

气体自发瑞利-布里渊散射的理论分析及压强反演

商景诚 吴涛 何兴道 杨传音

Theoretical analyses of gaseous spontaneous Rayleigh-Brillouin scattering and pressure retrieving

Shang Jing-Cheng Wu Tao He Xing-Dao Yang Chuan-Yin

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 037801 (2018) DOI: 10.7498/aps.20171672

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.20171672>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I3>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[布里渊动态光栅原理及其在光纤传感中的应用](#)

Principle of Brillouin dynamic grating and its applications in optical fiber sensing

物理学报.2017, 66(7): 075201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.075201>

[等离子体密度对激光拉曼放大机理的影响](#)

Plasma density effect on backward Raman laser amplification

物理学报.2015, 64(10): 105201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.105201>

[利用自发布里渊散射测量液体声速](#)

Speed of sound measurement from spontaneous Brillouin scattering

物理学报.2015, 64(3): 037801 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.037801>

气体自发瑞利-布里渊散射的理论分析及压强反演*

商景诚 吴涛[†] 何兴道 杨传音

(南昌航空大学测试与光电工程学院, 江西省光电检测技术工程实验室, 无损检测与光电传感技术及应用国家地方联合工程实验室, 南昌 330063)

(2017年7月20日收到; 2017年10月9日收到修改稿)

气体压力是描述体系状态的重要参数, 许多物理、化学性质都与压力有关. 传统侵入式的压力测量方法会对气体状态产生干扰, 影响测量精度, 因此需要一种无扰式的测量方法. 本实验测量了压强为2, 4和6 atm ($1 \text{ atm} = 1.01325 \times 10^5 \text{ Pa}$) 下加入气溶胶的 N_2 在 90° 散射方向的自发瑞利-布里渊散射光谱, 利用卷积后的 Tenti S6 模型对测量光谱进行直接拟合, 拟合得到的压强值总体误差小于 6.0%, 求和归一化的均方根误差总体小于 6.5%; 利用理想的 Tenti S6 模型对经维纳滤波器反卷积处理后的测量光谱进行拟合, 拟合得到的压强值误差总体小于 5.0%, 求和归一化的均方根误差总体小于 6.0%. 通过对两种方法的详细对比, 发现压强低于 2 atm 时, 对测量光谱进行反卷积处理在一定程度上可以消除仪器函数的影响, 提高测量光谱的准确性, 其光谱拟合效果和压强反演精度要优于卷积光谱. 而在压强高于 2 atm 的情况下, 卷积光谱的拟合效果和压强反演精度要优于反卷积光谱.

关键词: 瑞利散射, 布里渊散射, 反卷积, 压强反演

PACS: 78.35.+c, 52.38.Bv

DOI: 10.7498/aps.67.20171672

1 引言

目前, 随着人们对瑞利-布里渊散射的深入研究^[1-3], 基于瑞利-布里渊散射激光雷达对气体参数进行遥测的技术逐渐被应用于环境监测、国防工业和空间工程等领域. 同时, 随着我国航空发动机研究的自主化, 对航空发动机各类参数计量测试的发展提出了新的要求. 温度、压强等高速气流参数是评价吸气式发动机的重要指标, 传统对这些参数的测试是在流场内放置温度、压力等传感器的侵入式的测试方法, 该方法中的探测器不仅会因受到高温气体的影响缩短寿命, 还会对发动机内部流场造成干扰, 影响测试精度^[4], 而通过对发动机尾焰的瑞利-布里渊散射的测量就可以实时获得高温气体温度和压力的廓线分布, 实现无扰测量. 气体自发瑞利-布里渊散射主要产生于气体分子随机热运动引起的密度波动, 这种热密度波动可以被认为

是一种热声波. 气体的许多物理参数(温度、压强、体黏滞系数等)都可以通过分析瑞利-布里渊散射光谱获得^[5-7]. Lock等^[8]在1992年利用瑞利-布里渊散射估算了气体的温度和与气体密度数成正比的无量纲的参数; 2004年, Pan等^[9]利用测得的瑞利-布里渊散射光谱获得 N_2 , O_2 及 CO_2 的体黏滞系数; 2014年, Witschas等^[10]利用在大气中测量的瑞利-布里渊散射光谱实现了大气温度的反演. 上述工作大都是基于 Tenti S6 模型^[11]的卷积光谱来实现的, 虽然科研工作者也提出了一些新的模型来描述瑞利-布里渊散射, 但是这些模型的准确性相对于 S6 模型还有待进一步提高, S6 模型仍然是目前公认的描述瑞利-布里渊散射最准确的模型. 目前文献报道的多为利用测量的高纯气体的瑞利-布里渊散射信号和 S6 模型的比较来实现气体温度和体黏滞系数等参数的反演^[12,13], 而对于气体压强, 特别是对于在气溶胶存在的条件下气体压强的反演研究却很少有报道. 在实际大气中不

* 国家自然科学基金(批准号: 41665001, 61177096)和航空科学基金(批准号: 2015ZC56006)资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: wutccnu@nchu.edu.cn

可避免地存在气溶胶, 利用瑞利-布里渊散射实现对含有气溶胶气体压强的反演研究, 不仅可以检验 Tenti S6 模型的准确性, 而且能够为高压气体压强无扰测量方面的实际应用提供参考. 另外, 在已有报道的研究中多是利用理想 S6 模型与仪器传递函数的卷积光谱对测量光谱直接拟合对比来分析瑞利-布里渊散射, 而通过对测量光谱进行反卷积处理后直接与理想 S6 模型对比并实现压强反演的研究却少见. 通过反卷积对光谱分析, 不仅可以消除仪器函数对光谱线型的影响, 提高光谱分辨率, 而且可以提高气体参数反演测量的准确性.

本文利用卷积和反卷积的方法分别对气体瑞利-布里渊散射光谱进行了理论和实验研究, 测量了存在气溶胶时, N_2 气体在压强分别为 2, 4 和 6 atm ($1 \text{ atm} = 1.01325 \times 10^5 \text{ Pa}$), 温度为 297 K (室温更容易得到高精度的稳定性控制, 避免温度波动对测量结果产生影响) 条件下 90° 散射方向的自发瑞利-布里渊散射光谱, 采用卷积和反卷积方法对测量光谱进行拟合来反演气体压强, 并将两种方法反演得到的压强值与气池压力计记录的压力值进行比较, 验证反演结果的准确性, 最后计算了求和归一化后的均方根误差.

2 理论模型及实验

2.1 卷积后的 S6 模型、仿真结果及实验

布里渊散射是由气体分子或原子运动引起的非弹性散射, 散射光的频率相对于入射光会发生变化, 即产生布里渊频移 $\Delta\nu_B$, 其可由下式来表达:

$$\Delta\nu_B = \pm \frac{2nV}{\lambda} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right), \quad (1)$$

式中 n 为气体介质的折射率; $V = \sqrt{\gamma RT/m}$ 为声速, 其中 γ 为理想气体比热容, R 是气体常数, T 为气体温度, m 为气体分子质量; θ 为散射角; λ 为入射激光波长.

为了实现对瑞利-布里渊散射更为详细的研究, 引入了两个无量纲的参数 x 和 y :

$$x = \frac{\omega}{\sqrt{2kV_0}}, \quad y = \frac{p}{\sqrt{2kV_0\eta}}, \quad (2)$$

式中, ω 是散射光角频率的变化; k 是相互作用的波矢量的绝对值, $k = \frac{4\pi}{\lambda} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)$; θ 为信号散射角; $V_0 = \sqrt{k_B T/m}$; p 为气体压强; η 是剪切黏

度. 根据 y 值的变化, 可以将瑞利-布里渊散射分为三个区域. 当 $y \ll 1$ 时, 散射发生在克努森区域, 该区域内的瑞利-布里渊散射光谱可由高斯函数来近似描述; 当 $y \gg 1$ 时, 散射发生在流体力学区域, 在该区域的光谱包含一个中间的瑞利峰和两个边带的布里渊峰; 当 $y \sim 1$ 时, 该区域为动力学区域, 该区域的光谱是克努森区域的光谱与流体力学光谱的复杂混合, 此时需要解玻尔兹曼方程^[14]. 通过对线性近似的玻尔兹曼方程求解, Tenti 通过 6 个基本的函数实现了对分子碰撞积分的描述. 这 6 个函数包含了气体的物理参数, 如热传导 T_r 、剪切黏度 η 、体黏度 η_B 及分子的比热容 C_{int} . 在我们的 S6 模型拟合程序中, 令 $T_r = 25.2 \times 10^{-3} \text{ W/(m}\cdot\text{K)}$, $\eta = 17.6 \times 10^{-6} \text{ kg}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$, $\eta_B = 14.0 \times 10^{-6} \text{ kg}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$, $C_{\text{int}} = 1$ ^[15].

实验中仪器测得的瑞利-布里渊光谱是理想的散射光谱与仪器传递函数卷积的结果, 其可以表达为

$$I(f) = S(f) * w(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} S(x)w(f-x)dx, \quad (3)$$

式中 $I(f)$ 为测量的瑞利-布里渊散射光谱, $S(f)$ 为理想的瑞利-布里渊散射信号, 由 Tenti S6 模型来描述, $*$ 表示卷积运算, $w(f)$ 表示仪器的传递函数 (Fabry-Perot (F-P) 扫描干涉仪).

考虑镜面缺陷的 F-P 扫描干涉仪的传递函数 $w(f)$ 可由改进后的艾里函数给出^[15]:

$$w(f) = \frac{1}{FSR} \left(1 + 2 \sum_{k=1}^{\infty} R^k \cos\left(\frac{2\pi K f}{FSR}\right) \times \exp\left(-\frac{2\pi^2 K^2 \sigma_g^2}{FSR^2}\right) \right), \quad (4)$$

式中 FSR 为 F-P 扫描干涉仪的自由光谱范围, σ_g 为镜面缺陷参数.

由于在实验中引入了气溶胶, (3) 式中瑞利-布里渊散射信号需考虑气溶胶散射的影响. 根据已有的文献^[16], 米散射可由 Dirac delta 函数来描述, 因此, (3) 式修改为

$$I(f) = S(f) * w(f) = (I_{\text{mol}} \cdot S_{\text{mol}}(f) + I_{\text{par}} \cdot S_{\text{par}}(f)) * w(f), \quad (5)$$

式中 $S_{\text{mol}}(f)$ 是 Tenti S6 模型描述瑞利-布里渊散射的归一化的光谱线型, $S_{\text{par}}(f)$ 是描述粒子

散射的 Dirac delta 函数, I_{mol} 和 I_{par} 是 $S_{\text{mol}}(f)$ 与 $S_{\text{par}}(f)$ 各自对应的强度.

根据 (3) 和 (4) 式及 S6 模型对压强为 2, 4 和 6 atm 的理想纯净 N_2 气体进行仿真, 图 1 显示了不同压强下 Tenti S6 模型与系统仪器函数卷积的结果. 由于瑞利-布里渊散射光谱具有对称性, 我们仅给出了频率大于 0 部分的光谱. 从图 1 可以看出, 改变气体压强可以增强散射信号强度, 而对布里渊频移几乎没有影响, 这主要是由于散射信号强度与压强成正相关, 而受温度的影响较小, 而布里渊频移与温度成正相关, 与压强无关.

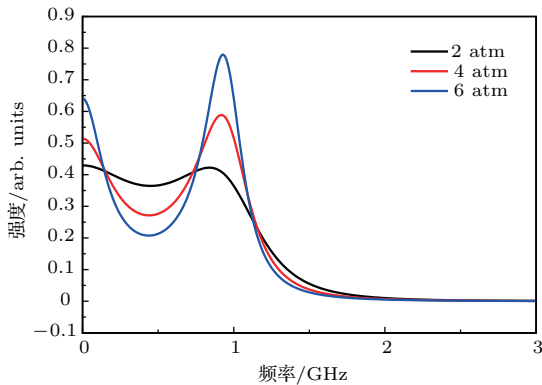


图 1 压强为 2, 4 和 6 atm 下卷积后的 S6 模型的光谱仿真
Fig. 1. Stimulation of S6 model convolved with instrument function corresponding to 2, 4, and 6 atm.

高功率 532 nm 激光器激发的 N_2 气体在 90° 散射方向自发瑞利-布里渊散射谱测量的实验装置如图 2 所示. 由激光器 (Verdi V-10, Coherent) 发出的功率为 10 W、线宽为 5 MHz 的 532 nm 激光被分光镜 M1 按 95 : 5 的比例分成两束光. 其中一束 5% 的光束作为参考光用来校准 F-P 扫描干涉仪和

一系列光具组元件, 在进行光谱测量时要将该光束挡住. 实验中使用的是共焦腔式的 F-P 扫描干涉仪, 其镜面反射率为 99.5%, 自由光谱范围是 10 GHz, 半高全宽为 105 MHz. 另外 95% 的光束作为激发光, 其经过反射镜 M3 被焦距为 20 cm 的凸透镜 L1 聚焦到散射池的中心后 (焦斑直径约 $60 \mu\text{m}$) 与气池中气体相互作用产生瑞利-布里渊散射. 90° 散射方向的信号经过透镜组合 L2, L3 准直以及直径为 $100 \mu\text{m}$ 的针孔滤波器 S2 的空间滤波, 由透镜组合 L4, L5 再次准直聚焦到 F-P 扫描干涉仪中, 在扫描控制仪的控制下, F-P 扫描干涉仪实现光谱扫描, 扫描鉴频后的信号经焦距为 10 cm 的双胶合透镜 L6 聚焦到光纤耦合器后被光子探测器 (SPCM-AQRH-14, Perkin-Elmer) 探测, 并经过光子计数卡 (P7882, Fast ComTech) 传输到计算机中进行光谱采集分析. 散射池被设计成带有布儒斯特窗的梯形形状, 散射池窗片双面都镀有增透膜, 用来减少激光能量在散射池内的损失. 为了实现对气池温度的控制, 气池上装有温控系统. 扫描控制仪的控制信号和光子计数卡的采集信号都可以在示波器上显示. 实验中利用标准气溶胶粒子发生器向散射池中加入气溶胶, 通过控制发生器产生气溶胶粒子的时间来控制气溶胶的加入含量.

利用卷积后的 S6 模型对 N_2 气体在压强为 2, 4 和 6 atm 下测量光谱的拟合结果如图 3 所示. 为了对测量光谱中气溶胶含量进行量化, 采用米散射的强度与瑞利峰强度比值的百分比来表示 $\left(\frac{I_{\text{par}}}{I_{\text{mol}}}\right) [17]$, 计算得到压强为 2, 4 和 6 atm 对应米散射的量化值为 70.58%, 161.48% 和 67.45%.

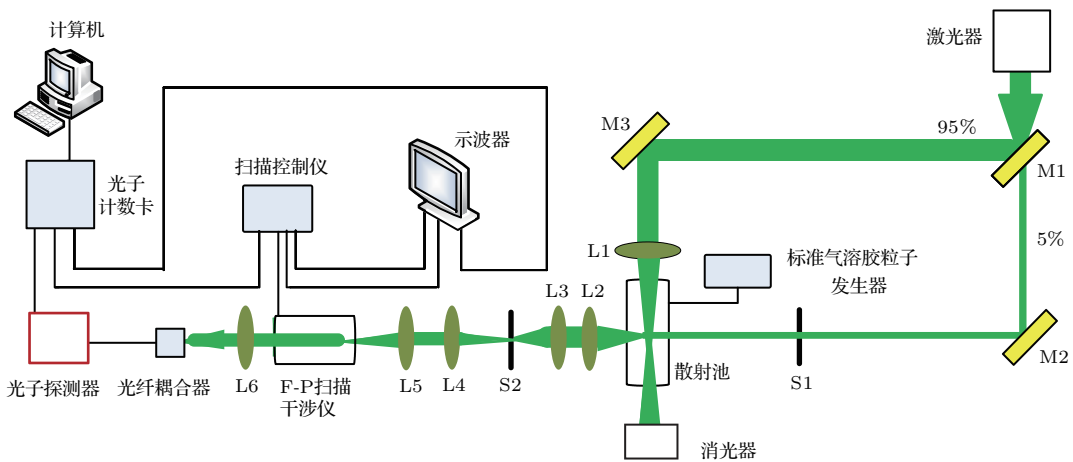


图 2 测量 N_2 在 90° 散射方向自发瑞利-布里渊散射光谱的实验装置
Fig. 2. Setup of measuring spontaneous Rayleigh-Brillouin scattering spectra of N_2 at the scattering angle of 90° .

由于瑞利-布里渊散射光谱具有对称性, 图3仅给出了频率大于0部分的拟合光谱. 从图3可以看出, 卷积后的S6模型与实验测量的光谱能够较好地符合, 误差较小且分布比较均匀. 为了详细地评估拟合效果, 进一步引入了求和归一化的均方根误差 $\sum_n RMS^{[18]}$, 其表达式为

$$\sum_n RMS = \sqrt{\frac{[I_e(f_i) - I_m(f_i)]^2}{N I_{int}}}, \quad (6)$$

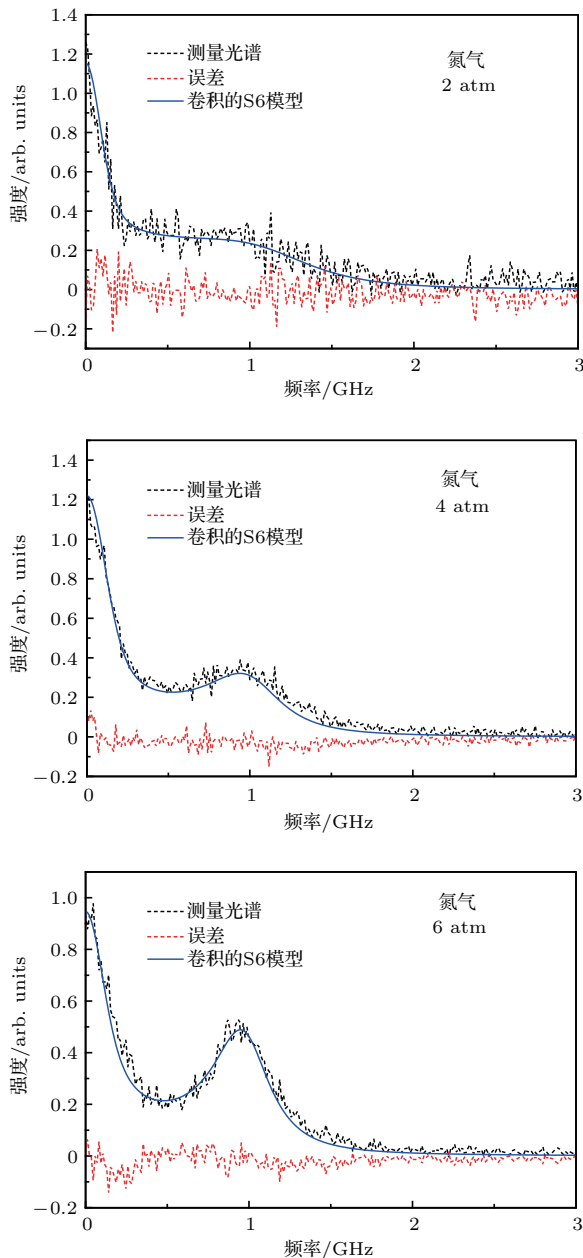


图3 卷积后的S6模型对测量光谱的拟合

Fig. 3. Fitting measured spectrum with the convolved S6 model at the pressure of 2, 4, and 6 atm respectively.

式中 $I_e(f_i)$ 和 $I_m(f_i)$ 分别为实验测量的瑞利-布里渊散射光谱强度和卷积后的S6模型的光谱强度, I_{int} 为归一化后的光谱强度的积分值, N 为独立频率的样本数.

通过计算得到压强为2, 4和6 atm下的 $\sum_n RMS$ 值分别为6.4%, 2.3%和3.4%, 进一步说明了卷积后S6模型对光谱拟合的精度较高, 这为实现压强的准确反演提供了保证. 压强为2, 4和6 atm对应的拟合光谱得到相应的反演压强为1.89, 3.91和5.92 atm, 相对误差分别为5.5%, 2.3%和1.3%, 反演结果相对误差随着压力的增加而减少, 该结果证明了S6模型的准确性, 又为自发瑞利-布里渊散射在气体压力测量方面的应用提供了参考. 但反演压强误差及均方根误差在6.0%左右相对于低压来说仍较大, 经过分析可知影响压强反演及光谱拟合准确性的因素主要有实验室环境温度的波动引起光谱线型的变化、压力计显示的不确定度、实验中使用的气池不可避免地存在微量漏气、杂散光的影响及散射角存在 $\pm 0.8^\circ$ 的不确定度等.

2.2 基于维纳滤波器的反卷积理论、仿真结果及实验

为了消除仪器传递函数对测量光谱的影响, 提高光谱分辨率, 实现测量瑞利-布里渊散射光谱与理论光谱(S6模型)的直接比较, 我们利用维纳滤波器对测量的散射光谱进行了反卷积处理. 维纳滤波器的基本思想是滤波输出与期望输出结果可以实现最佳逼近^[19]. 在本实验中, F-P扫描干涉仪的传递函数 w 作为维纳滤波器的输入信号, 其理想的输出函数为冲击函数 δ . 根据维纳滤波器的原理, 滤波输出与理想输出之间的误差可以表达为

$$E = \sum (G * w - \delta)^2 \quad (7)$$

式中 G 为维纳滤波因子.

当对(7)式求一阶偏导为0时即可得到矩阵形式的Toeplitz方程. 考虑到仪器传递函数的自相关、 δ 函数的互相关及F-P扫面干涉仪的传递函数 w 的特性时, 方程(7)可以进一步简化为

$$RG = W, \quad (8)$$

式中 $R^+ = [R^H R]^{-1} R^H$, W 为F-P扫面干涉仪的

传递函数 w 构成的矩阵, 进行变换可得到

$$G = R^+ W. \quad (9)$$

由于受到噪声的影响, 在求解 Toeplitz 方程的过程中会出现病态问题, 在滤波的过程中会将误差非线性地放大. 为了解决该问题, 我们对矩阵 R 进行了奇异值分解, 但根据方程 (9) 中 R^+ 的表达式^[20,21], 可以看出在求解滤波因子 G 的过程中, 在奇异值为零时的点处会产生很大误差, 因此还需结合奇异值截断法^[22] 进行求解滤波因子 G , 其结果为

$$G \approx \left(\sum_{i=1}^{m+1-N} \frac{u_i v_i^H}{\sigma_i} \right) \cdot W, \quad (10)$$

式中 u_n 和 v_n 表示进行奇异值分解时的左右奇异值向量元.

结合方程 (3) 和 (10) 可以得到理想的瑞利-布里渊散射光谱:

$$\begin{aligned} S(f) &= I(f) * G \\ &= I(f) * \left[\left(\sum_{i=1}^{m+1-N} \frac{u_i v_i^H}{\sigma_i} \right) \cdot W \right]. \end{aligned}$$

利用上式对图 1 中 N_2 在压强为 2, 4 和 6 atm 情况下的卷积仪器函数后的瑞利-布里渊散射仿真光谱进行反卷积, 并与对应压强的理想 Tenti S6 模型对比, 结果如图 4 所示. 从图 4 可以看出, 利用维纳滤波器对不同压强下 N_2 气体的瑞利-布里渊散射光谱进行反卷积获得的光谱线型基本与 S6 模型一致, 且误差较小, 计算得到 2, 4 和 6 atm 对应的残差的 $\sum_n RMS$ 值分别为 0.8%, 1.3% 和 4.8%. 离散程度随着压强的增大而变大, 误差主要出现在信号强度接近于 0 以及峰值和峰谷处. 结果表明在一定程度上, 反卷积可以消除仪器函数的影响, 实现信号重建, 可用于对瑞利-布里渊散射光谱的分析. 引起误差的原因可能是由于在采用奇异值截断法解 Toeplitz 方程时, 忽略奇异值而引起的反卷积光谱的抖动, 而这种抖动在高压时更加明显. 该问题可以通过 Tikhonov 正则化来进一步分析解决.

为了从实验上验证该反卷积方法的有效性和准确性, 并与图 3 中的卷积光谱压强反演结果进行对比, 我们对图 3 中测量的各压强下的光谱进行了反卷积处理, 并用理想的 S6 模型对其进行了拟合, 结果如图 5 所示. 图 5 表明压强为 2, 4 和 6 atm 下的反卷积后的光谱与理想的 S6 模型基本一致, 通过计算得到各压强对应的残差的 $\sum_n RMS$ 值分别

为 5.9%, 4.6% 和 3.8%, 但在接近光谱峰谷处, 存在明显误差. 各光谱对应 N_2 气体压强反演值分别为 1.91, 3.93 和 5.73 atm, 相对误差为 4.5%, 1.8% 和 4.5%. 造成光谱拟合误差和压强反演误差的主要原因包括多方面. 由于反卷积是对测量的光谱进行处理, 测量光谱的噪声 (气溶胶、气池壁对入射光的反射及背景噪声) 及测量误差会在反卷积的过程中被非线性放大并传递给反卷积光谱, 引起更大的误差, 同时在反卷积的过程中是将理想对称的仪器传递函数作为维纳滤波器的输入函数, 而在实际的实验中 F-P 扫描干涉仪的对称性会受到周围环境波

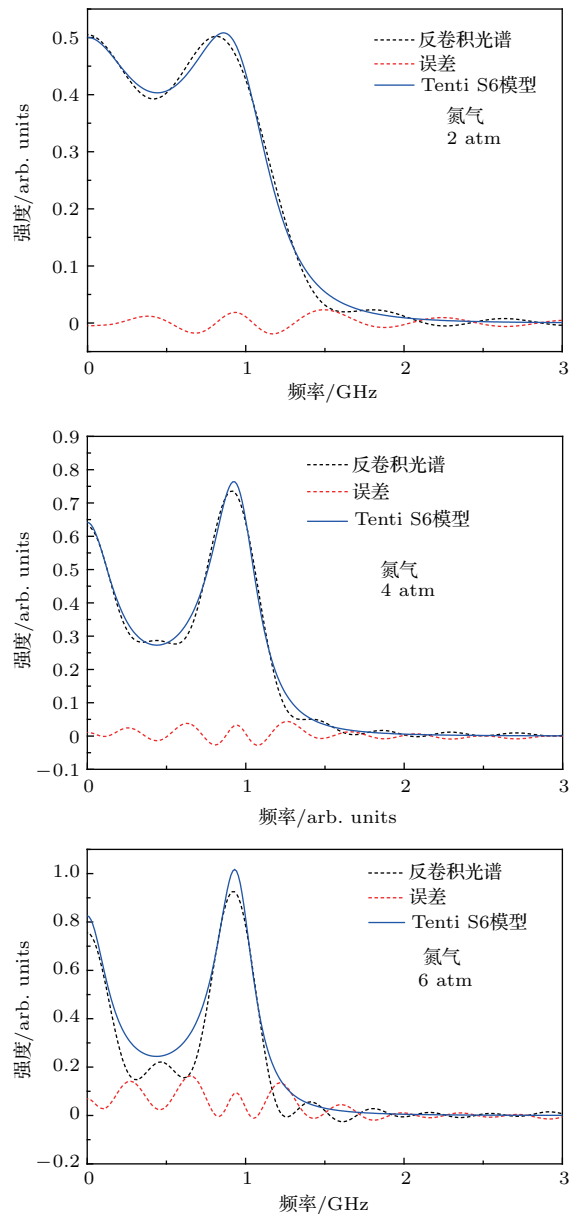


图 4 N_2 在 2, 4 和 6 atm 情况下的瑞利-布里渊散射反卷积光谱与 Tenti S6 模型比较

Fig. 4. Comparison between the deconvolved spectrum and Tenti S6 model corresponding to 2, 4, and 6 atm.

动(特别是温度变化)以及F-P中的压电陶瓷的非线性振动的影响使其不能达到完全的理想状态,造成反卷积光谱线型发生变化.

者光谱拟合结果及压强反演的精度要高于前者,说明将两种方法有效结合可以通过测量瑞利-布里渊散射提高气体压强的反演精度.

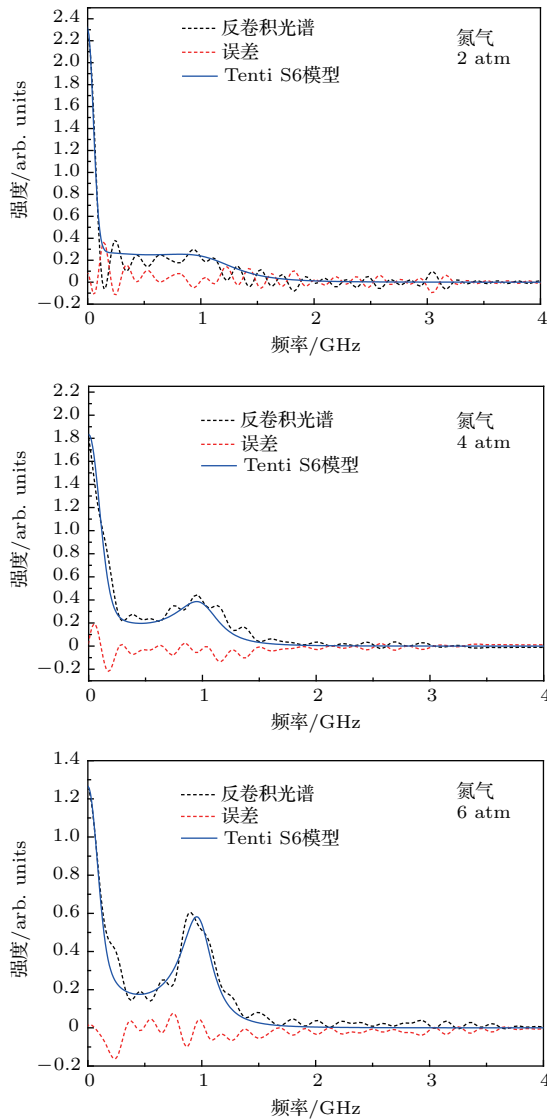


图5 压强为2, 4和6 atm时理想S6模型对反卷积后的光谱拟合

Fig. 5. Fitting deconvolved measured spectrum with ideal S6 model at the pressure of 2, 4, and 6 atm respectively.

为了方便对卷积和反卷积结果进行对比,现将压强为2, 4及6 atm下N₂卷积和反卷积对应的 $\sum_n RMS$ 值、压强反演值及压强反演值与实际压力值的相对误差列于表1.

通过表1对卷积和反卷积两种方法得到的光谱拟合结果的对比可知,在压强低于2 atm时,理想S6模型对反卷积作用后的光谱的拟合及压强反演结果要优于卷积后的S6模型对实验光谱拟合及压强反演的结果,而在相对高压(大于2 atm)时,后

表1 卷积和反卷积对应的 $\sum_n RMS$ 值、压强反演值及压强反演值与实际压力值的相对误差

Table 1. The values of $\sum_n RMS$, retrieved pressure and relative error between retrieved pressure and real pressure.

	压强/atm			
	2	4	6	
卷积	$\sum_n RMS/\%$	6.4	2.3	3.4
	反演压强/atm	1.89	3.91	5.92
	相对误差/%	5.5	2.3	1.3
反卷积	$\sum_n RMS/\%$	5.9	4.6	3.8
	反演压强/atm	1.91	3.93	5.73
	相对误差/%	4.5	1.8	4.5

3 结 论

本文通过卷积和反卷积实现了对自发瑞利-布里渊散射光谱进行理论分析和仿真,并利用两种方法对实验测量光谱进行了拟合及气体压强反演.经过分析计算,得到采用卷积后的S6模型对实验光谱拟合的求和归一化均方根误差小于6.0%,反演压强与实际压强的相对误差小于6.5%,而采用理想S6模型对经过维纳滤波器反卷积处理后的光谱拟合的求归一化的均方根误差小于5.0%,反演压强与实际压强的相对误差小于6.0%.以上结果表明两种方法都具有较高的准确性,同时反卷积在一定程度上可以消除仪器函数的影响,实现信号的重建.通过详细对比,结果表明在压强小于2 atm的条件下,利用反卷积光谱并结合理想S6模型的光谱拟合结果和压强反演精度要高于卷积后的S6模型对测量光谱直接处理的结果,在压强大于2 atm时,后者的光谱拟合结果及压强反演精度要高于前者,说明将两种方法有效结合可以通过测量瑞利-布里渊散射提高气体压强的反演精度.同时通过对卷积和反卷积光谱的拟合结果和压强反演误差的分析得到,卷积后S6模型的拟合误差和压强反演误差主要是由实验的系统误差引起的,如仪器的系统误差、气池温度波动、散射角的不确定度等.而理

想S6模型对反卷积后的光谱拟合误差和压强反演误差主要是由维纳滤波器在信号处理过程中采用的奇异值截断法引起的,其可以通过Tikhonov正则化来进一步地改善,而且F-P扫描干涉仪的状态、测量光谱的噪声等也是影响反卷积结果的重要因素.

参考文献

- [1] Boley C D, Desai R C, Tenti G 1972 *Can. J. Phys.* **50** 2158
- [2] Ma Y, Liang K, Lin H, Ji H 2007 *Acta Opt. Sin.* **27** 962 (in Chinese) [马泳, 梁琨, 林宏, 冀航 2007 光学学报 **27** 962]
- [3] Gu Z, Ubachs W, Marques Jr W, van de Water W 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 243902
- [4] Cao C L, Xu S L, Liu E W 2013 *J. Univ. Sci. Tech. China* **43** 510 (in Chinese) [曹春丽, 徐胜利, 刘二伟 2013 中国科学技术大学学报 **43** 510]
- [5] Gu Z Y, Ubachs W, van de Water W 2014 *Opt. Lett.* **39** 3301
- [6] Meijer A S, de Wijn A S, Peters M F E, Dam N J, van de Water W 2010 *J. Chem. Phys.* **133** 164315
- [7] Gerakis A, Shneider M N, Stratton B C 2016 *Appl. Phys. Lett.* **109** 031112
- [8] Lock J A, Seasholtz R G, John W T 1992 *Appl. Opt.* **31** 2839
- [9] Pan X G, Shneider M N, Miles R B 2005 *Phys. Rev. A* **71** 045801
- [10] Witschas B, Gu Z, Ubachs W 2014 *Opt. Express* **22** 29655
- [11] Tenti G, Boley C D, Desai R C 1974 *Can. J. Phys.* **52** 285
- [12] Gu Z, Witschas B, van de Water W 2013 *Appl. Opt.* **52** 4640
- [13] Vieitez M O, van Duijn E J, Ubachs W 2010 *Phys. Rev. A* **82** 043836
- [14] Witschas B, Vieitez M O, van Duijn E J, Reitebuch O, van de Water W, Ubachs W 2010 *Appl. Opt.* **49** 4217
- [15] Witschas B, Lemmerz C, Reitebuch O 2012 *Appl. Opt.* **51** 6207
- [16] Witschas B, Lemmerz C, Reitebuch O 2014 *Opt. Lett.* **39** 1972
- [17] Mielke A F, Seasholtz R G, Elam K A 2005 *Exp. Fluids* **39** 441
- [18] Wang Y Q, Yu Y, Liang K, Marques Jr W, van de Water W, Ubachs W 2017 *Chem. Phys. Lett.* **669** 137
- [19] Levinson N 1946 *Stud. Appl. Math.* **25** 261
- [20] Golub G H, Reinsch C 1970 *Numer. Math.* **14** 403
- [21] Henry E R, Hofrichter J 1992 *Meth. Enzymol.* **210** 129
- [22] Hansen P C 1990 *SIAM (Soc. Ind. Appl. Math.) J. Sci. Stat. Comput.* **11** 503

Theoretical analyses of gaseous spontaneous Rayleigh-Brillouin scattering and pressure retrieving*

Shang Jing-Cheng Wu Tao[†] He Xing-Dao Yang Chuan-Yin

(Jiangxi Engineering Laboratory for Optoelectronic Testing Technology, National Engineering Laboratory for Non-Destructive Testing and Optoelectronic Sensing Technology and Application, School of Measuring and Optical Engineering, Nanchang Hangkong University, Nanchang 330063, China)

(Received 20 July 2017; revised manuscript received 9 October 2017)

Abstract

The gas pressure is an important parameter describing the status of system and relating to many properties of physics and chemistry. The traditional intrusive method for pressure measurement has some effects on the gas status and the measurement accuracy. Therefore, it is desired to develop a non-intrusive method. The spontaneous Rayleigh-Brillouin scattering (SRBS) is a potential tool for accurate, remote, and non-intrusive pressure measurement. In this paper, the SRBS spectra are simulated using the Tenti S6 model convolved with the instrument function of the measurement system at a 90° scattering angle and pressures of 2, 4, and 6 atm ($1 \text{ atm} = 1.01325 \times 10^5 \text{ Pa}$). In order to eliminate the effect of the instrument function of the measurement system, we propose a deconvolution method by comparing the traditional convolved SRBS method in this paper. According to the principle of the Wiener filter and the truncated singular value decomposition method, the Wiener filtering factor can be obtained. And the deconvolved spectra are obtained by convolving the stimulated spectra with the Wiener filtering factor. We find that the deconvolved spectra are coincident well with those from the Tenti S6 model without convolving with system transmission function. In order to compare the accuracy of the convolution method with that of the deconvolution method in experiment, the SRBS spectra of N_2 mixed with aerosols are measured at a 90° scattering angle and pressures of 2, 4, and 6 atm respectively. The experimentally obtained raw spectra are fitted with the theoretical spectra, which are obtained by convolving the Tenti S6 model with the instrument function of the measurement system. The relative errors of retrieved pressure are all less than 6.0%, and the normalized root-mean-square deviation is calculated and found to be less than 6.5%. On the other hand, the deconvolved spectra are obtained by convolving the experimentally obtained raw spectra with the Wiener filtering factor and then fitted with theoretical calculated spectra from Tenti S6 model without convolving with system transmission function. The relative errors of retrieved pressure are all less than 5.0%, and the normalized root-mean-square error is less than 6.0%. By comparing the two methods, it can be found that the deconvolution method can eliminate the effect of instrument function of the measurement system and improve the resolution of Rayleigh-Brillouin scattering spectrum. The performance of fitting and the accuracy of pressure retrieving show that the deconvolution method is better than the convolution method under lower pressure ($<2 \text{ atm}$), but worse than the convolution method under higher pressure ($>2 \text{ atm}$). The comparison result demonstrates that the deconvolution based on the Wiener filter is likely to be directly applied to the exploring of the properties of the combustor in aero engine, such as pressure profile retrieval or temperature measurements.

Keywords: Rayleigh scattering, Brillouin scattering, deconvolution, pressure retrieving

PACS: 78.35.+c, 52.38.Bv

DOI: 10.7498/aps.67.20171672

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 41665001, 61177096) and the Aeronautical Science Fund, China (Grant No. 2015ZC56006).

[†] Corresponding author. E-mail: wutccnu@nchu.edu.cn