

高分辨傅里叶变换激光腔内吸收光谱方法： 原理和应用*

胡水明 何圣贵 林海 程继新 王湘淮 郑晶晶 成国胜 朱清时

(中国科学技术大学选键化学开放研究实验室,合肥 230026)

(1999 年 12 月 17 日收到)

介绍了使用连续扫描方式工作的傅里叶变换光谱仪来探测激光腔内吸收光谱的原理,并探讨了傅里叶变换激光腔内吸收光谱方法测量光谱谱线和强度的工作方式.通过对大气中水汽在 12450—12700 cm^{-1} 波段的高分辨吸收光谱的实际测量,检验了该方法的可靠性,并使用该方法测量了重水分子(D_2O 和 HDO) $\nu_{\text{OD}} = 5$ 伸缩泛频态光谱.

关键词:激光光谱,高分辨振转光谱

PACC:0765G,3370

1 引 言

高分辨的振转光谱是研究分子结构与分子动力学的主要手段之一.在各种高分辨光谱方法中,傅里叶变换光谱方法(FTS)具有高分辨、低噪声、易操作等特性,因而被广泛使用,其装置也已经发展成为商品化程度很高的研究仪器.在分子高泛频研究等领域,我们往往还需要很高的灵敏度,此时配以多次反射式长程池(最长可达数百米)的傅里叶变换光谱仪也常常不能提供足够的探测灵敏度.而激光腔内吸收光谱方法(ICLAS)自其在 70 年代诞生以来,因其极高灵敏度而一直倍受瞩目.它的基本原理是将样品吸收池置于具有宽带增益的激光腔内,当样品的吸收线宽远小于激光增益带宽时,将得到以激光辐射带宽为基线的吸收光谱^[1]

$$K(\nu, t_g) = I_0 \left(\frac{\Gamma t_g}{\pi \Lambda^2} \right)^{1/2} \exp \left[- \frac{\Gamma t_g (\nu - \nu_0)^2}{\Lambda^2} \right] \cdot \exp[-\alpha(\nu)L_{\text{eq}}], \quad (1)$$

其中 t_g 是激光建立时间, ν 是频率, ν_0 和 Λ 分别是激光增益曲线的中心频率和带宽, Γ 是激光腔内光子寿命的倒数, $\alpha(\nu)$ 是样品的吸收系数, I_0 是激光的总积分强度.式中至第一个指数函数部分给出了 Gauss 形的激光发射曲线,其高度正比于 $\sqrt{t_g}$,宽度

反比于 $\sqrt{t_g}$, 可以作为一个较宽的基线.第二个指数部分是一个满足 Beer-Lambert 定律的吸收项,其中等效吸收长度

$$L_{\text{eq}} = ct_g d/D, \quad (2)$$

其中 c 是光速, d 和 D 分别是吸收池长和总腔长.由于 t_g 可以达到数百微秒甚至上百毫秒的量级,因而等效吸收长度可以达到数十甚至上千千米,从而得到极高的探测灵敏度.但是由于激光起振时自发辐射的影响,使得光谱噪声十分明显.所以在激光腔内吸收光谱中如何提高信噪比是一个必须考虑的问题,在需要准确测量光谱的强度时,这个问题就更为重要.

普通的激光腔内吸收光谱方法中,一般使用一台高分辨的安装了 charge coupled device (缩写为 CCD)阵列探测器的光栅光谱仪来测量、记录激光信号.经过多次平均后得到光谱.基于我们以前的工作^[2,3],我们实验室最近建立了一套傅里叶变换激光腔内吸收光谱装置(FT-ICLAS),用一台经过同步处理的傅里叶变换光谱仪来探测钛宝石激光腔内吸收信号.同经典的方法相比,这种方法除了保持激光腔内吸收光谱仪的高灵敏度特点之外,还拥有更多的优越性:1)傅里叶变换光谱仪可以提供足够高的分辨率,并可以很容易地根据实际需要而改变;2)傅里叶变换光谱探测方法的多通道优点^[4]能够有

*国家自然科学基金(批准号 29903010)和中国科学院“九五”重大项目基金(批准号 KJ951-A1-510)资助的课题.

效抑制激光腔内吸收光谱中的噪声,大幅改善信噪比,从而为准确测量微弱吸收的光谱强度提供了可能。3)在 FT-ICLAS 中,整个激光输出包络可以被一次测量得到,并可以由于傅里叶变换方法中很好的一致性而使得光谱的定标十分容易,而如果使用普通的带 CCD 的光栅光谱仪探测,则需要将整个包络分段探测,而其中的每一段都需要分别进行定标,这大大增加了工作量,在某些波段,定标甚至会成为主要困难。4)现有的 CCD 多为硅二极管探测单元,它只能工作于波长 1100 nm 以下的光波段,在中远红外波段就不能工作,而现有的其他类型 CCD 就不能满足高分辨率等要求,而对于傅里叶变换光谱仪就完全没有这种限制,FT-ICLAS 将是将激光腔内吸收光谱方法拓展到中远红外波段的最好选择。

本文中,我们对实验装置作了时间严格同步的改进,探讨了 FT-ICLAS 测量的方法,在普通扫描和时间分辨工作方式下,通过对大气水线的吸收谱线的位置和强度测量,检验了我们这套谱仪的性能,并应用该谱仪测量了 HDO 和 D₂O 分子在 12500—12900 cm⁻¹ 范围内的高分辨吸收光谱。

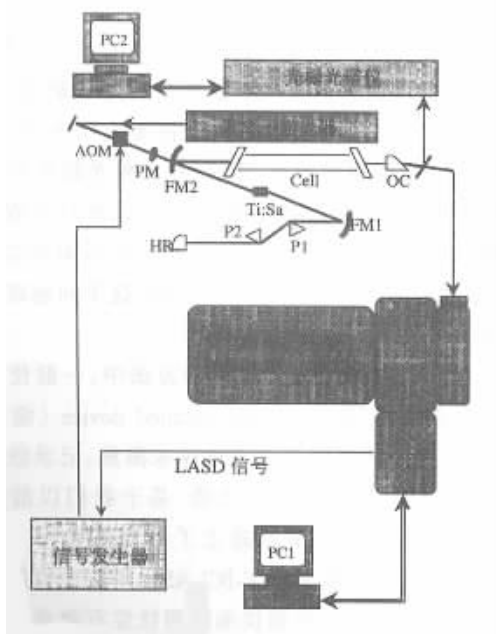


图 1 FT-ICLAS 结构装置图 粗线和细线分别表示激光束和电子学信号;双线代表连接谱仪和计算机的电缆

2 实验装置

图 1 和图 2 分别为傅里叶变换钛宝石激光腔内

吸收光谱装置构型和时序关系图。0.8 m 长的气体样品吸收池置于一个 1.5 m 长的驻波型钛宝石激光腔内,从 OC 输出耦合镜出来的激光被送入一台 Bruker IFS120 HR 型傅里叶变换光谱仪 (FTS) 进行测量记录。FTS 的氦氖激光定位信号 (LASD) 将被作为整个系统的时钟信号。一方面, LASD 被用来触发一台信号发生器,产生一延迟及脉宽可调的方波信号,以控制一个声光调制器 (AOM) 来切断或打开钛宝石激光的抽运光源 (Ar⁺ 连续激光, coherent IN-NOVA400, 全线); 另一方面,在普通扫描状态下, FTS 内部会产生一系列与 LASD 同步,并延迟可调的采样信号 (XAS) 控制在 FTS 探测器输出信号上采样并记录数据到内存。这样,钛宝石激光脉冲和 FTS 采样就被同步起来,并使得可以简单调节 t_g 。当 t_g 选定后, FTS 在扫描过程中,在每一个记录点上都对应着激光脉冲的同一个 t_g 时刻,激光信号相当于一个稳定光源,将得到的信号进行傅里叶变换就得到对应 t_g 的 ICLAS 光谱。如果再在激光腔内使用一对棱镜进行色散,或者插入薄膜标准具来对钛宝石激光进行调谐,就能得到几段这样的光谱,连接起来后就得到了所需要研究的整段光谱。而只要在其中选取很少的几条标准谱线就能够将整段光谱定标得很好。

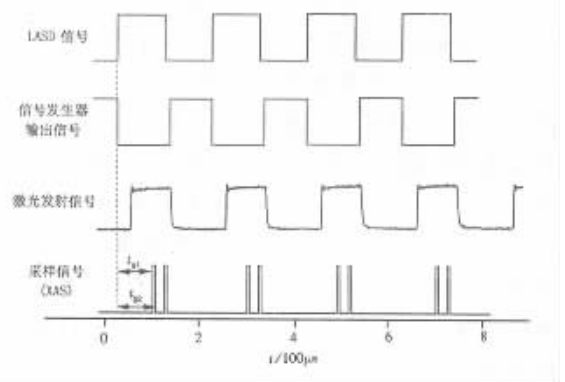


图 2 触发、采样和激光信号时序图 t_g 定为从 LASD 信号的下沿 (触发沿) 到采样信号间的延迟时间;激光发射信号是用连接了硅二极管探测器的数字存储示波器记录的

在激光腔内吸收光谱测量中,只有尽量延长激光脉冲时间,才可能增加 t_g 时间,起到提高测量灵敏度的作用。受激光介质本身限制,驻波钛宝石激光器构型的激光腔内吸收的 t_g 时间可以达到 5 ms 左右,而环形行波腔染料激光器构型下, t_g 时间更可以达到 100 ms 左右^[5]。然而 Bruker FS120 HR 的扫

描速度(每秒内动镜走过的以定位的氦氖激光半波长数计量的长度,即等于 LASD 信号频率)限于 2.2 到 80kHz 之间,比较稳定的扫描速度是 20kHz 左右,此时如果采用前面的普通扫描方式,显然不能满足需要,我们找到了一种称为“疏采样”的工作方式进行测量,使用采样信号本身进行延迟后作为 AOM 的驱动触发信号,触发激光,使激光脉冲直接与 FTS 采样信号同步。

Bruker FS120 HR 型傅里叶变换光谱仪扫描时的采样率并不能直接选择,而是间接地通过选择傅里叶变换中的折叠区间来调整的,

$$\lambda(\nu_{\text{LFL}} - \nu_{\text{HFL}})\lambda_{\text{He-Ne}} = m/n, \quad (3)$$

其中 $\lambda_{\text{He-Ne}}$ 是氦氖激光波长, ν_{HFL} 和 ν_{LFL} 分别是高、低频折叠限,也就是当被探测器探测的光都在这个波段内时,不会发生光谱的“折叠”现象^[6], m/n 是采样率,就是在动镜每移动 n 个氦氖激光半波长过程中(即 n 个 LASD 信号周期),ADC 对探测器输出信号进行 m 次采样, m 和 n 都是正整数。前面所介绍的普通扫描方法中,采样率是 1,即每个 LASD 信号周期中对干涉图进行一次采样。采样率小于 1 的就是疏采样。由于测量中激光发射的光谱范围相对于折叠区间来说很窄(半高全宽约为 100 cm^{-1}),因而可以比较自由地选择折叠区间,使激光信号落在其中。此时如果选择小的折叠区间,采样率低,采样信号的时间周期就长,以采样信号来触发激光脉冲,就能达到足够的 t_g 满足测量灵敏度的要求,得到的干涉图不会受影响,而又不需要对商用的连续扫描傅里叶变换光谱仪进行改造。

3 FT-ICLAS 的测量方法:大气中水汽在 12450—12750 cm^{-1} 范围的吸收光谱

作为对实验装置的检测,我们测量了大气中水汽在 12450—12750 cm^{-1} 范围的吸收光谱。为简便起见,我们撤去吸收池,将整个激光腔暴露在大气中。FTS 中使用硅二极管探测器, CaF_2 分束板,截止函数使用 Boxcar。

3.1 普通扫描方法测量谱线

FTS 提供了对探测器上输出的干涉图信号进行电子学滤波的功能,信号被滤波后再经过采样保持器、ADC 并被记录。实验表明,使用电子学滤波器,能够十分有效地抑制由于激光功率不稳定等带

来的噪声,又不会对谱线的位置产生影响,但由于此时明确的 t_g 信息将被丢失,因此对于光谱的强度及线形测量将会产生影响。在光谱扫描中,使用滤波器改善信噪比,就可以减少扫描次数,而又保证足够的灵敏度。

实际的带通滤波器对所得光谱的影响是十分复杂的,但在我们的实验条件下,即低通滤波器的截止频率和激光脉冲重复频率已经十分接近时,简单地可以认为滤波器的效果相当于一个脉冲积分器,它将单个周期内的激光干涉图信号进行加权积分,其权重与滤波器及激光重复频率、相对采样信号的位置等因素相关,而由于傅里叶变换的线性原理,得到的光谱也将是不同 t_g 时刻下光谱的加权平均,近似地可认为存在一个等效的 t_g 时间,

$$I(\sigma) = I_0(\sigma) \exp[-\alpha(\sigma) c t_g^{\text{eq}}]. \quad (4)$$

在分辨率 0.05 cm^{-1} 下,我们记录了大气中水汽在 12450—12700 cm^{-1} 范围的吸收。实验中室温为 $20.0 \text{ }^\circ\text{C}$,湿度为 46%,选择扫描速度 7.5kHz,激光脉宽度为 $100 \mu\text{s}$,滤波器通频带(3 db 点)6—8kHz。对 200 次扫描得到的谱进行平均,并将光谱的基线抹平,归一化后就得到了普通的吸收光谱。图 3(a)是所得到的光谱的一部分。同时,我们利用 HITRAN96 数据库中这一段水线的位置、绝对强度数据,模拟实验结果,只拟合吸收展宽和等效 t_g 两个参量,得到的拟合谱列在图 3(b)中,可以看到二者符合得相当好,这也证实了我们对滤波器效果的推测。我们得到的光谱在中心附近的信噪比约为 337,而我们拟合得到的等效的 t_g^{eq} 为 $46 \mu\text{s}$,从而可以估计出我们的测量灵敏度为 $(\text{SNR} \times c t_g^{\text{eq}})^{-1} = 2.2 \times 10^{-9} \text{ cm}^{-1}$ 。

3.2 IRS 方法测量光谱强度

Bruker IFS 120 傅里叶变换光谱仪还提供了一种称为“interleave rapid scan”(IRS)的测量方法。在其他条件不变的情况下,它可以在同一个 LASD 周期中选择产生多个等间距的采样信号,即可在同一个激光脉冲里的多个 t_g 时刻进行测量,并分别产生多个干涉图,每个干涉图都分别对应了各个不同的 t_g 时刻,再分别进行傅里叶变换后就能得到各个 t_g 时刻的光谱。其时间分辨率可达 $5 \mu\text{s}$ 。采用这种方法,我们同时测量了 t_g 分别为 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90, 100 和 $110 \mu\text{s}$ 下的光谱,其中部分示于图 4 中。可以看到谱的包络(钛宝石激光辐射曲线)随 t_g

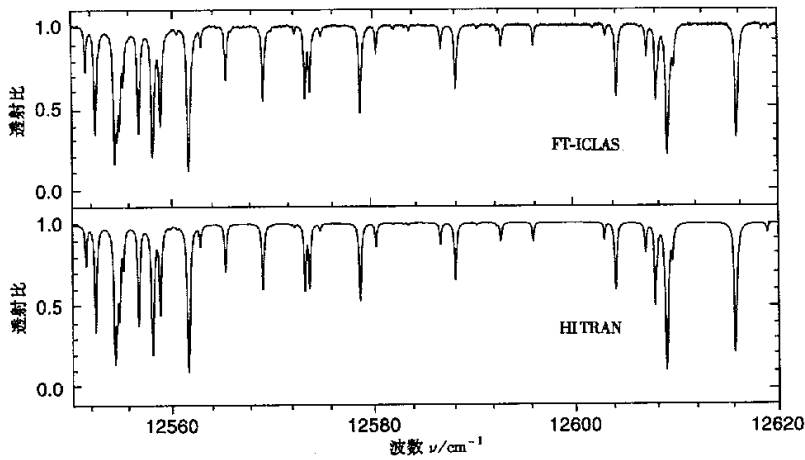


图3 (a)为 FT-ICLAS 光谱进行基线抹平,归一后得到的吸收谱;(b)为使用 HITRAN96 数据库谱线位置和绝对强度数据,在洛伦兹线形下,在统一的线宽 0.25 cm^{-1} , t_g 为 $46 \mu\text{s}$ 时拟合得到的光谱

上升而宽度减小,高度上升,与理论预测的(1)式相符.

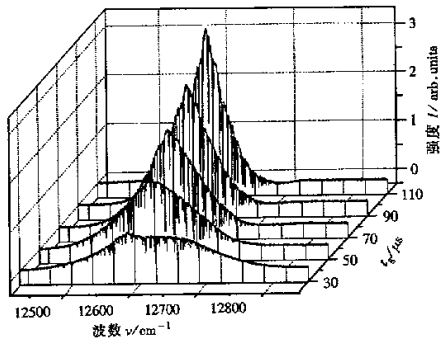


图4 IRS方法下,在 t_g 分别为 $30, 50, 70, 90$ 和 $110 \mu\text{s}$ 时得到的光谱

光谱中真实的谱线的线形应该满足如下关系:

$$I(\nu, t_g) = I_0(\nu, t_g) \exp[-KN\phi(\nu)L_{eq}] \otimes f_{app}, \quad (5)$$

其中 \otimes 表示卷积; $I_0(\nu, t_g)$ 是无吸收时的激光强度,即激光包络的基线,它在单根谱线附近基本可以作为和 ν 无关的常量处理; K 是谱线的绝对强度; N 是水汽分子数密度; $\phi(\nu)$ 是由多普勒和压力展宽卷积得到的归一化的 Voigt 线形; f_{app} 表示仪器函数.

实际的线形函数十分复杂,并难以得到,而上式可以有一个比较好的近似:

$$\int -\ln[I(\nu, t_g)/I_0(\nu, t_g)]d\nu = KNL_{eq}. \quad (6)$$

这样就可以比较容易地从我们得到的光谱中计算出谱线的绝对强度 K .

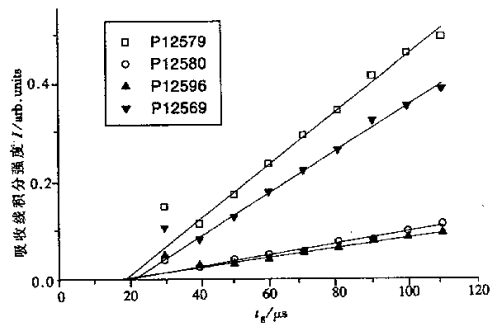


图5 IRS方法得到的光谱中, $12569.1256, 12578.740, 12580.302$ 和 $12595.838 \text{ cm}^{-1}$ 四条谱线的积分强度随时间的变化关系

我们将光谱进行抹平基线、对数化处理后,选择了其中 $12569.1256, 12578.740, 12580.302$, 和 $12595.838 \text{ cm}^{-1}$ 处四条强度中等、比较孤立的吸收线,使用洛伦兹线形对谱线进行拟合,得到了它们在不同 t_g 时刻下谱线的积分强度,并进行线性拟合,结果显示在图5中,其中 $30 \mu\text{s}$ 时的结果没有加入拟合,因为此时比较接近激光起振时刻,激光强度十分不稳定,造成此时的光谱畸变较大.可以看到,谱线的强度随 t_g 的增长满足很好的线性关系.注意到拟合得到的直线交 t_g 轴约 $18(\pm 2) \mu\text{s}$ 处,这是由于激光建立时间延迟于抽运激光的结果.从拟合的结果可以得到这四条谱线的相对强度,再根据我们的实验条件,气温为 26.5°C 、湿度为 33% 可以计算得到水分子密度为 $2.53 \times 10^{17} \text{ molecule/cm}^3$,以拟合得到的直线的斜率代入(6)式中,就可以计算得到这

四条谱线的绝对强度 其结果列于表 1 中.

表 1 IRS 方法得到的谱线强度与 HITRAN 数据库标准数据比较

| 谱线位置 s/cm^{-1} | 绝对强度 | | | 相对强度 | | |
|----------------------------|----------------------|-------------------|----------|--------|--------|----------|
| | HITRAN ^{a)} | 本工作 ^{a)} | 偏差/ % | HITRAN | 本工作 | 偏差/ % |
| 12569.1256 | 6.36 | 5.89 | -7.4 | 1 | 1 | - |
| 12578.7400 | 7.89 | 7.39 | -6.4 | 1.241 | 1.254 | 1 |
| 12580.3020 | 1.64 | 1.52 | -7.1 | 0.2579 | 0.2585 | 0.2 |
| 12595.8376 | 1.34 | 1.27 | -5.3 | 0.2107 | 0.2154 | 2 |

a) 单位 $10^{-25} \text{ molecule}^{-1} \cdot \text{cm}$.

可以发现,得到的谱线强度的相对值与 HITRAN 数据库给出的标准值符合得很好,误差最大的只有 2%,这表明我们的光谱强度测量具有很高的可信度.强度的绝对值比标准值小了 7%左右,我们认为这可能是以下几种原因造成的:1)水汽的分子数密度测量,因为这是通过间接地由测量温度和湿度来得到的,所以可能误差较大,我们认为这可能是最主要的误差;2)由于测量时的分辨率较低(0.15 cm^{-1})(6)式本身会带来一定的偏差;3)在对光谱的处理,如基线抹平时可能会产生误差.

4 FT-ICLAS 方法的应用:重水分子泛频态振转光谱测量

我们使用该傅立叶变换激光腔内吸收光谱仪首先测量了重水分子的第四伸缩泛频带的高分辨振转光谱.因为 D_2O 和 HDO 分子的谱带相互交叠,而且并不存在纯粹的 HDO 样品,我们分别对两份样品进行了测量.一份是购买的 D_2O 样品,我们通过使

用 FTS 对比测量它的吸收光谱发现,该样品中约含有 90% D_2O , 10% HDO 和不到 1% 的 H_2O ;另一份样品是用这种购买的 D_2O 样品与等量的纯蒸馏水混合得到的,可以估计其中的 D_2O , H_2O 和 HDO 所占的比例分别为 24%, 26% 和 50%.故而由某条谱线的强度在两种样品条件下的变化情况,就可以判断该条谱线该归属于哪一种同位素分子.测量第一份样品时吸收池气压为 $9 \times 133.322 \text{ Pa}$,最大等效吸收长度为 19 km ,测量第二份样品时吸收池气压为 $10 \times 133.322 \text{ Pa}$,考虑到实际 HDO 浓度比较低,最大等效吸收长度定到 35 km .因为样品中三种分子所占的比例不能精确定出,我们就没有使用 IRS 方法测量光谱的绝对强度,而是只使用了普通扫描方法测量了光谱的谱线位置,并使用了电子学滤波器以改善信噪比.分辨率选为 0.05 cm^{-1} ,与水分子在该波段约 0.04 cm^{-1} 的多普勒展宽相接近.实验中因为并没有很强的 H_2O 吸收谱线落在我们关心的谱带中,我们没有采取措施去处理吸收池外激光腔内的大气水汽的影响.测量了 $12550\text{--}12900 \text{ cm}^{-1}$ 范围内的光谱,挑出了 275 条属于 HDO 分子的吸收线,191 条属于 D_2O 分子的吸收线.

对于 HDO 分子的吸收谱,根据 Bykov 等⁷⁾的振动计算分析,我们认为这是 HDO 分子伸缩振动 $\nu_{\text{OD}}=5$ 的泛频带,并使用基态并合差方法对谱线进行了归属.我们归属了其中的 237 条谱线,得到了 HDO 分子该振动态上的 90 个能级.使用 Watson-A 型约化哈密顿量,

$$H = E_v + \left(A^v - \frac{B^v + C^v}{2} \right) J_z^2 + \frac{B^v + C^v}{2} J^2 + \frac{B^v - C^v}{2} J_{xy}^2 - \Delta_k^v J_z^4 - \Delta_{jk}^v J_z^2 J^2 - \Delta_j^v J^4 - \delta_k^v \{ J_z^2 J_{xy}^2 \} - 2\delta_j^v J_z^2 J^2 + H_k^v J_z^6 + H_{kj}^v J_z^4 J^2 + H_{jk}^v J_z^2 J^4 + H_j^v J^6 + h_k^v \{ J_z^4 J_{xy}^2 \} + h_{jk}^v \{ J_z^2 J_{xy}^2 \} J^2 + 2h_j^v J_z^2 J^4 + L_k^v J_z^8 + L_{kkj}^v J_z^6 J^2 + \dots + P_k^v J_z^{10} + \dots, \quad (7)$$

其中

$$J^2 = J_x^2 + J_y^2 + J_z^2, \quad J_{xy}^2 = J_x^2 - J_y^2, \quad \{A, B\} = AB + BA.$$

拟合得到了带心、转动常量以及离心畸变常量等振转光谱参量,列在表 2 中.对 80% 的能级,拟合与实验的结果偏差小于 0.01 cm^{-1} ,符合得很好,表明这是一个没有受到微扰的谱带.

对于 D_2O 分子的谱线,仍在分析中,初步结果表明这是 D_2O $\nu_{\text{OD}}=5$ 对称和反对称伸缩振动谱带,带心在 12739 cm^{-1} 附近,并存在着比较强烈的相互作用.

表 2 HDO 分子 $\nu_{\text{OD}}=5$ 态振转光谱参量 (cm^{-1})

| | | | | | |
|-------|----------------|---------------|----------------------------|----------|----------------------------|
| E_v | 12767.1295(32) | Δ_k | $7.96(75) \times 10^{-3}$ | H_k | $3.45(21) \times 10^{-5}$ |
| A | 21.99221(97) | Δ_{jk} | $2.045(30) \times 10^{-3}$ | H_{jk} | $-1.94(25) \times 10^{-5}$ |
| B | 8.18394(25) | Δ_j | $3.167(20) \times 10^{-3}$ | H_{jk} | $7.8(85) \times 10^{-6}$ |
| C | 5.89877(29) | δ_k | $3.038(77) \times 10^{-3}$ | h_k | $6.5(77) \times 10^{-5}$ |
| | | δ_j | $9.8(11) \times 10^{-4}$ | h_{jk} | $3.13(42) \times 10^{-6}$ |

注:括号内的数字是最后位上的拟合误差.

5 结 论

我们建立了一套时间同步的傅里叶变换激光腔内吸收光谱仪,提出了使用它进行光谱测量的方法,并通过对大气中水汽的吸收光谱测量表明,我们建立的这套傅里叶变换激光腔内吸收光谱仪具有很高的探测灵敏度.通过使用时间分辨的 IRS 测量方法,测量得到的水汽吸收线的相对强度准确度好于

2%,得到的绝对吸收强度的偏差只有 7%.并使用该方法实际探测了重水分子 $\nu_{OD} = 5$ 伸缩泛频高分辨振转光谱.这些表明,傅里叶变换激光腔内吸收光谱方法有机结合了傅里叶变换光谱方法和激光腔内吸收光谱方法的高灵敏、高分辨、低噪声、易定标与易操作等多项优点,是一种实用的高灵敏光谱测量方法.可以预见,该方法完全可能应用到离子、自由基光谱研究和痕量气体检测等领域中去.

- [1] A. Campargue, F. Stoeckel, M. Chenevier, *Spectrochim. Acta Rev.*, **13**(1990) 69.
 [2] H. Lin, X. G. Wang, S. F. Yang, S. M. Hu, Q. S. Zhu, *Chinese J. Lasers*, **A25**(1998), 1008 (in Chinese) [林海、王效刚、杨生福、胡水明、朱清时, *中国激光*, **A25**(1998), 1008].
 [3] X. G. Wang, S. M. Hu, J. X. Cheng, S. F. Yang, Q. S. Zhu, *Chinese J. Lasers*, **24**(1997), 1112 (in Chinese) [王效刚、胡水明、程继新、杨生福、朱清时, *中国激光*, **24**(1997), 1112].
 [4] P. Fellgett, *J. Phys. Radium.*, **19**(1958), 187.

- [5] S. E. Vinogradov, A. A. Kachanov, S. A. Kovalenko, E. A. Svirdenkov, *JETP Lett.*, **55**(1992) 581.
 [6] X. Y. Chen, H. Lin, D. Wang, Q. S. Zhu, *Chinese J. Chem. Phys.* (2000), in press (in Chinese) [陈习意、林海、王冬、朱清时, *化学物理学报* (2000), 付印中].
 [7] A. D. Bykov, V. A. Kapitanov, O. V. Naumenko, T. M. Petrova, V. I. Serdyukov, L. N. Sinitza, *J. Mol. Spectrosc.*, **153**(1992), 197.

HIGH RESOLUTION FOURIER-TRANSFORM INTRA-CAVITY LASER ABSORPTION SPECTROSCOPY : THEORY AND APPLICATION *

HU SHUI-MING HE SHENG-GUI LIN HAI CHENG JI-XIN

WANG XIANG-HUAI ZHENG JING-JING CHENG GUO-SHENG ZHU QING-SHI

(Laboratory of Bond Selective Chemistry, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China)

(Received 17 December 1999)

ABSTRACT

The theory of detecting the Intra-cavity Laser Absorption Spectroscopy by utilizing a continuous-scan high-resolution Fourier-transform interferometer is introduced. The method to record the position and intensity of absorption lines with the Fourier-transform Intra-cavity Laser Absorption Spectrometer is discussed. By recording the atmospheric water absorption in the region of $12450\text{--}12700\text{ cm}^{-1}$, the reliability of this method is investigated. And the technique is applied to record the $\nu_{OD} = 5$ stretching overtone of the deuterated water (D_2O and HDO).

Keywords : laser spectroscopy, high-resolution ro-vibrational spectroscopy

PACC : 0765G, 3370

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 29903010), by the Key Project of the Chinese Academy of Sciences in the "9th 5-year Plan" (Grant No. KJ951-A1-510).