

脉冲电流对典型枢轨材料高应变率剪切行为的作用规律*

李成成 周佳婧 李伟昊 石桓通 李兴文 陈立†

(西安交通大学, 电工材料电气绝缘全国重点实验室, 西安 710049)

(2025 年 10 月 30 日收到; 2025 年 12 月 18 日收到修改稿)

绝热剪切带 (ASB) 是高应变率剪切冲击下诱导损伤的重要机制, 而大电流密度下枢轨材料高速剪切变形机理尚不明晰. 本文开展了高应变率 ($\geq 10^4 \text{ s}^{-1}$) 耦合大电流密度 ($\geq 10^8 \text{ A/m}^2$) 下典型枢轨材料剪切变形特性研究. 结果表明, ASB 形成能垒从高到低为: 紫铜、无氧铜、CuCrZr 合金、 Al_2O_3 弥散强化铜合金、黄铜和 7075 铝合金, 因此 7075 铝最易形成 ASB, 黄铜次之, 其他铜基轨道难以观测到 ASB. 7075 铝和黄铜中均表现出电流对裂纹及 ASB 形成的抑制作用. 电子背散射衍射结果显示, 7075 铝剪切带内存在大量细小等轴晶粒, 晶粒择优取向较基体明显转变, 随电流密度升高, 带内晶粒尺寸增大, 动态再结晶比例显著下降. 机械辅助旋转动态再结晶可合理解释超细晶形成与织构演化. 研究指出热软化不足以诱导 ASB 形成, 旋转动态再结晶软化是其主要成因. 根据实测高应变率载流下的屈服强度, 计算得到载流下 7075 铝 ASB 宽度, 发现脉冲电流引起的温升与屈服强度降低导致 ASB 宽化, 使得能量耗散增强, 抑制了动态再结晶, 从而阻碍了 ASB 的产生.

关键词: 电磁发射, 枢轨材料, 绝热剪切带, 旋转动态再结晶**DOI:** 10.7498/aps.75.20251475**CSTR:** 32037.14.aps.75.20251475

1 引言

电磁发射是一种将电磁能转换为动能的新型发射方式^[1-6], 能够在几毫秒内将弹丸加速至几千米每秒. 由于轨道振动、不平整和电枢两臂受力不均匀等原因, 电枢与轨道在大电流密度环境下产生高速斜冲击形成剪切^[7,8]. 由于电磁发射装置封装紧凑、物理场无法单独调控等原因, 难以直接在电磁发射装置上开展枢轨材料研究, 因此针对电磁发射过程中的大电流密度 ($\geq 10^8 \text{ A/m}^2$) 及高应变率 ($\geq 10^4 \text{ s}^{-1}$) 条件下的枢轨材料剪切变形特性尚不明晰.

绝热剪切带 (adiabatic shear band, ASB) 是材料在高速剪切冲击载荷下发生的一种高度局域

化的塑性变形现象, 导致裂纹沿着其边界或内部急速拓展, 引发突发性失效, 这一现象普遍存在于爆炸、侵彻等高应变率变形过程^[9]. 研究者们对 ASB 的产生机理和影响因素进行了广泛研究. 最初学者们将 ASB 的形成解释为热塑性失稳, 即当热软化效应大于应变硬化效应和应变率硬化效应时, 材料产生热塑性失稳进而诱发 ASB 产生. 早期的数理模型大都是基于此作为剪切带产生的临界判据^[10]. 然而, 最近的研究表明, 绝热剪切破坏并不是由热软化机制引起的, 而是动态再结晶 (dynamic recrystallization, DRX) 等微观结构软化造成的^[11]. Guo 等^[12] 利用阵列式红外探测器与高速相机对绝热剪切带的演化过程做了原位测试, 发现剪切带形成前温升十分有限, 最大应力下的温升约为 50—90 °C, 在 ASB 形成后 30 μs 达到最大

* 国家自然科学基金重大研究计划 (批准号: 92366301, 92066207) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: lichen29@xjtu.edu.cn

温升, 从实验上揭示了温度升高发生在 ASB 形成之后, 温度并不是 ASB 起始的原因, 而是由 ASB 引发的结果. Rittel 等^[13]研究发现, 在 ASB 产生之前, 试样内部就已经产生了大量的纳米级再结晶晶粒, 动态再结晶晶粒引起周围硬化基体的局部软化, 从而提供了 ASB 形成所需的必要扰动. Magagnosc 等^[14]结合原位 X 射线衍射实验发现, DRX 的形成是由塑性应变积累驱动, 而非塑性变形引起的温度上升, DRX 会导致微观结构软化, 致使 ASB 形成. 但是对于熔点极高的金属如纯钨, Li 等^[15]发现 DRX 软化机制适用性有限, 结合仿真研究发现, 热软化与微观损伤演化的耦合效应是导致强织构取向纯钨金属绝热剪切失稳的主要因素. 影响 ASB 的因素十分繁杂, 如微观组织、晶粒尺寸、应变速率以及温度等. 李严星等^[16]利用分离式霍普金斯压杆对等轴组织、双态组织和魏氏组织 3 种 Ti 合金进行了绝热剪切实验, 发现魏氏组织绝热剪切敏感性最高. Wang 等^[17]发现亚稳态 β 钛合金加载过程中沿着晶界会有 α_s 相析出, 该相稳定了微观组织并延缓了剪切局域化的产生, 提升了亚稳态 β 钛合金的动态加载性能. Liu 等^[18]研究了不同晶粒尺寸的 AZ31 镁合金在高应变速率下的绝热剪切敏感性及其形成机制. 结果表明, 随着晶粒尺寸的降低, 绝热剪切敏感性下降, ASB 宽度增大. Regidor 等^[19]对 Ti-6Al-4V 合金进行了不同应变速率及温度下的加载, 发现随着应变速率的增大和温度的降低, ASB 半宽增大, ASB 之间的平均间距减小.

在电磁发射过程中, 电枢和轨道均处于大电流环境中, 而电流也会影响材料的微观结构和力学性能, 进而影响其 ASB 的演化行为. 电流对材料变形的影响宏观上表现为流动应力下降、断裂应变增大等, 微观上表现为位错密度降低以及位错缠结减少等. Xiao 等^[20]对 7075 铝合金开展了电辅助电磁成形实验发现材料屈服强度和抗拉强度在电流的作用下分别降低了 3.6% 和 2.6%, 伸长率提高了 21.6%. 表征发现电流降低了材料位错密度, 并使位错定向排列从而分布更加均匀, 导致强度下降. Zhou 等^[21]通过对脉冲电流加载前后 Al-Cu-Li 合金样品的透射电镜表征, 发现脉冲电流作用后样品中位错环的平均尺寸较大, 而其数量密度显著低于无脉冲样品. 这表明脉冲电流促进了位错环的生长, 位错环数量密度的减少使得位错运动的能垒减

小, 更有利于位错线的运动, 从而加速蠕变. Ross 等^[22]开展了电流下 Ti-6Al-4V 镦粗实验, 研究发现相比于室温镦粗和加热镦粗, 电流的非热效应抑制了材料表面开裂. Zhao 等^[23]研究了脉冲电流对 Ti-6Al-4V 合金剪切变形的影响, 研究发现脉冲电流会降低剪切载荷, 诱导晶粒沿剪切方向发生较大的变形, 但实验冲击速度较低, 并未产生绝热剪切带. 电流对材料的影响机制以及不同材料在电流下的响应仍然是一个复杂的问题^[24], 学者针对电流影响机制也提出了不同的见解. Abdullina 等^[25]结合分子动力学仿真发现, 位错核在恒热下温度并不会随着时间升高, 因为热量会快速扩散至周围晶体. 而当有溶质原子存在时, 其会减缓热传递, 位错核温度随时间线性上升. 因此认为在高密度电流下, 合金中位错缺陷附近的局域温升使得其更容易脱钉. Gu 等^[26]提出了一种利用预微加工结构的方法, 它阻碍电流流动, 但保持了类似于基体的热历史, 有效地分离了热和非热效应. 实验发现焦耳热诱导双相不锈钢中 σ 相的沉淀, 而电子风力定向加速了原子扩散, 抑制了 Cr 的聚集和 σ 相的沉淀. Li 等^[27]通过脉冲电流负载和应变时间的协调设计实现电的热和非热解耦, 结合位错动力学的物理模型研究发现, 非热效应可以降低位错的声子阻力效应和变形活化能, 改变非热原子状态和位错滑移模式. Zhao 等^[28]采用对温度不敏感的 Ti-Al (Al 原子百分比为 7%) 合金研究了电塑性, 结果表明, 电流可显著促进位错的交滑移机制, 从而诱发波浪状位错构型并增强孪生. 电流引起位错运动模式的改变会导致平面滑移带内的位错钉扎效应减弱, 进而引发合金在应力作用下的早期失效行为. 虽然目前学者分别对 ASB 演化以及电致塑性开展了大量研究, 但是电磁发射极端环境 (应变速率 $\geq 10^4 \text{ s}^{-1}$ 、电流密度 $\geq 10^8 \text{ A/m}^2$) 下电枢和轨道材料的 ASB 演化行为及机理仍不清晰, 限制了对轨道刨削等损伤行为的认识, 制约着轨道材料的设计与提升.

本文基于电磁斥力盘和脉冲功率源搭建了用于高速剪切研究的实验平台, 并设计了一种载流剪切试样, 以典型枢轨材料为研究对象, 开展了其在大电流密度 (10^8 — 10^9 A/m^2) 和高应变速率 ($>10^4 \text{ s}^{-1}$) 条件下剪切行为及 ASB 演化机制研究. 通过仿真计算了样品在动态变形过程中的应力、应变及应变速率, 并结合高速相机拍摄的变形图片及数字图像相关 (digital image correlation, DIC) 技术验证了模

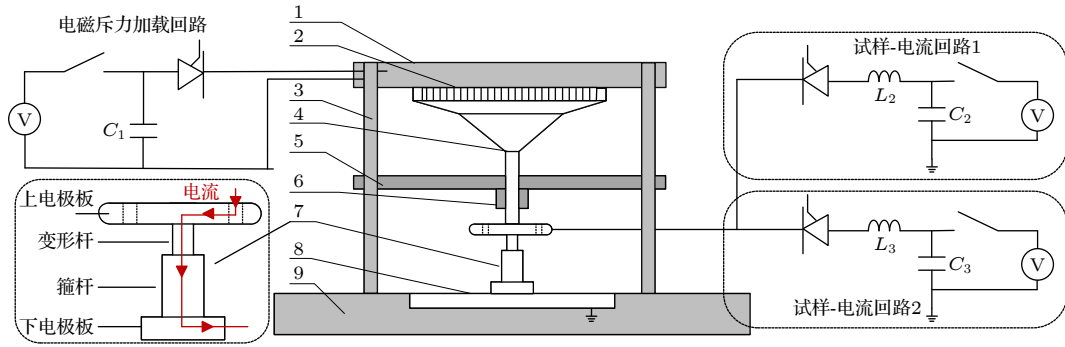


图1 电流对枢轨材料绝热剪切影响研究实验平台(1-线圈盒, 2-斥力盘, 3-钢柱, 4-应力波放大器, 5-钢板, 6-限位环, 7-试样, 8-黄铜板, 9-绝缘底座)

Fig. 1. Experimental platform for investigating the influence of electric current on adiabatic shear bands in armature-rail materials(1-coil case, 2-repulsive plate, 3-steel column, 4-stress wave amplifier, 5-steel plate, 6-limit ring, 7-specimen, 8-brass plate, 9-insulating base).

型的准确性. 观察对比了不同材料剖面的金相组织特征及晶粒尺寸、再结晶等微观特征, 分析并计算了电流对 ASB 的影响以及不同材料绝热剪切敏感性的差异, 揭示了载流下 ASB 宽化及铜基轨道难以产生 ASB 的原因, 加深了对载流高应变率剪切下枢轨材料损伤的认识.

2 实验方案

2.1 实验平台

电流对枢轨材料绝热剪切影响研究的实验平台如图1所示, 主要包括1个电磁斥力盘和3个脉冲电源放电回路. 其中1个脉冲电源作为斥力回路实现高应变率加载, 另外2个脉冲电源并联作为试样-电流回路实现电流时序加载. 在充电电压、电容值相同的情况下, 电感越大, 脉冲放电的峰值电流越小、周期越长, 因此在已有的3个500 μF 电容器(C1/C2/C3)基础上综合考虑脉冲放电的峰值与周期, 回路电感L2和L3被设置为125 μH, 以保证试样在变形时间内处于大电流密度环境.

电磁斥力加载的原理基于电磁感应效应: 当电流流经斥力盘上方的线圈时, 产生初级高频交变磁场, 在斥力盘中感应出涡流并形成次级感应磁场. 由于两个磁场方向相反, 产生电磁斥力驱动应力波放大器向下压缩试样, 试样因此剧烈变形. 这种由电磁斥力驱动的应力加载, 可以通过时序放电, 实现与电流的同步加载. 为确保冲击方向不发生偏移, 在应力波放大器中部设置了一个限位环.

为确保试样在变形时均处于高电流密度环境

中, 试样-电流回路采用长脉冲加载: 试样-电流回路1首先对试样放电, 300 μs后打开斥力回路, 试样在斥力冲击下迅速变形, 630 μs后触发试样-电流回路2对试样放电. 加载过程中的斥力线圈电流和试样电流如图2所示, 可以看到试样在变形期间始终处于大电流密度环境中. 每组材料实验过程中保持电磁斥力的大小和作用时刻不变, 仅改变试样-电流回路的充电电压, 使电流大小不同.

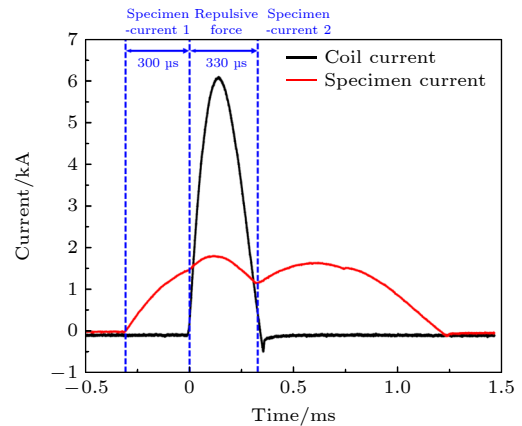


图2 斥力线圈电流和试样电流
Fig. 2. Repulsion coil current and specimen current.

2.2 试样形状及材料选择

考虑到需要在高应变率变形同时耦合电流, 本研究在铆接型试样^[29]基础上设计了一种新型试样, 如图1左下角的试样示意图所示, 主要包括上电极板、变形杆、箍杆和下电极板. 上电极板设计有一对通孔, 用于连接脉冲电源的电流引线. 下电极板通过螺钉固定在铜板上接地, 从而构成放电回路, 如图1所示. 在电流波形相同情况下, 为了提高试

样的电流密度及减小趋肤效应, 试样直径理应越小, 但是实验发现当直径小于 2 mm 时, 加载过程中容易发生弯曲变形, 而减小试样高度, 在相同应变时, 材料的变形量越小, 这对实验测量精度提出了更高的要求. 此外由于在加载时试样上会产生裂纹, 试样高度及宽度较小时, 在试样后处理中极易导致感兴趣的表征区域断裂破坏. 而由于压杆不稳定性的存在, 较大的长径比又会导致试样弯曲变形, 影响分析. 综合考虑以上因素, 变形杆的直径与高度被分别选为 2.5 mm, 3 mm. 箍杆直径设计为变形杆的两倍, 以确保应力加载下不会发生弯曲变形. 在高速冲击下, 变形杆对角线方向两侧的剪切应力方向相反, 当应变率超过 10^3 s^{-1} 时, 可以形成剪切带.

枢轨材料的选择需要综合考虑导电率、热导率、强度、韧性和密度等参数, 现有研究中电枢材料主要为 6061/7075 铝合金^[30], 轨道材料主要为铜基合金^[31,32]. 本研究选用 7075-T6 铝合金、铜铬锆合金、紫铜、无氧铜、黄铜和 Al_2O_3 弥散强化铜合金作为实验对象, 开展高应变率、大电流下的枢轨材料绝热剪切行为研究, 探究脉冲电流对枢轨材

料绝热剪切行为的作用机理, 各材料的元素组分如表 1—表 6 所示. 为消除加工残余应力以及保证组织均匀性, 实验前对材料进行退火处理. 实验后, 对试样进行轴向切割、冷镶嵌、机械抛光和化学腐蚀以制备金相样品. 化学腐蚀剂选用凯勒试剂 (成分为 1 mL HF, 1.5 mL HCl, 2.5 mL HNO_3 和 95 mL H_2O). 采用光学显微镜和电子背散射衍射 (electron back scatter diffraction, EBSD) 对试样的微观组织特征进行观察.

2.3 应变速率的计算

变形杆区域的应变率通过结合 COMSOL 软件的电磁耦合模块与 ANSYS/AUTODYN 软件的热-力模块进行计算. 首先将图 2 所示斥力线圈电流输入 COMSOL 中计算斥力盘上表面所受的电磁斥力, 随后将计算结果作为边界条件输入 AUTODYN 计算试样应变率. 应变率仿真二维轴对称模型如图 3 所示, 主要包括应力波放大器和试样两部分. 网格划分均采用四边形划分方法, 其中, 应力波放大器的网格尺寸为 0.4 mm, 试样的网格尺寸为 0.1 mm, 为获得更精确的仿真结果, 变形

表 1 7075-T6 铝合金化学组成 (质量百分比, %)
Table 1. Chemical composition of 7075-T6 aluminum alloy (weight percent, %).

Si	Fe	Cu	Mn	Mg	Cr	Zn	Ti	Al
0.10	0.28	1.30	0.11	2.50	0.23	5.10	0.05	余量

表 2 铜铬锆化学组成 (%)
Table 2. Chemical composition of CuCrZr Alloy (weight percent, %).

Cu	Cr	Zr	其他
98.89	0.96	0.094	余量

表 3 紫铜化学组成 (质量百分比, %)
Table 3. Chemical composition of pure copper (weight percent, %).

Cu	Pb	Fe	Sb	S	Bi	As	其他
99.9385	0.0038	0.004	0.0013	0.0032	0.0008	0.0016	余量

表 4 无氧铜化学组成 (质量百分比, %)
Table 4. Chemical composition of oxygen-free copper (weight percent, %).

Cu+Ag	Pb	Fe	Sb	S	Bi	As	Sn	O	Zn	Ni
99.97	0.003	0.003	0.003	0.004	0.001	0.002	0.002	0.002	0.002	0.002

表 5 Al_2O_3 弥散强化铜化学组成 (质量百分比, %)
Table 5. Chemical composition of alumina-dispersion-strengthened copper (weight percent, %).

Cu	O	Pb	Fe	P	Al	其他
99.43	0.16	0.01	0.01	0.003	0.25	余量

表 6 黄铜化学组成 (质量百分比, %)
Table 6. Chemical composition of brass (weight percent, %).

Cu	Fe	Ni	Pb	Cd	Al	Sn	Zn
62.1562	0.0028	0.0045	0.0045	0.0003	0.0018	0.0038	余量

杆区域的网格尺寸进一步细化至 0.05 mm, 此时计算得到的径向应变已经稳定, 如附录图 A1 所示. 材料模型选用 Johnson-Cook 模型以考虑应变、应变率和温度对材料强度的影响, 其表达式如 (1) 式所示. 式中, ϵ 为塑性应变; $\dot{\epsilon}$ 为应变速率; $\dot{\epsilon}_0$ 为参考应变速率; T 为材料温度; T_{room} 为室温; T_{melt} 为熔化温度; A 为初始屈服应力; B 为应变硬化模量; n 为应变硬化系数; C 为应变率硬化系数; m 为热软化系数. 以 CuCrZr 合金为例, 计算了加载过程中的

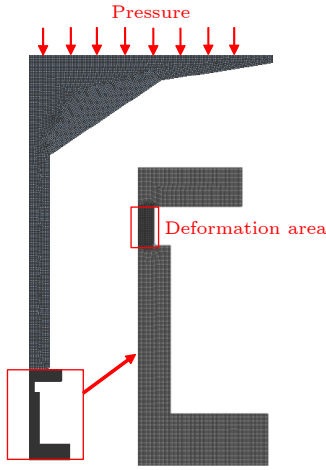


图 3 二维轴对称仿真模型

Fig. 3. 2 D axisymmetric simulation model.

应力、应变及应变率变化. 计算发现 Johnson-Cook 强度模型参数的选取对应变的计算误差有较大影响, 文献 [33] 给出的参数仿真得到的结果与实验值误差较大, 如图 6 所示. 为此本研究基于之前开发的磁脉冲驱动载流拉伸平台 [34], 获得了不同温度及高应变率实验结果, 并结合万能试验机获得的 0.001 s^{-1} 准静态实验结果, 拟合得到了 CuCrZr 合金的 Johnson-Cook 强度模型参数 (表 7), 并将其应用于本工作的仿真研究.

$$\sigma = (A + B\epsilon^n) [1 + C \ln(\dot{\epsilon}/\dot{\epsilon}_0)] \times \left[1 - \left(\frac{T - T_{\text{room}}}{T_{\text{melt}} - T_{\text{room}}} \right)^m \right]. \quad (1)$$

将斥力线圈电流导入 COMSOL 计算电磁斥力, 斥力盘上表面所受电磁斥力结果如图 4(a) 所示, CuCrZr 合金在加载过程中局部剪切应变率云图如图 4(b) 所示. 在剪切区和非剪切区分别设置一个剪切应力测点 Gauge1 和 Gauge2, 剪切应力曲线如图 4(c) 所示. 剪切区域和非剪切区域的剪切应力方向相反, 从而在变形区域形成剪切带. 剪切区应变率曲线如图 4(d) 所示, 应变率在 0.23 ms 时达到最大值 $1.5 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$, 满足产生绝热剪切带的必要条件.

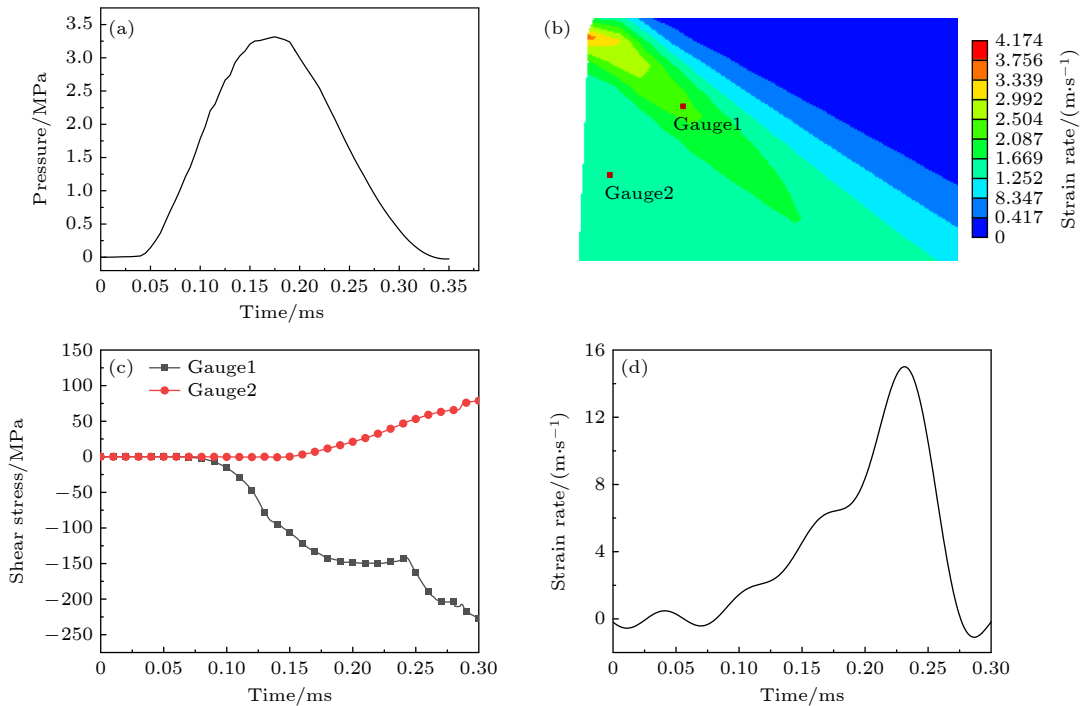


图 4 (a) 斥力曲线; (b) 0.18 ms 时应变率云图; (c) 剪切区域内外剪切应力曲线; (d) 剪切区域应变率曲线

Fig. 4. (a) Repulsive force curve; (b) strain rate contour at 0.14 ms; (c) stress curves inside/outside the shear band; (d) strain rate curve of the shear band.

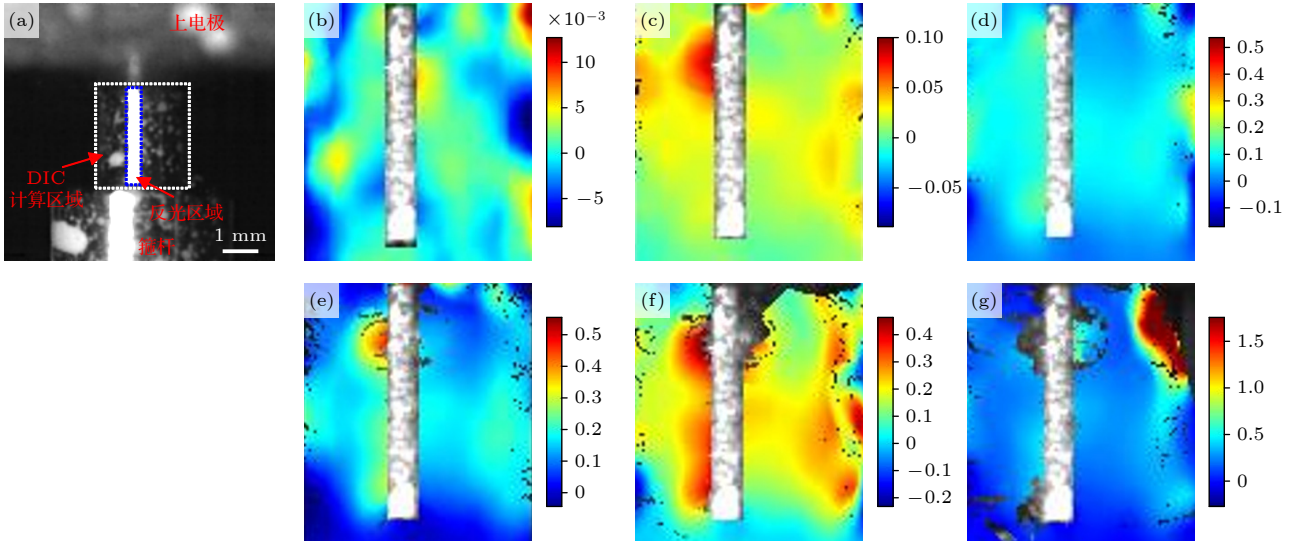


图 5 CuCrZr 合金 DIC 分析 (a) 高速相机拍摄试样; (b)—(g) 0.01, 0.12, 0.27, 0.21, 0.23, 0.26 ms 时径向应变

Fig. 5. DIC Analysis of CuCrZr alloy: (a) Specimen captured by the high-speed camera; (b)—(g) radial strain contours at 0.01, 0.12, 0.27, 0.21, 0.23, 0.26 ms.

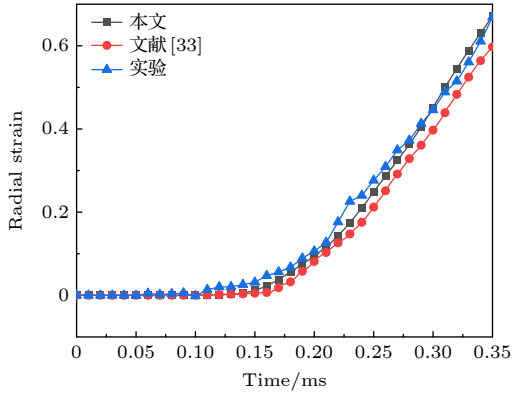


图 6 CuCrZr 合金实验与仿真径向应变对比

Fig. 6. Comparison of experimental and simulated radial strain in CuCrZr alloy.

表 7 CuCrZr 合金 Johnson-Cook 模型参数
Table 7. Johnson-Cook model parameters for CuCrZr alloy.

A/MPa	B/MPa	n	C	m
404.2	183.1	0.52	0.053	1.09

在材料剪切变形过程中, 相比于材料内部剪切区域应变率的快速变化, 表面径向应变变化相对缓和. 基于高速摄像机拍摄的动态变形图像, 利用数字图像相关技术实时测量了材料的径向应变. 为了验证仿真计算的准确性, 将实验测量径向应变与仿真计算的径向应变进行对比以验证仿真正确性. 高速相机拍摄试样如图 5(a) 所示, 由于试样变形杆区域为圆柱形, 在正对光源中心存在一矩形反光区域, 在 DIC 计算中将其删除, 避免其影响 DIC 结

果准确性, 多次测量得到的径向应变结果基本一致, 如附录图 A2 所示. CuCrZr 合金各时刻的径向应变如图 5(b)—(g) 所示, 随着剪切变形进行, 径向应变逐渐增大. 实验与仿真径向应变结果对比如图 6 所示, 实验与仿真径向应变在大于 0.1 时吻合较好, 可以认为试样上的应变率达到 10^4 s^{-1} 量级. 7075 铝的计算结果如附录图 A3 所示, 实验与仿真径向应变在大于 0.1 时同样吻合较好, 进一步说明了模型的准确性. 而由于在利用 DIC 进行低应变计算时真实位移信号与噪声处于同一量级, 以及在 Johnson-Cook 强度模型参数拟合时低应变率结果考虑较少, 导致在起始低应变 (<0.1) 阶段计算仍有一定误差, 但是这对最终 ASB 宽度计算基本无影响.

3 高应变率剪切下典型枢轨材料的微观特征

3.1 枢轨材料剪切变形金相特征

为了尽可能地让材料处于高应变率环境从而产生绝热剪切带, 将材料表面产生微裂纹时的临界斥力作为加载斥力, 超过临界斥力, 裂纹会在材料内部快速扩展导致材料碎裂. 经过多次重复实验, 7075-T6 铝合金的临界斥力电流峰值为 6.20 kA. 仿真表明, 7075-T6 铝合金在该斥力条件下应变率最高可达 $1.47 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$. 在相同斥力下对 7075 铝合金进行了 4 组不同充电电压下的实验, 对应的

试样上峰值电流分别为 1.80, 3.64, 7.24, 8.68 kA, 取变形期间的电流平均值计算得到相应的电流密度分别为 3.12×10^8 , 5.93×10^8 , 1.20×10^9 和 1.49×10^9 A/m².

7075 铝合金无电流试样剖面金相结果如图 7 所示, 可以看到沿对角线有一条宽度在 27 μm 左右的绝热剪切带, 其与周围基体之间有明显的边界

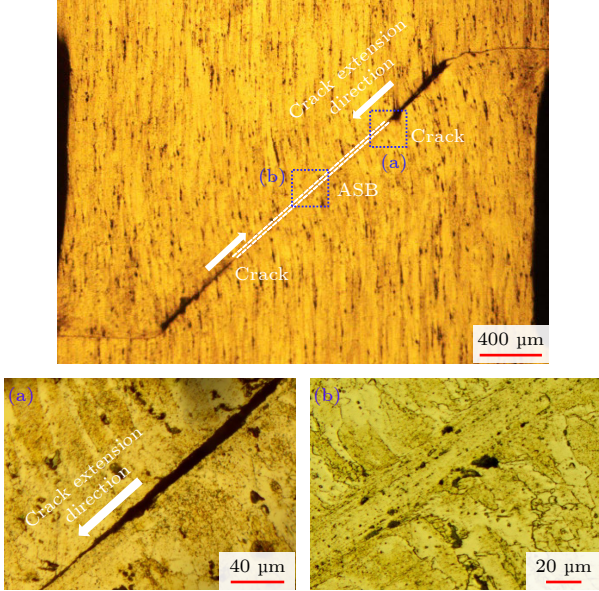


图 7 7075 铝合金无电流剖面金相结果

Fig. 7. Metallographic results of the cross-section for the 7075 aluminum alloy without current.

区分, 表明 ASB 内发生了严重的局部变形. 此外, ASB 末端附近存在裂纹, 裂纹沿着 ASB/基体边界拓展, 与文献 [35] 报道的结果一致.

不同电流密度下 7075 铝合金剖面整体金相观测如图 8 所示. 随着电流密度的增大, 试样对角线处的裂纹逐渐变短, ASB 长度也逐渐减小, 当电流密度为 1.49×10^9 A/m² 时, 试样剖面上未观测到可识别的 ASB 边界, 如图 8(d) 所示. 这表明电流抑制了裂纹和 ASB 的产生 [36]. 各电流密度下 7075 铝合金试样 ASB 局部放大结果如图 9 所示. 利用开源软件 Nano-measure 测量了不同试样的 ASB 宽度, 电流密度从 0 到 1.20×10^9 A/m² 下 ASB 宽度分别为: 27.60, 29.19, 30.86, 31.14 μm . 实验结果表明, 脉冲电流导致了 ASB 宽化.

对于轨道试样电流也均采用长脉冲加载, 其中, 铜铬锆合金开展了 3 组对照实验, 电流密度分别为 0, 3.12×10^8 和 1.03×10^9 A/m². 其余轨道材料开展了两组对照实验, 电流密度分别为 0 和 3.12×10^8 A/m². 铜铬锆试样剖面观测如图 10 所示, 不同电流密度下试样对角线区域均观察到明显的裂纹, 但是在裂纹向材料中部延伸的方向上仅观察到剪切变形, 并未观测到可识别的 ASB 边界.

其余轨道材料金相显微镜观测如图 11 所示, 除黄铜外, 紫铜、无氧铜和 Al₂O₃ 弥散强化铜与铜

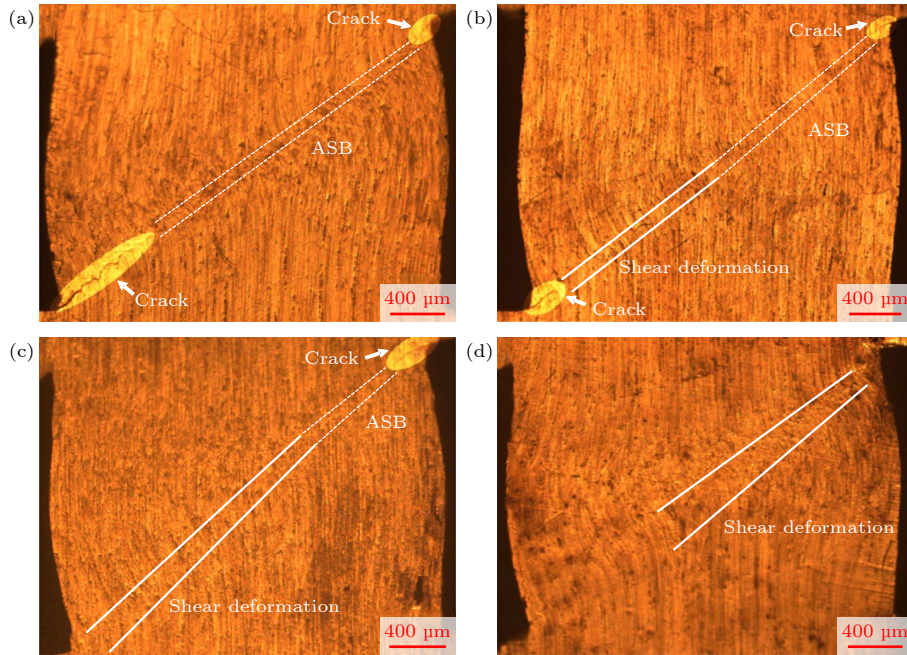


图 8 不同电流密度下的 7075 铝试样剖面整体结果 (a) 3.12×10^8 A/m²; (b) 5.93×10^8 A/m²; (c) 1.20×10^9 A/m²; (d) 1.49×10^9 A/m²

Fig. 8. Overview of cross-sections of 7075 aluminum alloy under different current densities: (a) 3.12×10^8 A/m²; (b) 5.93×10^8 A/m²; (c) 1.20×10^9 A/m²; (d) 1.49×10^9 A/m².

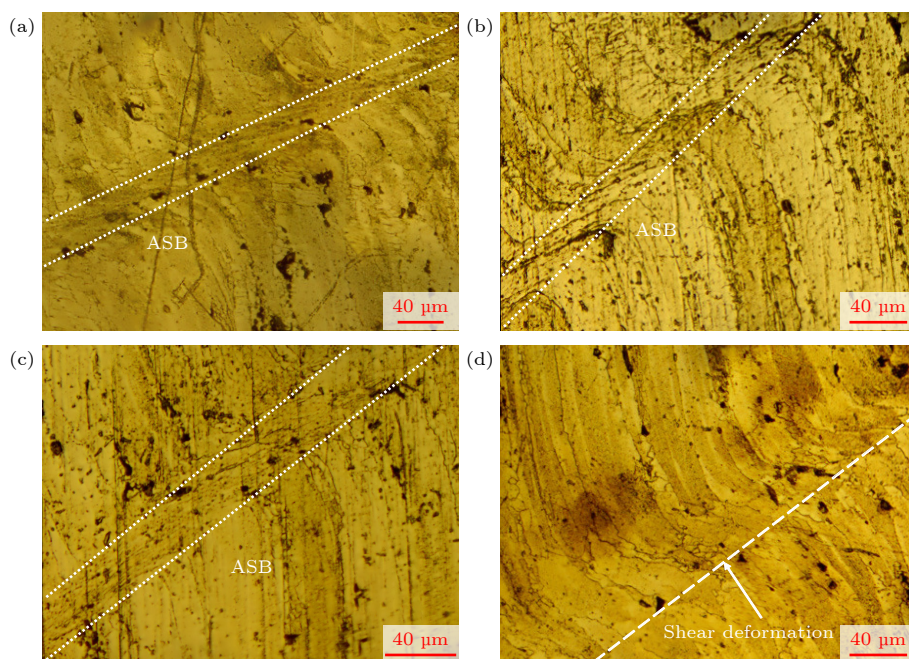


图 9 不同电流密度下的 7075 铝试样剖面放大结果 (a) 3.12×10^8 A/m²; (b) 5.93×10^8 A/m²; (c) 1.20×10^9 A/m²; (d) 1.49×10^9 A/m²
 Fig. 9. Magnified views of cross-sections of 7075 aluminum alloy under different current densities: (a) 3.12×10^8 A/m²; (b) 5.93×10^8 A/m²; (c) 1.20×10^9 A/m²; (d) 1.49×10^9 A/m².

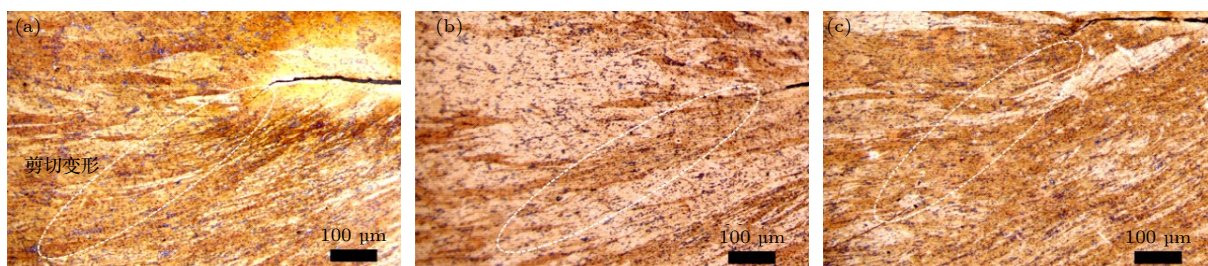


图 10 不同电流密度下铜铬锆合金对角处观测 (a) 0; (b) 3.12×10^8 A/m²; (c) 1.03×10^9 A/m²
 Fig. 10. Observations of CuCrZr diagonals at various current densities: (a) 0; (b) 3.12×10^8 A/m²; (c) 1.03×10^9 A/m².

铬锆观测结果一致, 无电流试样和电流密度为 3.12×10^8 A/m² 试样均未观测到可识别的 ASB 边界, 仅观测到剪切变形. 黄铜无电流试样剖面观察到裂纹与绝热剪切带, 裂纹长度约为 116 μm, 剪切带宽度约为 15 μm. 当电流密度为 3.12×10^8 A/m² 时, 裂纹长度仅有 36 μm, 未观测到可识别的 ASB 边界, 仅观测到剪切变形. 黄铜实验结果进一步表明脉冲电流抑制了裂纹和绝热剪切带产生.

3.2 载流作用下 7075 铝合金 ASB 内晶粒演变特征

由金相表征结果可知无论 7075 铝合金电枢还是黄铜轨道材料, 脉冲电流均抑制了绝热剪切带的产生. 虽然黄铜轨道材料在无电流加载时产生了 ASB, 但是在施加相对较小的电流后 ASB 消失,

不利于探究电流对 ASB 演化的影响机理, 因此选择 7075 铝合金进行下一步的研究.

由于金相空间分辨不足, 不足以阐明 ASB 内部特征, 采用 EBSD 进一步对电流密度为 0, 3.12×10^8 和 1.49×10^9 A/m² 时的 ASB 及其附近区域进行表征分析, 分布结果如图 12 所示, 统计结果如表 8 所示. 结果显示 ASB 区域发生了显著的晶粒细化, 普遍为百纳米的等轴晶粒, 相较于基体中数十微米的晶粒尺寸, 小了 2 个数量级. 随着电流密度的增大, ASB 内部晶粒尺寸逐渐增大, 当电流密度达到 1.49×10^9 A/m² 时, 仅能观察到变形产生的破碎晶粒, 无大面积的等轴晶粒. Karantza 等^[37] 总结了各种材料中报道的 ASB 内晶粒尺寸, 所有晶粒尺寸均处于 100—500 nm 这一区间. 1.49×10^9 A/m² 加载下的晶粒尺寸为 1150 nm, 超

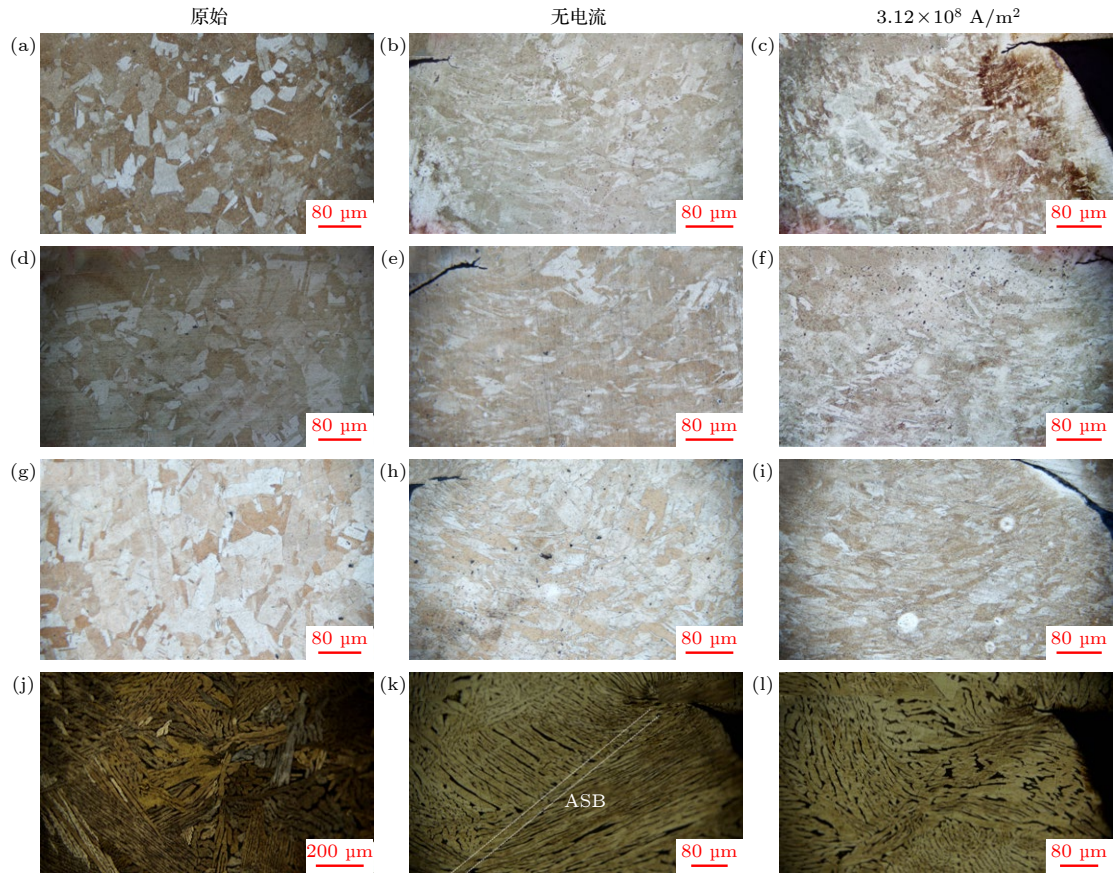


图 11 轨道材料金相观测 (a)–(c) 紫铜; (d)–(f) 无氧铜; (g)–(i) 氧化铝弥散强化铜; (j)–(l) 黄铜
 Fig. 11. Metallographic observation of rail materials: (a)–(c) Pure copper; (d)–(f) oxygen-free copper; (g)–(i) alumina-dispersion-strengthened copper; (j)–(l) brass.

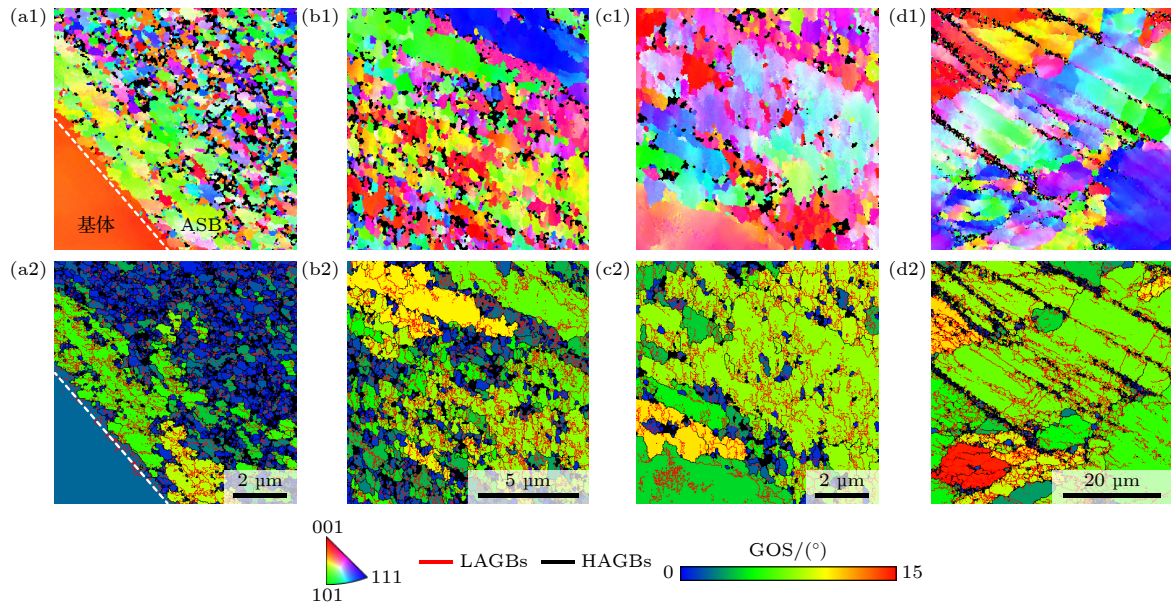


图 12 不同电流密度下的 7075 铝合金 EBSD 结果 (a) 无电流 ASB/基体区; (b) $3.12 \times 10^8 \text{ A/m}^2$ ASB 区; (c) $3.12 \times 10^8 \text{ A/m}^2$ ASB/基体区; (d) $1.49 \times 10^9 \text{ A/m}^2$ 剪切区; 其中 1 为 IPF+Z0, 2 为 GOS
 Fig. 12. EBSD results of the 7075 aluminum alloy under different current densities: (a) ASB/matrix zone without current; (b) ASB zone at $3.12 \times 10^8 \text{ A/m}^2$; (c) ASB/matrix zone at $3.12 \times 10^8 \text{ A/m}^2$; (d) shear zone at $1.49 \times 10^9 \text{ A/m}^2$, where 1 represents IPF+Z0 map, 2 represents GOS map.

过这一区间, 并且金相上也未观测到可识别的 ASB 边界, 因此, 本文认为在 $1.49 \times 10^9 \text{ A/m}^2$ 加载下, ASB 消失, 只发生了剪切变形. 由于 ASB 内存在应变梯度, 即 ASB 中心到边缘应变水平逐渐减小, 因此靠近 ASB/交界面一侧的晶粒尺寸更大, 并且在剪切应力的作用下 ASB 边缘晶粒被拉长, 如图 12(b1), (c1) 所示, 与文献 [38] 的报道结果一致.

表 8 EBSD 图统计结果

Table 8. Statistical results from EBSD analysis.

试样条件	晶界占比/%		再结晶占比/%	$d/\mu\text{m}$
	LAGBs	HAGBs		
无电流仅 ASB 区	58.6	41.4	43	0.21
$3.12 \times 10^8 \text{ A/m}^2$ 仅 ASB 区	36.3	63.7	16.6	0.31
$3.12 \times 10^8 \text{ A/m}^2$ ASB/基体区	26.4	73.6	8.3	0.34
$1.49 \times 10^9 \text{ A/m}^2$ 剪切区	25.1	74.9	2.0	1.15

晶粒取向分布 (grain orientation spread, GOS) 通常作为判断再结晶晶粒的依据, 一般认为 $\text{GOS} < 2^\circ$ 的晶粒为再结晶晶粒 [39]. 通过统计 GOS 发现无

电流下 ASB 存在大量的动态再结晶晶粒, 占比达 43%, 随电流密度增大, ASB 内再结晶比例下降至 16.6%, 当电流下降至 $1.49 \times 10^9 \text{ A/m}^2$, ASB 消失, 再结晶占比仅为 2%, 这说明 ASB 的产生与演化与动态再结晶息息相关. 先前的报道也表明, 动态再结晶诱导的微观结构软化是 ASB 形成的主导因素而非温度 [11,14,40]. 由于动态再结晶晶粒尺寸较小, 也导致了无电流冲击后试样的平均晶粒尺寸最小. 此外这些动态再结晶晶粒在形成过程中会吞并周围位错缠结区域 [41], 导致小角晶界 (low-angle grain boundaries, LAGBs $2^\circ\text{--}15^\circ$) 占比减小, 大角晶界 (high-angle grain boundaries, HAGBs $> 15^\circ$) 占比增大, 与表 8 晶界占比变化一致所示. 从图 12(a1), (b1), (c1) 中 ASB 内外的 IPF+Z0 结果来看, 剪切带内部的晶粒取向发生了显著的变化, 从靠近基体一侧的 $\langle 104 \rangle$ 极强取向转变为 $\langle 111 \rangle$ 取向. 图 13 的极图结果也显示了 $3.12 \times 10^8 \text{ A/m}^2$ 下 ASB 内部取向的转变, 并且可发现 $3.12 \times 10^8 \text{ A/m}^2$ 下靠近基体一侧的剪应力作用下的拉长晶粒取向

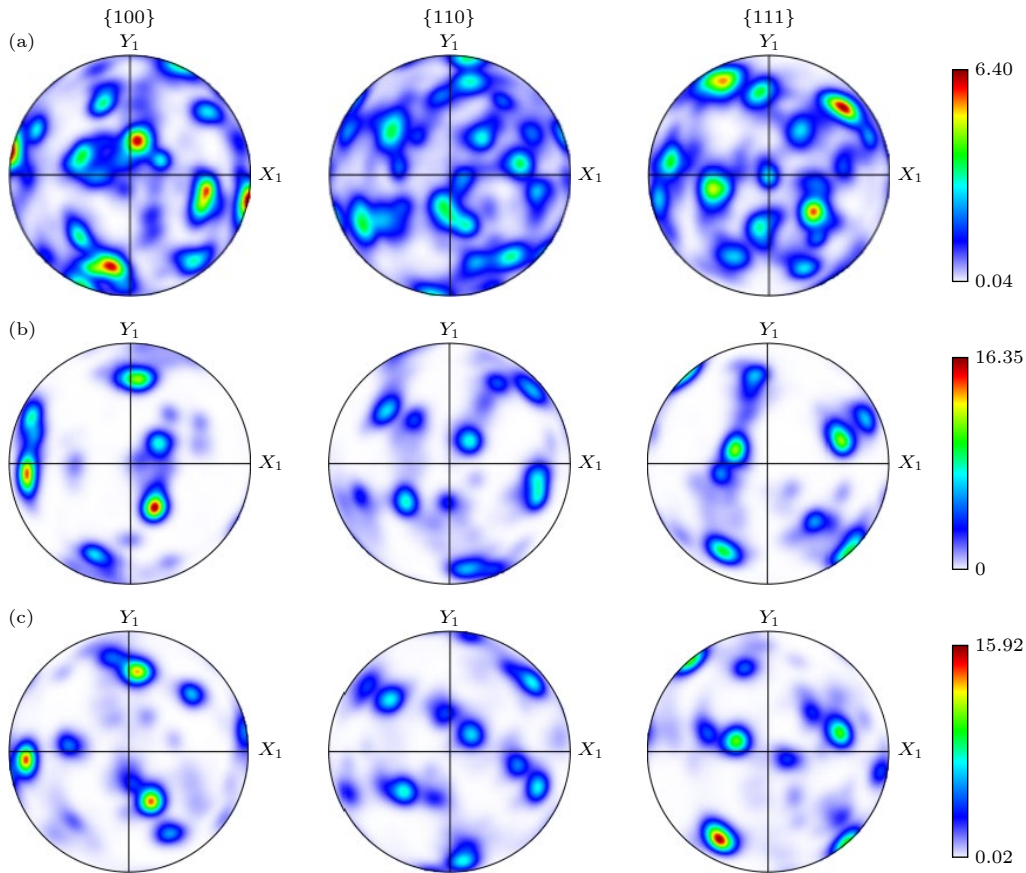


图 13 极图 (a) $3.12 \times 10^8 \text{ A/m}^2$ ASB 区; (b) $3.12 \times 10^8 \text{ A/m}^2$ ASB/基体区; (c) $1.49 \times 10^9 \text{ A/m}^2$ 剪切区

Fig. 13. Pole figures: (a) ASB zone at $3.12 \times 10^8 \text{ A/m}^2$; (b) ASB/matrix zone at $3.12 \times 10^8 \text{ A/m}^2$; (c) shear zone at $1.49 \times 10^9 \text{ A/m}^2$.

(图 13(b)) 与 $1.49 \times 10^9 \text{ A/m}^2$ 下剪切区晶粒取向 (图 13(c)) 基本一致, 进一步表明 ASB 带内晶粒择优取向的改变并不是由于加载过程剪切变形引起的, 而是内部晶粒的重新定向, 有关具体原因将在下一节详细阐述.

4 讨论

4.1 典型枢轨材料绝热剪切行为差异性分析

通过对电枢和轨道材料的表征测试可以发现, 相同条件下只有 7075 铝合金和黄铜中出现绝热剪切带, 而紫铜、无氧铜、铜铬锆以及 Al_2O_3 弥散强化铜合金中无 ASB 产生, 仅发生了剪切变形. 材料在一定条件下产生绝热剪切的难易程度可以用绝热剪切敏感性表示. 材料的绝热剪切敏感性越高, 越容易塑性变形局域化产生 ASB. 下面对典型枢轨材料的绝热剪切敏感性展开定量分析. 绝热剪切敏感性可通过材料产生剪切带所需克服的能量势垒 E 表示 [42,43]:

$$E = \frac{\rho c}{\alpha} \left(\frac{9\rho^3 c^2 \chi^3}{\tau_y^3 \alpha^2 \gamma'} \right)^{1/4}. \quad (2)$$

其中, c 是比热容, ρ 为材料密度, α 为热软化系数, $\chi = \lambda/\rho c$, 为热扩散系数 (λ 为热导率), τ_y 为屈服强度; γ' 为应变率. 由 (2) 式可知, 剪切带能垒主要与材料密度、比热容、热软化系数、热扩散系数、屈服强度和应变率有关. 密度、比热容和热扩散系数越大, 热软化系数、屈服强度和应变率越小, 剪切带能垒越大, 绝热剪切敏感性越低, 产生剪切带越困难. 紫铜、黄铜、无氧铜、 Al_2O_3 弥散强化铜、

铜铬锆以及 7075 铝合金的密度、比热容、热导率、热软化系数、屈服强度等参数如表 9 所示 [44-46].

剪切带能垒计算结果如表 10 所示, 7075 铝合金产生 ASB 所需能垒最小, 为 9.93 kJ/m^2 , 紫铜产生 ASB 所需能垒最大, 为 556.94 kJ/m^2 . 能量势垒从小到大排序分别为: 7075 铝合金、黄铜、 Al_2O_3 弥散强化铜合金、铜铬锆合金、无氧铜和紫铜. 绝热剪切敏感性从低到高排序分别为: 紫铜、无氧铜、铜铬锆合金、 Al_2O_3 弥散强化铜合金、黄铜和 7075 铝合金. 轨道材料的能垒远高于电枢材料铝合金, 最小为 7.8 倍, 最高可达 56.1 倍. 能量势垒计算结果与第 3 节材料金相观测结果相对应, 由于黄铜的剪切带能垒相较于其他轨道材料较低, 因此仅黄铜观测到 ASB 产生. 7075 铝合金剪切带能垒最低, 因此最易形成 ASB, 并且在 $1.49 \times 10^9 \text{ A/m}^2$ 下才观测到 ASB 的消失, 而因黄铜能垒相较于 7075 铝合金更高, 在 $3.12 \times 10^8 \text{ A/m}^2$ 下便观测到 ASB 的消失.

这一现象与目前的报道结果一致, 在火箭橇实验中 [47], 在火箭橇和轨道的超高速冲击下, 轨道表面观测到刨削坑, 在刨坑底部发现有绝热剪切带. 而在电磁发射中, 虽然刨削已经被广泛报道 [8,48], 但是尚未有研究发现刨坑底部有绝热剪切带存在. 其一是因为铜基合金难以产生绝热剪切带, 其二是因为电流抑制了绝热剪切带的形成.

4.2 ASB 的形成和动态再结晶机制

对于 ASB 的形成机制, 目前主要集中于热软化和动态再结晶软化机制 [9]. 对于本研究中的 ASB 内温度, 因其位于材料内部, 很难通过实验测定. 通过功热转换方程估计剪切带内温升是一种常

表 9 枢轨材料参数

Table 9. Armature and rail material parameters.

参数	紫铜	黄铜	无氧铜	Al_2O_3 弥散强化铜	铜铬锆	7075铝
密度/($\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$)	8960	8520	8900	8800	8950	2804
比热容/($\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$)	394	385	385	394	385	848
热导率/($\text{W}\cdot\text{m}\cdot\text{K}^{-1}$)	401	117	385	300	335	130
热软化系数/ K^{-1}	8.8×10^{-4}	8.1×10^{-4}	8.8×10^{-4}	8.8×10^{-4}	8.8×10^{-4}	2.1×10^{-3}
屈服强度/MPa	80	350	100	340	420	455

表 10 枢轨材料能量势垒

Table 10. Armature and rail material energy barriers.

参数	紫铜	黄铜	无氧铜	Al_2O_3 弥散强化铜	铜铬锆	7075铝
能量势垒/($\text{kJ}\cdot\text{m}^{-2}$)	556.94	77.35	446.09	148.65	137.75	9.93

用的方法^[49], 如 (3) 式所示:

$$\Delta T_\gamma = \frac{\beta}{c\rho} \int_0^\gamma \tau d\gamma, \quad (3)$$

式中 ΔT_γ 是变形引起的剪切带温升, 选取 Taylor-Quinney 系数 $\beta = 0.9$ ^[50] 以估计剪切带内的最大温升. 计算得到的温升为 148 K, 剪切带内的温度 $T = T_0 + \Delta T_\gamma = 446$ K, 其中 T_0 为初始温度 298 K. 该温度不足以使 7075 铝合金发生明显的软化, 这也进一步佐证了热软化不是 ASB 形成的主要原因^[11,12]. 目前大量研究表明再结晶晶粒形成的软化点容易引起局部变形的开启, 诱导 ASB 的形成^[9,14,51-53], 而在本实验中同样观察到大量的动态再结晶晶粒, 因此动态再结晶软化被认为是本研究中 ASB 形成的主要机制.

在本实验中, ASB 是在 330 μ s 变形时间内产生的, 可供动态再结晶形成的时间极短. 而传统的迁移型动态再结晶机理太慢, 计算得到的 ASB 形成时间比实验慢了至少 6 个数量级^[51], 无法解释动态加载过程中 ASB 内部再结晶晶粒的形成. EBSD 结果显示再结晶晶粒伴随着取向的显著变化, 因此亚晶界旋转是形成再结晶晶粒更可行的机制. 一些学者^[49,54] 采用 Meyers 等^[55] 提出的旋转动态再结晶 (rotational dynamic recrystallization, RDRX) 理论对此作了解释. Meyers 模型中的晶界旋转的动力学方程可由 (4) 式描述:

$$t = \frac{LkTf(\theta)}{4\delta\eta D_0 \exp(-Q_b/RT)}, \quad (4)$$

$$f(\theta) = \frac{3 \tan(\theta) - 2 \cos(\theta)}{3 - 6 \sin(\theta)} + \frac{2}{3} - \frac{4\sqrt{3}}{9} \ln \frac{2 + \sqrt{3}}{2 - \sqrt{3}} + \frac{4\sqrt{3}}{9} \ln \frac{\tan(\theta/2) - 2 - \sqrt{3}}{\tan(\theta/2) - 2 + \sqrt{3}}, \quad (5)$$

式中 δ 为晶界厚度, η 为晶界界面能, D_0 为晶界扩散相关常数, L 为亚晶界平均直径, k 为玻尔兹曼常数, Q_b 为晶界扩散的活化能, T 为剪切带内温度, R 为摩尔气体常数, θ 为亚晶旋转角度. 以 7075 铝合金为例, $\delta D_0 = 9.9 \times 10^{-14}$ m³/s, $\eta = 0.324$ J/m², $Q_b = 100$ kJ/mol, $k = 1.38 \times 10^{-23}$ J/K, $R = 8.314$ J/(K·mol)^[56].

当旋转角度超过 30° 时认为旋转再结晶晶粒形成, 以无电流试样为例, 根据 Meyers 模型计算得到接近 15 ms 左右才能完成晶界旋转, 远大于变形加载时间 330 μ s. 实际上, 在 Meyers 模型中只考虑

了界面能梯度驱动的晶界迁移, 仍然对温度有较高的依赖, 并未考虑外部载荷在其中的贡献, 导致其在低温下旋转动态再结晶机理较慢, 因此不足以解释本研究中动态再结晶晶粒的形成. Hines 等^[51,57] 提出了机械辅助亚晶粒旋转的 PrisM 再结晶理论模型, 并应用于晶体塑性有限元仿真, 获得了与实验吻合度较高的仿真结果, 验证了该模型的准确性. 该模型认为: 当施加应力时, 相邻亚晶粒内部的特定滑移系统会被激活, 从而将这些亚晶粒旋转至能量更优的取向. Meyers 理论和 PrisM 模型在理论本质上是一致的, 即位错亚结构的演化遵循热力学第二定律, 以最小化变形材料的自由能, 最终形成更能稳定的微观结构^[58]. 因此可以将外部应力对亚晶粒旋转的作用考虑进 Meyers 理论的推导过程, 从而将复杂的三维 PrisM 计算模型简化为一维数值计算. 此时, 晶界旋转的驱动力 $F = F_r + F_{\text{ext}}$, 其中 $F_r = \eta(2 \cos\theta - 1)L$ 为界面能梯度驱动力, $F_{\text{ext}} = \tau_{\text{gb}}S$ 为外部驱动力, τ_{gb} 为垂直于晶面的应力, S 为晶粒表面积, 可以近似为 L^2 ^[55]. 结合 Meyers 与 Derby^[59] 理论, 旋转角随时间的演变关系可以用 (6) 式描述, 进而得到晶粒旋转的时间, 如 (7) 式, 其中 $D = D_0 \exp(-Q_b/RT)$. 计算得到 RDRX 时间与应力的对应关系如图 14 所示, 可以发现 446 K 下在垂直于晶面方向上的应力达到 22 MPa 时, RDRX 能够在 330 μ s 内形成. 因此实验中观察到的 ASB 内超细晶粒及再结晶晶粒择优取向的转变支持了 PrisM 再结晶理论模型:

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{4\cos^2\theta\delta D}{LkT} \eta(1 - 2 \sin\theta)(F_r + F_{\text{ext}})^2, \quad (6)$$

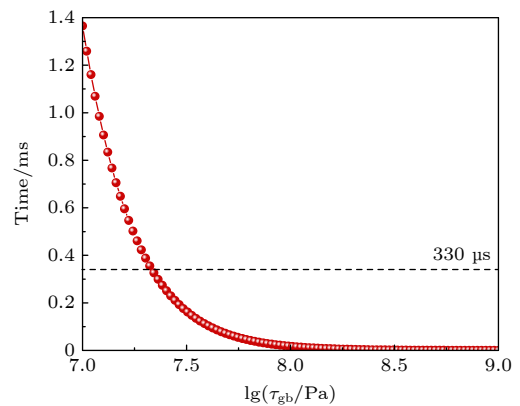


图 14 旋转动态再结晶时间随应力的变化曲线

Fig. 14. The curve of rotational dynamic recrystallization time versus stress.

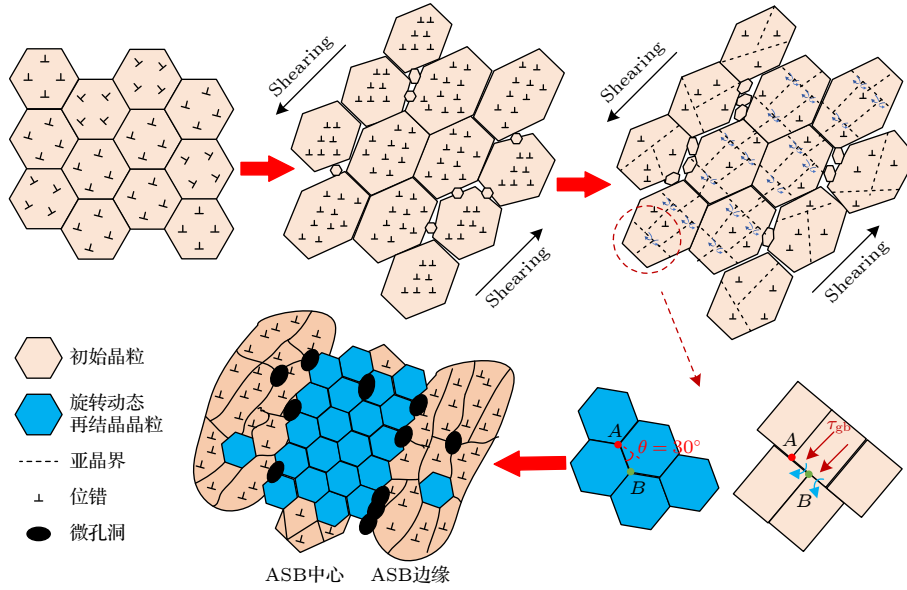


图 15 ASB 形成过程微观结构演化示意图

Fig. 15. Schematic diagram of microstructural evolution during ASB formation.

$$t = \frac{LkT}{4\delta\eta D} \int_0^{1/6} \frac{1 - 2 \sin \theta}{4 \cos^2 \theta (F_r + F_{\text{ext}})^2} d\theta. \quad (7)$$

基于 EBSD 微观表征结果和再结晶动力学分析, ASB 形成过程中的微观结构演变如图 15 所示. 材料在高应变率变形过程中, 对角线区域发生局部严重塑性变形, 导致晶粒被拉长, 同时产生大量致密位错. 由于 ASB 中心应变更大, 因此晶粒变形更大, 位错增殖更多. 当达到临界位错密度后, 这些缠结位错重组为亚晶界, 从而触发 RDRX, 致使位错密度大幅下降. 图 15 右下角中标记点 A, B 的变化展示了 RDRX 中在外部应力和界面能梯度驱动下亚晶界迁移和晶粒旋转过程. 此外, 变形过程伴随着晶粒的破碎以及微孔洞的形成, 随着应变的增大, 这些微孔生长和联接形成裂纹. 裂纹沿剪切带边缘向材料内部扩展, 最终导致材料断裂失效 [58].

4.3 脉冲电流对绝热剪切带作用机理

Li 等 [42] 推导建立了剪切带宽度与材料参数之间的定量关系,

$$a = \left(\frac{9\rho^3 c^2 \chi^3 \Delta T_c}{\tau_y^3 \gamma'} \right)^{0.25}. \quad (8)$$

式中各参数含义同上, $\Delta T_c = \Delta T_r + \Delta T_J$ 为材料温升 (ΔT_J 为焦耳热引起的材料温升). 各参数值如表 9 所示.

由于加载过程应变率不稳定, 在以恒定应变率

计算时获得的无电流 ASB 宽度与实际测量值存在较大的误差. 为探究电流对 ASB 的影响, 以无电流时的 ASB 宽度 $27.60 \mu\text{m}$ 作为基准, 以此计算电流加载时的 ASB 宽度. 考虑到电流对 (8) 式中的参数影响主要有两个: 温升 ΔT_c 及屈服强度 τ_y , 电流引起的温升由 COMSOL 仿真计算得到, 通过与红外热像仪测量结果对比发现, 仿真模型的准确度较好, 如附录图 B1(b) 所示. 计算得到实验加载电流下的温升如表 11 所示. 考虑到目前尚缺乏高应变率载流拉伸下 7075 铝合金的屈服强度, 本研究在之前开发的磁脉冲驱动载流拉伸平台 [34] 上开展了室温下的大电流高应变率拉伸实验, 获得了应力应变曲线, 并拟合了屈服强度降与电流密度数据, 获得屈服强度降与电流密度之间的关联关系, 拟合结果显示较高的吻合度, 如图 16 所示. 其中 τ_{yJ} 为电流加载时的屈服强度, τ_{y0} 为无电流加载时的屈服强度.

表 11 温升及 ASB 宽度计算结果

Table 11. Temperature rise and ASB width calculation results.

条件	ΔT_J /K	τ_{yJ}/τ_{y0}	$a_{\text{ASB实验}}$ / μm	$a_{\text{ASB计算}}$ / μm	相对 误差/%
无电流	0	1	27.6	—	—
$3.12 \times 10^8 \text{ A/m}^2$	0.9	0.93	29.19	29.16	0.1
$5.93 \times 10^8 \text{ A/m}^2$	4.3	0.87	30.86	30.95	0.3
$1.20 \times 10^9 \text{ A/m}^2$	15.8	0.73	31.14	35.97	15.5
$1.49 \times 10^9 \text{ A/m}^2$	26.2	0.66	—	39.13	—

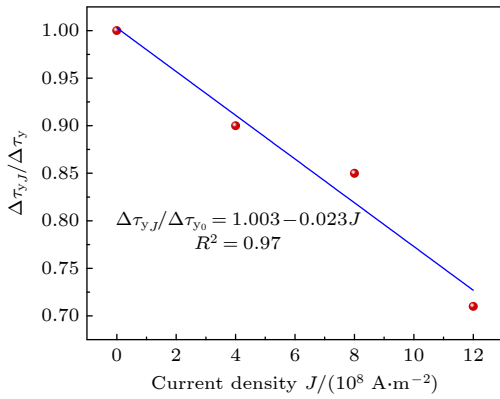


图 16 屈服强度降与电流密度的关系

Fig. 16. Relationship between yield strength drop and current density.

由 (8) 式可得有无电流时 ASB 宽度存在以下关系:

$$\frac{a_J}{a_0} = \left[\frac{\Delta T_\gamma + \Delta T_J}{(\tau_{yJ}/\tau_{y0})^3 \cdot \Delta T_\gamma} \right]^{0.25},$$

最终计算得到电流加载下 ASB 宽度结果如表 11 所示. 结果显示, $3.12 \times 10^8 \text{ A/m}^2$ 与 $5.93 \times 10^8 \text{ A/m}^2$ 电流密度下的理论与实验结果表现出非常高的一致性, 相对误差小于 1%. 由此可知, 焦耳热引起的额外温升以及电致软化, 导致 ASB 拓宽. 由于室温下在磁脉冲驱动载流拉伸实验过程中测量得到的温度很低 ($< 30 \text{ }^\circ\text{C}$), 这种电致软化现象在本研究中被认为是非热效应 (电子风^[60]、磁塑性^[61]、箍缩效应^[62]、缺陷附近的电荷不平衡^[63] 等) 占据主导作用. 表 11 显示 $1.20 \times 10^9 \text{ A/m}^2$ 电流密度下计算误差偏大, 为 15.5%. 通过设计的分离非热效应的实验 (附录 C) 发现: 计算误差源自于电流的非热效应在高温下贡献下降 (附录图 C2). 在实际加载过程中, 随着应变增大, ASB 区域温度不断升高, 导致先前的计算高估了实际加载过程中的屈服强度降. 以 $180 \text{ }^\circ\text{C}$ 下屈服强度降估计 $1.20 \times 10^9 \text{ A/m}^2$ 电流密度下的 ASB 宽度, 此时误差仅为 4.3%. 对于 $3.12 \times 10^8 \text{ A/m}^2$ 与 $5.93 \times 10^8 \text{ A/m}^2$ 电流密度下结果误差非常小的原因也可能是因为高估了屈服强度降, 但是即使在不考虑电流的非热效应引起的屈服强度降, $3.12 \times 10^8 \text{ A/m}^2$ 与 $5.93 \times 10^8 \text{ A/m}^2$ 电流密度下的 ASB 宽度误差仅为 5.3% 与 9.1%, 说明 ASB 宽度计算模型具有较高的可信度.

通过对载流压缩下 ASB 宽度的计算发现, 随着电流密度增大, 剪切变形宽度增加, 这使得能

量耗散速度加快^[42], 虽然电流会带来额外一部分能量, 但是这部分的温升相较于塑性变形的积累占比较少, 因此变形过程中不断排出累积塑性功产生的热量, 导致动态再结晶驱动力减少, 动态再结晶比例下降, 最终无法达到变形局域化的临界条件, 因此在 $1.49 \times 10^9 \text{ A/m}^2$ 电流密度下 ASB 消失.

5 结 论

针对电磁发射极端环境 (应变率 $\geq 10^4 \text{ s}^{-1}$ 、电流密度 $\geq 10^8 \text{ A/m}^2$) 下电枢和轨道材料的 ASB 演化行为及机理不清晰的问题, 本文基于脉冲功率源和电磁斥力盘装置, 开展了枢轨材料高应变率载流剪切实验, 对不同电流密度条件下典型枢轨材料金相组织和晶粒特征进行了表征分析, 主要结论如下.

1) 绝热剪切能垒从高到低为: 紫铜、无氧铜、铜铬钼合金、 Al_2O_3 弥散强化铜合金、黄铜和 7075 铝合金, 其中 7075 铝合金能垒最低, 因此极易形成 ASB, 黄铜次之, 其他铜基轨道材料难易形成 ASB. 在 7075 铝合金观察到随着电流密度的增加裂纹及 ASB 长度减小, ASB 宽度增大, 最终消失. 黄铜中同样观察到电流作用后裂纹长度的减小及 ASB 的消失, 因此脉冲电流抑制了高应变率剪切过程中裂纹和 ASB 的形成.

2) 7075 铝合金剪切带内部存在大量动态再结晶晶粒, 晶粒显著细化并且择优取向相较于基体一侧发生了转变, 随着电流密度的增加, 7075 铝合金中 ASB 内部晶粒尺寸增大, 动态再结晶比例显著下降. 与机械辅助亚晶粒旋转相关的 PrisM 模型为超细晶粒的形成及择优取向的转变提供了合理的解释. 结合剪切带内的温升估计表明: 热软化不足以诱导 ASB 形成, 动态再结晶软化在 ASB 形成中起主导作用.

3) 根据仿真得到电流温升及实测的高应变率载流下屈服强度降计算获得的载流下 ASB 宽度与实验吻合较好, 结果表明, 脉冲电流引起的温升及软化效应导致 ASB 宽度增加, 使得能量耗散加剧, 抑制了动态再结晶过程, 从而阻碍了绝热剪切带的产生, 使得电流密度在 $1.49 \times 10^9 \text{ A/m}^2$ 时绝热剪切带消失.

附录A 有关径向应变的实验与仿真结果

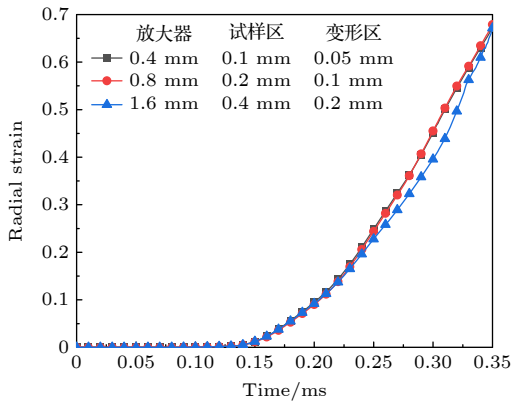


图 A1 不同网格参数下的径向应变结果

Fig. A1. Radial strain results under different mesh parameters.

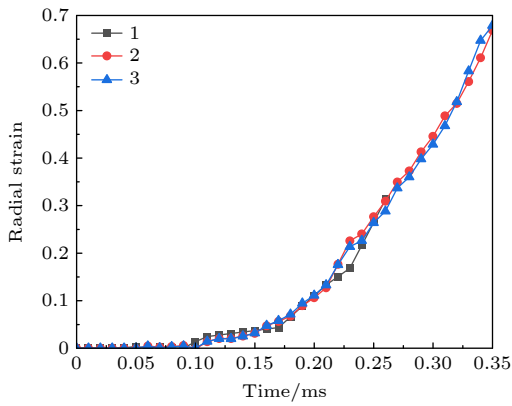


图 A2 多次测量下的 CuCrZr 径向应变

Fig. A2. Radial strain of CuCrZr under multiple measurements.

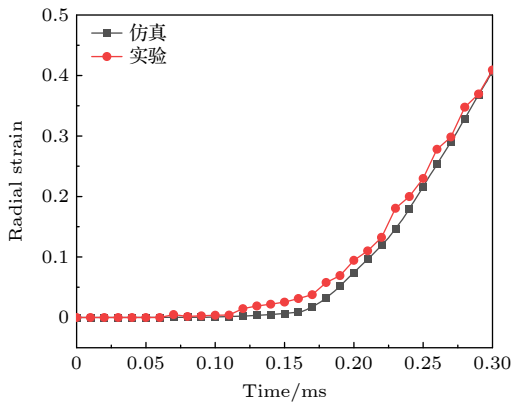


图 A3 7075 铝径向应变仿真与实验对比

Fig. A3. Comparison of experimental and simulated radial strain in 7075 aluminum alloy.

附录B 有关温度的实验与仿真结果

采用 MAG-F7 中波制冷型红外热像仪对不同充电电

压下的温度进行非接触测量, 充电电压分别为 1.1, 2.2, 4.4 kV, 对应电流波形如图 B1(a) 所示. 鉴于红外热像仪的采集帧率最大为 1468 Hz, 因此采用了长脉冲周期放电, 以获得更多的温度实验数据点. 实验与仿真结果吻合较好, 如图 B1(b) 所示.

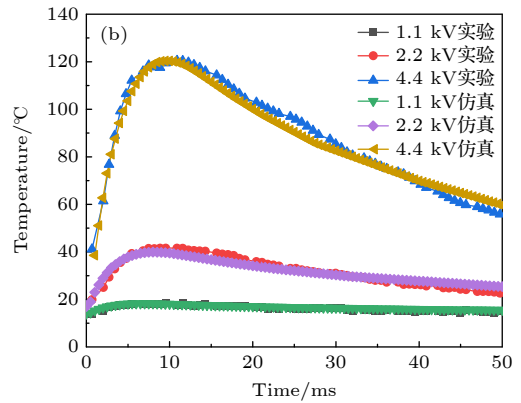
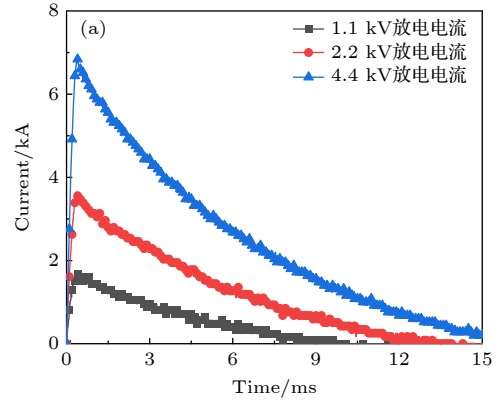


图 B1 (a) 不同充电电压下的放电电流, (b) 实验与仿真温度对比

Fig. B1. (a) Discharge current at different charging voltages; (b) comparison of experimental and simulated temperatures.

附录C 非热效应的实验分离与其贡献比例

为了分离热效应与非热效应, 基于磁脉冲驱动载流拉伸平台^[34]设计了相应的实验, 如附图 C1 所示. 磁脉冲驱动器 (magnetic pulse driver, MPD) 用于拉伸驱动, 其原理也是基于电磁斥力. 通过数字延时脉冲发生器控制 MPD 回路电流的导通时间实现了电流的热和非热效应的分离. 当 MPD 电流和试样电流同时存在时, 即在拉伸过程中同时有电流, 此时获得的应力应变曲线是电流的热和非热效应共同作用结果. 而利用绝缘栅双极晶体管 (insulate-gate bipolar transistor, IGBT) 在 MPD 回路导通前截断试样电流, 此时试样上仅保留焦耳热引起的温升. 由于高应变率拉伸过程仅有百微秒, 根据计算, 这段时间的温度下降仅不到 1 K, 可以认为保留着电流的热效应, 但由于拉伸前试样电流已

经被截断, 因此此时获得的应力应变曲线是电流的热效应作用结果. 通过对比两条曲线的差异, 即可获得电流的非热效应贡献. 不同温度下的实验结果如附图 C2 所示, 可以发现不同温度下非热效应贡献比例不同, τ_{yJ}/τ_{y0} 在室温、180 °C、260 °C 下分别等于 0.71, 0.83, 0.93, 说明随着温度的升高, 电流的非热效应贡献逐渐下降, 最后倾向于消失.

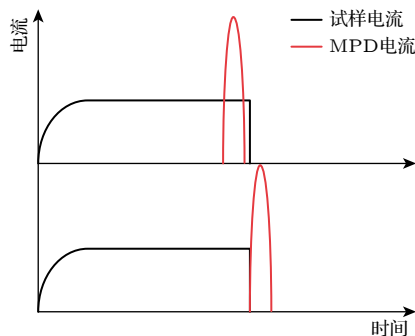


图 C1 电流的热与非热效应调控加载示意图
Fig. C1. Schematic diagram of loading controlled by thermal and non-thermal effects of electric current.

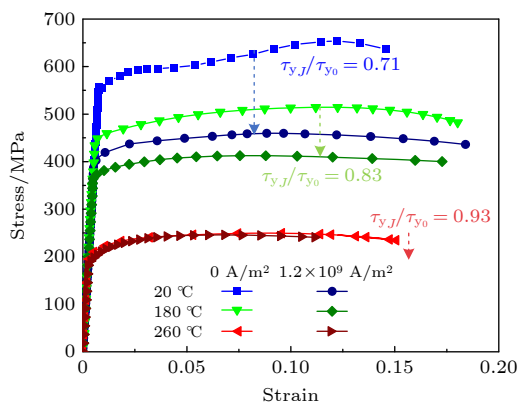


图 C2 不同温度下 7075 铝合金载流应力应变曲线
Fig. C2. Stress-strain curves of 7075 aluminum alloy under electrical current loading at different temperatures.

参考文献

[1] Li B, Li W C, Jing C K 2023 *J. Ordnance Equip. Eng.* **44** 173 (in Chinese) [李兵, 李卫超, 荆从凯 2023 兵器装备工程学报 **44** 173]
 [2] Ma W M, Lu J Y 2023 *Trans. China Electrotech. Soc.* **38** 3943 (in Chinese) [马伟明, 鲁军勇 2023 电工技术学报 **38** 3943]
 [3] Sun Z G, Liu Y P, Hao X B 2022 *Adv. Technol. Electr. Eng. Energy* **41** 49 (in Chinese) [孙志刚, 刘宇鹏, 郝兴斌 2022 电工电能新技术 **41** 49]
 [4] Lu J Y, Hu X K, Tan S, Li B 2023 *J. Huazhong Univ. Sci. Technol.* **51** 84 (in Chinese) [鲁军勇, 胡鑫凯, 谭赛, 李白 2023 华中科技大学学报 **51** 84]
 [5] Hao S Y, Cao Z Y, An R, Zhang S L, Li W H, Shi H T, Chen L, Li X W 2026 *Wear* **584** 206362
 [6] Lu X Q, Liu S W, Du X Y, Zheng T Y, Yang K F 2025 *Sci. Rep.* **15** 21120
 [7] Li C X, Wu G, Wang B Y, Li Y, Gu A B, Xu J H 2025 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **53** 3554
 [8] Wu J G 2018 *Ph. D. Dissertation* (Nanjing: Nanjing University of Science and Technology) (in Chinese) [吴金国 2018 博士学位论文 (南京: 南京理工大学)]
 [9] Li J G, Dou Q B, Suo T 2021 *Chin. Sci. Bull.* **66** 4081 (in Chinese) [李建国, 豆清波, 索涛 2021 科学通报 **66** 4081]
 [10] Wright T W, Walter J W 1987 *J. Mech. Phys. Solids* **35** 701
 [11] Lieou C K C, Bronkhorst C A 2018 *Int. J. Plast.* **111** 107
 [12] Guo Y Z, Ruan Q C, Zhu S X, Wei Q, Chen H S, Lu J N, Hu B, Wu X H, Li Y L, Fang D N 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 015503
 [13] Rittel D, Landau P, Venkert A 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 165501
 [14] Magagnosc D J, Lloyd J T, Meredith C S, Pilchak A L, Schuster B E 2021 *Int. J. Plast.* **141** 102992
 [15] Li J, Kan X K, Li L K, Chen H S, Suo T 2026 *Int. J. Impact Eng.* **209** 105568
 [16] Li Y X, Wang L, Yan Z W, Zhou Z, Ning Z X, Liu A J 2021 *Titanium Ind. Prog.* **38** 12 (in Chinese) [李严星, 王琳, 闫志维, 周哲, 宁子轩, 刘安晋 2021 钛工业进展 **38** 12]
 [17] Wang C, Wang W, Luo C C, Zhou S Q, Wang K S, Cai J H, Xin S W 2025 *J. Mater. Res. Technol.* **39** 4610
 [18] Liu X Y, Mao P L, Wu X X, Zhou L, Wang Z, Liu Z, Wang F 2024 *J. Mater. Eng. Perform.* **33** 38
 [19] Regidor H C, Pasco J, Nyamuchiwa K, Mercado C, Aranas C J R 2025 *Mater. Today Commun.* **49** 114412
 [20] Xiao A, Huang C, Yan Z, Cui X H, Wang S P 2022 *Mater. Charact.* **183** 111615
 [21] Zhou C, Liu Z R, Zhu D B, Hui S M, Zhan L H 2026 *Mater. Sci. Eng. A* **949** 149444
 [22] Ross C D, Kronenberger T J, Roth J T 2009 *J. Eng. Mater. Technol.* **131** 031004
 [23] Zhao Z Y, Wang G F, Hou H L, Zhang Y L, Wang Y Q 2018 *Sci. Rep.* **8** 14748
 [24] Liu J H, Jia D Z, Fu Y, Kong X Q, Lv Z L, Zeng E J, Gao Q 2024 *Int. J. Adv. Manuf. Technol.* **131** 3267
 [25] Abdullina D U, Kuzkin V A, Kudreyko A A, Krivtsov A M, Dmitriev S V 2025 *Phys. Rev. B.* **112** 144310
 [26] Gu S J, Kimura Y, Yan X M, Liu C, Cui Y, Ju Y, Tokuyama Y 2024 *Nat. Commun.* **15** 6044
 [27] Li H, Jin F Z, Zhang M Y, Ding J H, Bian T J, Li J H, Ma J, Zhang L W, Wang Y F 2023 *Mater. Sci. Eng. A* **881** 145435
 [28] Zhao S T, Zhang R P, Chong Y, Li X, Zhou N, Zhang Z W, Shen L, Nie J F, Liao X Z, Zhu Y T 2021 *Nat. Mater.* **20** 468
 [29] Zhang X, Yu H P, Li C F, Wang Y, Xu S Q, Zhou J 2014 *Int. J. Adv. Manuf. Technol.* **73** 1751
 [30] Chen L X, Zhang W H, Li L D, Xu S Q, Xu X, Feng H W, Xiao T Y, Zhao B X 2025 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **53** 2791
 [31] Siopis M J, Neu R W 2013 *IEEE Trans. Magn.* **49** 4831
 [32] Qin Y, Wu Z Y, Wu B Y, Wang G Y, Gao J, Chen C Y, Yang Y, Huang M, Yang S 2025 *J. Mater. Res. Technol.* **39** 8098
 [33] Qian X Y, Peng X B, Song Y T, Huang J J, Wei Y P, Liu P, Mao X, Zhang J W, Wang L. 2020 *Nucl. Mater. Energy* **24** 100768
 [34] Chen L, Shi H, Li W H, Shi H T, Li X W, Hao S Y, Li C C, An R 2024 *Rev. Sci. Instrum.* **95** 124705
 [35] Ran C, Chen P W 2018 *Mater. Lett.* **232** 142
 [36] Hu Q C, Li W H, Li C C, Chen L, Li X W 2024 *Trans. China Electrotech. Soc.* **39** 5937 (in Chinese) [胡前程, 李伟昊, 李成成, 陈立, 李兴文 2024 电工技术学报 **39** 5937]

- [37] Karantza K D, Manolakos D E 2023 *Metals* **13** 1988
- [38] Li D H, Yang Y, Xu T, Zhang X, Wang Q 2010 *Mater. Sci. Eng. A* **527** 3529
- [39] Xu W L, Chen X H, Pan F S 2023 *Mater. Sci. Eng. A* **882** 145465
- [40] Li J G, Li Y L, Huang C X, Suo T, Wei Q M 2017 *Acta Mater.* **141** 163
- [41] Huang K, Logé R E 2016 *Mater. Des.* **111** 548
- [42] Li J Q, Xu B C 2017 *Int. J. Adv. Manuf. Technol.* **93** 1859
- [43] Grady D E 1994 *Mech. Mater.* **17** 289
- [44] Fathy A, El-Kady O 2013 *Mater. Des.* **46** 355
- [45] Hanzelka P, Musilova V, Kralik T, Vonka J 2010 *Cryogenics* **50** 737
- [46] Wallis C, Buchmayr B 2019 *Mater. Sci. Eng. A* **744** 215
- [47] Okada A, Kiritani M 2002 *Radiat. Eff. Defects Solids* **157** 157
- [48] Xie H B, Yang H Y, Yu J, Gao M Y, Shou J D, Fang Y T, Liu J B, Wang H T 2021 *Def. Technol.* **17** 429
- [49] Zhang S L, Zhou W, Hu C Y, Hu F, Yershov S, Wu K M 2025 *Mater. Today Commun.* **49** 113808
- [50] Tang L, Chen Z Y, Zhan C K, Yang X Y, Liu C M, Cai H N 2012 *Mater. Charact.* **64** 21
- [51] Hines J A, Vecchio K S 1997 *Acta Mater.* **45** 635
- [52] Meyers M A, Nesterenko V F, LaSalvia J C, Xue Q 2001 *Mater. Sci. Eng. A* **317** 204
- [53] Zhen L, Zou D L, Xu C Y, Li W, Zhang Y, Li J 2010 *Mater. Sci. Eng. A* **527** 5728
- [54] Yang Y, Jiang F, Zhou B M, Li X M, Zheng H G, Zhang Q M 2011 *Mater. Sci. Eng. A* **528** 2787
- [55] Meyers M A, Xu Y B, Xue Q, Perez-Prado M T, McNelley T R 2003 *Acta Mater.* **51** 1307
- [56] Wang B F, Ma R, Zhou J D, Li Z Z, Zhao S T, Huang X X 2016 *Mater. Sci. Eng. A* **675** 221
- [57] Hines J A, Vecchio K S, Ahzi S 1998 *Metall. Mater. Trans. A* **29** 191
- [58] Zhang W L, He L J, Lu Z G, Kennedy G B, Thadhani N N, Li P J 2020 *Acta Mater.* **791** 139430
- [59] Derby B, Ashby M F 1987 *Scripta Metall.* **21** 879
- [60] Conrad H 2000 *Mater. Sci. Eng. A* **287** 276
- [61] Molotskii M, Fleurov V 1995 *Phys. Rev. B* **52** 15829
- [62] Okazaki K, Kagawa M, Conrad H 1980 *Mater. Sci. Eng.* **45** 109
- [63] Kim M J, Yoon S, Park S, Jeong H J, Park J W, Kim K, Jo J, Heo T, Hong S T, Cho S H, Kwon Y K, Choi I S, Kim M, Han H N 2020 *Appl. Mater. Today* **21** 100874

Influence of pulsed current on high strain rate shear behavior of typical armature and rail materials*

LI Chengcheng ZHOU Jiajing LI Weihao SHI Huantong
LI Xingwen CHEN Li †

(*Xi'an Jiaotong University, State Key Laboratory of Electrical Insulation and Power Equipment, Xi'an 710049, China*)

(Received 30 October 2025; revised manuscript received 18 December 2025)

Abstract

Adiabatic shear bands (ASBs) are a critical mechanism for inducing damage under high strain-rate shear impact, whereas the mechanism of high-current-density-induced shear deformation of armature and rail materials remains unclear. This study employs a pulsed power source and an electromagnetic repulsion disk device to investigate the shear deformation characteristics of typical armature and rail materials under high strain rates ($\geq 10^4 \text{ s}^{-1}$) coupled with high current densities ($\geq 10^8 \text{ A/m}^2$). The results show that the ASB formation energy barrier decreases in the following order: pure copper, oxygen-free copper, CuCrZr alloy, Al_2O_3 dispersion-strengthened copper alloy, brass, and 7075 aluminum alloy. Therefore, 7075 aluminum alloy is the most prone to ASB formation, followed by brass, whereas other copper-based rail materials rarely exhibit ASB features. Both 7075 aluminum alloy and brass exhibit a current-induced suppression effect on crack propagation and ASB formation. Electron backscatter diffraction (EBSD) analysis reveals that numerous fine equiaxed grains are present within the shear bands of 7075 aluminum, and the texture within the bands significantly differs from that of the surrounding matrix. As current density increases, the grain size within the band increases, while the fraction of dynamically recrystallized grains decreases markedly. The formation of ultrafine grains and the texture evolution can be reasonably explained by mechanically assisted rotational dynamic recrystallization. The results indicate that thermal softening alone is insufficient to induce ASB formation; instead, softening caused by rotational dynamic recrystallization is the dominant mechanism. The current-induced temperature rise is calculated, and the yield strength decrease under high-strain-rate current loading is measured, based on which the width of adiabatic shear bands (ASBs) under current is determined. The theoretical predictions show that they are in good agreement with experimental results. The results indicate that the temperature rise and softening effect induced by pulsed current lead to an increase in ASB width, which intensifies energy dissipation, suppresses dynamic recrystallization, and inhibits the formation of adiabatic shear bands.

Keywords: electromagnetic launch, armature and rail materials, adiabatic shear band, rotational dynamic recrystallization

DOI: [10.7498/aps.75.20251475](https://doi.org/10.7498/aps.75.20251475)

CSTR: [32037.14.aps.75.20251475](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20251475)

* Project supported by the Major Research Plan of the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 92366301, 92066207).

† Corresponding author. E-mail: lichen29@xjtu.edu.cn



脉冲电流对典型枢轨材料高应变率剪切行为的作用规律

李成成 周佳婧 李伟昊 石桓通 李兴文 陈立

Influence of pulsed current on high strain rate shear behavior of typical armature and rail materials

LI Chengcheng ZHOU Jiajing LI Weihao SHI Huantong LI Xingwen CHEN Li

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 050804 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20251475

CSTR: 32037.14.aps.75.20251475

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251475>

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

金属锡Richtmyer–Meshkov不稳定性的高应变率强度行为

High strain rate strength behavior of Richtmyer–Meshkov instability in Tin metal

物理学报. 2025, 74(19): 195202 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250699>

软硬相序构金属玻璃中的剪切带行为

Shear banding behavior in soft–hard phase ordered metallic glasses

物理学报. 2025, 74(19): 196101 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250845>

脉冲大电流直线驱动装置电–磁–热–结构多场耦合的局域建模方法

Local modeling method for multi–field coupling of electric–magnetic–thermal–structure of pulsed high current linear driving device

物理学报. 2024, 73(10): 108502 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240235>

剪切形变下磷烯的力学和热学性能

Mechanical and thermal properties of phosphorene under shear deformation

物理学报. 2023, 72(12): 126201 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230084>

旋转与强剪切流协同作用对稀合金激光增材制造中界面不稳定性的影响

Synergistic effect of rotation and strong shear flow on interface instability in laser additive manufacturing of dilute alloys

物理学报. 2025, 74(19): 196401 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250829>

线性剪切空间调制快拍成像动态定标技术

Dynamic calibration of linear shear spatial modulation snapshot imaging polarimeter

物理学报. 2022, 71(15): 154205 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220229>