

# 标准状态下氮气在 0.145~2.058 $\mu\text{m}$ 的色散特性

张继涛 黄沛 李岩 尉昊贇

(清华大学精密仪器与机械学系, 精密测试技术及仪器国家重点实验室, 北京 100084)

**摘要** 为了研究氮气在宽光谱范围内的色散特性, 基于气体色散理论, 在标准条件下(温度为 293.15 K, 气压为 101325 Pa), 利用二阶 Sellmeier 公式和最小二乘法拟合得到氮气在 0.145~2.058  $\mu\text{m}$  波长范围内的色散公式。该公式在全波段范围内的不确定度约为  $2.1 \times 10^{-7}$ , 与原始测量数据的准确度一致。与现有色散公式相比, 该公式的适用波长范围更宽, 可提供氮气在 0.27~0.47  $\mu\text{m}$  波段更多的折射率信息, 具有较广泛的适用性。通过实验测量氮气在 633 nm 处的折射率验证了该公式的有效性。

**关键词** 测量; 折射率; 氮气; 色散公式

**中图分类号** TB96      **文献标识码** A      **doi**: 10.3788/AOS201232.0812004

## Dispersion of Nitrogen Gas at Wavelengths from 0.145~2.058 $\mu\text{m}$ in Standard Condition

Zhang Jitao Huang Pei Li Yan Wei Haoyun

(State Key Laboratory of Precision Measurement Technology and Instruments,

Department of Precision Instruments and Mechanology, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

**Abstract** The dispersion formula of nitrogen gas at wavelengths from 0.145  $\mu\text{m}$  to 2.058  $\mu\text{m}$  in standard condition (temperature at 293.15 K, pressure at 101325 Pa) is deduced based on the theory of gas dispersion. A least square method is used for fitting this formula to measured data on the basis of two-order Sellmeier formula. The uncertainty of this formula in the overall spectral range is about  $2.1 \times 10^{-7}$ , which is almost the same as the accuracy of the measured data. Comparing with the current dispersion formulas of nitrogen gas, the new formula presented here covers a wider spectral range, and provides more information of refractive index of nitrogen gas in 0.27~0.47  $\mu\text{m}$ . The validity of the new formula has been approved by measuring the refractive index of nitrogen gas at 633 nm directly.

**Key words** measurement; refractive index; nitrogen gas; dispersion formula

**OCIS codes** 120.4530; 290.3030; 160.4760

## 1 引 言

氮气是大气的主要组成部分, 约占大气总量的 78%(体积分数)。由于绝大多数光学系统均是在大气环境中工作, 因此大气的折射率是光学系统设计中的重要输入参数, 精确测量大气折射率对提高光学系统的测量精度至关重要。例如, 在光学精密干涉测量中, 为了实现纳米甚至亚纳米量级的测量不

确定度, 大气折射率的相对测量不确定度需要达到  $10^{-7}$  甚至  $10^{-8}$ 。作为大气的主要成分, 氮气色散特性的研究有助于更深入地理解大气的色散特性。另外, 作为一种化学性质稳定的气体, 氮气还常常被用作光学系统的保护气体<sup>[1~4]</sup>。例如, 光刻机的曝光投影镜头就以氮气作为保护气体, 氮气的色散特性也是投影镜头设计时需要考虑的重要参数。1927

**收稿日期**: 2012-02-21; **收到修改稿日期**: 2012-04-10

**基金项目**: 国家自然科学基金青年基金(51105227)和国家科技重大专项资助课题。

**作者简介**: 张继涛(1985—), 男, 助理研究员, 主要从事光学精密计量及测试方面的研究。

E-mail: zjt@mail.tsinghua.edu.cn

年,Cheney<sup>[5]</sup>利用法布里-珀罗干涉仪测得了氮气在 600nm 附近的折射率。随后,Bennett 等<sup>[6~8]</sup>系统地研究了氮气的色散特性,并得到了氮气的色散公式。但该公式仅基于 4 个波长处的实测数据,且数据的测量误差较大,因此适用范围有限。从 1960 年至今,多个研究组对氮气的色散特性进行了深入研究,它们独立地得到了较多高精度的测量数据,并推导出了相应的氮气色散公式<sup>[9~14]</sup>。但这些研究均具有如下不足:1) 仅对某一较小光谱范围内的氮气色散特性进行研究,导致现有色散公式的可适用范围有限;2) 测量条件不一致(如温度、湿度、压力等参数有差异),导致测量数据缺乏可比性,从而使得数据的可信度下降;3) 在利用理论色散公式拟合测量数据时,通常认为“内插法”(在已测范围之内估算未测点的数据)比“外推法”(在已测范围之外估算未测点的数据)的可靠性要高。现有色散公式的已测范围无法覆盖某些波长范围(如 0.27~0.47  $\mu\text{m}$  的紫外波段。1913 年,Koch<sup>[15]</sup>曾得到在 0.238~0.546  $\mu\text{m}$  的氮气色散公式,但由于该公式的准确度难以判断,并未被广泛采用),从而无法通过“内插法”准确得到氮气在该波段的折射率,使得现有色散公式存在“盲区”。上述不足制约了氮气色散公式的应用。近年来,随着纳米光学的发展,出现了基于光子晶体纳米结构的气体折射率传感器,该器件在红外波段有望具备较高的探测灵敏度,但目前仍处于发展阶段,尚无高精度的测量数据报道<sup>[16~18]</sup>。首先对现有的氮气折射率的测量数据进行了搜集、分析、对比和处理,从理想气体状态方程出发,将不同测量条件下的测量数据转换到统一的标准条件下。其次,利用二阶 Sellmeier 公式将不同波长处的折射率测量数据进行了数据拟合,得到了 0.145~2.058  $\mu\text{m}$  的氮气色散公式,公式在全波段拟合残差的均方根值为  $0.76 \times 10^{-7}$ 。与现有色散公式相比,在同等准确度下,新公式的光谱覆盖范围最宽,因此具有更广泛的适用性。

## 2 原理和方法

根据 Lorentz-Lorenz 公式,非极性气体分子的折射率  $n$  与其密度  $\rho$  之间存在如下关系<sup>[19]</sup>

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \rho \frac{A}{W}, \quad (1)$$

式中  $A$  为摩尔折射度, $W$  为气体分子的分子量。

利用理想气体状态方程<sup>[10]</sup>,可得

$$Z = \frac{PV}{RT} \approx 1 - \epsilon_t p, \quad (2)$$

式中  $Z$  为气体的压缩因子, $P$  为压强, $V$  为体积, $R$  为气体常量, $T$  为温度(本文中用  $T$  代表以开尔文为单位的温度变量, $t$  代表以摄氏度为单位的温度变量), $\epsilon_t$  是关于  $t$  的多项式。

由于气体的折射率通常在 1 附近,将(1)式关于  $(n-1)$  作近似级数展开,结合(2)式可得

$$\frac{n_1 - 1}{n_2 - 1} = \frac{P_1 T_2}{P_2 T_1} \frac{Z_2}{Z_1} \left[ 1 + \frac{n_1 - 1}{6} \left( 1 - \frac{P_2 T_1}{P_1 T_2} \right) \right], \quad (3)$$

式中角标 1、2 表示两种不同的环境条件。根据(3)式,可以将某一环境条件下(如环境 1)测得的气体折射率数据转换到另一环境条件下(如环境 2),这使得不同环境条件下测得的折射率数据具有了可比性。

从 Lorentz-Lorenz 公式出发,可以得到气体折射率的另一性质<sup>[20,21]</sup>,可表示为

$$\begin{cases} (n-1)_{tp} = D_{tp} K_\lambda \\ D_{tp} = \frac{p \left[ 1 + \epsilon_t p + \frac{(n-1)}{6} \right]}{1 + \alpha t} \end{cases}, \quad (4)$$

式中  $D_{tp}$  称为气体的密度因子,它与环境温度  $t$  和压强  $p$  有关(仅考虑单一、干燥气体), $\alpha = 1/273.15$ , $K_\lambda$  称为气体的色散因子,它反映了气体的色散特性,与  $t, p$  相互独立,仅与光波长  $\lambda$  有关。(4) 式中  $(n-1) \approx K_\lambda p / (1 + \alpha t)$ 。

根据(3)、(4)式,如果设定一标准条件(温度和压强为定值),则可将某气体在不同环境条件下测得的折射率数据均转换到该标准条件下,从而即可对气体的色散特性进行研究。转换公式为

$$(n-1)_s = \frac{D_s}{D_{tp}} (n-1)_{tp}, \quad (5)$$

式中角标  $s$  和  $tp$  分别表示标准条件下和测量条件下的相应参数。

本文设定标准条件为:温度  $T = 293.15 \text{ K}$  ( $20 \text{ }^\circ\text{C}$ ),压强  $P = 101325 \text{ Pa}$ 。为得到氮气的色散公式,首先将测量数据均转换到该标准条件下;其次,在对数据进行适当处理后,利用 Sellmeier 色散模型进行数据拟合,最终可得到氮气在紫外至红外波段的色散公式。

## 3 数据分析和处理

### 3.1 标准条件下的数据转换

为保证原始数据的可靠性及准确度,以氮气折

射率的测量不确定度优于  $1 \times 10^{-6}$ 、波长范围从紫外至红外作为选择标准,共得到 3 组有效数据,如

表 1 氮气折射率实测数据

Table 1 Measured data of refractive index of nitrogen gas

Data	Wavelength / μm	Environmental parameters			Standard uncertainty
		Temperature /K	Pressure /kPa	Purity /%	
D1 <sup>[10]</sup>	0.4679~2.0586	288.15	101.325	99.996	$1.0 \times 10^{-7}$
D2 <sup>[12]</sup>	0.145~0.270	273.15	101.325	>99.999	$2.0 \times 10^{-7}$
D3 <sup>[13]</sup>	0.740~0.860	293.15	101.325	>99.999	$1.8 \times 10^{-8}$

其中, D1 利用两个光源的多条谱线共测量了 19 个有效数据。D2 利用真空紫外傅里叶变换光谱仪共测量了 31 个有效数据。D3 利用光频梳和马赫曾德尔干涉仪系统对氮气折射率进行了精确测量,但并未提供原始的采样数据点,仅提供了拟合的色散公式,即

$$10^8 \times (n - 1) = 8736.28 + \frac{2398095.2}{128.7 - \frac{1}{\lambda^2}}, \quad (6)$$

式中波长  $\lambda$  的单位为微米,公式的标称不确定度优于  $1 \times 10^{-7}$ 。根据该色散公式,在 0.740~0.860 μm 范围内每隔 0.005 μm 取一个数据点作为本文拟合

的原始数据。

根据美国标准与技术研究院(NIST)的气体标准数据库<sup>[13]</sup>,可得到氮气的压缩因子为

$$Z_{N_2} = 1 - p(0.449805 - 0.01177t + 0.00006t^2) \times 10^{-8}. \quad (7)$$

再利用(2)式和(4)式,即可计算得到不同环境条件下氮气的密度因子。其中  $K_{\lambda, N_2} \approx (n_{N_2} - 1)(1 + \alpha t)/p$ 。利用 D1 中在 15 °C、101325 Pa 条件下测得的数据,取 19 个波长数据点计算得到的平均值  $K_{N_2} = 2.9388823 \times 10^{-9}$  作为  $K_{\lambda, N_2}$  的近似值。则计算得到氮气的密度因子为

$$D_{tp, N_2} = \frac{p[1 + p(0.4987863 - 0.0119493t + 0.0000600t^2) \times 10^{-8}]}{1 + 0.0036610t}, \quad (8)$$

式中  $p$  的单位为帕,  $t$  的单位为摄氏度。

利用(5)式和(8)式,可将数据 D1、D2 均转换至标准条件下, D3 的环境参数与标准条件一致,因此不需转换,只需等间隔采样(采样间隔设为 0.005 μm)得到离散的数据点。

### 3.2 数据拟合

拟合参数的选取和测量数据个数之间存在权衡的关系,在不影响拟合精度的情况下增加待拟合参数可反映待拟合对象的更多信息。由于有效数据有 75 个,为了更充分地分析氮气的色散特性,利用二阶 Sellmeier 公式作为理论拟合公式,其形式为

$$10^6 \times (n_{N_2} - 1) = \frac{A}{B - \frac{1}{\lambda^2}} + \frac{C}{D - \frac{1}{\lambda^2}}, \quad (9)$$

式中  $A$ 、 $B$ 、 $C$  和  $D$  为待拟合参数。为了与现有结果对比,波长  $\lambda$  仍以微米为单位。采用最小二乘原理进行数据拟合,波长范围取 0.145~2.0586 μm。在数据处理过程中发现, D2 中波长为 0.1494169 μm 处的折射率拟合残差较大(超过  $3 \times 10^{-7}$ ),而检验原始数据发现, Griesmann 等<sup>[12]</sup>利用 D2 数据得到的拟合公式的残差并非如其所说均小于  $2 \times 10^{-7}$ ,

此波长处的拟合残差实际为  $5.2 \times 10^{-7}$ , 是其他波长处拟合残差的 2 倍多。因此,本文认为该数据可信度低,故舍弃不用,实际中参与拟合的有效数据共 74 个,得到最优拟合结果如(10)式和图 1 所示。

$$10^6 \times (n_{N_2} - 1) = \frac{5.3372 \times 10^4}{307.46 - \frac{1}{\lambda^2}} + \frac{1.1175 \times 10^4}{111.66 - \frac{1}{\lambda^2}}. \quad (10)$$

与表 1 中数据对应的现有色散公式如(11)、(12)式和(6)式所示:

$$10^8 \times (n_{N_2} - 1) = 6497.378 + \frac{3073864.9}{144 - \frac{1}{\lambda^2}}, \quad (11)$$

$$10^6 \times (n_{N_2} - 1) = \frac{1.9662731 \times 10^6}{22086.66 - \frac{1}{\lambda^2}} + \frac{2.7450825 \times 10^4}{133.85688 - \frac{1}{\lambda^2}}. \quad (12)$$

利用拟合得到的氮气色散(10)式,和现有的色散公式进行了比较(之前已将数据转换到标准条件下),分别计算了全波长范围(0.145~2.0586 μm)

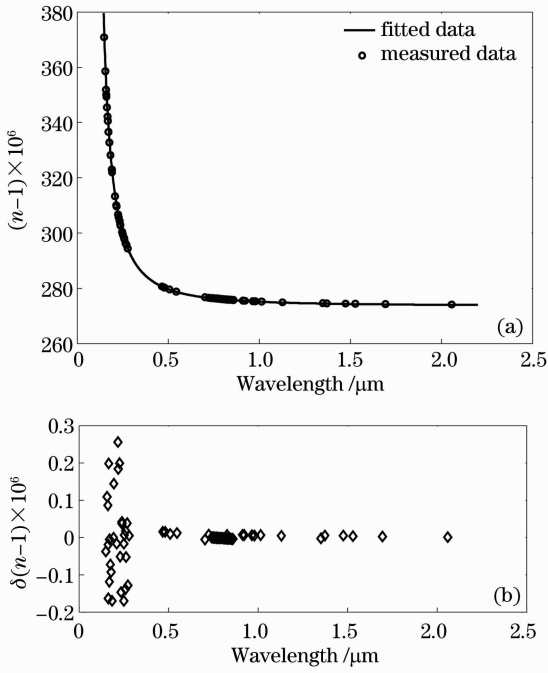


图 1 色散公式拟合结果。(a)氮气折射率的实测数据和拟合曲线；(b)拟合的残差值

Fig.1 Fitted results of dispersion formula. (a) Measured data and fitted curve of refractive index of nitrogen gas; (b) residual error of the fitting

和实测波长范围内色散(10)式与现有色散公式的差值  $\delta(n-1) \times 10^6$ , 结果如图 2~4 所示。

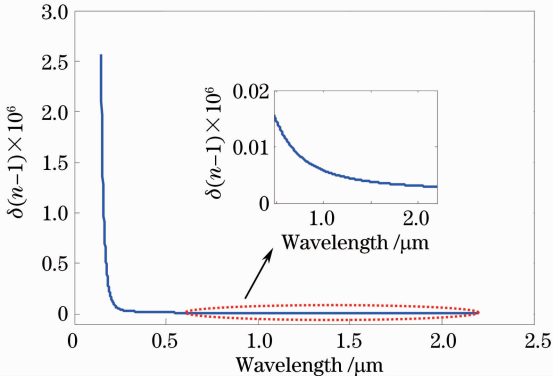


图 2 色散(10)式与(11)式比较。子图表示 D1 数据实测波长范围内(0.468~2.058 μm)色散公式的差值

Fig.2 Comparison between formulas (10) and (11). The subfigure shows the formula's bias within the spectral range of data D1 (0.468~2.058 μm)

由图 2~4 可知,在各个数据的实测范围内,本文结果与现有色散公式的一致性分别优于  $1.5 \times 10^{-8}$ ,  $3 \times 10^{-7}$  和  $5 \times 10^{-9}$ , 具有较好的一致性。但现有色散公式的适用范围均受限,例如,在实测波长范围之外,现有色散公式的外推值与(10)式相比均有较大偏离,最大达到了  $4 \times 10^{-6}$ , 远远超出了其数

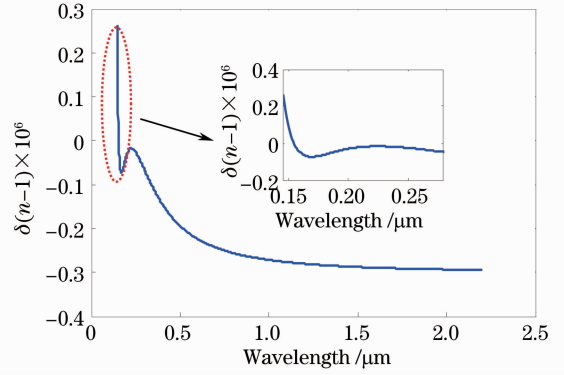


图 3 色散(10)式与(12)式比较。子图表示 D2 数据实测波长范围内(0.145~0.270 μm)色散公式的差值  
Fig.3 Comparison between formulas (10) and (12). The subfigure shows the formula's bias within the spectral range of data D2 (0.145~0.270 μm)

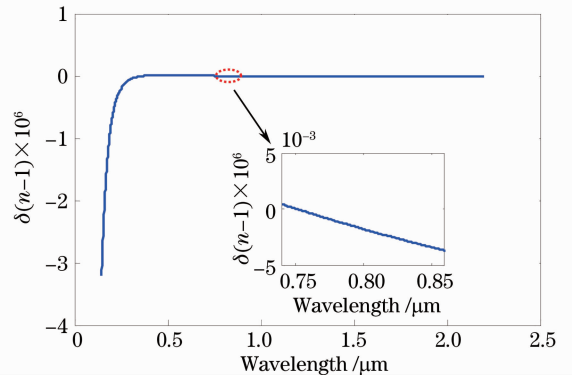


图 4 色散(10)式与(6)式比较。子图表示 D3 数据实测波长范围内(0.740~0.860 μm)色散公式的差值

Fig.4 Comparison between formulas (10) and (6). The subfigure shows the formula's bias within the spectral range of data D3 (0.740~0.860 μm)

据测量不确定度。这一方面证实了数据拟合中“外推法”的不可靠性,另一方面也表明本文结果具有更广泛的适用性。

1913 年, Koch<sup>[15]</sup> 曾在 0.238~0.546 μm 波段范围内对氮气折射率进行测量(温度为 0 °C, 压力为 101 kPa), 并拟合得到色散公式, 其形式为

$$10^6 \times (n_{N_2} - 1) = \frac{39534.5}{152.294 - \frac{1}{\lambda^2}} + \frac{8373.4}{240.651 + \frac{1}{\lambda^2}}, \quad (13)$$

但作者并未对原始数据的测量不确定度进行严格评估,也未明确报道数据的测量准确度。参考文献[14]曾引用该结果作为 0.24~0.55 μm 的氮气折射率测量数据,但并未对数据的测量准确度置评。目前在该波段内没有其他有效的实验数据可供参考。由于现有的高精度色散公式均无法覆盖该波

段,造成氮气折射率的“盲区”。将(13)式转换至本文设定的标准条件下,并与拟合得到的色散公式比较,结果如图 5 所示。

由图 5 可知,新色散公式与 Koch 得到的色散公式在 0.238~0.546 μm 范围内的差异约为  $6 \times 10^{-7}$ ,且由 3.3 节的误差分析可知,该差异可能主要来源于 Koch 的数据测量误差,这些误差源包括待测气体纯度、温度、压力等参数的测量准确度。可见,新色散公式通过内插法可在 0.27~0.47 μm 波段提供氮气折射率更多、更准确的信息。

### 3.3 误差分析

拟合(10)式的误差来源包括原始数据测量误差,拟合残差和数据转换误差等,其中主要误差源是原始数据测量误差(B类不确定度分量的主要来源)和拟合残差。数据转换误差主要来自于(8)式中对

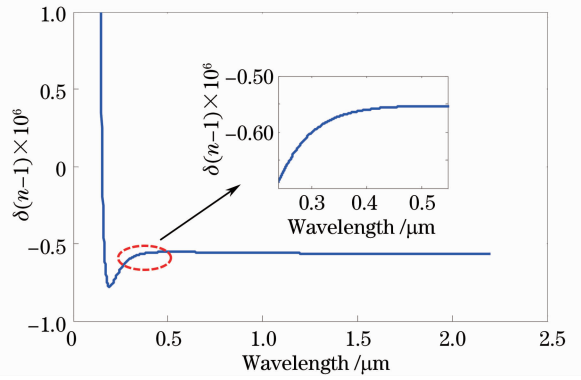


图 5 色散(10)式与(13)式比较。子图表示在波长 0.238~0.546 μm 范围内色散公式的差值

Fig. 5 Comparison between formulas (10) and (13). The subfigure shows the formula's bias within the spectrum range of 0.238~0.546 μm  $D_{tp,N_2}$  的近似处理。而据(4)式和(5)式可得数据转换因子

$$\frac{D_s}{D_{tp}} = \frac{(1 + \alpha_{tp}) p_s \left[ 1 + \epsilon_{t,s} p_s + \frac{K_\lambda p_s}{6(1 + \alpha_s)} \right]}{(1 + \alpha_s) p_{tp} \left[ 1 + \epsilon_{t,tp} p_{tp} + \frac{K_\lambda p_{tp}}{6(1 + \alpha_{tp})} \right]} \quad (14)$$

在上述转换过程中仅温度有差异,气压均相等,即  $p_s = p_{tp} = p_0$ , (13) 式关于  $K_\lambda$  的一阶导数为

$$\partial \left( \frac{D_s}{D_{tp}} \right) = \left( \frac{1 + \alpha_{tp}}{1 + \alpha_s} \right)^2 \frac{6 p_0 [(1 + \alpha_{tp})(1 + \epsilon_{t,tp} p_0) - (1 + \alpha_s)(1 + \epsilon_{t,s} p_0)]}{[6(1 + \alpha_{tp})(1 + \epsilon_{t,tp} p_0) + K_\lambda p_0]^2} \partial K_\lambda \quad (15)$$

对于氮气,当环境温度在 0 °C~20 °C 内变化时,  $K_\lambda$  在 0.1450~2.0586 μm 范围内的变化量不超过  $0.7 \times 10^{-9}$ ,将该值代入(14)式,计算得到将数据 D1 和 D2 转换至标准条件下的转换因子  $D_s/D_{D1}$  和  $D_s/D_{D2}$  的极限误差分别为  $-6.6 \times 10^{-10}$  和  $9.7 \times 10^{-11}$ ,则数据转换引入的误差完全可以忽略。由表 1 可知,原始测量数据在全波段范围内氮气的标准测量不确定度优于  $2.0 \times 10^{-7}$ ,而据图 1 可知,拟合残差的标准差为  $0.76 \times 10^{-7}$ 。因此,可近似估计得到拟合公式(10)式的不确定度  $u = 2.1 \times 10^{-7}$ 。

## 4 实验验证

为了验证新色散公式的准确度,基于等效合成波长原理,建立了一套氮气折射率直接测量系统,测量原理如图 6 所示。

He-Ne 激光器发出正交偏振的线偏振双频激光,波长  $\lambda = 632.991372$  nm,频差为 2.2 MHz, M 上表面镀 50% 反射膜,下表面镀 100% 高反膜,从而将入射激光分成两束,它们分别经过真空管 T(内侧

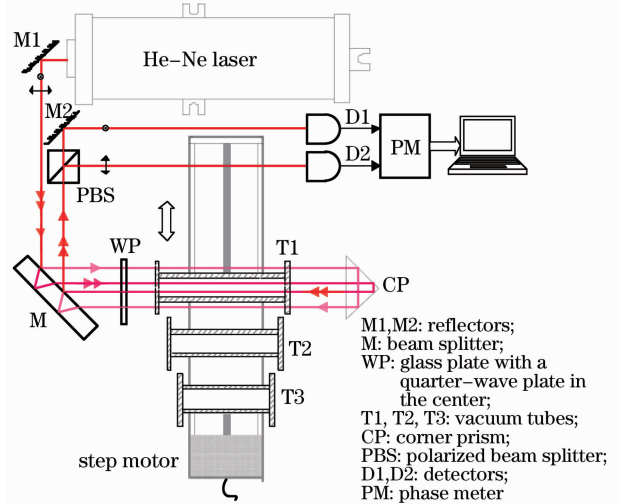


图 6 氮气折射率测量原理图

Fig. 6 Measurement principle of the refractive index of nitrogen gas

为真空,两端为尺寸大于管身的玻璃板)的内外两侧,并由角锥反射回 M 表面形成干涉(其中 WP 中心的 1/4 波片使得经过真空管内侧的光路往返一次

后偏振方向旋转 90°),干涉信号经 PBS 分光后分别被探测器 D1、D2 接收并由相位卡 PM 测量得到相位差。干涉信号与待测气体折射率的关系式为

$$n - 1 = (N + \epsilon)\lambda_s, \quad (16)$$

式中  $n$  为待测气体的折射率,  $N$  和  $\epsilon$  为干涉级次的整数和小数部分,  $\lambda_s = \lambda/(4L)$  称为等效合成波长,  $\lambda$  为激光波长,  $L$  为真空管长度。相位测量通常只能测得小数部分, 为了得到整数部分, 基于合成波长理论, 通过选择不同长度的真空管可构建等效合成波长链, 使得最高级次的合成波长  $\lambda_s$  大于  $n - 1$ , 从而  $N = 0$ , 仅通过测量小数即可得到最高级次对应的折射率测量值。将该测量值作为下一级次等效合成波长的初值, 可确定该级次的整数, 结合该级次的小数, 即可得到该级次的测量值。根据该方法依次传递, 即可得到最低级次等效合成波长对应的折射率。由于级次越低, 等效合成波长的数值越小, 在相同的相位测量精度下, 折射率测量精度越高。因此, 通过这种方法, 可实现气体折射率的绝对、高精度测量。

实验中选用三支真空管, 长度分别为  $L_1 =$

164.6433 mm、 $L_2 = 157.7690$  mm 和  $L_3 = 151.4032$  mm。从而可构建 3 级等效合成波长链, 如图 7 所示。

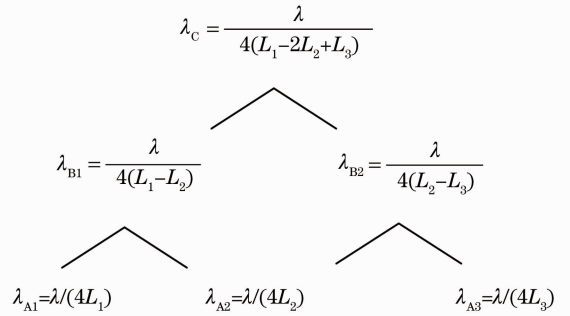


图 7 利用三支真空管构建的等效合成波长链  
Fig. 7 Equivalent synthetic wavelength chain constructed by three vacuum tubes

实验时将测量装置放置在真空密闭腔室中, 通入不同压力的高纯度氮气 (大于 99.99%), 待其稳定后进行测量, 测量过程中同时记录环境温度 (精度优于 0.01°C) 和压力 (精度优于 22 Pa) 参数。利用 (5) 式将新色散 (10) 式转换至实验条件下, 可将直接测量结果和色散公式结果比对, 如图 8 所示。

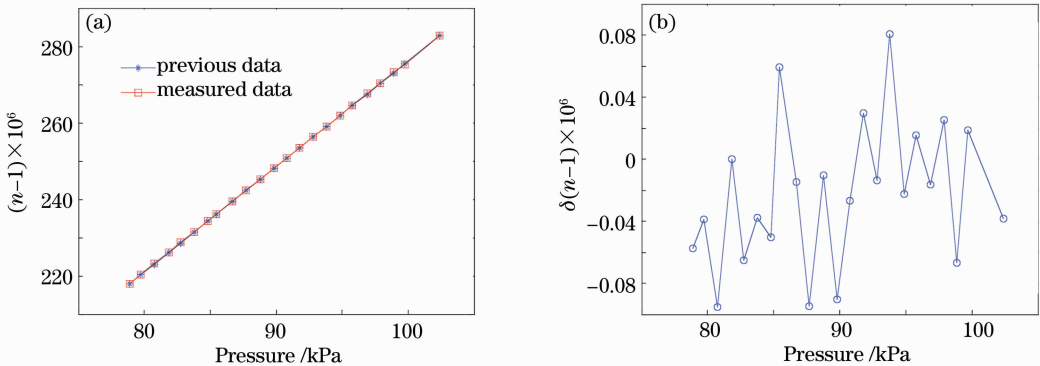


图 8 (a) 不同气压下氮气测量结果与理论结果; (b) 测量结果与色散公式的一致性

Fig. 8 (a) Measured results and theoretical data of the refractive index of nitrogen gas at different pressures; (b) discrepancy of the measured and theoretical data

测量系统的误差源主要包括真空管长度误差 (包括测量误差和热胀冷缩, 约为 10 μm)、相位测量误差 (优于 0.36°)、真空管残余真空度误差 (小于 10<sup>-2</sup> Pa)、激光波长误差 (10<sup>-7</sup>) 等, 氮气折射率的合成标准测量不确定度约为 5 × 10<sup>-8</sup>。由图 7 可知, 在 633 nm 波长处, 新色散公式的理论值与直接测量结果的一致性优于 1 × 10<sup>-7</sup>。

## 5 结 论

氮气色散特性的研究既有助于大气色散特性的研究, 又可对在氮气环境中工作的光学仪器的设计和使用提供有效的输入参数。现有的氮气色散公式

均是基于有限光谱范围的测量结果拟合得到, 在外推至测量光谱范围之外时会出现较大偏差, 从而限制了使用范围。在对现有实测数据搜集、筛选、处理的基础上, 利用二阶 Sellmeier 公式拟合得到了新的色散公式, 与现有公式相比, 新公式在保证准确度的同时, 可覆盖 0.1450 ~ 2.0586 μm 全波段, 扩展了有效光谱范围, 并可在 0.27 ~ 0.47 μm 波段提供更多的折射率信息, 具有更广泛的适用性。

## 参 考 文 献

1 Gao Xiaoming, Huang wei, Deng Lunhua *et al.*. Measurement of self-broadening and N<sub>2</sub> broadening coefficients of water vapor molecule near 1.31 μm[J]. *Acta Optica Sinica*, 2006, **26**(5):

- 641~646
- 高晓明, 黄伟, 邓伦华等. 1.13  $\mu\text{m}$  附近水汽分子的自加宽系数、氮气加宽系数的测量[J]. 光学学报, 2006, **26**(5): 641~646
- 2 Sun Dianping, Li Jiong, Yang Xiaohua *et al.*. Emission spectral intensity variation with discharge voltage and pressure in AC discharge of  $\text{N}_2$  [J]. *Acta Optica Sinica*, 2008, **28**(11): 2232~2236
- 孙殿平, 李炯, 杨晓华等. 氮气交流放电光谱强度和电压及气压的关系[J]. 光学学报, 2008, **28**(11): 2232~2236
- 3 Wu Hong, Yang Tiejun, Wang Yanling *et al.*. Experimental research on the modulation of on-axis third harmonics induced by dual non-collinear filaments in nitrogen gas [J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(1): 304~309
- 吴洪, 杨铁军, 王燕玲等. 氮气中非共线双光丝诱导的轴向三次谐波调制的实验研究[J]. 光学学报, 2010, **30**(1): 304~309
- 4 Luo Le, Wang Yi, Chu Yaqiong *et al.*. Influence of the nitrogen pressure on diamond-like carbon film deposited by pulsed laser and its infrared property [J]. *Chinese J. Lasers*, 2011, **38**(9): 0907001
- 罗乐, 汪毅, 储雅琼等. 氮气压强对脉冲激光沉积类金刚石薄膜和红外光学特性的影响[J]. 中国激光, 2011, **38**(9): 0907001
- 5 E. W. Cheney. Measurement of index of refraction of gases at higher temperatures[J]. *Phys. Rev.*, 1927, **29**(2): 292~298
- 6 C. E. Bennett. Dispersion and refractive index of nitrogen measured as functions of pressure by displacement interferometry [J]. *Phys. Rev.*, 1931, **37**(3): 263~275
- 7 C. E. Bennett. Precise measurement of dispersion in nitrogen [J]. *Phys. Rev.*, 1934, **45**(3): 200~207
- 8 C. E. Bennett. Optical dispersion and molar refraction at zero frequency for compressed nitrogen, argon, and carbon dioxide measured as functions of density [J]. *Phys. Rev.*, 1940, **58**(3): 263~266
- 9 P. G. Wilkinson. Refractive dispersion of nitrogen in the vacuum ultraviolet [J]. *J. Opt. Soc. Am.*, 1960, **50**(10): 1002~1005
- 10 E. R. Peck, B. N. Khanna. Dispersion of nitrogen [J]. *J. Opt. Soc. Am.*, 1966, **56**(8): 1059~1063
- 11 C. C. Bradley, H. A. Gebbie. Refractive index of nitrogen, water vapor, and their mixtures at submillimeter wavelengths [J]. *Appl. Opt.*, 1971, **10**(4): 755~758
- 12 U. Griesmann, J. H. Burnett. Refractivity of nitrogen gas in the vacuum ultraviolet [J]. *Opt. Lett.*, 1999, **24**(23): 1699~1701
- 13 J. Zhang, Z. H. Lu, L. J. Wang. Precision refractive index measurement of air,  $\text{N}_2$ ,  $\text{O}_2$ , Ar, and  $\text{CO}_2$  with frequency comb [J]. *Appl. Opt.*, 2008, **47**(17): 3143~3151
- 14 M. J. Weber. Handbook of Optical Materials [M]. London: CRC Press, 2003. 454
- 15 J. Koch. Über die dispersion des liches in gasförmigen Körpern innerhalb des ultravioletten spektrums [J]. *Arkiv Math. Astron. Fysik*, 1913, **9**(6): 1~11
- 16 J. Jágerská, H. Zhang, Z. Diao *et al.*. Refractive index sensing with an air-slot photonic crystal nanocavity [J]. *Opt. Lett.*, 2010, **35**(15): 2523~2525
- 17 B. Wang, M. A. Dünder, R. Nötzel *et al.*. Photonic crystal slot nanobeam slow light waveguides for refractive index sensing [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2010, **97**(15): 151105
- 18 Y. Zhao, Y. Zhang, Q. Wang. Research advances of photonic crystal gas and liquid sensors [J]. *Sensors and Actuators B*, 2011, **160**(1): 1288~1297
- 19 M. Born, E. Wolf. Principles of Optics (7th Edition) [M]. Cambridge: Press of University of Cambridge, 1999. 92
- 20 B. Edlén. The refractive index of air [J]. *Metrologia*, 1966, **2**(2): 71~80
- 21 G. Bönsch, E. Potulski. Measurement of the refractive index of air and comparison with modified Edlén's formulae [J]. *Metrologia*, 1998, **35**(2): 133~139

栏目编辑：何卓铭