



## 飞秒超强激光驱动太赫兹辐射特性的实验研究

王天泽 雷弘毅 孙方正 王丹 廖国前 李玉同

### Experimental study of terahertz radiation driven by femtosecond ultraintense laser

Wang Tian-Ze Lei Hong-Yi Sun Fang-Zheng Wang Dan Liao Guo-Qian Li Yu-Tong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 085205 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20210518

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210518>

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

#### 激光在大气中驱动的强大太赫兹辐射的理论和实验研究

Theoretical and experimental studies on terahertz radiation from laser-driven air plasma

物理学报. 2018, 67(12): 124202 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180564>

#### 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

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

物理学报. 2019, 68(12): 125201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190501>

#### 激光等离子体光丝中太赫兹频谱的调控

Control of the terahertz spectra generated from laser induced plasma

物理学报. 2020, 69(2): 024205 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191200>

#### 铁磁异质结构中的超快自旋流调制实现相干太赫兹辐射

Coherent terahertz radiation via ultrafast manipulation of spin currents in ferromagnetic heterostructures

物理学报. 2018, 67(19): 197202 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181178>

#### 相对论强激光与近临界密度等离子体相互作用的质子成像

Proton imaging of relativistic laser-produced near-critical-density plasma

物理学报. 2019, 68(15): 155201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190610>

#### 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>

专题: 超短超强激光等离子体物理

## 飞秒超强激光驱动太赫兹辐射特性的实验研究\*

王天泽<sup>1)2)</sup> 雷弘毅<sup>1)3)</sup> 孙方正<sup>1)3)</sup> 王丹<sup>1)3)</sup> 廖国前<sup>1)†</sup> 李玉同<sup>1)3)4)‡</sup>

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) (中国科学院大学材料科学与光电技术学院, 北京 100049)

3) (中国科学院大学物理科学学院, 北京 100049)

4) (松山湖材料实验室, 东莞 523808)

(2021年3月17日收到; 2021年4月12日收到修改稿)

强太赫兹源是太赫兹科学技术发展的关键, 其中大能量强场太赫兹脉冲源在超快物态调控、新型电子加速器等领域具有重要的应用前景. 超快超强激光与等离子体相互作用是近年来发展起来的一种新型的强场太赫兹辐射产生途径. 本文报道了利用超强飞秒激光脉冲与金属薄膜靶作用产生太赫兹辐射的实验结果, 研究了激光能量和离焦量对靶后太赫兹辐射能量的影响, 并通过监测激光背向散射光谱, 定性揭示了其变化规律与不同光强下的电子加热机制的相关性. 实验表征了太赫兹辐射的频谱、偏振及聚焦光斑情况. 测量结果表明, 实验产生了脉冲能量达 458  $\mu\text{J}$ 、聚焦场强高达 GV/m 量级的超宽带太赫兹辐射, 为开展极端太赫兹脉冲与物质相互作用研究提供了一种新的强场太赫兹光源.

**关键词:** 超强激光与等离子体相互作用, 强太赫兹辐射, 相干渡越辐射**PACS:** 52.38.-r, 52.25.Os, 52.38.Dx, 52.50.Jm**DOI:** 10.7498/aps.70.20210518

## 1 引言

太赫兹 (THz) 辐射在电磁频谱中位于微波和红外波之间. 由于具有单光子能量低、谱指纹性等特点, 太赫兹辐射在材料科学、生物医药、无线通讯、国防安全等领域具有重要应用<sup>[1]</sup>, 太赫兹科学已经成为当代前沿研究的热点之一. 强太赫兹辐射源是太赫兹科学技术发展的关键, 其中大能量 ( $> 100 \mu\text{J}$ )、强场 ( $> 1 \text{ MV/cm}$ ) 太赫兹脉冲在超快物态调控<sup>[2]</sup>、催化化学<sup>[3]</sup>、新型电子加速和操控<sup>[4]</sup>等方面有着重要应用. 目前, 大能量强场太赫兹脉冲源主要有两类, 一类是利用大型加速器产生的高能电子束通过同步辐射、渡越辐射等方式产生

太赫兹辐射, 美国斯坦福直线加速器可产生脉冲能量超过 600  $\mu\text{J}$  的太赫兹辐射<sup>[5]</sup>; 另一类是基于超快激光与物质相互作用. 其中一种常用的方法是利用超快激光在晶体中通过光整流等非线性光学效应产生太赫兹辐射. 最近, 人们利用低温冷却的钽酸锂晶体产生了近 1.4 mJ 的太赫兹能量<sup>[6]</sup>, 利用多片拼接的有机晶体获得了近 0.9 mJ 的太赫兹辐射<sup>[7]</sup>. 采用更高的泵浦激光能量和更大的晶体尺寸是这类方法提升太赫兹能量最简单直接的方案. 然而, 由于晶体存在光学损伤阈值, 泵浦光强不能太高, 大尺寸、高品质晶体的生长在技术上仍然是十分困难的.

超快超强激光与等离子体相互作用是近年来发展起来的一种新型强太赫兹产生方案. 一方面,

\* 科学挑战计划 (批准号: TZ2016005)、国家自然科学基金 (批准号: 92050106, 11827807) 和中科院先导研究计划 (批准号: XDB16010200, XDA25010000) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: gqliao@iphy.ac.cn

‡ 通信作者. E-mail: ytli@iphy.ac.cn

等离子体没有光学损伤问题,可承受任意光强的泵浦;另一方面,超强激光与等离子体作用可作为紧凑的粒子加速器<sup>[8]</sup>,产生大电量、超短脉宽的电子束,从而有望突破目前基于加速器和晶体的太赫兹源在能量提升方面遇到的技术瓶颈.目前,人们利用皮秒超强激光与固体靶作用,已在实验上产生了脉冲能量高达百毫焦、峰值功率高达太瓦量级的极端太赫兹脉冲<sup>[9]</sup>;利用焦耳量级飞秒激光与金属薄膜靶作用产生了近 700  $\mu\text{J}$  的太赫兹辐射<sup>[10]</sup>,与金属丝靶作用产生了近 3 mJ 的强太赫兹脉冲<sup>[11]</sup>.对于超强激光与平面靶作用,人们发现了基于等离子体波<sup>[12]</sup>和超热电子<sup>[13]</sup>的两类太赫兹产生机制.金属靶后的太赫兹辐射主要是由强激光在靶前加速的大量超热电子前向输运,在穿越靶后表面-真空界面时,通过渡越辐射或鞘层辐射等过程产生的<sup>[14,15]</sup>.可见,靶后太赫兹辐射与靶前的激光等离子体相互作用密切相关.

本文报道了飞秒超强激光脉冲与金属薄膜靶相互作用产生太赫兹辐射的实验研究,通过改变激光能量和离焦量等手段,考察了激光强度对太赫兹能量的影响,结合激光背向散射光谱的特征,定性理解了实验现象,并表征了太赫兹能量、频谱、偏振、焦斑等性质,在优化参数下获得了峰值场强高达 GV/m 量级的强太赫兹脉冲.

## 2 实验布局

实验是在中国科学院物理研究所光物理实验室的 20 TW 激光装置上进行的.实验布局如图 1 所示,中心波长 800 nm、脉宽 30 fs 的主激光由 F#3 离轴抛物面镜 (OAP1) 聚焦,以  $45^\circ$  入射到 10  $\mu\text{m}$  厚的铜薄膜靶上,利用一个定制的椭球面金属镜收集在靶后表面  $6^\circ$ — $39^\circ$  夹角范围内发射的太赫兹辐射 (收集角为  $33^\circ$ ),由于太赫兹发射源点位于椭球面镜的第一焦点,收集的太赫兹辐射被会聚到第二焦点,之后由 F#1 抛物面镜 (OAP2) 准直成平行光束,经 TPX (polymethylpentene) 窗片导出到真空靶室外,采用热释电探测器测量太赫兹辐射的能量.实验中使用 TPX 器测量太赫兹辐射的能量.实验中使用 TPX 透镜组和热释电相机替换 OAP2,可对太赫兹光束在椭球面镜第二焦点的光斑进行成像.此外,激光背向散射光经激光离轴抛物面镜收集后透过介质膜反射镜,由透镜聚焦后采用光纤

光谱仪测量其光谱.激光脉冲能量可调,到靶能量最大约为 270 mJ.激光在靶面的光斑大小可通过移动激光离轴抛物面镜进行改变,最小的焦斑半高全宽为 3.3  $\mu\text{m}$ .在最大激光能量和最小焦斑时,激光在靶面上的峰值功率密度为  $3.1 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ .

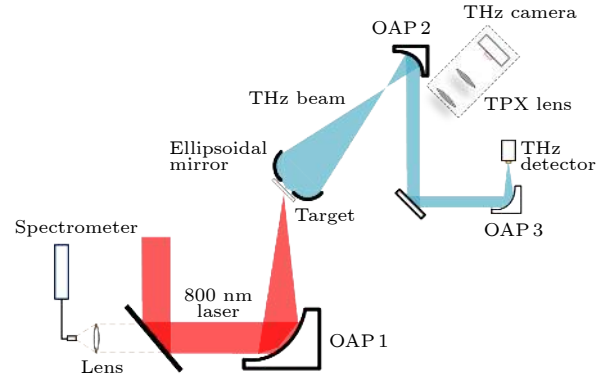


图 1 实验布局示意图

Fig. 1. Schematic of the experimental layout.

## 3 实验结果与讨论

实验首先测量了太赫兹能量随激光能量的变化情况,如图 2(a) 所示.可见,随着激光能量的增加,太赫兹能量和激光-太赫兹能量转换效率均呈现非线性的增长趋势.在实验最大激光能量 270 mJ 时,太赫兹能量为 458  $\mu\text{J}$ ,相应激光-THz 转换效率为 0.17%,且仍未出现任何饱和迹象.这表明,如果继续增加激光能量,太赫兹能量将以更快的速度继续增强.这是相较于晶体太赫兹源的一个最明显的优势<sup>[6]</sup>.

由于靶后太赫兹辐射是由超热电子产生的,激光-太赫兹能量转换效率  $\eta_{L \rightarrow T}$  可分解为激光-超热电子转换效率  $\eta_{L \rightarrow e}$  (近似为激光能量吸收率) 和超热电子-太赫兹能量转换效率  $\eta_{e \rightarrow T}$  两部分,  $\eta_{L \rightarrow T} = \eta_{L \rightarrow e} \eta_{e \rightarrow T}$ , 其中  $\eta_{L \rightarrow e}$  主要取决于电子加热机制,  $\eta_{e \rightarrow T}$  主要依赖于超热电子束流强度和温度.为了定性理解太赫兹能量随激光能量的非线性增长规律,实验中同时测量了激光背向散射光的光谱,如图 2(b) 所示.在较小激光能量时,散射光中含有较多的 800 nm 激光成分,侧面反映出激光能量未被充分吸收;且存在比较明显的二倍频成分,说明共振吸收是电子加热的主要过程之一<sup>[16]</sup>.在大激光能量时,散射光 800 nm 附近的激光分量较少,定性说明更多的激光能量被吸收;且光谱表现

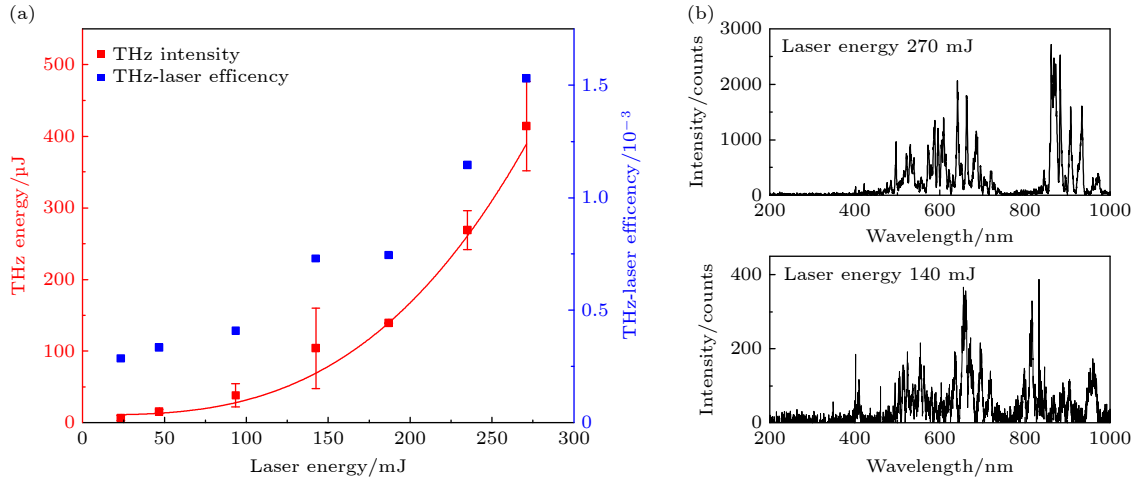


图 2 太赫兹能量与激光能量及激光背向散射光的关系 (a) 太赫兹能量 (红色方块) 和激光-太赫兹能量转换率 (蓝色方块) 随激光能量的变化; (b) 不同激光能量下的背向散射光光谱

Fig. 2. Relationship between THz energy, laser energy and laser back scattered light: (a) Dependence of THz energy (red square) and THz-laser efficiency (blue square) on the laser energy; (b) laser back scattered light spectra at different laser energy.

为明显更强的白光连续谱, 表明更剧烈的激光等离子体作用<sup>[17]</sup>. 可见, 随着激光强度的增加, 更多的激光能量被吸收, 产生数目更多、温度更高的超热电子. 对于实验光强范围  $3 \times 10^{18} - 3 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ , 经验的电子温度定标率评估出电子温度范围为  $0.3 - 0.6 \text{ MeV}$ <sup>[18]</sup>. 电子在穿越靶面时激发相干的太赫兹渡越辐射. 相干渡越辐射能量近似与电子数目呈平方关系, 而电子束能量与电子数目呈正比. 在电子温度变化不大的情况下, 更多的超热电子将产生更大能量的太赫兹渡越辐射, 相应的电子-太赫兹能量转换效率也将有所增加<sup>[19]</sup>.  $\eta_{L \rightarrow e}$  和  $\eta_{e \rightarrow T}$  的非线性变化最终导致了太赫兹能量和产生效率随激光能量和强度的非线性增长, 由此定性解释了实验现象.

改变激光强度的另一种方案是改变光斑大小. 实验中通过沿光轴方向前后移动激光聚焦镜, 改变激光在靶面的光斑尺寸; 使用长工作距离显微镜对靶点进行监控, 同时在垂直光轴方向上微调激光聚焦镜, 保证激光与靶相互作用点的位置不变, 从而不影响后续太赫兹收集. 图 3(a) 给出了太赫兹能量随激光离焦量的变化情况, 其中离焦量为零表示激光聚焦最小的情形. 激光聚焦尺寸随离焦量的变化情况按高斯光束传播近似处理, 可估算出各个离焦量对应的光强. 可见, 太赫兹能量在最佳聚焦处呈单峰状分布, 与光强的变化趋势整体上是符合的. 随着激光离焦量的增大, 太赫兹能量和激光强度迅速下降. 值得注意的是, 尽管在大离焦量时,

激光强度已下降至  $10^{16} \text{ W/cm}^2$  量级, 而太赫兹能量仍有数十  $\mu\text{J}$ , 相比于最强时只降低了约 1 个数量级. 图 3(b) 给出了不同离焦量下的典型散射光谱. 在激光最佳聚焦时, 散射光谱最强. 在较小离焦量时, 散射光减弱, 但整体特征仍与最佳聚焦情形类似. 在较大离焦量时, 连续谱特征消失, 出现了明显的  $800 \text{ nm}$  基频、二倍频和  $3/2$  倍频成分. 激光二倍频和  $3/2$  倍频成分通常认为分别是共振吸收和双等离子体衰变过程的标志性产物<sup>[16]</sup>. 散射光谱结果表明, 随着光强的变化, 激光吸收和电子加热机制发生了明显变化. 在  $10^{16} - 10^{17} \text{ W/cm}^2$  光强时, 共振吸收和双等离子体衰变成为主导的超热电子产生过程. 在如此低的光强下, 太赫兹能量依然可测量, 表明这些过程也产生了可观的超热电子.

实验通过上述改变激光能量和离焦量的方法, 优化得到最大太赫兹能量  $W = 458 \mu\text{J}$ . 随后, 在最大激光能量和最佳聚焦处, 表征了太赫兹辐射的频谱、偏振和聚焦光斑等基本性质, 如图 4 所示. 电光采样是目前最常用的太赫兹波形和频谱测量方法, 然而, 由于电光晶体对太赫兹辐射的吸收以及太赫兹-探针光速度失配等因素, 基于 ZnTe, GaP 等晶体的电光采样方法探测带宽有限<sup>[20]</sup>. 为了非失真地测量强激光与固体靶作用产生的超宽带太赫兹辐射的频谱, 实验中通过在太赫兹能量探头前更换不同带通滤片的方式测量了离散的太赫兹频谱<sup>[21]</sup>. 图 4(a) 给出了考虑探头频谱响应、太

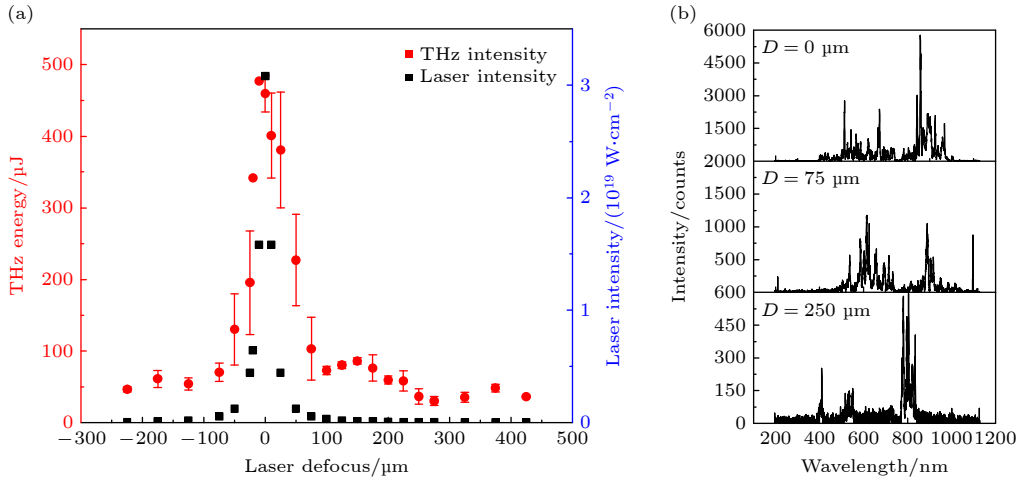


图 3 太赫兹能量、激光光强及激光背向散射光与激光离焦量的关系 (a) 太赫兹能量 (红色圆点) 和激光光强 (黑色方块) 随激光离焦量  $D$  的变化; (b) 不同离焦量对应的激光散射光光谱  
 Fig. 3. Relationship between THz energy, laser intensity, laser back scattered light, and laser defocus: (a) THz energy (red dot) and laser intensity (black square) as a function of the laser defocus distance  $D$ ; (b) laser back scattered light spectra at different laser defocus distance.

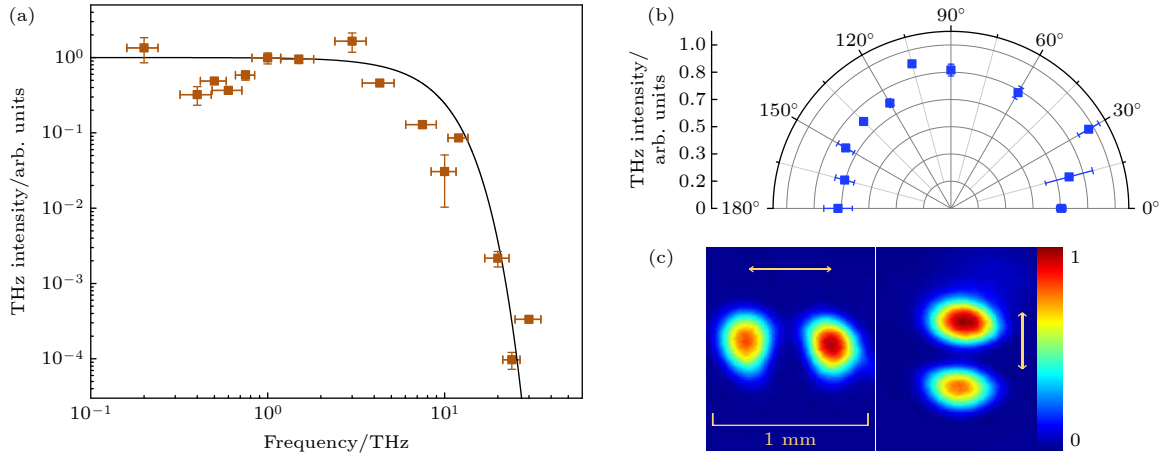


图 4 太赫兹频谱、偏振及光斑表征 (a) 使用带通滤片测得的太赫兹频谱 (棕色方块) 以及根据 CTR 理论使用实验参数拟合得到的理论频谱 (黑色实线); (b) 使用太赫兹偏振片测得的太赫兹偏振分布; (c) 使用太赫兹相机测得的太赫兹光斑 (左), 旋转相机阵面  $90^\circ$  后测得的太赫兹光斑 (右), 图中黄色箭头为太赫兹相机偏振敏感方向  
 Fig. 4. Characterization of THz spectrum, polarization and profile: (a) THz spectrum measured by band-pass filters (brown square) and fitted with the CTR theory (black line); (b) THz polarization distribution measured by a THz polarizer; (c) THz spot profile measured by a THz camera.

赫兹窗片透过率等因素后反演的太赫兹频谱. 可见, 太赫兹辐射具有超宽带频谱, 最大频率接近 30 THz. 相干太赫兹渡越辐射的频谱主要取决于电子束的时间结构, 与电子能量关系不大; 太赫兹辐射的时间宽度与电子束脉宽相当<sup>[19]</sup>. 激光加速的电子束往往具有与激光脉冲类似的高斯状时间分布, 相应的相干太赫兹渡越辐射频谱为  $\exp(-\omega^2\tau_b^2)$ , 其中  $\tau_b$  为电子束的均方根脉宽. 实验测量的频谱与 30 fs 脉宽电子束的渡越辐射理论频谱基本符合, 如图 4(a) 中黑色实线所示, 因此评估

出太赫兹脉宽  $\tau \approx 30$  fs. 实验上采用太赫兹偏振片测量了太赫兹辐射的偏振特性, 如图 4(b) 所示, 其中  $0^\circ/180^\circ$  为水平偏振,  $90^\circ$  为竖直偏振. 太赫兹偏振分量在各个方向差异不大. 渡越辐射的偏振特性取决于电子束的出射方向和发散角<sup>[22]</sup>. 在本实验中, 成像板 (IP) 测量结果表明, 电子束主要沿靶后法线方向附近出射. 在这种条件下, 渡越辐射主要呈径向偏振分布, 与实验结果符合. 实验采用热释电太赫兹相机测量了太赫兹光束经 TPX 透镜组成像后的光斑情况, 如图 4(c) 所示, 呈现两个水平

方向分立的圆斑. 需要指出的是, 实验中使用的热释电相机 (Ophir, Pyrocam IV) 具有偏振相关的响应率, 对水平偏振光更敏感, 类似一个水平偏振片; 实验中将相机阵面旋转  $90^\circ$ , 采集到的光斑呈竖直方向分立的两个圆斑. 结合太赫兹光束的径向偏振特性, 可推断出太赫兹光斑近似呈环状, 与锥状渡越辐射经椭球面镜收集的环状光束预期一致, 也和之前的实验结果符合 [23]. 考虑成像系统 10 倍的放大倍数, 反推出在椭球面镜第二焦点处太赫兹光斑大小  $d = 1$  mm. 根据以上太赫兹参数, 可评估出太赫兹光斑内的峰值电场强度

$$E_{\text{THz}} = \left[ \frac{2W}{\pi(d/2)^2 \tau c \epsilon_0} \right]^{1/2} = 3.68 \text{ GV/m},$$

其中  $c$  和  $\epsilon_0$  分别为真空中的光速和真空介电常数.

## 4 结 论

本文实验表征了飞秒超强激光与金属薄膜靶作用产生的太赫兹辐射性质, 并研究了激光强度对太赫兹辐射的影响. 由于不同光强下激光吸收效率和电子加热机制的变化, 太赫兹能量随激光能量和离焦量的变化呈现出非线性的变化规律. 这表明, 靶后太赫兹辐射与靶前的激光等离子体相互作用密切相关, 对于下一步优化该类太赫兹源具有一定的指导意义. 在优化的参数下, 实验产生了能量超过  $400 \mu\text{J}$ 、聚焦场强超过  $\text{GV/m}$ 、径向偏振的超宽带太赫兹辐射, 有望用于开展强场太赫兹波与物质相互作用的实验研究.

## 参考文献

- [1] Dhillon S S, Vitiello M S, Linfield E H, et al. 2017 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **50** 043001
- [2] Liu M, Hwang H Y, Tao H, Strikwerda A C, Fan K, Keiser G R, Sternbach A J, West K G, Kittiwatanakul S, Lu J, Wolf S A, Omenetto F G, Zhang X, Nelson K A, Averitt R D 2012 *Nature* **487** 345
- [3] LaRue J L, Katayama T, Lindenberg A, Fisher A S, Ostrom H, Nilsson A, Ogasawara H 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 036103
- [4] Zhao L R, Tang H, Lu C, Jiang T, Zhu P F, Hu L, Song W, Wang H D, Qiu J Q, Jing C G, Antipov S, Xiang D, Zhang J 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 054802
- [5] Wu Z, Fisher A S, Goodfellow J, Fuchs M, Daranciang D, Hogan M, Loos H, Lindenberg A 2013 *Rev. Sci. Instrum.* **84** 022701
- [6] Zhang B, Ma Z, Ma J, Wu X, Ouyang C, Kong D, Hong T, Wang X, Yang P, Chen L, Li Y, Zhang J 2021 *Laser Photon. Rev.* **15** 2000295
- [7] Vicario C, Ovchinnikov A V, Ashitkov S I, Agranat M B, Fortov V E, Hauri C P 2014 *Opt. Lett.* **39** 6632
- [8] Gonsalves A J, Nakamura K, Daniels J, et al. 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 084801
- [9] Liao G Q, Liu H, Scott G G, et al. 2020 *Phys. Rev. X* **10** 031062
- [10] Gopal A, Singh P, Herzer S, Reinhard A, Schmidt A, Dillner U, May T, Meyer H G, Ziegler W, Paulus G G 2013 *Opt. Lett.* **38** 4705
- [11] Zeng Y S, Zhou C L, Song L W, Lu X M, Li Z P, Ding Y Y, Bai Y F, Xu Y, Leng Y X, Tian Y, Liu J S, Li R X, Xu Z Z 2020 *Opt. Express* **28** 15258
- [12] Liao G Q, Li Y T, Li C, et al. 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 255001
- [13] Liao G Q, Li Y T, Zhang Y H, et al. 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 205003
- [14] 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. U.S.A.* **116** 3994
- [15] Woldegeorgis A, Herzer S, Almassarani M, Marathapalli S, Gopal A 2019 *Phys. Rev. E* **100** 053204
- [16] Zhang J, Li Y T, Sheng Z M, Wei Z Y, Dong Q L, Lu X 2005 *Appl. Phys. B* **80** 957
- [17] Gaeta A L 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 3582
- [18] Haines M G, Wei M S, Beg F N, Stephens R B 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 045008
- [19] Schroeder C B, Esarey E, van Tilborg J, Leemans W P 2004 *Phys. Rev. E* **69** 016501
- [20] Casalbuoni S, Schlarb H, Schmidt B, Schmitscher P, Steffen B, Winter A 2008 *Phys. Rev. Spec. Top. Accel. Beams* **11** 072802
- [21] Liu H, Liao G Q, Zhang Y H, et al. 2019 *High Power Laser Sci. Eng.* **7** e6 7
- [22] Zheng J, Tanaka K A, Miyakoshi T, Kitagawa Y, Kodama R, Kurahashi T, Yamanaka T 2003 *Phys. Plasmas* **10** 2994
- [23] Gopal A, May T, Herzer S, et al. 2012 *New J. Phys.* **14** 083012

SPECIAL TOPIC—Ultra short ultra intense laser plasma physics

# Experimental study of terahertz radiation driven by femtosecond ultraintense laser\*

Wang Tian-Ze<sup>1)2)</sup>   Lei Hong-Yi<sup>1)3)</sup>   Sun Fang-Zheng<sup>1)3)</sup>   Wang Dan<sup>1)3)</sup>  
 Liao Guo-Qian<sup>1)†</sup>   Li Yu-Tong<sup>1)3)4)‡</sup>

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

2) (*College of Materials Sciences and Opto-Electronic Technology, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

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

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

( Received 17 March 2021; revised manuscript received 12 April 2021 )

## Abstract

Powerful terahertz (THz) radiation sources are crucial to the development of THz science. High-energy strong-field THz pulses have many significant applications such as in the ultrafast control of matter and the THz-driven electron acceleration. In recent years, ultraintense laser-plasma interactions have been proposed as a novel approach to strong-field THz generation. In this paper, the experimental results are presented about the generation of THz radiation from a solid foil irradiated by a 10-TW femtosecond laser pulse. The THz energy as a function of laser energy and defocusing amount is studied. It is found that both the THz energy and the laser-to-THz conversion efficiency increase nonlinearly with the laser energy increasing. At maximum laser energy ~270 mJ, the measured THz pulse energy is 458  $\mu$ J, corresponding to a laser-to-THz energy conversion efficiency of 0.17%. No indication of saturation is observed in the experiment, implying that a stronger THz radiation could be achieved with higher laser energy. By simultaneously monitoring the backward scattered laser light spectrum, it is qualitatively understood that the observed THz radiation as a function of laser energy and laser defocusing distance is closely related to the electron heating mechanisms at different laser intensities. The THz spectrum and polarization are characterized by using different band-pass filters and a wire-grid polarizer, respectively. The THz radiation covers an ultrabroad band ranging from 0.2 THz to 30 THz, and shows a radially polarized distribution. By fitting the measured THz spectrum with the theory of coherent transition radiation, the THz pulse duration is inferred to be about 30 fs. At the THz focal spot of ~1 mm in size, the THz field strength is evaluated to be 3.68 GV/m. Such a strong-field THz source will enable the study of extreme THz-matter interactions.

**Keywords:** ultraintense laser-plasma interaction, strong terahertz radiation, coherent transition radiation

**PACS:** 52.38.-r, 52.25.Os, 52.38.Dx, 52.50.Jm

**DOI:** 10.7498/aps.70.20210518

\* Project supported by the Science Challenge Project, China (Grant No. TZ2016005), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 92050106, 11827807), and the Strategic Priority Research Program of the Chinese Academy of Sciences (Grant Nos. XDB16010200, XDA25010000).

† Corresponding author. E-mail: [gqliao@iphy.ac.cn](mailto:gqliao@iphy.ac.cn)

‡ Corresponding author. E-mail: [ytli@iphy.ac.cn](mailto:ytli@iphy.ac.cn)