

# 基于现代加速器的惯性约束聚变物理研究 现状及发展\*

赵永涛<sup>1,2,†</sup> 肖国青<sup>2</sup> 李福利<sup>1</sup>

(1 西安交通大学理学院 西安 710049)

(2 中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

2016-01-04收到

† email: zhaoyongtao@xjtu.edu.cn

DOI: 10.7693/wl20160204

## The physics of inertial confinement fusion based on modern accelerators: status and perspectives

ZHAO Yong-Tao<sup>1,2,†</sup> XIAO Guo-Qing<sup>2</sup> LI Fu-Li<sup>1</sup>

(1 School of Science, Xi'an JiaoTong University, Xi'an 710049, China)

(2 Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China)

**摘要** 能源与环境是人类社会与经济发展的基础。传统的化石能源与现代的核裂变能源往往造成严重的环境污染,其原料也终将枯竭、难以持续;受控热核聚变能以用之不竭的海水作为原料,环境友好,将是未来彻底解决能源与环境问题的主要希望所在。强激光或重离子束驱动的惯性约束核聚变是实现受控热核聚变的重要途径。当前,美国激光聚变装置已经实现聚变能增益;我国的“神光”系列激光聚变研究采取循序渐进的思路,也已进入攻坚阶段。与此同时,国内外大型重离子加速装置项目相继启动,相关的现代加速器技术飞速发展,以高功率重离子束为驱动源、以现代加速器为先进工具的惯性约束聚变物理研究,条件日益成熟,亟待大力发展和推动。文章主要介绍基于现代加速器的惯性约束聚变物理领域若干前沿课题的研究现状和新进展。

**关键词** 现代加速器, 高能量密度物理, 惯性约束聚变, 离子束与等离子体相互作用, 超快辐射成像

**Abstract** Energy and environment is the foundation of human social and economic development. Both the traditional fossil energy and the modern nuclear-fission energy always cause environment pollution, in addition that the sources will run out sooner or later. As a kind of clean, sustainable and environment-friendly energy sources, the controlled thermonuclear fusion energy, with sea-water as the source, is the most promising solution to the energy and environment problem. Intense laser or heavy ion beams are the important ways to achieve inertial confinement fusion. The National Ignition Facilities in US has got energy gain from fusion, while the Chinese ShengGuang laser fusion facilities, taking a gradual spread, has entered a critical stage. At the same time, as the developing of the modern accelerator technique and the launching of laser scale heavy ion accelerator facility, the conditions for inertial fusion research based on accelerator facilities are gradually ripe and urgently need to be pushed forward. Here in this article, the status and perspectives for the studies of inertial confinement fusion based on modern accelerators are reported.

**Keywords** modern accelerators, high energy density physics, inertial confinement fusion, ion-beam interaction with plasmas, ultrafast radiography

\* 国家重点基础研究发展计划(批准号: 2010CB832902)、国家自然科学基金(批准号: U1532263, 11275241, 11435015, 11375034, 11075192)资助项目

# 1 引言

1905年爱因斯坦提出著名的质能方程 $E=mc^2$  ( $E$ 为能量,  $m$ 为质量,  $c$ 为光速), 首次揭示了质量和能量的相当性, 奠定了原子核物理的理论基础, 同时也开辟了人类获取能源的新通道, 这就是核能——核反应中因质量亏损释放出的巨大能量。相比核反应, 人们更熟知的是化学反应。化学反应是指组成一般物质的基本单元(原子或分子)之间重新排列组合生成新物质的过程, 例如碳和氧气化学反应生成二氧化碳; 而核反应是指组成原子核的基本单元(质子和中子, 统称核子)之间重新排列组合生成新原子核的过程。在物理描述中, 人们经常引入一个专业术语, 即结合能, 来描述两个或多个基本单元由自由状态结合为一个体系时释放的能量。由于核反应涉及的核子之间的结合能比化学反应涉及的原子之间的结合能大得多, 一次核反应能够释放或者需要吸收的能量往往是一次化学反应释放或吸收能量的数百万倍甚至更高。图1给出了不同核素的比结合能(原子核内每个核子的平均结合能)与其核子数的关系, 可以看出铁原子核的比结合能最大, 较轻的原子核结合在一起或者较重的原子核分裂都可能释放出核能, 前者为聚变能, 后者为裂变能。

原子弹和氢弹的爆炸让人类认识到了裂变能和聚变能所蕴藏的巨大威力。目前人类已经可以利用裂变能发电, 然而在现有核电规模下, 已经探明的铀资源大约只能使用百年(当前科学家们正在积极探索新的核能技术, 如加速器驱动的次临界系统(accelerator driven sub-critical system, ADS)等, 以提高裂变能的利用效率<sup>[1]</sup>)。如果把海水里的氘用于聚变发电, 将可供人类使用至数十亿年, 因此聚变能将是最终解决人类能源问题的主要希望所在。可控热核聚变, 主要包括磁约束聚变和惯性约束聚变两种途径, 其原理是用强磁场或惯性约束上亿摄氏度的氘氚等离子体, 通过热动能克服氘氚发生核聚变反应所需的库仑位垒, 生成3.5 MeV的氦离子和14.1 MeV的中子, 进而获取能量。目前, 可控热核聚变取得了重要

进展, 但同时也面临着巨大的挑战<sup>[2-9]</sup>。

2013年下半年, 世界首个以惯性约束聚变为主要目标的大型装置, 即美国国家点火装置(national ignition facility, NIF)以总能量为2 MJ的激光为驱动源驱动氘氚靶丸, 首次实现输出聚变能量大于输入靶丸核心区能量, 这一成就具有“里程碑”意义, 标志着人类朝着可控惯性约束聚变能源开发迈出了历史性的一步<sup>[6-8]</sup>。我国激光驱动的惯性约束聚变研究也步入了世界前沿, 已启动的“863计划”神光系列研究项目采取了循序渐进的路线, 近期激光驱动总能量将达到200—400 kJ。然而, 机遇与挑战并存, 美国NIF聚变点火试验所得到的输出能量约20 kJ, 远远低于最初预期的20 MJ。惯性约束聚变依然面临着众多难题, 其中最具挑战性的前沿热点问题包括: (1)辐射或粒子与等离子体的相互作用微观机制; (2)高能量密度物态的产生及其宏观物理性质, 包括物质相图和流体性质; (3)基于高分辨诊断技术和高精度实验数据的物理建模和参数选取等。

大型重离子加速器为高能量密度物理及惯性约束聚变研究提供了一条独具优势的新途径。首先, 高能量、高功率重离子束可以准等容加热一定体积的稠密物质, 产生体积大、状态均匀且内部没有任何冲击波的高压高熵态, 为高能量密度物质相图和流体性质研究提供最理想的标本, 这是所有其他驱动手段难以实现的; 其次, 由于重离子加速器将电能转化为离子束能量的效率可以高达25%, 而且重复频率相对较高, 人们普遍认

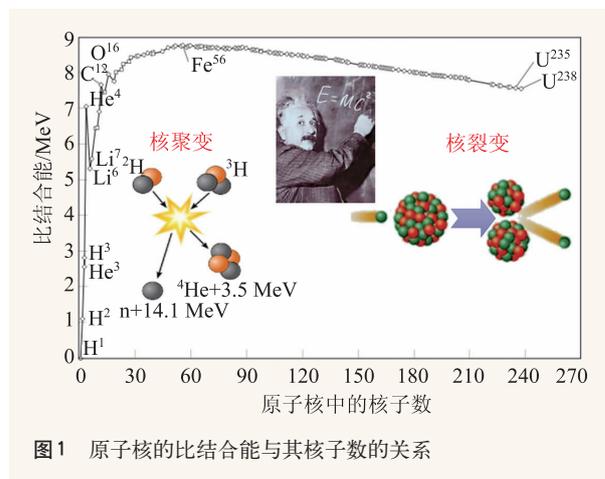


图1 原子核的比结合能与其核子数的关系

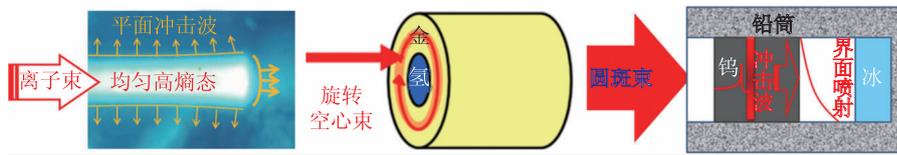


图2 强流离子束可以产生状态均匀、内部无冲击波的高熵态(左图),也可以利用径向冲击波“内聚压缩”柱状靶内部材料(中图<sup>[12]</sup>),或者利用前向冲击波“喷射压缩”靶材料(右图)扩展物态到低温极高密度区域

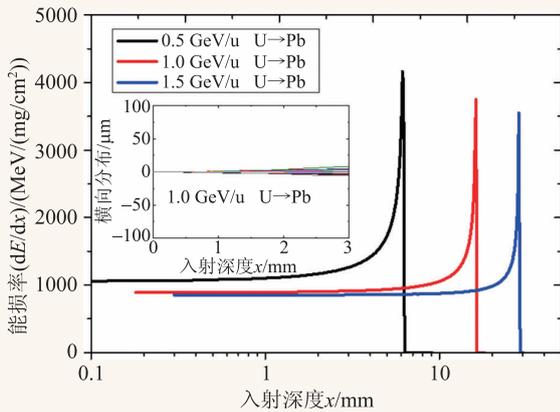


图3 铀束在铅靶中的能损率和随机散射分布随射程的变化

为,可控惯性约束聚变能源最终走向实用化还需重离子束来驱动;再次,利用加速器提供的高品质离子束与等离子体作用,可以获得离子束在等离子体中弛豫过程的高精度实验数据,进而检验聚变燃烧中氦离子加热或离子束快点火相关物理建模和参数的可靠性;最后,现代加速器提供的高能短脉冲质子束或电子束还可以用于高密度物质的瞬态透射成像诊断,获得样品内部密度及界面的高时空分辨演化图像<sup>[9-15]</sup>。

本文简要介绍基于现代加速器技术的惯性约束聚变物理领域若干前沿问题的研究现状和发展。

## 2 高功率离子束驱动的高能量密度物质及惯性约束聚变

高能量密度物质(能量密度超过 $10^{11}$  J/m<sup>3</sup>或压强超过100 GPa 极端状态的物质)广泛存在于宇宙星体、地幔内部,同时也是核武器、惯性约束聚变、Z箍缩过程中物质发展和存在的一个重要阶段,其热力学特性、辐射特性、光学特性等等决定了该阶段物质的宏观力、流体力的特性,以及物质与辐射

相互作用中能量输运与转化过程。高能量密度物理是惯性约束聚变物理中最重要的基础物理课题。

重离子质量大、惯性大,相比激光或电子加热,重离子束打靶可以

准等容地加热(加热过程中样品体积几乎不变)任何稠密物质,制备出体积大、状态均匀,且内部没有任何冲击波的高能量密度样品。被加热的样品一方面可以等熵膨胀地进入覆盖6个量级压力和4个量级密度范围的宽的温稠密区,另一方面也可以在前冲方向或径向产生均匀且方向性极好的平面冲击波,进而结合适当的离子束操纵技术和流体设计,进行冲击波低熵压缩或界面喷射等熵压缩等,进一步拓展物态研究区域至低温极高密度状态(参阅图2及文献[11, 12, 15])。可以说,强流重离子束准等容加热是一种研究高能量密度物质产生、约束、物质相图及其流体性质“无竞争”的手段。

重离子束加热靶物质能够达到的能量密度 $E_\rho$ 和相应的功率密度 $P_\rho$ 主要由下式决定,

$$P_\rho = \frac{E_\rho}{t_b} = 1.6 \times 10^{-19} \frac{(dE/dx) \cdot N}{\pi \cdot r^2} \cdot \frac{1}{t_b} \left[ \frac{J}{g \cdot s} \right] (t_b \leq t_h), \quad (1)$$

式中 $dE/dx$ 是单离子能损,单位为eV/(g/cm<sup>2</sup>), $N$ 是单脉冲包含的离子数, $r$ 是束斑半径(cm), $t_b$ 是束流脉冲宽度(s), $t_h$ 是束流有效加热时间(s),定义为样品受热膨胀飞出离子束加热区域所需的时间。为了得到高的能量沉积密度,需要考虑下面分别介绍的因素。

### 2.1 离子的种类和能量

单个离子在物质中的能损 $dE/dx$ 与离子质量的平方近似成正比,且离子质量越大,在靶物质中因散射而造成的发散越小。驱动离子束一般选择离子质量比较大的铀束和铋束等。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,离子束的能量也要足够高。图3展示了铀

离子在铅靶中的能损率和横向分布随入射深度的变化。可以看出，对于能量在数百 MeV/u 以上的重离子，能损率随离子能量增加略有减小，但是在离子束进入样品初始的数毫米内，束流散射一般在微米量级，能量沉积相当均匀；百 MeV/u 量级的铀或 Bi 离子束十分适合作为高能量密度物质和惯性约束聚变的驱动源。

## 2.2 离子束的流强密度

制备高功率束团的关键是离子束的流强密度，即单个脉冲内单位面积的离子数  $(N/\pi r^2)$ 。然而带正电的离子相互接近时排斥力会加强，在一个狭小的空间内能够聚集的离子数目有限，这就是空间电荷限。提高离子能量和降低离子电荷态，可以有效提升空间电荷限。因此设计高功率重离子加速器时，要在提高注入加速器流强的同时尽量提高加速能量，从而提升后续储存环的空间电荷限，提高离子的流强密度。另外，储存环的电子冷却装置可以有效减小离子束团的动量分散，有利于离子束聚焦，从而大幅增加流强密度。

## 2.3 离子束的脉冲宽度

高能量密度物质在真空环境下的膨胀速度极快。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  $t_h$  定义为样品以声速膨胀一个束斑半径  $r_b$  所需的时间，其由下式给出：

$$t_h = \left( \frac{3}{2} \cdot \frac{1}{\kappa} \frac{r_b}{P_\rho} \right)^{1/3} \propto \frac{r_b^2}{\sqrt{N}}, \quad (2)$$

式中  $\kappa=(n+2)/n$  与物质原子运动维度  $n$  有关(对于单原子离子或者原子,  $n=3$ )。显然，在提高束团流强密度  $(N/\pi r^2)$  的同时，必须压缩束流的脉冲宽度，否则，在加热过程中大量的束流就会因为靶物质的飞散而“浪费”。图4以束斑直径为 0.5 mm 和 1.0 mm 的高功率铀束轰击铅样品为例，给出了有效加热时间与单脉冲离子数的关系。可以看出，对于单脉冲离子束流强密度为  $10^{12} \text{ mm}^{-2}$  量级的铀束，脉冲宽度压缩为 100 ns，就可以有效利用束流。

高功率短脉冲离子束加热靶物质是一个准等熵高熵加热过程，即能量加载过程中样品体积几乎不变，熵急剧增加。当高功率短离子束加热固体样品时，样品的体积和密度几乎不变，样品能量密度正比于离子束的功率密度。图5给出了在考虑相变引起样品的比热变化情况下，离子束加热不同固体靶时样品的能量密度和温度随单脉冲离子束流强密度的变化关系。一般认为，对于接近固体密度的等离子体，温度低于 10 eV 时为强耦合等离子体，通常也称为温稠密物质；当温度高于 10 eV 时，样品内部压强将达到数百甚至上千 GPa，从而可以产生非常强的冲击波；当温度高于 100 eV (约百万度) 时，高温靶将产生极强的 X 射线辐射，惯性约束聚变(ICF)靶壁材料就处于这种状态。

图5同时给出了我国目前已启动建设的十二

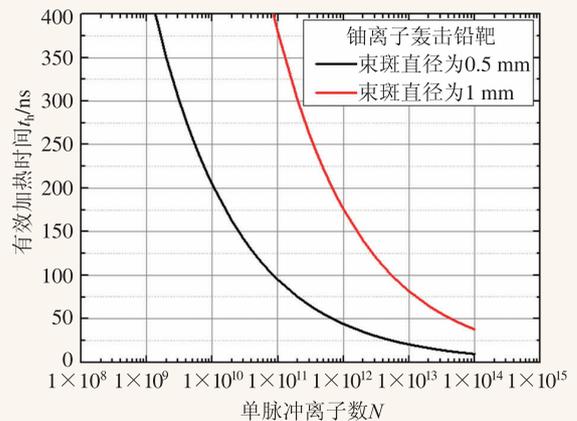


图4 离子束有效加热时间  $t_h$  与单脉冲离子数  $N$  的关系

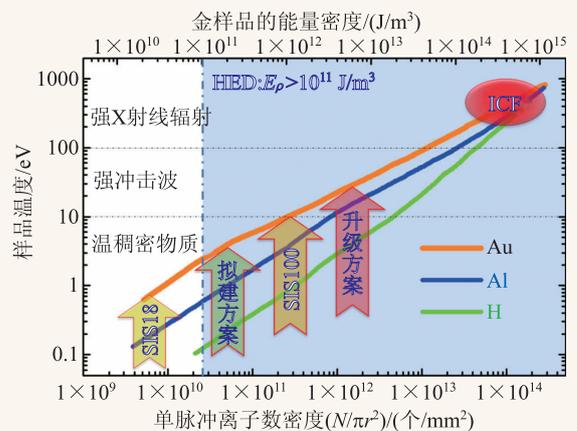


图5 高功率脉冲离子束加热样品时的能量密度与温度随单脉冲离子数密度的变化关系以及我国十二五规划项目强流重离子加速装置建设方案与国际同类先进装置的相关参数对比

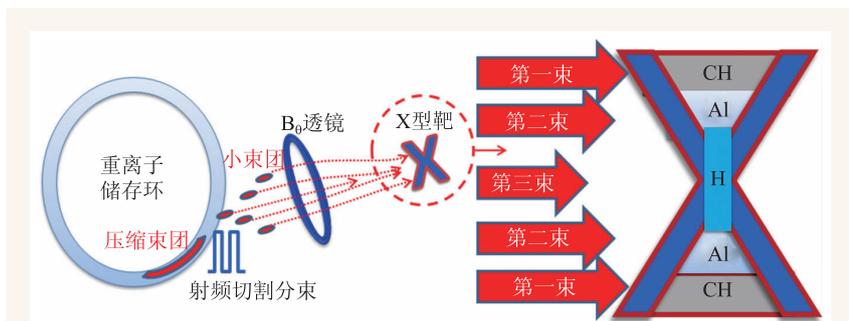


图6 基于重离子储存环的X型靶设计

五规划项目——强流重离子加速装置(high intensity heavy-ion-accelerator facility, HIAF)拟建方案和升级方案能够提供的铀离子束流强密度以及直接打靶后所能达到的高能量密度物态<sup>[15, 16]</sup>。为了方便对比,图5同时对比了当前世界最高流强密度加速器 SIS18 和在建的世界最高流强密度加速器 SIS100 的相关参数,可以看出, HIAF 的升级方案将可达到世界领先水平,首次将该项研究拓展到超强冲击波区域。需要指出的是,图5估算过程中假设离子束聚焦到  $1 \text{ mm}^2$ , 利用当前的常规聚焦技术能够达到甚至超过这一聚焦尺度,也就是说,图5中装置能够达到的能量密度和温度是比较保守的估计。

此外,如果采用别的束靶耦合方式而非直接加热,例如如图2中的内聚压缩或喷射压缩方式,样品的能量密度范围还可以进一步扩展。最近,美国伯克利重离子聚变虚拟国家实验室的研究人员还提出了一种新颖的束靶设计,可以有效降低束流压缩成本,提高束流使用效率<sup>[17]</sup>。如图6所示,该设计利用高频束流切割技术可以把储存环中的离子束切割成数个 ns 甚至 ps 量级的超短脉冲束,然后通过  $B_0$  渐进聚焦透镜将切割后的束流依次加载到一个 X 型的样品上:第一束(第一时间到达的上下两个脉冲束)加载到外围碳氢材料上,碳氢材料向内推进,压缩较内层的铝;当冲击波到达第二层推进材料时,第二个脉冲离子束正好加载到被压缩的第二层推进材料上;当最内侧的样品达到最高压缩状态时,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,在同样的束流强度下,这种束靶设计可以把样品能够

达到的能量密度提高上百倍。

利用重离子束直接加热金腔进而驱动惯性约束聚变,需要将单脉冲铀离子束的流强密度进一步提高到  $10^{14} \text{ mm}^{-2}$  量级,考虑到空间电荷效应,这样的离子束流一般只能聚焦到 3 mm 左右,所以需要的单脉冲离子数为  $10^{15}$  量级;与此同时,考虑到靶丸的流体

膨胀,有效加热时间一般在 10 ns 左右,所以需要将离子束的脉冲时间压缩到 10 ns。从这些参数需求可以看出,实现离子束驱动惯性约束聚变不仅需要更大型的离子加速器提高单脉冲离子数,还需要发展先进的重离子束聚焦技术、压缩技术以及新型的束靶耦合设计等。

### 3 离子束在等离子体中的能量沉积与输运过程

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。聚变点火和燃烧是指靶丸核心聚变反应产生的 3.5 MeV 氦离子加热高密靶丸,使得聚变反应加剧,进而产生更多的氦离子,维持聚变“链式”反应持续进行的过程。也就是说,聚变氦离子对燃料的加热是维系靶丸自持燃烧的基础(聚变反应产生的中子因为能量沉积率极低,对靶丸的加热相对可以忽略)。然而,目前人们对离子在等离子体中的能量沉积和输运过程仍然缺乏深入了解,相关物理建模亟待完善。等离子体状态下靶物质内部的电子速度分布、电子简并、自生电磁场及相关碰撞动力学机制等都与普通凝聚态物质存在极大差异,这些因素都会造成离子在等离子体中能量沉积率和输运过程的变化,目前相关实验研究较少,尤其对于中低能区离子束或温稠密区等离子体两种情况,高精度的实验数据极为缺乏,实验数据和和

同理论或模拟数据之间存在30%甚至量级上的差异<sup>[18, 19]</sup>。开展离子与等离子体相互作用的高精度实验研究,深入探索其物理机制,建立可靠的模拟模型,是“惯性约束聚变”和“核武器物理”等领域亟待推动的重要课题。

### 3.1 离子束在等离子体中能量加载过程

1990年前后, Hoffmann等人利用1.4 MeV/u的Ga和U等离子体作用于全电离的氢等离子体,发现其能损比同样尺度的冷气体高2—3倍,离子束在等离子体中的平均电荷态也比中性气体中高2倍左右<sup>[20, 21]</sup>。随后, Jacoby等人利用45 keV/u的Kr<sup>+</sup>离子作用于全电离的氢等离子体,实验结果发现,离子在等离子体中的能损(也就是等离子体的阻止本领)比相应中性气体高35倍,实验还发现,穿过等离子体后,接近90%的离子集中分布在6和7两个电荷态<sup>[22]</sup>。这是目前已发表的关于低能区离子束与等离子体作用的唯一一次成功的实验,一方面从实验上证实了低能区离子在等离子体中的能损有非常强的非线性效应,能损急剧增强可能与入射离子的有效电荷相关;同时该实验也证明,等离子体作为低能离子束剥离窗有较好的可行性。

近期关于离子束在等离子体能量沉积的研究正在向中低能区离子束和稠密等离子体两个方向扩展。德国重离子研究中心Roth、Frank及Olga等人研究了中高能区离子束在高温稠密等离子体中的能损,实验研究发现,在较低能区,离子束的能损普遍低于理论和模拟的预期,而在激光脉冲作用时间内,离子的能损甚至低于在等量中性物质中的能损,初步分析认为,造成理论模拟值高于实验值的原因可能与相互作用中的局域电磁场分布有关,也可能是因为低能区(此时离子速度与等离子体中电子或离子的热

速度可以比拟)量子多体动力学效应更为明显,作用过程中碰撞电离和电子复合速率与高能区相比有很大不同<sup>[23—26]</sup>。

在国家重大基础研究发展计划和国家自然科学基金委员会等项目的支持下,中国科学院近代物理研究所联合西安交通大学、大连理工大学、咸阳师范学院以及俄罗斯理论与实验物理研究所、德国亥姆霍兹(Helmholtz)学会重离子研究中心等单位研究人员,开展了一些中低能区离子束与等离子体相互作用的实验研究<sup>[13, 15]</sup>。图7是实验中得到的100 keV质子和400 keV氦离子在氢等离子体中的能损。图中数据点为离子束穿过气体放电等离子体后不同时刻的测量能损,上方虚线为理论计算值,下方点线为理论计算的离子穿过等量中性物质后的能损。可以看出,离子在等离子体中的能损远高于在等量中性物质中的能损;质子能损实验数据与理论值符合较好,但是氦离子能损实验值却普遍低于几个常用理论的估计值。分析表明,这可能与理论计算时氦离子的有效作用电荷取值有关,也可能是离子束传输通道中等离子体自由电子密度发生了变化而造成的,相关机制仍需进一步深入研究。

### 3.2 离子束在等离子体中激发的尾波场及其自调制不稳定性

与激光或电子束类似,离子束在穿行等离子体的过程中,也会对等离子体中的电子密度产生

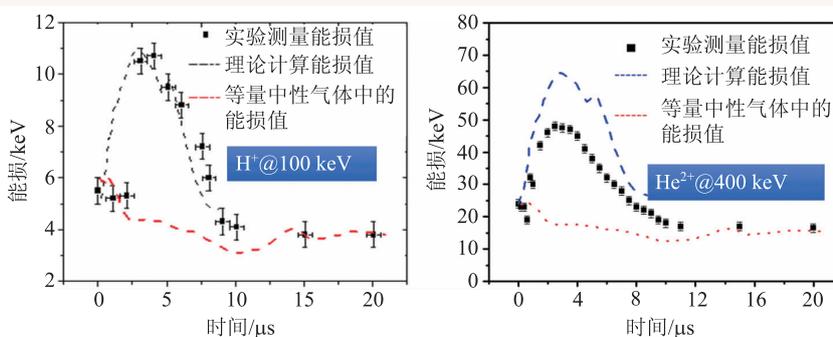


图7 100 keV质子和400 keV氦离子在氢等离子体中的能损及其与理论值的对比

扰动,使密度出现局部的增大或者减小,形成局部的电荷分离;电荷分离所产生的静电力会将电子拉向平衡位置,造成电子在空间上的纵向振荡,形成等离子体波。由于该等离子体波位于驱动源的后方,所以人们一般称之为尾波;电荷分离所形成的场称为尾波场或尾场。相比激光束、带电粒子束,尤其是惯性(质量)更大的质子束或离子束,在等离子体中的有效传输距离更长,激发的尾波场能够在较长时间内持续行进在等离子体中。这样的尾波场一方面可以实现对带电粒子束的自调制(如聚焦、压缩或脉冲化),另一方面可以使等离子体内的电子或离子在尾场作用下获得持续高效的加速,从而获得动量分散小、亮度高、时间结构可调的带电粒子束。此外,由于尾场会造成局部电荷分离,进而影响离子束在等离子体中的能量加载过程。

强激光或高能电子束激发的尾波场及其加速效应研究是当前人们关注的热点课题,欧美包括我国诸多著名研究单位(如北京大学、清华大学、上海交通大学、中国科学院物理研究所和上海光学精密机械研究所、中国工程物理研究院、大连理工大学等)高度重视,目前已经开展了大量的创新性工作,实验和理论模拟研究都得到了巨大的发展<sup>[27-31]</sup>。然而关于质子束(或离子束)驱动等离子体尾场的自调制不稳定性及加速效应的研究还很少,特别是在实验研究方面,国内外基本上还是处在空白状态。

大量的实验和理论研究发现,通过选择合适的束及等离子体参数,可以实现离子束在等离子体中的聚焦及长距离稳定传输,其聚焦场的梯度可以远大于常规磁铁的聚焦场梯度。2005年左右,ITEP研究所Golubev等人利用小型Z箍缩等离子体装置将初始束斑宽度为2 cm、能量为200 MeV/u的C离子束聚焦到了350  $\mu\text{m}$ 左右<sup>[32]</sup>。美国劳伦斯-伯克利国家重点实验室的Roy等人在中性化漂移压缩实验装置(neutralized drift compression experiment, NDCX)上实现了较低能区离子束在纵向和横向上的强聚焦效果<sup>[33]</sup>。近期,大连理工大学研究团队采用二维电磁模型研究了150 MeV/u的离

子束在等离子体中的聚焦传输过程,结果同样发现了离子束在等离子体中的横向聚焦和纵向压缩效果,离子束流强密度提高了10倍以上<sup>[34]</sup>。等离子体对离子束的聚焦和压缩可以大幅提高离子束流打靶时的功率密度,这在离子束驱动高能量密度物理研究中十分重要。

另一方面,离子束驱动的等离子体尾波场还可以用于电子和质子(或离子)的加速。由于尾波在等离子体内部形成,尾波所能维持的最大电场不会受通常电磁场加载器件材料破坏阈值的限制,它与等离子体的密度成正比;实验已经证实,当等离子体密度为 $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 时,可以获得的电场强度高达100 GV/m,这是传统射频腔内部所能达到的最大加速电场的1000倍<sup>[27, 28]</sup>。德国的Caldwell等人首先给出了质子束驱动等离子体尾波场加速的实验设计,并通过数值模拟证实质子束所激发的尾波场确实可以将电子束加速至非常高的能量(电子的平均能量达到0.62 TeV)<sup>[35]</sup>。近期中国科学院上海光学精密机械研究所沈百飞研究员在质子束驱动的尾波场加速带正电粒子(质子或正电子)的物理模拟研究中也取得了具有创新性的成果<sup>[36]</sup>。为了在等离子体中激发高强度的尾波场,他们一般假设质子束的长度被压缩到微米量级,而目前能够获得的质子束其长度最短也在10 cm左右,很难激发高强度的等离子体尾波场。但是,最新研究表明,这种长质子束能够被等离子体调制成多个长度为等离子体波长、频率为等离子体振荡频率的周期性束脉冲,这种周期性极短脉冲束就能够在等离子体中共振激发出非常强的尾波场,这就是最近提出的基于欧洲核子中心(CERN)加速器的质子驱动等离子体尾波场加速实验(the Proton Driven Plasma Wakefield Acceleration Experiment, AWAKE)项目<sup>[37]</sup>。该项目已经开工建设(图8左图),计划在2016年开始首轮验证性实验(图8右图)。预期该实验设计可以获取TeV量级的高能电子束,由于受到驱动源能量的限制,这是电子束驱动尾波场加速难以实现的。

中低能区离子束也可以激发等离子体尾波

场，其自调制效应同样明显。中国科学院近代物理研究所与大连理工大学合作，并已经针对低能区离子束驱动的等离子体尾波场及其自调制效应开展了前期理论模拟和实验研究，典型结果如图9所示，模拟发现，百 keV 量级直流质子束穿过气体放电等离子体时会形成周期性振荡的尾场，这种尾场可以把质子束调制为强聚焦(流强密度提高1个量级以上)、短脉冲(脉宽为 ps 量级)、高重复频率(周期为 ns 量级)的质子束脉冲串<sup>[38]</sup>；实验研究中也观测到等离子体对质子束的强聚焦效果，而且被聚焦的质子束能量单一<sup>[39]</sup>。初步分析认为，在振荡尾场“聚集”质子束的同时，“驱离”了附近的自由电子，质子束脉冲串和电子束脉冲串分别处在振荡势场的低电位和高电位，并跟随振荡尾场一起运动，离子束可以无碰撞地通过；相关物理机制研究仍在继续深入。

性，普通的光学或X射线成像只能看到高密度物质“边界”的演化情况，无法对其内部物态进行探测。利用高功率激光束打靶产生的短脉冲粒子束(质子、电子或中子束等有质粒子)，透射高密度物质，进行背光投影成像，目前已经取得了显著的成果<sup>[40-42]</sup>。但是由于激光束产生的束团动量分散很大，可操控性较差，限制了该类成像技术的视场范围和分辨率。

利用现代加速器提供的高品质高能质子束或电子束透射靶物质，经过“点对点透镜系统”的筛选，在成像屏上得到样品的物质组成和精细结构信息，其工作原理如图10所示，类似透射电子显微镜。由于出射粒子的数量、能量和动量分布与样品的厚度、密度、元素构成等特征信息密切相关，经过“点对点透镜系统”的筛选，获得的图像相比背光投影成像更加丰富和细致。目前美国劳斯阿拉莫斯国家实验室、德国重离子研究中

#### 4 基于现代加速器的高能质子或电子瞬态透射成像

实现惯性约束聚变点火的关键问题之一就是聚变过程中处于高密度物态的靶丸内部信息进行实时诊断和反馈，进而调整驱动功率施加方式和聚变靶丸的流体设计，减少吸收层与聚变燃料的混合，提高压缩对称性。为此，设计并建立一套能够从多个视角“透视”整个压缩聚变过程的超高时空分辨成像系统已成为惯性约束聚变点火研究的当务之急！

由于高密度物质具有极高的辐射不透明



图8 CERN的AWAKE项目开工(左图)并计划在2016年开始首次实验(右图)

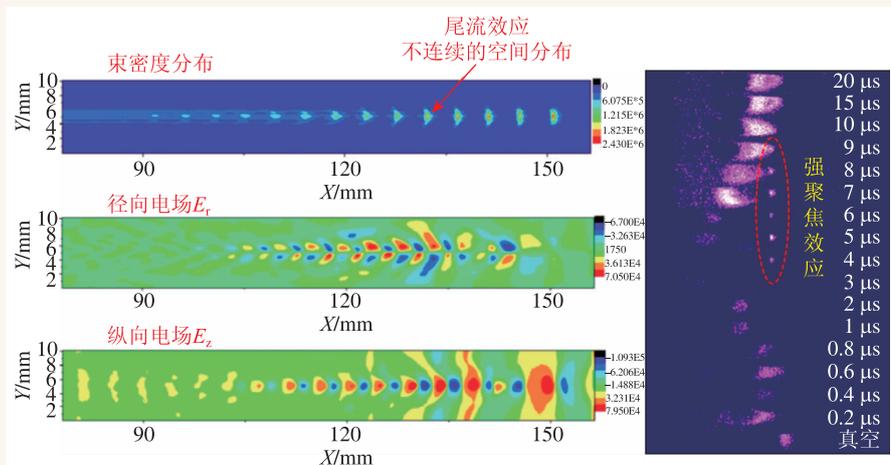


图9 低能区离子束驱动尾场方面前期模拟(左面三幅图记录的时间为  $t=30$  ns)与实验(右图)结果

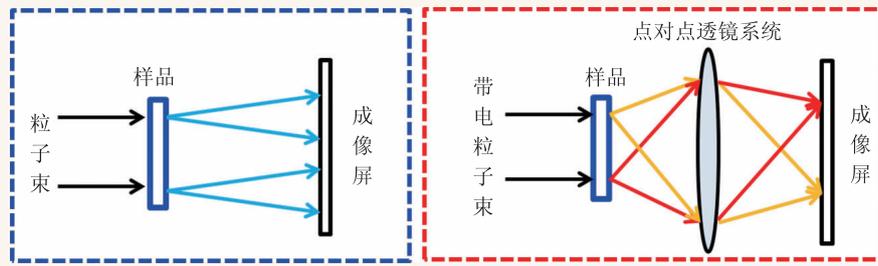


图10 粒子束背光投影成像及磁透镜法带电粒子束透射成像示意图

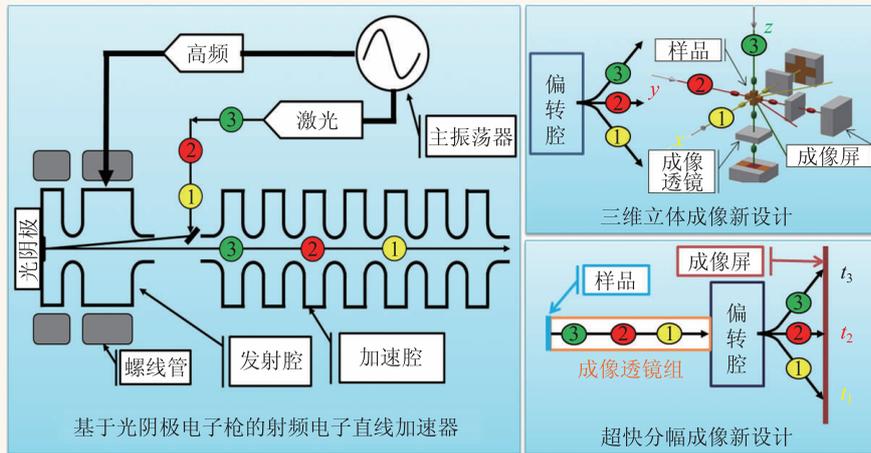


图11 高能电子瞬态显微成像的原创新性设计

心、俄罗斯理论与实验物理研究所以及中国科学院近代物理研究所和中国工程物理研究院流体物理研究所等单位的研究人员已经在“透镜法”质子或离子束透射成像实验研究方面取得了重要进展，实现的图像空间分辨和时间分辨分别达到了  $10\ \mu\text{m}$  和  $100\ \text{ns}$  量级<sup>[15, 43-46]</sup>。然而利用加速器提供的高能质子或离子束进行透射成像，一般经济成本较高，且因为束流压缩难度较大，很难提高其时间分辨能力。

2013年前后，中国科学院近代物理研究所联合美国阿贡国家实验室和清华大学工程物理系，率先提出利用高能短脉冲电子束装置作为诊断工具，探索高能量密度物理和惯性约束聚变物理过程中的关键科学问题。该装置的原理设计如图11所示，利用超快激光光阴极电子枪的射频电子直线加速器，产生脉宽在皮秒量级，单脉冲电荷量在纳库至微库量级，重复周期在皮秒至纳秒量级的高能电子脉冲串，结合最新的偏转腔技术，获得高能量密度物质样品超高时间分辨立体显微图

像及超快分幅图像。目前合作团队已经完成了高能电子成像的初步物理设计和关键技术问题探索，并在清华大学的直线电子加速器上开展了首次验证性成像实验，取得了预期结果<sup>[47, 48]</sup>。该团队在国家自然科学基金的支持下，正在验证这一设计的可行性，并努力推动这项具有自主知识产权的原创新技术的实现和最终走向应用。

## 5 结论和展望

依托现代加速器开展惯性约束聚变物理研究，当前研究的切入点和重点内容包括：(1)研究离子束

与等离子体的相互作用机理，获取高精度实验数据，建立可靠的物理模型；(2)研究和发展高能量密度物质瞬态诊断新技术，主要包括极高时空分辨和透射能力的高能质子或电子透射成像技术等；(3)研究高功率重离子束的制备和束靶耦合等相关关键技术；(4)利用高功率离子束制备状态均匀高压高熵物态，研究温稠密物质物态方程及其流体性质，探索离子束驱动惯性约束聚变的关键科学与技术问题。

随着国内外大型重离子加速装置项目相继启动和相关的现代加速器技术飞速发展，以高功率重离子束为驱动源，以现代加速器为先进工具的惯性约束聚变物理研究，条件日益成熟，亟待大力发展和推动。我们有理由相信，这一新领域会越来越引起大家的研究兴趣。

**致谢** 感谢西安交通大学重点学科建设项目以及相关人才项目的支持。文中部分研究成果是与中国科学院近代物理研究所、西安交通大

学、清华大学、大连理工大学、咸阳师范学院、中国工程物理研究院激光聚变研究中心、德国达姆施达特工业大学、法兰克福大学、德国亥姆霍

兹学会重离子研究中心、美国阿贡国家实验室、俄罗斯理论与实验物理研究所等相关研究人员合作完成的,在此一并表示感谢。

## 参考文献

- [1] 詹文龙,徐珊珊. 中国科学院院刊,2012,27(3):375
- [2] 张杰. 物理,1999,28(3):142
- [3] 王乃彦. 聚变能及其未来. 北京:清华大学出版社,2001
- [4] Lee R W, Kalantar D, Molitoris J. Warm Dense Matter: An Overview. 2004, UCRL-TR-203844
- [5] He X T, Zhang W Y. Eur. Phys. J. D, 2007, 44: 227
- [6] Hurricane O A, Callahan D A, Casey D T *et al.* Nature, 2014, 506: 343
- [7] Lindl J D, Atherton L J, Amendt P A *et al.* Nuclear Fusion, 2011, 51(9): 324
- [8] Moses E I. Fusion Science and Technology, 2012, 61(1t): 3
- [9] Arnold R C, Meyer-ter-Vehn J. Rep. Prog. Phys., 1987, 50 (3): 559
- [10] Bock R M, Hofmann I, Hofmann D H H *et al.* Inertial Confinement Fusion: Heavy Ions. Landolt Börnstein, 2004. New Series VIII/3 chapter 10
- [11] Hoffmann D H H *et al.* Contrib. Plasma Phys., 2010, 50(1): 7
- [12] Tahir N A *et al.* Contrib. Plasma Phys., 2011, 51(4): 309
- [13] Zhao Y T, Hu Z H, Cheng R *et al.* Laser & Particle Beams, 2012, 30(4): 679
- [14] Sharkov B, Varentsov D. Nuclear Instruments and Methods, 2014, A733: 238
- [15] Zhao Y T *et al.* High Power Laser Science and Engineer, 2014, 2: 39
- [16] Sharkov B Y, Hoffmann D H H, Golubev A A *et al.* Matter and Radiation at Extremes, 2016, accepted
- [17] Henestroza E, Logan B G, Perkins L J. Physics of Plasmas, 2011, 18 (3): 032702
- [18] Cayzac W. Ion Energy Loss at Maximum Stopping Power in a Laser-generated Plasma. 2013 Doctoral thesis
- [19] Gericke D O, Schlages M, Bornath Th. Phys. Rev. A, 2002, 65 (3): 036406-1
- [20] Hoffmann D H H, Weyrich K *et al.* Phys. Rev. A, 1990, 42: 2313
- [21] Dietrich K G, Hoffmann D H H *et al.* Phys. Rev. Lett., 1992, 69: 3623
- [22] Jacoby J, Hoffmann D H H *et al.* Phys. Rev. Lett., 1995, 74: 1550
- [23] Frank A, Blazevic A, Grande P L *et al.* Phys. Rev. E, 2010, 81 (2): 026401-1; Frank A, Blažević A, Bagnoud V *et al.* Phys. Rev. Lett., 2013, 110(11): 115001
- [24] Rosmej O *et al.* Nucl. Instr. Meth. A, 2011, 653: 52
- [25] Hu Z H, Song Y H, Wang G Q *et al.* Physics of Plasmas, 2009, 16: 112304
- [26] He B, Wang J G. Nuclear Fusion, 2013, 53(9): 093009
- [27] Faure J *et al.* Nature (London), 2004, 431: 541
- [28] Litos M *et al.* Nature, 2014, 515: 92
- [29] Yan X Q *et al.* Phys. Rev. Lett., 2008, 100: 135003
- [30] Jung D *et al.* Phys. Rev. Lett., 2011, 107: 115002
- [31] Liu B *et al.* Phys. Rev. Lett., 2013, 110: 045002
- [32] Basko M M, Golubev A A *et al.* Proceedings of RuPAC 2006, Novosibirsk, Russia, 2006, 307—309
- [33] Roy P K, Yu S S, Eylon S *et al.* Phys. Plasmas, 2004, 11: 2890; Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A, 2005, 225: 544
- [34] 胡章虎. 离子束在等离子体中的能量沉积及聚焦效应的粒子模拟. 博士论文, 2013
- [35] Caldwell A *et al.* Nature Phys., 2009, 5: 363
- [36] Zhang X, Shen B *et al.* New J. Phys., 2014, 16: 123051
- [37] An W *et al.* Phys. Rev. ST Accel. Beams, 2013, 16: 101301
- [38] Hu Z *et al.* Laser & Particle Beams, 2013, 31: 135
- [39] 赵永涛. 基于大型加速器的高能量密度物理. 第五届全国高能量密度物理会议论文, 2014
- [40] Li C K *et al.* Phys. Rev. Lett., 2008, 100: 225001
- [41] Rygg J R *et al.* Science, 2008, 319: 1223
- [42] Roth M *et al.* Phys. Rev. Lett., 2013, 110: 044802
- [43] Clarke A *et al.* Scientific Reports, 2013, 3: 2020
- [44] Varentsov D *et al.* Physica Medica, 2013, 29: 208
- [45] Sheng Lina *et al.* Laser and Particle Beams, 2014, 32: 651
- [46] Kolesnikov S A *et al.* Shockwave and Detonation Studies at ITP-TWAC Proton Radiography Facility. In: Shock Compression of Condensed Matter AIP Conf. Proc., 2012, 1426: 390—393
- [47] Zhao Q T *et al.* High Energy Electron Radiography Experiment Research Based on Picosecond Pulse Width Bunch, LINAC14, DOI: 10.13140/2.1.218-0.4327 (2014)
- [48] Zhao Y T *et al.* High Energy Electron Radiography Scheme with High Spatial and Temporal Resolution in Three Dimension. Laser and Particle Beams, accepted, 2016