

# 激光能量对气体等离子体产生太赫兹波的影响

吴四清, 沈波, 熊钢, 刘江华

#### 引用本文:

吴四清, 沈波, 熊钢, 等. 激光能量对气体等离子体产生太赫兹波的影响[J]. 发光学报, 2020, 41(7): 873-877. WU Si-qing, SHEN Bo, XIONG Gang, et al. Influence of Laser Energy on Terahertz Radiation from Gas Plasma[J]. *Chinese Journal of Luminescence*, 2020, 41(7): 873-877.

在线阅读 View online: https://doi.org/10.37188/fgxb20204107.0873

#### 您可能感兴趣的其他文章

#### Articles you may be interested in

# 时变磁化等离子体的LTJEC-FDTD方法研究

Analysis of Time-varying Magnetic Plasma by Using LTJEC-FDTD Method 发光学报. 2018, 39(7): 1029-1035 https://doi.org/10.3788/fgxb20183907.1029

#### GaSe晶体的双光子吸收对太赫兹输出的影响

Two-photon Absorption Attenuated THz Generation in GaSe 发光学报. 2015(3): 361-365 https://doi.org/10.3788/fgxb20153603.0361

# 布料的太赫兹波透射特性研究

Transmission Characteristic of Fabric in Terahertz Band 发光学报. 2016, 37(6): 737-743 https://doi.org/10.3788/fgxb20163706.0737

# 太赫兹波探测光子晶体涂层覆盖目标的可行性

Feasibility of Applying Terahertz Wave to Detect Target Covered with Photonic Crystal Coating 发光学报. 2017, 38(2): 248–253 https://doi.org/10.3788/fgxb20173802.0248

# 超大长宽比U型开口谐振器的太赫兹调控特性

THz Regulation Characteristics of U-shaped Open Resonators with Huge Aspect Ratio 发光学报. 2019, 40(10): 1288-1294 https://doi.org/10.3788/fgxb20194010.1288

文章编号:1000-7032(2020)07-0873-05

# 激光能量对气体等离子体产生太赫兹波的影响

吴四清1\*,沈 波2,熊 钢1,刘江华1

(1. 湖北科技学院 电子与信息工程学院, 湖北 咸宁 437100; 2. 华中科技大学 武汉光电国家研究中心, 湖北 武汉 430074)

**摘要**:双色激光脉冲激励气体等离子体产生太赫兹波是得到高强度宽频带太赫兹波的重要方法,本文利用 光电流模型研究了该方法中激光能量对产生太赫兹波的影响。理论计算表明,太赫兹波随激光能量的增大 而增强,而太赫兹波的频谱结构不受激光能量的影响。分析了双色激光能量影响太赫兹波强度的原因,并利 用自由电子浓度和电子电流密度诠释了该影响的内在物理机制。该研究为提高太赫兹辐射强度提供了一种 有效的途径。

**关 键 词:** 飞秒激光脉冲; 太赫兹波; 气体等离子体; 光电流模型 中图分类号: 0437 **文献标识码:** A **DOI**: 10.37188/fgxb20204107.0873

# Influence of Laser Energy on Terahertz Radiation from Gas Plasma

WU Si-qing<sup>1\*</sup>, SHEN Bo<sup>2</sup>, XIONG Gang<sup>1</sup>, LIU Jiang-hua<sup>1</sup>

(1. School of Electronic and Information Engineering, Hubei University of Science & Technology, Xianning 437100, China;

Wuhan National Laboratory for Optoelectronics, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China)
 \* Corresponding Author, E-mail: wusiqingccnu@ 163. com

**Abstract**: It is an important method to obtain high intensity and broadband terahertz (THz) wave utilizing gas plasma excited by two-color laser pulses, and this paper has studied the influence of laser energy on THz radiation in the method on the basis of the transient photocurrent model. Theoretical calculation proves that THz wave will increase with the increase of laser energy, but the distribution of THz spectrum will not change with the variation of laser energy. Furthermore, the reason of laser energy affecting THz wove is analyzed, and the physical mechanism of this influence is explained by calculating the free electrons centration and drift current density. This study provides an effective way to improve the intensity of THz radiation.

Key words: femtosecond laser pulse; terahertz wave; gas plasma; photocurrent model

1引言

太赫兹波是指频率在 0.1~10 THz、波长在 0.03~3 mm 范围内的电磁波,是电磁波谱中电子 学向光子学过渡的特定频段,也是宏观经典理论 向微观量子理论过渡的特殊区域。产生太赫兹波

的方法主要有电子学方法和光学方法。电子学方法较难产生1 THz 以上的太赫兹波。光学方法中电子加速器可以产生高能量太赫兹波,但是设备体积庞大,不宜于实用;量子级联激光器以及 CO2 泵浦的气体激光器可以产生连续太赫兹波,且输出能量可以达到百毫焦量级,但是无法覆盖较宽

收稿日期: 2020-03-25;修订日期: 2020-05-06

基金项目:湖北省科技计划项目(2019CFC879)资助

Supported by Science and Technology Planning Project of Hubei Province(2019CFC879)

的频率范围:常规空气激发等离子体技术可以实 现1~30 THz 超宽带太赫兹波输出,但是产生的 波能量较小。利用双色激光脉冲激励气体等离子 体是目前获得高强度宽频带太赫兹波的主要方 法<sup>[1-5]</sup>,其实现方法是:将双色飞秒激光脉冲在空 气中聚焦激发形成气体等离子体,气体等离子体 辐射出太赫兹波。该方法在太赫兹检测、医疗、成 像等方面应用具有独特的优势<sup>[68]</sup>。通常的做法 是:在一束激光脉冲(如 800 nm)的基础上再引入 该脉冲的倍频光(由倍频晶体 BBO 得到),即利 用双色激光脉冲(800 nm 基频光和 400 nm 倍频 光)共同激励气体形成等离子体产生太赫兹 波<sup>[9-12]</sup>。由于基频激光与倍频光组成的双色激光 电场具有非对称性,原有的单色泵浦激光电场存 在的对称性被打破,双色激光电场的这种非对称 性导致等离子体辐射的太赫兹得到了大大增 强<sup>[13-14]</sup>。此外,由于双色激光的频率远高于大气 等离子体的振荡频率,因而该方法不受空间电荷 屏蔽效应的制约。

本文利用光电流模型研究双色激光脉冲激励 空气等离子体辐射太赫兹波过程中泵浦激光能量 对太赫兹波的影响,通过模拟计算得到了在其他 参数不变的情况下,太赫兹波随激光脉冲能量变 化的趋势。

#### 2 理论模型

利用双色激光脉冲(基频光和二次谐波)激励大气等离子体产生太赫兹波的物理过程,可使用光电流模型进行解释<sup>[9]</sup>。在该模型理论框架下,太赫兹波的产生过程可描述为:双色激光激励大气电离,电离出的自由电子在强光场中被加速,加速运动的自由电子形成随时间振荡的光电流,时变的光电流向外辐射包含有太赫兹频段的电磁波。

强激光激励空气分子电离有多种机制<sup>[15-16]</sup>, 电离的机制主要取决于泵浦光的强度。当泵浦光 较弱时,多光子电离是主要的电离方式,在泵浦光 较强时,会发生隧道电离。为了确定在某一给定 的激光作用下,利用哪一种电离机制研究问题更加 恰当,光电流模型引入了参数 $\gamma = \sqrt{U_i/(2U_p)}^{[17]}$ , 其中 $U_i$ 是电离势能, $U_p = e^2 E^2/(4m_e\omega^2)$ 是与激 光电场有关的有质动力势,即一个自由电子在振 幅为E、频率为 $\omega$ 的电场中所具有的平均动能。 $\gamma$  参数也可以看作是在激光作用下,电子穿越"原 子-激光势垒"所耗费的时间。因此, $\gamma = 1$  对应为 多光子电离到隧道电离的过渡;在  $\gamma \gg 1$  时,多光 子电离为主要的电离方式;而  $\gamma \ll 1$  时,以隧道电 离为主。在本文的计算中,激光脉冲的强度都高 于 10<sup>14</sup> W/cm<sup>2</sup>,因而隧道电离是合适电离模型。 氮气分子(空气的主要成分)的电离考虑到二阶 电离。在二阶电离过程中,N<sub>2</sub>分子首先部分(或 全部)被电离成为 N<sub>2</sub><sup>+</sup>,然后部分(或全部) N<sub>2</sub><sup>+</sup> 被 电离成为 N<sub>2</sub><sup>2+</sup>。在隧道电离过程中,电子穿越原 子核的库仑势垒到达核外空间时的速度近似为 0,此后在激光场的作用下被加速,电子在某一时 刻的瞬时速度可以通过求解运动方程得到<sup>[18-20]</sup>。

在隧道电离模型中,大气分子的电离率 W(t)<sup>[16,21]</sup>可表示为:

$$W(t) = 4\omega_0 \frac{\varepsilon_{\rm a}}{E(t)} \left(\frac{\varepsilon_{\rm i}}{\varepsilon_{\rm h}}\right)^{5/2} \exp\left[-\frac{2}{3} \frac{\varepsilon_{\rm a}}{E(t)} \left(\frac{\varepsilon_{\rm i}}{\varepsilon_{\rm h}}\right)^{3/2}\right],\tag{1}$$

其中, $\omega_0 = \kappa^2 m e^4 / \hbar^3 \approx 4.13 \times 10^{16} \text{ s}^{-1} (\kappa = 1/(4\pi\varepsilon_0),$ m 是电子的质量, e 为电子的电量)表示原子的频 率单元; $\varepsilon_a = \kappa^3 m^2 e^5 / \hbar^4 \approx 5.14 \times 10^{11}$  V/m 为原子 单元电场; $\varepsilon_h \approx 13.6$  eV 是氢原子的电离势能; $\varepsilon_i$ 为研究对象的原子的电离势能,氮气一次电离  $\varepsilon_i = 15.6$  eV,氮气二阶电离 $\varepsilon_i = 27.1$  eV(近似 认为大气的成分为氮气);E(t)表示激励激光的 时变电场。等离子体密度的时间变化率可表 示为:

$$\frac{\mathrm{d}n(t)}{\mathrm{d}t} = W'(t) [n_0 - n'(t)] + W''(t) [n'(t) - n''(t)], \qquad (2)$$

其中,W'(t)为大气分子的一次电离率,W''(t)是 大气分子的二阶电离率, $n_0$ 为大气分子在电离前 的初始密度,n(t)表示等离子体的时变粒子数密 度,n'(t)为一次电离产生的时变电子数密度,n(t) = n''(t)为二阶电离产生的时变电子数密度,n(t) = n'(t)+n''(t)。电离出的自由电子(可视为经典 粒子)被激光场加速形成电子电流,电子的运动 可描述为<sup>[22]</sup>:

$$\dot{\nu} = -\frac{e}{m}E(t) - \nu_{\rm ei}\nu, \qquad (3)$$

其中,E(t)为激光场强, $-\nu_{ei}\nu$ 表示自由电子在运动过程中与周围粒子发生碰撞所引起的速度衰减。碰撞率 $\nu_{ei}$ 近似为 $10^{12}$ s<sup>-1[23]</sup>,即碰撞时间约

为1 ps。尽管该碰撞时间比激光脉冲的脉宽大, 但与电子电流辐射的太赫兹脉冲的持续时间可以 比拟,因此应当考虑电子与周围粒子的碰撞问题。 前文已提到,在隧道电离模型中,被电离出的自由 电子的初始速度可近似看作 0,即 ν(t') = 0(t'为 电离时刻),则自由电子在任一时刻 t 的运动速度 可表示为:

$$\dot{\nu}(t,t') = -\frac{e}{m} \exp\left[-\nu_{\rm ei}(t-t')\right] \cdot \int_{t'}^{t} E(t'') \exp(\nu_{\rm ei}t'') dt'', \qquad (4)$$

自由电子受激光场作用形成的电子电流可表 示为:

$$J(t) = \int_{t_0}^{t} e\nu(t, t') N_{\rm e}(t') \,\mathrm{d}t', \qquad (5)$$

其中, $t_0$  为电离过程的初始时刻, $\nu(t,t')$ 表示电 离出的自由电子在 t 时刻的运动速度, $N_e(t') =$  $W'(t')[n_0 - n'(t')] + W''(t')[n'(t') - n''(t')]$ 表示 t'时刻空气等离子体中的电子数密度, $e\nu(t,$  $t')N_e(t')dt'则表示 t' ~ (t' + dt')时间内电离出$ 的自由电子对 t 时刻电子电流的贡献。

该电子电流在形成过程中向外辐射太赫兹 波,辐射的太赫兹波的强度与电子电流的时间导 数成比例,通过计算电子电流对时间的一阶导数 可以得到太赫兹波的时域表达式,即

$$E_{\rm T} \propto \frac{{\rm d}J(t)}{{\rm d}t}.$$
 (6)

# 3 数值模拟与分析

假设由基波(800 nm)和二次谐波(400 nm) 组成的混合高斯激光场为

$$E(t) = \frac{1}{2} E_{10} \exp(-t^2 / T_{10}) e^{i\omega t} + \frac{1}{2} E_{20} \exp(-t^2 / T_{20}) e^{i(2\omega t + \theta)}, \qquad (7)$$

其中, $E_{10}$ 和 $E_{20}$ 分别为基频光和倍频光的峰值电 场强度, $\omega$ 和2 $\omega$ 是对应的频率, $\theta$ 是t=0时刻基 频光与倍频光之间的相对相位差, $T_{10}$ 和 $T_{20}$ 是两 激光脉冲的宽度。在模拟中,假设两激光脉宽均 为50 fs,飞秒激光脉冲的能量分配为基频光占 80%、倍频光占20%,为了得到最大的太赫兹波 转换效率,两激光脉冲间的相位差选定为  $\pi/2^{[3]}$ 。 主要讨论激光总能量分别为200,250,300  $\mu$ J 3 种 情况,通过求解等离子体密度的时间变化率方程 (公式(2)),可以得到空气在上述3种情况下电 子浓度的变化趋势(如图1)。电离出的自由电子 在激光场中被加速形成电子电流,其大小可由公 式(5)求解得到(如图2)。



图 1 激光能量分别为 200,250,300 µJ 时的电子浓度。

Fig. 1  $\,$  Electron density at 200, 250, 300  $\mu J$  laser energy.





从电子电流曲线图可以看出,电子电流随激 光能量增加而增大,其原因主要是由于大能量的 激光能够诱导更多的自由电子。从图中还可以发 现,电子电流除了有振荡特性之外,在激光脉冲结 束后还产生了一个不为零的直流,该直流在形成 过程中向外辐射太赫兹波。辐射出的太赫兹波强 度与电子电流的时间导数成比例,通过计算电子 电流对时间的一阶导数可以得到太赫兹波强度 (如图 3)。

由太赫兹波形图可知,在保持激光脉冲的宽 度和相对相位不变的情况下,太赫兹波的幅度随 激光脉冲能量增加而明显增大,这是由于当激励 光能量增加时,被激发的电子浓度会上升,电子浓 度的上升将产生一个幅度更大的振荡电流和更大



图 3 激光能量分别为 200,250,300 µJ 时的太赫兹波。 Fig. 3 THz waveformsat 200, 250, 300 µJ laser energy.

的直流分量,从而辐射更强的太赫兹波。3种情况下太赫兹波的波形并没有发生变化,这说明激光脉冲能量改变并没有引起太赫兹波频谱的变化,这一特性也体现在太赫兹波频谱图中(如图4)。另外,从太赫兹波形图还可以看出,随着激光脉冲能量的增加,太赫兹波的峰值幅度点逐渐远离原点向左移动,这可以解释为:当激光脉冲能量增加时,被电离电子的浓度上升得更快,达到饱和值所需要的时间更短,从而太赫兹波幅度达到最大值所需要的时间减少,因而峰值点向左移动。

最后,对太赫兹波电场强度与激光脉冲能量



- 图 4 激光能量分别为 200,250,300 μJ 时的太赫兹波频 谱图。
- Fig. 4 THz radiation spectra at 200, 250, 300  $\mu J$  laser energy.

的依赖关系进行了模拟计算。选择激光能量从 50 μJ 变化到 500 μJ,变化步长为 50 μJ。通过计 算,得到了 10 种不同激光能量下的太赫兹波,绘 制成相应的曲线图形(如图 5)。由图 5 可知,当 激光脉冲的能量超过 100 μJ 以后,太赫兹波强度 随激光能量的增加迅速增大,到达 300 μJ 以后, 太赫兹波强度趋于饱和,这种饱和现象可以解释 为气体等离子体对太赫兹波的强烈吸收。图 5 也 表明,当激光能量在一个适当的范围时,太赫兹波 强度与激光能量为线性依赖关系。



Fig. 5 Relation between THz wave and laser energy

#### 4 结 论

本文以光电流模型为基础,研究了双色飞秒 激光脉冲激励空气等离子体产生太赫兹波过程中 激光能量对太赫兹波强度的影响。研究结果表 明,在激光脉冲其他参数不变的情况下,太赫兹波 强度会随着双色激光能量的增大而增强,而太赫 兹波的频谱结构不随之改变,当激光能量处于 100~300 µJ时,产生太赫兹波的强度与激光能 量是一个正向的近似线性依赖关系。理论计算发 现,激光脉冲能量的改变会导致空气电离产生的 自由电子浓度发生变化,激光能量越大电离产生 的自由电子数越多,在激光电场作用下形成的电 子电流就越大,从而辐射更强的太赫兹波。

#### 参考文 献:

- [1] USHAKOV A A, CHIZHOV P A, ANDREEVA V A, et al. . Ring and unimodal angular-frequency distribution of THz emission from two-color femtosecond plasma spark [J]. Opt. Express, 2018, 26(14):18202-18213.
- [2] NGUYEN A, DE ALAIZA MARTÍNEZ G, DÉCHARD J, et al. Spectral dynamics of THz pulses generated by two-color laser filaments in air: the role of Kerr nonlinearities and pump wavelength [J]. Opt. Express, 2017,25(5):4720-4740.
- [3] KIM K Y. Generation of coherent terahertz radiation in ultrafast laser-gas interactions [J]. Phys. Plasmas, 2009, 16(5):

056706-1-8.

- [4] KOSAREVA O, ESAULKOV M, PANOV N, et al. Polarization control of terahertz radiation from two-color femtosecond gas breakdown plasma [J]. Opt. Lett., 2018,43(1):90-93.
- [5] DU H W, HOSHINA H, OTANI C, et al. Terahertz waves radiated from two noncollinear femtosecond plasma filaments [J]. Appl. Phys. Lett., 2015,107(21):211113.
- [6] 鄂轶文,黄媛媛,徐新龙,等. 太赫兹偏振测量系统及其应用 [J]. 中国光学, 2017,10(1):98-113.
  EYW, HUANGYY, XUXL, et al.. Polarization sensitive terahertz measurements and applications [J]. Chin. Opt., 2017,10(1):98-113. (in Chinese)
- [7] SIM Y C, MAENG I, SON J H. Frequency-dependent characteristics of terahertz radiation on the enamel and dentin of human tooth [J]. Curr. Appl. Phys., 2009,9(5):946-949.
- [8] LU M H, SHEN J L, LI N, et al. Detection and identification of illicit drugs using terahertz imaging [J]. J. Appl. Phys., 2006,100(10):103104-1-5.
- [9] KIM K Y, GLOWNIA J H, TAYLOR A J, et al. Terahertz emission from ultrafast ionizing air in symmetry-broken laser fields [J]. Opt. Express, 2007, 15(8):4577-4584.
- [10] LU C H,ZHANG S,YAO Y H, et al. Effect of two-color laser pulse intensity ratio on intense terahertz generation [J]. RSC Adv., 2015,5(2):1485-1490.
- [11] KARPOWICZ N, DAI J M, LU X F, et al. Coherent heterodyne time-domain spectrometry covering the entire "terahertz gap" [J]. Appl. Phys. Lett., 2008,92(1):011131-1-3.
- [12] HAMSTER H, SULLIVAN A, GORDON S, et al. Subpicosecond, electromagnetic pulses from intense laser-plasma interaction [J]. Phys. Rev. Lett., 1993,71(17):2725-2728.
- [13] KRESS M, LÖFFLER T, EDEN S, et al. Terahertz-pulse generation by photoionization of air with laser pulses composed of both fundamental and second-harmonic waves [J]. Opt. Lett., 2004,29(10):1120-1122.
- [14] KIM K Y, TAYLOR A J, GLOWNIA J H, et al. Coherent control of terahertz supercontinuum generation in ultrafast lasergas interactions [J]. Nat. Photonics, 2008,2(10):605-609.
- [15] SCHUMACHER D W, BUCKSBAUM P H. Phase dependence of intense-field ionization [J]. Phys. Rev. A, 1996, 54(5):4271-4278
- [16] DELONE N B, KRAINOV V P. Atoms in Strong Light Fields [M]. Berlin: Springer-Verlag, 1985:78-81.
- [17] KELDYSH L V. Ionization in the field of a strong electromagnetic wave [J]. Sov. Phys. JETP, 1965,20(5):1307-1314.
- [18] LANDAU L D, LIFSHITZ E M. The Classical Theory of Fields [M]. Oxford: Pergamon Press, 1962:63-72.
- [19] KAW P K, KULSRUD R M. Relativistic acceleration of charged particles by superintense laser beams [J]. Phys. Fluids, 1973,16(2):321-328.
- [20] CORKUM P B, BURNETT N H, BRUNEL F. Above-threshold ionization in the long-wavelength limit [J]. Phys. Rev. Lett., 1989,62(11):1259-1262.
- [21] 曹小龙,车永莉,姚建铨. 双波泵浦非对称量子阱的光学整流效应 [J]. 发光学报, 2016,37(2):224-229.
  CAO X L, CHE Y L, YAO J Q. Nonlinear optical rectification of asymmetric quantum well based on dual pump [J]. *Chin. J. Lumin.*, 2016,37(2):224-229. (in Chinese)
- [22] CHENG C C, WRIGHT E M, MOLONEY J V. Generation of electromagnetic pulses from plasma channels induced by femtosecond light strings [J]. Phys. Rev. Lett., 2001,87(21):213001.
- [23] RODRIGUEZ G, SIDERS C W, GUO C, et al. Coherent ultrafast MI-FROG spectroscopy of optical field ionization in molecular H<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, and O<sub>2</sub>[J]. IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron, 2001,7(4):579-591.



**吴四清**(1973 -),男,湖北咸宁人, 博士,副教授,2015 年于华中科技 大学获得博士学位,主要从事激光 等离子体和太赫兹光电子学方面的 研究。

E-mail: wusiqinqccnu@163.com