

基于太赫兹脉冲加速及扫描电子束的高时间分辨探测器

李杭 陈萍 田进寿 薛彦华 王俊锋 蔡永胜 张敏睿 何凯 徐向晏 赛小锋 李亚晖 刘百玉 王向林 辛丽伟
高贵龙 汪韬 王兴 赵卫

High time-resolution detector based on THz pulse accelerating and scanning electron beam

Li Hang Chen Ping Tian Jin-Shou Xue Yan-Hua Wang Jun-Feng Gou Yong-Sheng Zhang Min-Rui
He Kai Xu Xiang-Yan Sai Xiao-Feng Li Ya-Hui Liu Bai-Yu Wang Xiang-Lin Xin Li-Wei Gao
Gui-Long Wang Tao Wang Xing Zhao Wei

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 028501 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20210871

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20210871>

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

小型条纹管数值模拟及实验研究

Numerical calculation and experimental study on the small-size streak tube
物理学报. 2018, 67(18): 188501 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180643>

高速太赫兹探测器

Ultrafast terahertz detectors
物理学报. 2018, 67(9): 090702 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180226>

一种用于Z箍缩实验的软X射线成像系统

Soft x-ray imaging system used for Z-pinch experiments
物理学报. 2021, 70(4): 045203 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20200957>

基于反射超表面产生太赫兹涡旋波束

Terahertz vortex beam generation based on reflective metasurface
物理学报. 2019, 68(23): 238101 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20191055>

InAs/GaSb量子阱中太赫兹光电导特性

Terahertz photoconductivity in InAs/GaSb based quantum well system
物理学报. 2018, 67(18): 187301 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180769>

太赫兹量子级联激光器频率梳的色散

Group velocity dispersion analysis of terahertz quantum cascade laser frequency comb
物理学报. 2019, 68(10): 109501 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190217>

基于太赫兹脉冲加速及扫描电子束的高时间分辨探测器^{*}

李杭¹⁾²⁾³⁾ 陈萍^{1)†} 田进寿^{1)‡} 薛彦华¹⁾ 王俊锋¹⁾ 缙永胜¹⁾
张敏睿¹⁾ 何凯¹⁾ 徐向晏¹⁾ 赛小锋¹⁾ 李亚晖¹⁾ 刘百玉¹⁾
王向林¹⁾ 辛丽伟¹⁾ 高贵龙¹⁾ 汪韬¹⁾ 王兴¹⁾ 赵卫¹⁾

1) (中国科学院西安光学精密机械研究所, 超快诊断技术重点实验室, 西安 710119)

2) (中国科学院大学, 北京 100049)

3) (山西大学, 极端光学协同创新中心, 太原 030006)

(2021 年 5 月 8 日收到; 2021 年 9 月 14 日收到修改稿)

与传统条纹相机加速和偏转电子束的方法相比, 太赫兹强场的加速梯度和扫描偏转梯度有明显优势, 具备实现飞秒级超高时间分辨的能力. 本文基于这一新技术设计了一款基于太赫兹场操控电子束的超小型高时间分辨探测器. 从理论上分析了加速区的时间弥散与电子脉冲发射时刻以及初始时间弥散的关系, 并讨论了空间电荷效应对时间弥散的影响; 设计并优化了加速区和偏转区的太赫兹脉冲耦合增强装置, 太赫兹脉冲电场在该装置中的增强系数最高可达 9.39. 最终通过计算和分析本探测器的时间弥散, 得到了时间分辨率优于 50 fs 的结果.

关键词: 条纹相机, 太赫兹, 时间分辨

PACS: 85.60.Bt, 87.50.U, 42.65.Re

DOI: 10.7498/aps.71.20210871

1 引言

条纹相机是同时具备超高时间分辨 (飞秒-皮秒级) 与高空间分辨 (微米级) 的高端科学测量与诊断仪器, 核心原理是将超快时间信息转换为空间信息, 通过反演得到超快信号的时间-强度特性. 目前, 超快光脉冲已经可以达到 100 fs ($1 \text{ fs} = 10^{-15} \text{ s}$) 甚至阿秒 ($1 \text{ as} = 10^{-18} \text{ s}$) 量级^[1,2], 然而对这种时间尺度的脉冲测量仍面临着挑战. 对于 X 射线自由电子激光种子源及电子在原子中的二次散射实验

等, 全面了解光/电子脉冲的时间特性是进一步推进这些科学装置和仪器的先决条件^[3]. 在惯性约束核聚变 (ICF) 实验中, 飞秒条纹相机能够对快点火多路激光精确同步提供实时在线检测, 也为点火过程中靶丸的物理变化过程提供更高时间分辨率的诊断^[4]. 此外, 飞秒激光脉冲使磁性薄膜表面退磁的过程发生在几十飞秒, 在飞秒尺度上研究轨道和自旋磁化动力学过程, 是推动下一代超高密度磁存储器件发展的重要途径. 飞秒条纹相机也是生物医学、光物理和光化学研究中测量荧光寿命的重要工具^[5-8], 可通过测量生物切片的荧光寿命对疾病进

^{*} 国家自然科学基金 (批准号: 11805267, 12075311)、中国科学院青年创新促进会 (批准号: 2021402)、中国科学院科研仪器设备研制项目 (批准号: GJJSTD20190004)、中国科学院战略性先导科技专项 A 类 (批准号: XDA25030900)、企业创新争先青年人才托举计划项目和激光等离子体教育部重点实验室资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: chenping@opt.cn

[‡] 通信作者. E-mail: tianjs@opt.ac.cn

行早期诊断.

提升条纹相机时间分辨的关键在于减小电子束的物理时间弥散和提高扫描速度, 其中电子束的物理时间弥散与其加速电场的场强成反比, 扫描速度与动态扫描电场的斜率成正比, 因此提高加速场强和扫描斜率是提升条纹相机时间分辨能力的主要技术途径. 然而过高的静态加速电场会导致电极间打火^[5], 造成条纹管失效甚至损坏, 前人提出用脉冲加速场替代静电加速场的方案以降低打火概率. 日本滨松公司的 Kinoshita^[9] 在阴极与栅极 (加速极) 间距 50—100 μm 、加速电压 3 kV 的情况下, 采用脉冲加压将阴极附近的电场强度提升到 30—60 kV/mm, 理论时间分辨达到 50 fs. 全苏光学与物理研究所的 Lebedev 等^[10] 研制的短磁聚焦飞秒条纹相机阴极与栅极距离为 1 mm, 施加 ≥ 10 kV 的脉冲电压, 时间分辨率达到 500 fs@400 nm. 脉冲电压是兼顾加速电场和可靠性的有效途径, 但电学方法产生高压脉冲的上升速度有限, 且涉及的电路系统庞大复杂. 上述限制导致传统条纹管的时间分辨无法突破 100 fs^[11].

随着太赫兹技术的不断发展, 加速器领域的科学家也在研究如何利用太赫兹场将粒子加速到兆电子伏量级^[12,13]. 美国麻省理工大学 (MIT) 和德国电子同步加速器 (DESY) 合作组于 2015 和 2016 年报道了太赫兹电子枪的理论和实验研究^[14,15], 研究结果显示平行波导做成的小型太赫兹电子枪可以有效增强太赫兹电场, 当峰值场强为 350 MV/m 时, 该单周期太赫兹电子枪可以在 25 μm 之内将电子加速到 0.5 keV. 太赫兹脉冲高场强、快上升的特点使其有潜力同时作为传统条纹管中的加速场和扫描场来提升时间分辨, 然而目前未见此类器件的报道. 本文提出并设计了一种用太赫兹脉冲加

速和扫描偏转电子束的全太赫兹脉冲驱动的高时间分辨探测器, 其脉冲耦合增强结构能将太赫兹电场增强系数提高至 9.39. 为了选取合适的脉冲工作点, 通过理论和仿真分析了加速区的时间弥散与电子脉冲发射时刻及初始时间弥散的关系, 并进一步讨论了空间电荷效应对时间弥散的影响. 最终获得了一种时间分辨优于 50 fs 的高时间分辨探测器.

2 太赫兹驱动加速及扫描探测器结构

传统条纹管电子光学系统包括光电阴极、栅极、聚焦极、阳极、偏转板和荧光屏. 其中, 栅极与阴极组成加速系统, 阴栅加速电场用来加速从阴极出射的光电子以减小时间弥散; 聚焦极控制电子束聚焦; 偏转板间施加动态扫描电场将不同时刻的电子偏转至荧光屏的不同位置, 从而将电子脉冲的时间信息转换成空间信息. 而太赫兹脉冲驱动的探测器可以仅由加速腔和扫描腔组成. 在阴极和栅极构成的加速腔内, 太赫兹脉冲形成极高的阴栅加速场能将电子能量在几皮秒内提升近兆电子伏, 电子束横向发散极小以至于可以舍弃聚焦结构. 无聚焦极能有效缩短电子渡越时间, 遏制时间弥散. 为了进一步缩短渡越时间, 在加速区后紧接太赫兹驱动的扫描偏转腔.

鉴于现有太赫兹脉冲源功率有限, 本文特别为加速腔与偏转腔设计了一种太赫兹脉冲耦合增强结构, 它由宽度渐变的耦合喇叭和平行板波导组成, 太赫兹脉冲通过耦合喇叭馈入平行板波导将场强增强数倍. 如图 1 所示, 图 1(a)—1(c) 分别是加速腔的三维图、俯视图和正视图. 平行板内间距 H 设置为 150 μm , 喇叭口半张角 θ 为 11.3° , 喇叭长 L 为 5 mm, 入口处边长 S 为 4 mm, 连接平行

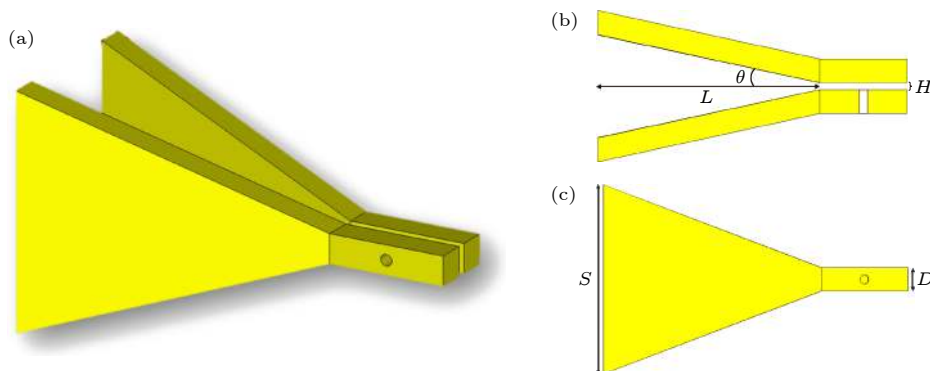


图 1 加速腔太赫兹脉冲耦合增强结构 (a) 三维图; (b) 俯视图; (c) 正视图

Fig. 1. THz pulse coupling and enhancing device of accelerating cavity: (a) Perspective; (b) top view; (c) front view.

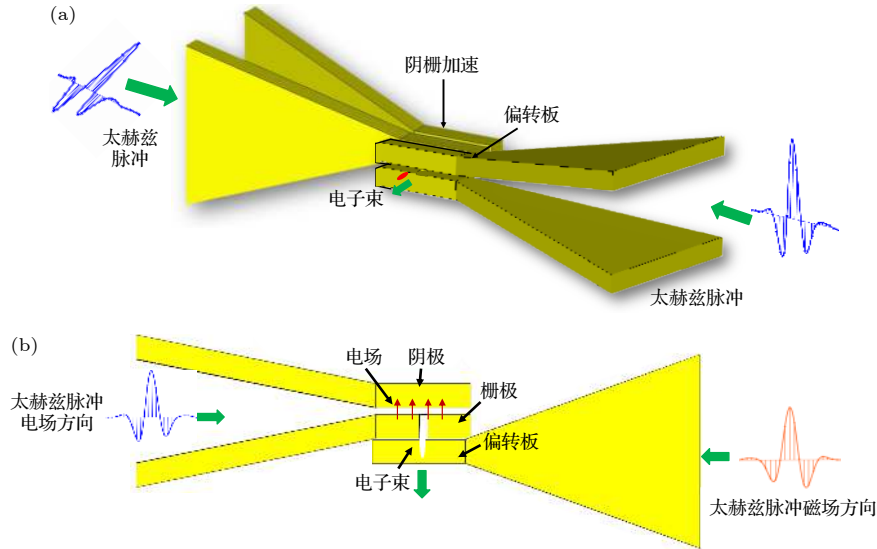


图2 太赫兹加速腔及扫描腔 (a) 三维图; (b) 俯视图

Fig. 2. THz accelerating and scanning cavity: (a) Perspective; (b) top view.

波导的边长 D 为 0.5 mm. 借助三维电磁仿真软件 CST (computer simulation technology) 微波工作室计算, 加速腔平行板波导中心电场增益达到 7.03. 扫描腔的结构参数分别是: H 为 150 μm , θ 为 11.3° , L 为 5 mm, S 为 0.4 mm, D 为 0.05 mm, 电场增益达到 9.39. MIT 和 DESY 合作组通过优化耦合喇叭张角 θ 实现了 5.3 倍的太赫兹增强系数^[13], 然而本文作者发现耦合喇叭宽度 D 同样是增强太赫兹电场的关键因素, 在张角一定时, 宽度沿太赫兹脉冲入射方向收缩的喇叭能显著提高入射脉冲在此装置中的强度.

加速腔耦合增强装置的两块平行波导板作用分别是光电阴极和栅极, 栅极开孔作为电子束离开加速腔、进入扫描腔的通道. 在加速腔内, 太赫兹脉冲电场方向平行于电子出射方向, 实现

电子的加速; 在扫描腔内, 电场垂直于电子入射方向, 实现对电子的偏转. 探测器整体结构示意图如图 2 所示, 图 2(a) 和图 2(b) 分别是探测器加速及扫描结构的三维图和俯视图. 另外, 输入的太赫兹脉冲波形和在加速腔和扫描腔中心的波形如图 3 所示.

3 加速场与时间弥散

激光在钽酸锂晶体内差频振荡产生一个低频振荡的电极化场, 这种低频振荡的电极化场可以辐射太赫兹频段的电磁波. 实际采用钽酸锂晶体产生的太赫兹电场波形如图 4(a) 所示. 仿真采用的太赫兹脉冲波形在前者基础上进行降噪和平滑, 如图 4(b) 所示. A 点 (0 ps) 为电场正半个脉冲的起始时刻, B 点 (0.588 ps) 为正半脉冲峰值, 幅度 350 MV/m, 正半个脉冲的全宽 AC 为 1.311 ps, E 点之后电场强度为 0.

在加速腔, 电场正向与电子出射方向一致. 从太赫兹脉冲的波形可以预判, 电子脉冲发射时刻以及电子脉冲的初始时间弥散将共同影响电子脉冲到达栅极的时间弥散. 为了让分析清晰明了, 这里做出一些合理的限定: 1) 电子发射时刻在 $A-B$ 段内, 在 B 点后发射的电子的加速时间短, 导致飞行时间增大并产生严重的时间弥散; 2) 本节仅考虑太赫兹加速电场对时间弥散的贡献, 在第 4 节讨论空间电荷效应影响; 3) 用电子脉冲的首尾两个电子间的时间展宽代表电子脉冲整体的

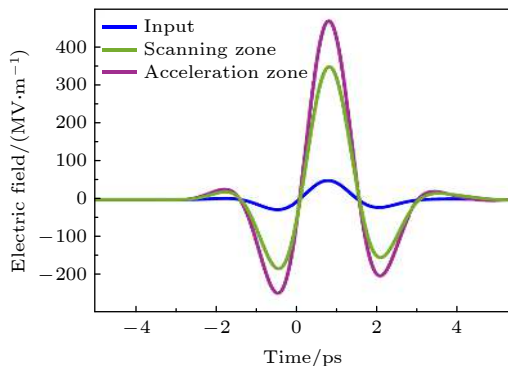


图3 太赫兹脉冲输入波形、以及在加速腔和扫描腔中心处的波形

Fig. 3. Wave form of THz pulse at the entrance and the center of accelerating cavity and scanning cavity.

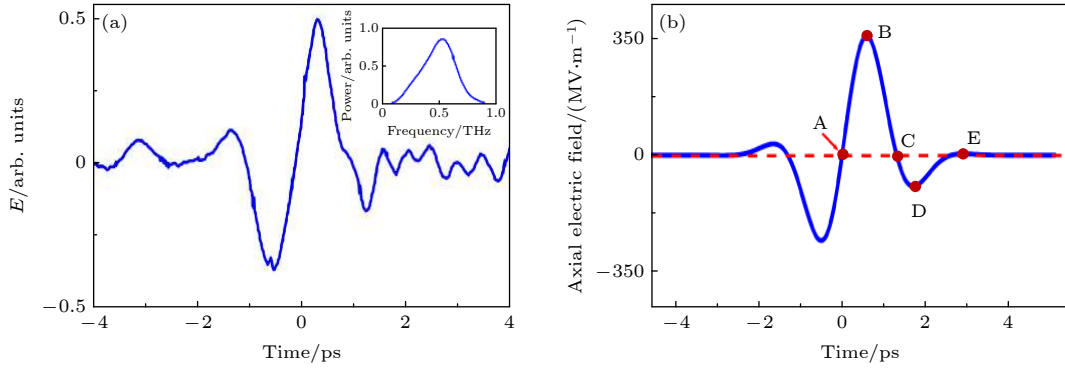


图 4 (a) 实际太赫兹脉冲电场波形及频谱; (b) 计算时采用的太赫兹脉冲电场强度波形

Fig. 4. (a) Actual wave form of THz pulse's electric field and spectrum; (b) wave form of THz pulse's electric field in the calculation.

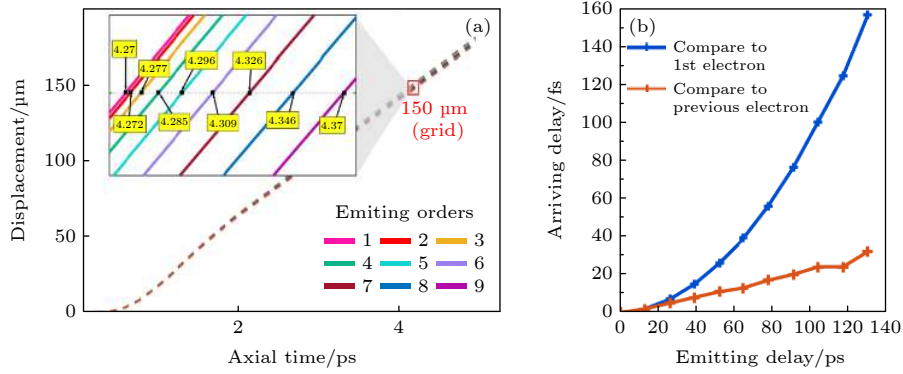


图 5 (a) 电子随时间的位移, 位移为 150 μm(栅极) 的区域展示于嵌入图中; (b) 电子到达栅极的相对延迟

Fig. 5. (a) Displacement with time of electrons, displacement of 150 μm (grid) is shown in embedded graph; (b) relative delay among the electrons.

弥散.

为了表示零时刻发射的多个具有不同初始时间弥散 T_n 的电子脉冲, 首尾两个电子分别在零时刻 (A 点, 图 4(b)) 和 T_n 时刻发射 ($T_n = n \times 13$ fs, $n = 0, 1, 2, \dots$). 计算各电子位移与时间的关系 (图 5(a)) 和到达栅极处的时间弥散 (图 5(b) 蓝色曲线). 图 5(a) 内嵌放大图展示了 T_n 时刻发射的电子到达栅极 (位于 150 μm) 的时刻.

图 5(b) 的横轴是不同的初始时间弥散 T_n , 纵轴是不同初始时间弥散 T_n 对应的栅极时间弥散

T'_n . 从蓝色曲线可以发现, 初始弥散较小的电子束被压缩 ($T'_n < T_n$), 初始弥散较大的电子束被拉长 ($T'_n > T_n$), 转折点为第 9 个电子 (初始弥散 104 fs, 栅极弥散 100 fs, 图 5(b) 红圈标记). 另外, 如图 5(a) 红色曲线, 尽管初始时间弥散的差别 $T_{n+1} - T_n$ 都是 13 fs, 但栅极时间弥散差别 $T'_{n+1} - T'_n$ 不断增长, 即电子脉冲在飞行过程中产生了时间畸变.

为解释上述现象, 将结合物理过程和数学公式进行分析. 栅极时间弥散 Δt 为

$$\Delta t = \frac{1}{\eta} \left[\int_0^T d\tau \left(v_1 + \eta \int_0^\tau E(t) dt \right) - \int_{\tau_0}^T d\tau \left(v_2 + \eta \int_{\tau_0}^\tau E(t) dt \right) \right] \int_{\tau_0}^T E(t) dt, \quad (1)$$

式中 τ_0 是初始时间弥散, T 是阴栅间的飞行时间, $E(t)$ 是随时间变化的电场强度, η 为电子的荷质比. v_1 为第 1 个电子的初速度, v_2 为第 2 个电子的初速度.

太赫兹脉冲正向增强阶段 ($A-B$ 段, 图 4(b)) 类似于线性增强加速场, 可以起到压缩电子束的作

用. 在 $E(t) = kt$ ($k > 0$) 的线性增强加速场内先后发射 2 个电子, 初始弥散 τ_0 为 (见附录 A)

$$\Delta t = \frac{\tau_0^2 (3T - 2\tau_0)}{3(T^2 - \tau_0^2)} < \tau_0, \quad (2)$$

后发射电子比先发射电子所受加速场大, 电子束被压缩, 因此栅极时间弥散 Δt 总小于初始弥散 τ_0 . 电子束在线性增强加速场会被压缩, 且电子束加速时间 T 越长, 时间弥散 Δt 越小; 同理, 太赫兹脉冲的 $B-C$ 段和 $C-D$ 段导致电子束拉长, $D-E$ 段导致电子束缩短. 具体公式推导见附录 A. 另外, 电子的飞行时间大于 4 ps (图 5(a) 嵌入图), 即太赫兹场消失 (图 4(b) 的 E 点) 之后电子才到达栅极, 这样所有的电子都将受到 $B-D$ 段拉伸作用.

因此, 当电子脉冲初始弥散增大, 脉冲尾部电子较头部电子相对更晚进入加速场 (发射时刻都在 $A-B$ 范围内)、加速时间变短、速度滞后, 造成电子脉冲拉长. 另外, 在 $A-B$ 范围内发射时刻越晚的电子束加速时长越短, $B-D$ 段拉伸作用会更加凸显, 整个电子束趋向于拉长.

这种压缩或拉长的结果不仅存在于一个电子束内部, 同样的原理还能推广至不同电子束之间的伸缩. 例如, 若两个电子脉冲在 $A-B$ 时间范围内发射较晚, 不仅两个电子脉冲自身拉长, 二者的间距也会拉长, 这说明了, 发射间隔一定的两个电子脉冲在栅极的时间间隔与发射时刻相关, 两个电子脉冲发射越晚 (在 $A-B$ 范围内), 它们在栅极的时间间隔就越大, 呈现出非线性的时间分辨, 即时间畸变. 此外, 一定程度地推迟发射时刻会导致加速时长减少, 电子束能量增益降低, 不利于控制后续漂移区的时间弥散.

4 空间电荷效应与时间弥散

根据 Niu 等^[16] 的研究, 传统条纹管电子光学系统存在固有时间弥散, 突破 50 fs 时间分辨的基本条件是电子脉冲初始能量弥散低于 0.1 eV、初始时间弥散低于 10 fs, 这对阴极提出极高的要求. 太赫兹脉冲驱动电子束具有低时间弥散的特点, 能降低对阴极的要求. 因此本文放宽了对阴极出射电子初始能量弥散和初始时间弥散的要求, 设置初始发射能量弥散服从 0—0.2 eV 的 β 分布、初始时间弥散服从标准差为 10 fs 的高斯分布. 对于发射时间间隔 50 fs 的两束电子, 由图 5(b) 红色曲线可知, 如果发射点在 0 点, 电子束内部时间畸变将与脉冲长度相当, 造成时间轮廓变形. 因此应将发射时间推迟, 选定第 1 束电子在 0 点后 100 fs 发射, 第 2 束电子在 150 fs 发射. 另外, 两束电子于阴极表面中

心发射, 每束包含 1500 个电子.

空间电荷效应产生的时间弥散采用平均场 (mean-field, MF) 模型进行分析^[17–19]. 平均场模型的原理是将电子束简化为一个圆盘以便求解空间电荷力, 电子束两端的电子受到的空间电荷力为

$$F = \frac{Ne^2}{2\varepsilon_0\pi r^2} \left(1 - \frac{l}{\sqrt{l^2 + 4r^2}} \right), \quad (3)$$

式中, N 为电子数量, e 为电子电荷, ε_0 为真空介电常数, r 为电子束半径, l 为电子束长度. 电子束长度随时间变化规律为

$$\frac{d^2l}{dt^2} = \frac{Ne^2}{m\varepsilon_0\pi r^2} \left(1 - \frac{l}{\sqrt{l^2 + 4r^2}} \right), \quad (4)$$

式中, m 为电子静止质量. 电子束长度变化公式不是解析式, 需要利用空间电荷力 F 估算空间电荷效应导致的束长变化. 模拟的电子束束长随时间从 100 nm 变到 4 μm , (3) 式中的束长 l 取二者的平均并近似为 2.1 μm , 电子束半径 r 为 150 nm. 当电子束到达栅极时速度约为 $c/5$ (c 为光速), 相对论效应不明显. 空间电荷力产生的加速度:

$$a = F/m. \quad (5)$$

电子在阴栅间的飞行时间约 4 ps, 空间电荷效应造成的束长半宽增长量为

$$\Delta l = \frac{1}{2}at^2, \quad (6)$$

$\Delta l \approx 1.8 \mu\text{m}$, 脉宽半宽增长量 $\Delta t = \Delta l/v$ 约为 30 fs.

用 CST 粒子工作室仿真, 得到电子束在栅极、探测屏 (偏转板后 1 mm) 的时间弥散分别如图 6(a) 和图 6(b) 所示, 两束电子在栅极的时间弥散 (FWHM) 分别为 25 fs 和 40 fs, 在探测屏处的 FWHM 约为 30 fs 和 45 fs, 均由红细箭头标出. 栅极和探测屏处的时间弥散差别很小, 用 (6) 式计算发现偏转板后的空间电荷效应仅让时间弥散增加了 6 fs, 原因是偏转板后电子飞行速度快、渡越时间短. 另外, 如图 6(a) 中由红色粗箭头标出的, 第 1 个电子束在栅极的弥散 (首尾电子) 半宽约为 45 fs. 采用第 3 节理论计算发现加速场贡献约 10 fs, 采用平均场模型计算发现空间电荷效应贡献约 30 fs, 二者之和约为 40 fs, 基本与仿真一致.

在探测屏处两束电子的扫描图像如图 7(a) 所示, 两束电子可以清晰地分开. 扫描方向 (时间方向) 电子密度统计分布如图 7(b) 所示, 谷底分布概率小于瑞利判据所要求的 0.7, 因此判定可以区分

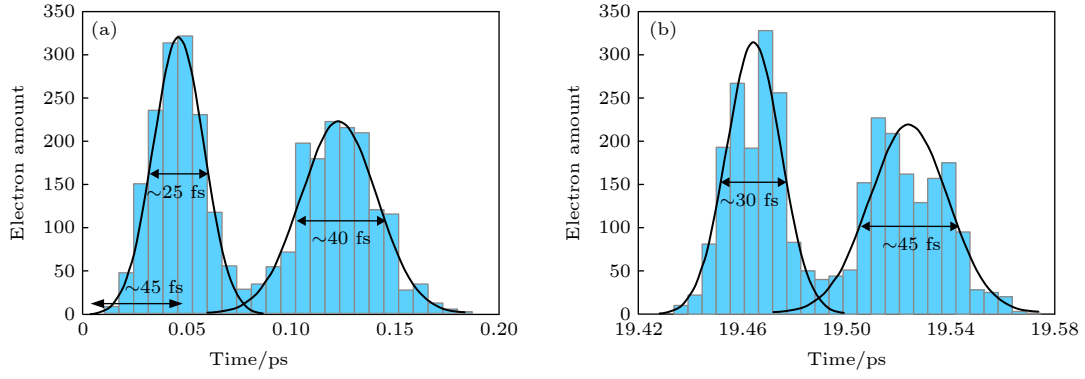


图 6 (a) 栅极处两束电子的时间弥散; (b) 探测屏处两束电子的时间弥散

Fig. 6. (a) Time dispersion of the two electron pulses at the grid; (b) time dispersion of the two electron pulses at the screen.

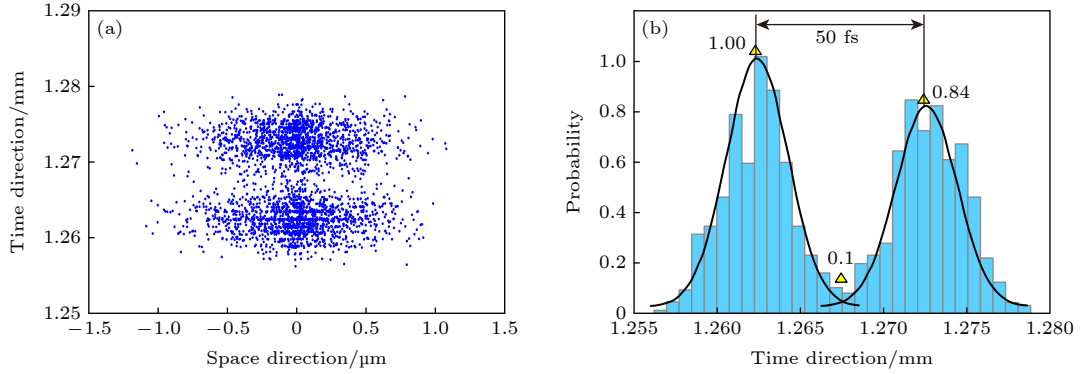


图 7 (a) 两束发射间隔 50 fs 电子束的扫描图像; (b) 扫描方向电子分布概率

Fig. 7. (a) Sweeping image of electron pulses with interval of 50 fs; (b) electron distribution probability in sweeping direction.

间隔为 50 fs 的电子束, 即时间分辨优于 50 fs. 电子散斑在非扫描方向 (空间方向) 尺寸小于 $0.4 \mu\text{m}$, 空间分辨率极高.

5 结 论

本文提出并设计了一种基于太赫兹强场来加速及偏转电子束的高时间分辨探测器, 通过理论和模拟计算分析了利用太赫兹强场脉冲加速及偏转电子束时, 电子束初始时间弥散、发射时刻及空间电荷效应对探测器时间分辨的影响. 设计的太赫兹脉冲耦合装置可以使太赫兹脉冲电场增强因子高达 9.39, 很大程度上降低了实际运用时对太赫兹源功率的要求. 分析发现, 在太赫兹波正半脉冲上升沿内一定程度地推迟电子发射能够减小时间畸变, 但代价是电子束能量增益降低. 最后, 经过合理设计太赫兹脉冲的工作点, 在全太赫兹驱动的探测器上得到了时间分辨优于 50 fs 的结果. 得益于高时

空分辨能力以及微型结构等优良特性, 这种利用太赫兹驱动的探测器具备探测飞秒微观过程的应用潜力.

附录 A

间隔 τ_0 发射先后发射电子在时变加速电场 $E(t)$ 中飞行, 飞行时间为 T . v_1 为第一个电子的初速度, v_2 为第二个电子的初速度, η 为电子荷质比, $E(t)$ 是随时间变化的电场强度. 两个电子经过时间 T 后的时间弥散为

$$\Delta t = \frac{\int_0^T d\tau \left(v_1 + \eta \int_0^\tau E(t) dt \right) - \int_{\tau_0}^T d\tau \left(v_2 + \eta \int_{\tau_0}^\tau E(t) dt \right)}{\eta \int_{\tau_0}^T E(t) dt}.$$

对于 AB 段, 初速度 v_1 , v_2 近似为 0, 电场近似为 $E(t) = kt$ (k 为正常量), 在 AB 段内先后间隔 τ_0 发射 2 个电子的时间弥散:

$$\Delta t = \frac{\eta \int_0^T d\tau \int_0^\tau ktdt - \eta \int_{\tau_0}^T d\tau \int_{\tau_0}^\tau ktdt}{\eta \int_{\tau_0}^T ktdt} = \frac{\tau_0^2(3T - 2\tau_0)}{3(T^2 - \tau_0^2)} < \tau_0.$$

对于 BC 段, $E(t) = E_0 - kt$ (E_0 和 k 为正常量). 在 BC 段内先后间隔 τ_0 发射 2 个电子的时间弥散为

$$\begin{aligned} \Delta t &= \frac{\int_0^T d\tau \left(v_1 + \eta \int_0^\tau (E_0 - kt)dt \right) - \int_{\tau_0}^T d\tau \left(v_2 + \eta \int_{\tau_0}^\tau (E_0 - kt)dt \right)}{\eta \int_{\tau_0}^T (E_0 - kt)dt} \\ &= \frac{v_1 T - v_2 (T - \tau_0) + \eta \left[E_0 \left(T\tau_0 - \frac{1}{2}\tau_0^2 \right) - \frac{1}{6}k\tau_0^3 - \frac{1}{2}k\tau_0^2 (T - \tau_0) \right]}{\eta \left[E_0 (T - \tau_0) - \frac{1}{2}k(T^2 - \tau_0^2) \right]} > \tau_0 \end{aligned}$$

对于 CD 下降沿, 电场近似为 $E(t) = -kt$ (k 为正常量). 在 CD 下降沿内先后间隔 τ_0 发射 2 个电子的时间弥散:

$$\begin{aligned} \Delta t &= \frac{\int_0^T d\tau \left(v_1 + \eta \int_0^\tau -ktdt \right) - \int_{\tau_0}^T d\tau \left(v_2 + \eta \int_{\tau_0}^\tau -ktdt \right)}{\eta \int_{\tau_0}^T -ktdt} \\ &= \frac{v_1 T - v_2 (T - \tau_0) - \eta \left[\frac{1}{6}k\tau_0^3 + \frac{1}{2}k\tau_0^2 (T - \tau_0) \right]}{-\frac{1}{2}\eta k(T^2 - \tau_0^2)} > \tau_0. \end{aligned}$$

对于 CD 上升沿, 电场近似为 $E(t) = -E_0 + kt$ (E_0 和 k 为正常量), 在 CD 上升沿内先后间隔 τ_0 发射 2 个电子的时间弥散:

$$\begin{aligned} \Delta t &= \frac{\int_0^T d\tau \left[v_1 + \eta \int_0^\tau (-E_0 + kt)dt \right] - \int_{\tau_0}^T d\tau \left[v_2 + \eta \int_{\tau_0}^\tau (-E_0 + kt)dt \right]}{\eta \int_{\tau_0}^T (-E_0 + kt)dt} \\ &= \frac{v_1 T - v_2 (T - \tau_0) + \eta \left[-E_0 \left(T\tau_0 - \frac{1}{2}\tau_0^2 \right) + \frac{1}{6}k\tau_0^3 + \frac{1}{2}k\tau_0^2 (T - \tau_0) \right]}{\eta \left[-E_0 (T - \tau_0) + \frac{1}{2}k(T^2 - \tau_0^2) \right]} < \tau_0. \end{aligned}$$

参考文献

- [1] van Oudheusden T, Pasmans P L E M, van der Geer S B, de Loos M J, van der Wiel M J, Luiten O J 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 264801
- [2] Veisz L, Kurkin G, Chernov K, Tarnetsky V, Apolonski A, Krausz F, Fill E 2007 *New J. Phys.* **9** 451
- [3] Rousse A, Rischel C, Gauthier J C 2001 *Rev. Mod. Phys.* **73** 17
- [4] Gotchev O V, Jaanimagi P A, Knauer J P, Marshall F J, Meyerhofer D D, Bassett N L, Oliver J B 2003 *Rev. Sci. Instrum.* **74** 2178
- [5] Becker W 2012 *J. Microsc.* **2472** 119
- [6] Krishnan R V, Saitoh H, Terada H, Centonze V E, Herman B 2003 *Rev. Sci. Instrum.* **745** 2714
- [7] Wang Y, Wang Z, Dang W 2013 *Sci. China-Chem.* **4312** 1713
- [8] Liu X B, Lin D Y, Wu Q Q, Yan W, Luo T, Yang Z G, Qu L 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 178701 (in Chinese) [刘雄波, 林丹樱, 吴茜茜, 严伟, 罗腾, 杨志刚, 屈军乐 2018 物理学报 **67** 178701]
- [9] Kinoshita K, Suyama M, Ito M 1990 *Proc. SPIE* **1358** 490
- [10] Lebedev V B, Feldman G G, Veinbein P 1999 *Proc. SPIE* **3516** 74
- [11] Kinoshita K, Ishihara Y, Ai T, Hino S, Inagaki Y, Mori K, Goto M, Niikura F, Takahashi A, Uchiyama K, Abe S 2016 *The 31st International Congress on High-speed Imaging and Photonics* Osaka, Japan, November 7–10, 2016 pp305–310
- [12] Pálfalvi L, Fülöp J A, Tóth G, Hebling J 2014 *Phys. Rev. Spec. Top-AC* **17** 031301
- [13] Wei Y, Ischebeck R, Dehler M, Ferrari E, Hiller N, Jamison S, Xia G, Hanahoe K, Li Y, Smith J D A, Welsch C P 2018 *Nucl. Instr. and Meth.* **877** 173
- [14] Huang R, Fallahi A, Wu X J, Cankaya H, Calendron A L, Ravi K, Zhang D F, Nanni E A, Hong K H, Kärtner F X 2016 *Optica* **3** 1209
- [15] Huang W R, Nanni E A, Ravi K, Hong K H, Fallahi A, Liang J W, Phillip D K, Luis E Z, Kärtner F X 2015 *Sci. Rep.* **5** 14899
- [16] Niu H, Degtyareva V, Platonov V, Prokhorov A, Schelev M 1989 *Proceedings of Spie* **1032** 79
- [17] Siwick B J, Dwyer J R, Jordan R E, Miller R 2002 *J. Appl. Phys.* **92** 1643
- [18] Qian B, Hani E, Elsayed Ali 2003 *J. Appl. Phys.* **94** 803
- [19] Siwick B J, Dwyer J R, Jordan R E, Miller R J D 2003 *J. Appl. Phys.* **94** 807

High time-resolution detector based on THz pulse accelerating and scanning electron beam^{*}

Li Hang¹⁾²⁾³⁾ Chen Ping^{1)†} Tian Jin-Shou^{1)‡} Xue Yan-Hua¹⁾
 Wang Jun-Feng¹⁾ Gou Yong-Sheng¹⁾ Zhang Min-Rui¹⁾ He Kai¹⁾
 Xu Xiang-Yan¹⁾ Sai Xiao-Feng¹⁾ Li Ya-Hui¹⁾ Liu Bai-Yu¹⁾
 Wang Xiang-Lin¹⁾ Xin Li-Wei¹⁾ Gao Gui-Long¹⁾ Wang Tao¹⁾
 Wang Xing¹⁾ Zhao Wei¹⁾

1) (*Key Laboratory of Ultrafast Photoelectric Diagnostics Technology, Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Xi'an 710119, China*)

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

3) (*Collaborative Innovation Center of Extreme Optics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China*)

(Received 8 May 2021; revised manuscript received 14 September 2021)

Abstract

Terahertz pulses accelerating and scanning electron beam can break through the limitation of accelerating electric field between cathodes and grids in traditional streak tubes, thus reducing the time dispersion and enhancing the temporal resolution of time-scanning detectors. Based on this new technology, in this paper an ultra-small structured time-resolved detector with no focusing pole is designed. The terahertz pulse coupling/enhancing device suitable for acceleration zone and scanning zone is designed and optimized. The enhanced coefficient of the terahertz pulse electric field in the device reaches 9.39. In the paper, the relationship between time dispersion in acceleration zone and the moment of electrons emission is analyzed theoretically. We also analyze the influence of space charge effect on time dispersion. The electronic trajectory tracking is used to calculate and analyze the time dispersion of this detector, and finally the time resolution is better than 50fs.

Keywords: streak camera, terahertz, temporal resolution

PACS: 85.60.Bt, 87.50.U, 42.65.Re

DOI: 10.7498/aps.71.20210871

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11805267, 12075311), the Youth Innovation Promotion Association, Chinese Academy of Sciences (Grant No. 2021402), the Scientific Instrument Developing Project of the Chinese Academy of Sciences, China (Grant No. GJJSTD20190004), the Strategic Priority Research Program of Chinese Academy of Sciences (Grant No. XDA25030900), the Enterprise Top Innovative Young Talents Support Plan and the Key Laboratory for Laser Plasmas (Ministry of Education), China.

† Corresponding author. E-mail: chenping@opt.cn

‡ Corresponding author. E-mail: tianjs@opt.ac.cn