

飞秒激光激发水线产生太赫兹辐射的研究

贺广超, 常超, 张勇, 李立容

(昆明理工大学 信息工程与自动化学院, 昆明 650000)

摘要: 为了进一步探究飞秒激光激发水线产生太赫兹辐射的影响因素, 通过实验研究了激光功率、激光焦点在水线中的位置及水线温度等因素对太赫兹辐射功率的影响。实验结果表明: 随着激光功率的升高, 太赫兹辐射功率也相应增加, 但转换效率却在降低; 相较于水线中心, 水线边缘的太赫兹波辐射功率更高; 同时, 随着水线温度的升高, 水线中心的太赫兹波辐射功率也随之升高。此外, 通过建立水线与邻近空气域的二维平面模型, 并对太赫兹电场强度的分布情况进行计算, 发现随着太赫兹波频率的增大, 辐射至空气中的太赫兹波电场强度也相应增强。

关键词: 飞秒激光; 太赫兹液体源; 太赫兹辐射; 水线

中图分类号: TN91 **文献标志码:** A **文章编号:** 1002-5561(2024)03-0089-06

DOI: 10.13921/j.cnki.issn1002-5561.2024.03.016

开放科学(资源服务)标识码(OSID):

Research on Terahertz radiation
generated by femtosecond laser-excited water line

HE Guangchao, CHANG Chao, ZHANG Yong, LI Lirong

(Faculty of Information and Automating, Kunming University of Science and Technology, Kunming 650000, China)

Abstract: To further investigate the influencing factors of Terahertz radiation generated by femtosecond laser-excited water lines, experiments are conducted to study the effects of laser power, the position of the laser focus within the water line, and water line temperature on the Terahertz radiation power. The experimental results indicate that as the laser power increases, the Terahertz radiation power also increases accordingly, but the conversion efficiency decreases. Compared to the center of the water line, the Terahertz wave radiation power is higher at the edges of the water line. Additionally, as the temperature of the water line increases, the Terahertz wave radiation power at the center of the water line also rises. Furthermore, by establishing a two-dimensional plane model of the water line and the adjacent air domain and calculating the distribution of Terahertz electric field intensity, it is found that as the frequency of the Terahertz wave increases, the electric field intensity of the Terahertz wave radiated into the air also increases accordingly.

Key words: femtosecond laser, Terahertz liquid source, Terahertz radiation, waterline

0 引言

飞秒激光激发固体^[1-4]和气体^[5-15]产生太赫兹辐射的相关研究已历经多年。然而, 由于水对太赫兹辐射强吸收的特性, 水被认为不可能产生太赫兹辐射, 因

收稿日期: 2023-12-01。

基金项目: 国家自然科学基金项目(No.61971208)资助。

作者简介: 贺广超(1996—), 男, 硕士研究生, 现就读于云南省昆明市昆明理工大学信息工程与自动化学院通信与信息系统专业, 主要研究方向是液线中等离子体辐射太赫兹波的研究, 参与了国家自然科学基金项目的研究工作。



此在较长的一段时间内, 人们忽视了对液态水的研究。固体的损伤阈值是强太赫兹波激发的最大限制因素, 而流动的液体不存在损伤阈值, 每一个激光脉冲都能与全新的液体相互作用。此外, 相比与气体, 液体的密度更高, 这意味着在一定的空间区域范围内光与液态分子相互作用将更加充分, 从而有利于产生出强度更高的太赫兹辐射。2017年, DEY I 等人^[16]报道了飞秒激光聚焦于充满液态水的石英槽(石英槽长度为 50 mm)中, 由于液体中光谱的展宽效应, 产生了宽带太赫兹辐射。另一项研究表明, 当飞秒激光脉冲激发 177 μm 厚度的水膜时, 产生了强于空气等离子体激发的宽带太赫兹波^[17]。2019年, ZHANG L L 等人^[18]首次报道了

贺广超,常超,张勇,等:飞秒激光激发水线产生太赫兹辐射的研究

飞秒激光激发 $200\text{ }\mu\text{m}$ 的水线产生强太赫兹波的研究。2020年,SHIJIA F 等人^[9]提出了采用二维偶极子阵列模型来阐述太赫兹电场强度的变化机制,认为整个偶极子阵列辐射出的太赫兹波电场强度和液线对太赫兹辐射的透射率是影响最终测得的太赫兹电场强度的2个关键因素。

在上述报道的研究中,激发介质从石英槽中静置的液态水转变为流动状态的水膜、水线,其形态结构得到了进一步优化,并且为了尽量减少水对太赫兹辐射的强吸收作用,水膜的厚度和水线的直径尺寸均被控制在 $100\sim 500\text{ }\mu\text{m}$ 。但是,上述已有的实验研究均未涉及液态水温度的变化对辐射出太赫兹波功率的影响。因此,本文将水线温度纳入实验研究范围,结合激光功率、激光焦点在水线中的位置及水线温度这3个影响因素进行实验研究,建立水线与邻近空气域的二维平面模型,并分析该模型所在计算域内频率为 $0.1\sim 1.0\text{ THz}$ 的太赫兹波电场强度的分布情况。

1 实验研究

本文首先设计实验光路图,然后搭建液体循环系统,并使用热释电探测器对3个影响因素下的太赫兹辐射功率进行相关实验研究及数据测量。

1.1 实验光路图设计

本文设计的实验光路图如图1所示。激励激光系统主要使用美国 Spectra-Physics 公司生产的 Spitfire Ace-35F 超快飞秒激光系统,为实验提供功率适中、稳定的激励激光,其中心波长为 800 nm ,功率最高可达 6 W ,重复频率为 1 kHz ,脉冲持续时间为 35 fs 。实验光路基本工作原理如下:首先,激励激光沿 z 轴正方向传播,通过焦距为 50.8 mm 的凸透镜被聚焦到水线中,并在水线内部产生等离子体;然后,从等离子体辐射出的太赫兹波,经过一对离轴抛物镜(PM_1 、 PM_2)收集并准直;最后,聚焦至热释电探测器以测量太赫兹辐射功率。热释电探测器是加拿大 Gentec-EO 公司生

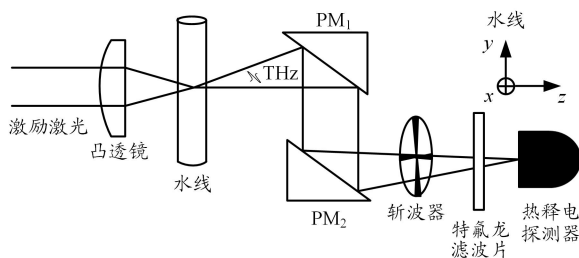


图1 实验光路示意图

产的 T-RAD(DB-15)太赫兹辐射计,其辅以相关配套软件对太赫兹辐射功率进行测量并显示。

为了提高太赫兹信号的信噪比,在热释电探测器前安装了斩波器和特氟龙滤波片,特氟龙滤波片用于滤除其余的杂光。通过调节三维移动平移台,改变激光焦点与水线相对位置,控制水线沿 x 轴移动的距离,进而使得激光聚集在水线内不同的位置。

1.2 液体循环系统

液体循环系统结构如图2所示,该结构主要由流量控制单元和温度控制单元组成。流量控制单元包括流量计($80\sim 160\text{ ml/min}$)、水压阀、水泵;温度控制单元由计算机、传感器、加热器以及制冷机组组成。此外,管道组件包括喷嘴、过滤器、 8 mm 的软管、滤网和其它过滤器等器件。流动平稳的水线由液体循环系统提供,通过更换液体循环系统出水口针头的尺寸可以改变水线的直径。液体循环系统还可以对实验所用的去离子水进行加热和冷却以改变水线的温度。液体介质首先由水泵从出水口抽取,经过过滤器、调节阀、流量计等器件形成一个稳定且高质量的水线,然后通过水箱上方的回流口重新进入水箱,完成一次有序且半封闭的液体介质循环。整个过程通过各种仪器和器件的协同作用,确保了液体介质的质量和循环的稳定性。

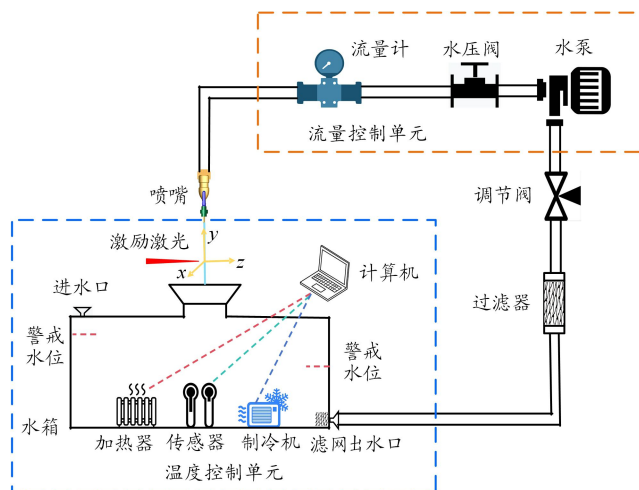


图2 液体循环系统结构图

1.3 实验结果及分析

基于上述实验光路系统,当水线温度为 $20\text{ }^{\circ}\text{C}$ 、直径为 $270\text{ }\mu\text{m}$ 时,改变激光功率对太赫兹辐射功率进行测量,测量结果如图3所示。可以看出,激光功率到太赫兹波功率的转换效率随着激光功率的增大而降低;太赫兹辐射功率随激光功率的增大而增大,这与

先前的研究相符^[18]。

然后,本文探究激光焦点在水线中的位置变化对太赫兹辐射功率变化趋势的影响。激光焦点位置的变化均在水线内部,激光能量恒定为 0.8 W,水线直径 W_d 分别为 500、400、300、270 μm ,水线温度为 20 $^{\circ}\text{C}$,热释电探测器的校准频率为 0.5 THz。实验结果如图 4 所示,图中蓝色部分表示水线直径的范围。

从图 4 可以看出,4 种不同水线直径的太赫兹辐射功率的变化趋势十分相似,且对于水线中心有高度的对称性。总体趋势均表现为:激光焦点在水线的中心区域时($-0.1\text{ mm}\leq x\leq 0.1\text{ mm}$),太赫兹辐射功率较低;焦点在水线的内部边缘区域($W_d>x>0.1\text{ mm}$)的太赫兹辐射功率较高(中心弱,边缘强)。在水线的中心区域,由于等离子体辐射出的太赫兹波的光程较长,

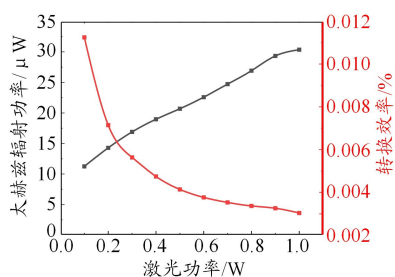
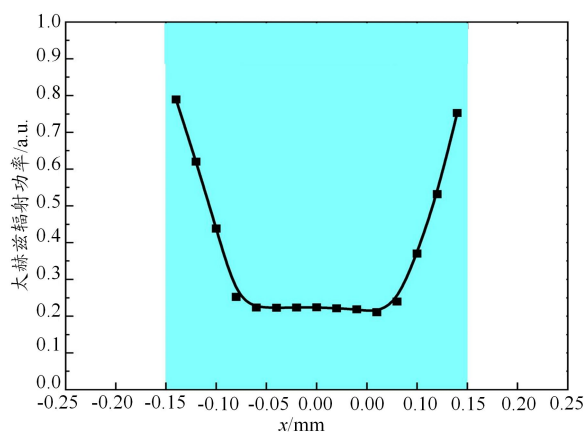
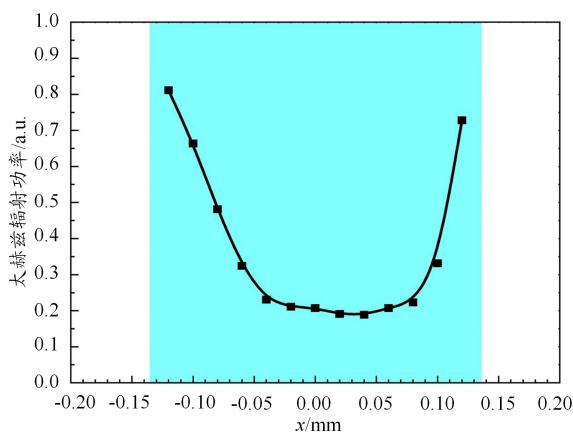


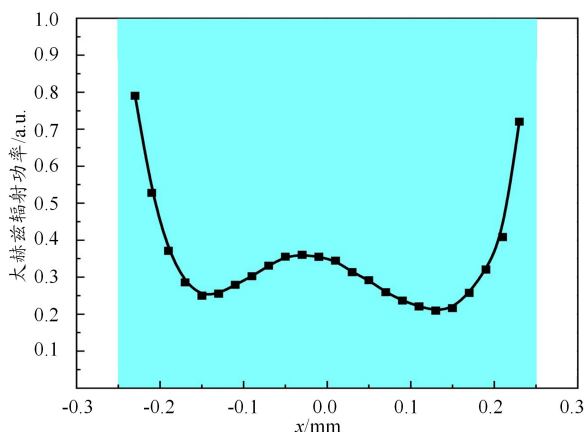
图3 太赫兹辐射功率
随激光功率的变化关系



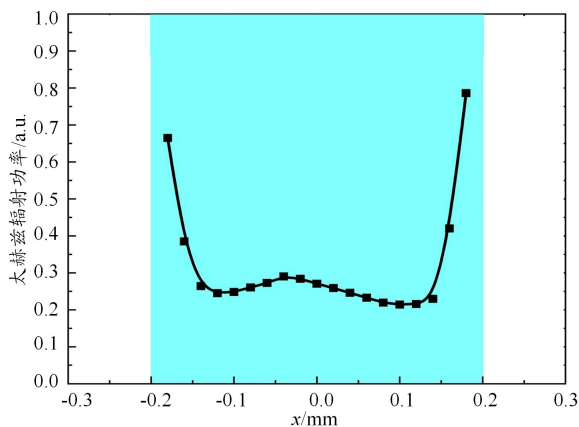
(c) 水线直径 $W_d=300\text{ }\mu\text{m}$



(d) 水线直径 $W_d=270\text{ }\mu\text{m}$



(a) 水线直径 $W_d=500\text{ }\mu\text{m}$



(b) 水线直径 $W_d=400\text{ }\mu\text{m}$

图4 改变激光焦点时太赫兹辐射功率的变化趋势

水对太赫兹有较强的吸收,导致了总体的太赫兹辐射功率均较低。激光聚焦在水线内部边缘产生的等离子体辐射出的太赫兹波不仅在介质水中传播的光程较短,水对其吸收较小,而且水线与空气之间的界面打破了正负电流之间的对称性,水线边缘区域的等离子体中的准净电流的非对称性增大,导致了总净电流的增大^[18],从而进一步增大了太赫兹辐射功率。

为了充分探究水线中辐射出的太赫兹波与激光焦点在水中的聚焦位置之间的关系,本文测量了太赫兹辐射功率随水线温度变化的趋势。激光功率为 0.8 W,水线直径 $W_d=270\text{ }\mu\text{m}$,其余实验条件不变,测量结果如图 5 所示。可以看出,太赫兹辐射功率随水线温度变化的趋势是先升

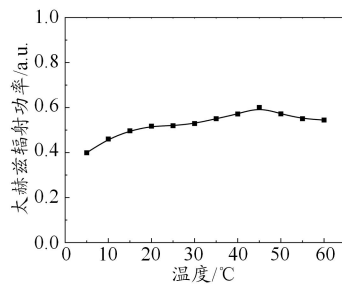
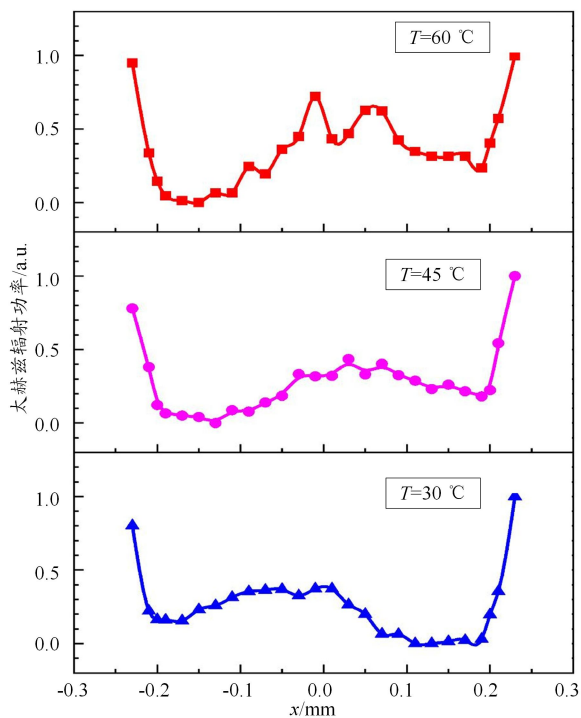


图5 太赫兹辐射功率
随介质温度变化的趋势

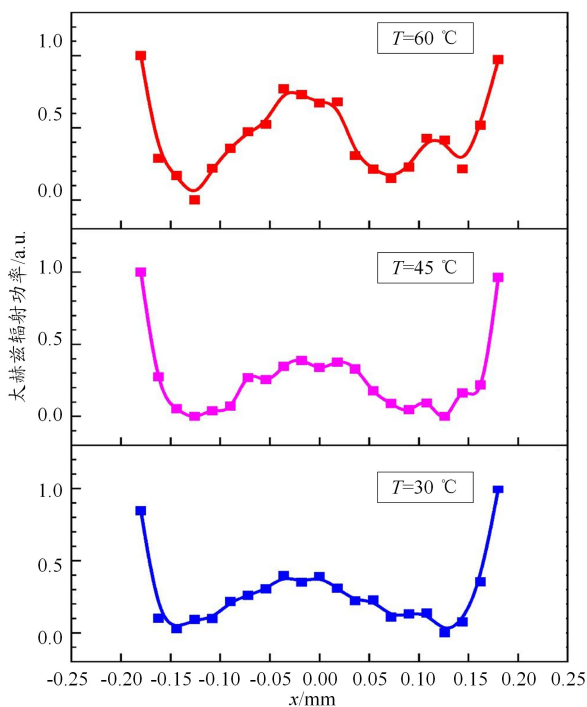
贺广超,常超,张勇,等:飞秒激光激发水线产生太赫兹辐射的研究

高后降低,在介质温度 $T=45\text{ }^{\circ}\text{C}$ 时达到一个峰值。根据此实验结果,本文进一步测量了不同直径的水线在不同温度下(30、45、60 $^{\circ}\text{C}$)太赫兹辐射功率随激光焦点位置改变的趋势,测量结果如图 6 所示。

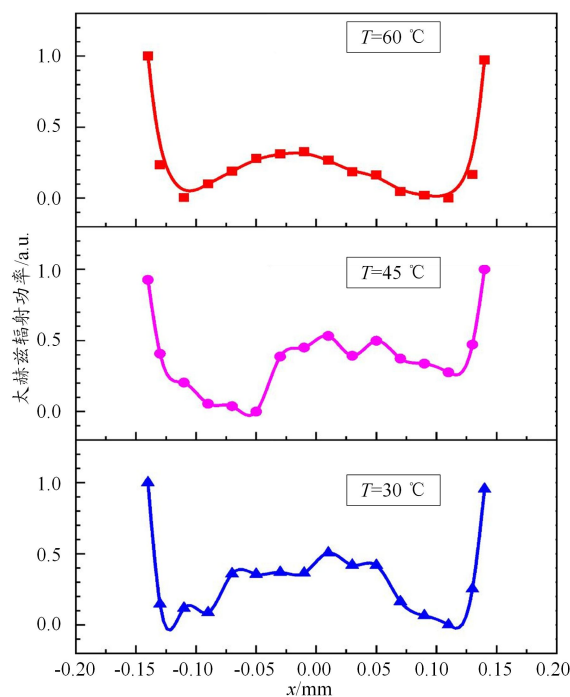
从图 6 可以看出,受水线温度的影响,太赫兹辐



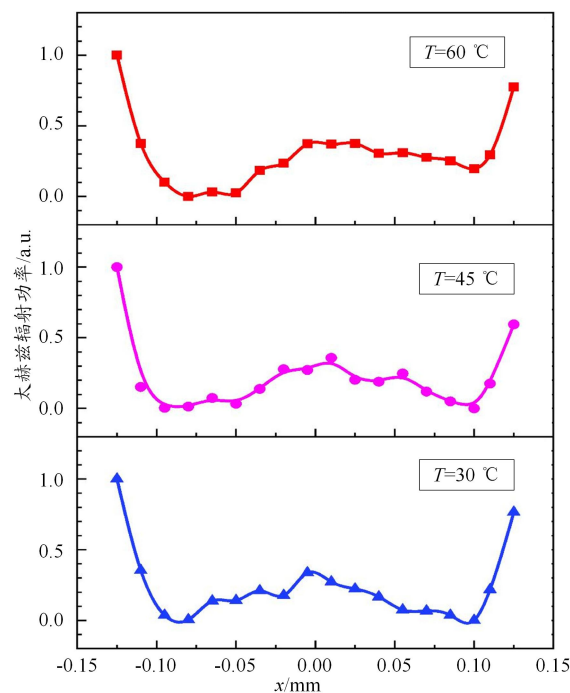
(a) 水线直径 $W_0=500\text{ }\mu\text{m}$



(b) 水线直径 $W_0=400\text{ }\mu\text{m}$



(c) 水线直径 $W_0=300\text{ }\mu\text{m}$



(d) 水线直径 $W_0=270\text{ }\mu\text{m}$

图 6 不同温度下改变激光焦点太赫兹辐射功率变化趋势

射功率趋势发生了改变;水线温度的升高,使得中心区域辐射出的太赫兹波的功率有所增强,最明显的是图 6(a)和图 6(b)。当水线直径为 500、400 μm ,水线温度为 60 $^{\circ}\text{C}$ 时,中心区域的太赫兹波辐射功率相对于边缘区域的太赫兹辐射功率有了明显的提升。产生这种

现象的原因是:温度的升高使得水分子的热运动加剧,分子间的相互作用和分子与离子之间的相互作用表现的更加活跃,当高能量激光聚焦于水线中时,有更多活跃的水分子吸收光子的能量产生了较强的雪崩电离效应,更多的水分子发生电离,即激光与水分子相互作用得更加充分,从而辐射出较强的太赫兹波。由图 6(c)和图 6(d)可知,对于直径较小的水线(270、300 μm),当激光焦点在水线中心区域时,激光脉冲与水线的接触面积/体积较小,不利于激光脉冲与水分子之间的相互作用。但是,水线温度升高使得分子热运动的加剧,仍然导致了水线中心的太赫兹辐射功率有一定程度的升高。

2 仿真结果与分析

高能量的激光聚焦于水线中,从而产生等离子体并激发出太赫兹辐射。在多数情况下,我们是在水线外部使用探测手段,在较远距离测量太赫兹辐射的功率。但是,在水线的内部,无法使用探测手段观测到太赫兹波从水线中辐射至空气中的具体的太赫兹辐射的空间分布情况。因此,为了能够充分地描述激发水线产生太赫兹辐射在水线与邻近空气域的太赫兹辐射的具体情况,本文对该问题进行建模与仿真分析。以图 1 中的 xOz 面为剖面截取水线,建立水线与邻近空气域的二维平面

模型,如图 7 所示。整个计算域是一个正方形,其边长为 200 μm ,计算域的边界设定为匹配边界条件,使得边界无任何反射,图中半圆区域表示水线,其半径为 100 μm ,其余部分均为空气域。

图 7 水线与邻近空气域二维平面模型

基于水线与邻近空气域的二维平面模型,太赫兹辐射从模型的左边界入射,其频率为 0.5 THz,电场强度为 1 V/m,入射角度为 $\pi/2$ 。作为太赫兹辐射的入射场的匹配边界条件为图 7 计算域的左边界,半圆弧曲线为空气与水线的交界面。太赫兹电场强度空间分布情况如图 8 所示。可以看出,水线内部区域的太赫兹电场强度较高,并沿 z 轴正方向辐射至邻近空气域当中。太赫兹辐射电场强度沿 z 轴分布情况如图 9 所示。可以看出,太赫兹辐射的电场强度沿 z 轴呈现出

先增大后减小的趋势。

改变入射场太赫兹辐射的频率,其余条件不变,计算频率 f 为 0.1~1 THz 的太赫兹辐射的电场强度沿 z 轴分布的情况如图 10

所示。可以看出,随着太赫兹辐射的频率增大,太赫兹辐射的电场强度的极大值点逐渐往 z 轴正方向移动(从水线中心移动至水线边缘),空气中太赫兹电场强度也逐渐增大。

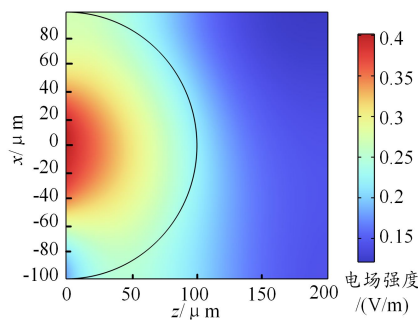


图 8 太赫兹电场强度空间分布

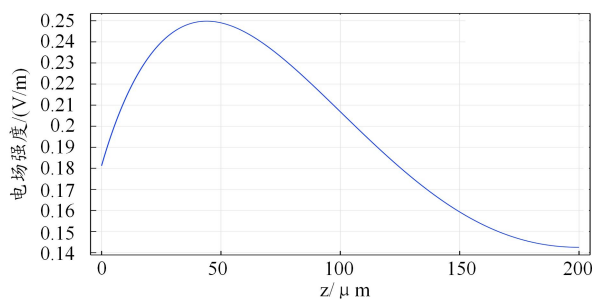


图 9 太赫兹电场强度沿 z 轴分布情况

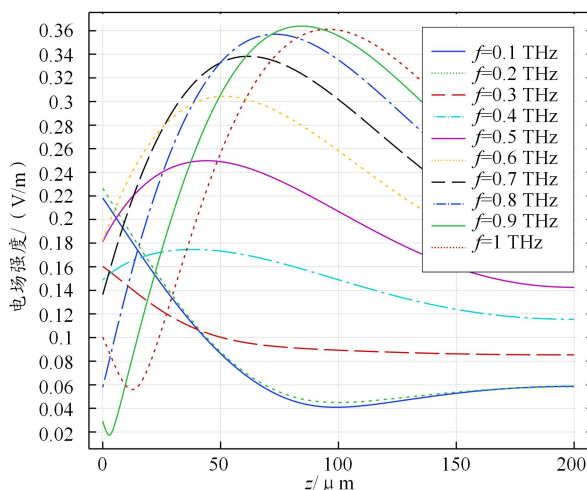


图 10 频率范围在 0.1~1 THz 的太赫兹辐射的电场强度沿 z 轴分布情况

3 结束语

大功率、宽波段的太赫兹辐射源对太赫兹波的应用有着非常重要的意义,本文以实验研究为基础,分

贺广超,常超,张勇,等:飞秒激光激发水线产生太赫兹辐射的研究

析了激励激光诱导水线产生太赫兹辐射的功率与激光功率的大小、水线的温度以及激光焦点在水线中的位置之间的关系。当激光焦点位置不变时,激光功率的大小是影响太赫兹辐射功率大小最直接的因素。激光焦点位置的变化受光程及水对太赫兹辐射的吸收影响,导致激光焦点在水线中不同位置辐射出的太赫兹波功率的大小不同。大体趋势均表现为,水线中心的太赫兹辐射功率较低,而水线边缘的辐射功率较高。水线的温度变化,有利于水线中心辐射出功率更大的太赫兹。此外,本文建立了水线与邻近空气域的二维平面模型,通过分析入射场频率为0.1~1.0 THz的太赫兹辐射沿激光传播方向的强度分布情况可知,随着太赫兹频率的增大,太赫兹辐射电场强度的极大值点逐渐从水线中心移动至水线边缘,辐射至空气中的太赫兹波电场强度也在增大。

本研究以激光功率、激光焦点在水线中的位置及水线温度为变量,分析了这三者对太赫兹辐射功率的影响。研究结果表明:对于不同的水线直径,水线中心辐射出太赫兹波的功率较低,水线边缘辐射出太赫兹波的功率较高。随着水线温度的升高,不同尺寸的水线其中心辐射出的太赫兹波功率均有所增强。本文通过深入探讨这些因素之间的相互关系,便于更全面地理解液态介质产生太赫兹辐射的机制,并有望为优化实验条件、提高辐射效率提供有价值的参考。这一研究不仅有助于深化我们对太赫兹辐射产生过程的认识,也为相关领域的后续研究和应用奠定了坚实的基础。

参考文献:

- [1] JIN Z, CHEN Z L, ZHUO H B, et al. Tunable radiation source by coupling laser-plasma-generated electrons to a periodic structure [J]. *Physical Review Letters*, 2011, 107(26): 265003-1-265003-5.
- [2] FÜLÖP J, PÁLFAI L, HOFFMANN M, et al. Towards generation of mJ-level ultrashort THz pulses by optical rectification [J]. *Optics Express*, 2011, 19(16): 15090-15097.
- [3] GOPAL A, HERZER S, SCHMIDT A, et al. Observation of gigawatt-class THz pulses from a compact laser-driven particle accelerator[J]. *Physical Review Letters*, 2013, 111(7): 4802-4806.
- [4] LIAO G Q, LI Y T, ZHANG Y H, et al. Demonstration of coherent terahertz transition radiation from relativistic laser-solid interactions [J]. *Physical Review Letters*, 2016, 116(20): 5003-5008.
- [5] COOK D J, HOCHSTRASSER R M, Intense terahertz pulses by four-wave rectification in air[J]. *Optics Letters*. 2000, 25(16): 1210-1212.
- [6] MARKUS K, TORSTEN L, SUSANNE E, et al. Terahertz-pulse generation by photoionization of air with laser pulses composed of both fundamental and second-harmonic waves[J]. *Optics Letters*, 2004: 1120-1122.
- [7] XIE X, DAI J, ZHANG X C. Coherent control of THz wave generation in ambient air[J]. *Physical Review Letters*, 2006, 96(7): 5005-5008.
- [8] KIM K, TAYOR A, GLOWNAI A J, et al. Coherent control of Terahertz supercontinuum generation in ultrafast laser-gas interactions[J]. *Nature Photon* 2, 2008: 605-609.
- [9] WU H C, MEYER-TER-VEHN J, SEHNG Z M. Phase-sensitive terahertz emission from gas targets irradiated by few-cycle laser pulses[J]. *New Journal of Physics*, 2008, 10(4): 3001-3004.
- [10] KIM K Y, GLOWNIA J H, TAYLOR A J, et al. Terahertz emission from ultrafast ionizing air in symmetry-broken laser fields [J]. *Optics Express*, 2007: 4577-4584.
- [11] WANG W M, SHENG Z M, WU H C, et al. Strong Terahertz pulse generation by chirped laser pulses in tenuous gases [J]. *Optics Express*, 2008, 16: 16999-17006.
- [12] BABUSHKIN I, KUEHN W, KÖHLER C, et al. Ultrafast spatiotemporal dynamics of Terahertz generation by ionizing two-color femtosecond pulses in gases[J]. *Physical Review Letters*, 2010, 105(5): 3903-3906.
- [13] CLERICI, MATTEO P, MARCO S, et al. Wavelength scaling of Terahertz generation by gas ionization [J]. *Physical Review Letters*, 2013, 110(25): 3901-3905.
- [14] ANDREEVA, KOSAREVA V, PANOVO O, et al. Ultrabroad Terahertz spectrum generation from an air-based filament plasma[J]. *Physical Review Letters*, 2016, 116(6): 3902-3906.
- [15] ZHANG L, WANG W M, WU T, et al. Observation of Terahertz radiation via the two-color laser scheme with uncommon frequency ratios[J]. *Physical Review Letters*, 2017, 119(23): 5001-5006.
- [16] DEY I, JANA K, FEDOROV V Y, et al. Highly efficient broadband terahertz generation from ultrashort laser filamentation in liquids[J]. *Nature Communications*, 2017(8): 1184-1190.
- [17] QI J, YIWEN E, KAIA W, et al. Observation of broadband Terahertz wave generation from liquid water [J]. *Applied Physics Letters* 2017, 111(7): 1103-1107.
- [18] ZHANG L L, WANG W M, WU T, et al. Strong Terahertz radiation from a liquid-water line [J]. *Physical Review Applied*, 2019, 12(1): 4005-4012.
- [19] SHIJIA F, LIQUAN D, TONG W, et al. Terahertz wave emission from water lines[J]. *Chinese Optics Letters*, 2020, 18(2): 3202-3206.
- [20] JIN Q, YIWEN E, SHENGHAN G, et al. Preference of subpicosecond laser pulses for Terahertz wave generation from liquids [J]. *Advanced Photonics*, 2020, 2(1): 5001-5005.
- [21] HAMSTER H, SULLIVAN A, GORDON S, et al. Subpicosecond, electromagnetic pulses from intense laser-plasma interaction [J]. *Physical Review Letters*, 1993, 71(17): 2725-2728.