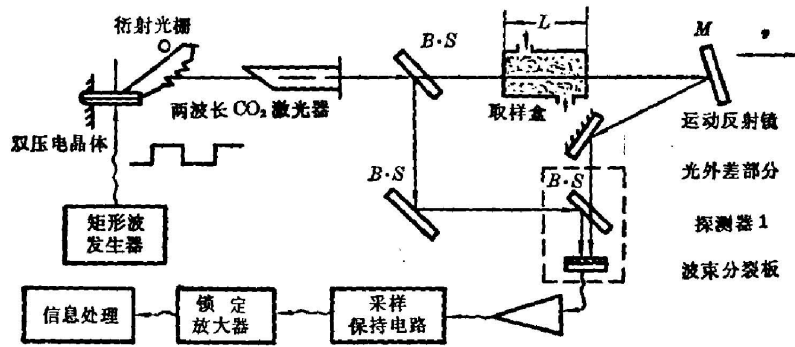


图1 光外差法提取气体分子浓度信息示意图

Fig. 1 Block diagram of experimental arrangement for extracting gas molecules density signal with laser heterodyne technique

其中  $P_0(\lambda_1)$ ,  $P_0(\lambda_2)$  是激光器发射功率;  $K(\lambda_1)$ ,  $K(\lambda_2)$  是整个系统的总效率;  $\sigma(\lambda_1)$ ,  $\sigma(\lambda_2)$  是待测气体分子的吸收系数;  $N(z)$  为单位长度上的分子个数。  $\alpha(\lambda_1, z)$ ,  $\alpha(\lambda_2, z)$  分别是整个光传播路径上非被测极少量分子的散射、吸收系数之和。

如果取样盒内混有的其它极少量分子以及光传播路径上的微量物质对激光的吸收和散射都忽略不计, 则  $\alpha(\lambda_1, z)$ ,  $\alpha(\lambda_2, z)$  等于零。由方程(1)可得取样盒内气体分子浓度的表达式

$$\bar{N} = \frac{1}{[\sigma(\lambda_1) - \sigma(\lambda_2)]L} \ln \frac{K(\lambda_1)P_0(\lambda_1)P(\lambda_2)}{K(\lambda_2)P_0(\lambda_2)P(\lambda_1)} \quad (2)$$

如果令  $L=L_1$ , 此时取样盒的长度就是整个光学测量路径, 这种测量方式就对应于大气监测工作方式。

由(2)式可以看出, 要获得特定分子的浓度, 必须测定发射激光功率  $P_0(\lambda_1)$ ,  $P_0(\lambda_2)$  及接收信号功率  $P(\lambda_1)$ ,  $P(\lambda_2)$  四个值。若能使激光器系统在两个波长工作状态下有效输出的光功率相等, 即  $K(\lambda_1) \cdot P_0(\lambda_1) = K(\lambda_2) \cdot P_0(\lambda_2)$ , 则方程(2)立即可改写为

$$\bar{N} = \frac{1}{\Delta\sigma \cdot L} \ln \frac{P(\lambda_2)}{P(\lambda_1)} \quad (3)$$

其中  $\Delta\sigma = \sigma(\lambda_1) - \sigma(\lambda_2)$ 。当满足光学上稀薄这一条件时,  $2\bar{N} \cdot \Delta\sigma \ll 1$ , 应用级数展开有

$$\bar{N} = \frac{2}{\Delta\sigma \cdot L} \cdot \frac{\Delta P^-}{\Delta P^+} \quad (4)$$

其中  $\Delta P^- = P(\lambda_2) - P(\lambda_1)$ , 表示红外探测系统在波长  $\lambda_1$  和  $\lambda_2$  所探测的两个信号功率的差值, 也就是差动吸收一词的来源;  $\Delta P^+ = P(\lambda_1) + P(\lambda_2)$ 。(4)式表明只要测出  $\Delta P^-$  和  $\Delta P^+$  两个值, 就可以得到气体分子平均浓度值。

显然, 方程(2)和(4)所表征的两种测量方法相比较, 后者测量过程和数据处理都有很大的简化。

### 三、光外差与直接探测灵敏度的比较

在直接探测中, 如果是背景限制工作状态, 给定功率信噪比 ( $S/N$ ), 最小可探测功率

是<sup>[2]</sup>

$$P_{\min} = NEP_D \cdot (S/N) \cdot \sqrt{2B}, \quad (5)$$

其中  $B$  是电子系统的带宽,  $NEP_D$  是直接探测时探测器等效噪声功率, 系数因子  $\sqrt{2}$  是考虑到两次测量引起的噪声 (每种波长测量一次) 而引入的。假定最小可探测功率  $P_{\min}$  等于差动吸收功率  $\Delta P^-$ , 合并(4)和(5)两式得到

$$\bar{N}_{\min, D} = \frac{2}{\Delta\sigma \cdot L} \cdot \frac{NEP_D \cdot (S/N) \cdot \sqrt{2B}}{\Delta P_D^+}, \quad (6)$$

其中  $\Delta P_D^+$  是直接探测两个信号功率之和。

同理可推出, 采用外差探测时, 信噪比不受探测器、放大器以及背景噪声的限制, 此时最小可探测气体分子浓度的表达式为

$$\bar{N}_{\min, D} = \frac{2}{\Delta\sigma \cdot L} \cdot \frac{NEP_H \cdot (S/N) \cdot \sqrt{2B}}{P_H^+}, \quad (7)$$

其中  $\Delta P_H^+$  为外差探测的两个信号功率之和。

下面分析计算  $\text{CO}_2$  激光差动分析仪探测气体分子浓度的灵敏度。假定方波控制的  $\text{CO}_2$  激光器交替产生  $P_{(14)}$ 、 $P_{(16)}$  两条支线, 它们正好分别对应  $\text{C}_2\text{H}_4$  气体分子强吸收和弱吸收谱线, 其吸收系数分别是  $\sigma[\lambda_1 = P_{(14)}] = 29.10$  和  $\sigma[\lambda_2 = P_{(16)}] = 4.55 \text{ cm}^{-1} \cdot \text{atm}^{-1(3)}$ 。当采用碲镉汞 ( $\text{HgCdTe}$ )  $77^\circ \text{K}$  低温探测器时, 直接探测和外差探测两种工作状态下的等效噪声功率分别为  $NEP_D = 4.6 \times 10^{-12} \text{ W/Hz}^{-1/2}$  和  $NEP_H = 3.75 \times 10^{-20} \text{ W/Hz}$ 。假定电子系统的带宽为单位带宽, 取样盒的长度为  $1 \text{ cm}$ , 信噪比为  $S/N = 10$ , 应用(7)、(8)两式可得如表 1 所示的可探测气体分子浓度极限值。

表 1  $\text{CO}_2$  激光差动吸收气体分析仪灵敏度

Table 1 Sensitivity of  $\text{CO}_2$  laser differential absorption gas analyser

探 测 方 式	等效噪声功率 $NEP$	接 收 功 率	可测气体分子浓度极限值 $\bar{N}_{\min}$
直 接 探 测	$4.6 \times 10^{-12} \text{ W/Hz}^{1/2}$	0.1 mW	$2.6 \times 10^{-2} \text{ ppb}$
外 差 探 测	$3.75 \times 10^{-20} \text{ W/Hz}$	0.1 mW	$2.2 \times 10^{-5} \text{ ppb}$

从上表比较可知, 在相同接收功率条件下, 外差探测方式比直接探测气体分子浓度的灵敏度约高几个数量级; 随着接收功率的减小, 探测气体分子浓度的灵敏度线性地下降。进行外差探测时, 即使所接收的光功率信号为  $10^{-9} \text{ mW}$ , 仍具有相当于直接探测接收功率为  $0.1 \text{ mW}$  的灵敏度, 但在这样小的接收功率条件下, 采用直接探测方式进行检测是根本不能实现的。

虽然上述讨论是以  $\text{CO}_2$  激光器作为辐射源, 以乙烯  $\text{C}_2\text{H}_4$  气体作为例子而估计出激光差动吸收气体分析仪的灵敏度, 但其原理与方法却具有普遍性。我们算得的  $\text{CO}_2$  激光直接探测气体分析仪的理论数据比实验数据高 2~3 个量级<sup>[4]</sup>。

#### 四、光外差气体分析仪信号提取

图 1 为光外差气体分析仪系统工作原理示意图。其信号提取可分为两个步骤: 即光信

号转换为电信号以及电信号的信息解调。首先我们应用频谱分析法对信号进行数学分析,通过对信号频谱结构以及每个频谱分量在传递过程中幅度和频率变化的分析,得出相应的解调方法。

### 1. 矩形波控制的两个光波长 CO<sub>2</sub> 激光器频谱

矩形波交替地改变 CO<sub>2</sub> 激光器内的光栅角度位置,使单支 CO<sub>2</sub> 激光器交替产生两个振荡支线  $P_{(14)}$  和  $P_{(16)}$ 。虽然这两个支线是由同一激光器产生的,但是这两列波在时间上不干涉。在这种情况下,激光器输出的是相位离散的数字调频信号。它可以看成是调定在两个独立的激光波长和由方波控制的键控信号。为了便于分析,假定两个激光载波的振幅相等,则相位离散的数字调频信号可表示为

$$s(t) = As_1(t) \cos(\omega_1 t + \alpha) + As_2(t) \cos(\omega_2 t + \beta), \quad (8)$$

式中  $\alpha$  和  $\beta$  分别是波长为  $P_{(14)}$  和  $P_{(16)}$  两支线的频率  $\omega_1$  和  $\omega_2$  的初相角。 $s_1(t)$  和  $s_2(t)$  是如图 2 所示的周期开关函数。由于是周期函数,因而可用傅里叶级数展开。令  $T_1/T = \tau$  为空度比,则有

$$\left. \begin{aligned} s_1(t) &= \tau + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin n\pi\tau}{n\pi} \cos n\omega_0 t, \\ s_2(t) &= (1-\tau) - 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin n\pi\tau}{n\pi} \cos n\omega_0 t, \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

其中  $\omega_0 = 2\pi/T$  为脉冲信号的基波频率,  $n=1, 2, 3, \dots$ 。将(9)式代入(8)式,并选择基波信号为矩形波脉冲  $\tau=1/2$ , 于是得到

$$s(t) = \frac{A}{2} \cos(\omega_1 t + \alpha) + \frac{A}{2} \cos(\omega_2 t + \beta) + A \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin(n\pi/2)}{n\pi} \{ \cos[(\omega_1 + n\omega_0)t + \alpha] - \cos[(\omega_2 + n\omega_0)t + \beta] \}. \quad (10)$$

由(10)式可以看出,载波和边带两者相比,载波的功率要比边带大得多。因此,在调制信号相同的条件下,做外差探测时有用信号功率大,从而得到外差探测信噪比较直接探测为高。由于气体分子可测浓度与信噪比成正比,所以在相同的光波调制条件下,外差探测可得到较高的分子浓度分辨率。

### 2. 外差装置的信号分析

为了实现外差探测,我们设计一个简易装置,其作用原理如图 3 所示。通过取样盒的输出光入射到沿光轴作往返运动的反射镜上,反射光和方波控制的激光束在探测器表面上实现外差探测。这比采用电光或者声光移频方法都更容易实现。具体作法是,用双压电晶体作为反射镜的驱动元件。如果所施加的电压是周期三角波,电压增加的斜率为  $2V/T$ , 这里  $T$  为上述矩形波的周期。由此可求得,在双压电晶体作用下反射镜沿光轴径向运动速度为

$$v = \pm \frac{2\Delta l}{T} = \pm \frac{2\gamma V}{T}, \quad (11)$$

其中  $\gamma$  为双压电晶体伸张系数 [ $\mu\text{m}/\text{V}$ ],  $V$  为双压电晶体施加的电压最大值。

因反射镜作匀速往返运动,所以对于反射光束有双程多普勒移频效应。当只考虑激光载波所产生的双程多普勒时,其多普勒频率值为

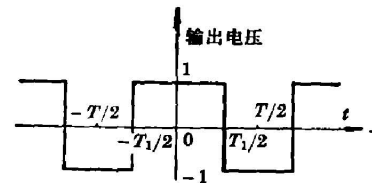


图 2 周期矩形波

Fig. 2 Periodic square-waves

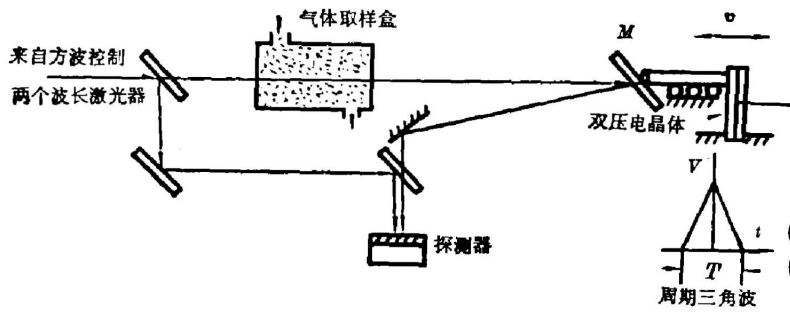


图 3 简化外差气体分析仪装置示意图

Fig. 3 Simplified heterodyne gas analyser arrangement

$$f_{d_1} = \pm \frac{4\gamma V f_1}{cT}, \quad f_{d_2} = \pm \frac{4\gamma V f_2}{cT}, \quad (12)$$

其中  $c$  为光速,  $f_1$  与  $f_2$  分别为与激光波长  $\lambda_1$  和  $\lambda_2$  对应的频率值。

这时入射到探测器 1 的信号光的载波信号表达式为

$$s'(t) = \begin{cases} \frac{A'}{2} \cos[(\omega_1 \pm 2\pi f_{d_1})t + \alpha], & \text{当 } -T_1/2 < t < T_1/2, \\ \frac{A''}{2} \cos[(\omega_2 \pm 2\pi f_{d_2})t + \beta], & \text{当 } T_1/2 < t < (T - T_1/2), \end{cases} \quad (13)$$

其中  $A'$ ,  $A''$  是波长  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$  经过取样盒后的振幅值。

外差探测的本振光来自方波控制的  $\text{CO}_2$  激光器, 它通过带有耦合孔的固定反射镜引入, 光外差探测光路如图 4 所示。图 4 中假定焦平面附近本振信号光两者相位波前的夹角为  $\theta$ , 由外差探测原理可知, 两束光在探测器表面可探测的中频电流为信号、本振光束空间夹角  $\theta$  和时间  $t$  的函数:

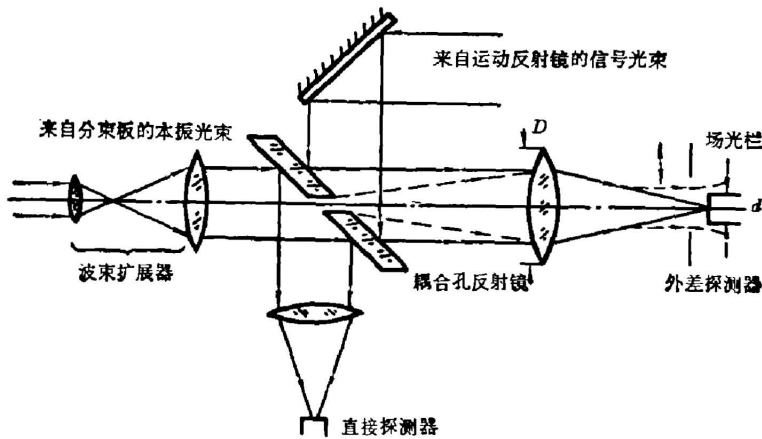


图 4 差动吸收光外差接收系统原理图

Fig. 4 Schematic diagram of differential absorption laser heterodyne receiving system

$$I_{IF}(t) = \begin{cases} \frac{A' A_L}{2} \left[ \frac{\sin(k d \theta / 2)}{(k d \theta / 2)} \cos \omega_{s_1} t, & \text{当 } -T_1/2 < t < T_1/2 \text{ 时,} \\ \frac{A'' A_L}{2} \left[ \frac{\sin(k d \theta / 2)}{(k d \theta / 2)} \cos \omega_{s_2} t, & \text{当 } T_1/2 < t < (T - T_1/2) \text{ 时,} \end{cases} \quad (14)$$

其中  $k = 2\pi/\lambda$  为光波数,  $d$  是探测器直径,  $\omega_{s_1} = 2\pi f_{s_1}$ ,  $\omega_{s_2} = 2\pi f_{s_2}$  为信号光和本振光之间的频差,  $A_L$  为本振光的振幅。

为了与前面的离散差动吸收理论相对应, 可把探测光的信号功率  $P(\lambda_1)$  表示为中频电流和本振光功率  $P_L$  的函数。我们假定外差探测效率为 1, 即信号、本振光相位波前在探测器前完全一致, 也就是上式中因子  $\frac{\sin(k d \theta / 2)}{(k d \theta / 2)} = 1$ 。每一光子 ( $h\nu$ ) 打到探测器上所产生的电子数为  $\eta q$ , 这样接收功率可表示为

$$P(\lambda) = \begin{cases} \frac{1}{2P_L} \left( \frac{h\nu_1}{\eta q} \right)^2 I_{IF_1}^2, & \text{当 } -T_1/2 < t < T_1/2 \text{ 时,} \\ \frac{1}{2P_L} \left( \frac{h\nu_2}{\eta q} \right)^2 I_{IF_2}^2, & \text{当 } T_1/2 < t < (T - T_1/2) \text{ 时,} \end{cases} \quad (15)$$

其中  $\eta$  为量子效率,  $q$  为电子电荷,  $h$  为普朗克常数,  $\nu_1, \nu_2$  分别为与光波长  $\lambda_1, \lambda_2$  对应的光频率。

将(15)式代入(7)式, 得到在量子限制噪声工作条件下, 外差探测中的最小可探测气体分子浓度作为中频电流的函数

$$\bar{N}_{\min, H} = \frac{2}{\Delta\sigma \cdot L} \cdot \frac{NEP_H(S/N) \cdot P_L \sqrt{2} B}{(h/\eta q)^2 (\nu_1^2 I_{IF_1}^2 + \nu_2^2 I_{IF_2}^2)}, \quad (16)$$

于是只要测得中频电流值, 则待测气体分子的浓度可通过(16)式计算出来。

至于本系统中的中频电流解调, 可由电子学解调原理解决。

## 五、CO<sub>2</sub> 激光光外差差动吸收气体分析仪系统

红外激光光外差差动吸收气体分析仪系统信息流程图如图 5 所示, 此系统的信号提取部分由外差接收光路、红外混频器、噪声中低频放大器组成; 中频放大器和“采样保持”电路为信号解调部分; 锁定放大器和微处理机为信号处理部分, 处理后的信息储存显示在电视荧光屏上。这就实现了实时数字和图象显示的目的。

系统同步信号都来自方波发生器; 这里应当指出, 设置参考信道除监视激光输出功率的变化外, 也作为整个系统计算整个量各支路激光束功率的基准。

## 六、结 束 语

用矩形波控制旋转光栅角度的方法, 可使单支 CO<sub>2</sub> 激光器交替产生两个振荡支线, 它的输出频谱是离散的调幅调频波。我们应用这种激光器作为辐射源, 设想出一个光外差气体分析仪原理方案。这一方案特别适合背景限制工作状态下极微弱红外激光信号的探测。可探测气体分子浓度灵敏度理论上可达  $10^{-4}$  ppb, 比直接探测高约几个数量级。因而这种

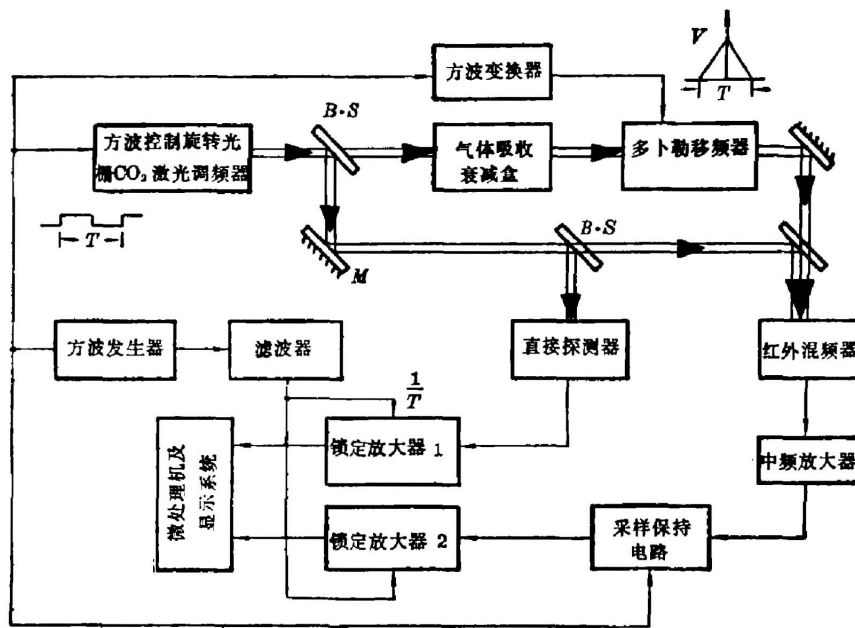


图 5 红外激光外差吸收式气体分析仪信号提取简化方框图

Fig. 5 Diagrams of simplified absorption-type heterodyne gas analyser for signal extraction

气体分析仪适合于极低气体分子浓度的环境污染监测。本文着重信号形式的分析和处理,阐明了外差气体分析仪的工作原理,设计出实现光外差探测的简易装置,给出信号解调方法以及系统方框图,但对分析仪的电功率和标准气体盒两种校准方法没有进一步探讨,有关这一部分和该仪器的系统参量估算有待继续工作。

## 参 考 文 献

- [1] R. Byer *et al.*; *Appl. Opt.*, 1973, **12**, No. 7 (Jul), 1496.
- [2] R. E. Patty *et al.*; *Appl. Opt.*, 1974, **13**, No. 12 (Dec), 2850.
- [3] M. Hamza; *Opt. & Quant. Electron.*, 1981, **13**, No. 3 (May), 187.
- [4] E. D. Hinkley; *Laser Monitoring of the Atmosphere* (Springer-Verlag, Berlin New York, 1976), 266.

## Analysis of signal of infrared laser heterodyne gas analyser

WEN DONGXU

(Zheng Yuan Research Institute of Electronics Technology, Henan, Zhumadian)

GUE JINGRU

(Hebei Teachers University, Hebei, Shijiazhuang)

(Received 6 January 1982)

### Abstract

Mathematical model of infrared laser heterodyne gas analyser for extracting signal is described in this paper. It is proved that the detecting sensitivity of heterodyne gas analyser can reach up to  $10^{-4}$ ppb, about nine orders of magnitude higher than that of direct detection. The spectrum form of square-wave controlled laser, optical signal heterodyne detecting device and principle of electrical signal demodulation are considered with emphasis. The flow chart of the gas density signal is deduced, according to which the block diagram of controlled  $\text{CO}_2$  laser heterodyne gas analyser is drawn.

(上接第 125 页)

#### 4. 相位复共轭

用列阵方法在某些情况下,可以解决相位复共轭问题,优点是质量高,消除畸变能力强,缺点是成本高,要求泵浦强,面积小。

准相位复共轭的优点是简便、廉价、无源,缺点是损耗大,只能用于高增益激光介质、局部消除畸变、光束质量不太好。对光束畸变的补偿可能有用,但存在许多问题有待解决。

#### 5. 激光光谱中的非线性问题

代表们讨论了受激喇曼散射问题。有的代表认为它是四光子过程,理由是应该考虑过程的逆过程。大多数认为是双光子过程,因为逆过程与正过程应分开,所以是双光子过程。

受激发射与受激喇曼散射的区别,认为以粒子数反转为条件建立增益的是受激发射,反之,则是受激喇曼散射。

#### 6. 其他非线性问题

是否可以利用自加宽效应,使单色脉冲经非线性光学材料,变成宽光谱或白光。有人认为存在这种潜在的可能性,可用人为聚焦方法得到自加宽,但具体作法有待实验验证和解决。

关于非线性光学是否只能用量子理论描述问题,代表们认为不能说只能用量子理论处理。

和上届会议一样,在讨论中出现了一些有争议的问题,如:非线性光学的定义,强光光学现象与非线性光学现象的区别,虚能态的理解等,在充分发扬学术民主的气氛下,思想活跃,积极辩论,大家感到很有收获。和上届会议一样,这次讨论,仍然安排了非常充分的讨论时间,代表们不分学术职位的高低,大家平等地各叙己见,在全体与会代表们的认真努力下,会议取得满意的结果。

(乙民)