

高重频宽调谐太赫兹参量振荡器*

马鸿儒¹⁾²⁾ 王与焱^{1)2)†} 徐炳烽¹⁾²⁾ 张敬喜¹⁾²⁾ 孙悦¹⁾²⁾
陈锴¹⁾²⁾ 徐德刚¹⁾²⁾ 姚建铨¹⁾²⁾

1) (天津大学精密仪器与光电子工程学院, 天津 300072)

2) (天津大学光电信息技术教育部重点实验室, 天津 300072)

(2026 年 4 月 5 日收到; 2026 年 5 月 9 日收到修改稿)

高重频宽调谐太赫兹辐射源在物质光谱检测、快速成像等领域有着迫切需求. 本文理论分析了太赫兹参量过程净增益的影响因素, 明确了泵浦光能量密度对太赫兹波输出功率与调谐范围的影响. 实验中, 基于高重频电光调 Q 1064 nm 激光器泵浦氧化镁掺杂的铌酸锂晶体 ($\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$, $\text{MgO}:\text{LN}$), 实现了重复频率 4 kHz、调谐范围为 1.05—4.96 THz 的太赫兹波输出, 实验与理论计算能够很好地吻合. 且当泵浦功率为 28 W 时, 在 1.7 THz 处获得的太赫兹波最大平均功率为 120 μW , 对应的能量转换效率为 4.3×10^{-6} , 峰值功率约为 10.3 W.

关键词: 太赫兹参量辐射源, 受激电磁耦合子散射, 高重频, 宽调谐**DOI:** 10.7498/aps.75.20260474**CSTR:** 32037.14.aps.75.20260474

1 引言

太赫兹 (terahertz, THz) 波是位于微波与红外之间的电磁波谱区域, 频率范围约为 0.1—10 THz (对应波长 3 mm—30 μm). 由于其在光谱中所处的特殊位置以及具有宽带性、指纹性、低能性等特点, 太赫兹波在通信、天文学、生物化学、分子分析及无损检测等领域具有重要应用价值^[1-4]. 特别是在物质检测与成像等应用领域, 高重复频率太赫兹辐射源能显著缩短样品检测时间, 宽调谐范围太赫兹辐射源可以有效增加物质光谱信息, 拓宽物质检测种类. 因此, 高功率、高重频、宽调谐太赫兹辐射源是当前太赫兹技术研究中的重点关注问题之一.

太赫兹波的产生方法主要分为电子学和光子学两大类. 电子学方法主要包括基于固态电子学技术的肖特基二极管固态倍频器、谐振隧穿二极管;

基于真空电子学的回旋管和返波振荡器^[5,6]、太赫兹自由电子激光器等^[7]. 基于固态电子学和真空电子学技术可以产生稳定的窄线宽连续太赫兹波输出, 但是需要复杂的高频电路设计, 且调谐范围有限, 难以实现 1 THz 以上的太赫兹波输出. 自由电子激光器输出的太赫兹波具有高功率、宽带可调谐且线宽窄等优异性质, 但造价昂贵、使用成本高、体积庞大等问题限制了其广泛应用. 光子学方法主要采用光学手段产生太赫兹辐射, 主要包括: 基于 CO_2 激光泵浦的太赫兹气体激光器^[8]、基于半导体技术的太赫兹量子级联激光器^[9]、基于超短脉冲泵浦的宽带太赫兹辐射源^[10,11]、基于非线性光学频率变换技术的太赫兹辐射源^[12,13]. CO_2 激光泵浦的太赫兹气体激光器与太赫兹量子级联激光器可以输出高功率太赫兹波, 但输出频率无法连续调谐; 基于超短脉冲泵浦的太赫兹波辐射源可以实现宽带太赫兹输出, 由于其采用飞秒激光泵浦, 频率分辨

* 国家自然科学基金 (批准号: 62575210, 62275193, 62405214)、天津市青年科技人才项目 (批准号: QN20230204) 和中国博士后科学基金 (批准号: 2025M770805) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yuyewang@tju.edu.cn

率较低, 限制了其对物质精细光谱的测量. 相比之下, 基于非线性光学频率变换技术的太赫兹波参量辐射源具有频率可连续调谐、结构紧凑、可室温运转等优势, 近年来引起人们的广泛关注.

铌酸锂晶体 (LiNbO_3 , LN) 是常见的太赫兹参量辐射源晶体之一, 其具有高的二阶和三阶非线性系数, 且最低阶 A1 对称模频率正处于太赫兹波段, 通常可以产生 1—3 THz 范围的连续调谐太赫兹波输出^[14,15]. 为了拓宽太赫兹参量辐射源的调谐范围且提升太赫兹波的输出功率, 人们采取了很多方法. 例如, 通过采用晶体表面刻光栅、硅棱镜耦合结构实现太赫兹波的高效耦合输出^[16], 通过倾斜晶体、表面垂直出射等晶体结构设计^[17,18], 有效减小了太赫兹波在 LN 晶体中的传输距离 (LN 对太赫兹波的吸收系数 $\alpha_T \approx 20 \text{ cm}^{-1}$ at 1 THz), 提升了太赫兹波的输出功率. 同时, 通过改变晶体掺杂、工作温度、化学组成等^[19,20], 提高晶体损伤阈值, 且有效降低了晶体对太赫兹波的吸收. 2017 年, 本团队基于近化学计量比晶体 (掺杂摩尔分数为 1% 的 MgO:SLN , SLN) 实现了 1.16—4.64 THz 范围的可调谐输出^[21]. 由于 SLN 晶体的生长工艺不成熟, 大尺寸晶体较难生长且价格昂贵, 限制了其在太赫兹参量源中的广泛应用. 基于脉冲种子注入的 MgO:LN 太赫兹参量产生器可以有效提升太赫兹波的产生增益, 已实现了 1.04—5.15 THz 范围的可调谐输出, 最大平均功率达 $54.6 \mu\text{W}$ ^[22]. 但该结构对泵浦光的能量要求较高, 且需要注入的脉冲种子光与泵浦光的时域很好地重合. 此外, 皮秒激光泵浦可以有效抑制 LN 晶体受激电磁耦合子散射过程中的受激布里渊散射现象, 提升太赫兹波产生增益^[23]. 2016 年, Murate 等^[18] 采用脉冲宽度 390 ps、重复频率 10 Hz 的皮秒激光器泵浦 LN 晶体, 同时倾斜 LN 晶体缩短了太赫兹波在晶体中的传播距离, 将输出频率上限拓展至 5 THz, 但是平均功率较低. 考虑到泵浦源的重复频率是高重频太赫兹波输出的关键因素之一, 近年来基于声光调 Q 内腔泵浦的太赫兹参量振荡源被广泛报道, 通过将非线性晶体置于激光谐振腔内, 泵浦光在非线性晶体中多次通过, 提升能量转化效率. 2017 年, Lee 等^[24] 使用重复频率为 5 kHz 的 1342 nm 激光器内腔泵浦 LN 晶体, 有效避免了传统 1064 nm 泵浦光进入硅棱镜会激发自由载流子而造成对太赫兹波的吸收, 实现了 1.05—2.2 THz 范围的高重频

可调谐太赫兹波输出, 最大平均功率达 $62.3 \mu\text{W}$. 但由于该泵浦脉冲宽度在数百纳秒范围内, 输出的太赫兹波峰值功率相对较低, 为 mW 量级.

本文理论分析了太赫兹参量过程净增益的影响因素, 明确了泵浦能量密度对太赫兹波输出功率与调谐范围的影响. 基于高重频电光调 Q 1064 nm 激光外腔泵浦 MgO:LN 晶体实现了高功率、宽调谐太赫兹波输出. 在泵浦功率为 28 W, 重复频率为 4 kHz 时, 获得了 1.05—4.96 THz 范围的太赫兹波调谐输出, 实验与理论计算能够很好地吻合. 在 1.7 THz 处, 太赫兹波最大输出功率为 $120 \mu\text{W}$, 能量转化效率为 4.3×10^{-6} , 峰值功率约为 10.3 W.

2 实验装置

图 1 为基于电光调 Q Nd:YAG 激光泵浦的太赫兹参量振荡器 (terahertz parametric oscillator, TPO) 示意图. 主振荡功率放大 (master oscillator power amplifier, MOPA) 激光系统由端面泵浦的电光调 Q 激光振荡级和放大级组成, 其中放大级包含一级放大和二级放大. 振荡级由光纤耦合的 885 nm 半导体激光器 (laser diode, LD) 泵浦, 纤芯直径为 200 μm , 数值孔径为 0.22. LD 以脉冲模式运行, 重复频率为 4 kHz. 经过 1:4 耦合透镜系统聚焦到增益介质中. 增益介质为掺杂原子百分数 1% 的 Nd:YAG 晶体, 其尺寸为 4 mm×4 mm×40 mm. 晶体两端面镀有 885 nm 和 1064 nm 增透膜. M_1 和 M_2 分别为凸面镜和平行平面镜, 前者镀 885 nm 增透膜和 1064 nm 高反射膜, 后者镀 $T = 60\%$ 的 1064 nm 增透膜. 激光谐振腔长度为 150 mm. 偏振分束器 (polarizing beam splitter, PBS)、BBO 电光 Q 开关 (EOQ) 与 1/4 波片 (quarter-wave plate, QWP) 组合实现调 Q 运转. 振荡级输出的 1064 nm 种子激光经 45°二向色镜 M_3 , M_4 (885 nm 高透、1064 nm 高反) 进入放大系统. 一级放大与二级放大均采用与振荡级类似的 885 nm LD 泵浦源, 通过耦合透镜系统将泵浦光聚焦至放大晶体. 为进一步抑制高功率泵浦下的热效应并优化增益分布, 放大晶体采用梯度掺杂结构的 Nd:YAG 晶体. MOPA 激光系统输出的纳秒脉冲最高平均功率可达 28 W.

进一步, 1064 nm 泵浦光通过半波片和布儒斯特窗后偏振方向被调节为与 MgO:LN 晶体的 z 轴

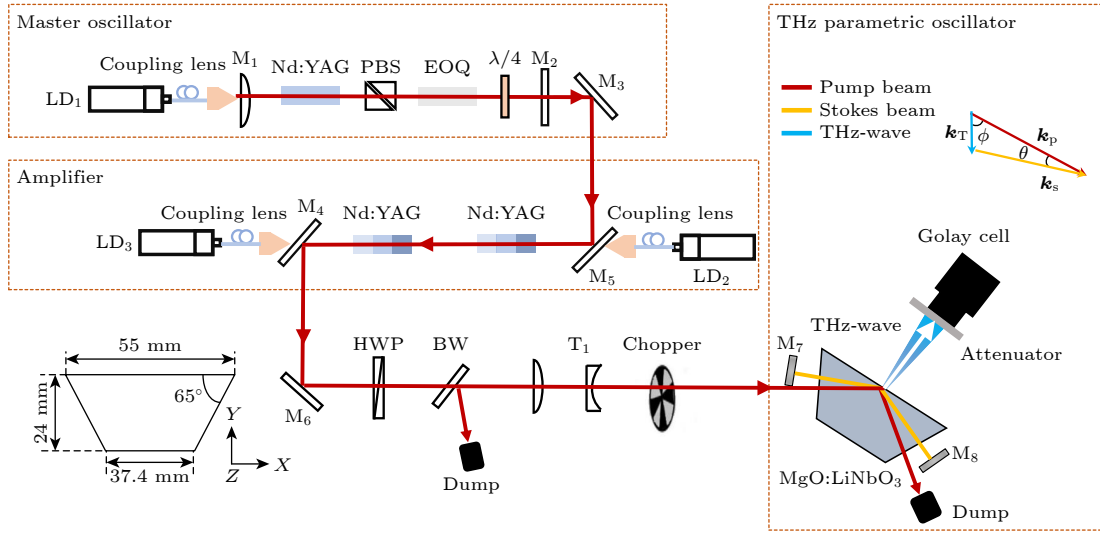


图 1 基于电光调 Q Nd:YAG 激光器泵浦的太赫兹参量振荡器示意图 (插图 MgO:LN 晶体的结构示意图)

Fig. 1. Schematic diagram of the MgO:LN-TPO pumped by an electro-optic Q-switched Nd:YAG laser (Insert is schematic of MgO:LN crystal structure).

平行. 在 TPO 装置前放置 T_1 透镜组调节泵浦光的光斑大小. Stokes 光谐振腔由 D 形镜 M_7 和 M_8 组成, 两者均镀有 1064—1090 nm 高反膜, 谐振腔腔长约为 100 mm. TPO 装置整体放置于可旋转平台上, 通过旋转平台可以改变泵浦光与腔内谐振的 Stokes 光之间的相位匹配角, 从而实现太赫兹波的频率调谐输出. 实验使用的 MgO:LN 晶体的结构示意图如图 1 插图所示. 晶体被切割成一个等腰梯形, 其尺寸在 x , y 和 z 方向上分别为 55 mm, 24 mm 和 10 mm. 其通光表面经过抛光处理但未镀膜. 晶体的特殊结构设计使得泵浦光和 Stokes 光在晶体表面发生全反射, 保证太赫兹波近垂直于晶体浅表面出射, 从而减小由于晶体吸收和菲涅耳反射带来的太赫兹波损耗. 实验中使用高莱探测器 (Golay cell, TYDEX, Inc: GC-1T) 测量太赫兹波能量. 为了消除泵浦光和 Stokes 光对太赫兹波探测的影响, 在高莱探测器窗口前放置黑色聚乙烯片以滤除近红外光. 此外, 由于高莱探测器的响应速度较慢, 无法响应 4 kHz 的信号, 因此在 TPO 装置前放置一个重复频率为 10 Hz、占空比为 50% 的斩波器.

3 理论分析

太赫兹参量振荡器的原理是基于非线性增益介质的受激电磁耦子散射 (stimulated polariton scattering, SPS). 在受激电磁耦子散射过程中,

一个泵浦光子转化为一个斯托克斯 (Stokes) 光子和一个太赫兹光子, 该过程包含二阶和三阶非线性效应, 且满足能量守恒定律和动量守恒定律.

假设泵浦光为有限尺寸的高斯光束, 在小信号增益近似下, 参量过程的增益系数 g_s 的表达式 [25]:

$$g_s = \frac{16\pi^3 c^2 I_p}{\omega_s n_s n_p \omega_T n_T \alpha_T} \frac{\omega_T^2 \chi_{\text{eff}}^2}{c^2} \sqrt{p} e^{p^2} \text{erfc}(p), \quad (1)$$

$$p = \alpha_T L_{\text{eff}} = \frac{\alpha_T r_x}{\sin \phi}, \quad (2)$$

其中 p 是晶体对太赫兹波的吸收系数 α_T 与有效作用长度 L_{eff} 的乘积, 是无量纲参数; r_x 是泵浦光半径; ϕ 是泵浦光与太赫兹波的夹角; I_p 是泵浦光峰值功率密度; χ_{eff} 是晶体的有效非线性极化率; ω_s , ω_T 分别是 Stokes 光和太赫兹波的角频率; n_p , n_s 和 n_T 分别代表泵浦光、Stokes 光和太赫兹波在晶体中的折射率; c 是真空光速.

参量过程的增益系数 g_s 体现了 SPS 过程中泵浦光激发晶体的二阶非线性极化响应产生并放大太赫兹波的能力. 然而, 太赫兹波被泵浦光放大的同时还伴随晶体的吸收, 太赫兹波从晶体出射是增益与损耗的动态竞争过程. 引入净增益系数 g_{net} :

$$g_{\text{net}} = g_s - \alpha_T, \quad (3)$$

净增益系数 g_{net} 取决于参量过程的增益系数 g_s 和晶体对太赫兹波的吸收系数 α_T , 体现了参量过程从晶体辐射太赫兹波的能力. 净增益系数为正表明太赫兹波的增益大于损耗, 能克服晶体的吸收损耗从晶体出射. 同时, 净增益系数越大, 参量过程输

出的太赫兹波强度越高.

为了明确太赫兹参量产生过程中的影响因素, 理论仿真了不同泵浦光斑条件时净增益系数在不同太赫兹频率下的变化曲线, 如图 2 所示. 计算中设置物理参数为: 泵浦光平均功率为 28 W, 重复频率为 4 kHz, 脉冲宽度为 5 ns, MgO:LN 晶体的吸收系数采用文献 [26] 的实验测定数据. 由图 2 可知, 在泵浦光平均功率一定的条件下, 当泵浦光斑半径较大 (如 $r_x = 800 \mu\text{m}$) 时, g_{net} 从 1 THz 开始随着频率的增大而增大, 在某一频率处会达到最大值, 随后随着频率的增大而减小, 在 3 THz 附近几乎为零; 而通过聚焦泵浦光, 如 $r_x = 500 \mu\text{m}$, 在同一太赫兹频率下净增益系数 g_{net} 增大, 即有望提升太赫兹波的输出功率; 且太赫兹高频区 ($\omega_T/2\pi > 3 \text{ THz}$) 的净增益系数明显提升, 即太赫兹波的调谐范围有望拓宽至 5.5 THz. 进一步聚焦泵浦光, 如 $r_x = 300 \mu\text{m}$, 在频率较低处净增益系数反而下降, 净增益系数最大值向频率更高处偏移, 而高频区的净增益系数进一步提升. 这是因为在 1—1.9 THz 区间, α_T 相对较小, g_s 与泵浦光的峰值功率密度、有效作用长度共同相关; 而在高频区, α_T 较大, 太赫兹波参量产生与吸收会迅速平衡, 此时 g_s 与有效作用长度近似无关, 只正比于泵浦峰值功率密度, 缩小光斑可以大幅提升泵浦功率密度, 有助于高频太赫兹波的产生. 此外, 由于晶体本身存在的缺陷, 其在 3.15 THz 处对太赫兹波的吸收较强, 且 α_T 在高频区的 4 THz 处达到极小值, 随后随着频率的增大而增大. 因此, g_{net} 会在 3.15 THz 附近达到最小值, 随后在 4 THz 附近达到极大值.

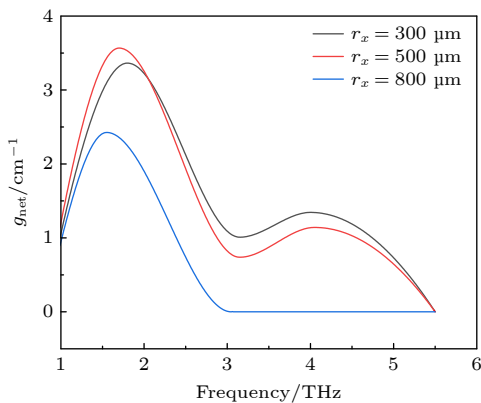


图 2 泵浦光功率一定时, 不同泵浦光斑半径时的太赫兹净增益系数

Fig. 2. Net gain coefficient of THz generation as a function of pump beam radius at a fixed pump power.

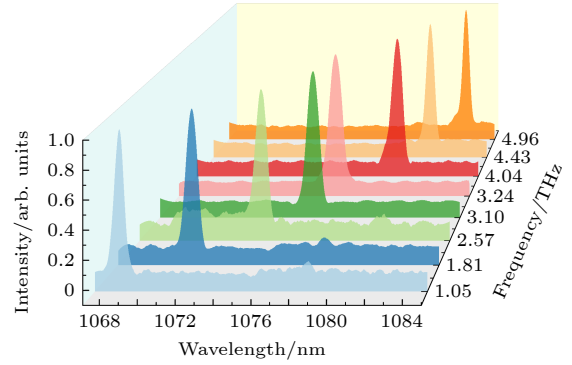


图 3 不同相位匹配角时测量的 Stokes 光谱

Fig. 3. Stokes light spectra measured under different phase-matching angles.

4 实验结果与分析

首先, 对 MgO:LN TPO 的太赫兹频率调谐输出特性进行实验研究. 当泵浦功率为 24 W, 束腰半径为 $425 \mu\text{m}$ 时, 改变相位匹配角度并测量 TPO 中输出的 Stokes 光波长, 结果如图 3 所示. Stokes 光的波长在 1068.4—1083.5 nm 范围调谐. 根据能量守恒定律 $\omega_p = \omega_s + \omega_T$ 可知, 该系统输出的太赫兹波频率调谐范围为 1.05—4.96 THz.

进一步, 更换透镜组 T_1 的焦距比例将 1064 nm 泵浦光半径调整为 $500 \mu\text{m}$. 此时, 考虑到泵浦光峰值功率密度降低, 1064 nm 泵浦光功率最高可调节为 28 W. 图 4 为不同泵浦光斑大小下太赫兹波的输出调谐曲线. 当泵浦光半径为 $425 \mu\text{m}$, 泵浦功率为 24 W 时 (泵浦峰值功率密度为 $235 \text{ MW}/\text{cm}^2$), 在 1.8 THz 处获得最大输出平均功率为 $94 \mu\text{W}$. 随后, 太赫兹功率随着频率的增大而减小, 在 3.2 THz 处太赫兹波平均功率开始继续增大, 且在 4 THz 处出现输出波峰, 太赫兹波连续调谐范围为 1.05—4.96 THz. 当泵浦光半径为 $500 \mu\text{m}$, 功率为 24 W 时, 在 1.7 THz 处获得最大输出平均功率为 $83 \mu\text{W}$, 太赫兹波输出平均功率相比于泵浦光半径为 $425 \mu\text{m}$ 的条件下略微下降. 进一步将泵浦光功率提升至 28 W (泵浦峰值功率密度 $200 \text{ MW}/\text{cm}^2$), 在 1.7 THz 处得最大输出, 平均功率为 $120 \mu\text{W}$, 太赫兹波连续调谐范围为 1.05—4.96 THz. 在泵浦光半径为 $500 \mu\text{m}$ 时, 频率调谐曲线趋势没有发生显著变化, 主要是不同频点处的太赫兹波功率发生改变. 进一步, 虽然扩束后可以提高泵浦能量以获得更强的太赫兹波, 但是在半径为 $425 \mu\text{m}$, 能量为 24 W 的泵浦条件下, 太赫兹波在

3—5 THz 区间输出功率更高. 这是因为 MgO:LN 晶体在频率高于 3 THz 处吸收系数更高, 产生太赫兹波时需要更大的增益, 即更高的泵浦峰值功率密度, 该实验结果与理论计算很好的吻合.

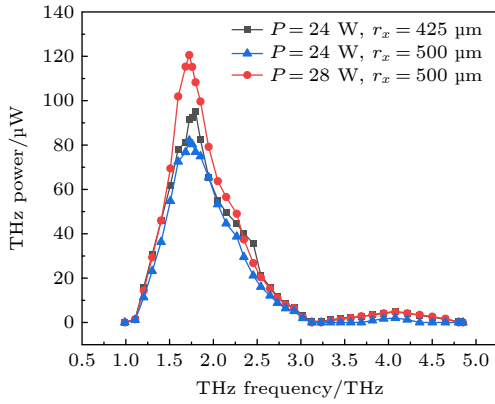


图 4 不同泵浦半径下 TPO 的调谐曲线

Fig. 4. Tuning curves of the TPO for different beam spot radius.

图 5 是太赫兹频率为 1.75 THz 时不同泵浦光斑条件下太赫兹波输出功率随 1064 nm 泵浦功率的变化. 由图 5 可知, 当泵浦光半径分别为 425 μm 和 500 μm 时对应的泵浦功率阈值分别为 7.5 W 和 8 W. 随着 1064 nm 泵浦功率的增大, 太赫兹波输出功率近似线性增大, 没有出现饱和现象. 当泵浦半径为 500 μm , 泵浦光功率为 28 W 时, 太赫兹波最高输出功率为 120 μW , 对应的能量转化效率为 4.3×10^{-6} . 但在固定泵浦功率下, 泵浦光半径为 425 μm 时的太赫兹波输出功率和能量转换效率均高于泵浦光束半径为 500 μm 的情况. 这是由于泵浦一定时更小的泵浦光束半径对应的峰值功率密度更高, 在此频率下的参量过程的增益系数 g_s 更大, 因此净增益系数 g_{net} 更大. 尽管小光斑泵浦可以获得更高的峰值功率密度, 但是更容易造成晶体损伤. 因此, 在功率密度一定的情况下, 可以适当地扩大泵浦光斑以增大太赫兹波的输出功率.

最后, 采用快速响应的光电二极管测量了 1.7 THz 时泵浦光和 Stokes 光的时域脉冲波形, 如图 6 所示. 1064 nm 泵浦光和 Stokes 光的半高全宽分别为 5.23 ns 和 3.49 ns. 根据 $\tau_T^2 = 1/(1/\tau_s^2 + 1/\tau_p^2)$ [27] (其中 τ_p , τ_s , τ_T 分别代表泵浦光、Stokes 光和太赫兹波的脉冲半高全宽), 太赫兹波的脉冲宽度可估算为 2.9 ns. 因此, 太赫兹波脉冲的峰值功率在 1.7 THz 处约为 10.3 W.

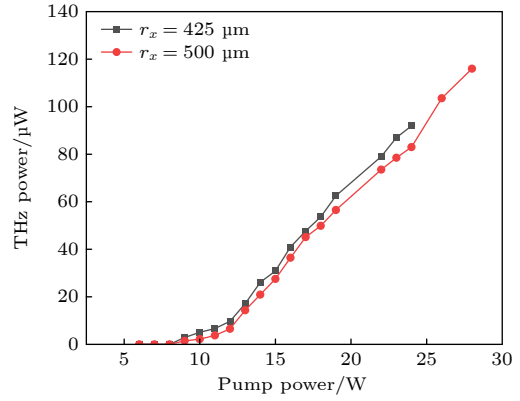


图 5 在 1.75 THz 处不同泵浦光半径时的输入输出曲线

Fig. 5. Input-output curves of the TPO at 1.75 THz for different beam spot radius.

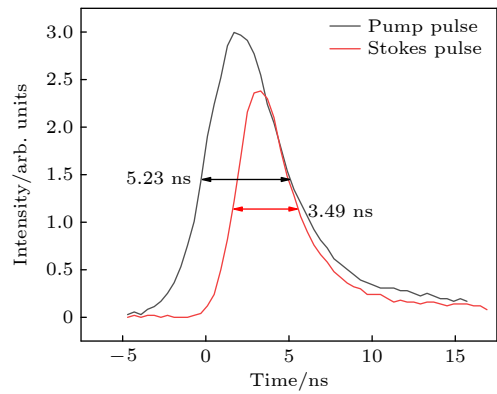


图 6 1064 nm 泵浦脉冲与 Stokes 脉冲的时域图

Fig. 6. Temporal profiles of the 1064 nm pump and Stokes pulses.

5 结 论

本文理论研究了太赫兹参量过程净增益的影响因素, 明确了泵浦能量密度对太赫兹波输出功率和调谐范围的影响. 实验方面基于电光调 Q 高重频 1064 nm 激光器泵浦 MgO:LN 晶体产生高重频宽调谐的太赫兹波. 当泵浦平均功率为 28 W, 重复频率为 4 kHz 时, 太赫兹波频率调谐范围为 1.05—4.96 THz, 最大输出功率在 1.7 THz 处为 120 μW , 对应的峰值功率为 10.34 W, 能量转化效率为 4.3×10^{-6} . 该太赫兹辐射源具有平均功率高、连续调谐输出、峰值功率高等优势, 在太赫兹快速扫描成像与物质检测领域具有较高的应用潜能.

参考文献

- [1] Sakai H, Kawase K, Murate K 2020 *Opt. Lett.* **45** 3905
- [2] Murate K, Kanai H, Kawase K 2021 *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.* **11** 620

- [3] Mu N, Yang C Y, Ma K, Quan Y L, Wang S, Lai Y, Li F, Wang Y Y, Chen T N, Xu D G, Feng H 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 178702 (in Chinese) [穆宁, 杨川艳, 马康, 全玉莲, 王诗, 赖颖, 李飞, 王与焯, 陈图南, 徐德刚, 冯华 2022 物理学报 **71** 178702]
- [4] Wang Y W, Dong Z W, Li H Y, Zhou X, Luo Z F 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 134101 (in Chinese) [王玉文, 董志伟, 李瀚宇, 周逊, 罗振飞 2016 物理学报 **65** 134101]
- [5] Maestrini A, Thomas B, Ward J, Jung C, Treuttel J, Jin Y, Chattopadhyay G, Mehdi I, Beaudin G 2010 *C. R. Phys.* **11** 137
- [6] Asada M, Suzuki S 2021 *Sensors* **21** 1384
- [7] Fisher A, Park Y, Lenz M, Hodgetts T, Murokh A, Musumeci P 2022 *Nat. Photonics* **16** 441
- [8] Mueller E R, Henschke R, Robotham W E, Newman L A, Laughman L M, Hart R A, Kennedy J, Pickett H M 2007 *Appl. Opt.* **46** 4907
- [9] Chhantyal-Pun R, Valavanis A, Keeley J T, Rubino P, Kundu I, Han Y, Dean P, Li L, Davies A G, Linfield E H 2018 *Opt. Lett.* **43** 2225
- [10] Kim H, Bigourd D, Shalaby M, Mills J D, van der Slot P J M, Boller K J 2024 *Light-Sci. Appl.* **13** 130
- [11] Singh A, Winnerl S, Winnerl S, Schneider H, Helm M, Preu S 2020 *Light-Sci. Appl.* **9** 30
- [12] Wang Z L, Wang Y Y, Li H B, Zhang J X, Xu D G, Yao J Q 2025 *Acta Phys. Sin.* **74** 034201 (in Chinese) [王泽龙, 王与焯, 李海滨, 张敬喜, 徐德刚, 姚建铨 2025 物理学报 **74** 034201]
- [13] Chen K, Tang L H, Xu D G, Wang Y Y, Yan C, Nie G, Hu C H, Wu B, Zhu J, Yao J Q 2021 *ACS Photonics* **8** 3141
- [14] Lee A J, Pask H M 2014 *Opt. Lett.* **39** 442
- [15] Lee A, He Y B, Pask H 2013 *IEEE J. Quantum Electron.* **49** 357
- [16] Zhang R L, Qu Y C, Zhao W J, Chen Z L 2017 *Appl. Opt.* **56** 2412
- [17] Zhang R L, Qu Y C, Zhao W J, Chen Z L 2016 *Opt. Lett.* **41** 4016
- [18] Murate K, Hayashi S, Kawase K 2016 *Appl. Phys. Express* **9** 082401
- [19] Shikata J, Sato M, Taniuchi T, Ito M, Kawase K 1999 *Opt. Lett.* **24** 202
- [20] Kawase K, Shikata J, Kawase K, Hiromasa I, Ietaka S 2002 *Electron. Commun. Jpn. Pt.* **85** 22
- [21] Wang Y Y, Tang L H, Xu D G, Yan C, He Y X, Shi J, Yan D X, Liu H, Nie M T, Feng J C, Yao J Q 2017 *Opt. Express* **25** 8926
- [22] Tang L H, Xu D G, Wang Y Y, Chu B, Li S, Yan J W, Liu P X, Yao J Q 2019 *Opt. Express* **27** 22808
- [23] Nawata K, Hayashi S, Ishizuki H, Murate K, Imayama K, Kawase K 2017 *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.* **7** 617
- [24] Lee A J, Spence D J, Pask H M 2017 *Opt. Lett.* **42** 2691
- [25] Spence D J, Pask H M, Lee A J 2019 *J. Opt. Soc. Am. B* **36** 1706
- [26] Jose A A, Kitzler O, Pask H M, Spece D J 2022 *Opt. Mater. Express* **12** 4499
- [27] Wu W, Tsai W, Chiu Y 2019 *Optica* **6** 723

High-repetition-rate widely tunable terahertz parametric oscillator^{*}

MA Hongru¹⁾²⁾ WANG Yuye^{1)2)†} XU Bingfeng¹⁾²⁾ ZHANG Jingxi¹⁾²⁾
 SUN Yue¹⁾²⁾ CHEN Kai¹⁾²⁾ XU Degang¹⁾²⁾ YAO Jianquan¹⁾²⁾

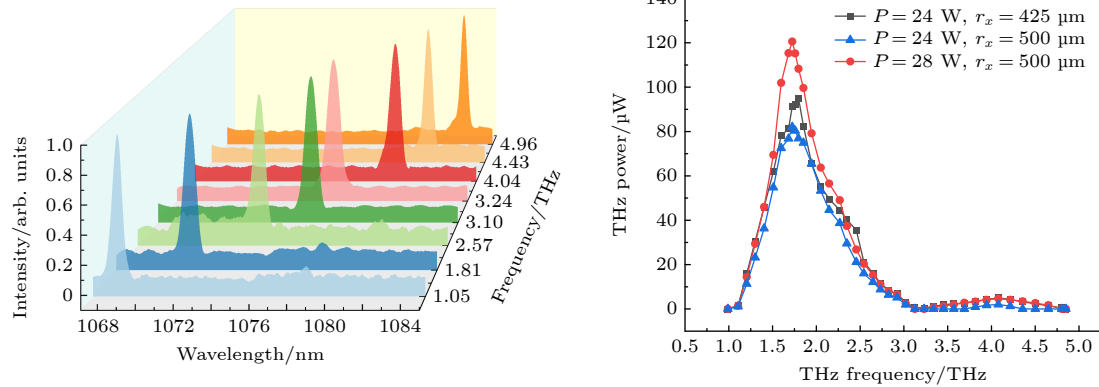
1) (*School of Precision Instruments and Optoelectronics Engineering, Tianjin University, Tianjin 300072, China*)

2) (*Key Laboratory of Optoelectronic Information Science and Technology (Ministry of Education),
 Tianjin University, Tianjin 300072, China*)

(Received 5 April 2026; revised manuscript received 9 May 2026)

Abstract

High-repetition-rate, widely tunable terahertz radiation sources are in urgent demand for applications such as material spectroscopy and rapid imaging. In this paper, the factors influencing the net gain coefficient in the THz parametric process have been theoretically analyzed. The effects of pump energy density on the THz output power and tuning range have been clarified. In experimental, THz wave with a repetition rate of 4 kHz has been achieved with the tuning range of 1.05–4.96 THz by using a magnesium oxide-doped lithium niobate crystal (MgO:LN), which was pumped by a high-repetition-rate electro-optically *Q*-switched 1064 nm laser. The results indicated that a higher pump energy density is beneficial for overcoming the absorption losses induced by MgO:LN crystal, thereby enhancing the output power of high-frequency terahertz waves. The experimental results are in good agreement with the theoretical calculations. Furthermore, the maximum terahertz wave average power of 120 μW was obtained at 1.7 THz at pump power of 28 W, corresponding to the energy conversion efficiency of 4.3×10^{-6} and a peak power of approximately 10.3 W. This THz source offers the advantages of high average power, high peak power and widely tunable output, which shows significant potential for applications in fast THz scanning imaging and material detection.



Keywords: terahertz parametric radiation source, stimulated polariton scattering, high repetition rate, widely tunable

DOI: [10.7498/aps.75.20260474](https://doi.org/10.7498/aps.75.20260474)

CSTR: [32037.14.aps.75.20260474](https://cstr.net.cn/32037.14.aps.75.20260474)

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 62575210, 62275193, 62405214), the Young Scientific and Technological Talent Project of Tianjin, China (Grant No. QN20230204), and the China Postdoctoral Science Foundation (Grant No. 2025M770805).

[†] Corresponding author. E-mail: yuyewang@tju.edu.cn



高重频宽调谐太赫兹参量振荡器

马鸿儒 王与烨 徐炳烽 张敬喜 孙悦 陈锴 徐德刚 姚建铨

High-repetition-rate widely tunable terahertz parametric oscillator

MA Hongru WANG Yuye XU Bingfeng ZHANG Jingxi SUN Yue CHEN Kai XU Degang YAO Jianquan

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 180402 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20260474

CSTR: 32037.14.aps.75.20260474

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20260474>

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

利用多个带孔镜高效产生和分离高重频高次谐波

Efficient generation and separation of high-repetition-rate high-order harmonics by multiple drilled mirrors

物理学报. 2026, 75(9): 180402 <https://doi.org/10.7498/aps.75.20260141>

基于DAST晶体的连续太赫兹差频辐射源研究

Tunable continuous-wave terahertz generator based on difference frequency generation with DAST crystal

物理学报. 2025, 74(3): 034201 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241349>

高 Q 几何扰动光栅-波导结构中差频产生可调谐太赫兹辐射的数值研究

Numerical study of tunable terahertz radiation from differential frequency generation in high- Q geometrically perturbed grating waveguide structures

物理学报. 2025, 74(3): 034204 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20240854>

用于超导太赫兹探测器的低温标准黑体辐射源

Cryogenic blackbody calibration source for superconducting terahertz detectors

物理学报. 2022, 71(16): 168702 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220103>

硅基自旋光电子学太赫兹辐射源特性

Terahertz emission characterization of silicon based ferromagnetic heterostructures

物理学报. 2024, 73(16): 167801 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240703>

一种低喷气量微气室喷嘴在激光尾场加速中的应用

Application of low flow rate micro gas cell nozzle in laser wakefield acceleration

物理学报. 2023, 72(3): 035202 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20221868>