中国科学: 物理学 力学 天文学 2020 年 第 50 卷 第 11 期: 112004
SCIENTIA SINICA Physica, Mechanica & Astronomica physcn.scichina.com
《中国科学》杂志社 SCIENCE CHINA PRESS

评 述 强流重离子加速器及其科学研究专题

基于HIAF装置的高能量密度物理研究

赵永涛[1,2†], 张子民[1†], 程锐[1†], HOFFMANN Dieter[2,1], 马步博[2], 王友年[3], 王瑜玉[1], 王兴[2], 邓志刚[4], 任洁茹[2], 刘巍[2], 齐伟[4], 齐新[1], 苏有武[1], 杜应超[5], 李福利[2], 李锦钰[1], 杨杰[1], 杨建成[1], 杨磊[1], 肖国青[1], 吴栋[6], 何斌[7], 宋远红[3], 张小安[8], 张世政[2], 张琳[2], 张雅[9], 张艳宁[2], 陈本正[2], 陈燕红[1], 周征[5], 周贤明[8], 周维民[4], 赵红卫[1], 赵全堂[1], 赵宗清[4], 赵晓莹[1], 胡章虎[3], 弯峰[2], 栗建兴[2], 徐忠锋[2], 高飞[3], 唐传祥[5], 黄文会[5], 曹树春[1], 曹磊峰[4], 盛丽娜[1], 康炜[10], 雷瑜[1], 詹文龙[1*]

1. 中国科学院近代物理研究所, 兰州 730000;
2. 西安交通大学物理学院, 教育部物质非平衡合成与调控重点实验室, 西安 710049;
3. 大连理工大学物理与光电工程学院, 大连 116024;
4. 中国工程物理研究院激光聚变中心, 绵阳 621999;
5. 清华大学工程物理系, 北京 100084;
6. 浙江大学物理学系, 杭州 310027;
7. 北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100088;
8. 咸阳师范学院物理与电子工程学院, 咸阳 712000;
9. 武汉理工大学理学院, 武汉 430070;
10. 北京大学应用物理与技术研究中心, 北京 100871
†同等贡献
*联系人, E-mail: zhan@impcas.ac.cn

收稿日期: 2020-07-22; 接受日期: 2020-09-03; 网络出版日期: 2020-10-14
国家重点基础研究发展计划(编号: 2019YFA0404900)、国家自然科学基金(编号: U1532263, 11705141, 11775282, 11875219)和国防基础科研科学挑战专题项目(编号: TZ2016099)资助

摘要 高能量密度物理的研究对象是能量密度超过10^{11} J/m^{3}或压强超过100 GPa极端状态的物质, 这种物质广泛存在于恒星和大质量行星内部, 同时也短暂存在于核弹爆炸和惯性约束聚变等高功率加载过程中. 高能量密度物理研究是科技强国在国防安全、天体物理及聚变科学技术等重大领域竞相追逐的前沿热点, 也是国内外大型高功率激光装置、Z箍缩装置以及重离子加速装置的重要科学目标. 本文将主要介绍基于强流重离子加速器装置(High Intensity heavy-ion Accelerator Facility, HIAF)的高能量密度物理研究. HIAF装置将可以提供极高功率的强流重离子束, 单脉冲能量和功率将分别达到100 kJ和TW量级. 如此高功率的离子束直接加热金、铅等固体材料, 可以产生密度接近原固体密度、温度约10 eV、空间尺度mm–cm量级的状态均匀的高能量密度物质(能量密度达到10^{13} J/m^{3}量级), 为实验室研究高能量密度物质的产生、物态性质及其演化规律提供先进的研究平台. 基于HIAF的高能量密度物理研究主要包括: (1) 强流离子束驱动高能量密度物质的产生及其发展规律; (2) 离子束在

引用格式: 赵永涛, 张子民, 程锐, 等. 基于HIAF装置的高能量密度物理研究. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2020, 50: 112004
Zhao Y T, Zhang Z M, Cheng R, et al. High-energy-density physics based on HIAF (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2020, 50: 112004, doi: 10.1360/SSPMA-2020-0275

© 2020 《中国科学》杂志社

稠密物质或等离子体中的能量沉积与输运性质; (3) 离子束驱动高能量密度物质关键诊断技术. 本文还将重点介绍上述三个关键科学技术问题的研究现状和进展.

关键词 高能量密度物理, 强流重离子加速装置, 离子束与等离子体相互作用, 尾场调制, 高能电子成像

PACS: 52.58.Hm, 52.70.-m, 52.40.Mj, 52.27.Gr, 52.50.Gj

1 引言

高能量密度(High Energy Density, HED)物质是处于能量密度超过10^{11} J/m^{3}或压强超过100 GPa极端状态的物质. 对于温度大致在0.1–10 eV、密度在0.1–10倍固体密度的高能量密度物质, 其内部原子或分子处于高压高密度条件下, 相互耦合作用极强, 原子结构表现出与通常凝聚态或孤立态的原子分子截然不同的复杂特性, 电子屏蔽作用导致内部原子/离子的电离势降低[1,2], 出现非金属与金属之间的相变[3–5]、室温超导[6]等一系列奇异的新现象. 这一区域的物质被称为温稠密物质, 在不同文献中还有其他不同称谓, 比如部分简并态物质(Partially Degenerate Matter)、非理想等离子体(Nonideal Plasmas)或强耦合等离子体(Strong Coupled Plasma)等. 温稠密物质广泛存在于恒星和大质量行星内部(例如地球内部地幔物质主要成分就是温稠密态的铁), 同时也短暂存在于核武器、激光聚变以及Z箍缩等过程中. 相关研究对于探索宇宙星体内部结构和外部磁场形成与演化机制, 解决惯性约束热核聚变及武器物理领域的关键基础科学问题十分重要[7,8].

目前, 温稠密物质研究面临着高精密物理建模和高精度实验的双重挑战. 一方面, 我们知道, 凝聚态物质中, 简并系数远小于1 (kT/θ_F<<1, 其中θ_F是费米能, T是温度), 耦合系数远大于1 (e^2/akT>>1, 其中a是粒子间平均距离的特征长度), 粒子服从Fermi-Dirac统计;理想等离子体中, 简并系数远大于1, 耦合系数远小于1, 粒子服从Maxwell-Boltzmann统计; 然而在温稠密物质中, 简并系数和耦合系数均接近于1, 物质内部压强极大, 体系中分子部分离解, 原子部分电离, 各种粒子(包括电子、离子、原子、分子、团簇以及光子等)之间的相互耦合作用极强, 所有微扰方法均已失效, 量子效应也必须考虑, 微观作用过程十分复杂[9–12]. 目前还没有任何一种理论能够比较准确地描述温稠密物质的微观作用机制和相变与状态方程等宏观性质. 另一方面, 当前实验室制备的温稠密物质往往处于一种极端非平衡状态, 样品的存在时间极短, 密度、温度和压力等参数空间梯度很大, 样品状态及其演化过程极为复杂, 实验上很难给出某一特定状态下温稠密物质的高精度物理参数, 亟需发展新的驱动技术和实验方法, 把该项研究从半定量推进到定量甚至精细定量的程度.

随着新一轮科技革命蓬勃兴起, 高功率激光、X射线自由电子激光(X-ray Free Electron Laser, XFEL)、Z箍缩(Z-pinch)以及大型重离子加速器等新一代高功率装置以及金刚石压砧(Diamond Anvil Cell, DAC)新技术[13]不断将高能量密度科学探索向宏观拓展、向微观深入, 相关基本科学问题正孕育着重大突破, 可望催生新的重要科学思想和科学理论, 产生颠覆性技术. 如图1所示, 不同加载方式均有各自的特点和优势, 所能制备和研究的物态区域互为补充.

新一代加速器提供的高功率离子束作为一种全新的驱动方式, 将可能揭开高能量密度科学研究崭新的一页. 如图2所示, 与通常的主雨贡纽线上的冲击加载

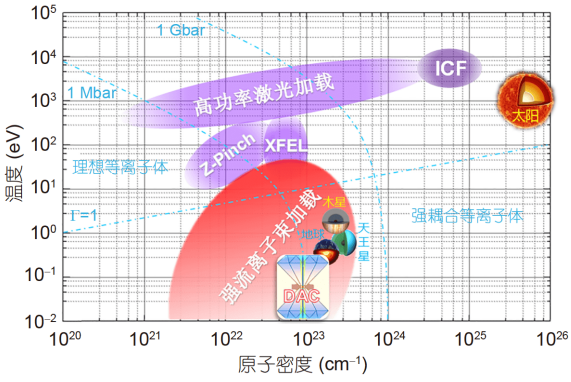


图 1 使用不同加载方式所能达到的高能量密度物态区域

Figure 1 Phase diagram of high-energy-density matter that can be achieved using different drive methods.

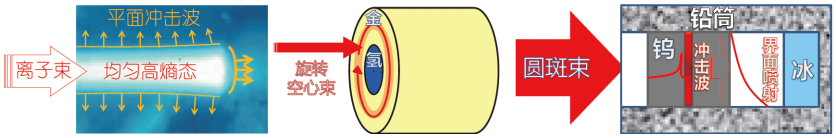


图 2 强流离子束直接打靶可以产生均匀高熵态(左), 利用空心束“内聚压缩”(中), 或圆斑束“喷射压缩”(右)的方式可以产生温稠密物态

Figure 2 Homogenous high-entropy-state generated by direct intense heavy ion beam shooting (left), and WDM state created by means of cohesive compression with hollow beam (middle) or spray compression with circular beam (right).

不同, 高功率高能离子束可以准等容高熵加热任何高密度的样品, 得到体积大、状态均匀、内部没有冲击波、能量密度参数可以精确计算和控制的高熵态; 被离子束加热的样品可以等熵膨胀进入宽的温稠密区, 同时利用环形束结合柱状靶产生的径向冲击波或圆斑束结合筒状靶产生的前向冲击波对样品进行低熵内聚压缩或者界面喷射等熵压缩, 从而将物态研究区域拓展至温度较低但密度和压强极高的温稠密物态区域[14–21].

本文将主要介绍HIAF装置为高能量密度物理带来的新机遇以及三个关键科学与技术问题, 即强流离子束驱动高能量密度物质的产生及其发展规律、离子束在稠密物质或等离子体中的能量沉积与输运性质、离子束驱动高能量密度物质关键诊断技术的研究现状和进展.

2 HIAF大科学装置为高能量密度科学带来新机遇

2.1 离子束驱动HED的基本原理与特点

重离子束加热靶物质能够达到的能量密度E_ρ和相应的功率密度P_ρ主要由下式决定:

$$P_\rho = \frac{E_\rho}{t_b} = 1.6\times10^{-19}\frac{(\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)\cdot N}{\pi\cdot r_b^2}\times\frac{1}{t_b}\quad\left[\frac{J}{g\cdot s}\right],\quad (t_b \le t_h), \tag{1}$$

这里, dE/dx是单离子能损, 单位为eV g^{-1} cm^{-2}; N是单脉冲包含的离子数, r_b是束斑半径, t_b是束流脉冲宽度, t_h是束流有效加热时间, 用于表征样品中心物质受热膨胀飞出离子束加热区域所需的时间. 由此可见, 提高离子束驱动高能量密度物质的状态参数需要考虑多种物理过程, 涉及多个参数的优化.

式(1)忽略了散射造成的束斑扩散. 如图3所示, 根据SRIM模拟, 数百MeV/u的高能铀离子作用在铅固体样品时, 坪区(布拉格峰前的区域)的单离子能损几乎保持不变, 对于高能重离子来说, 经过毫米尺度引起的横向散射不到5 μm, 因此忽略高能重离子在样品中的散射是合理的. 式(1)中单离子能损dE/dx与入射离子

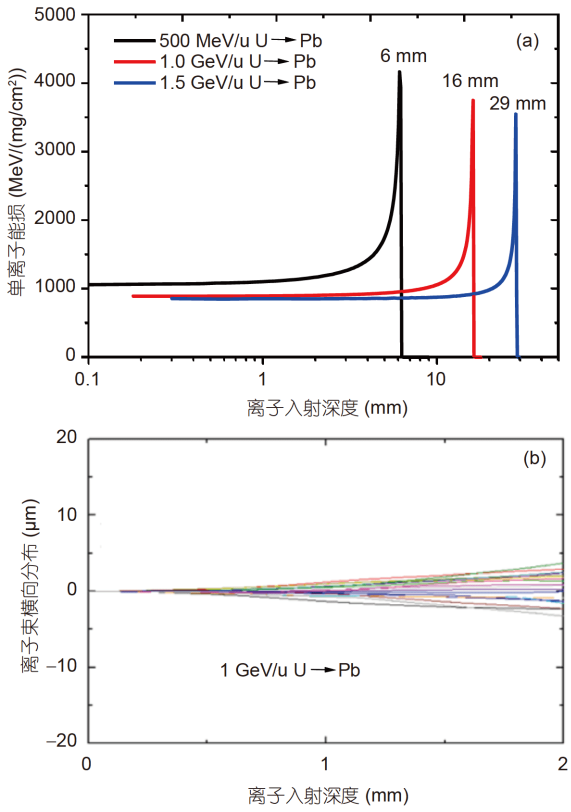


图 3 利用高能铀离子束加热铅样品时的(a)单离子能损和(b)离子束横向分布随入射深度的变化. 坪区(布拉格峰前的区域)的单离子能损几乎保持不变, 且坪区散射引起的束斑加宽可以忽略

Figure 3 When heating Pb target with high-energy U beams, (a) single ion energy loss and (b) transverse beam distribution as functions of the incident depth. The energy loss of single ion in the plateau region (area in front of Bragg peak) almost stays the same and the widening of beam spot caused by plateau region scattering can be ignored.

核电荷数的平方近似成正比，而一般情况下，离子越重，加速器提供的单脉冲粒子数就越小，这主要是因为更重的离子电荷分布更宽，从离子源引出到每一级剥离加速，都会因为选择某一特定电荷态的离子而造成数量上的较大损失. 此外还需要考虑空间电荷效应因素，通常离子能量越高、质量越高、电荷质量比越低，空间电荷效应就越弱，单脉冲粒子数的空间电荷极限(单位体积里能够容纳的粒子数极限)就越高. 因此，最终的选择需要综合多个因素，相对来讲，大型加速器能够提供的质子束的单脉冲粒子数比Xe，U等重离子束的单脉冲粒子数高2–3个量级，但是综合考虑其单粒子能损、散射问题以及空间电荷效应等因素，通常是越重的离子束对高能量密度物质制备越有利. 因此驱动离子束一般选择离子质量比较大的铀束或铋束等. 为了制备体积足够大(如mm量级)且状态均匀的高能量密度物质，离子束的能量一般在100 MeV/u量级.

从式(1)也可以看出，当离子束的脉冲宽度足够短时，样品的能量密度与离子束的流强密度，即单个脉冲里单位面积的离子数($N/\pi r^2$)成正比，因此离子束脉冲宽度也至关重要. 为了有效利用离子束团，必须将离子束的脉冲宽度t_b压缩在有效加热时间t_h以内. 有效加热时间定义为样品以声速膨胀一个束斑半径r_b所需的时间，由式(2)给出

$$t_{\mathrm{h}} = \left(\frac{9}{4}\cdot\frac{1}{\kappa}\frac{r_{\mathrm{b}}^2}{P_\rho}\right)^{1/3} \propto \frac{r_{\mathrm{b}}^2}{\sqrt{N}}, \tag{2}$$

这里，$\kappa=(n+2)/n$与物质原子运动维度n有关(对于单原子离子或者原子，$n=3$)，该公式推导过程中假设离子束加热样品是等容过程，且忽略了相变吸热过程，加热后的样品近似为理想等离子体，因此该公式只是一个较为初级的近似. 显然，提高束团流强密度($N/\pi r^2$)的同时，必须压缩束流的脉冲宽度，减少在加热过程中因靶物质飞散导致的束流损耗. 图4为束斑直径为0.5和1.0 mm的高功率铀束击打铅靶时，有效加热时间随单脉冲离子数的变化规律. 当单脉冲离子束流强密度为10^{12} mm^{-2}量级时，如果束斑直径(通常近似为束流半高宽度FWHM)为1 mm，束流脉冲宽度压缩为100 ns就可以有效利用束流，然而如果束斑直径聚焦到0.5 mm，脉冲宽度就必须压缩到50 ns以内.

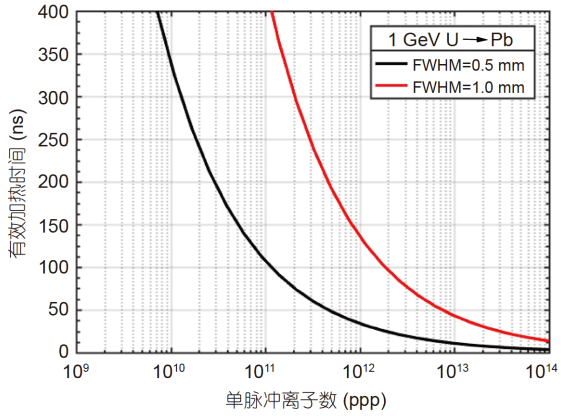


图 4 离子束有效加热时间t_h与单脉冲离子数N以及束流半高宽度(FWHM)之间的关系

Figure 4 Dependence of the effective heating time t_h of the ion beams on the number of ions in one pulse N and the full width at half maxium (FWHM) of the beam spot.

2.2 HIAF的束流指标及终端设计

强流重离子加速器装置HIAF总体布局如图5所示[22,23]. HIAF由一台重离子超导直线加速器(iLinac)作注入器，一台重离子常温同步加速器(BRing-N)作增强器，一台常温重离子冷却储存环(SRing)作为实验谱仪，在BRing-N和SRing之间是一条高磁刚度的放射性次级束流线(HFRS)[1)]. 目前HIAF设计有6个实验终端，主要包括：终端1，位于注入器iLinac末端的低能量核结构研究谱仪和强流离子束辐照终端；终端2，位于BRing-N引出端的高能综合终端，包含QCD与核物质性质研究实验探测器、超核研究实验探测器和高能量辐照终端；终端3，位于BRing-N和SRing之间的次级束流线HFRS；终端4，位于HFRS后方的外靶实验终端；终端5，SRing高精度环形谱仪和电子-离子复合共振谱仪；终端6，高能量密度物理研究实验终端，HIAF升级后将可以从BRing引出一束实现双束交叉或对撞.

目前国际上正在运行的以高能量密度科学为重要科学目标的强流重离子加速器主要包括德国重离子研究中心(GSI)的SIS18加速器、俄罗斯理论与实验物理研究所(ITEP)的同步重离子加速器、美国劳伦斯伯克利国家实验室(LBNL)的感应加速器压缩实验装置(Neutralized Drift Compression Experiment, NDCX)以及我国重离子加速器冷却储存环(HIRFL-CSR)

1) 国家“十二五”重大科技基础设施“强流重离子加速器研究装置HIAF”初步设计报告(内部报告). 2018

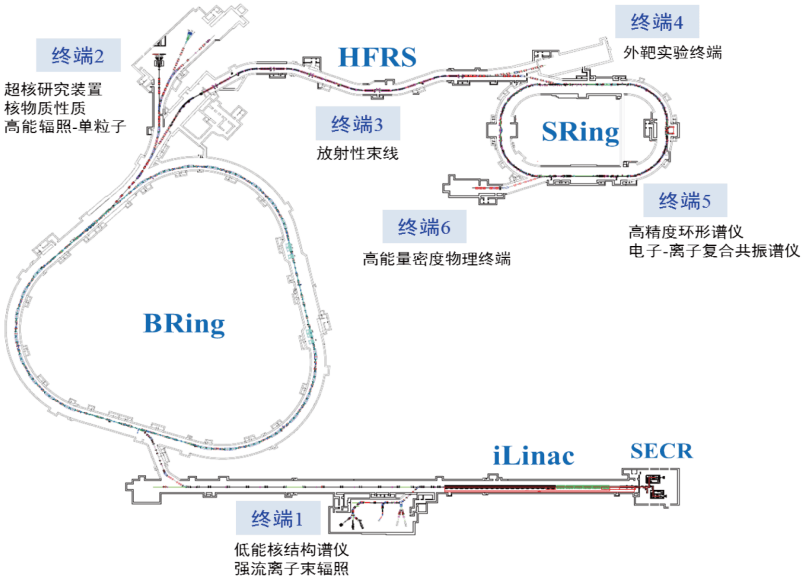


图 5 HIAF总体布局[22]
Figure 5 Layout of HIAF [22].

等[19,24–32].

美国NDCX装置的升级版NDCX-II目前可以提供脉冲宽度为2–30 ns, 单脉冲离子数为1×10^{11}, 聚焦半径约1 mm、离子能量为1.1 MeV的强流He离子束, 对应离子束的峰值流强为2 A, 加热固体锡时样品的能量密度可以达到60 J/g [30].

德国GSI也已启动了升级计划, 正在原来加速器的基础上升级建造反质子与离子研究装置(Facility for Anti-proton and Ion Research, FAIR), 俄罗斯正在酝酿建造太瓦加速器(Tera Watt Accelerator, TWAC), 我国“十二五”规划重大科技基础设施强流重离子加速器装置(High Intensity heavy-ion Accelerator Facility, HIAF)也于2018年正式开工建设.

表1列出了离子束驱动高能量密度物质的关键参数, 这些参数与式(1)里参数意义相同, 其中, E_p为单个粒子的能量, E_b为单脉冲中粒子的总能量, P_b为脉冲功率. 样品的能量密度E_ρ是根据式(1)估算的, 该方程具有一定的适用条件或假设条件. 这里需要指出的是, 在离子束加载过程中, 样品温度逐渐升高, 物质状态变为等离子体, 而且样品密度也会逐渐减小, 这些变化都会影响单粒子能损$\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$; 从目前认知来看, 在有效加热时间内(被加热的样品中心部分物质以声速膨胀一个束斑半径所需的时间), 且样品温度没有远大于10 eV的情况下, 上述变化对样品能量密度并不会带来数量级上的影响.

图6给出了德国重离子加速器GSI, FAIR以及我国HIAF装置提供的高功率铀离子束关键束流参数指标以及直接加热固态样品时所能达到的能量密度.

GSI现有加速器注入器升级后, 可以提供单脉冲离子数约1×10^{10}的铀离子束, 从而产生1–3 eV的铝或者铁的近固体密度温稠密物质. FAIR装置有望在2023年左右开展首轮实验, 其离子束流强密度将再提升一个量级, 接近强冲击波区域. 我国HIAF装置采用了全新的注入器和多种新技术, 将可能进一步提高离子束的打靶功率, 从而进入强冲击波区域、制备出更大范围的极端条件新物态, 为研究极端条件下物质的状态方程、物态相变、冲击波物理, 以及温稠密物质内部原子结构与辐射输运性质, 探索宇宙星体内部物质结构和外部磁场形成和演化机制, 解决惯性约束热核聚变及武器物理领域的基础科学问题和关键技术问题提供先进的实验条件[16,20,21].

此外, HIAF加速器集群和升级装置还将可能首次实现如图7所示的“三束交叉”(终端1)或“双束对撞”(终端2)新设计[22]. 在三束交叉设计中, 强流高功率离子束用来产生高能量密度物质, 另外一束高能电子束和离子束从正交的两个方向作用于能量密度物质样品, 研

表 1 GSI, FAIR及HIAF及其升级装置(HIAF-U)的铀离子束参数及其加热铅样品所能达到的能量密度

Table 1 Parameters of U-beam at GSI, FAIR and HIAF and the corresponding energy density that can be reached when heating lead with U-beam

装置	E_p (GeV/u)	N	r_b (mm)	E_b (kJ)	t_b (ns)	P_b	E_ρ (J/m^3)[a)]
GSI	0.4	4×10^{10}	1	0.6	300	2 GW	2×10^{11}
FAIR	1	4×10^{11}	1	15	100	0.15 TW	2×10^{12}
HIAF	~1.3	5×10^{11}	0.7	25	100	0.25 TW	5×10^{12}
HIAF-U[b)]	~4.4	2×10^{12}	0.7	300	30	10 TW	2×10^{13}

a) 指铀离子束加热固态金靶时样品的最高能量密度;
b) HIAF升级装置(HIAF-U)的参数指标.

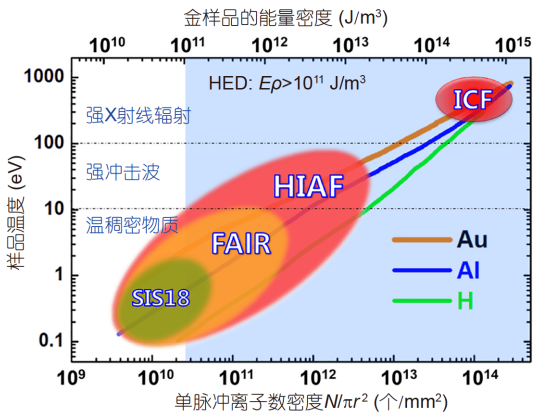


图 6 与国际同类先进装置相比, HIAF及其升级装置将可以制备更大范围的高能量密度物态

Figure 6 Comparing with the other typical advanced accelerators in the world, HIAF and its upgraded device could generate a wider range of high-energy-density states.

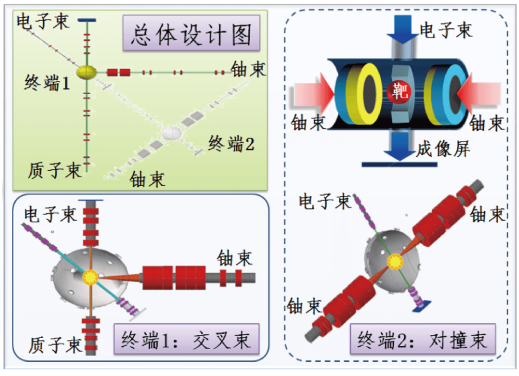


图 7 HIAF加速器集群及其升级装置可能实现的交叉束及对撞束新设计

Figure 7 The innovative designs for the crossing beams and the colliding beams, which are possible for HIAF cluster and its upgraded device.

究电子束和离子束在高能量密度物质样品中的能量沉积和输运特性或者对高能量密度物质样品进行超高时空分辨透射成像. 在双束对撞设计中, 相向的高功率重离子束轰击样品, 产生的前向冲击波在界面引起等离子体喷射, 从而可以在近似绝热的条件下大幅度压缩处于柱形包层中心的靶丸, 获得温度较低但密度和压强极高的温稠密物质, 为实验室天体物理研究以及离子束对撞间接驱动聚变关键科学技术问题研究提供难得的实验平台.

除了上述束靶耦合设计方案之外, 还有一些新的方案能够进一步扩大样品的能量密度范围. 近来, 美国劳伦斯伯克利国家实验室提出了一种新颖的束靶设计, 该束靶可以降低束流压缩难度, 提高使用效率[17]. 如图8所示, 该设计运用高频束流切割技术, 将离子束切割成若干个ns甚至ps量级的超短脉冲束. 这些脉冲束通过B_θ渐进聚焦透镜后依次被加载到一个X型的样品上. 其中第一时间到达的上下两个脉冲束(第一束)入射至外围碳氢材料, 碳氢材料向内推进, 内层的铝进而被压缩; 当冲击波到达第二层推进材料时, 第二个脉冲离子束正好入射到该推进材料上; 当最内侧的样品达到最高压缩时, 最后一个脉冲束正好射入样品. 根据模拟估算, 与直接打靶相比, 同样的束流强度下, 这种束靶设计可以把样品所能达到的能量密度提高上百倍.

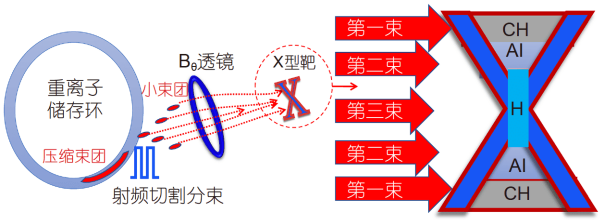


图 8 基于重离子储存环的射频切割分数及X型靶设[16]

Figure 8 RF cutting score and X-shape target design based on heavy ion storage ring [16].

近期研究表明, 等离子体可以作为强流离子束的调制装置, 对离子束进行聚焦、压缩、脉冲化切片以及环形束调制等, 而且随着离子束流强的增加, 其离子束在物质中的能量沉积密度可能得到大幅度提高, 这些都是非常值得关注的新进展, 我们将在第3节对这些新进展进行具体描述.

2.3 离子束驱动高能量密度物理的关键科学技术问题

离子束驱动高能量密度物理涉及三个关键科学和技术问题: (1) 离子束驱动高能量密度物质的产生和发展规律; (2) 离子束与稠密物质或等离子体相互作用的微观机制; (3) 离子束驱动高能量密度物质的超快诊断新技术. 下文将主要介绍HIAF加速器集群为高能量密度物理带来的新机遇以及围绕上述三个关键科学与技术问题的研究现状和新进展. 三个问题相互支撑, 概述如下.

(1) 核心科学问题(宏观): 离子束驱动高能量密度物质的产生及发展规律

作为一种新兴的驱动方式, 离子束驱动高能量密度物质的产生和发展过程涉及一些新的物理问题. 由于加速器提供的高功率离子束往往在ns量级, 样品在加热过程中有一定程度的电离和膨胀, 因此微观上需要知道强流带电离子束在稠密电离物质中的能量加载和输运性质, 宏观上还需要掌握温稠密物质的电离特性、状态方程和流体性质, 相关物理过程的模拟和诊断则需要满足大时空跨度和大动态范围等特殊需求.

(2) 关键科学问题(微观): 离子束在稠密物质中的碰撞、能损和输运过程

离子束与稠密物质或等离子体相互作用涉及极为复杂的原子碰撞过程, 而且随着离子束流强密度增加, 空间电荷效应显著增强, 离子束将会在等离子体里激发极强的尾流场和自由电子回流场, 这些电磁场将显著影响强流离子束的能量沉积和输运行为. 相关高精度实验数据缺乏, 不同理论数据之间差距较大, 亟待深入研究.

(3) 关键技术问题(诊断): 离子束驱动高能量密度物质状态参数精确诊断

离子束驱动的高能量密度物质的样品尺度通常在0.1–10 mm量级, 体密度接近固体密度, 面密度在0.01–1 g/cm^{2}量级, 界面或冲击波运动速度在1–100 km/s量级, 这与其他驱动方式有显著不同, 因此亟待有针对性地发展具有高穿透力、大动态范围、高时空分辨能力的诊断技术.

如图9所示, 本文作者团队近年来以离子束驱动高能量密度物质的产生和发展规律为核心、以离子束与等离子体相互作用微观新机制以及高能带电粒子透射成像诊断新技术为突破口(“一个核心、两个突破口”), 开展基础科学研究, 以期依托HIAF装置, 实现我国在高能量密度科学领域的突破性和引领性发展. 第3–5节将分别描述离子束驱动高能量密度物理上述三个关键科学和技术问题的研究现状和进展.

3 离子束驱动高能量密度物质的产生及其发展规律

3.1 实验研究现状与进展

目前, 德国GSI提供的高能重离子束打靶功率极高, 作为FAIR装置的注入器, 升级后铀离子束流强已经从原来的2×10^9 ppp (particle per pulse, 单脉冲离子束)提高到了1×10^{10} ppp. 在2×10^9 ppp离子束流强和0.35 mm束斑半径的加载条件下, 钨样品的能量沉积

图 9 离子束驱动高能量密度物理关键科学技术问题

Figure 9 Key scientific and technological issues of HEDP driven by ion beam.

可以达到约1.7 kJ/g. 在3700 K附近有一个明显的固液相变过程[33], 这一加热过程与理论估算值符合得很好, 因此也证明离子束加热固体样品时是一个可以比较精确计算的准等容加热过程.

当离子束功率进一步提高, 被加热的样品会迅速气化, 引起加速器束流传输线和储存环的真空度降低, 当束流引出口真空度低于10^{-8} mbar时, 就会严重影响加速器的正常运行, 这个问题也被称为动态真空问题. 本团队针对FAIR高能量密度物理终端的动态真空问题开展了模拟和测试实验. 离子束打靶第23 ns时靶开始气化, 气化后的样品约在5 s内使得40余米外的储存环连接处的真空度降低到10^{-6} mbar量级, 这将会对加速器真空系统造成很大隐患. 模拟和测试实验结果表明, 在束线远离靶室的一端10 m之外安装一个微秒量级响应速度的快阀即可对加速器真空系统进行有效保护. 此外在束流输运线上安装多级差分系统也可以在一定程度上降低压强[21].

FAIR加速器预计于2023年建成运行, 在此之前FAIR高能量密度科学国际合作委员会面向全球征集FAIR-PHASE0, 即GSI现有加速器SIS18升级后的高能量密度物理实验方案. 本研究团队联合GSI相关人员提出利用高功率重离子束准等容加热铁或二氧化硅固体薄膜材料, 获得与地球地幔内部物质条件相近的温稠密物态, 利用超快多路温度计和背景成像等方法诊断样品温度和密度参数, 并通过测量样品的X射线吸收谱以及紫外和软X射线辐射谱, 研究其辐射电离特性, 检验和完善基于第一性原理的有限温度密度泛函理论.

近年来, 随着超短超强激光技术的发展, 激光驱动下的离子加速研究因与传统加速器相比具有体积小造价低等优点已经发展成为高能量密度物理领域的热点研究方向. 目前已经形成了几种典型的加速方案, 如靶背鞘场加速方案[34]、激波加速方案[35]、激光辐射压加速方案等[36–38]. 激光驱动下的离子加速相较于传统加速器具有极强的束流密度和极短的脉冲持续时间. 其中靶背鞘场加速产生的质子能量已经可稳定在60 MeV, 结合先进的离子束聚焦技术[38], 其束密度可以达到10^{19}–10^{20} cm^{-3}. 激光辐射压加速由于是强激光直接与纳米厚度固体靶相互作用, 推动整个靶体沿激光方向加速, 在理想条件下激光辐射压加速产生的离子其能量可以达到GeV量级, 其离子密度可以达到10^{21} cm^{-3}甚至以上[36–39]. 激光加速的高功率离子束已经被成功用于制备温稠密物质[40,41] .

相对强激光加速产生的高功率离子束, HIAF等大型重离子加速器提供的离子束, 束流的能量单色性更好、稳定性更高, 离子更重且能量更高, 因此可以产生更大体积的温稠密物质样品. 未来HIAF装置的高能量密度物理终端, 如果同时建设一条高功率激光束线, 将不仅可以显著拓展温稠密物质研究的相图范围, 还可以为温稠密物质辐射电离特性和离子输运特性研究提供高亮度的X射线背光源或离子束源.

3.2 数值模拟研究现状与进展

离子束驱动高能量密度物质动态过程的数值模拟是一项极具挑战性的工作, 目前比较流行的模拟工具主要有二维流体模拟程序BIG2 (其源代码和数据库均未公开)[42], FLUKA[43], MEDUSA[44]以及本文研究团队自己开发的量子流体动力学(Quatum Hydrodynamics, QHD)模型以及二维PIC (Particle in Cell)粒子模拟模型等. 下面简要介绍团队利用MEDUSA, QHD以及PIC模型开展数值模拟的进展.

MEDUSA模型最初是用于模拟激光核聚变过程的一维程序, 研究靶丸在强激光加热后形成的等离子体的热力学及流体动力学过程. 后来随着加速器的发展, 重离子驱动高能量密度物质的提出, 研究人员将MEDUSA能量沉积部分进行了修改, 使其适用于重离子驱动方式. MEDUSA将整个等离子体系统分为电子和离子两个子系统, 每个子系统有独立的等离子体参数, 比如密度、温度、压强和速度等, 两个子系统通过能量交换和电荷守恒耦合在一起. 所有物理量的描述都基于拉格朗日网格点上. 在系统中等离子体的运动由Navier-Stockes方程决定. 等离子体运动过程涉及的物理过程主要包括热传导、电子与离子之间的能量交换、韧致辐射和入射重离子束的能量沉积等. 整个系统满足能量守恒方程.

利用MEDUSA程序, 我们模拟研究了在HIAF设计参数下, 强流重离子束加热圆柱形固体靶的动力学行为. 靶的构型为实验室天体物理LAPLAS (LAboratory PLAnetary Science)构型, 离子束为800 MeV/u的铀离子束, 束流强度为1.5×10^{11}. 我们考察了外壳材料的选取对内层的铁材料的物态的影响, 如图10所示, 计算结果表明当选取密度与质量数比值高(例如铂)的外壳材

料时, 内芯材料能获得更强的压缩[20].

我们利用MEDUSA模拟了在HIAF参数条件下, 圆斑束或空心束加热LAPLAS靶(内芯材料为氖, 外围材料为铅)时, 样品的温度压强等参数演化. 研究结果表明, 外围的高Z材料可以显著减小被加热材料的膨胀, 从而大幅度提高样品所能达到的压强和密度, 而空心束由于避免对芯部样品的加热, 研究对象的温度可以显著降低, 与此同时压强也有比较明显的增加[45].

强流离子束与金属或固体材料相互作用, 靶材电子密度达到10^{22}–10^{24} cm^{-3}, 可以视为强耦合的量子等离子体, 此时需要考虑量子等离子体的量子效应. 由于Wigner-Poisson系统在数值计算时需要对整个相空间进行离散, 计算量很大. Hass[46]对Wigner-Poisson方程在整个速度空间积分得到与经典流体守恒方程类似的自洽的QHD方程组, 其形式与经典流体模型类似, 主要不同在于压强项两部分贡献: 从粒子所处的所有状态波函数具有相同的振幅可导出量子压强项, 而经典压强项满足的状态方程是典型的流体方程组封闭的条件. 该模型已经成为离子束与物质相互作用过程的一个有力工具[47,48].

我们使用基于二维量子流体模型, 研究了强流质子束与不同金属靶材之间的相互作用, 考察了靶材料的选取对样品最终状态的影响. 图11展示了强流质子束(质子能量为10 MeV, 单脉冲质子数目为7.9×10^{7}, 脉冲周期为10 ps)轰击固体铜时, 样品电子密度在作用过程中的演化图像. 结果表明, 样品最终的物态是由样品的Wigner-Seitz半径R_s (取决于初始电子密度)决定, 呈单调递增关系[49].

上述MEDUSA和QHD程序均是基于流体模型来对离子在等离子体中的输运进行描述, 忽略了作用过程中的粒子性和场特性, 基于第一性原理的PIC模拟则具有得天独厚的优势, 但是同时也面临更大的挑战: (1) 如何不依赖于数据拟合, 而通过第一性原理的方法计算能量沉积; (2) 如何计算固体靶的电离(非平衡态碰撞电离)过程; (3) 如何优化PIC算法使其能在几十皮秒时间尺度内模拟百微米尺度温稠密固体. 这也是课题组当下的研究聚焦点. 2017年Wu等人[50]建立了非平衡态电离模型并植入了PIC程序. 该非平衡态电离模型包含了碰撞电离过程, 电子-离子复合过程以及等离子体对电离势的压低效应. 同时还建立了碰撞模型[51], 并植入了PIC程序, 该碰撞模型既包含了自由电子弹性碰撞还包含了束缚电子的非弹性碰撞, 用于计算强流离子束在等离子体中输运过程非常有效. 图12是利用该程序研究了质子束在不同温度铝靶中的能量沉积和穿透深度. 其中图12(a)和(b)为不同能量的质子在不同温度Al靶中的能量沉积, (a)图中黑色线为NIST数据库计算结果, 蓝色和红色方块分别是电离度为3.0和0.3时的PIC计算结果; (b)图中黑色线为NIST数据库计算结果, 红色、蓝色和绿色方块分别是温度为100, 500和1500 eV时的PIC计算结果, 其中不同温度下的电离度由文献[50]计算得到或由EOS数据库得到[52]. 图12(c)–(g)为3和5 MeV质子束(脉冲宽度1 ps, 密度10^{18} cm^{-3})在不同温度Al等离子体中的射程. 研究表

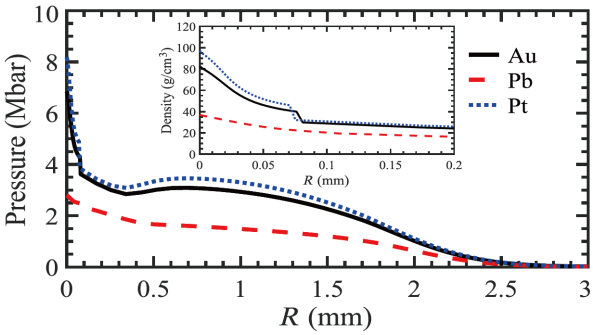


图 10 内芯材料铁达到最大压缩时, 外壳材料压强P沿径向的分布[20]

Figure 10 Distribution of outer shell material pressure in the radial direction when the inner core material Fe iron reaches maximum compression [20].

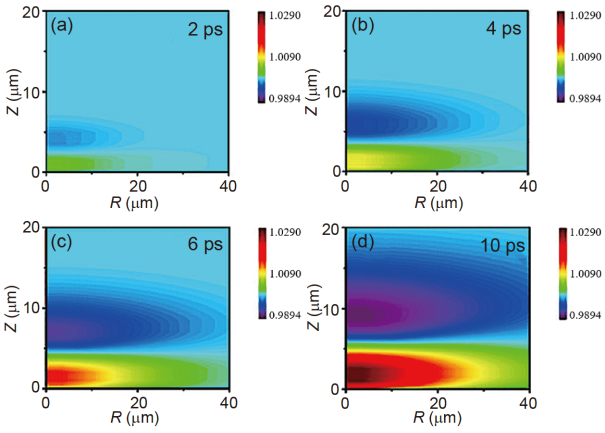


图 11 质子束轰击铜靶时铜靶电子密度的二维分布演化图像[49]. (a) 2 ps; (b) 4 ps; (c) 6 ps; (d) 10 ps

Figure 11 Two-dimensional electron density distribution evolution images of copper target when a proton beam hits copper target [49]. (a) 2 ps; (b) 4 ps; (c) 6 ps; (d) 10 ps.

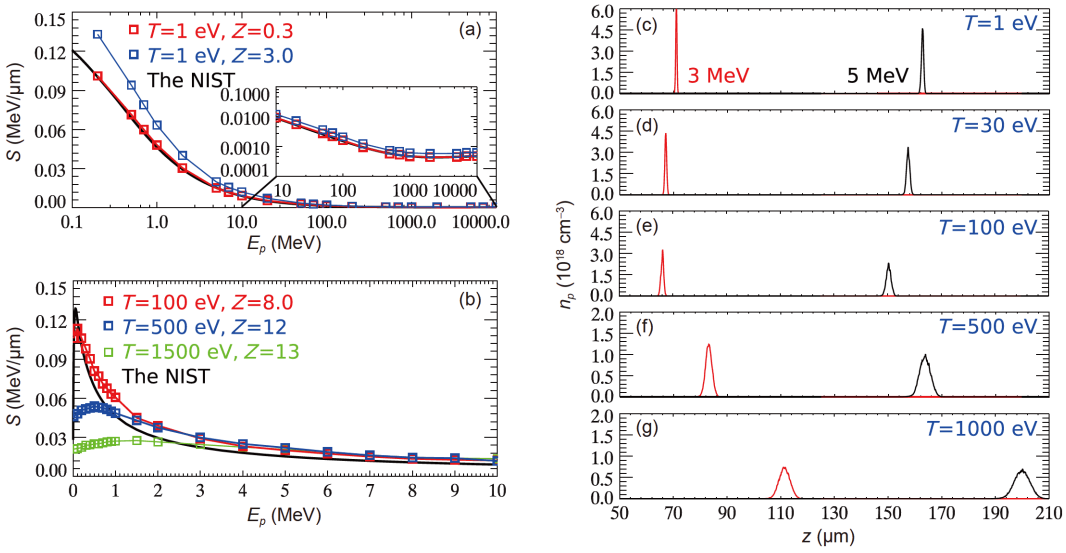


图 12 (a), (b) 质子束在不同温度Al靶中的能量沉积随质子束能量的变化; (c)–(g) 3和5 MeV的质子束(脉冲宽度1 ps, 密度10^{18} cm^{-3})在不同温度Al靶中的射程[51]

Figure 12 (a), (b) Stopping power of proton beam in Al target of different temperatures as a function of proton beam energy; (c)–(g) projected range of 3 and 5 MeV proton (pulse length of 1 ps and density of 10^{18} cm^{-3}) in Al target with various temperatures [51].

明, 当温度小于100 eV时, 随着等离子温度升高, 自由电子密度增大, 质子束的能损变大、射程变短. 温度大于100 eV时, 靶物质为全电离等离子体, 随着温度升高, 电子密度不变, 温度升高, 碰撞频率降低, 进而引起能损逐渐变小, 射程变大.

4 离子束与稠密物质或等离子体相互作用微观机制

由于加速器提供的高功率离子束的脉冲宽度通常在10–100 ns量级, 在离子束轰击固体的过程中, 样品的状态在不断变化, 并逐渐变为等离子体, 因此离子束在等离子体中的电荷交换, 能量沉积与输运过程是重离子束驱动高能量密度物质研究中最关键的物理问题之一. 这项研究同时在“热核聚变反应堆能量输运”“氦离子加热”以及“惯性约束聚变中离子束快点火”等前沿领域备受关注[53–56].

4.1 高电荷态离子与原子/电子碰撞中的电荷交换

在天体物理与聚变等离子体研究中, 由于涉及的原子往往处于较高的离化态和复杂的等离子体环境中, 相关研究不仅需要考虑高电荷态离子内部电子的强关联效应和相对论效应, 而且必须重视等离子体环境对离子-原子以及离子-电子碰撞过程可能造成的显著影响, 开展离子与中性物质或等离子体相互作用中的电荷交换过程研究对于理解离子束驱动高能量密度物理及聚变等离子体中的关键微观过程十分重要.

离子与中性物质以及等离子体作用中的电荷交换过程除了碰撞电离和电子俘获之外, 还存在两个关键的共振过程, 即双电子复合过程和准分子共振转移过程. 双电子复合过程(如图13(a)所示)是指一个电荷态为q的离子俘获等离子体中一个动能为E_e的自由电子至能级E_3, 与此同时, 一个处于E_1能级的内壳层电子激发到E_2能级上, 形成一个电荷态为$(q-1)$的双激发态离子; 当满足能量守恒条件(也称共振条件: $E_e-E_3=E_2-E_1$)时, 双电子复合的反应速率可能远远超过其他复合速率, 成为电荷交换过程的一个主导因素. 准分子共振转移过程(如图13(b)所示)是指入射离子与靶原子/离子碰撞中有可能形成分子轨道, 当两者外层电子束缚能级匹配时, 靶原子中的电子则有一定的几率通过分子轨道转移至入射离子中, 完成电荷交换[49]. 高电荷态离子在物质中传输时, 其电荷态、运动速度、能级结构、靶物质的能级结构、等离子体中自由电子温度及密度都会影响其电荷交换过程, 进而影响离子在物质中的能量沉积和射程等[57–60].

图14为0.5 MeV/u的Xe离子在温度为2 eV, 自由电

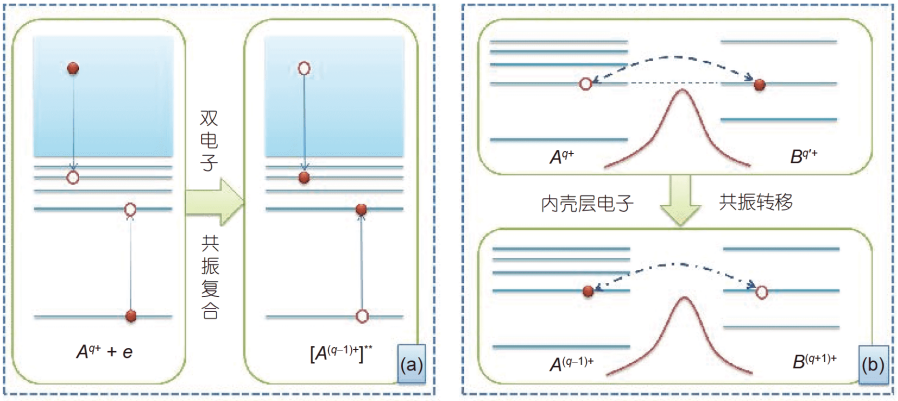


图 13 高电荷态离子与原子碰撞中电荷交换共振过程. (a) 双电子复合过程; (b) 准分子共振转移过程

Figure 13 Resonace charge transfer processes in interaction of highly charged ions with atoms. (a) Dielectric recombination process; (b) quasi-molecular resonace electron transfer process.

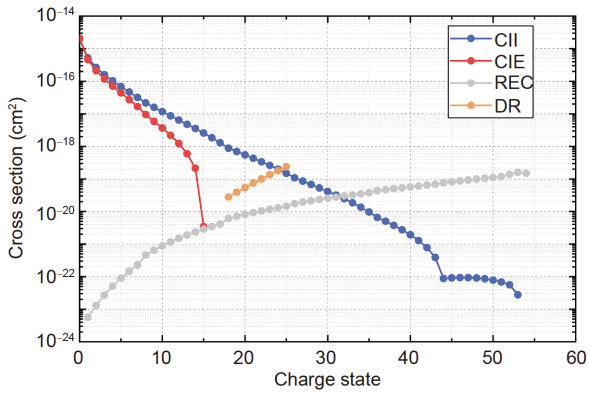


图 14 0.5 MeV/u Xe离子在全电离H等离子体(T=2 eV, n_e=10^{17} cm^{-3})中电荷交换截面随Xe离子电荷态的变化关系

Figure 14 The charge transfer cross sections in interaction of 0.5 MeV/u Xe ions with fully ionized hydrogen plasma (T=2 eV, n_e=10^{17} cm^{-3}).

子密度为10^{17} cm^{-3}的全电离氢等离子体中的电荷交换截面随Xe离子电荷态的变化关系, CII表示入射离子与等离子体离子的碰撞电离过程, 其截面随电荷态升高而降低; CIE表示离子与自由电子碰撞电离过程, 其截面随电荷态升高而升高, 且存在电荷态阈值——随着Xe离子电荷态增加, 电子束缚能增加, 当自由电子温度不足以电离内壳层电子时, 截面降为0; REC表示辐射俘获过程, 截面随着电荷态增加其截面增大; DR表示双电子复合过程, 该过程只发生在特定区域(Z~18–25), 即双电子复合共振区域. 在该区域内, 双电子复合截面远大于辐射电子复合截面, 且与电离截面量级相当, 不可忽略; 若不考虑双电子复合过程, 其平衡电荷态约为32, 考虑DR过程, 平衡电荷态约为25. 1991年Peter等人[61]在Nardi等人[62]工作的基础上对离子在等离子体中的电荷交换过程做了详细的理论计算, 表明了双电子复合过程对电荷态的依赖性以及对电荷交换过程的重要性. 我国北京应用物理与计算数学研究所、中国科学技术大学、西北师范大学及复旦大学等研究组在双电子复合理论计算中取得了很多重要成果[63–66]. 实验上通常通过扫描离子与自由电子的相对速度(质心碰撞能)并测量反应后的离子电荷态或者X射线, 获得DR共振谱及反应速率等关键物理信息. 中国科学院近代物理研究所(近物所)及其合作团队, 基于HIRFL-CSR提供的离子束作用于电子冷却器中的电子束, 通过扫描电子束的能量, 获得了极高分辨的DR速率系数[67]. 除此之外, 也可以对入射离子束的能量和电荷态进行扫描, 直接在等离子体环境中研究双电子复合过程, 大型加速器可以提供宽能量范围和多种电荷态的高品质离子束, 为离子在等离子体中的DR过程研究提供了完美的探针.

准分子共振转移截面与入射离子的电荷态、入射离子能量、入射离子与靶离子/原子的能级差等密切相关, 已在离子-原子碰撞实验中被验证. 本文作者团队基于近物所320 kV高压平台通过测量高电荷态Xe离子与固体(Z=14–79)相互作用过程中的X射线发射, 研究了离子与中性物质作用中的电荷交换过程. 分析发现, 炮弹离子X射线发射产额随靶原子序数变化呈周期性振荡结构, 在能级匹配区域(K-L能级匹配及L-L能级匹配)碰撞系统中X射线发射会明显增加, 这些

都表明了能级匹配区域离子-原子碰撞中的准分子共振转移重要性[68–70]. 图15为Xe离子与Fe碰撞中的准分子共振转移几率随入射离子电荷态(a)与入射离子能量(b)的变化关系, 即随着电荷态的上升, Xe离子L壳层与Fe原子K壳层的能级间隔先缩小进而增大, 转移几率也随之先增大后减小, 在两个壳层能级完全重合时转移几率达到最大值; 对于固定电荷态, 准分子共振转移几率随着能量的增加而增加.

4.2 离子束在电离物质中的能量沉积过程

离子束在等离子体中的能量沉积与输运过程是“重离子束驱动高能量密度物质”“热核聚变反应堆能量输运”“聚变自持燃烧中的氦离子加热”以及“惯性约束聚变中离子束快点火”等前沿研究中最关键的物理问题之一. 人们通过大量的实验和理论研究, 目前对离子在冷物质中的能损有非常深入的理解. 但是对于等离子体, 目前相关实验非常有限, 理论解析和数值计算是研究离子在等离子体中能量沉积的主要手段[22]. 其中被广泛使用的一种方法是基于库仑碰撞理论分别计算等离子体中束缚电子和自由电子对离子束能量损失的贡献, 即Bethe理论[71]. BPS模型是一种基于微扰方法的可以更加自洽地计算带电粒子能损的方法[72]. 除此之外, 介电响应理论[73], Standard Stopping Model[74], Li-Petrosso理论[75], T-Matrix理论[76]以及PIC数值模拟程序[77,78]也可以计算离子在等离子体中的能损, 但每种方法都有局限性, 并没有一种方法在很宽的密度和温度范围内有效, 需要高精度实验对其进行检验和校准. 为此, 离子束在等离子体中的能量沉积受到了国际上如德国GSI、俄罗斯ITEP、日本RIKEN、近物所等重大实验室的持续关注.

4.2.1 中低能区离子束在等离子体中的能量沉积

离子束在等离子中的能量沉积与等离子体内部的电子分布、电荷交换、自生电磁场及相关碰撞动力学机制等因素等密切相关. 20世纪90年代, 德国GSI的Jacoby等人[79–81]利用加速器提供的离子束测量了离子束在气体放电等离子体中的能量沉积, 在实验上证实离子在等离子体中的能量沉积远大于离子在同等量冷气体中的能量, 一方面在于同样的密度下自由电子相比于束缚电子对离子的阻止能力更强, 另一方面在于等离子体对离子束具有很强的剥离效应, 离子束的有效电荷态增大. 近几年西安交通大学联合近物所等单位也开展了低能区离子束与等离子体相互作用的系列实验研究[82], 实验装置如图16所示, 实验所需要的等离子体通过气体放电装置产生. 近物所ECR离子源产生的He^{2+}离子通过部分电离等离子体后, 其能量有所降低. 不同能量的离子经过图中后半部分45°偏转磁铁后的轨迹不同, 通过放置在在磁铁口的探测装置, 可以测量离子的横向偏移量从而确定离子穿过后的能量损失.

400 keV氦离子在气体放电氢等离子体中, 如果只考虑氦离子基态之间的相互转换, 理论计算的能损结果将远低于实验值; 如果不考虑粒子电荷交换过程中的退激发、辐射跃迁速率, 将会使作用过程中He^{2+}的比例增大从而能损高于实验值; 只有充分考虑相互作用中离子的所有电子组态, 才能得到符合实验探测的理论结果[83]. 该实验结果表明了氦离子在等离子体中的电离、激发、辐射退激发等过程会对氦离子的电子

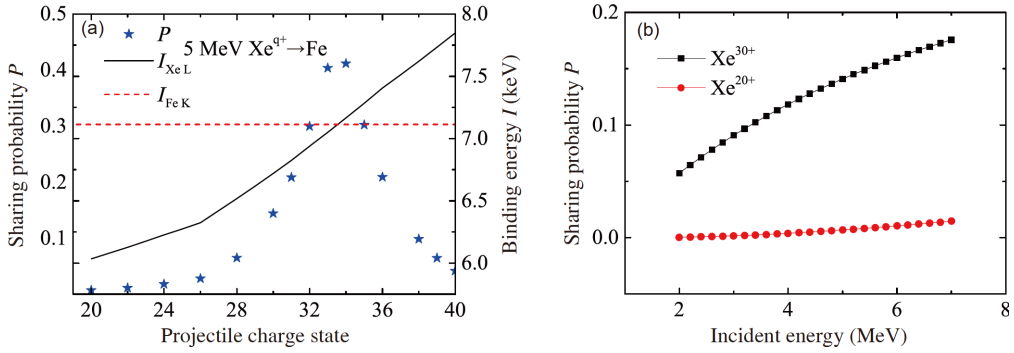


图 15 内壳层电子的准分子共振转移几率与(a)离子电荷态及(b)离子能量的变化关系[68]

Figure 15 The quasi-molecular resonace transfer probability of inner shell electrons as functions of (a) charge state and (b) energy of ions [68].

组态分布造成重要影响, 进而影响离子的能量沉积.

除此之外, 当入射离子束密度与等离子体内部自由电子密度相近时, 等离子体内部的集体效应如自生电磁场会对离子的能损产生重要影响. 离子束在等离子体中传输时, 可在等离子体内部激发尾波场, 该尾波场的结构和强度取决于离子束的强度、速度、脉冲宽度以及等离子体密度等, 从而对离子束本身产生加速亦或是减速作用[22,84].

4.2.2 强流离子束在稠密电离物质中的能量沉积

随着离子束流强增大或者等离子体密度增加, 束靶相互作用的非线性效应随之增强, 相关理论模型和参数可靠性亟待高精度实验检验.

2015年Frenje等人[85]以及Zylstra等人[86]利用聚变反应产生了MeV量级的质子、氦离子以及氘离子, 测量了离子束穿过稠密等离子体后的能量损失, 首次对稠密等离子体的能量沉积理论进行了实验验证, 发现BPS理论与Li-Petrosso理论可以较好地描述能损与等离子体温度和密度的变化趋势, 但是整体上高估了能损值, 需要做量子散射修正. 2018年Cayzac等人[87]利用加速器提供的0.5 MeV/u的离子束对在激光驱动的固体密度等离子体中的能损进行了实验测量, 发现实验结果与BPS理论符合较好, 但是由于高功率激光直接打靶产生等离子体的动力学演化时间尺度与离子束的脉冲宽度相当, 在数据分析中等离子体温度和密度变化极快, 状态参数的不确定范围很大.

激光加速产生的高功率、短脉冲离子束在稠密等离子体能损研究中具有独特的优势, 因为激光加速离子束一方面能量大范围可调, 另一方面其脉冲宽度远低于靶物质的流体动力学演化时间尺度, 故测量过程中靶的状态演化可以忽略, 非常有利于对理论模型进行直接检验. 尤其重要的是, 激光加速离子束的流强密度极高(可达10^{19} cm^{-3}量级), 此时, 离子束在稠密等离子体中有可能激发较强电磁场, 集体效应可能会影响离子束的能量沉积与传输过程[78]. 为此, 西安交通大学团队联合中国工程物理研究院激光聚变研究中心以及近物所等单位, 利用星光装置, 开展了激光加速离子束在稠密等离子体中的能损实验. 实验装置示意图如图17, 离子束由高功率ps激光加速产生, 等离子体由ns激光加热金腔的X射线辐射准等容加热TAC碳氢泡沫靶产生, 这样的等离子体状态均匀, 维持时间在10 ns量级, 温度约17 eV, 关于该等离子体的特征和状态诊断参看文献[88].

首轮实验发现激光加速的离子束在等离子体中能损超出单粒子能损的预期值约2个量级, 但是由于能谱分散, 实验数据的误差分析比较困难. 为此, 在第二轮中, 我们利用磁谱仪对ps激光加速产生的离子束进行选能, 获得了一个序列的准单能离子束脉冲串, 其中质子束的能量为3.4 MeV, 对应能量分散约为0.1 MeV[89]. 质子束穿过等离子体后发生了明显的能量移动. 经分析, 其能损超出碰撞理论一个量级. 通过PIC模拟发现, 激光加速的强流离子束在稠密等离子体中能损远超碰撞理论预期的原因在于强流离子束在等离子体中驱动大量回流电子, 从而激发了较强的纵向电场, 该电场对离子束有很强的阻止作用.

4.3 离子束在等离子体中的输运及其自调制效应

短脉冲、强聚焦、高功率重离子束团的产生及其精确调控是离子束驱动高能量密度物理研究面临的一个核心问题. FAIR用于制备强聚焦束的关键设备末端聚焦系统(Final Focus System, FFS)和制备环形束的设备振荡调制器(Wobbler)造价极高, 而且相关技术指标

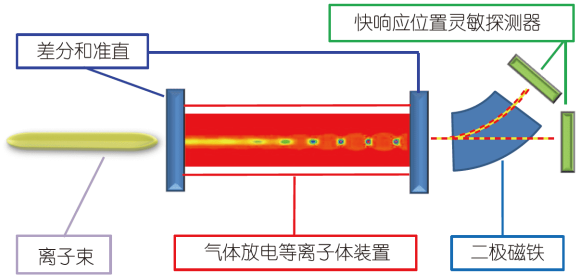


图 16 离子束与等离子体相互作用实验装置示意图

Figure 16 Scheme of the experiment on ion-beam and plasma interaction.

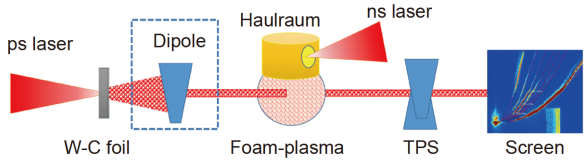


图 17 激光加速离子束在稠密等离子体中的能损实验装置示意图, 在第二轮实验中增添了磁谱仪选能系统

Figure 17 Scheme of the experimental device for the energy loss of laser-accelerated ion beam in dense plasma. Dipole was added in the second run for selecting the ion beam energy.

也面临着挑战，例如FFS聚焦梯度需要提升，Wobbler回旋频率需要满足1 GHz的要求(回旋频率过低会造成加热和内聚压缩的不对称).

离子束驱动的等离子体尾场为解决上述问题提供了一种全新的思路. 一方面等离子体尾场不受到传统电磁元件放电极限的限制，电磁场梯度可以比后者高2–3个量级；另一方面，尾场的构型可以通过调节离子束与等离子体参数等进行操控. 近期欧洲核子中心AWAKE项目团队人员首次在实验上验证了高能质子束在等离子体中激发的尾场对质子束的自调制效应以及对电子束的加速效应. 实验发现质子束在等离子体中传输时，受横向尾场的作用，质子束横向发散逐渐变小[80]，纵向被调制为间距为毫米量级的质子束团，这些束团在等离子体中激发约10 m长的纵向电场，可将电子加速至2 GeV[90,91].

大连理工大学王友年教授团队[92]采用解析模型及二维粒子模拟程序，对比了径向为理想高斯分布及带有尖锐边界这两种离子束在等离子体中的动力学演化过程，模拟参数如表2所示，研究发现当剖面分布为高斯型的离子束进入等离子体后，可以形成强聚焦的高斯分布束，流强密度高一个量级(如图18(a)–(c)所示)，当剖面为平台型均匀分布的圆斑离子束进入等离子体后，可以形成强聚焦的环形束，而且流强密度可以提高50倍左右(结果如图18(d)–(f)所示[92])，其环状结构的形成是由于质子束受到了非线性的聚焦力. 原因在于自洽的离子束与等离子体相互作用，离子束尖锐边界处会产生非线性聚焦力，而在束中心区域聚焦力则为线性力. 在这种位型的径向力作用下，束边缘区域离子的径向速度要明显大于中心区域离子的径向速度，并逐渐形成环状结构(即束边缘区域密度大，中心区域密度小). 随着离子束在等离子体中穿行距离的增加，这种非线性力的强度和非线性度进一步增强，导致束边缘区域的密度远大于对称轴处的密度. 进一步研究表明环状结构形成的快慢主要是由束边界密度梯度的大小所决定的，而离子束半径对其影响则较小. 对于半径大于等离子体电子趋肤深度的离子束，等离子体中的电流主要集中在束的边缘区域(宽度约为等离子体电子趋肤深度)，而束中心区域的电流基本为零；而对于径向分布为平滑高斯分布的离子束，其电流能够被等离子体电子有效地中和.

随着离子束在等离子体中传输距离的增加，离子束会在等离子体中激发起多种静电及电磁不稳定性，并对离子束的输运、聚焦及能量沉积产生重要的影响. 其中一种增长率比较大的不稳定性就是双流不稳定性，包括纵向上的双流不稳定性和横向上的双流不稳定性. 对于相对论离子束，自调制不稳定性(即横向双流不稳定性)占主导地位. 而对于非相对论离子束，纵向上静电双流不稳定性则占主导地位，这种不稳定性会将离子束本身的定向动能转化为等离子体电子温度. 静电双流不稳定性会在等离子体中激发相速度略小于离子束速度的等离子体波，其增长率正比于等离子体电子密度及离子束密度，其饱和机制是由纵向尾波场捕获等离子体电子或者束离子所决定的. 随着不稳定性的增长，尾波场的场强迅速增加，并对离子束本身在纵向上产生强烈的调制效应.

我们采用三维的静电粒子模拟程序研究了双流不稳定性对低能质子束的调制效应[93]. 模拟中等离子体密度设定为2×10^{17} m^{-3}，温度设定为4 eV，束的初始密度设置为1.5×10^{17} m^{-3}，径向密度为均匀分布，能量设

表 2 模拟中所选质子束参数

Table 2 Beam parameters adopted in the simulations

质子束	束半径 (c/ω_{pe})	束密度 (m^{-3})	束速度 (c)
高斯分布	0.88	5×10^{16}	0.5
均匀分布	1.1	5×10^{16}	0.5

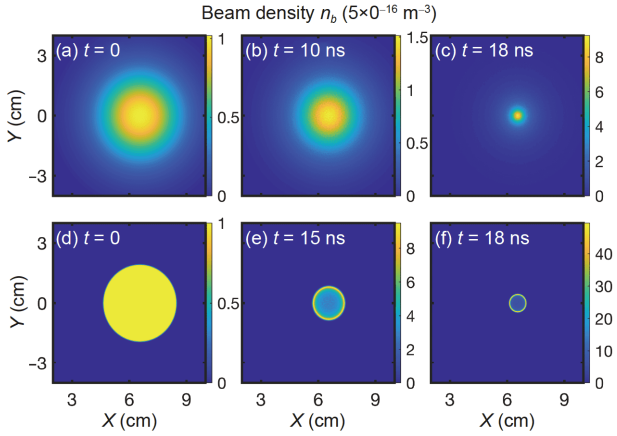


图 18 质子束密度在等离子体中的演化情况. 质子束剖面初始密度分布分别为高斯分布(a)–(c)和平顶均匀分布(d)–(f)[92]

Figure 18 Proton beam density evolutions in plasams. The initial profiles of proton beam are Gaussian distribution (a)–(c) and flat uniform distribution (d)–(f) [92].

置为330 keV, 纵向上为连续束. 经过一段传输距离后, 质子束的密度如图19所示. 图中质子束从z轴的左边界入射, 沿z轴正方向传播. 从图中可以明显看出穿行一段距离后质子束的头部被调制成周期性脉冲束.

通过分析等离子体中的纵向电场可以看出, 随着质子束注入到等离子体中, 质子束在等离子体中激发周期性的振荡尾波场, 如图20(a)所示, 这种振荡的尾波场能够对质子束进行压缩和解压缩, 使得质子束密度出现周期性的增大和减小. 进一步这种被调制的质子束能够激发更大强度的纵向电场(图20(b)和(c)), 如此循环, 最后质子束被调制成周期性的束脉冲. 脉冲形成所需的传播距离与离子束的种类、束密度以及等离子体密度有关. 束离子越重, 所需的传播距离越长.

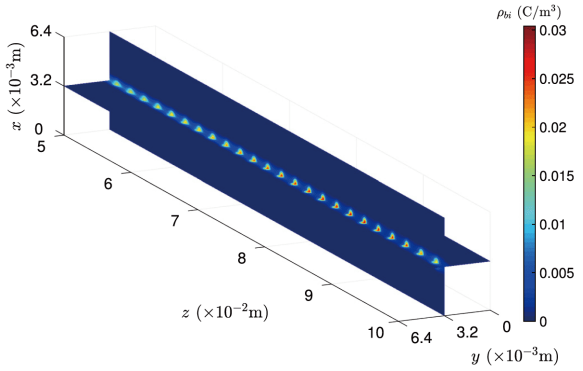


图 19 质子束密度分布的三维PIC模拟结果. 图中质子束沿着z轴正方向传播[93]

Figure 19 Beam density distribution from 3D PIC simulation. In the figure, the proton beam propagates along the positive z-axis direction [93].

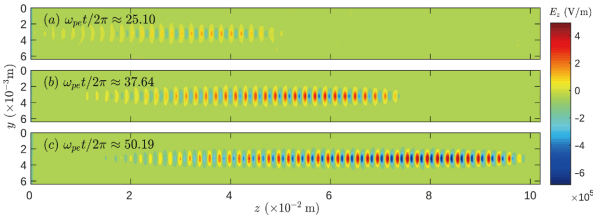


图 20 不同时刻等离子体中纵向电场分布情况[93]

Figure 20 Longitudinal electric field distributions in plasma at different times [93].

5 离子束驱动高能量密度物质的瞬态诊断技术

5.1 高能离子透射成像

虽然目前X射线辐射成像技术已被广泛应用于多个领域, 但是由于其自身的局限性, 如X射线的穿透深度有限、动态范围较窄、对物质的密度分辨能力较差等, 其在工业领域, 特别是金属材料封装设备的检测方面无法让人满意. 高能离子束(质子和重离子)因其在物质中具有很长的射程, 可以实现对大体积物质的诊断, 同时离子束辐射成像具有超宽的动态范围、高成像效率、对样品密度和元素组成均敏感等多种特性, 愈来愈获得人们的重视. 并且由于离子束对材料密度具有非常高的敏感性, 在医学应用领域也同样获得人们的关注. 结合近些年发展起来的超快成像技术, 许多物质的瞬态过程可利用该成像技术进行观测, 从而掌握整个动力学变化过程, 对我们深入研究瞬间高密度能量沉积引起的物态演化规律具有重要的意义, 同时具有广阔的应用前景.

我们利用近物所CSR引出的高能碳离子束对不同的目标进行了辐射成像的研究, 利用离子束射程末端成像法获得了多种样品的透射成像结果. 典型实验结果如图21所示[94], 我们不仅观测到了清晰的IMP标志和手表的辐射图像结果, 空间分辨能力达到50 μm, 同时我们还利用切片式方法, 通过不断微调入射离子能量, 对同一样品的辐射图像进行分析比对, 提高了辐射图像的质量, 甚至观察到了样品内部的一些特殊结构信息.

5.2 高能电子透射成像

在高能量密度物理及惯性约束聚变研究中, 靶丸内部物质状态的瞬态诊断是一个极其重要而又极具挑战的课题. 由于高能量密度物质具有很高的辐射不透明性, 普通的光学或X射线成像只能看到高能量密度物质“边界”的演化情况, 无法对其内部物质进行探测. 磁透镜法高能带电粒子(如质子、电子等)照相则具有穿透力强、时间空间分辨率高、对靶密度及其元素成分敏感等特点和优势, 是高能量密度样品内部物质状态诊断最直接、最有效的手段. 这种成像方法的原理与透射电子显微镜比较相似: 由于受到样品中原子和电子的散射作用, 穿过样品的电子束携带着样品结构的空间信息, 利用后续的具有消色差功能的点对点透镜组, 可以获得样品内部物质密度分布的高分辨率图像.

新型电子加速技术可以提供脉宽在纳秒量级, 重

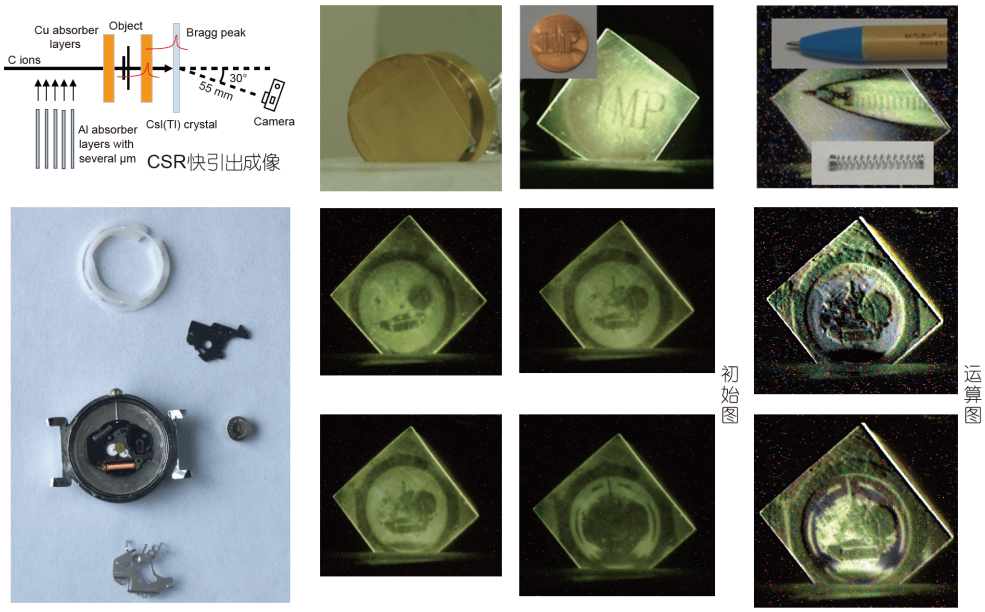


图 21 CSR高能碳离子对IMP标志和手表的辐射成像[94]

Figure 21 Radiation imaging of IMP markers and watches by CSR high-energy carbon ions [94].

复周期在几十纳秒量级的高能电子脉冲串. 利用这种时间结构的电子束可获得高能量密度物质样品演化的动态图像, 图22为其原理设计图, 利用超快激光光阴极电子枪的射频电子直线加速器可以产生高能电子脉冲串, 其脉宽为ps量级, 单脉冲电荷量为nC至μC量级, 重复周期为ps至ns量级. 再结合最新的偏转腔技术, 可以得到高能量密度物质的超高时间分辨立体显微图像和超快分幅图像[95–98].

除了时间性能好以外, 与高能质子束成像相比, 高能电子束成像还具有成本低、易于操控等优势. 一般情况下, 可以通过提高电子束的能量、降低电子束的动量分散、减小样品厚度、提高磁透镜消色差能力等方法, 来提高电子成像的分辨能力.

本团队于2013年在清华大学电子直线加速器上开展了首次HEER测试实验, 束流能量46.3 MeV, 束团电荷量100 pC, 束斑直径3 mm, 束团长度2 ps, 成像透镜组由束线上原有的两个相隔2.16 m的三组合透镜组成, 成像样品为TEM网格. 首次成像典型实验结果如图23所示, 当透镜放大倍数为32倍时, 成像空间分辨率达到2.5 μm.

为了深入开展高能电子透射成像技术及其应用研究, 近物所搭建了高能电子成像专用实验平台(50 MeV, S波段的电子直线加速器), 如图24所示. 该装置有两个电子枪, 热阴极电子枪和光阴极微波电子枪, 能量最高达到50 MeV, 首次测试实验达到了4.2 μm的空间分辨能力. 该实验平台将与低能量强流高电荷态重离子研究装置结合, 实现对核能材料辐照损伤的在线实时诊断研究.

5.3 超快多路温度计与布拉格峰探测器

在多路温度计的研制中, 我们提出了利用分辨较低的成像光谱仪替代滤光片的新型分光方式, 其原理如图25所示, 靶物质所发射的光经点对点成像系统输入到光纤阵列上, 然后导入具有分辨较低的成像光谱仪中进行分光, 不同频率的光将呈现于光谱仪焦平面上的不同位置处, 两维的光纤阵列放置在此焦平面上, 横向将得到靶物质的光谱信息, 纵向得到靶物质的位置信息; 除此之外, 借助于此光谱仪设计的多路温度计将可以实现对多个位置的同时测量, 非常适合于离子束驱动产生的“大体积”高能量密度物质诊断工作需要.

这种新设计的优势具体体现在, 较低的光谱分辨可以增宽采谱范围, 并且保证光通量足够大, 不仅有利于测温的精确性, 同时还兼顾其灵敏度; 此外, 该设

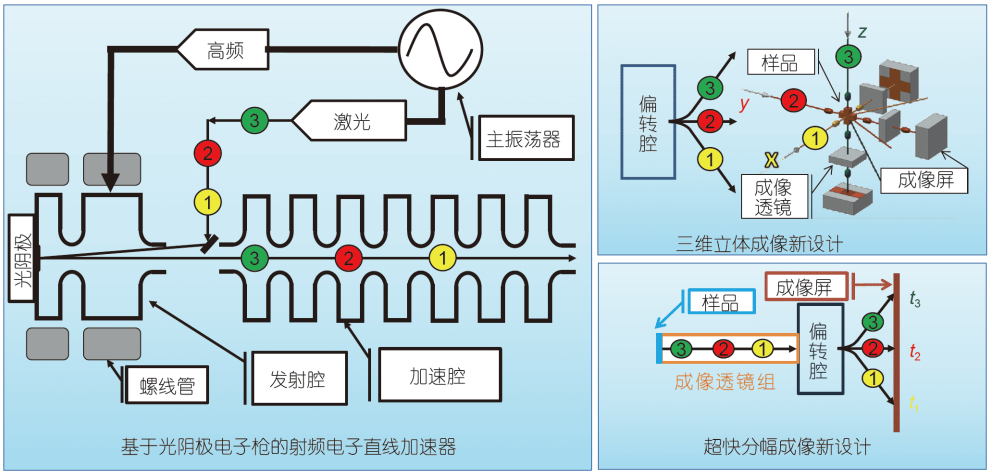


图 22 高能电子成像技术示意图[95]

Figure 22 Scheme of high energy electron radiography [95].

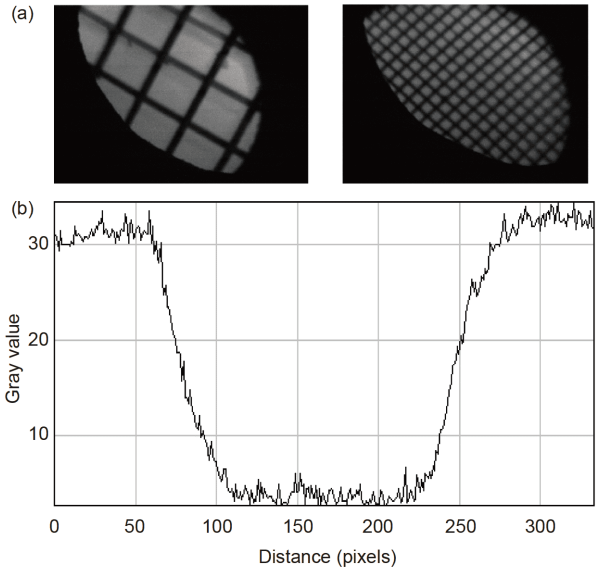


图 23 高能电子透射成像典型结果(a)及小区域的灰度值空间分布(b)

Figure 23 Typical results of high-energy electron transmission imaging (a) and the plot of the gray value in a certain area (b).

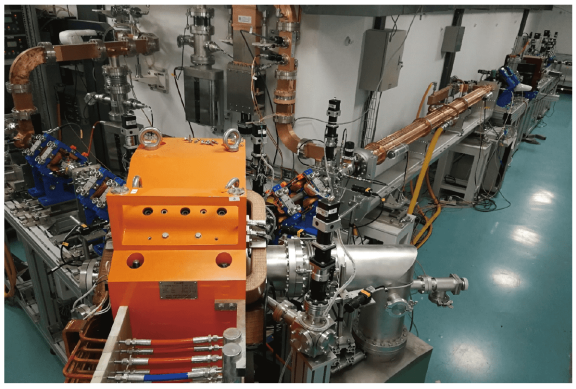


图 24 近物所高能电子透射成像专用实验平台

Figure 24 Platform specially for high energy electron radiography at IMP.

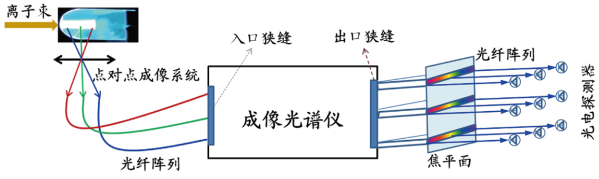


图 25 基于成像光谱仪分光设计的多路温度计

Figure 25 Multichannel pyrometer based on the optical design of imaging spectumeter.

计具有多点同时测量的能力. 我们利用CSR快引出的高能C离子束对光纤阵列及光电探测器的响应进行了测试, 初步验证了我们的超快多路色温度计新设计的可行性, 我们目前正在利用标准色温源进行刻度, 并将用于等离子体的温度诊断.

高能离子束入射到CsI晶体上, 在离子径迹上使得晶体发光, 利用照相机拍照的方法, 可实现对入射束流能量、位置和束流剖面进行在线分析, 对于在高密度环境下的离子能量沉积具有非常重要的应用意义. 我们利用CSR提供的高能C离子束轰击CsI晶体, 对离子束的位置、束流刨面和能量的参数进行了测量, 图26显示了不同能量的离子束在CsI晶体中具有不同的射

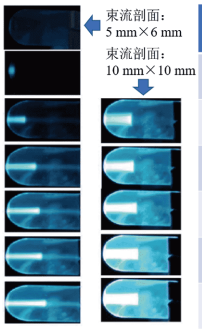
程位置. 通过测量其射程, 能够反推出离子束的入射能量值, 与LISE程序计算结果相比, 该实验值误差不超过4%.

6 总结与展望

高能量密度物理是科技强国在国防安全、天体物理及聚变科学等基础前沿领域竞相追逐的研究热点, 孕育着丰富的新概念和新发现. 高功率高能离子束可以准等容高熵加热任何高密度样品, 得到体积大、状态均匀、内部没有冲击波而且能量密度参数可以精确计算和控制的高熵态, 非常有利于高精密实验数据的获取和高精度物理模型的检验. 国家"十二五"重大基础科研设施HIAF对于高能量密度科学研究具有重要意义[29,99].

一方面, HIAF加速器关键束流参数指标高于正在建设的国际同类装置FAIR, 因此HIAF将可以把离子束驱动高能量密度物理研究拓展到强冲击波区域, 进而可以利用冲击波内聚缩或界面喷射压缩等方式拓展物态至极端高压的温稠密物态, 制备和研究木星内部稳定存在的金属氢、地球内部的温稠密铁以及天王星内部的超电离态水等. 另一方面, HIAF加速器集群及其升级装置将拥有交叉束和对撞束设计方案, 该方案既有利于高能量密度物质状态参数的高精度诊断, 又有利于带电粒子与温稠密物质相互作用的微观机制以及离子束对撞间接驱动聚变的关键科学技术问题研究. HIAF建成后, 将有望解决高能量密度物理和聚变科学领域的若干关键科学问题, 引领该领域的发展.

强流离子束在稠密物质或等离子体中的能量沉积和输运过程是离子束驱动高能量密度物理研究的一个关键科学问题. 研究表明, 离子束在等离子体中的平均电荷态和能损显著高于其在等量中性物质中的平均电荷态和能损, 而且随着离子束流强升高, 空间电荷效应将会显著增强, 离子束将会引起极强自由电子回流现象, 从而显著影响强流离子束的能量沉积. 另外, 利用离子束在等离子体激发的自生电磁场, 还可以用于离子束的自聚焦、压缩、脉冲化或者环形束调制, 经过调制的离子束十分有利于离子束驱动高能量密度物理实验研究.



能量 (MeV/u)	理论射程 (mm)	实验射程1 (mm)	实验射程2 (mm)
154.1	21.7	21.7	21.7
152.5	21.3	----	21.3
145.9	19.8	19.7	19.8
137.3	17.9	18.0	17.5
128.3	15.9	16.1	15.6
98.1	10.0	10.4	----

图 26 不同能量离子束在CsI晶体中的图像, 以及LISE理论与实验测量射程对比

Figure 26 Images of the CsI crystal when ion beam impacting with different energies, and the comparision of the measured ion range with the LISE-code calculations.

围绕离子束驱动高能量密度物质的瞬态诊断技术也取得了重要进展. 在切片法高能离子透射成像不仅实现了10 μm级的空间分辨, 而且通过图像后处理还可以得到样品丰富的三维信息. 本团队新提出的高能电子透射成像技术具有穿透力强、时间空间分辨率高、动态范围大等特点和优势, 目前已经实现了2.5 μm的空间分辨能力, 单幅曝光时间也达到了1 ps, 下一步将在高能电子透射成像专用实验平台进一步拓展其多幅动态成像能力, 并在HIAF高能量密度物理实验中建设高能电子透射成像装置.

致谢 感谢组织强流重离子加速器及其科学研究专题的马余刚院士等人.

参考文献

1 Vinko S M, Ciricosta O, Cho B I, et al. Creation and diagnosis of a solid-density plasma with an X-ray free-electron laser. Nature, 2012, 482: 59–62

2 Hoarty D J, Allan P, James S F, et al. Observations of the effect of ionization-potential depression in hot dense plasma. Phys Rev Lett, 2013, 110: 265003

3 Zhou S Y, Siegel D A, Fedorov A V, et al. Metal to insulator transition in epitaxial graphene induced by molecular doping. Phys Rev Lett, 2008, 101: 086402, arXiv: 0807.4791

4 Loubeyre P, Occelli F, LeToullec R. Optical studies of solid hydrogen to 320 GPa and evidence for black hydrogen. Nature, 2002, 416: 613–617

5 Johnson K A, Ashcroft N W. Structure and bandgap closure in dense hydrogen. Nature, 2000, 403: 632–635

6 Drozdov A P, Kong P P, Minkov V S, et al. Superconductivity at 250 K in lanthanum hydride under high pressures. arXiv: 1812.01561

7 Jiang S E, Ding Y K, Miao W Y, et al. Research progress of inertial confinement fusion experiments in China (in Chinese). Sci China Ser G-Phys Mech Astron, 2009, 39: 1571–1583 [江少恩,丁永坤, 缪文勇, 等. 我国激光惯性约束聚变实验研究进展. 中国科学G辑: 物理学 力学 天文学, 2009, 39: 1571–1583]

8 Zhao Y, Yang J, Zhang J, et al. K-shell photoabsorption edge of strongly coupled matter driven by laser-converted radiation. Phys Rev Lett, 2013, 111: 155003

9 Zhang S, Zhao S, Kang W, et al. Link between K absorption edges and thermodynamic properties of warm dense plasmas established by an improved first-principles method. Phys Rev B, 2016, 93: 115114, arXiv: 1502.06082

10 Davidson R, Arnett D, Dahlburg J, et al. Frontiers in High Energy Density Physics: The X-games of Contemporary Science. Washington D C: National Academies Press, 2003

11 McMahon J M, Morales M A, Pierleoni C, et al. The properties of hydrogen and helium under extreme conditions. Rev Mod Phys, 2012, 84: 1607–1653

12 Ciricosta O, Vinko S M, Chung H K, et al. direct measurements of the ionization potential depression in a dense plasma. Phys Rev Lett, 2012, 109: 065002

13 Liu J, Hu Q, Young Kim D, et al. Hydrogen-bearing iron peroxide and the origin of ultralow-velocity zones. Nature, 2017, 551: 494–497

14 Schoenberg K, Bagnoud V, Blazevic A, et al. High-energy-density-science capabilities at the Facility for Antiproton and Ion Research. Phys Plasmas, 2020, 27: 043103

15 Zhao Y T, Xiao G Q, Li F L. The physics of inertial confinement fusion based on modern accelerators: Status and perspectives (in Chinese). Physics, 2016, 45: 98–107 [赵永涛, 肖国青, 李福利. 基于现代加速器的惯性约束聚变物理研究现状及发展. 物理, 2016, 45: 98–107]

16 Tahir N A, Stöhlker T, Shutov A, et al. Ultrahigh compression of water using intense heavy ion beams: Laboratory planetary physics. New J Phys, 2010, 12: 073022

17 Zhao Y, Cheng R, Wang Y, et al. High energy density physics research at IMP, Lanzhou, China. High Pow Laser Sci Eng, 2014, 2: e39

18 Kawata S, Karino T, Ogoyski A I. Review of heavy-ion inertial fusion physics. Matter Radiat Extremes, 2016, 1: 89–113

19 Cheng R, Lei Y, Zhou X, et al. Warm dense matter research at HIAF. Matter Radiat Extremes, 2018, 3: 85–93

20 Zhang L, Zhao Y, Ren J, et al. Warm-dense-matter state of iron generated by intense heavy-ion beams. IEEE Trans Plasma Sci, 2019, 47: 853–857

21 Ren J, Zhao Y, Bozyk L, et al. Intense heavy ion beam-induced material evaporation and the resulting dynamic vacuum deterioration of the beam line. Nucl Instr Methods Phys Res Sect B, 2018, 429: 48–52

22 Zhao H W, Xu H S, Xiao G Q, et al. Huizhou accelerator complex facility and its future development (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2020, 50: 112006 [赵红卫, 徐瑚珊, 肖国青, 等. 惠州加速器集群装置及其未来发展. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2020, 50: 112006]

23 Zhou X. Construction of the high Intensity heavy-ion Accelerator Facility (HIAF). AAPPS Bull, 2019, 29: 6–12

24 Kodanova S K, Issanova M K, Amirov S M, et al. Relaxation of non-isothermal hot dense plasma parameters. Matter Radiat Extremes, 2018, 3: 40–49

25 Horioka K. Progress in particle-beam-driven inertial fusion research: Activities in Japan. Matter Radiat Extremes, 2018, 3: 12–27

26 Stepanov A D, Barnard J J, Friedman A, et al. Optimizing beam transport in rapidly compressing beams on the neutralized drift compression experiment—II. Matter Radiat Extremes, 2018, 3: 78–84

27 Lu L, Ma W, Li C, et al. New developments of HIF injector. Matter Radiat Extremes, 2018, 3: 50–59

28 Weng S M, Sheng Z M, Murakami M, et al. Optimization of hole-boring radiation pressure acceleration of ion beams for fusion ignition. Matter Radiat Extremes, 2018, 3: 28–39

29 Hoffmann I. Review of accelerator driven heavy ion nuclear fusion. Matter Radiation Extremes, 2018, 3: 1–11

30 Wang G, Yi H, Li Y, et al. Review of stopping power and Coulomb explosion for molecular ion in plasmas. Matter Radiat Extremes, 2018, 3: 67–77

31 Seidl P A, Barnard J J, Feinberg E, et al. Irradiation of materials with short, intense ion pulses at NDCX-II. Laser Part Beams, 2017, 35: 373–378, arXiv: 1703.05697

32 Okamura M. Laser ion source for heavy ion inertial fusion. Matter Radiat Extremes, 2018, 3: 61–66

33 Lin Y, Zhang L, Mao H K, et al. Amorphous diamond: A high-pressure superhard carbon allotrope. Phys Rev Lett, 2011, 107: 175504

34 Hegelich B M, Albright B J, Cobble J, et al. Laser acceleration of quasi-monoenergetic MeV ion beams. Nature, 2006, 439: 441–444

35 Fiuza F, Stockem A, Boella E, et al. Laser-driven shock acceleration of monoenergetic ion beams. Phys Rev Lett, 2012, 109: 215001, arXiv: 1206.2903

36 Qiao B, Zepf M, Borghesi M, et al. Stable GeV ion-beam acceleration from thin foils by circularly polarized laser pulses. Phys Rev Lett, 2009, 102: 145002

37 Chen M, Pukhov A, Yu T P, et al. Enhanced collimated GeV monoenergetic ion acceleration from a shaped foil target irradiated by a circularly polarized laser pulse. Phys Rev Lett, 2009, 103: 024801, arXiv: 0903.3567

38 Yan X Q, Lin C, Sheng Z M, et al. Generating high-current monoenergetic proton beams by a circularlypolarized laser pulse in the phase-stableacceleration regime. Phys Rev Lett, 2008, 100: 135003

39 Bartal T, Foord M E, Bellei C, et al. Focusing of short-pulse high-intensity laser-accelerated proton beams. Nat Phys, 2012, 8: 139–142

40 Patel P K, MacKinnon A J, Key M H, et al. Isochoric heating of solid-density matter with an ultrafast proton beam. Phys Rev Lett, 2003, 91: 125004

41 Mančić A, Lévy A, Harmand M, et al. Picosecond short-range disordering in isochorically heated aluminum at solid density. Phys Rev Lett, 2010, 104: 035002

42 Tahir N A, Deutsch C, Fortov V E, et al. Proposal for the study of thermophysical properties of high-energy-density matter using current and future heavy-ion accelerator facilities at GSI Darmstadt. Phys Rev Lett, 2005, 95: 035001

43 Battistoni G, Cerutti F, Fasso A, et al. The FLUKA code: Description and benchmarking. In: Proceedings of the Hadronic Shower Simulation Workshop. Batavia, 2007. 896(1): 31–49

44 Christiansen J P, Ashby D E T F, Roberts K V. MEDUSA a one-dimensional laser fusion code. Comput Phys Commun, 1974, 7: 271–287

45 Ren J, Zhao Y, Cheng R, et al. Hydrodynamic response of solid target heated by heavy ion beams from future facility HIAF. Nucl Inst Methods Phys Res Sect B, 2017, 406: 703–707

46 Haas F. An introduction to quantum plasmas. Braz J Phys, 2011, 41: 349–363

47 Zhang Y, Song Y H, Wang Y N. Stopping power for a charged particle moving through three-dimensional nonideal finite-temperature electron gases. Phys Plasmas, 2011, 18: 072701

48 Zhang Y, Jiang W, Song Y H, et al. Two-dimensional electromagnetic quantum-hydrodynamic simulations of isochoric heating of a solid target by proton beams. Phys Plasmas, 2015, 22: 022701

49 Zhang L, Zhao Y T, Ren J R, et al. Two dimensional hydrodynamic simulations of metal targets under irradiation of intense proton beams: Effects of target materials. Phys Plasmas, 2018, 25: 113108

50 Wu D, Yu W, Zhao Y T, et al. Particle-in-cell simulation of transport and energy deposition of intense proton beams in solid-state materials. Phys Rev E, 2019, 100: 013208

51 Wu D, He X T, Yu W, et al. Monte Carlo approach to calculate proton stopping in warm dense matter within particle-in-cell simulations. Phys Rev E, 2017, 95: 023207, arXiv: 1607.02726

52 Chung H K, Chen M H, Morgan W L, et al. FLYCHK: Generalized population kinetics and spectral model for rapid spectroscopic analysis for all elements. High Energy Density Phys, 2005, 1: 3–12

53 Zhang J. An overview of inertial confinement fusion (in Chinese). Physics, 1999, 28: 142–152 [张杰. 浅谈惯性约束核聚变. 物理, 1999, 28: 142–152]

54 Arnold R C, Meyer-ter-Vehn J. Inertial confinement fusion driven by heavy-ion beams. Rep Prog Phys, 1987, 50: 559–606

55 Atzeni S, Meyer-ter-Vehn J. The Physics of Inertial Fusion: Beam Plasma Interaction, Hydrodynamics, Hot Dense Matter. Oxford: Oxford Science Pulications, 2004 [Atzeni S, Meyer-ter-Vehn J. 惯性约束聚变物理. 沈百飞, 译. 北京: 科学出版社, 2008]

56 Logan G, Bieniosek F, Celata C, et al. Overview of US heavy-ion fusion progress and plans. Nucl Inst Methods Phys Res Sect A, 2005, 544: 1–8

57 Meyerhof W E, Rüetschi A, Stoller C, et al. L-vacancy production in near-symmetric heavy-ion collisions ($Z \gtrsim 35$). Phys Rev A, 1979, 20: 154–168

58 Frank A, Blažević A, Grande P L, et al. Energy loss of argon in a laser-generated carbon plasma. Phys Rev E, 2010, 81: 026401
59 Barriga-Carrasco M D. Heavy ion charge-state distribution effects on energy loss in plasmas. Phys Rev E, 2013, 88: 043107
60 Deutsch C, Maynard G. Ion stopping in dense plasmas: A basic physics approach. Matter Radiat Extremes, 2016, 1: 277–307
61 Peter T, Meyer-ter-Vehn J. Energy loss of heavy ions in dense plasma. II. Nonequilibrium charge states and stopping powers. Phys Rev A, 1991, 43: 2015–2030
62 Nardi E, Zinamon Z. Charge state and slowing of fast ions in a plasma. Phys Rev Lett, 1982, 49: 1251–1254
63 Wu Z W, Dong C Z, Jiang J. Degrees of polarization of the two strongest 5f→3d lines following electron-impact excitation and dielectronic recombination processes of Cu-like to Se-like gold ions. Phys Rev A, 2012, 86: 022712
64 Fu Y B, Dong C Z, Su M G, et al. Theoretical investigation of dielectronic recombination of Sn^{12+} ions. Phys Rev A, 2011, 83: 062708
65 Wang J G, Kato T, Murakami I. Dielectronic recombination rate coefficients for excited states of He from He^{+}. Phys Rev A, 1999, 60: 3750–3755
66 Yao K, Geng Z, Xiao J, et al. KLL dielectronic recombination resonant strengths of He-like up to O-like xenon ions. Phys Rev A, 2010, 81: 022714
67 Xu W Q, Ma X, Wen W Q, et al. Dielectronic recombination experiment of P-like Tin on HIRFL-CSRm at Lanzhou. J Phys-Conf Ser, 2014, 488: 012055
68 Ren J, Zhao Y, Zhou X, et al. Charge-state dependence of inner-shell processes in collisions between highly charged Xe ions and solids at intermediate energies. Phys Rev A, 2015, 92: 062710
69 Ren J R, Zhao Y T, Zhou X M, et al. 4fσ excitation for L-vacancy production of Mo in collision of highly charged xenon ions near Bohr Velocity. J Phys-Conf Ser, 2014, 488: 082016
70 Ren J, Zhao Y, Zhou X, et al. Target *Z* dependence of Xe L X-ray emission in heavy ion-atom collision near the Bohr velocity: Influence of level matching. Phys Scr, 2013, T156: 014036
71 Mehlhorn T A. A finite material temperature model for ion energy deposition in ion-driven inertial confinement fusion targets. J Appl Phys, 1981, 52: 6522–6532
72 Brown L S, Preston D L, Singleton Robert Jr L. Charged particle motion in a highly ionized plasma. Phys Rep, 2005, 410: 237–333, arXiv: physics/0501084
73 Peter T, Meyer-ter-Vehn J. Energy loss of heavy ions in dense plasma. I. Linear and nonlinear Vlasov theory for the stopping power. Phys Rev A, 1991, 43: 1998–2014
74 Gardes D, Servajean A, Kubica B, et al. Stopping of multicharged ions in dense and fully ionized hydrogen. Phys Rev A, 1992, 46: 5101–5111
75 Li C K, Petrasso R D. Charged-particle stopping powers in inertial confinement fusion plasmas. Phys Rev Lett, 1993, 70: 3059–3062
76 Sexton M G, Socolar J E S, Schaeffer D G. Force distribution in a scalar model for noncohesive granular material. Phys Rev E, 1999, 60: 1999–2008, arXiv: cond-mat/9810392
77 Kim J, Qiao B, McGuffey C, et al. Self-consistent simulation of transport and energy deposition of intense laser-accelerated proton beams in solid-density matter. Phys Rev Lett, 2015, 115: 054801
78 Zhang L, Zhao X, Qi X, et al. Collective effects on the wakefield and stopping power of an ion beam pulse in plasmas. Phys Plasmas, 2015, 22: 053109
79 Jacoby J, Hoffmann D H H, Laux W, et al. Stopping of heavy ions in a hydrogen plasma. Phys Rev Lett, 1995, 74: 1550–1553
80 Hoffmann D H H, Weyrich K, Wahl H, et al. Energy loss of heavy ions in a plasma target. Phys Rev A, 1990, 42: 2313–2321
81 Dietrich K G, Hoffmann D H H, Boggasch E, et al. Charge state of fast heavy ions in a hydrogen plasma. Phys Rev Lett, 1992, 69: 3623–3626
82 Cheng R, Zhou X, Wang Y, et al. Energy loss of protons in hydrogen plasma. Laser Part Beams, 2018, 36: 98–104
83 Zhao Y T, Zhang Y N, Cheng R, et al. Significant contribution of projectile excited states to the stopping of slow helium ions in hydrogen plasma. arXiv: 2006.01380
84 Chen S N, Atzeni S, Gangolf T, et al. Experimental evidence for the enhanced and reduced stopping regimes for protons propagating through hot plasmas. Sci Rep, 2018, 8: 14586
85 Frenje J, Grabowski P, Li C, et al. Measurements of ion stopping around the bragg peak in high-energy-density plasmas. Phys Rev Lett, 2015, 115: 205001
86 Zylstra A, Frenje J, Grabowski P, et al. Measurement of charged-particle stopping in warm dense plasma. Phys Rev Lett, 2015, 114: 215002
87 Cayzac W, Frank A, Ortner A, et al. Experimental discrimination of ion stopping models near the Bragg peak in highly ionized matter. Nat

Commun, 2017, 8: 15693

88 Rosmej O N, Bagnoud V, Eisenbarth U, et al. Heating of low-density CHO-foam layers by means of soft X-rays. Nucl Inst Methods Phys Res Sect A, 2011, 653: 52–57

89 Ren J R, Deng Z G, Qi W, et al. Observation of a high degree of stopping for laser-accelerated intense proton beams in dense ionized matter. Nat Commun, 2020, doi: 10.1038/s41467-020-18986-5

90 Adli E, Ahuja A, Apsimon O, et al. Acceleration of electrons in the plasma wakefield of a proton bunch. Nature, 2018, 561: 363–367

91 Turner M, Adli E, Ahuja A, et al. Experimental observation of plasma wakefield growth driven by the seeded self-modulation of a proton bunch. Phys Rev Lett, 2019, 122: 054801

92 Hu Z H, Wang X J, Zhao Y T, et al. Double-ring structure formation of intense ion beams with finite radius in a pre-formed plasma. Phys Plasmas, 2017, 24: 123103

93 Hui D X, Hu Z H, Zhao Y T, et al. Modulation of ion beams in two-component plasmas: Three-dimensional particle-in-cell simulation. Phys Plasmas, 2019, 26: 093104

94 Zhao Y, Hu Z, Cheng R, et al. Trends in heavy ion interaction with plasma. Laser Part Beams, 2012, 30: 679–706

95 Zhao Y, Zhang Z, Gai W, et al. High energy electron radiography scheme with high spatial and temporal resolution in three dimension based on a e-LINAC. Laser Part Beams, 2016, 34: 338–342

96 Zhou Z, Fang Y, Chen H, et al. Visualizing the melting processes in ultrashort intense laser triggered gold mesh with high energy electron radiography. Matter Radiat Extremes, 2019, 4: 065402

97 Zhao Q, Cao S C, Liu M, et al. High energy electron radiography system design and simulation study of beam angle-position correlation and aperture effect on the images. Nucl Inst Methods Phys Res Sect A, 2016, 832: 144–151

98 Xiao J, Zhang Z, Cao S, et al. Areal density and spatial resolution of high energy electron radiography. Chin Phys B, 2018, 27: 035202

99 Sharkov B Y, Hoffmann D H H, Golubev A A, et al. High energy density physics with intense ion beams. Matter Radiat Extremes, 2016, 1: 28–47

High-energy-density physics based on HIAF

ZHAO YongTao[1,2†], ZHANG ZiMin[1†], CHENG Rui[1†], HOFFMANN Dieter[2,1], MA BuBo[2], WANG YouNian[3], WANG YuYu[1], WANG Xing[2], DENG ZhiGang[4], REN JieRu[2], LIU Wei[2], QI Wei[4], QI Xin[1], SU YouWu[1], DU YingChao[5], LI FuLi[2], LI JinYu[1], YANG Jie[1], YANG JianCheng[1], YANG Lei[1], XIAO GuoQing[1], WU Dong[6], HE Bin[7], SONG YuanHong[3], ZHANG XiaoAn[8], ZHANG ShiZheng[2], ZHANG Lin[2], ZHANG Ya[9], ZHANG YanNing[2], CHEN BenZheng[2], CHEN YanHong[1], ZHOU Zheng[5], ZHOU XianMing[8], ZHOU WeiMin[4], ZHAO HongWei[1], ZHAO QuanTang[1], ZHAO ZongQing[4], ZHAO XiaoYing[1], HU ZhangHu[3], WAN Feng[2], LI JianXing[2], XU ZhongFeng[2], GAO Fei[3], TANG ChuanXiang[5], HUANG WenHui[5], CAO ShuChun[1], CAO LeiFeng[4], SHENG LiNa[1], KANG Wei[10], LEI Yu[1] & ZHAN WenLong[1*]

[1] *Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China;*
[2] *MoE-NSMCM, School of Physics, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China;*
[3] *School of Physics and Optoelectronic Technology, Dalian University of Technology, Dalian 116024, China;*
[4] *Laser Fusion Research Center, Chinese Academy of Engineering Physics, Mianyang 621999, China;*
[5] *Department of Engineering Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China;*
[6] *Department of Physics, Zhejiang University, Hangzhou 310027, China;*
[7] *Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100088, China;*
[8] *College of Physics and Electronic Engineering, Xianyang Normal University, Xianyang 712000, China;*
[9] *School of Science, Wuhan University of Technology, Wuhan 430070, China;*
[10] *Center for Applied Physics and Technology, Peking University, Beijing 100871, China*

High-energy-density physics (HEDP) deals with the study of matter under extreme conditions with an energy density higher than 10^{11} J/m^3, corresponding to a pressure of 100 GPa. Such matter exists in abundance in deep interiors of the planets and stars. It also exists for a short duration during nuclear explosion and the loading of high-power-pulsed machines. HEDP is the international frontier of national security, astrophysics and fusion science, and it is also one of the main scientific goals of the high-power laser-facilities, Z-machines and heavy-ion-accelerators. Herein, the HEDP research based on High Intensity heavy-ion Accelerator Facility (HIAF), which is the "12th Five-Year Plan" national major science and technology infrastructure, will be introduced. The HIAF is advocated to provide the world with a heavy-ion beam with utmost high power. The energy and power of one beam pulse is about 100 J and several TW, respectively. With such a high-power heavy-ion beam, heating a solid-state lead sample, for example, could generate homogenous high-energy-density matter with a spatial scale from mm to cm and a temperature of 10 eV, near-solid density, and energy density of 10^{13} J/m^3. Thus, through the HIAF, the generation, properties and evolution of high-energy-density matter can be investigated. This paper also reports the state of the art in the field of HEDP based on HIAF, including the generation and development of high-energy-density matter driven by a high-intensity heavy-ion beam, micro mechanism of interaction between the ion beam and dense matter or plasma, and key diagnostics of the high-energy-density matter driven by a hevy-ion beam.

high-energy-density physics, High Intensity heavy-ion Accelerator Facility, ion beam and plasma interaction, wakefield modulation, high energy electron radiography

PACS: 52.58.Hm, 52.70.-m, 52.40.Mj, 52.27.Gr, 52.50.Gj

doi: 10.1360/SSPMA-2020-0275