皮秒激光驱动微丝靶产生的超热电子能谱实验研究

罗笔瀚[1,2],王洪建[1,2],罗登成[1],冯永祯[1]
1. 重庆工商大学 机器人与激光智能制造研究所,重庆 400067
2. 重庆工商大学 制造装备机构设计与控制重庆市重点实验室, 重庆 400067

摘 要:目的 针对激光辐照平面靶中超热电子束流发散角过大以及产生的 X 光源亮度不足的问题,提出采用高功率皮秒激光辐照微丝靶,研究电子再循环效应对超热电子束流和 X 光源特性的影响。**方法** 实验在“星光-Ⅲ”装置皮秒束激光器上进行,分别采用直径 10 μm 的钼和金丝靶作为 X 射线背光源。利用针孔相机在激光反射方向测量 X 光焦斑,靶前法线方向布置电子磁谱仪测量逃逸出靶的超热电子能谱。**结果** 获得的 X 光焦斑的纵向尺寸最小值达到 10 μm,与丝靶直径相当。超热电子能谱结果显示自持独立钼丝和金丝中最高温度分别为 863 keV 和 816 keV,比对应的带 CH 衬底丝靶中的超热电子温度和数目均有显著提升。**结论** 说明移除支撑丝靶的低密度衬底是增强电子再循环效应的有效途径,通过这种方式能够提高超热电子束流的强度和集中度,增强韧致辐射强度,从而获得微焦点和高亮度的 X 射线源。

关键词:皮秒激光;超热电子能谱;微丝靶;X 光源;电子加速机制
中图分类号:O358 **文献标识码:**A doi:10.16055/j.issn.1672-058X.2024.0005.010

Experimental Study on Ultra-thermal Electron Spectrum Generated by Picosecond Laser-driven Microwire Targets

LUO Bihan[1,2], WANG Hongjian[1,2], LUO Dengcheng[1], FENG Yongzhen[1]
1. Smart Manufacturing Institute of Robot and Laser, Chongqing Technology and Business University, Chongqing 400067, China
2. Chongqing Key Laboratory of Manufacturing Equipment Mechanism Design and Control, Chongqing Technology and Business University, Chongqing 400067, China

Abstract: Objective In response to the problem of excessive divergence angle of the ultra-thermal electron beam and insufficient brightness of the generated X-ray source in laser-irradiated planar targets, a high-power picosecond laser was proposed to irradiate the microwire targets and the effects of electron recirculation on the characteristics of ultra-thermal electron beam and X-ray source were studied. **Methods** The experiment was carried out on the XGIII laser device. The molybdenum with a diameter of 10 μm and gold microwire targets were used as X-ray sources. A pinhole camera was used to measure the X-ray focal spot in the direction of laser reflection, and an electron magnetic spectrometer was arranged in the normal direction of the target to measure the ultra-thermal electron energy spectrum of the escaped hot electron from the target. **Results** The minimum size of the X-ray focal spot obtained by the pinhole camera reached 10 μm, which was

收稿日期:2023-04-13 **修回日期:**2023-05-18 **文章编号:**1672-058X(2024)05-0080-07
基金项目:国家自然科学基金委员会-中国工程物理研究院联合基金项目(U2030120);重庆工商大学研究生科研创新项目(YJSCXX2022-112-56).
作者简介:罗笔瀚(1998—),男,硕士,从事激光与物质相互作用、高能密度物理诊断研究.
通讯作者:王洪建(1976—),男,博士,教授,从事超快激光加载材料特性、激光应用研究. Email:whj_cqu@163.com.
引用格式:罗笔瀚,王洪建,罗登成,等.皮秒激光驱动微丝靶产生的超热电子能谱实验研究[J].重庆工商大学学报(自然科学版),2024,41(5):80—86.
LUO Bihan, WANG Hongjian, LUO Dengcheng, et al. Experimental study on ultra-thermal electron spectrum generated by picosecond laser-driven microwire targets[J]. Journal of Chongqing Technology and Business University (Natural Science Edition), 2024, 41(5): 80—86.

equivalent to the diameter of the wire target. The ultra-thermal electron energy spectrum results showed that the maximum temperatures in the self-sustaining independent molybdenum wire and gold wire were 863 keV and 816 keV, respectively, which were higher compared with the corresponding temperatures and quantities of ultra-thermal electrons in wire targets with CH substrates. **Conclusion** The experimental results show that removing the low-density substrate of the support wire target is an effective way to accelerate the electron recirculate effect. In this way, the intensity and concentration of the ultra-thermal electron beam can be improved, which enhances the *X*-ray bremsstrahlung radiant intensity, thus obtaining micro-focus and high-brightness *X*-ray sources.

Keywords: picosecond laser; ultra-thermal electron spectrum; microwire target; *X*-ray source; electron acceleration mechanism

1 引　言

在基于高功率短脉冲激光驱动微结构靶产生的众多次级辐射源中,高能 X 射线因其在激光惯性约束聚变的内爆诊断、强冲击加载下材料动态背光照相以及高面密度客体透视成像方面的需求而逐渐成为高能密度物理诊断领域研究的热点之一。从 X 射线产生的原理来看,短脉冲强激光与微结构固体靶相互作用时,部分激光能量被电子吸收而产生超热电子[1],这些超热电子穿过固体靶时,通过 Kα、Kβ 等散射过程,发生连续韧致辐射或特征辐射[2]而产生出各类次级射线粒子,包括 X 射线。产生的 X 射线源尺寸与超热电子束斑半径相当,且同时具有单色性好、微焦点[3]和高亮度[4]等特性。这种高质量 X 射线源在 X 光透视照相、癌症治疗和高能密度物质诊断等领域被广泛应用。但是由于超热电子束在发光靶内部的实际传输过程中总会不可避免地形成较大的发散角,导致超热电子束的准直性较差,束斑半径通常比激光焦斑大 5 到 10 倍[5],X 光源的微焦点特性受到了限制。为了获取高亮度的微焦点 X 射线源,实验上提出了采用几种具有结构化表面的靶,如金属纳米丝靶[6]、纳米颗粒平面靶[7]或微丝靶[8]等,通过改变靶结构来提升激光与靶表面相互作用的面积,从而提高激光吸收效率以及超热电子转化效率;另外还可以通过对激光脉冲进行控制,包括选用合适的极化方向、功率密度、激光脉冲宽度以及增加一束预脉冲激光以产生预等离子体来提升激光能量的利用率,从而提高激光-超热电子的转化效率,获得同时具有微焦点和高亮度特性的 X 光源。

课题组的早期实验中采用短脉冲飞秒(fs)激光研究了纳米微丝、纳米颗粒与平面靶构型对激光-超热电子转化[9-10]以及 X 射线韧致辐射强度[11]的影响。fs 激光设备上的实验和相关模拟结果表明,纳米级的丝靶结构能够显著地提高激光吸收效率并导引和准直超热电子束,从而产生相比于平面靶更小的、更高亮度的微焦点 X 射线源[12-13]。虽然在“星光-Ⅲ”装置 fs 激光束上已经验证了微纳米结构靶对超热电子束流的增强和准直效果,但是对于伴随着更长的等离子体密度标长和更高的等离子体预脉冲强度的皮秒(ps)拍瓦激光束与纳米或微米级丝靶结构相互作用产生超热电子束流特性尚不清晰,相关研究较少。已有研究表明,当相对论强度激光的脉冲宽度从 fs 扩展到 ps 时,可以观察到超热电子产生的显著增强[14-15]。Yang 等[16]分析了 ps 激光驱动的超热电子在纳米或微米级孔阵列靶中的输运过程,发现纳米或微米丝阵靶结构具有操纵和优化超热电子传输的潜力,并能显著提高激光-超热电子的转化效率。余金清等[17]利用二维粒子模拟(PIC)程序模拟了激光-丝靶中热电子的加速过程及其运动轨迹,发现电子在丝靶中传输时会发生反向运动和再循环,使得超热电子数量增加,激光-超热电子的转换效率也会随之增大。Makita M 等[18]指出电子的这种反向运动和再循环效应是超短激光与固体靶相互作用中的一个重要现象,它可以显著地改变超热电子的动力学特性以及 X 射线的辐射强度。一部分电子加速达到靶体表面后会形成鞘层电场和准静态磁场,导致后续电子在电场或磁场作用下发生反射,并在靶前后表面之间循环运动,直至电子加速逃逸出靶或能量耗尽。Huang L G 等[19]针对超热电子再循环效应开展研究,发现电子再循环对 X 射线韧致辐射和特征辐射强度均有重要贡献,并且靠近后表面的微丝靶中的磁场比薄固体靶前表面附近的磁场高出约一个数量级。为了研究电子再循环效应对 70~200 keV 范围内硬 X 射线源辐射强度的影响规律,Li M T 等[20]采用蒙特卡罗数值模拟方法比较了短脉冲 ps 激光驱动金微丝靶(含有薄 CH 衬底)和自持独立微丝靶产生的超快电子能谱。模拟发现,电子再循环效应在自持独立微丝靶内略有增强,自持独立丝靶材料所产生的几十 keV~MeV 能段范围内的 X 射线剂量更高。

上述研究结果虽然能够说明电子再循环效应对硬 X 射线辐射强度的影响,但大部分研究仍集中在 X 射线辐射强度对激光强度(电子温度)的依赖关系,缺乏靶材料以及靶结构对硬 X 射线辐射的规律认识。因此,为了探究靶材料和靶结构对超热电子再循环效应的影响,特别是微丝靶结构对增强超热电子逃逸的影响规律,实验分别设计了含低密度 CH 衬底和自持独立

的两种靶型,靶材料选择钼丝和金丝,在“星光-Ⅲ”装置真空靶室内使用针孔相机获得 X 光源焦斑尺寸,在靶前法线方向使用量程为 1 200 GS 的电子磁谱仪(EMS)测量逃逸出靶的超热电子能谱。

2 实验方案

2.1 实验布局

实验在“星光-Ⅲ”装置的真空靶室中进行,皮秒激光能量范围为 67~86 J,脉宽为 0.8±0.2 ps,激光对比度优于 10^8∶1,皮秒激光以偏离丝靶侧面法线 30°方向入射,以保护离轴抛物面镜(OAP)免受潜在目标碎片的影响。在 f/2.6 离轴抛物面镜之后,将激光聚焦到 35±20 μm 的光斑内,该光斑包含 40%的激光能量。实验排布如图 1 所示,EMS 固定在靶前表面法线方向距离靶目标 650 mm 处,用以测量从靶前表面出逃的超热电子能谱。使用 3×3 矩阵针孔相机配合 PIXIS-XB CCD 在低能量下测量激光焦斑,针孔相机安装在与丝靶轴向夹角为 23.7°方向上,其像素为 2 048×2 048,成像尺寸为 13.5 μm/pixel。在焦斑测试的尖端用 20 μm 厚的金属钽板上布置 3×3 个针孔,间距为 800 μm,孔径为 8~20 μm,其中物距为 550 mm,像距为 1 650 mm,放大倍数 3.0。在针尖钽板前部覆盖 2 μm 铝膜和 20 μm 铍膜作为滤光片,用以屏蔽掉低能量的 X 射线。实验采用直径为 10 μm 的自持独立或带有薄 CH 衬底的微丝靶,丝靶材料为金或钽,长度约为 300 μm,纯度为 99.7%~99.9%,CH 膜衬底厚度为 100 μm。

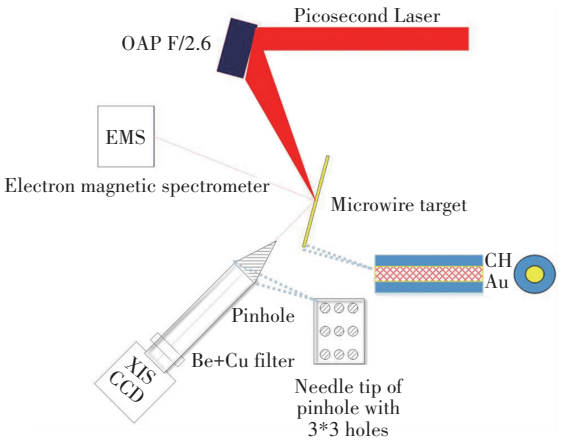


图 1 实验排布示意图

Fig. 1 Schematic diagram of experimental layout

2.2 超热电子能谱测量方法

EMS 测量电子能量的基本原理是带电粒子在均匀磁场中受洛伦兹力而做圆周运动,不同的偏转半径对应于不同动能的电子。根据相对论的拉莫尔半径 R:

$$R=\frac{m_e c}{eB}\sqrt{\left(\frac{\varepsilon+m_e c^2}{m_e c^2}\right)-1} \tag{1}$$

可知,当电子质量一定时,电子能量越高,其动能就越大,在磁场中受洛伦兹力偏转而打在感光板或成像板上所对应的偏转半径就越大,故可通过在感光板或成像板上不同位置处放置探测器即可测得超热电子能谱。式(1)中:R 是超热电子偏转的相对论拉莫尔半径,$m_e c^2$=511 keV 是电子静止能量,e 为单个电子所带电荷量,B 为磁感应强度,ε 为电子动能。

EMS 内部结构如图 2 所示,当皮秒激光辐照微丝背光靶时,超快电子从固体微丝靶中逸出。高能电子束穿过 Be 窗口,进入磁谱仪内部。电子束在磁场中受到洛伦兹力而发生偏转,最终打在成像板(IP)板上。不同能量的超热电子对应不同的偏转半径,根据不同半径处所记录的超热电子数目,就可以给出超热电子能谱分布。采用的记录介质为日本富士(Fuji Film)公司生产的 BAS-SR-2025E 成像板(IP),其大小为 5 cm×25 cm,呈三段式排布,板之间的夹角为 135°。使用的 IP 信号读出设备为 Typhoon FLA7000IP 型光敏磷屏成像激光扫描仪。

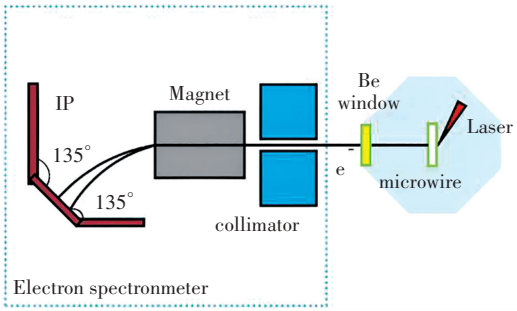


图 2 实验所使用的 EMS 原理示意图

Fig. 2 Schematic diagram of the principle of the EMS used in the experiment

为了从 EMS 测量到的原始信号中获得电子能谱信息,需要对测量到的原始信号进行解谱。在忽略光通量 $\Phi(E,t)$随时间变化情况下,需要求解线性积分方程:

$$N_k + e_k = \int R_k(E)\Phi(E)\,dE \tag{2}$$

其中,N_k 为第 k 个记录介质输出计数($k=1,2,3,\cdots,m$);$R_k(E)$为第 k 个记录介质对能量为 E 的射线的响应函数;$\Phi(E)$为能量为 E 的入射射线通量;e_k 是包括 $R_k(E)$引入的系统误差和 N_k 引入的统计误差。利用实验测量到的数据 N_k、响应函数 $R_k(E)$和总误差 e_k 反解出射线的能量通量 $\Phi(E)$,即可得到能谱。实验中 EMS 记录的原始数据所使用的解谱方法和程序是来自中物院激光聚变研究中心卢峰[21]等基于 GRAVEL 程序的核心算法最小方差法编写开发的 Matlab 反解能谱计算程序。这里对其中所使用的程序和算法进行简单介绍。考虑到能谱通量是非负的影响条件,Matzke 基于 SAND-II 算法[22]开发了 GRAVEL 程序,引入了能谱通量非负的约束。在这种情况下,对 ln(Φ)和 ln(N)进行

一种特殊的迭代求解,方法如下:

$$\ln\Phi_u^{i+1} = \ln\Phi_u^i + \lambda_u^i \sum_k \left[(\ln N_k^0 - \ln N_k^i) \frac{w_{ku}^i}{\sigma_k^2} \right] \quad (3)$$

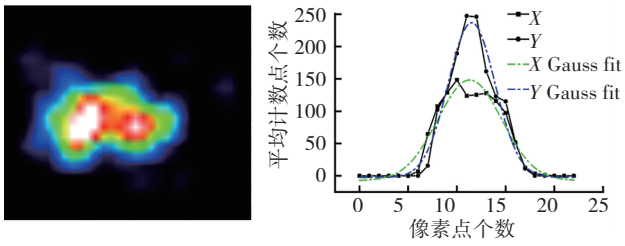
其中,第 i 次迭代谱的计算值为 $N_k^i = \sum_k R_{ku}\Phi_u^i$,权重 $w_{ku}^i = R_{ku}\Phi_u^i/N_k^i$,$\sigma_k^2$ 为实验测量值的方差,$\lambda_u^i = \left(\sum_k \frac{w_{ku}^i}{\sigma_k^2} \right)^{-1}$。

迭代计算的起始点为 Φ_u^1,采用共轭梯度法计算迭代解。迭代求解结束的前置条件迭代谱计算的信号值与实验数据计算的卡方值 $\chi^2 = \sum_k (N_k^i - N_k^0)^2/\sigma^2$ 趋近于一个常数。利用基于最小方差法的 GREVAL 算法反解能谱,其具有计算速度快、全局性和鲁棒性良好的特点,能够满足实验中的诊断需求,并能直接计算得到电子能谱或 X 射线能谱的斜率和转换效率等物理参数。

3　实验结果分析

3.1　激光焦斑测量结果

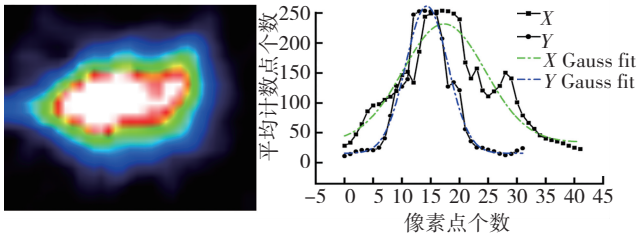
测量激光-等离子体线辐射或韧致辐射光源横向尺寸的常用方法有半影成像法[23]或者小孔成像法[24],X 光源的发射强度空间分布通常被拟合成一维或者二维的高斯函数,然后给出半高全宽(FWHM)表征光源的横向或纵向尺寸。实验中通过软 X 射线 CCD 配合多孔阵列针孔板测量激光打靶的 X 射线焦斑,采用高斯函数对 X 射线焦斑进行拟合,获取了焦斑的二维尺寸分布。实验测量的 X 射线焦斑尺寸如表 1 所示,其中 46#发次钼丝和 49#发次金丝的 X 射线焦斑分别如图 3 和图 4 所示。通过高斯函数拟合得到 46#发次皮秒激光辐照钼丝靶所产生的激光焦斑横向尺寸约为 20 μm,纵向尺寸约为 10 μm;而 50#发次金丝所产生的激光焦斑横向尺寸约为 60 μm,纵向尺寸约为 26 μm。将焦斑结果与早期“星光-Ⅲ”装置上飞秒束激光加载平面靶的焦斑测量结果[10]相比较,可以发现丝靶产生的 X 射线焦斑尺寸更小,最小一维尺寸可接近于丝靶直径,这说明横截面积更小的丝靶材料中超热电子束流更加集中,其能够高效地吸收、转化和准直超热电子束,从而产生焦斑较小的微焦点 X 光源。



(a) 原始信号　　(b) 焦斑 Gauss 拟合

图 3　46#发次钼丝靶焦斑尺寸

Fig. 3　The 46# shot of molybdenum wire target focal spot size



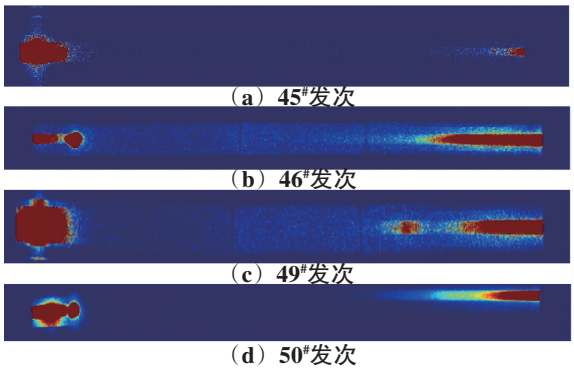
(a) 原始信号　　(b) 焦斑 Gauss 拟合

图 4　50#发次金丝靶焦斑尺寸

Fig. 4　The 50# shot of gold wire target focal spot size

3.2　超热电子能谱诊断结果

利用 2.2 小节的解谱方法对 EMS 记录的原始信号(图 5)进行求解,得到超热电子能谱,并采用双温类麦克斯韦分布拟合得到超热电子斜率温度,如图 6 所示。



(a) 45#发次

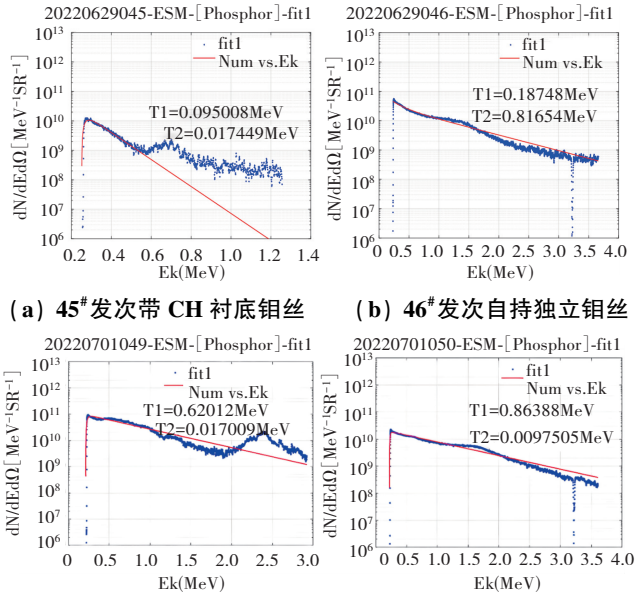
(b) 46#发次

(c) 49#发次

(d) 50#发次

图 5　EMS 记录的皮秒激光与丝靶相互作用产生超热电子的原始信号

Fig. 5　The raw signals of ultra-thermal electrons produced by the interaction of a picosecond laser with the microwire targets recorded by EMS



(a) 45#发次带 CH 衬底钼丝　　(b) 46#发次自持独立钼丝

(c) 49#发次带 CH 衬底金丝　　(d) 50#发次自持独立金丝

图 6　反解得到的超热电子能谱比较结果

Fig. 6　Comparison results of ultra-thermal electron energy spectrum obtained by inverse algorithm

图6(a)和6(b)分别为实验45#发次和46#发次钼丝靶的超热电子能谱。图6(a)中,电子能谱的峰值出现在280 keV处,对应的电子注量约为4×10^{9} $MeV^{-1}SR^{-1}$,随着电子温度增加,热电子数目逐渐减少,拟合得到的超热电子斜率温度分别为95 keV和17 keV。图6(b)中第46#发次钼丝靶产生的超热电子能谱的峰值出现在约250 keV处,对应的超热电子注量约为5×10^{10} $MeV^{-1}SR^{-1}$,当超热电子能量达到3.65 MeV时,电子注量下降到了3×10^{8} $MeV^{-1}SR^{-1}$,该发次拟合得到的两个有效斜率温度分别为187 keV和816 keV。将含CH衬底钼丝靶和自持独立钼丝靶的超热电子能谱相比较,发现自持独立丝靶的电子能谱峰值处的电子注量比含CH衬底丝靶高出约一个数量级,自持丝靶中电子截止能量为3.6 MeV,是含CH衬底丝靶中电子截止能量的3倍。分析认为是由于电子再循环效应导致电子再加速而使得从靶前侧逃逸的超热电子数量在250 keV~2.5 MeV整个范围内显著增强,更高能段范围的电子数目显著增加,增强的比例随着电子温度的增加而衰减。实验测量的超热电子温度与"星光-Ⅲ"定标率[25](XGIII scaling)的比较结果如表1所示,采用自持丝靶获得的超热电子温度略低于XGIII定标率的理论计算值,相比于含CH衬底的丝靶,自持独立丝靶产生的超热电子数目和平均能量均有明显提高,1 MeV以下的电子能量得到了显著增强,这也从侧面反映出本实验所提出的相对论皮秒激光强度下自持独立钼丝靶中发射出的超热电子可能存在着多种电子加速机制。

图6(c)和6(d)分别为实验49#发次和50#发次的金丝靶的超热电子能谱,电子能谱表现出具有两个斜率温度的双温类麦克斯韦分布。图6(c)中较低斜率温度$T_2=17$ keV远低于高温$T_1=620$ keV,后者接近于XGIII定标率中平面靶的超热电子温度计算结果,该发次能谱峰值出现在250 keV左右,对应的超热电子注量为1×10^{11} $MeV^{-1}SR^{-1}$,在3 MeV时衰减到1.1×10^{9} $MeV^{-1}SR^{-1}$,这说明随着温度增加,超热电子的数目将急剧减少,高能段的电子数目显著低于低能段电子。图6(d)中,电子能谱显示热电子斜率温度$T_1=863$ keV,比斜率温度$T_2=9$ keV高出约2个数量级。在最高电子能量超过3.5 MeV的情况下,尽管拟合得到的有效温度达到863 keV,但超热电子的最大注量仅为1.1×10^{8} $MeV^{-1}SR^{-1}$,这种结果与Iwata N等[26]利用PIC模拟研究ps相对论激光与金属箔靶相互作用过程中超热电子的产生结果非常相似,其原因可能是由于50#发次自持独立丝靶中激光功率密度有所降低,导致激光-超热电子的转化效率下降,从而使得超热电子注量有所减小。但根据拟合得到的超热电子温度的增加,即超热电子的平均能量的增加,总电子的平均能量从含CH衬底的金丝靶的620 keV增加到自持独立金丝靶的863 keV,二者均高于该发次激光功率密度下XGIII定标率的理论计算值的505 keV,说明移除支撑丝靶的低密度衬底,可以增强电子再循环效应,从而提高超热电子束流的强度和集中度,并增强韧致辐射强度。

表1 实验测量的X射线焦斑以及超热电子温度与"星光-Ⅲ"定标率的比较结果

Table 1 Experimental measurements of X-ray focal spots and ultra-thermal electron temperatures compared with the XGⅢ scaling

编 号	背光靶	焦斑尺寸	最高计数点	激光功率密度 $I_{18}/10^{18}/(W\cdot cm^{-2})$	超热电子温度 T/keV	"星光-Ⅲ"定标率理论值/keV
45#	带CH衬底钼丝	—	0	—	$T_1=95;T_2=17$	—
46#	自持独立钼丝	X(20 μm) Y(10 μm)	200	40	$T_1=187;T_2=816$	1 200
49#	带CH衬底金丝	X(35 μm) Y(25 μm)	2 500	11.6	$T_1=620;T_2=17$	646
50#	自持独立金丝	X(60 μm) Y(26 μm)	4 000	7.1	$T_1=863;T_2=9$	505

3.3 超热电子加速机制分析讨论

超热电子温度与超热电子的产生机制有着密切的关系。同一发次实验中不同方向出射的超热电子由于其加速机制不同,导致测量的超热电子温度也不同。实验中EMS放置在靶前法线方向,测量从靶前测出射的超热电子能谱。这样做既可以缩短焦斑与丝靶端面之间的光程,避免测量到的超热电子能谱硬化[27],还可以更加直观地观测到电子再循环效应对超热电子能谱的影响。

在不同激光功率密度下,超热电子的产生机制也有所不同,会有不同的加速机制占据主导。当激光功率密度达到相对论强度附近时(2×10^{19} W/cm^2),超热电子的加速机制变得复杂,可能同时存在多种加速机制共同作用[27]。皮秒激光驱动钼丝和金丝靶的实验中,激光功率密度范围约为7×10^{18} W/cm^2~4×10^{19} W/cm^2,处于相对论强度激光水平,因此有必要对激光与丝靶相互作用过程中产生超快电子的加速机制做进一步分析,明确各发次中超热电子加速的主导机制。

图 7 显示了实验中的两种微丝靶在 ps 激光照射下测量的超热电子温度与文献[21,27]中在不同激光器上的测量结果以及几种典型的超热电子温度定标率之间的比较结果。可以看出:皮秒激光辐照钼丝和金丝靶实验测量结果与几种典型的温度定标率吻合较好,其中实验第 46#发次超热电子温度略低于 XGIII 定标率,更为符合 Haines 定标率[28],接近文献[27]中在 RAL 和 Callisto 激光器上的实验数据,表明该发次中真空加热和共振吸收机制可能同时起主导作用。而实验第 49#发次则接近于 Beg 定标率[29],表明该发次中超热电子的主要加速机制为共振吸收机制。实验第 50#发次的超热电子温度略高于文献[23]在"星光-Ⅲ"上使用 Ta 平面靶的测量结果,且与 Wilks 有质动力定标率[30]十分吻合,这表明该发次中 J×B 有质动力加速机制在超热电子加速过程中可能起主要作用。综合来看,相对论强度 ps 激光驱动下的超热电子加速机制较为复杂,实验中超热电子的加速过程同时存在多种加速机制共同作用。

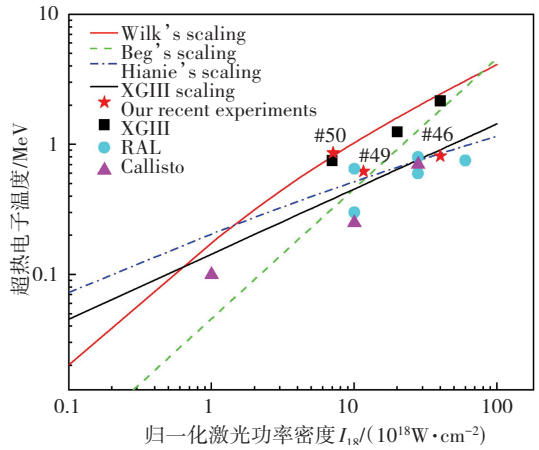


图 7　实验测量的超热电子温度与文献[21,27]结果的比较

Fig. 7　Comparison of ultra-thermal electron temperature measured in this experiment with the results of references[21,27]

4　结　论

激光与固体靶相互作用时,部分能量被电子吸收而产生超热电子,超热电子在平面靶表面经过多次反射后形成的射线源焦斑通常较大,源的微焦点特性受到了限制。本文采用金属丝靶作为 X 射线光源,来减小 X 射线焦斑尺寸,利用针孔相机在激光反射方向获得了 X 光源焦斑的横向尺寸最小值约为 20 μm,纵向尺寸最小值达到 10 μm,后者与微丝靶的直径相当。而在靶前法线方向布置 EMS 测量逃逸出靶的超热电子能谱,对比了含低密度 CH 衬底丝靶与自持独立丝靶产生的超热电子温度变化情况。实验结果显示:自持独立丝靶相比于带 CH 衬底的丝靶在 1 MeV 以下的超热电子能量得到了显著增强,产生的超热电子数目和温度也有一定提高,说明移除支撑丝靶的低密度衬底,可以增强电子在靶内部的循环并加速,从而提高超热电子束流的强度和集中度,这有助于增强韧致辐射强度从而获得高质量的 X 光源。

将实验测量的超热电子温度与几种典型的超热电子温度定标率比较发现,本轮实验中所达到的皮秒相对论激光强度下金属丝靶中发射出超热电子加速机制较为复杂,同时存在着多种电子加速机制共同作用。后续工作将进一步探索不同 X 光发光材料结构、衬底材料以及衬底厚度对对超热电子产生及加速的影响,明确逃逸出靶的超热电子的辐射强度与发光材料参数之间的关系。

参考文献(References):

[1] EDER D, PRETZLER G, FILL E, et al. Spatial characteristics of Kα radiation from weakly relativistic laser plasmas [J]. Applied Physics B, 2000, 70(1): 211—217.

[2] SERBANESCU C, CHAKERA J A, FEDOSEJEVS R. Efficient Kalpha *X*-ray source from submillijoule femtosecond laser pulses operated at kilohertz repetition rate[J]. The Review of Scientific Instruments, 2007, 78(10): 103502—103507.

[3] PARK H S, CHAMBERS D M, CHUNG H K, et al. High-energy Kα radiography using high-intensity, short-pulse lasers [J]. Physics of Plasmas, 2006, 13(5): 056309—056318.

[4] PARK H S, MADDOX B, GIRALDEZ E, et al. High-resolution 17-75 keV backlighters for high energy density experiments [J]. Physics of Plasmas, 2008, 15(2): 072705—072711.

[5] COMPANT L A. FONTAINE A, COURTOIS C, LEFEBVRE E, et al. Effects of electron recirculation on a hard *X*-ray source observed during the interaction of a high intensity laser pulse with thin Au targets[J]. Physics of Plasmas, 2013, 20(12): 123111—123121.

[6] TIAN Y, WANG W, WANG C, et al. Experimental study of K-shell *X*-ray emission generated from nanowire target irradiated by relativistic laser pulses[J]. Chinese Optics Letters, 2013, 11(1): 033501—033503.

[7] MONDAL S, CHAKRABORTY I, AHMAD S, et al. Highly enhanced hard *X*-ray emission from oriented metal nanorod arrays excited by intense femtosecond laser pulses [J]. Physical Review B, 2011, 83(3): 035408—035412.

[8] SAMSONOVA Z, HÖFER S, HOFFMANN A, et al. *X*-ray emission generated by laser-produced plasmas from dielectric nanostructured targets [J]. AIP Conference Proceedings,

2017, 1811(1): 180001—180006.

[9] WANG H J, LI Z R, CHEN Z B. High conversion efficiency and small spot size of Kα *X*-ray generated from nano-foam Cu targets irradiated by femtosecond laser pulses[J]. Applied Physics B, 2018, 124(9): 172—179.

[10] 王洪建, 叶雁, 阳庆国, 等. 飞秒激光驱动纳米多孔靶产生X射线转化效率实验研究[J]. 强激光与粒子束, 2016, 28(10): 13—17.
WANG Hong-jian, YE Yan, YANG Qing-guo, et al. Experimental study of the *X*-ray conversion efficiency in femtosecond laser-irradiated nano-foam target[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2016, 28(10): 13—17.

[11] WANG H J, LI Z R, CHEN Z B. Kα *X*-ray emission from nanowire Cu targets driven by femtosecond laser pulses for *X*-ray conversion and backlight imaging[J]. ACS Omega, 2020, 5(33): 20765—20772.

[12] KHAGHANI D, LOBET M, BORM B, et al. Enhancing laser-driven proton acceleration by using micro-pillar arrays at high drive energy[J]. Scientific Reports, 2017, 7(1): 11366—11374.

[13] FEDELI L, FORMENTI A, CIALFI L, et al. Ultra-intense laser interaction with nanostructured near-critical plasmas[J]. Scientific Reports, 2018, 8(1): 3834—3841.

[14] LI B, ZHANG Z, WANG J, et al. Transport of fast electrons in a nanowire array with collisional effects included[J]. Physics of Plasmas, 2015, 22(12): 123118—123125.

[15] HABARA H, HONDA S-I, KATAYAMA M, et al. Efficient energy absorption of intense ps-laser pulse into nanowire target [J]. Physics of Plasmas, 2016, 23(5): 063105—063110.

[16] YANG Y, LI B, WU Y, et al. Manipulation and optimization of electron transport by nanopore array targets[J]. Plasma Science and Technology, 2021, 23(3): 015001—015017.

[17] 余金清, 金晓林, 周维民, 等. 激光-纳米丝靶相互作用过程中超热电子的加热机理研究[J]. 物理学报, 2012, 61(22): 286—292.
YU Jin-qing, JIN Xiao-lin, ZHOU Wei-min, et al. Heating mechanism of hot electrons in the interaction between laser and nanolayered target[J]. Acta Phys. Sin., 2012, 61(22): 286—292.

[18] MAKITA M, NERSISYAN G, MCKEEVER K, et al. Fast electron propagation in Ti foils irradiated with sub-picosecond laser pulses at $I\lambda^2>10^{18}$ $Wcm^{-2}\mu m^2$[J]. Physics of Plasmas, 2014, 21(1): 023113—023123.

[19] HUANG L G, SCHLENVOIGT H P, TAKABE H, et al. Ionization and reflux dependence of magnetic instability generation and probing inside laser-irradiated solid thin foils[J]. Physics of Plasmas, 2017, 24(3): 103115—103127.

[20] LI M T, HU G Y, HUANG L G, et al. Influence of a low-Z thin substrate on a microwire hard *X*-ray source driven by a picosecond laser pulse for point-projection *X*-ray radiography[J]. Physics of Plasmas, 2020, 27(1): 123107—123117.

[21] 杨博, 邱睿, 李君利, 等. 强激光与固体靶相互作用所致硬*X*射线剂量和能谱的实验测量[J]. 原子能科学技术, 2017, 51(4): 732—739.
YANG Bo, QIU Rui, LI Jun-li, et al. *X*-ray dose and spectrum measurement in intense laser-irradiated solid target[J]. Atomic Energy Science and Technology, 2017, 51(4): 732—739.

[22] MATZKE M. Propagation of uncertainties in unfolding procedures[J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2002, 476(1): 230—241.

[23] ARMSTRONG C D, BRENNER C M, ZEMAITYTE E, et al. Bremsstrahlung emission profile from intense laser-solid interactions as a function of laser focal spot size[J]. Plasma Physics and Controlled Fusion, 2019, 61(3): 034001—034011.

[24] NAGEL S R, CHEN H, PARK J, et al. Two-dimensional time-resolved ultra-high speed imaging of K-alpha emission from short-pulse-laser interactions to observe electron recirculation[J]. Applied Physics Letters, 2017, 110(14): 144102—144106.

[25] WU Y, ZHU B, DONG K, et al. XingGuang III laser facility and its experimental ability to drive high-energy particle beams [J]. Laser Physics, 2020, 30(1): 096001—096008.

[26] IWATA N, SENTOKU Y, SANO T, et al. Electron acceleration in dense plasmas heated by a picosecond relativistic laser[J]. Nuclear Fusion, 2019, 59(8): 086035—086042.

[27] CHEN H, WILKS S C, KRUER W L, et al. Hot electron energy distributions from ultraintense laser solid interactions [J]. Physics of Plasmas, 2009, 16(2): 020705—020708.

[28] HAINES M G, WEI M S, BEG F N, et al. Hot-electron temperature and laser-light absorption in fast ignition[J]. Physical Review Letters, 2009, 102(4): 045008—045011.

[29] BEG F N, BELL A R, DANGOR A E, et al. A study of picosecond laser-solid interactions up to $10^{19}Wcm^{-2}$[J]. Physics of Plasmas, 1997, 4(2): 447—457.

[30] WILKS S, KRUER W, TABAK M, et al. Absorption of ultra-intense laser pulses[J]. Physical Review Letters, 1992, 69(2): 1383—1386.

责任编辑:田 静