

# 基于聚焦激光的场致二次谐波效应电场测量及影响因素研究

张延泽<sup>1,2</sup>, 陈小月<sup>1,2</sup>, 罗钦一<sup>1,2</sup>, 詹皓予<sup>3</sup>, 秦鹏程<sup>1,2</sup>, 蓝磊<sup>1,2</sup>  
(1. 武汉大学电气与自动化学院, 武汉 430072; 2. 电网环境保护全国重点实验室, 武汉 430072;  
3. 国网湖南省电力有限公司经济技术研究院, 长沙 410007)

**摘要:** 鉴于非介入式及高时空分辨率的优点, 基于场致二次谐波效应的电场测量方法近年来在气体放电与等离子体诊断等领域受到了广泛关注。基于基频激光空间分布特性, 理论推导了二次谐波强度的完整表达式, 结合搭建的场致二次谐波效应电场测量平台, 讨论了基频激光光功率与偏振方向、电场空间分布及作用区域长度、瑞利长度等因素对二次谐波强度的影响, 并分析了温、湿度对二次谐波强度的影响规律。理论上, 产生的二次谐波几乎不随湿度变化, 但可能由于高湿空气对二次谐波的散射导致实测值随湿度增大而降低。在 20~30 °C 范围内温度对二次谐波强度影响较小, 理论值和实测值均随温度增加而略有增大, 且实测值增幅大于理论值。

**关键词:** 电场测量; 场致二次谐波效应; 电极长度; 瑞利长度; 温度; 湿度

## Research on the Electric-field Measurement Method and Influencing Factors of Electric-field Induced Second Harmonic Effect Based on Focused Laser

ZHANG Yanze<sup>1,2</sup>, CHEN Xiaoyue<sup>1,2</sup>, LUO Qinyi<sup>1,2</sup>, ZHAN Haoyu<sup>3</sup>, QIN Pengcheng<sup>1,2</sup>, LAN Lei<sup>1,2</sup>

(1. School of Electrical Engineering and Automation, Wuhan University, Wuhan 430072, China;

2. State Key Laboratory of Power Grid Environmental Protection, Wuhan 430072, China;

3. State Grid Hunan Electric Power Company Limited Economic & Technical Research Institute, Changsha 410007, China)

**Abstract:** In view of the advantages of non-intrusive and high spatial and temporal resolution, the electric field measurement method based on the electric-field induced second harmonic (E-FISH) effect has attracted wide attention in the fields of gas discharge and plasma diagnosis in recent years. Based on the spatial distribution characteristics of the fundamental frequency laser, the complete expression of the second harmonic intensity is theoretically deduced. Combined with the constructed electric field measurement platform based on the E-FISH effect, the effects of optical power and polarization direction of the fundamental frequency laser, electric field spatial distribution and the length of the action region, Rayleigh length and other factors on the intensity of the second harmonic are discussed, and the influence law of temperature and humidity on the intensity of the second harmonic is analyzed. Theoretically, the generated second harmonic hardly varies with humidity, whereas, the measured values may decrease with increasing humidity due to the scattering of the second harmonic by high humidity air. The temperature has less effect on the second harmonic intensity in the range of 20~30 °C. Both theoretical and measured values increase slightly with the increase of temperature, and the increase of measured values is larger than the theoretical values.

**Key words:** electric field measurement; E-FISH effect; electrode length; Rayleigh length; temperature; humidity

## 0 引言

电场测量是高压领域的一项重要研究课题<sup>[1-2]</sup>。在气体放电和等离子体诊断相关的研究中, 气体的电离、吸附系数以及带电粒子的迁移速度等物理参

量与电场强度紧密相关<sup>[3-5]</sup>, 放电过程中的瞬态电场变化与带电粒子时空演化之间具有强耦合关系。因此在上述应用场景下, 电场测量手段不仅需要具备高时空分辨率的特性<sup>[6]</sup>, 同时为避免测量元件本身对待测电场造成畸变, 还应具有非介入式的特征, 这些需求对电场测量技术提出了很高的挑战。

目前, 电场测量方法总体上可分为电学方法和

光学/电光效应方法 2 类。电学方法作为传统的电场测量技术, 诸如场磨式直流电场测量系统<sup>[7]</sup>和 D-dot 电场传感器<sup>[8]</sup>等, 都存在金属电极或构件对待测电场造成畸变的问题。基于光学/电光效应类的方法近年来成为了电场测量技术的研究热点, 目前常见的方法包括斯塔克分裂法、氮谱线比法、相干反斯托克斯拉曼散射法以及 Pockels 效应法等<sup>[9]</sup>。斯塔克分裂法利用高极化率的里德堡原子在外加电场下发生 Stark 分裂引起的谱线增宽效应测量电场<sup>[10-11]</sup>, 但其对待测介质种类的适用性不宽泛, 且易受如温度、气压等外部环境条件的干扰。氮谱线比法利用氮分子不同能级在外加电场作用下跃迁后产生的发射光谱的强度之比来计算电场强度<sup>[12]</sup>。但该方法存在较大的不准确度, 且其在较高/较低气压下的有效性仍待讨论。相干反斯托克斯拉曼散射(coherent anti-stokes Raman scattering, CARS)法检测成本较高, 且只能用于分子气体条件的检测<sup>[13-14]</sup>。Pockels 效应是一种线性电光效应, 由于探测晶体会对待测电场造成畸变, 因此该方法属于介入式测量, 同时, 其还存在温度灵敏度大、电荷漂移以及自由电荷在传感晶体表面积聚影响测量精度等问题<sup>[15-17]</sup>。

近年来, 基于场致二次谐波(electric-field induced second harmonic, E-FISH)效应的电场测量方法鉴于其非介入式的优势以及高时空分辨率的特点, 被重新开发并应用于等离子体中电场测量的诊断<sup>[18-19]</sup>。该方法利用外加电场使得中心对称的原子或分子介质产生偶极矩, 入射基频激光光场驱动电子云的振荡响应, 并产生频率为入射激光二倍频的光子, 其强度与外加场强的平方成正比。因此, 可由探测到的二次谐波信号强度量化外加电场强度。

E-FISH 效应最早用于测量不同气体组分的非线性极化系数<sup>[19-21]</sup>。2017 年, Dogariu 等首次提出通过检测飞秒聚焦激光束在空气及其他混合气体介质中选定位置产生的二次谐波信号来测量电场<sup>[18]</sup>。在随后的几年中, Goldberg 等利用该技术实现了纳秒脉冲放电中的电场以及层流冷常压等离子体射流中校准的一维电场的测量<sup>[19,22]</sup>。唐勇和 Adamovich 等对纳秒脉冲介质阻挡放电(dielectric barrier discharge, DBD)表面等离子体驱动中的电场矢量以及对冲扩散火焰体系中的电场进行了测量<sup>[23-24]</sup>。Chng 等研究了扩散纳秒脉冲放电等离子体快速电离波中的时间分辨电场<sup>[25-26]</sup>以及电场矢量的测量方法<sup>[27]</sup>, 并指出在利用 E-FISH 效应进行电场测量时, 应特别考虑外

部电场空间轮廓对测量结果的影响<sup>[28-29]</sup>。Nakamura 等针对上述问题, 提出了一种基于多点测量的电场标定方法<sup>[30]</sup>, 并实现了对大气压空气中产生的单丝正流注放电的一次到二次过渡阶段的精确一维电场测量<sup>[31]</sup>。黄邦斗等通过标定获得了刀板电极结构中非均匀电场的时间演化和空间分布<sup>[9]</sup>, 还对介电材料和脉冲重复频率对表面介质阻挡放电中电离波传播过程的影响展开了研究<sup>[5]</sup>。庄池杰等在 Chng 的研究基础<sup>[28]</sup>上, 通过建立强聚焦结构下的二次谐波自洽模型, 研究了不同因素对二次谐波信号强度的影响规律<sup>[32]</sup>, 并通过比较同轴圆柱电极结构下负电晕放电的离子流模型仿真结果与实测结果, 指出 Kaptsov 假设仅在放电电流接近零时才有效<sup>[33]</sup>。聂兰兰等采用 E-FISH 方法对氦等离子体射流的电场进行了诊断, 并研究了不同条件下的时间分辨电场<sup>[34]</sup>。赵政等在假设任意探针光束偏振和外部电场方向的基础上推导了 E-FISH 信号的 2 个分量的极化和功率的一般表达式<sup>[35]</sup>。贺恒鑫等提出了一种反演方法, 通过使用沿探测激光的多点测量 E-FISH 信号来重建电场轮廓<sup>[36]</sup>。总的来说, E-FISH 在多种电场测量场景下已证明了其优势, 但是针对诸如外加电场空间分布以及温、湿度等环境条件对二次谐波信号强度的影响规律研究仍存在部分问题亟待解决。

本文推导了考虑基频激光聚焦后空间分布特性的二次谐波信号理论表达式, 给出了二次谐波光功率表达式中的标定系数, 结合搭建的基于场致二次谐波效应的电场测量平台, 分析了包括温、湿度在内的多种因素对二次谐波信号强度的影响规律。以上研究内容进一步完善了该电场测量技术。

## 1 电场诱导二次谐波效应理论研究

### 1.1 基频激光与二次谐波信号产生的数学模型

光电场相较于光磁场在推动粒子做功上更有效, 因此, 光场强度一般用光电场强度表示。本文中, 假设基频激光光场满足 TEM<sub>00</sub> 模式的高斯场分布, 根据文献<sup>[37]</sup>, 考虑时间变量的基模高斯光束光场强度的完整表达式为:

$$E_{\omega_1}(z, r, t) = E_{\omega_1} \frac{w_{10}}{w_1(z)} e^{-\frac{r^2}{w_1^2(z)}} e^{i \left( \frac{k_1 r^2}{2R_1(z)} - \arctan\left(\frac{\lambda_1 z}{\pi w_{10}^2}\right) \right)} e^{ik_1 z} e^{-i\omega_1 t} \quad (1)$$

式中:  $r$ 、 $z$  分别为径向坐标和轴向坐标;  $e^{-i\omega_1 t}$  为基频激光的时间函数;  $\lambda_1$ 、 $\omega_1$  分别为基频激光的波长、频率;  $k_1 = n_1 \omega_1 / c$  为基频激光的波矢, 其中  $c$  为真空

中光速,  $n_1$  为基频激光的相折射率;  $E_{\omega_1}$  为基频激光在聚焦光斑处中心位置( $z=0, r=0$ )的光场强度;  $w_{10}$  为基频高斯光束的束腰半径;  $w_1(z)$  为光束在轴向坐标  $z$  处的半径;  $R_1(z)$  为波前曲率半径, 其表达式为:

$$R_1(z) = z \left( 1 + \left( \frac{\pi w_{10}^2}{\lambda_1 z} \right)^2 \right) \quad (2)$$

基频高斯光束的瑞利长度为  $z_{R1} = \pi w_{10}^2 / \lambda_1$ , 共焦参数定义为瑞利长度的 2 倍。令径向相位  $\phi_r(r, z) = k_1 r^2 / 2R_1(z)$ , 其表明高斯光束的等相位面是以  $R_1(z)$  为半径的球面; 同时令轴向相位  $\phi_z(z) = k_1 z - \arctan(\lambda_1 z / (\pi w_{10}^2))$ , 其中  $k_1 z$  描述几何相移,  $\arctan(\lambda_1 z / (\pi w_{10}^2))$  描述高斯光束在空间行进距离  $z$  时相对几何相移的附加相位超前, 称为 Gouy 相移。在光束径向上, 基频激光场呈高斯分布; 在光束传播轴线上, 各光束截面峰值光强沿  $z$  向也呈高斯分布。

对于场致二次谐波信号, 其频率  $\omega_2 = 2\omega_1$ 。二次谐波光场强度与介质极化强度之间的关系满足如下波动方程<sup>[32]</sup>。

$$\nabla^2 E_{\omega_2}(z, r, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E_{\omega_2}(z, r, t)}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 P_{\omega_2}(z, r, t)}{\partial t^2} \quad (3)$$

式中:  $\mu_0$  为真空磁导率;  $E_{\omega_2}(z, r, t)$  为二次谐波光场强度;  $P_{\omega_2}(z, r, t)$  为介质极化强度。由于二次谐波光场强度和极化强度的时间函数均为  $e^{-i\omega_2 t}$ , 因此, 式(3)化为:

$$\nabla^2 E_{\omega_2}(z, r) + \frac{\omega_2^2}{c^2} E_{\omega_2}(z, r) = -\mu_0 \omega_2^2 P_{\omega_2}(z, r) \quad (4)$$

由于极化强度可分为线性项  $P_{\omega_2}^{(1)}(z, r)$  和非线性项  $P_{\omega_2}^{NL}(z, r)$  两部分, 即:

$$P_{\omega_2}(z, r) = P_{\omega_2}^{(1)}(z, r) + P_{\omega_2}^{NL}(z, r) \quad (5)$$

式中: 线性项  $P_{\omega_2}^{(1)}(z, r) = \varepsilon_0 \chi^{(1)} E_{\omega_2}(z, r)$ ,  $\varepsilon_0$  为真空介电常数,  $\chi^{(1)}$  为线性极化率。此处定义  $\varepsilon = \varepsilon_0(1 + \chi^{(1)})$ , 同时结合  $c^2 = 1 / \varepsilon_0 \mu_0$ , 于是式(4)可化为:

$$\nabla^2 E_{\omega_2}(z, r) + \frac{\omega_2^2}{c^2} \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} E_{\omega_2}(z, r) = -\mu_0 \omega_2^2 P_{\omega_2}^{NL}(z, r) \quad (6)$$

由于空气可看作具有中心对称性的介质, 其不存在二阶非线性效应, 因此在场致二次谐波效应中, 式(6)中的非线性极化项表征的是三阶非线性极化强度, 即  $P_{\omega_2}^{(3)}(z, r)$ 。由于<sup>[18]</sup>:

$$P_{\omega_2}^{(3)}(z, r) = \frac{3}{2} N \chi^{(3)} E_{\omega_1}^2(z, r) E_{\text{ext}}(z) \quad (7)$$

式中:  $N$  为气体分子数密度;  $\chi^{(3)}$  为三阶非线性极化率, 是 1 个四阶张量;  $E_{\text{ext}}(z)$  为考虑空间分布的外加电场强度。因此, 式(6)可化为:

$$\nabla^2 E_{\omega_2}(z, r) + \frac{\omega_2^2}{c^2} \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} E_{\omega_2}(z, r) = -\mu_0 \omega_2^2 \frac{3}{2} N \chi^{(3)} E_{\omega_1}^2(z, r) E_{\text{ext}}(z) \quad (8)$$

式中: 令  $E_{\omega_j}(z, r) = M_{\omega_j}(z, r) e^{ik_j z}$  ( $j=1, 2$ ),  $M_{\omega_j}$  为  $j$  次谐波光场的复振幅,  $k_j$  为  $j$  次谐波波矢。同时考虑慢波近似( $\partial^2 / \partial z^2 \ll \partial / \partial z$ ), 并忽略介质对光场的吸收性质, 则式(8)可简化为:

$$\frac{\partial}{\partial z} M_{\omega_2}(z, r) = i \frac{3\omega_2 c \mu_0}{4n_2} N \chi^{(3)} E_{\text{ext}}(z) M_{\omega_1}^2(z, r) e^{i\Delta k z} \quad (9)$$

式(9)称为二次谐波光场的复振幅传播方程。其中,  $n_2$  为二次谐波折射率;  $\Delta k = 2k_1 - k_2 = 4\pi(n_1 - n_2) / \lambda_1$  为相位失配系数,  $k_2 = n_2 \omega_2 / c$  为二次谐波的波矢。 $M_{\omega_1}(z, r)$  可写作如式(10)所示的紧凑型表达式<sup>[37]</sup>。考虑到二次谐波与基频激光具有相同的瑞利长度, 即  $z_{R2} = z_{R1} = z_R$ , 且其束腰半径  $w_{20}$  满足  $w_{20} = w_{10} / \sqrt{2}$ , 因此  $M_{\omega_2}(z, r)$  的紧凑型表达式如式(11)所示。

$$M_{\omega_1}(z, r) = \frac{E_{\omega_1}}{1 + i(z/z_R)} e^{-\frac{r^2}{w_{10}^2(1+i(z/z_R))}} \quad (10)$$

$$M_{\omega_2}(z, r) = \frac{E_{\omega_2}(z)}{1 + i(z/z_R)} e^{-\frac{2r^2}{w_{10}^2(1+i(z/z_R))}} \quad (11)$$

将式(10)—式(11)代入式(9)可得:

$$\frac{dE_{\omega_2}(z)}{dz} = i \frac{3\omega_2 c \mu_0}{4n_2} N \chi^{(3)} E_{\text{ext}}(z) E_{\omega_1}^2 \frac{e^{i\Delta k z}}{1 + i(z/z_R)} \quad (12)$$

假设沿基频激光入射方向, 电场作用区域的轴向坐标为  $[z_0, z_1]$ , 那么在  $z = z_0$  处, 有  $E_{\omega_2}(z)|_{z=z_0} = 0$ , 而在  $z = z_1$  处,  $E_{\omega_2}(z)$  应为在区间内各点产生的二次谐波的累加, 即:

$$E_{\omega_2}(z)|_{z=z_1} = \frac{3\omega_2 c \mu_0}{4n_2} N \chi^{(3)} E_{\omega_1}^2 \int_{z_0}^{z_1} E_{\text{ext}}(z) \frac{e^{i\Delta k z}}{1 + i(z/z_R)} dz \quad (13)$$

由于基频激光光功率<sup>[32,37]</sup>为:

$$P_{\omega_1} = \pi \varepsilon_0 c n_1 w_{10}^2 E_{\omega_1}^2 \quad (14)$$

因此, 二次谐波光功率为:

$$P_{\omega_2} = \pi \varepsilon_0 c n_2 w_{20}^2 E_{\omega_2}^2(z) = \frac{9\omega_2^3 \mu_0^2}{128\pi \varepsilon_0 n_1^2 n_2} N^2 (\chi^{(3)})^2 P_{\omega_1}^2 \frac{1}{z_R} \quad (15)$$

$$\left| \int_{z_0}^{z_1} E_{\text{ext}}(z) \frac{e^{i\Delta k z}}{1 + i(z/z_R)} dz \right|^2$$

分离上式积分项中的模和辐角, 可得二次谐波光功率表达式为:

$$P_{\omega_2} = \frac{9\omega_2^3 \mu_0^2}{128\pi \epsilon_0 n_1^2 n_2} N^2 (\chi^{(3)})^2 P_{\omega_1}^2 \frac{1}{z_R} \left| \int_{z_0}^{z_1} E_{\text{ext}}(z) \frac{e^{i(\Delta k z - \arctan(z/z_R))}}{\sqrt{1+(z/z_R)^2}} dz \right|^2 \quad (16)$$

## 1.2 二次谐波信号强度的影响因素

由式(16)可知, 除外加电场强度  $E_{\text{ext}}(z)$  外, 影响二次谐波光功率的因素还包括基频激光功率  $P_{\omega_1}$ 、电场作用区域长度  $z_0 - z_1$ 、瑞利长度  $z_R$ 、气体分子数密度  $N$ 、基频激光和二次谐波的折射率  $n_1$ 、 $n_2$ 、相位失配系数  $\Delta k$  以及三阶非线性极化率  $\chi^{(3)}$ 。温度和湿度(这里指绝对湿度, 或者水蒸气分压)一方面会影响气体分子密度, 另一方面还会通过改变基频激光和二次谐波的折射率, 对相位失配系数以及三阶非线性极化率产生影响, 进而影响二次谐波信号强度。

根据式(16), 引入环境因子  $\Gamma$  以表征除电场强度幅值  $E_{\text{ext}}$  和基频激光功率  $P_{\omega_1}$  以外其余与温、湿度相关的参量对二次谐波信号的影响, 则有:

$$\Gamma = \frac{1}{n_1^2 n_2} N^2 (\chi^{(3)})^2 \left| \int_{z_0}^{z_1} f(z) \frac{e^{i(\Delta k z - \arctan(z/z_R))}}{\sqrt{1+(z/z_R)^2}} dz \right|^2 = \frac{1}{n_1^2 n_2} N^2 (\chi^{(3)})^2 A(\Delta k) \quad (17)$$

式中:  $A(\Delta k)$  表示积分项的模的平方。

## 2 电场诱导二次谐波效应试验研究

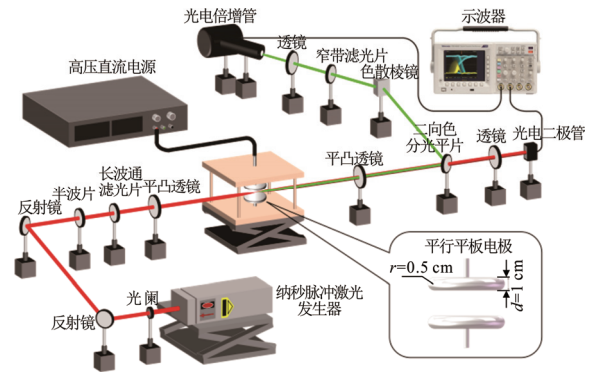
### 2.1 电场测量平台

电场测量平台布置的示意图如图 1 所示。其中, 纳秒脉冲激光发生器(型号为 DPS-1064-BS-D)输出基频激光波长为 1 064 nm, 半峰全宽约为 10 ns, 重频为 10 Hz, 能量稳定性 <1%。激光器出口处安装可变光阑, 一方面可以去除基频激光中包含的高阶模态对测量的影响, 另一方面还可通过配合不同焦距的平凸透镜, 实现基频激光聚焦后瑞利长度的调节, 此外还可通过切光起到调节基频激光能量的作用。1 064 nm 激光反射镜用于改变基频激光的传播路径, 一方面可以节省试验空间, 另一方面可以减少基频激光对测量信号的光噪声影响。半波片起到调节基频激光偏振方向的作用。长波通滤光片用于滤除基频激光中含有的杂散光信号。使用正向布置的平凸透镜对基频激光进行聚焦, 聚焦后高斯光束

的束腰位置应与电场测量点重合, 反向布置的平凸透镜起到对聚焦光束的准直与收集作用。在待测电场区域, 基频激光与外加电场作用产生波长为 532 nm 的二次谐波光信号, 基频激光与二次谐波光通过二向色分光片(DF, 1 064 nm 透射, 532 nm 反射)进行分光, 二次谐波光经色散棱镜和窄带滤光片选择后, 通过透镜聚焦入射光电倍增管(photomultiplier tube, PMT)(型号为 CR316), 后者将二次谐波信号放大后转换为电信号。基频激光透过二向色分光片后由光电二极管(带宽为 2 GHz)收集, 光电二极管与光电倍增管输出的信号通过示波器(Tektronix, 带宽为 2 GHz)进行监测。应注意, 测量时应尽可能选择具有较宽线性响应区域的 PMT, 以提升电场强度测量范围。

### 2.2 均匀电场的测量

采用平行平板电极(间隙距离为 1 cm, 电极长度为 5 cm), 在忽略电极边缘效应的前提下, 可认为电极间为均匀电场。为了考虑聚焦光束情况下的  $r$  和  $z$  强度变化, 因此应用功率来描述 E-FISH 信号强度。图 2 给出了在 1 次测量过程中获得的基频激光信号与二次谐波光信号在示波器上的电压输出波



$d$ —电极厚度;  $r$ —电极边缘圆弧形倒角曲率半径

图 1 电场测量平台示意图

Fig.1 Layout of the E-FISH E-field measurement system

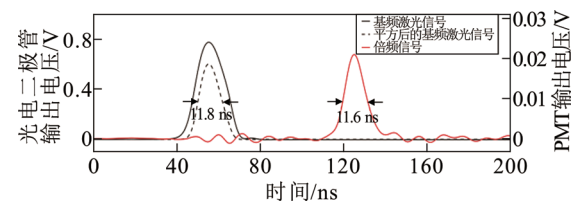


图 2 基频激光信号与二次谐波信号输出电压波形

Fig.2 Output voltage waveform of the fundamental laser and the second harmonic

形, 可以发现, 二次谐波信号与平方后的基频激光信号近似具有相同的半峰全宽。由于透镜的啁啾效应对纳秒脉冲展宽的影响可以忽略不计, 因此根据式(16), 这是由  $P_{\omega_2} \propto P_{\omega_1}^2$  决定的。

应注意, 基于 E-FISH 效应的电场测量方法不仅可用于测量直流电场, 对低于入射激光频率的电场也同样适用。此外, 待测电场的频率还应满足电场变化周期不小于入射激光脉宽的限制条件。根据图 2, 基频激光脉冲宽度约为 15 ns, 最高可用于兆赫兹电场的测量。对于飞秒脉冲激光, 甚至可以对太赫兹波进行探测。

激光的能量可以用脉冲信号输出波形在时间上的积分表示。由于场致二次谐波属于三阶非线性效应, 且作为非线性光学介质的空气具有极低的三阶非线性极化率, 因此, 由 E-FISH 效应产生的二次谐波信号强度较弱, 在试验过程中应将在外加电场时 PMT 测得的信号减去背景噪声, 以得到真实的二次谐波信号。同时, 为提升测量信噪比, 试验时取 512 次测量信号的平均值作为实际二次谐波信号强度。图 3 给出了当基频激光单脉冲能量为 15.3 mJ 时, 不同外加电场下产生的二次谐波信号强度(信号强度用光功率表示)。可以看出, 二次谐波信号强度与外加场强的平方成正比关系。

### 2.3 不同因素对二次谐波信号的影响

根据式(15), 二次谐波信号强度与诸多因素有关。通过探究各因素对二次谐波信号的影响, 可以确定试验所得二次谐波信号强度的改变究竟是电场变化引起的, 还是其他试验条件的改变直接引起的。此外, 通过探究各因素对二次谐波信号的影响规律, 还可以总结出提升二次谐波信号测量性能的方法。

#### 2.3.1 基频激光光功率

在基频激光单脉冲能量分别为 15.32、24.80 mJ 以及 31.50 mJ 时, 通过施加不同场强, 测量得到的二次谐波信号强度随  $E^2 P_{\omega_1}^2$  的变化如图 4 所示。可以看出, 不同激光单脉冲能量下, 二次谐波信号强度不仅与外加场强的平方成正比, 还与基频激光光功率的平方成正比关系, 与式(16)一致。

当待测电场较强时, 可适当降低基频激光光功率以使二次谐波强度在 PMT 的线性响应区间内。而基频激光光功率的提高可以提升最小可测电场, 若配合使用探测能力较强的 PMT, 并对测量过程中的背景噪声水平加以抑制, 可以进一步提升电场测量精度。

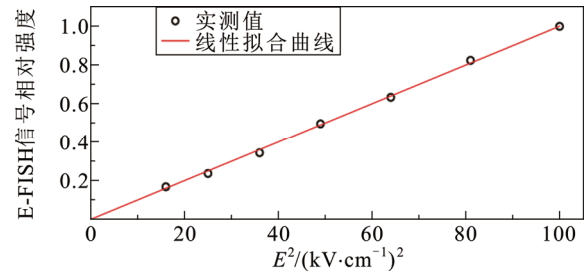


图3 平行平板电极不同施加场强下的二次谐波信号强度  
Fig.3 Second harmonic signal strength at different applied E-field strengths under the parallel plate electrodes

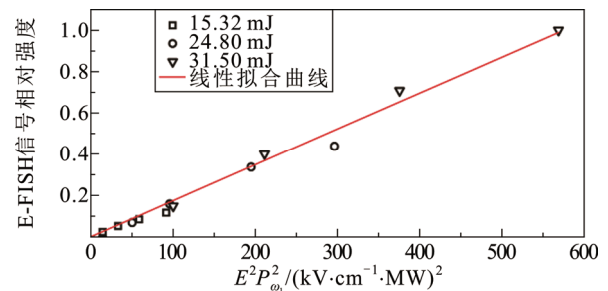


图4  $P_{\omega_2} - E^2 P_{\omega_1}^2$  线性拟合曲线

Fig.4 Linear fitting relationship of  $P_{\omega_2} - E^2 P_{\omega_1}^2$

#### 2.3.2 基频激光偏振方向

在激光器出口处加装半波片, 当旋转半波片使得入射基频激光偏振方向与半波片快轴间的夹角为  $\alpha$  时, 出射线偏振光的偏振方向将被旋转  $2\alpha$ 。为给出电场方向与基频激光偏振方向间不同夹角对应的 E-FISH 信号强度的定量比例关系, 试验过程中对各夹角所对应的二次谐波信号进行了 3 组测量, 以增强试验数据的可信度, 测量结果如图 5 所示。

三阶非线性极化率可以写作  $\chi_{pqkl}^{(3)}(-2\omega; \omega, \omega, 0)$ , 其中  $\omega$  为基频激光频率,  $p$  代表二次谐波的偏振方向,  $q, k$  代表基频激光的偏振方向,  $l$  代表外加直流电场的方向。由于二次谐波光的偏振方向与外加电场方向一致, 假设外加电场方向为  $z$  向, 那么二次谐波光的偏振方向也为  $z$  向。对于 E-FISH 效应, 基频激光 2 个入射光子的偏振方向相同, 即同为  $z$  向或  $x$  向, 所以  $\chi_{pqkl}^{(3)}$  仅有 2 个独立分量:  $\chi_{zzzz}^{(3)}$  和  $\chi_{zxxz}^{(3)}$ , 且  $\chi_{zzzz}^{(3)} \approx 3\chi_{zxxz}^{(3)}$  [38-40]。当电场方向与基频激光偏振方向相同时,  $\chi_{zzzz}^{(3)}$  分量占主导, 垂直时  $\chi_{zxxz}^{(3)}$  占主导。因此, 2 种情况下  $\chi_{pqkl}^{(3)}$  的比即为  $\chi_{zzzz}^{(3)}$  与  $\chi_{zxxz}^{(3)}$  的比, 为 3:1。考虑到  $P_{\omega_2} \propto (\chi_{pqkl}^{(3)})^2$ , 故二次谐波信号强度的比为 9:1。图

5 中测量结果很好地证明了上述结论。此外, 考虑到  $\chi_{zzzz}^{(3)}$ 、 $\chi_{zzxz}^{(3)}$  相互独立, 因此理论上  $P_{\omega_2} \propto A^2 + B^2 = (3\cos\alpha)^2 + (\sin\alpha)^2$ 。在后续试验过程中, 应尽量保持基频激光偏振方向与外加电场方向平行, 以得到较强的二次谐波信号。

### 2.3.3 电场作用区域长度

对于空间分布不均匀的电场, 比如考虑边缘效应下平行平板电极间的电场, 可以将电场分布函数写作  $E_{\text{ext}}(z) = E_{\text{ext}}f(z)$  的形式, 其中,  $f(z)$  是电场的归一化空间分布函数。若定义  $L$  为电场与基频激光光场相互作用区域长度, 则式(16)可化为:

$$P_{\omega_2} \propto \frac{1}{z_R} \cdot E_{\text{ext}} \left| \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} f(z) \frac{e^{i(\Delta k z - \arctan(z/z_R))}}{\sqrt{1 + (z/z_R)^2}} dz \right|^2 \quad (18)$$

图 6 显示了考虑边缘效应后, 电场与激光光场相互作用区域长度( $L_{\text{int}}$ )的修正。平行平板电极长度为 2 cm, 以光场中心为轴向坐标原点。在电场修正前,  $L_{\text{int}}$  即为电极长度, 对应光场坐标范围  $[z_0, z_1]$ , 其包含了基频激光能量最集中的区域; 电场修正后, 光场远场中仍存在与电场相互作用的区域, 如图 6 中阴影部分所示, 如此,  $L_{\text{int}}$  对应光场坐标范围变为  $[z'_0, z'_1]$ , 也就是说, 在远场内仍有二次谐波信号产生。

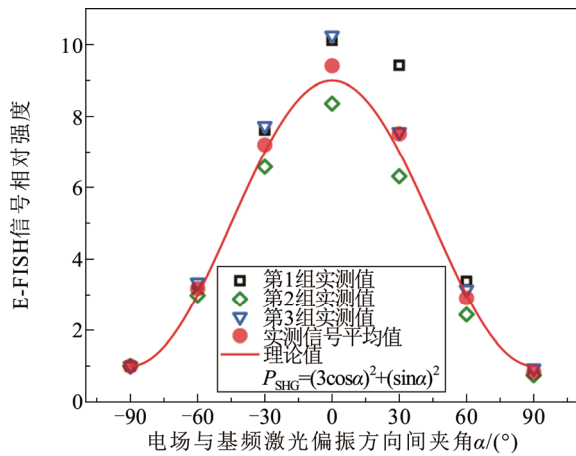


图 5 基频激光偏振方向与电场方向的夹角对  $P_{\omega_2}$  的影响  
Fig.5 Influence of the angle between the polarization direction of the fundamental laser and the E-field direction on  $P_{\omega_2}$

表 1  $\chi_{zzzz}^{(3)}$  与  $\chi_{zzxz}^{(3)}$  的含义

Table 1 Meaning of  $\chi_{zzzz}^{(3)}$  and  $\chi_{zzxz}^{(3)}$

电场方向与基频激光偏振方向间的关系	$\chi_{pqkl}^{(3)}$ 主导分量	二次谐波偏振方向	基频激光偏振方向	电场方向
平行	$\chi_{zzzz}^{(3)}$	$z$	$z, z$	$z$
垂直	$\chi_{zzxz}^{(3)}$	$z$	$x, x$	$z$

若忽略极板的边缘效应, 不同瑞利长度下二次谐波信号强度随电极长度变化的曲线如图 7(a)所示。考虑电场修正后, 利用有限元软件仿真得出不同电极长度下的归一化电场分布函数  $f(z)$ , 结合式(17), 得到电场修正后的二次谐波信号强度如图 7(b)所示。其中,  $\Delta k = -0.489 \text{ cm}^{-1}$ , 与后文中试验环境对应的相位失配系数一致, 同时由此可计算出相干长度为  $L_{\text{coh}} = \pi / \Delta k = 6.42 \text{ cm}$ 。可以看出, 考虑电场修正后, 不同瑞利长度下二次谐波信号强度峰值均降低, 且峰值对应的电极长度减小。

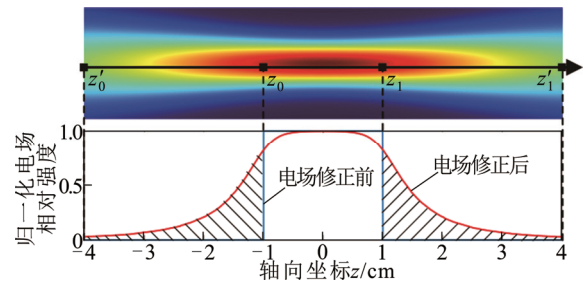


图 6 电场修正前后与激光场相互作用区域示意图  
Fig.6 Schematic diagram of the region where the optical field interacts with the E-field before and after correction

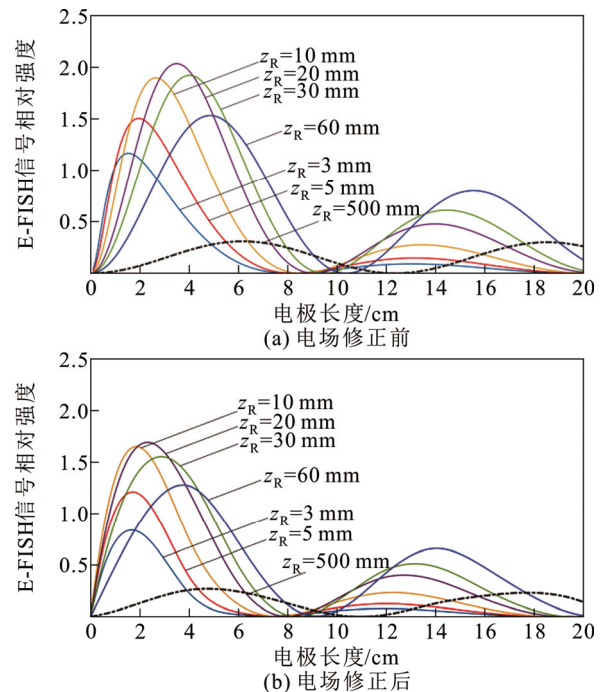


图 7 电场修正前后, 不同瑞利长度下二次谐波信号强度随电极长度变化对比

Fig.7 Comparison of E-FISH signal strength with electrode length at different Rayleigh lengths before and after E-field correction

根据图 7(b), 在同一瑞利长度下, 随着电极长度的增加, 二次谐波信号强度呈现周期性衰减变化的规律, 这是二次谐波信号与基频激光信号之间的相位失配造成的<sup>[28]</sup>。如果定义第 1 个周期内二次谐波信号峰值对应的电极长度为有效相干长度  $L_{\text{eff}}$ , 可以发现, 在任意瑞利长度下,  $L_{\text{eff}}$  均小于  $L_{\text{coh}}$ 。当瑞利长度较小时, 第 1 个周期长度约为  $L_{\text{coh}}$ , 后续周期长度约为  $2L_{\text{coh}}$ ; 当瑞利长度较大时, 各周期长度均趋于  $2L_{\text{coh}}$ , 也就是说, 随着瑞利长度的增大,  $L_{\text{eff}}$  逐渐趋近于  $L_{\text{coh}}$ 。此外, 瑞利长度越长, 从第 2 个周期开始的信号峰值与第 1 个周期峰值之间的差距越小。从图 7(a)、(b)中均可看出, 当瑞利长度为 500 mm 时, 第 1 个周期与后续周期峰值相比较没有出现明显衰减, 这是因为此时瑞利长度明显大于电极长度, 在电场作用区域内, 可以近似认为基频激光传播满足平面波假设, 这一点在文献<sup>[32]</sup>中得到了证明。

试验时, 聚焦后光束瑞利长度为 30.26 mm, 试验环境温度为 22 °C, 相对湿度为 75.8%, 对应  $\Delta k = -0.489 \text{ cm}^{-1}$ 。当外加场强为 6 kV/cm 时, 电场修正前后的理论值与实测值对比如图 8 所示。改变外加电场强度, 不同场强下的实测值与修正后理论值对比如图 9 所示。可以看出, 电场修正后的二次谐波信号理论值与实测结果较相符。由此可见, 在电场测量过程中, 应注意根据电极结构的不同选取适当的瑞利长度, 以产生最强的二次谐波信号。

#### 2.3.4 瑞利长度

在 2 种不同的光学聚焦结构下, 将长度为 2 cm 的平行平板电极以聚焦后激光焦点为原点, 沿着激光传播轴线方向水平移动。2 种聚焦结构下, 聚焦后基频激光瑞利长度分别为 30 mm 和 22 mm, 试验得到二次谐波信号强度随电场中心与基频激光光场中心之间相对位置变化的曲线如图 10 所示。可以看出, 曲线整体呈高斯分布, 且瑞利长度越短, 则曲线半峰全宽越窄。

由于二次谐波信号强度反映的是电场与光场相互作用的平均值, 因此, 在特定电场空间分布情形下, 瑞利长度与待测电场间应满足某种关系, 使得测得的二次谐波信号强度的变化可以准确反映电场的轴向空间变化情况。可以设想, 若瑞利长度无穷小, 此时二次谐波信号强度经反演可以得到基频激光聚焦后焦点位置处的电场强度。实际上, 虽然通常认为二次谐波信号主要在共焦参数范围内产

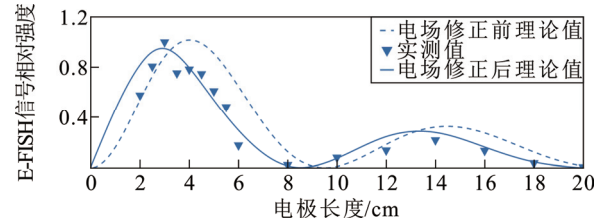


图 8 电场修正前后  $P_{\text{SHG}}$  理论值与实测值对比

Fig.8 Comparison of theoretical and measured  $P_{\text{SHG}}$  values before and after E-field correction

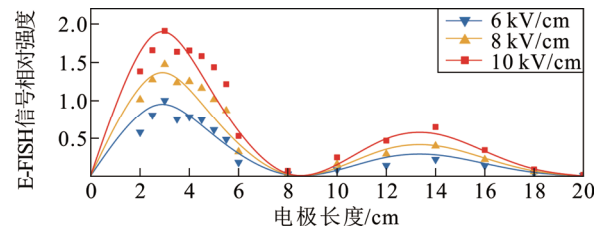


图 9 不同场强下  $P_{\text{SHG}}$  实测值与修正后理论值对比

Fig.9 Comparison of measured and corrected theoretical values of  $P_{\text{SHG}}$  at different E-field strengths

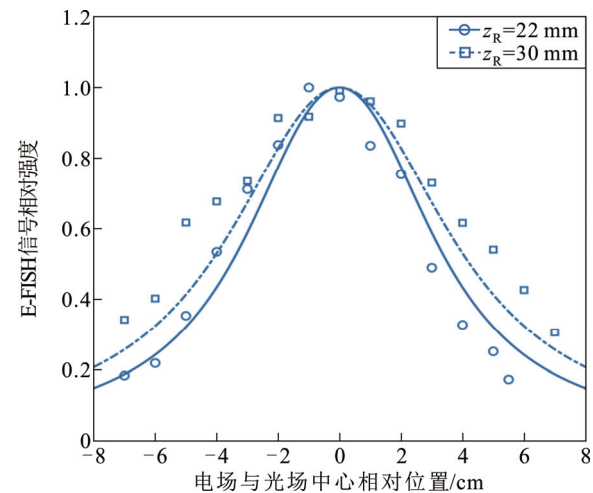


图 10 二次谐波信号强度随电场相对聚焦后基频激光焦点位置变化

Fig.10 Second harmonic signal strength changes with the E-field relative to the fundamental laser focus position

生, 但不应忽略在上述范围之外却仍存在电场的区域内所产生的二次谐波信号。不过仍然可以针对具体的电场轴向空间分布函数确定近似满足电场测量空间分辨率要求的瑞利长度。

理论上, 瑞利长度越短, 电场测量的轴向空间分辨率就越高, 图 10 所示曲线就越接近于实际的电场轴向空间分布曲线。以棒-棒电极为例, 棒电极曲率半径为 1.45 mm, 棒-棒电极间距为 1.2 cm, 取棒电极正下方 0.6 cm 处轴向电场(归一化)。改变聚焦后基频激光瑞利长度, 做出二次谐波信号强度随电

场与光场中心相对位置变化的曲线, 见图 11。可以发现瑞利长度越短, 曲线越接近电场分布曲线。当基频激光瑞利长度为 1 mm 时,  $P_{\omega_2}$  曲线与电场分布函数曲线几乎重合, 证明此时瑞利长度的取值可以使得二次谐波信号强度的变化在空间上紧密跟随电场强度的变化, 即满足 E-FISH 测量轴向空间分辨率的要求。但应注意, 较短的瑞利长度可能会导致二次谐波信号强度减弱, 从而降低电场测量的灵敏度。因此, 在保证测量灵敏度的前提下, 可以通过采用减小入射激光瑞利长度的方法以获得更高的空间分辨率。

### 3 温、湿度对二次谐波信号强度的影响

#### 3.1 温、湿度对折射率的影响

本节内容将单独控制温度与绝对湿度变量, 通过试验探究温、湿度对二次谐波信号强度的影响规律。试验场地位于中国武汉, 海拔高度约为 26 m, 因此气压对测量结果带来的影响可以忽略不计。试验过程中使用 testo 608-H2 型温湿度传感器监测温、湿度变化情况, 相对湿度测量误差绝对值小于 2%。此外, 为控制环境温、湿度在 1 组试验过程中尽可能保持不变, 可适当缩短信号采集时间, 仅取 128 次采集信号的平均值作为二次谐波信号强度。

温、湿度的变化会带来基频激光和二次谐波在空气中折射率的变化, 进而也会改变三阶非线性极化率以及相位失配系数。此外, 温度的变化还可能引起气体分子密度的变化。在高强度基频激光作用下, 激光在空气中的折射率  $n$  可以表示为:

$$n = n_0 + n_n I \quad (19)$$

式中:  $n_0$  为线性折射率;  $n_n$  为与激光强度有关的非线性折射率;  $I$  为激光光强。三阶非线性极化率与折射率之间的关系<sup>[37]</sup>为:

$$\chi^{(3)} = \frac{n_0^2}{283} n_n \quad (20)$$

式中:  $\chi^{(3)}$  的单位为  $\text{m}^2/\text{V}^2$ ;  $n_n$  的单位为  $\text{m}^2/\text{W}$ 。

文献[41]给出了线性折射率与环境温、湿度之间的关系。在标准大气环境( $T=273.15 \text{ K}$ , 大气压强  $p=1013.25 \text{ hPa}$ ,  $\text{CO}_2$  体积分数为 0.0375%, 水汽压  $e=0 \text{ hPa}$ )下, 大气折射度  $N_{\text{sph}}$  的计算式为:

$$N_{\text{sph}} = 287.6155 + \frac{1.62887}{\lambda^2} + \frac{0.01360}{\lambda^4} \quad (21)$$

式中: 折射度数量级为  $10^{-6}$ , 波长  $\lambda$  单位为  $\mu\text{m}$ 。在

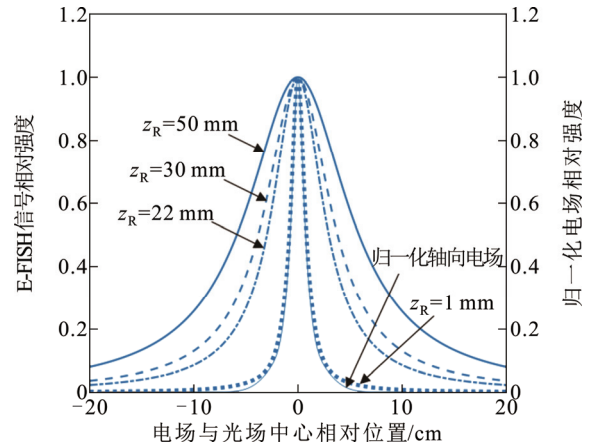


图 11 不同瑞利长度下二次谐波信号强度随电场与激光场中心相对位置的变化曲线与电场分布函数曲线对比

Fig.11 Variation curves of the second harmonic signal strength with the relative position of the center of E-field and the optical field versus the E-field distribution function curve for different Rayleigh lengths

考虑实际温、湿度及气压等环境条件下, (实际)折射度  $N_{\text{ph}}$  的计算式为:

$$N_{\text{ph}} = \left( \frac{273.15}{1013.25} \cdot \frac{p}{T} \cdot N_{\text{sph}} \right) - 11.27 \frac{e}{T} \quad (22)$$

式中:  $e$  为水蒸气分压, hPa;  $T$  为温度, K。  $e$  由某给定温度下的饱和水汽压  $E$  和相对湿度  $\varphi$  决定, 即:  $e = E\varphi$ 。某给定温度下的饱和水汽压计算式为:

$$\ln E = 53.67957 - \frac{6743.769}{T} - 4.8451 \ln T \quad (23)$$

此外, 绝对湿度  $\rho$  由式(24)计算, 单位为  $\text{g}/\text{m}^3$ 。

$$\rho = \frac{1800e}{8.314T} \quad (24)$$

若实际气压可认为 1 个标准大气压, 则实际折射度  $N_{\text{ph}}$  可写为:

$$N_{\text{ph}} = \left( \frac{273.15}{T} \cdot N_{\text{sph}} \right) - 11.27 \frac{e}{T} \quad (25)$$

由此, 线性折射率  $n_0$  的计算式为:

$$n_0 = 1 + \frac{N_{\text{ph}}}{10^6} \quad (26)$$

#### 3.2 湿度对二次谐波信号影响

利用圆形平行平板电极(直径为 5 cm, 电极间距为 1 cm)探究不同湿度下二次谐波信号强度的变化规律。其中, 绝对湿度( $H_A$ )的改变通过调节环境的相对湿度( $H_R$ )实现。图 12 给出了环境温度为 25 °C、相对湿度较低(40%、50%)以及较高(80%、90%)时的二次谐波信号强度。图 12 中数据均已进

行归一化处理，曲线斜率即为式(28)中的环境因子  $\Gamma$ 。由图 12 可知，试验所得二次谐波信号强度随绝对湿度的增大而减小。随着湿度的增大， $\Gamma$  分别为 0.014 60、0.013 72、0.011 67 和 0.010 76。

式(17)中，由理论计算得到的不同参量随湿度变化的取值/相对取值如表 2 所示。根据理想气体状态方程，在气压和体积一定的前提下，气体分子数密度与温度成反比。由于上述试验过程中温度恒定，因此可认为不同湿度下  $N$  不改变。有文献指出，非线性折射率与湿度无关<sup>[42]</sup>，因此根据式(20)， $\chi^{(3)}$  与基频激光在空气中线性折射率  $n_1$  的平方成正比。由于  $n_1$  随湿度变化很小，因此可近似认为  $\chi^{(3)}$  不随湿度变化。此外，由于湿度对  $n_1$ 、 $n_2$  的影响都很小，因此可认为  $\Delta k$  不随湿度变化。根据上述分析， $H_R$  分别为 50%、80%和 90%时，二次谐波信号强度与  $H_R$  为 40%时的比值近似为 1。故理论上湿度的变化对二次谐波信号强度几乎没有影响。

试验结果与理论分析存在差异的原因可能在于，虽然因 E-FISH 效应产生的二次谐波信号强度几乎不随湿度变化，但湿度的增大可能会因增大空气的气溶胶散射系数而使得气溶胶对二次谐波的散射作用加强<sup>[43]</sup>，因此由 PMT 接收到的二次谐波信号强度会随湿度的升高而略有降低。在利用 E-FISH 效应进行电场测量时，若环境湿度较高，应当考虑散射效应对二次谐波信号测量结果带来的影响。由于不同湿度下散射效应的强弱较难用理论公式进行评估，因此极端湿度下的二次谐波信号强度须进行重新标定。

### 3.3 温度对二次谐波信号影响

基频激光在传播过程中，介质的吸收效应可能会促使激光诱导热效应的产生。根据文献[37]，考虑空气作为非线性光学介质，可知上述热效应会出现在脉宽  $t_{\text{pulse}} \geq 95 \mu\text{s}$  的脉冲激光作用场景下。在本文研究中，基频激光脉宽约为 15 ns，因此可忽略由激光热效应导致的非线性光学响应对测量结果带来的影响。

控制环境中  $H_A=14 \text{ g/m}^3$ ，探究不同温度对二次谐波信号强度的影响。试验采用电极与 3.2 节中一致。图 13 给出了不同温度下的二次谐波信号强度。试验过程中为保持绝对湿度不变，当温度分别为 20、24 和 30 °C 时，相对湿度分别为 81%、64%和 46%。由图 13 可见，二次谐波信号强度随温度的升高而增大。温度升高时， $\Gamma$  分别为  $0.014 54 \pm 5.4 \times 10^{-4}$ 、 $0.015 13 \pm 5.8 \times 10^{-4}$  和  $0.016 49 \pm 4.3 \times 10^{-4}$ ，即 24 °C 和 30 °C 2 种湿度条件下二次谐波信号强度试验值较 20 °C 下分别升高了 4.1%和 13.4%。但根据拟合结果可以看出，当环境湿度一定时，若温度变化范围不大(20~30 °C)，则二次谐波信号强度变化并不显著。

表 3 给出了由理论计算得到的不同温度  $\theta$  条件下各参量的取值/相对取值。其中，由于气压与体积相同时，气体分子数密度与温度成反比，因此温度升高， $N$  会相应减小；在对  $\chi^{(3)}$  进行温度修正时，目前鲜有温度对非线性折射率影响的研究，故本研究中暂且认为非线性折射率不随温度的变化而变化，因此仍假定  $\chi^{(3)} \propto n_1^2$ 。虽然温度对线性折射率的影响较湿度的影响更显著，但仍不足以引起  $\chi^{(3)}$  的显著变化，因此可近似认为  $\chi^{(3)}$  同样不随温度变化。由于温度对  $n_1$ 、 $n_2$  的影响相对明显，因此其对

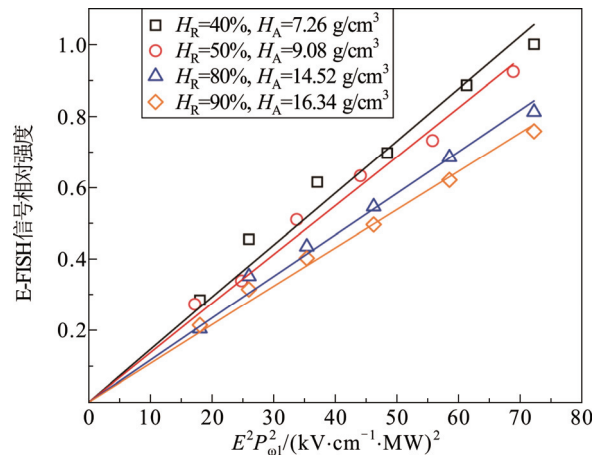


图 12 25 °C 时不同绝对湿度下测得的二次谐波信号强度  
Fig.12 Second harmonic signal strength measured at different absolute humidity at 25 °C

表 2 25 °C 时不同参量随相对湿度变化的取值/相对取值

Table 2 Values/relative values of different variables taken with humidity at 25 °C

相对湿度 $H_R/\%$	$n_1$	$n_2$	$N$	$\chi^{(3)}$ (相对值)	$\Delta k$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	$A(\Delta k)$
40	1.000 264 4	1.000 268 5	—	1	-0.484 3	—
50	1.000 264 2	1.000 268 3	—	0.999 999 6	-0.484 3	—
80	1.000 263 9	1.000 268 0	—	0.999 999 0	-0.484 3	—
90	1.000 263 7	1.000 267 8	—	0.999 998 6	-0.484 3	—

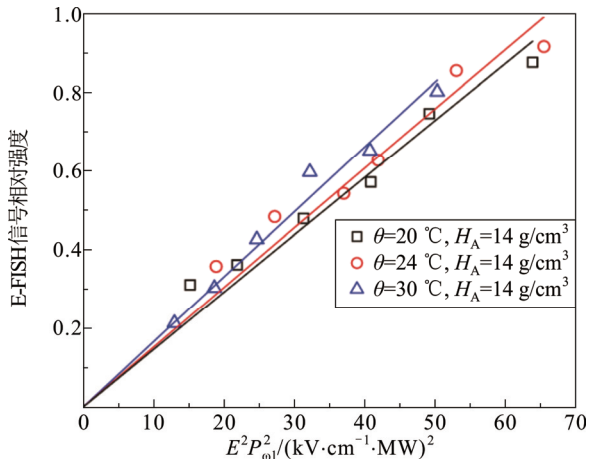


图 13 绝对湿度为  $14 \text{ g/m}^3$  时, 不同温度下测得的二次谐波信号强度

Fig.13 Second harmonic signal strength measured at different temperatures for an absolute humidity of  $14 \text{ g/m}^3$

$\Delta k$  的影响不可忽略, 从而也须考虑  $A(\Delta k)$  随温度的变化。

根据式(17), 结合表 3 中数据进行分析, 当温度分别为  $24 \text{ }^\circ\text{C}$  和  $30 \text{ }^\circ\text{C}$  时, 理论上二次谐波信号强度较  $20 \text{ }^\circ\text{C}$  时分别增大了  $1.3\%$  和  $3.0\%$ , 与试验结果规律一致。当温度变化时, 二次谐波信号强度理论值的变化与试验结果相比较小, 可能是由于未考虑温度对非线性折射率带来的影响所导致。此外, 温度的变化还可能引起空气对二次谐波衰减系数的变化, 上述内容仍待进一步研究。

由于温、湿度的改变会在一定程度上影响试验所得二次谐波信号强度, 因此在诸如高温、高湿等极端环境条件下的测量结果均须进行修正或重新标定, 以确保得到正确的信号强度。此外, 为减少信号采集过程中二次谐波的衰减, 应尽量缩短试验平台布置的光路长度, 降低由于空气的吸收、散射等效应给测量结果带来的不确定性。

## 4 结论

1) 在考虑基频激光聚焦后能量空间分布特性的基础上, 理论推导并得出了场致二次谐波强度的完整表达式, 同时试验探究了二次谐波强度随外加

场强、基频激光功率以及电场与基频激光偏振方向间夹角的变化规律。

2) 基频激光与二次谐波间的相位失配使得二次谐波强度随电极长度变化呈现周期性衰减的规律。由于外部电场的形状会直接影响信号测量结果, 电极边缘效应对测量带来的影响不应忽略。在保证测量灵敏度的前提下, 可以通过减小瑞利长度来获得更高的空间分辨率。

3) 温、湿度对二次谐波传播过程中的衰减作用应引起重视, 不同温、湿度条件下的测量结果须进行修正或重新标定。应注意, 文中理论分析假定环境温度的改变未造成非线性折射率的变化, 相关内容有待进一步研究。

## 参考文献 References

- [1] 何金良, 孙 岗, 袁之康, 等. 含有非线性电场均化层的高压套管电场分布特性[J]. 高电压技术, 2023, 49(1): 179-187.  
HE Jinliang, SUN Gang, YUAN Zhikang, et al. Electric field distribution characteristics of high-voltage bushing with nonlinear electric field grading layer[J]. High Voltage Engineering, 2023, 49(1): 179-187.
- [2] 郑 劲, 孔巾娇, 梁红胜, 等. 特高压换流变压器阀侧出线绝缘结构电场分析[J]. 高电压技术, 2022, 48(9): 3526-3532.  
ZHENG Jin, KONG Jinjiao, LIANG Hongsheng, et al. Electric field analysis for valve-side lead-out insulation structure of UHVDC converter transformer[J]. High Voltage Engineering, 2022, 48(9): 3526-3532.
- [3] 蒋兴良, 吴建国, 任晓东, 等. 大气压下湿度对气隙流注放电及击穿的影响[J]. 高电压技术, 2023, 49(4): 1743-1752.  
JIANG Xingliang, WU Jianguo, REN Xiaodong, et al. Influence of humidity on air gap streamer discharge and breakdown under atmospheric pressure[J]. High Voltage Engineering, 2023, 49(4): 1743-1752.
- [4] SHAO T, WANG R X, ZHANG C, et al. Atmospheric-pressure pulsed discharges and plasmas: mechanism, characteristics and applications[J]. High Voltage, 2018, 3(1): 14-20.
- [5] HUANG B D, ZHANG C, ADAMOVIČ I, et al. Surface ionization wave propagation in the nanosecond pulsed surface dielectric barrier discharge: the influence of dielectric material and pulse repetition rate[J]. Plasma Sources Science and Technology, 2020, 29(4): 044001.
- [6] 文 韬, 向念文, 章 程, 等. 高压放电等离子体研究现状及发展趋势[J]. 高电压技术, 2023, 49(8): 3226-3239.  
WEN Tao, XIANG Nianwen, ZHANG Cheng, et al. Research status and development trend of high voltage discharge plasma[J]. High Voltage Engineering, 2023, 49(8): 3226-3239.

表 3  $14 \text{ g/m}^3$  时不同参量随温度变化的取值/相对取值

Table 3 Values / relative values of different variables taken with temperature at  $14 \text{ g/m}^3$

温度/ $^\circ\text{C}$	$n_1$	$n_2$	$N$ (相对值)	$\chi^{(3)}$ (相对值)	$\Delta k$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	$A(\Delta k)$
20	1.000 268 62	1.000 272 80	1	1	-0.492 5	3.360 1
24	1.000 264 50	1.000 269 11	0.986 5	0.999 991 8	-0.485 9	3.496 3
30	1.000 259 73	1.000 263 77	0.967 0	0.999 982 2	-0.476 3	3.700 6

- [7] 崔 勇, 漆旭平, 吴桂芳, 等. 基于悬空场磨的空间直流合成电场测量研究[J]. 中国电机工程学报, 2020, 40(S1): 343-352.  
CUI Yong, QI Xuping, WU Guifang, et al. Research on measuring space DC synthetic electric field with ungrounded rotating field-mill[J]. Proceedings of the CSEE, 2020, 40(S1): 343-352.
- [8] 汪金刚, 赵鹏程, 王 谦, 等. 基于电场逆问题的双差分式 D-dot 过电压传感器研究[J]. 中国电机工程学报, 2020, 40(16): 5363-5372.  
WANG Jingang, ZHAO Pengcheng, WANG Qian, et al. Research on dual-differential D-dot overvoltage sensor based on the inverse problem of electric field[J]. Proceedings of the CSEE, 2020, 40(16): 5363-5372.
- [9] 白 晗, 黄邦斗, 邱锦涛, 等. 基于场致激光二次谐波产生原理的纳秒脉冲电场非介入测量方法研究[J]. 中国电机工程学报, 2020, 40(17): 5700-5706.  
BAI Han, HUANG Bangdou, QIU Jintao, et al. Investigation on non-intrusive measurement of nanosecond-pulsed electric field based on electric field induced second harmonic generation[J]. Proceedings of the CSEE, 2020, 40(17): 5700-5706.
- [10] DOUGHTY D K, LAWLER J E. Spatially resolved electric field measurements in the cathode fall using optogalvanic detection of Rydberg atoms[J]. Applied Physics Letters, 1984, 45(6): 611-613.
- [11] 崔帅威, 彭文鑫, 李松浓, 等. 基于里德堡原子的工频电场测量[J]. 高电压技术, 2023, 49(2): 644-650.  
CUI Shuaiwei, PENG Wenxin, LI Songnong, et al. Power frequency electric field measurement based on Rydberg atoms[J]. High Voltage Engineering, 2023, 49(2): 644-650.
- [12] PARIS P, AINTS M, VALK F, et al. Intensity ratio of spectral bands of nitrogen as a measure of electric field strength in plasmas[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2005, 38(21): 3894-3899.
- [13] EVSIN O A, KUPRYANOVA E B, OCHKIN V N, et al. Determination of the intensities of electric fields in gases and plasmas by the CARS method[J]. Quantum Electronics, 1995, 25(3): 278-282.
- [14] AKIMOV D A, ZHELTIKOV A M, KOROTEEV N I, et al. Coherent Raman scattering in molecular hydrogen in a DC electric field[J]. Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters, 1999, 70(6): 375-379.
- [15] SOBOTA A, GUAITELLA O, GARCIA-CAUREL E. Experimentally obtained values of electric field of an atmospheric pressure plasma jet impinging on a dielectric surface[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2013, 46(37): 372001.
- [16] HIDAKA K, FUJITA H. A new method of electric field measurements in corona discharge using Pockels device[J]. Journal of Applied Physics, 1982, 53(9): 5999-6003.
- [17] KUMADA A, HIDAKA K. Directly high-voltage measuring system based on Pockels effect[J]. IEEE Transactions on Power Delivery, 2013, 28(3): 1306-1313.
- [18] DOGARIU A, GOLDBERG B M, O'BYRNE S, et al. Species-independent femtosecond localized electric field measurement[J]. Physical Review Applied, 2017, 7(2): 024024.
- [19] GOLDBERG B M, CHNG T L, DOGARIU A, et al. Electric field measurements in a near atmospheric pressure nanosecond pulse discharge with picosecond electric field induced second harmonic generation[J]. Applied Physics Letters, 2018, 112(6): 064102.
- [20] SITZ P, YARIS Y. Frequency dependence of the higher susceptibilities[J]. The Journal of Chemical Physics, 1968, 49(8): 3546-3557.
- [21] WARD J F, BIGIO I J. Molecular second- and third-order polarizabilities from measurements of second-harmonic generation in gases[J]. Physical Review A, 1975, 11(1): 60-66.
- [22] GOLDBERG B M, REUTER S, DOGARIU A, et al. 1D time evolving electric field profile measurements with sub-ns resolution using the E-FISH method[J]. Optics Letters, 2019, 44(15): 3853-3856.
- [23] SIMENI SIMENI M, TANG Y, FREDERICKSON K, et al. Electric field distribution in a surface plasma flow actuator powered by ns discharge pulse trains[J]. Plasma Sources Science and Technology, 2018, 27(10): 104001.
- [24] 唐 勇, SIMENI SIMENI M, ADAMOVICH I, 等. 电场诱导二次谐波(E-FISH)在等离子体助燃中的应用研究[J]. 工程热物理学报, 2020, 41(7): 1820-1827.  
TANG Yong, SIMENI SIMENI M, ADAMOVICH I, et al. Application of electric field induced second harmonic technique to the study of plasma assisted combustion[J]. Journal of Engineering Thermophysics, 2020, 41(7): 1820-1827.
- [25] CHNG T L, BRISSET A, JEANNEY P, et al. Electric field evolution in a diffuse ionization wave nanosecond pulse discharge in atmospheric pressure air[J]. Plasma Sources Science and Technology, 2019, 28(9): 09LT02.
- [26] CHNG T L, OREL I S, STARIKOVSKAIA S M, et al. Electric field induced second harmonic (E-FISH) generation for characterization of fast ionization wave discharges at moderate and low pressures[J]. Plasma Sources Science and Technology, 2019, 28(4): 045004.
- [27] CHNG T L, NAPHADE M, GOLDBERG B M, et al. Electric field vector measurements via nanosecond electric-field-induced second-harmonic generation[J]. Optics Letters, 2020, 45(7): 1942-1945.
- [28] CHNG T L, STARIKOVSKAIA S M, SCHANNE-KLEIN M C. Electric field measurements in plasmas: how focusing strongly distorts the E-FISH signal[J]. Plasma Sources Science and Technology, 2020, 29(12): 125002.
- [29] CHNG T L, PAI D Z, GUAITELLA O, et al. Effect of the electric field profile on the accuracy of E-FISH measurements in ionization waves[J]. Plasma Sources Science and Technology, 2022, 31(1): 015010.
- [30] NAKAMURA S, SATO M, FUJII T, et al. Electric-field-profile measurement along a probing laser path based on electric-field-induced second-harmonic generation[J]. Physical Review A, 2021, 104(5): 053511.
- [31] INADA Y, SHIODA T, NAKAMURA R, et al. Systematic 1D electric field induced second harmonic measurement on primary-to-secondary transition phase of positive streamer discharge in atmospheric-pressure air[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2022, 55(38): 385201.
- [32] 崔英哲, 庄池杰, 曾 嵘. 基于电场诱导二次谐波效应的非侵入式电场测量方法及系统[J]. 高电压技术, 2021, 47(12): 4177-4190.  
CUI Yingzhe, ZHUANG Chijie, ZENG Rong. Non-intrusive electric-field measurement based on electric-field induced second harmonic generation: principle and system[J]. High Voltage Engineering, 2021, 47(12): 4177-4190.
- [33] CUI Y Z, ZHUANG C J, ZENG R. Electric field measurements under DC corona discharges in ambient air by electric field induced second harmonic generation[J]. Applied Physics Letters, 2019, 115(24): 244101.
- [34] LI X, JIN S H, SONG K, et al. Temporal electric field of a helium plasma jet by electric field induced second harmonic (E-FISH) method[J]. Plasma Science and Technology, 2023, 25(1): 015402.

- [35] ZHENG X L, ZHAO Z, ZHENG H T, et al. Polarization properties of E-FISH signals and optimization of simultaneous measurement of electric field vectors[J]. Plasma Sources Science and Technology, 2024, 33(3): 035002.
- [36] CHEN S, HE H X, CHEN Y, et al. Measurement of inhomogeneous electric field based on electric field-induced second-harmonic generation[J]. Measurement, 2024, 231: 114576.
- [37] BOYD R W. Nonlinear optics[M]. 4th ed. Amsterdam, The Netherlands: Academic Press, 2019.
- [38] FENG T L, RAABE N, RUSTIGE P, et al. Electric-field induced second-harmonic generation of femtosecond pulses in atmospheric air[J]. Applied Physics Letters, 2018, 112(24): 241101.
- [39] MIZRAHI V, SHELTON D P. Dispersion of nonlinear susceptibilities of Ar, N<sub>2</sub>, and O<sub>2</sub> measured and compared[J]. Physical Review Letters, 1985, 55(7): 696-699.
- [40] MIZRAHI V, SHELTON D P. Deviations from Kleinman symmetry measured for several simple atoms and molecules[J]. Physical Review A, 1985, 31(5): 3145-3154.
- [41] 金群锋. 大气折射率影响因素的研究[D]. 杭州: 浙江大学, 2006. JIN Qunfeng. Study of Influencing factors affecting atmospheric refractive index[D]. Hangzhou, China: Zhejiang University, 2006.
- [42] BENTLEY S J, BOYD R W, BUTLER W E, et al. Measurement of the thermal contribution to the nonlinear refractive index of air at 1 064 nm[J]. Optics Letters, 2000, 25(16): 1192-1194.
- [43] MCCLATCHEY R A, FENN R W, SELBY J E A, et al. Optical prop-

erties of the atmosphere[M]. 3rd ed. Bedford, UK: Air Force Cambridge Research Laboratories, 1972.



ZHANG Yanze  
Ph.D. candidate

张延泽

1997—, 男, 博士生

主要从事气体放电和等离子体光学测量方面的研究工作

E-mail: zhangyanze@whu.edu.cn



CHEN Xiaoyue  
Ph.D.  
Associate professor  
Corresponding author

陈小月(通信作者)

1987—, 女, 博士, 副教授, 博导, IEEE PES WIP 会员

主要从事低温等离子体与电力系统过电压方面的研究工作

E-mail: chenxiaoyue@whu.edu.cn

收稿日期 2024-09-11 修回日期 2025-02-15 编辑 曾文君