

纳秒激光等离子体相互作用过程中激光强度对微波辐射影响的研究

姜炜曼 李玉同 张喆 朱保君 张翌航 袁大伟 魏会冈 梁贵云 韩波 刘畅 原晓霞 华能 朱宝强 朱健强 方志恒 王琛 黄秀光 张杰

Effect of laser intensity on microwave radiation generated in nanosecond laser–plasma interactions

Jiang Wei-Man Li Yu-Tong Zhang Zhe Zhu Bao-Jun Zhang Yi-Hang Yuan Da-Wei Wei Hui-Gang
Liang Gui-Yun Han Bo Liu Chang Yuan Xiao-Xia Hua Neng Zhu Bao-Qiang Zhu Jian-Qiang
Fang Zhi-Heng Wang Chen Huang Xiu-Guang Zhang Jie

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 68, 125201 (2019) DOI: 10.7498/aps.68.20190501

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190501>

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

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

纳秒激光诱导空气等离子体射频辐射特性研究

Characteristics of radio–frequency emission from nanosecond laser–induced breakdown plasma of air
物理学报. 2017, 66(18): 185201 <https://doi.org/10.7498/aps.66.185201>

纳秒激光烧蚀固体靶产生的等离子体在外加横向磁场中膨胀时的温度和密度参数演化

Temporal evolutions of the plasma density and temperature of laser–produced plasma expansion in an external transverse magnetic field
物理学报. 2015, 64(12): 125204 <https://doi.org/10.7498/aps.64.125204>

激光等离子体太赫兹辐射源的频率控制

Frequency control of the broadband ultrashort terahertz source generated from the laser induced plasma by two–color pluses
物理学报. 2016, 65(11): 110701 <https://doi.org/10.7498/aps.65.110701>

等离子体密度对激光拉曼放大机理的影响

Plasma density effect on backward Raman laser amplification
物理学报. 2015, 64(10): 105201 <https://doi.org/10.7498/aps.64.105201>

高功率微波作用下等离子体中的雪崩效应研究

Avalanche effect in plasma under high–power microwave irradiation
物理学报. 2017, 66(19): 195202 <https://doi.org/10.7498/aps.66.195202>

激光辐照固体靶产生等离子体反冲研究

Plasma recoil induced by laser radiated solid target
物理学报. 2016, 65(8): 085201 <https://doi.org/10.7498/aps.65.085201>

纳秒激光等离子体相互作用过程中激光强度对微波辐射影响的研究*

姜炜曼¹⁾²⁾ 李玉同^{1)2)7)†} 张喆^{1)‡} 朱保君¹⁾²⁾ 张翌航¹⁾²⁾ 袁大伟³⁾
 魏会冈³⁾ 梁贵云³⁾ 韩波⁴⁾ 刘畅⁴⁾ 原晓霞⁴⁾ 华能⁵⁾
 朱宝强⁵⁾ 朱健强⁵⁾ 方志恒⁶⁾ 王琛⁶⁾ 黄秀光⁶⁾ 张杰¹⁾⁷⁾⁸⁾

1) (中国科学院物理研究所, 北京凝聚态物理国家研究中心, 北京 100190)

2) (中国科学院大学物理科学学院, 北京 100049)

3) (中国科学院国家天文台, 北京 100012)

4) (北京师范大学天文系, 北京 100875)

5) (中国科学院上海光学精密机械研究所, 高功率激光与物理国家实验室, 上海 201800)

6) (中国工程物理研究院上海激光等离子体研究所, 上海 201800)

7) (松山湖材料实验室, 东莞 523808)

8) (上海交通大学, IFSA 协同创新中心, 上海 200240)

(2019年4月4日收到; 2019年4月20日收到修改稿)

在强激光与等离子体的相互作用中, 通常能够产生时间尺度长达百纳秒量级的微波辐射, 形成的复杂电磁环境会干扰或损坏机械电子设备, 并给物理过程的准确认识与表征带来困难. 然而, 目前对于微波辐射的产生机制的研究还不够系统和完善. 本文通过系统地改变纳秒激光与等离子体作用过程中入射的激光能量以改变入射激光强度, 发现微波辐射强度随激光强度非单调变化. 在较低的激光强度下, 辐射强度随激光强度的增加先增加后减小, 辐射场时间波形呈现连续振荡的特征, 辐射频谱包含低于和高于 0.3 GHz 两部分分量; 在较高的激光强度下, 辐射强度随激光强度的增加而增加, 辐射场时间波形表现为数十纳秒的单极性辐射, 辐射频谱主要包括 0.3 GHz 以下的分量. 分析表明, 导致微波波形和频谱差别的原因是辐射机制发生了变化. 在较低的激光强度下, 微波辐射由偶极辐射和靶上电子束向真空出射共同作用产生, 其中偶极辐射占主导; 在较高的激光强度下, 微波辐射主要由靶上电子束向真空出射产生. 研究结果对于理解纳秒激光与等离子体相互作用过程中的微波辐射机制具有比较重要的意义, 同时也为借助微波辐射诊断激光与等离子体相互作用过程中的逃逸电子、靶面鞘层等问题提供了参考.

关键词: 强激光, 微波辐射, 电磁干扰, 纳秒激光等离子体

PACS: 52.38.Kd, 52.25.Os, 52.50.Jm, 52.70.Gw

DOI: 10.7498/aps.68.20190501

* 科学挑战计划 (批准号: TZ2016005)、中国科学院国际合作局对外合作重点项目 (批准号: 112111KYSB20160015)、国家自然科学基金 (批准号: 11520101003, 11827807, 11861121001) 和中国科学院战略先导专项 (批准号: XDB16010000) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: ytli@iphy.ac.cn

‡ 通信作者. E-mail: z Zhang@iphy.ac.cn

1 引言

强激光与等离子体相互作用过程中,可以在单位时间、单位空间内实现极高的能量密度,从而在实验室中产生一系列原本只存在于核爆或者天体中的极端物理条件,这使得人们可以在实验室中进行激光核爆模拟^[1]和实验室天体物理等相关研究.在激光等离子体相互作用过程中,可以产生大量的高能粒子^[2,3]、高亮的 γ 射线和X射线^[4,5]、超强的太赫兹辐射^[6]、微波辐射^[7,8]等.其中强激光等离子体作用中产生的微波辐射,是强场物理研究伊始就被观测到的物理现象^[9-18].频段在几个GHz、能够持续百纳秒量级的微波辐射在实验中通常被作为电磁干扰^[19-21].然而,微波辐射的产生机制的研究还有待加深.

在美国国家点火装置上(NIF),研究人员连续多年测量了纳秒激光与等离子体相互作用过程中微波辐射的辐射特征^[22,23].发现微波辐射场可以持续振荡百纳秒量级,其频谱主要集中在2GHz以下,其强度与激光能量之间正相关.最近,又有研究者在捷克的Asterix激光装置上测量了脉宽0.35 ns、能量600 J、光强为 10^{16} W·cm⁻²的激光入射到靶上以后产生的辐射^[24],其时间波形表现为小于50 ns的单极性辐射,频谱集中在几百MHz以下.在不同的纳秒激光装置下,微波辐射的时域和频域特征都有很大不同,这可能是由于不同激光以及靶参数条件下辐射机制的差异引起的.通常认为在纳秒激光实验中,微波辐射可能源于偶极辐射、电四极辐射、腔室充电后的振荡、接地金属靶杆上的电流回流产生的辐射等过程^[11,13,24,25].随着实验条件,如激光、靶、腔室等参数条件的变化,不同装置、甚至同一装置上不同激光发次上测量的微波辐射场都呈现很大差异,这给人们认识微波辐射的产生机制带来很大困扰.在大能量纳秒激光与等离子体相互作用的过程中,专门针对微波辐射特征和其机制进行系统研究的实验目前还相对较少.为了更清楚地认识微波辐射的产生机制,需要系统地研究实验参数对辐射特征的影响.

本文通过改变激光能量调节到靶面的激光强度,系统地研究了微波辐射强度的变化,表征了不同激光强度下辐射场的时域波形和频谱特征的变化规律.实验发现:在较低激光强度下,辐射强度

随激光强度的增加先增加后减小,辐射场时间波形呈现连续振荡的特征,辐射频谱包含低于和高于0.3 GHz两部分分量;在较高的激光强度下,辐射强度随激光强度的增加而增加,辐射场时间波形表现为数十纳秒的单极性辐射,辐射频谱主要包括0.3 GHz以下的分量.我们探讨了微波辐射的主要辐射机制随激光强度的变化,认为较低激光强度下偶极辐射起主导作用,而较高激光强度下靶上电子束向真空出射更重要.

2 实验

实验在神光II高功率激光装置上运行,实验布局如图1所示.与激光作用的靶为一个直径10 mm、厚1 mm的铜平面靶.靶与靶架之间用5 cm长的绝缘材料相连,避免了接地的靶室与靶之间形成过强的电流振荡,干扰对微波辐射机制的研究.铜盘南面中心位于球形真空靶室中心.神光II装置中单路激光最高可输出约250 J能量,激光波长351 nm,脉宽1 ns,焦斑直径(半高全宽)150 μ m.实验中南侧4路激光可作用于铜盘南面中心,到达靶面的总能量在100—1100 J之间.在真空靶室内部放置了四个相同的单极探测天线,其位置均在靶室中心以下13 cm的平面内.四个探测天线中心的坐标如图1所示.探测天线的信号通过转接法兰上的线缆转接口连接到真空靶室外,经过30 m长的同轴线缆以及功率衰减器后,用同一台3 GHz LeCroy示波器进行记录.为了避免激光与靶相互作用产生的微波辐射直接耦合到示波器,示波器置于法拉第屏蔽箱中.

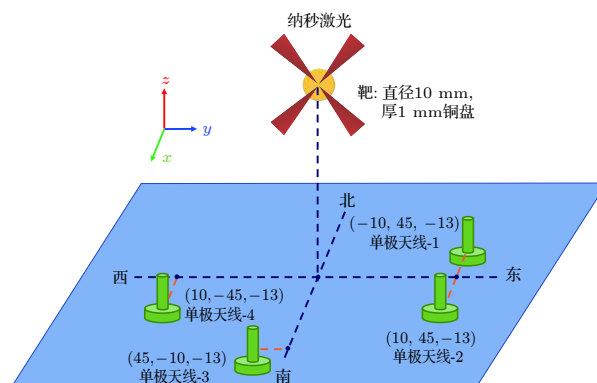


图1 实验布局图

Fig. 1. Experimental setup.

由激光与等离子体作用区传递到天线探测面的瞬时辐射功率为 $P_1 = A \cdot S$, 其中 A (5 cm^2) 为天线的有效探测面积; S 为瞬时电磁能流密度的幅值, 它与辐射电场 E 之间的关系为 $S = E^2/377$. 示波器接收的辐射功率为 $P_2 = |V|^2/R$, 其中 V 为示波器的测量值, R (50Ω) 为示波器的阻抗. 考虑到天线到示波器之间的功率衰减, 传递到天线探测面的瞬时辐射功率与示波器测量的辐射功率之间满足 $P_1 = \alpha P_2$, 其中 α 为功率衰减因子, 包含天线增益、线缆衰减、功率衰减器等衰减, 实验中总衰减为 58 dB. 通过示波器测量值与辐射电场之间的关系, 单极天线可用来表征辐射电磁场的电场信息. 单极天线的有效探测频段在 2.2 GHz 以下, 示波器的有效探测频段在 3 GHz 以下, 因而测量的电场主要对应频段在 2.2 GHz 以下的辐射场.

3 实验结果与讨论

在实验中利用南侧四束光路分别获得 100, 130, 260, 360, 520 和 1100 J 的激光能量输出, 对应到靶面的激光强度分别为 5.7×10^{14} , 7.4×10^{14} , 1.5×10^{15} , 2.0×10^{15} , 2.9×10^{15} 和 $6.2 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$. 辐射电场峰的幅值随激光强度的变化如图 2 所示. 在激光强度从 $5.7 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 增加到 $1.5 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ 的过程中辐射场强度逐渐增加; 继续增加激光强度到 $2.9 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$, 辐射场强度逐渐减小; 在 $2.9 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ 以上, 增加激光强度又会引起辐射场强度的缓慢增加. 在连续增加激光强度的过程中, 辐射场强度并非单调增加, 这不同于以往实验中人们发现的激光强度越高, 辐射越强

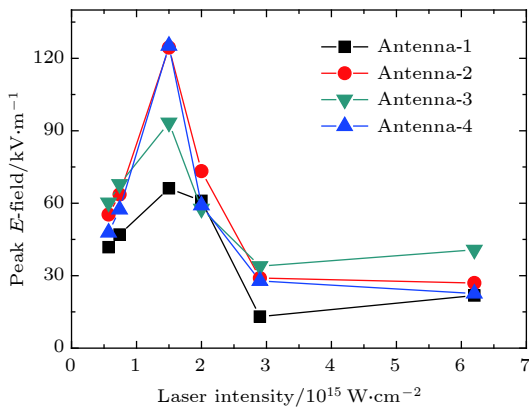


图 2 不同激光强度下, 四个方向上对应的电场峰幅值
Fig. 2. Peak E -field magnitude versus laser intensity in the four different directions.

的现象^[23]. 整体上靶前 3 个方向的辐射场强度高于靶后的辐射场, 这说明辐射场主要集中在靶前. 由于实验采用了 1 mm 厚度的铜靶与激光相互作用, 激光不会穿过如此厚的靶, 并在靶后有效地激发等离子体, 因此微波辐射主要与靶前的等离子体行为相关.

图 3 展示了不同激光强度下, 靶前靠近法线方向的单极天线-3 测量的电场时间波形. 在激光强度低于 $2.0 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ 时, 电场持续振荡数十纳秒; 激光强度高于 $2.0 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ 时, 则不会产生振荡的电场, 仅有一个单极性的辐射峰. 进一步

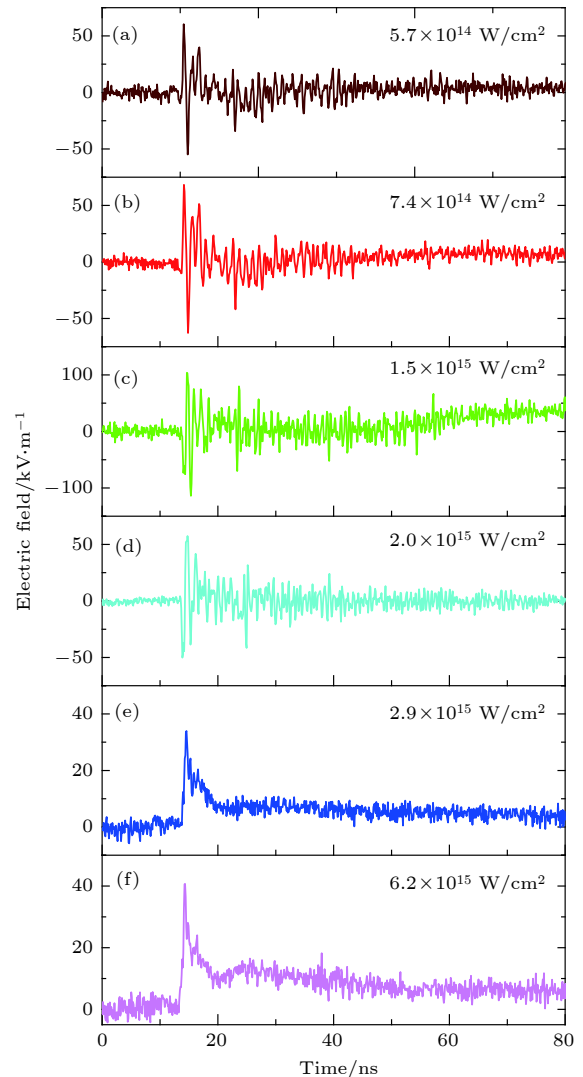


图 3 入射激光强度分别为 (a) 5.7×10^{14} , (b) 7.4×10^{14} , (c) 1.5×10^{15} , (d) 2.0×10^{15} , (e) 2.9×10^{15} , (f) $6.2 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ 时, 靶前靠近法线方向上的电场时间波形

Fig. 3. Electric field waveforms detected by the monopole antenna-3 at laser intensities of (a) 5.7×10^{14} , (b) 7.4×10^{14} , (c) 1.5×10^{15} , (d) 2.0×10^{15} , (e) 2.9×10^{15} , and (f) $6.2 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$.

对辐射电场做傅里叶变换, 得到辐射场的频谱如图 4 所示. 激光强度低于 $2.0 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ 时, 辐射频谱主要包含低于 0.3 GHz 和高于 0.3 GHz 的两部分连续谱. 激光强度高于 $2.0 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ 时, 辐射频谱主要集中在 0.3 GHz 以下.

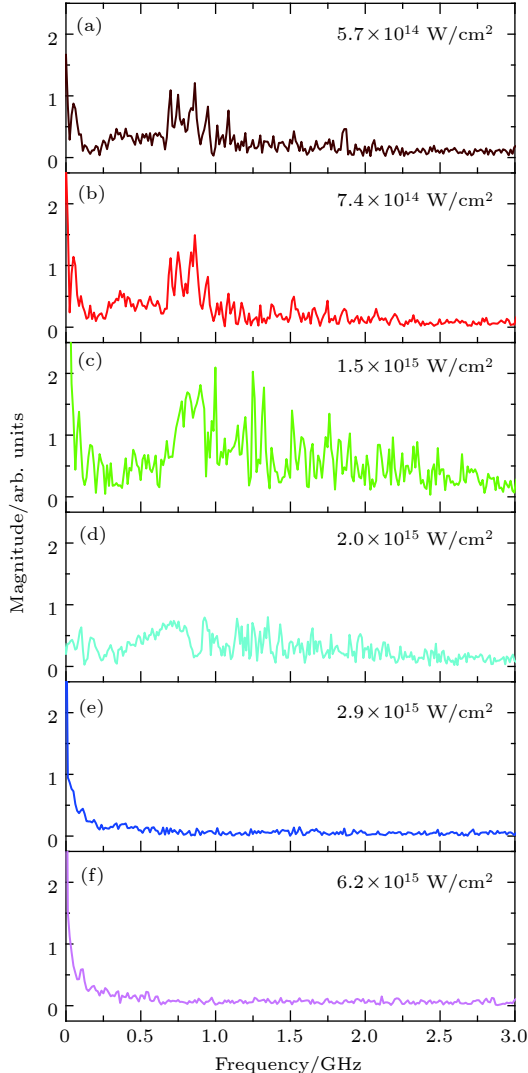


图 4 入射激光强度分别为 (a) 5.7×10^{14} , (b) 7.4×10^{14} , (c) 1.5×10^{15} , (d) 2.0×10^{15} , (e) 2.9×10^{15} , (f) $6.2 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ 时, 靶前靠近法线方向上电场的频谱分布

Fig. 4. Frequency spectra of the electric fields detected by the monopole antenna-3 at laser intensities of (a) 5.7×10^{14} , (b) 7.4×10^{14} , (c) 1.5×10^{15} , (d) 2.0×10^{15} , (e) 2.9×10^{15} , and (f) $6.2 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$.

在较高和较低的激光强度下, 激光与靶相互作用产生的辐射场波形与频谱特征具有显著差别, 这表明不同强度的激光入射到金属靶上, 主导微波辐射的机制应当不同. 在纳秒激光装置中, 出射电子的时间尺度在纳秒量级, 由于电子逃逸会在靶面形成很强的电势, 反过来引起高能电子向靶面回流,

激发偶极辐射. 根据 Felber^[13] 提出的偶极辐射的模型, 这一机制会产生以 $1/4\tau$ 为基频的辐射, 其中 τ 为激光与物质作用形成靶面电子回流的时间尺度. 本文实验中, 脉宽为 1 ns 的激光, 可以在 1 ns 之内产生高密的等离子体以及逃逸的高能电子, 对应的辐射基频约为 0.25 GHz. 实验中观察到的大于 0.3 GHz 的辐射频谱与这一特征频率几乎一致, 这两个频率值不完全相同可能是由于高能电子首次被靶面电势拉回的时间尺度小于 1 ns.

当激光强度增加到一定程度, 被加热的高能电子具有更高的能量, 可以克服靶面电势而不容易被拉回, 则偶极辐射不再起主导作用. 此时, 靶上因电子束向真空出射对辐射的驱动作用得以体现. 文献 [24, 26, 27] 利用纳秒激光与平面靶相互作用, 在实验中发现激光作用结束后, 向真空出射的电子束流可持续数十纳秒. 这一过程中, 电子束向真空运动会产生辐射; 接地的金属靶杆会产生中和靶上电荷不平衡的电流回流, 并引起辐射. 其特征均表现为辐射场波形受电子束出射波形影响, 是一个持续数十纳秒的单极性脉冲. 这与图 3(e) 和图 3(f) 中频谱低于 0.3 GHz 的单极性辐射脉冲的特征一致. 本文实验中, 平面靶与接地金属腔室之间绝缘, 因此辐射主要由电子束向真空出射驱动.

为了更清楚地说明不同探测方向上辐射场波形和频谱特征, 我们对两个典型激光强度与靶相互作用的情况进行讨论. 当入射的激光强度为 $1.5 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ 时, 不同方向上测量的电场波形和频谱分布如图 5 所示. 各个方向辐射场均表现为数十纳秒的振荡, 且其辐射频谱均包含低于 0.3 GHz 和高于 0.3 GHz 两个部分. 偶极辐射与电子束向真空出射产生的辐射共同作用产生了观测到的辐射场.

当入射激光强度为 $6.2 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ 时, 不同方向上测量的电场波形和频谱分布如图 6 所示. 各个方向辐射场均表现为单极性脉冲, 且其辐射频谱均低于 0.3 GHz, 辐射由电子束向真空出射主导.

从辐射场的频谱分析可以看到, 不同强度的激光入射到靶上, 都会因电子束向真空出射产生低于 0.3 GHz 的分量. 为了研究不同辐射机制产生微波辐射的效率, 对比计算了不同方向上单位立体角内的总辐射能、电子束向真空出射的辐射能, 以及偶极辐射产生的辐射能. 图 7(a) 给出了四个探测方向上, 不同强度的激光作用于平面靶时在单位立体角内产生的辐射能. 图 7(b) 和图 7(c) 分别展示了在激光强度增加的过程中, 低于和高于 0.3 GHz

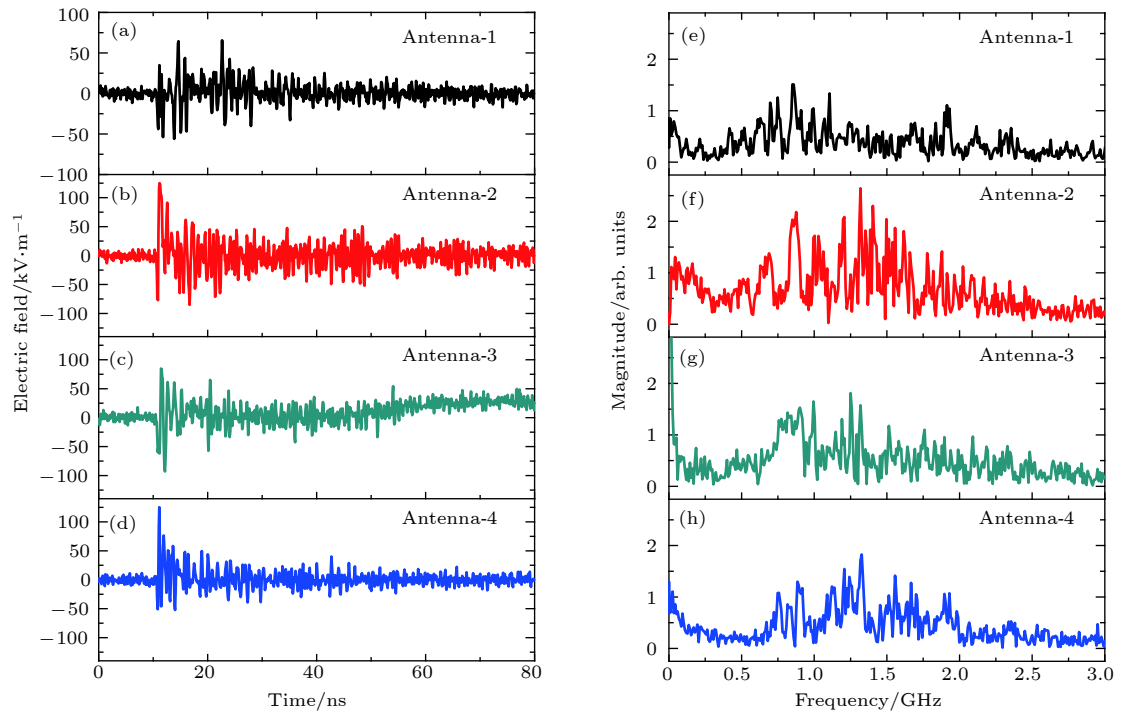


图 5 入射激光强度为 $1.5 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ 时, 不同方向测量的电场波形及其频谱分布 (a) 和 (e) 对应单极天线-1; (b) 和 (f) 对应单极天线-2; (c) 和 (g) 对应单极天线-3; (d) 和 (h) 对应单极天线-4

Fig. 5. Electric field waveforms and their corresponding frequency spectra detected by the four monopole antennas. (a) and (e) correspond to the monopole antenna-1, (b) and (f) correspond to the monopole antenna-2, (c) and (g) correspond to the monopole antenna-3, (d) and (h) correspond to the monopole antenna-4. The laser intensity is $1.5 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$.

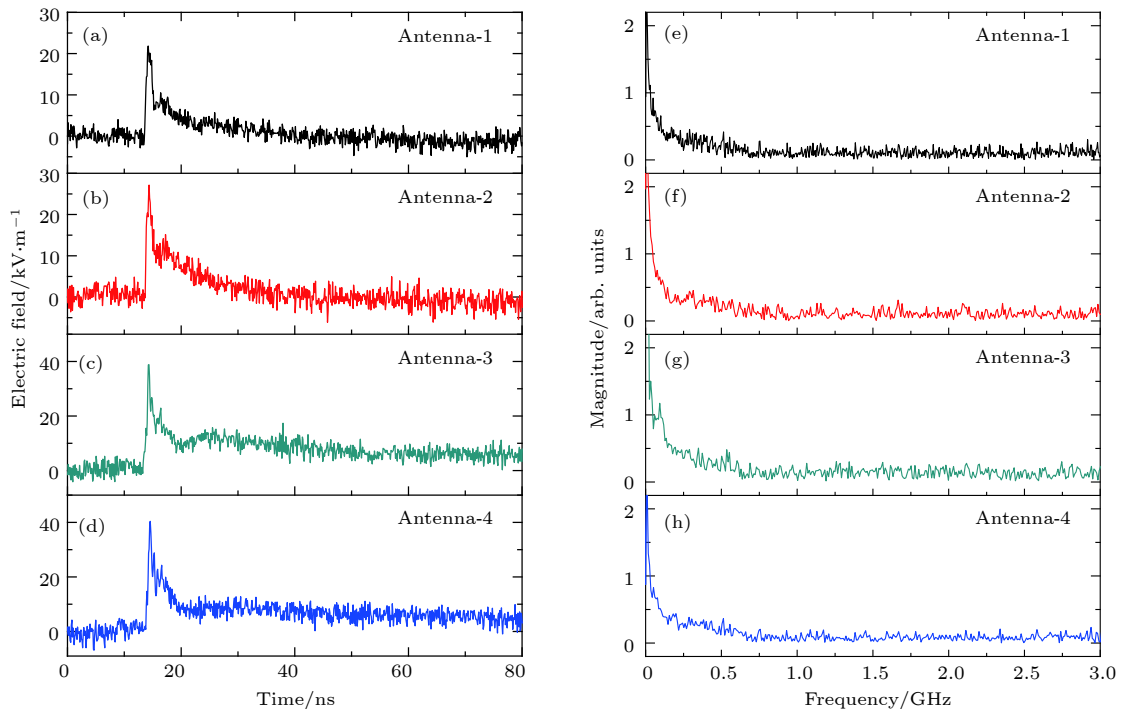


图 6 入射激光强度为 $6.2 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ 时, 不同方向测量的电场波形及其频谱分布 (a) 和 (e) 对应单极天线-1; (b) 和 (f) 对应单极天线-2; (c) 和 (g) 对应单极天线-3; (d) 和 (h) 对应单极天线-4

Fig. 6. Electric field waveforms and their corresponding frequency spectra detected by the four monopole antennas. (a) and (e) correspond to the monopole antenna-1, (b) and (f) correspond to the monopole antenna-2, (c) and (g) correspond to the monopole antenna-3, (d) and (h) correspond to the monopole antenna-4. The laser intensity is $6.2 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$.

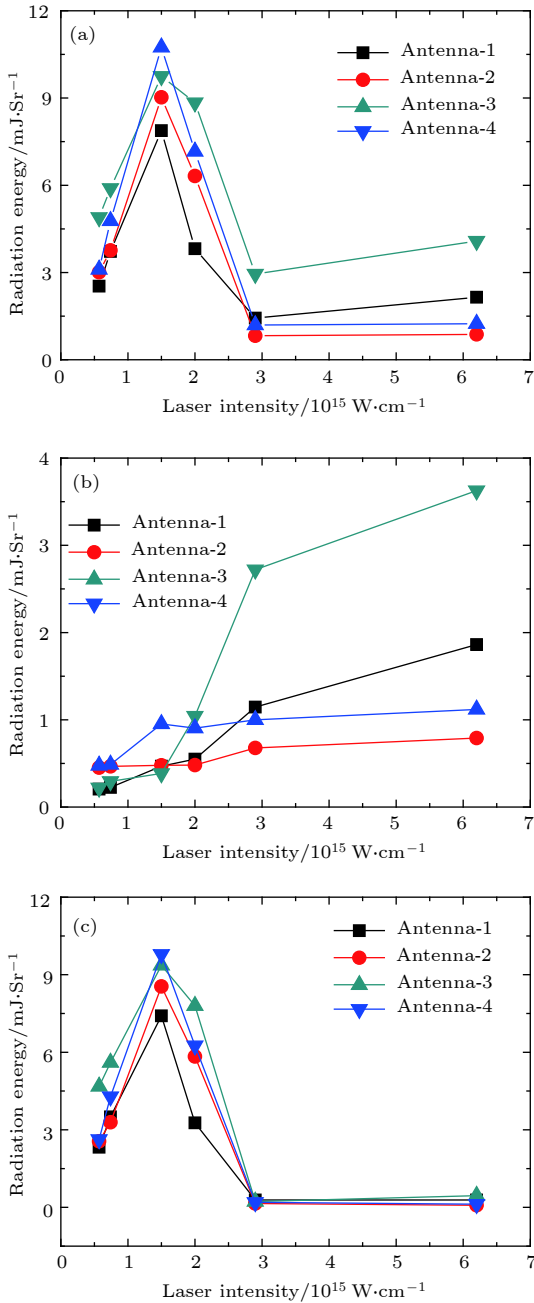


图 7 不同方向测量的微波辐射能量随激光强度的变化 (a) 单位立体角内产生的总辐射能; (b) 单位立体角内产生的 0.3 GHz 以下的辐射能; (c) 单位立体角内产生的 0.3 GHz 以上的辐射能

Fig. 7. Radiation energy versus laser intensity at different directions: (a) Total radiation energy detected by the antennas; (b) radiation energy at frequencies lower than 0.3 GHz; (c) radiation energy at frequencies upper than 0.3 GHz.

的频率分量相应的微波辐射能的变化规律. 可以看到, 不同方向上的辐射能随激光强度的变化规律与图 2 中辐射峰幅值随激光强度的变化规律相同: 辐射能先增加再减小, 最后缓慢增加. 由靶上电子束向真空出射引起的低于 0.3 GHz 的辐射能随激光

强度的增加而增加. 这是由于高的激光强度能产生更多的逃逸电子数从而产生更强的辐射.

由偶极辐射产生的频率高于 0.3 GHz 的辐射能, 随激光强度的增加却不是单调变化的. 在激光强度由 5.7×10^{14} W/cm² 增加到 2.9×10^{15} W/cm² 的过程中辐射能先增加后减小; 激光强度继续增加, 由于逃逸电子再被拉回靶面的效率很低, 因此产生偶极辐射的效率很低. 根据靶面电子回流产生偶极辐射的模型, 辐射总功率为 [13]:

$$P = \frac{\pi^2 c T_e^2}{384 e^2} \left(1 + \frac{\tau c^2}{2\pi a^2 \sigma} \right)^{-2}, \quad (1)$$

式中, a 为电子回流区半径; T_e 为临界密度面附近的电子温度; σ 为斯必泽电导率, 它与 $T_e^{3/2}$ 成正比. 在本文实验条件下, (1) 式括号内第二项远远大于 1, 括号内第一项可以省略. 因此可以近似认为, 偶极辐射的强度与 T_e^5 成正比, 与靶面电子回流的时间尺度 τ^2 成反比. 在激光强度的增加过程中, 产生电子回流所需的特征时间与电子温度同时增加, 使得辐射场强度以及能量受二者的共同作用, 产生了图 7(c) 所示的非单调变化关系.

4 结 论

本文在神光 II 高功率激光装置上研究了大能量纳秒激光与平面靶相互作用过程中, GHz 频段内的微波辐射随激光强度的变化规律. 在激光强度增加的过程中, 发现微波辐射强度非单调增加, 辐射波形由持续振荡转变为单极性辐射, 辐射频谱在高激光强度下向低频移动. 辐射场的时间波形和频谱分析表明, 这一现象是由于不同的激光强度作用下, 产生微波辐射的机制不同. 在较低的激光强度下, 微波辐射由偶极辐射和靶上电子束向真空出射共同作用产生, 而偶极辐射占主导作用; 在较高的激光强度下, 偶极辐射不再起作用, 微波辐射主要由靶上电子束向真空出射产生. 由于几个 GHz 以下的频段恰好对应纳秒激光与等离子体相互作用的时间尺度, 对微波辐射机制的理解有助于加深激光与等离子体相互作用过程中逃逸电子、靶面鞘层场等物理问题的理解. 另一方面, 明确影响微波辐射强度的因素, 也有助于人们在超强激光装置中合理选择实验条件, 以避免强电磁干扰的影响.

感谢在上海神光 II 高功率激光实验装置相关部门工作的所有员工对本文实验所做的贡献.

参考文献

- [1] Campbell E M, Goncharov V N, Sangster T C, Regan S P, Radha P B, Betti R, Myatt J F, Froula D H, Rosenberg M J, Igumenchev I V, Seka W, Solodov A A, Maximov A V, Marozas J A, Collins T J B, Turnbull D, Marshall F J, Shvydky A, Knauer J P, McCrory R L, Sefkow A B, Hohenberger M, Michel P A, Chapman T, Masse L, Goyon C, Ross S, Bates J W, Karasik M, Oh J, Weaver J, Schmitt A J, Obenschain K, Obenschain S P, Reyes S, Wonerghem V 2017 *Matter Radiat. Extremes* **2** 37
- [2] Snavely R A, Key M H, Hatchett S P, Cowan T E, Roth M, Phillips T W, Stoyer M A, Henry E A, Sangster T C, Singh M S, Wilks S C, MacKinnon A, Offenberger A, Pennington D M, Yasuike K, Langdon A B, Lasinski B F, Johnson J, Perry M D, Campbell E M 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 2945
- [3] Mangles S P D, Murphy C D, Najmudin Z, Thomas A G R, Collier J L, Dangor A E, Dival E J, Foster P S, Gallacher J G, Hooker C J, Jaroszynski D A, Langle A J, Mori W B, Norreys P A, Tsung F S, Viskup R, Walton B R, Krushelnick K 2004 *Nature* **431** 535
- [4] Phuoc K T, Corde S, Thauray C, Malka V, Tafzi A, Goddet J P, Shah R C, Sebban S, Rousse A 2012 *Nat. Photon.* **6** 308
- [5] Rousse A, Phuoc K T, Shah R, Pukhov A, Lefebvre E, Malka V, Kiselev S, Burgy F, Rousseau J, Umstadter D, Hulin D 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 135005
- [6] Liao G, Li Y, Liu H, Scott G G, Neely D, Zhang Y, Zhu B, Zhang Z, Armstrong C, Zemaityte E, Bradford P, Huggard P G, Rusby, D R, McKenna P, Brenner C M, Woolsey N C, Wang W, Sheng Z, Zhang J 2019 *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **116** 3994
- [7] Robinson T S, Consoli F, Giltrap S, Eardley S J, Hicks G S, Ditter E J, Ettliger O, Stuart N H, Notley M, de Angelis R, Najmudin Z, Smith R A 2017 *Sci. Rep.* **7** 983
- [8] Meng C, Xu Z Q, Jiang Y S, Zheng W G, Dang Z 2017 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **64** 10
- [9] Pearlman J S, Dahlbacka G H 1978 *J. Appl. Phys.* **49** 457
- [10] Gerdin G, Tanis M J, Venneri F 1986 *Plasma Phys. Control. Fusion* **28** 527
- [11] Mead M J, Neely D, Gauoin J, Heathcote R, Patel P 2004 *Rev. Sci. Instrum.* **75** 4225
- [12] Raimbourg J 2004 *Rev. Sci. Instrum.* **75** 4234
- [13] Felber F S 2005 *Appl. Phys. Lett.* **86** 231501
- [14] Remo J L, Adams R G, Jones M C 2007 *Appl. Opt.* **46** 6166
- [15] Miragliotta J, Brawley B, Sailor C, Spicer J B, Spicer J W M 2011 *Proc. SPIE* **8037** 80370N-1
- [16] Chen Z Y, Li J F, Yu Y, Wang J X, Li X Y, Peng Q X, Zhu W J 2012 *Phys. Plasmas* **19** 113116
- [17] Dai Y J, Song X W, Gao X, Wang X S, Lin J Q 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 185201 (in Chinese) [戴宇佳, 宋晓伟, 高勋, 王兴生, 林景全 2017 物理学报 **66** 185201]
- [18] Englesbe A, Elle J, Reid R, Lucero A, Pohle H, Domonkos M, Kalnykov S, Krushelnick K, Schmitt-Sody A 2018 *Opt. Lett.* **43** 4953
- [19] 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
- [20] Tao Y, Yang M, Wang C, Yang W, Li Y, Liu S, Jiang S, Ding Y, Xiao S 2016 *Photon. Sens.* **6** 249
- [21] Bradford P, Woolsey N C, Scott G G, Liao G, Liu H, Zhang Y, Zhu B, Armstrong C, Astbury S, Brenner C, Brummitt P, Consoli F, East I, Gray R, Haddock D, Huggard P, Jones P J R, Montgomery E, Musgrave I, Oliveira P, Rusby D R, Spindloe C, Summers B, Zemaityte E, Zhang Z, Li Y, McKenna P, Neely D 2018 *High Power Laser Sci. Eng.* **6** e21
- [22] Brown C G, Ayers J, Felker B, Ferguson W, Holder J P, Nagel S R, Piston K W, Simanovskaia N, Throop A L, Chung M, Hilsabeck T 2012 *Rev. Sci. Instrum.* **83** 10D729
- [23] Brown C G, Clancy T J, Eder D C, Ferguson W, Throop A L 2013 *EPJ Web of Conferences* **59** 08012
- [24] Consoli F, de Angelis R, de Marco M, Krasa J, Cikhardt J, Pfeifer M, Margarone D, Klir D, Dudzak R 2018 *Plasma Phys. Control. Fusion* **60** 105006
- [25] Chen Z Y, Li J F, Li J, Peng Q X 2011 *Plasma Scr.* **83** 055503
- [26] Consoli F, de Angelis R, Duvillaret L, Andreoli P L, Cipriani M, Cristofari G, Di Giorgio G, Ingenito F, Verona C 2016 *Sci. Rep.* **6** 27889
- [27] Krása J, de Marco M, Cikhardt J, Pfeifer M, Velyhan A, Klir D, Řezáč K, Limpouch J, Krouský E, Dostál J, Ullschmied J, Dudzák R 2017 *Plasma Phys. Control. Fusion* **59** 065007

Effect of laser intensity on microwave radiation generated in nanosecond laser-plasma interactions^{*}

Jiang Wei-Man¹⁾²⁾ Li Yu-Tong^{1)2)7)†} Zhang Zhe^{1)‡} Zhu Bao-Jun¹⁾²⁾
 Zhang Yi-Hang¹⁾²⁾ Yuan Da-Wei³⁾ Wei Hui-Gang³⁾ Liang Gui-Yun³⁾
 Han Bo⁴⁾ Liu Chang⁴⁾ Yuan Xiao-Xia⁴⁾ Hua Neng⁵⁾ Zhu Bao-Qiang⁵⁾
 Zhu Jian-Qiang⁵⁾ Fang Zhi-Heng⁶⁾ Wang Chen⁶⁾
 Huang Xiu-Guang⁶⁾ Zhang Jie¹⁾⁷⁾⁸⁾

1) (*Beijing National Laboratory for Condensed Matter Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

2) (*School of Physical Sciences, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

3) (*National Astronomical Observatories, Chinese Academy of Science, Beijing 100012, China*)

4) (*Department of Astronomy, Beijing Normal University, Beijing 100875, China*)

5) (*Shanghai Institute of Optical and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China*)

6) (*Shanghai Institute of Laser Plasma, China Academy of Engineering Physics, Shanghai 201800, China*)

7) (*Songshan Lake Materials Laboratory, Dongguan 523808, China*)

8) (*Collaborative Innovation Center of IFSA (CICIFSA), Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China*)

(Received 4 April 2019; revised manuscript received 20 April 2019)

Abstract

Microwave radiation in several gigahertz frequency band is a common phenomenon in laser-plasma interactions. It can last hundreds of nanoseconds and cause huge electromagnetic pulse disturbances to electrical devices in experiments. It has been found that the microwave radiation might originate from the oscillation of charged chambers, the return current on target holders, the dipole radiation, the quadrupole radiation, and the electron bunch emitted from the plasma to the vacuum. The microwave radiation waveform, frequency spectrum, and intensity depend on many factors such as laser pulse, target, and chamber parameter. To distinguish the microwave radiation mechanisms, the influence of the experimental parameters on the radiation characteristics should be investigated systematically. In this paper we investigate the microwave radiation influenced by the laser intensity in nanosecond laser-plasma interactions. It is found that the microwave radiation intensity varies nonmonotonically with the laser intensity. For the lower laser intensity, the radiation intensity first increases and then decreases with laser intensity increasing, the radiation field continuously oscillates in tens of nanoseconds, and the radiation spectrum contains two components below and above 0.3 GHz, respectively. For the higher laser intensity, the radiation intensity increases with the laser intensity increasing,

^{*} Project supported by the Science Challenge Project, China (Grant No. TZ2016005), the CAS-JSPS Joint Research Program (External Cooperation Program of the BIC, Chinese Academy of Sciences) (Grant No. 112111KYSB20160015), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11520101003, 11827807, 11861121001), and the Strategic Priority Research Program of the Chinese Academy of Sciences (Grant No. XDB16010000).

† Corresponding author. E-mail: yтли@iphy.ac.cn

‡ Corresponding author. E-mail: zzhang@iphy.ac.cn

the radiation field has a unipolar radiation lasting tens of nanoseconds, and the radiation spectrum mainly includes the component below 0.3 GHz. The waveform and spectrum analysis show that these phenomena are due to the difference of the radiation mechanisms at different laser intensities. The frequency component below and above 0.3 GHz are induced by the electron bunch emitted from the plasma to the vacuum and the dipole radiation respectively. At low laser intensity, both the dipole radiation and the electron bunch emitted from the plasma contribute to the microwave radiation. At high laser intensity, the microwave radiation is mainly produced by the electron beam emitted from the plasma to the vacuum. This work is significant for understanding the microwave radiation mechanisms in nanosecond laser-plasma interactions, and implies the potential to provide a reference to the diagnosing of the escape electrons and the sheath field on the target surface by the microwave radiation in laser-plasma interaction.

Keywords: intense laser, microwave radiation, electromagnetic disturbance, nanosecond laser plasma

PACS: 52.38.Kd, 52.25.Os, 52.50.Jm, 52.70.Gw

DOI: [10.7498/aps.68.20190501](https://doi.org/10.7498/aps.68.20190501)