

纳秒激光诱导空气等离子体射频辐射特性研究

戴宇佳 宋晓伟 高勋 王兴生 林景全

Characteristics of radio-frequency emission from nanosecond laser-induced breakdown plasma of air

Dai Yu-Jia Song Xiao-Wei Gao Xun Wang Xing-Sheng Lin Jing-Quan

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, **66**, 185201 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.185201

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.185201>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I18>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

电磁波在时变磁化等离子体信道中通信性能的实验研究

Experimental study of the communication performance of electromagnetic wave in time-varying and magnetized plasma channel

物理学报.2016, 65(5): 055201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.055201>

五边形截面的 Ag 纳米线局域表面等离子体共振模式

Localized surface plasmon resonance modes in Ag nanowires with pentagonal cross sections

物理学报.2015, 64(24): 245201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.245201>

金纳米颗粒光散射提高 InAs 单量子点荧光提取效率

Extraction efficiency enhancement of single InAs quantum dot emission through light scattering on the Au nanoparticles

物理学报.2015, 64(23): 235201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.235201>

中国联合球形托卡马克氦放电等离子体的碰撞辐射模型及其在谱线比法诊断的应用

A collisional-radiative model for the helium plasma in the sino-united spherical tokamak and its application to the line intensity ratio diagnostic

物理学报.2014, 63(12): 125203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.125203>

信号在时变等离子体中的传播特性

Propagation of electromagnetic signals in the time-varying plasma

物理学报.2014, 63(8): 085201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.085201>

纳秒激光诱导空气等离子体射频辐射特性研究*

戴宇佳 宋晓伟[†] 高勋[‡] 王兴生 林景全

(长春理工大学理学院, 长春 130022)

(2017年4月6日收到; 2017年6月8日收到修改稿)

开展了波长为 532 nm、脉宽为 8 ns 的纳秒激光诱导空气等离子体射频电磁辐射特性实验研究, 基于锥形天线探测空气等离子体在 30—800 MHz 频谱范围有较强的射频电磁辐射, 是等离子体内电偶极子振荡变速运动造成的. 实验结果表明: 随激光能量增加, 30—200 MHz 范围内射频辐射强度逐渐变强, 但 360—600 MHz 频率范围射频辐射强度逐渐变弱. 等离子体射频辐射的空间分布依赖于入射激光的偏振方向, 当激光偏振方向与天线放置方向一致时, 该方向上空气等离子体的射频辐射强度高, 谱线较丰富. 射频辐射总功率随激光能量先增加后降低, 采用等离子体电子密度变化对等离子体频率及等离子体衰减系数影响(制约)关系, 对射频辐射总功率随激光能量的变化规律进行了解释.

关键词: 纳秒激光, 空气等离子体, 射频电磁辐射

PACS: 52.25.Os, 52.70.Gw

DOI: 10.7498/aps.66.185201

1 引言

强激光与物质(固体、气体等)相互作用时诱导产生等离子体是一种重要的电磁波辐射源, 其电磁辐射包含极紫外、紫外、可见、红外、太赫兹直至射频等有着重要应用的较宽波段^[1,2]. 激光诱导击穿光谱、太赫兹远程遥感^[3]、X射线天文仿真^[4]及激光探地雷达^[5]等都是利用激光诱导靶材产生等离子体电磁辐射的相关应用. 二十世纪六十年代, 苏联 Basov 等^[6]提出利用强激光实现“惯性约束聚变”, 研究过程中发现在核聚变试验中产生巨大的电磁脉冲(射频、微波等)会对电子设备产生干扰和破坏. Brown 等^[7]在真空腔内利用国家点火计划高能激光作用于金属靶过程中产生了较强的电磁脉冲, 电磁脉冲通过探测器耦合到整个系统的电子回流中, 对信号探测产生了极大的干扰甚至数据丢失. 为了屏蔽等离子体电磁辐射对电子设备的干扰, 研究等离子体的电磁辐射特性具有重要的意义.

Pearlman 和 Dahlbacka^[8]在实验中首次观察到激光诱导等离子体的射频辐射(频率范围 1—330 MHz), 认为等离子体射频辐射与等离子体内的宏观电荷分离振荡、靶材特性和真空腔谐振模式有关. Cheng 等^[9]认为飞秒激光诱导产生等离子体通道的电磁辐射来源于等离子体通道内的偶极子振荡, 并且以等离子体振荡频率向外辐射电磁波. Hosseini 等^[10]基于等离子体丝内振荡辐射电磁波的辐射强度, 用来测量飞秒激光脉冲诱导等离子体丝长度. Nakajima 等^[5]提出激光探地雷达技术, 利用激光诱导等离子体的微波辐射实现物质的远程探测. Vinoth Kumar 等^[11]研究了纳秒和皮秒脉冲激光诱导空气、铝、铜等靶材诱导等离子体射频电磁辐射(30 MHz—1 GHz)特性, 实验结果表明纳秒激光击穿空气时所辐射出的电磁辐射频谱成分较皮秒击穿空气时的情形丰富. Consoli 等^[12]发现激光等离子体的射频辐射特性与激光功率密度和靶材特性有关. 研究结果表明激光诱导等离子体的低频电磁辐射(射频、微波)频谱特性与激光波

* 国家自然科学基金(批准号: 61575030)资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: songxiaowei@cust.edu.cn

[‡] 通信作者. E-mail: lasercust@163.com

长、脉宽、偏振以及能量密度有关,但是射频电磁辐射的产生机制尚不清晰,需要进一步深入研究.

本文开展纳秒激光诱导空气等离子体的射频电磁辐射特性研究,分析激光偏振方向对射频电磁辐射频谱特性的影响,给出激光能量影响射频辐射功率的规律.

2 实验装置

纳秒激光诱导空气等离子体射频辐射的实验装置如图1所示.实验采用输出波长532 nm、重复频率10 Hz、脉宽8 ns的Nd:YAG激光器(Continuum, Surelite II)作为诱导击穿空气等离子体的激发光源,激光光束直径为10 mm,偏振方向为垂直偏振,最大输出能量为250 mJ.实验中采用半波片和格兰棱镜组成能量衰减系统改变激光脉冲能量,激光光束经焦距为200 mm的平凸石英透

镜聚焦击穿空气产生等离子体.在石英透镜前放置半波片,用来改变入射激光的偏振方向.实验中采用一双锥形天线(Lindgren, 3180B, 探测范围:3 MHz—1 GHz)收集空气等离子体向外辐射的射频电磁波,天线口径尺寸为400 mm × 300 mm,天线收集的射频电磁辐射信号利用频谱分析仪(Agilent, E4407B, 频率范围:9 kHz—26.5 GHz)记录,得到空气等离子体射频电磁辐射的频谱范围及辐射强度.数字延时触发器(Stanford, DG645)同步触发激光器和频谱分析仪.为了减少实验误差,保证数据的稳定性,频谱分析仪采集50发脉冲产生的等离子射频辐射做平均.双锥形天线垂直放置,平行于X轴;天线水平放置时,平行于Y轴.激光光束垂直偏振时,偏振方向平行于X轴;激光光束水平偏振时,偏振方向平行于Y轴(见图1).本实验在标准大气压、室温25 °C、相对湿度为25%环境中进行.

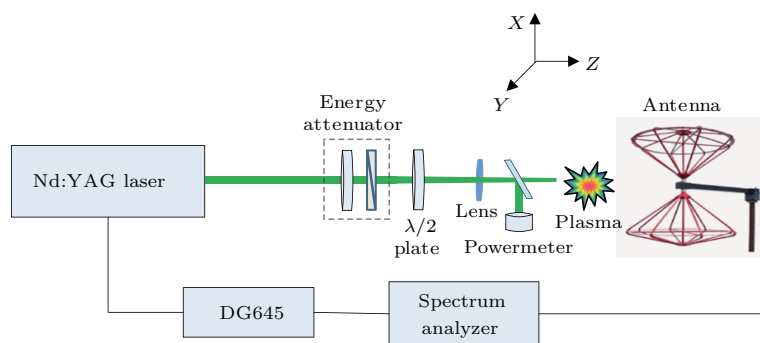


图1 (网刊彩色) 纳秒激光诱导空气等离子体射频辐射实验装置图

Fig. 1. (color online) The experiment setup of radio-frequency emissions from nanosecond laser-induced breakdown plasma of air.

本文研究频率小于1 GHz的等离子体的射频电磁辐射.天线距离激光焦点约为0.27 m,对于频率为小于或者等于1 GHz左右的射频,该探测距离满足射频电磁波的远场接收条件,即 $R > 2D^2/\lambda$,其中 D 是天线口径(200 mm), R 是辐射源距天线的距离, λ 是辐射波长.在远场区,等离子体的射频辐射空间角分布与接收天线和辐射源的距离无关^[13].

3 结果与讨论

图2是在激光水平偏振(H)、天线垂直放置(V)条件下获得的脉冲能量从5—100 mJ诱导击穿空气等离子体的射频电磁辐射.由图2可知,在

30—700 MHz频率范围内,空气等离子体存在多条线谱的射频辐射,主要分布在30—200 MHz,360—600 MHz范围内,而在200—360 MHz和600—700 MHz频率范围内,射频辐射谱线非常少且强度较低.射频辐射频率与诱导击穿空气的激光脉冲能量密切相关.在30—200 MHz低频范围内,随着脉冲能量增加,空气等离子体的射频辐射谱线增多,并且射频辐射强度增加,当脉冲能量大于60 mJ后,射频辐射谱线强度变小;在360—600 MHz频率范围内,脉冲能量低于20 mJ时,射频辐射的谱线强度均大于30—200 MHz低频射频辐射,随着能量增大,射频辐射谱线强度变弱,并且射频辐射谱线数目减小.

纳秒激光脉冲诱导击穿空气产生等离子体,在

等离子体膨胀过程中, 等离子体内的电子和离子在等离子体压强作用下加速远离激光聚焦位置, 并且出现分离, 形成电子-离子构成的电偶极子, 在不同方向上都可能形成偶极子, 这些电偶极子在库仑力作用下做变速振荡, 从而向外辐射电磁波^[14], 辐射的电磁波频率与电偶极子的振荡频率相等^[9], 且这些电偶极子的振荡属于集体效应. 空气等离子体中的电偶极子振荡频率 $\omega = \sqrt{k/m}$ (k 为恢复系数, m 为电偶极子质量), 纳秒激光诱导击穿空气产生的空气等离子体中存在 O^+ , O^{2+} , O^{3+} , N^+ , N^{2+} , NO^+ , H^+ 等离子基团^[15], 这些离子基团与电子形成电偶极子的质量 m 不同, 对应的偶极矩不相同, 因此电偶极子振荡过程中的恢复系数 k 不相同, 从而电偶极子的振荡频率是一些分立值, 因此空气等离子体内的电偶极子辐射的电磁波频率呈现为一些分立值. 由于空气等离子体扩张体积大^[16], 造成空气等离子体中偶极子的偶极矩具有较大跨度, 因此空气等离子体的射频辐射谱线较为丰富.

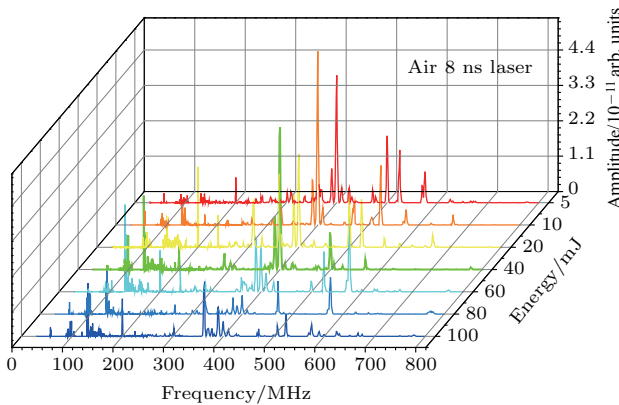


图2 (网刊彩色) 不同能量下激光诱导空气等离子体射频辐射频谱
Fig. 2. (color online) Radio-frequency spectra of laser-induced breakdown air plasma at different laser energies.

脉冲激光能量为 100 mJ, 天线垂直放置 (V) 时, 不同激光偏振方向 (水平 H 和垂直 V) 条件下的空气等离子体射频辐射如图 3 所示. 由图 3 可知, 在垂直和水平两种偏振方向激光作用下, 在 30—700 MHz 范围内, 空气等离子体射频电磁辐射谱线频谱基本一致, 且在 200—350 MHz 频率范围内, 射频辐射谱线都较少. 当激光偏振方向由水平变为垂直方向时, 在 100—200 MHz 频率范围内, 空气等离子体射频辐射强度变小, 而在 350—600 MHz 频率范围内, 射频辐射强度增加显著. 整体来看, 当天线放置方向与激光偏振方向一致时, 在天线的接收方向上空气等离子体的射频辐

射强度大且谱线丰富, 这一规律与 Vinoth Kumar 研究小组^[11] 研究结果一致. 这说明等离子体射频辐射的空间分布依赖于入射激光的偏振方向, 在平行于激光偏振方向上等离子体射频辐射强度大, 而在垂直于激光偏振方向上射频辐射强度较弱. 导致这一现象出现的原因可能是: 电子在线偏振光作用下主要沿偏振光方向振荡^[17], 而离子质量较大, 线偏振光对其作用可以忽略, 考虑等离子体中这些电偶极子的振荡主要沿激光偏振方向, 因此在垂直激光偏振方向上其辐射强度较弱.

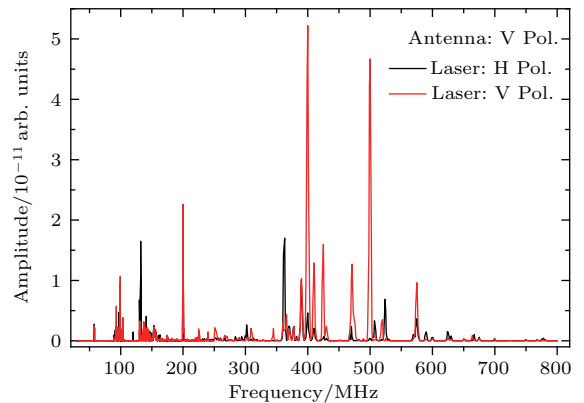


图3 (网刊彩色) 不同激光偏振下激光诱导空气等离子体射频辐射频谱
Fig. 3. (color online) Radio-frequency spectra of laser-induced breakdown air plasma in different laser polarization.

激光垂直偏振 (V)、天线垂直放置 (V) 条件下, 空气等离子体在 30—700 MHz 范围内射频电磁辐射功率随激光能量变化如图 4 所示. 由图 4 可知, 随着激光能量的增加, 等离子体射频辐射功率存在先增加后降低的变化趋势. 等离子体射频电磁辐射的本质主要取决于两个因素^[18]: 1) 激光诱导等离子体的特性, 例如等离子体的电离度, 它决定了等离子体的组成 (电子、离子、中性原子和分子簇); 2) 等离子体中电荷分离的不稳定性和电荷振荡的衰减. 这两个因素对等离子体的射频辐射总功率有较大影响. 因此, 低频电磁辐射发生在远没有完全电离的等离子体中.

空气等离子体在射频和微波频率范围内的总功率为^[19]

$$P = \frac{\omega_p^4 p^2}{12\pi\epsilon_0 c^3}, \quad (1)$$

其中, ω_p 是等离子体频率, p 是净偶极矩, ϵ_0 为自由空间介电常数, c 为光速.

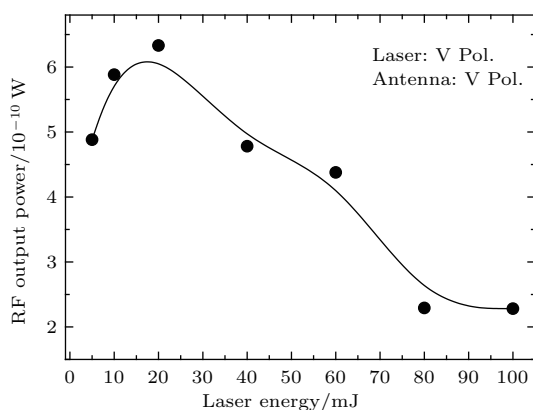


图4 射频电磁辐射功率随激光能量变化
Fig. 4. The total power of radio-frequency emissions variation with laser energy.

空气等离子体产生的射频电磁辐射向外辐射的过程中, 存在辐射衰减, 衰减系数 $\gamma^{[20]}$ 与等离子体频率紧密相关,

$$\gamma = \frac{e^2 \omega_p^2}{6\pi \epsilon_0 m_e c^3}, \quad (2)$$

其中 m_e 为电子质量. 因此, 等离子体频率 ω_p 越大, 则空气等离子体射频电磁辐射向外辐射过程中衰减系数变大, 到达锥形天线处接收一定空间立体角内的射频辐射强度变弱. 电子密度(n_e)和等离子体频率(ω_p)满足关系:

$$\omega_p^2 = \frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}, \quad (3)$$

其中, e , m_e 和 ϵ_0 分别是电荷量、电子质量和自由空间介电常数.

激光诱导等离子体内的电离度与激光能量有关^[21]. 当激光能量较低时, 空气等离子体的电离度较低^[22], 电子与中性原子簇和分子相互作用概率大, 造成空气等离子体的射频辐射功率比较高. 随着激光能量增加, 空气等离子体的电离度增大, 等离子体电子密度随之增大, 电子与中性原子、分子相互作用概率减少, 等离子体中形成偶极子的概率减少; 另一方面, 等离子体频率 ω_p 随电子密度 n_e 的增加而增大, 等离子体射频电磁辐射的衰减系数 γ 随之变大, 从等离子体中向外辐射的射频辐射强度变弱. 总之, 诱导空气击穿的脉冲能量增大, 出现空气等离子体的射频辐射强度降低变化.

4 结 论

本文开展了波长 532 nm 纳秒激光诱导空气等离子体射频电磁辐射特性的研究, 实验结果表明,

空气等离子体在 30—800 MHz 频率范围内有较强的射频电磁辐射产生. 射频辐射的产生原因主要为等离子体内电偶极子振荡做变速运动造成的, 辐射特性与等离子体内的电子与原子和分子簇等中性粒子的相互作用有关. 实验发现, 随着诱导击穿空气的脉冲能量增加, 30—200 MHz 低频范围内的射频辐射强度逐渐变强, 但 360—600 MHz 频率范围射频辐射强度逐渐变弱. 天线测量的等离子体射频辐射的空间分布依赖于入射激光的偏振方向, 在平行于激光偏振方向上等离子体射频辐射强度大, 而在垂直于激光偏振方向上射频辐射强度较弱. 随着诱导击穿空气的激光能量增加, 等离子体射频电磁辐射的衰减系数快速增加, 从而使等离子体射频辐射功率逐渐降低. 对射频电磁辐射特性的进一步研究, 对于人们深刻理解和掌握激光与物质相互作用的物理规律及机制具有重要意义.

参考文献

- [1] Chen Z Y, Li J F, Li J, Peng Q X 2011 *Phys. Scr.* **83** 055503
- [2] Li N, Bai Y, Liu P 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 110701 (in Chinese) [李娜, 白亚, 刘鹏 2016 物理学报 **65** 110701]
- [3] Dai J M, Lu X F, Liu J, Ho I C, Karpowicz N, Zhang X 2009 *THz Sci. Tech.* **2** 131
- [4] Sizyuk T, Hassanein A 2014 *Phys. Plasmas* **21** 083106
- [5] Nakajima H, Shimada Y, Somekawa T, Fujita M, Tanaka K A 2009 *IEEE Geosci. Remote. Sens. Lett.* **6** 718
- [6] Basov N G, Kriukov P, Zakharov S, Senatsky Y, Tchekalin S 1968 *IEEE J. Quant. Elect.* **4** 4864
- [7] Brown C G, Bond E, Clancy T, Dangi S, Eder D C, Ferguson W, Kimbrough J, Throop A 2010 *J. Phys.: Conf. Ser.* **244** 032001
- [8] Pearlman J S, Dahlbacka G H 1978 *J. Appl. Phys.* **49** 457
- [9] Cheng C C, Wright E M, Moloney J V 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 213001
- [10] Hosseini S A, Ferland B, Chin S L 2003 *Appl. Phys. B* **76** 583
- [11] Vinoth Kumar L, Manikanta E, Leela Ch, Prem Kiran P 2014 *Appl. Phys. Lett.* **105** 064102
- [12] Consoli F, Angelis R D, Andreoli P, Cristofari G, Giorio G D 2015 *Phys. Procedia* **62** 11
- [13] Balanis C A 1982 *Antenna Theory: Analysis and Design* (New York: John Wiley & Sons) pp989–990
- [14] Kumar V, Elle M, Paturi P K 2017 *J. Phys.: Conf. Ser.* **823** 012008
- [15] Smith D, Adams N G, Miller T M 1978 *J. Chem. Phys.* **69** 308
- [16] Leela C, Bagchi S, Kumar V R, Tewari S P, Kiran P P 2013 *Laser. Part. Beams.* **31** 263

- [17] Tian Y, Yu W, He F, Xu H, Kumar V, Deng D, Wang Y, Li R, Xu Z Z 2006 *Phys. Plasmas* **13** 123106
- [18] Akcasu A Z, Wald L H 1967 *Phys. Fluids* **10** 1327
- [19] Jackson J D 1975 *Classical Electrodynamics* (New York: John Wiley & Sons) pp13–34
- [20] Gosnell T R 2002 *Fundamentals of Spectroscopy and Laser Physics* (Cambridge: Cambridge University Press) p12
- [21] Zhang H, Cheng X L, Yang X D, Xie F J, Zhang J Y, Yang G H 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 3098 (in Chinese) [张红, 程新路, 杨向东, 谢方军, 张继彦, 杨国洪 2003 物理学报 **52** 3098]
- [22] Vinoth Kumar L, Manikanta E, Leela Ch, Prem Kiran P 2016 *J. Appl. Phys.* **119** 214904

Characteristics of radio-frequency emission from nanosecond laser-induced breakdown plasma of air*

Dai Yu-Jia Song Xiao-Wei[†] Gao Xun[‡] Wang Xing-Sheng Lin Jing-Quan

(School of Science, Changchun University of Science and Technology, Changchun 130022, China)

(Received 6 April 2017; revised manuscript received 8 June 2017)

Abstract

The radio-frequency (RF) emissions in a range from 30 MHz to 800 MHz from the plasma, which is produced by the nanosecond laser (532 nm, 8 ns) induced breakdown of atmospheric air, are presented. A spectrum analyzer which can scan over a spectral range of 9 kHz–26.5 GHz is used to record the RF-range radiation intensities of the emission from the plasma. RF electromagnetic radiations from the laser induced breakdown of atmospheric air are obtained for different input laser energies. A half-wave plate and a Glan prism are used to vary the input laser energy. Experimental results show that the intensities of RF radiation in a range of 30–200 MHz increase with the increase of laser energy, but the intensities of RF radiation in a 360–600 MHz frequency range decrease. To study the effect of input laser polarization on the RF radiation, we adopt the input lasers with vertical and horizontal polarization respectively. When the polarizations of the input laser and the antenna are the same, the RF radiation intensity is relatively high, and the frequency lines are relatively abundant. The changing relationship between the total power of RF radiation and the energy of the input laser is calculated and analyzed. It is observed that the total power of RF radiation first increases and then decreases with the increase of input laser energy. The influences of the plasma electron density on the plasma frequency and the plasma attenuation coefficient are investigated to explain the relationship between the total power of the RF radiation and the laser energy. The RF radiation is caused by the following processes. The generated electrons and ions are accelerated away from the core by their thermal pressures. This leads to charge separation and forming the electric dipole moments. These oscillating electric dipoles radiate electromagnetic waves in the RF range. Furthermore, the interactions of electrons with atomic and molecular clusters within the plasma play a major role in RF radiation, and the low frequency electromagnetic radiation takes place from the plasma that is far from fully ionized state. Further study of the characteristics of RF electromagnetic radiation is of great significance for understanding the physical mechanism of the interaction between laser and matter.

Keywords: nanosecond laser, air plasma, radio-frequency electromagnetic radiation

PACS: 52.25.Os, 52.70.Gw

DOI: 10.7498/aps.66.185201

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61575030).

[†] Corresponding author. E-mail: songxiaowei@cust.edu.cn

[‡] Corresponding author. E-mail: lasercust@163.com