

## 核物理主题数据: 实验、理论与应用专题

## 激光驱动等离子体环境中的核反应数据测量\*

李弘伟<sup>1)</sup> 席晓峰<sup>1)</sup> 刘伏龙<sup>1)</sup> 吕冲<sup>1)†</sup> 符长波<sup>2)‡</sup> 郭冰<sup>1)††</sup>

1) (中国原子能科学研究院核物理研究所, 北京 102413)

2) (复旦大学现代物理研究所, 核物理与离子束应用教育部重点实验室, 上海 200433)

(2025年9月5日收到; 2026年2月26日收到修改稿)

等离子体环境中核反应研究在核物理、聚变能源和天体物理领域具有关键作用, 其核心挑战是如何发展核反应测量方法和技术, 以精确测量复杂等离子体环境中的核反应数据. 本文回顾了激光驱动等离子体环境中的核反应数据研究现状, 分析其关键技术、主要成果. 中国原子能科学研究院激光核物理研究团队创新发展了基于裂变源<sup>252</sup>Cf的门控标定法, 直接标定了激光驱动核反应实验中的中子探测器, 解决了强电磁干扰环境下的中子测量难题, 以及提出通过等离子体喷流对撞的方法来提升反应产额, 发展氘-锂和氘-氘聚变反应自刻度方法, 以消除等离子体不稳定性及激光参数不稳定性影响, 进而首次实验测量得到等离子体环境中<sup>7</sup>Li(D, n)反应截面和天体物理S因子等核反应数据. 通过上述研究, 推动极端条件下核诊断技术的发展, 为激光等离子体物理和激光核物理相关研究在核物理基础前沿和应用领域的发展提供理论依据和实验数据, 促进学科发展和交叉融合. 本文的探测器原始数据集可在<https://doi.org/10.57760/sciencedb.j00213.00185>中访问获取.

**关键词:** 激光核物理, 等离子体环境, 核反应数据测量, 聚变反应**DOI:** 10.7498/aps.75.20251219**CSTR:** 32037.14.aps.75.20251219

## 1 引言

核天体物理主要研究高温、高密度的电离物质(也就是等离子体环境)中所发生的核过程及其在天体物理过程中的作用. 与天体核物理相关的等离子体环境一般具有3个特点: 一是高温( $>10^6$  K), 有足够多的离子动能足够高可以克服库仑势垒, 引发核反应; 二是高电离度, 原子核与电子分离, 核

反应截面受电子屏蔽效应影响; 三是集体效应, 等离子体的波动、湍流和不稳定性可能影响核反应产额. 强激光是目前在实验室中产生类似于恒星等极端等离子体环境的可行工具, 是研究高温、高密等离子体环境下核反应机制的有效途径, 对研究宇宙原初核合成和恒星Li丰度问题<sup>[1,2]</sup>具有重要意义<sup>[3,4]</sup>. 核反应数据测量需要精确的等离子体环境参数, 等离子体的电子温度、离子温度、密度等参数直接影响反应的速率和概率; 核反应产物是等离

\* 国家杰出青年科学基金(批准号: 12125509)、国家自然科学基金青年科学基金(批准号: 1220051312)、国家自然科学基金(批准号: 1220051312, 1197050502, 12125509, U2441221, 12305149, 12205378)、国家科技部重点研发计划青年科学家项目(批准号: 2024YFA1612700)、核技术研发项目和重点项目(批准号: HJSYF2024(01), U2267204)、财政部稳定支持经费(批准号: 18BJ010261224900)、中核集团青年英才“菁英人才”(批准号: FY222506000201, FY0102707224294, FY010260623371)、中核集团基础研究项目(批准号: FK010271224841)、国家重点研发计划(批准号: 2022YFA1602403)和核数据基础研究重点实验室(批准号: 6142A082024-4)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: lvchong@ciae.ac.cn

‡ 通信作者. E-mail: cbfu@fudan.edu.cn

†† 通信作者. E-mail: guobing@ciae.ac.cn

子体的“诊断探针”，通过分析产物可以得到等离子体的离子温度等关键参数。

### 1.1 等离子体环境中的核反应方法

研究等离子体环境中的核反应需要结合高能量密度物理、核物理和先进诊断技术，来探索极端条件下的核过程。目前，利用强激光进行实验室核天体物理研究的主要方法包括惯性约束聚变、库仑爆炸、双束激光方法和飞秒激光驱动纳米阵列靶等，如表 1 所列，它们适用于不同的物理机制和应用场景。

#### 1.1.1 惯性约束聚变

惯性约束聚变是一种通过高能驱动源瞬时压缩和加热氘氚 (D-T) 燃料靶丸，利用燃料自身惯性实现极端高温高密度条件，从而引发核聚变反应的技术路径。其主要过程是：利用大能量激光装置作为驱动器使靶丸中的核聚变燃料 (氘、氚) 形成等离子体，在这些等离子体由于自身惯性作用还来不及向四周飞散的极短时间内，通过向心爆聚压缩到高温、高密度状态，从而发生核聚变反应。其核心物理原理是基于劳森判据，在燃料飞散前的约束时间内 (约 0.1—1 ns) 实现：

温度条件：>5 keV (约 5000 万摄氏度)。

密度条件：>300 g/cm<sup>3</sup> (约为固态 D-T 密度的 1000 倍)。

三重积： $nT\tau > 3 \times 10^{21}$  (keV·s)/m<sup>3</sup> (其中  $n$  为等离子体粒子密度， $T$  为等离子体温度， $\tau$  为能量约束时间)。

典型的惯性约束聚变过程包含 3 个阶段：一是驱动能量沉积，激光/粒子束在皮秒-纳秒时间尺度

内将兆焦耳级能量传递给靶丸；二是内爆压缩，靶丸外壳烧蚀产生向心聚爆，将燃料压缩至超固态密度；三是热斑形成，中心区域形成高温 (>10 keV) 高密度 (>100 g/cm<sup>3</sup>) 热斑，引发聚变链式反应。

惯性约束聚变驱动方式有激光驱动、Z 箍缩驱动、重离子驱动，其特征如表 2 所列。

通过靶丸压缩的惯性约束聚变方法实验原理图如图 1 所示<sup>[5]</sup>，美国国家点火装置的 192 束激光束以 0.8—1.5 MJ 的能量照射圆柱形金腔，激光驱动时间超过几十纳秒，产生的 X 射线用于压缩和加热一个充满氘或氘氚混合物的气体腔。惯性约束聚变方法的优势在于能够产生一个致密的极端等离子体环境，并在其中发生相关的核反应，并且中子等产额也很高，能够较为精确地测量其反应截面等核反应参数。惯性约束聚变通过激光压缩靶丸 (DT 燃料) 实现高温高密度等离子体，来模拟恒星内部条件。典型惯性约束聚变参数如表 3 所列。

#### 1.1.2 团簇库仑爆炸方法

团簇库仑爆炸法是另一种研究天体核反应的有效途径。团簇是一种介于原子、分子和固体之间的物质形态，它是由几个至数百万个原子或者分子通过范德瓦耳斯力结合成纳米量级的颗粒。在实验上一般通过高压气体喷嘴产生气体，气体膨胀降温到凝固点以下形成团簇。激光与团簇相互作用和激光与固体、气体作用相比具有显著不同，具体表现在激光的吸收与传递、原子的离化与等离子体膨胀等过程上。当高强度的激光聚焦在团簇上时，在强大的电场作用下团簇内原子的核外电子在极短时间内就会被剥离。由于离子质量远大于电子质量，

表 1 四种实验方式的物理机制及典型应用

Table 1. Four experimental approaches' physics mechanisms and typical applications.

方法	能量来源	反应类型	时间尺度	典型应用
惯性约束聚变	激光/辐射压缩	热核聚变	ns— $\mu$ s	聚变能源、武器物理
库仑爆炸	超强激光离化	非热核反应	fs—ps	超快核动力学、紧凑中子源
双束激光	激光-等离子体耦合	束-靶/集体效应	ps—ns	中子产生、离子加速、天体物理
飞秒激光驱动纳米阵列靶	外部飞秒激光脉冲	非热核反应	fs—ps	基础科学研究、新型粒子源制备

表 2 惯性约束聚变驱动方式

Table 2. Inertial confinement fusion driver types.

驱动类型	代表装置	能量特性	优势	挑战
激光驱动	美国NIF	1—2 MJ/3—5 ns	能量精确可控	激光-等离子体不稳定性
Z箍缩驱动	美国Z机	2—3 MJ/<100 ns	能量转换效率高	电极寿命短
重离子驱动	德国GSI	10 kJ/10 ns	穿透深度大	加速器规模庞大

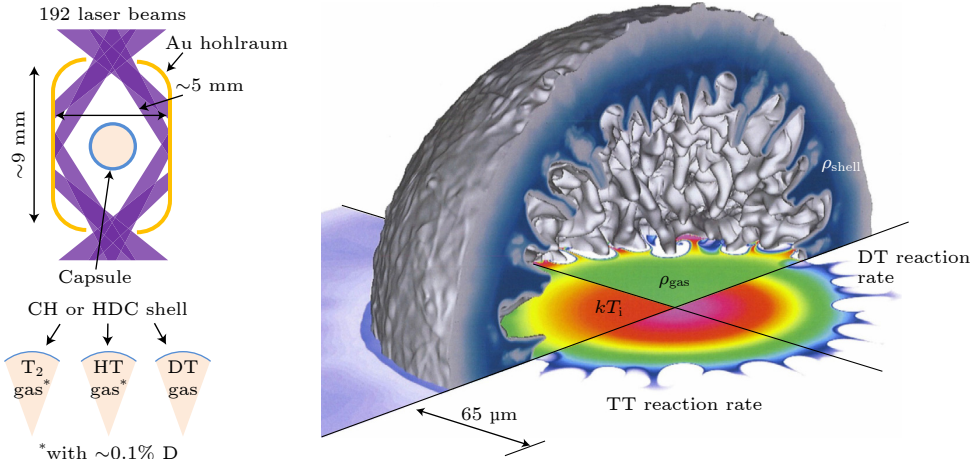


图 1 惯性约束聚变方法产生核反应的实验装置示意图<sup>[5]</sup>

Fig. 1. Schematic illustration of an experimental setup for generating nuclear reactions via the inertial confinement fusion approach<sup>[5]</sup>.

表 3 典型惯性约束聚变参数

Table 3. Typical inertial confinement fusion parameters.

参数	数值范围	备注
峰值温度	50—100 MK (5—10 keV)	达到点火条件(>5 keV)
等离子体密度	100—1000 g/cm <sup>3</sup>	超固态密度(约100×固体DT)
约束时间	0.1—1 ns	受瑞利-泰勒不稳定性限制
能量产额(中子)	10 <sup>15</sup> —10 <sup>16</sup>	2022年NIF实现 $Q \approx 1$ (能量收支平衡)

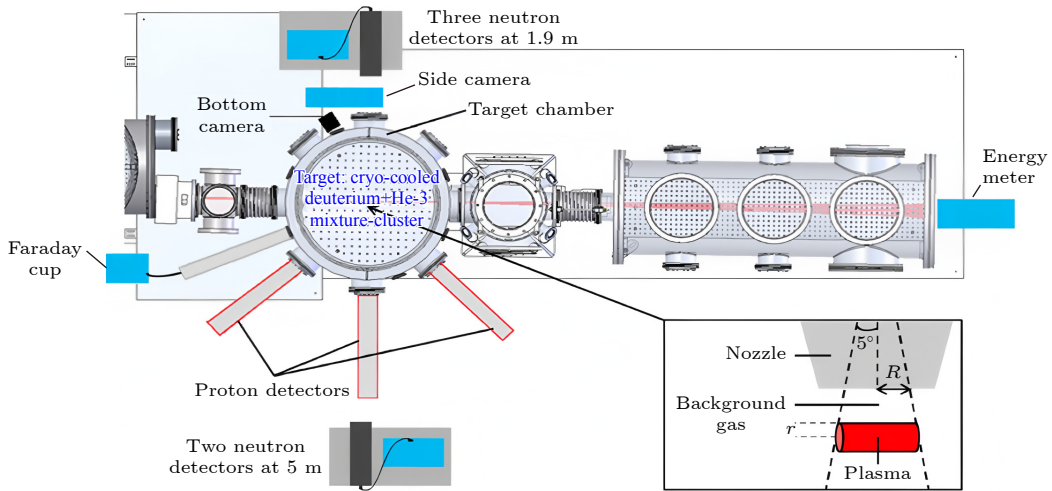


图 2 库仑爆炸方法研究核反应实验示意图<sup>[7]</sup>

Fig. 2. Schematic diagram of the Coulomb explosion method for nuclear reaction experiments<sup>[7]</sup>.

使得离子在此时间尺度内基本保持之前的位置不动, 在电子被剥离后离子将在库仑斥力的作用下相互排斥而获得能量, 导致团簇发生“库仑爆炸”。

1999年, 美国劳伦斯利弗莫尔国家实验室利用飞秒激光辐照含氦团簇, 实现了  $D(D, n)^3\text{He}$  聚变反应<sup>[6]</sup>。库仑爆炸方法示意图如图 2 所示<sup>[7]</sup>, 实验上常采用纳米级氦团簇或固体氦靶。常温下靶材呈电中性, 离子间距为纳米量级。与惯性约束聚变

的热核聚变不同, 库仑爆炸属于非热核反应, 其特点是超快时间尺度 (fs—ps) 和高能离子碰撞。该方法具有两大核心优势: 其一, 规避了惯性约束聚变中复杂的压缩过程, 从根本上避免了由于瑞利-泰勒不稳定性导致的燃料混合问题; 其二, 产生的高能离子能够有效地模拟天体物理极端环境, 如超新星激波中的非平衡核合成过程, 为实验室重现宇宙元素起源开辟新途径。

### 1.1.3 双路激光方法

双路激光方法通过预脉冲-主脉冲的时序耦合实现对等离子体环境的精密调控, 首先由预脉冲激光作用于固体或气体靶, 通过非平衡电离产生预等离子体并调控其密度分布; 随后主脉冲激光与预等离子体相互作用激发核反应, 即束-靶反应, 加速的质子束与预等离子体中硼核碰撞, 触发氢硼聚变. 2013年, 法国 LULI 实验室利用“纳秒+皮秒”双束激光方法研究等离子体环境中的氢硼聚变反应. 如图 3 所示<sup>[8]</sup>, 采用一路纳秒激光轰击硼靶产生等离子体, 再利用另外一束皮秒激光加速的质子束轰击预烧蚀的硼靶, 实验获得的氢硼反应中  $\alpha$  粒子的产额比非等离子体环境中要高数个量级.

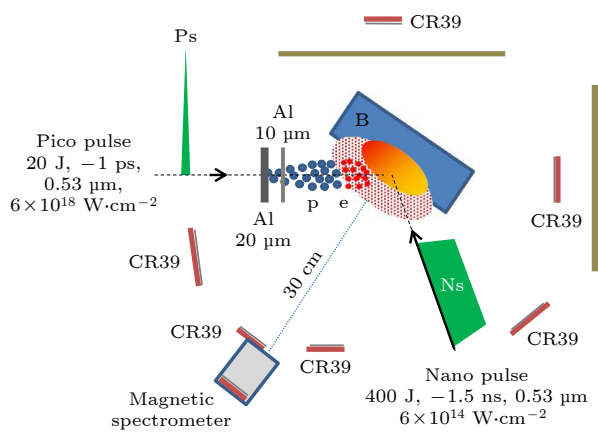


图 3 双路激光产生核反应的实验装置示意图<sup>[8]</sup>

Fig. 3. Schematic diagram of the experimental setup for nuclear reactions generated by dual-channel lasers<sup>[8]</sup>.

### 1.1.4 飞秒激光驱动纳米阵列靶

飞秒激光驱动纳米阵列靶是纳米结构对激光与物质相互作用的多重增强效应, 其作用过程始于激光与纳米结构的耦合. 当飞秒激光照射到周期性纳米阵列靶时, 会激发强烈的局域表面等离子体共振, 在纳米尖端或间隙处产生显著的局域电磁场增强, 光场强度比入射光提升数十至上百倍. 在能量沉积阶段, 飞秒激光的极短脉冲和极高峰值功率, 在纳米尺度的局域增强场内, 主要通过非线性电离过程使材料电离. 能量被高度局域化且快速地沉积, 瞬间形成高密度、高温的瞬态等离子体. 当前, 该技术的前沿研究正从机制探索走向精密调控与应用拓展, 未来方向包括拓展其在新型辐射源、纳米光刻与量子器件制造等领域的应用.

从核心目标与物理图像上看, 这四种方式虽有

交集但方向不同. 惯性约束聚变的核心是宏观尺度的流体力学与核物理, 能量沉积需高度均匀以驱动对称内爆. 纳米阵列靶的优势在于微纳尺度的结构设计, 其核心是通过局域表面等离子体共振等效效应, 将激光能量“汇聚”和高效耦合. 团簇库仑爆炸则发生在介于分子与固体之间的独特“团簇”状态, 其主导机制是纳米等离子体内离子的静电自驱爆炸. 双束激光机制的关键则完全在于对激光光场本身的操控. 尽管路径不同, 它们在基础物理层面和技术前沿上紧密相连. 四者都建立在激光与物质相互作用的超快、高强度物理基础之上, 其次, 纳米阵列靶和团簇库仑爆炸产生的高能粒子束 (特别是离子), 对于理解惯性约束聚变中的“快点火”方案、燃料预热等关键物理问题具有重要的验证和诊断价值.

## 1.2 诊断技术及数据测量方法的困难

高温、高密度等离子体环境为核反应研究提供了有利条件, 但也对磁诊断技术提出了巨大挑战. 聚变等离子体诊断技术面临以下四方面难题.

一是温度测量. 汤姆孙散射方面需高能量激光和精密光谱仪, 但等离子体湍流会导致散射光信号抖动; 电子回旋辐射方面高密度下光学厚度增加引起谱线加宽, 需超外差接收机解耦信号.

二是密度测量. 干涉仪、偏振仪方面密度梯度导致激光相位非线性偏移, 需多弦测量结合反演算法; 斯塔克展宽方面, 需  $\Delta\lambda/\lambda \sim 10^{-5}$  的光谱分辨率, 且易受离子动态效应干扰.

三是磁场诊断. 磁探针方面仅能获取边界磁场, 内部磁场需通过反演计算, 受等离子体运动干扰; 偏振测量需多波长激光消除电子密度耦合效应, 系统复杂度高.

四是产物诊断.  $\alpha$  粒子探测中 3.5 MeV  $\alpha$  粒子在等离子体中的损失路径复杂, 本底分离困难.

在激光驱动等离子体核反应中, 实验诊断面临着多重且相互关联的严峻挑战. 首先, 由激光-靶相互作用产生的强电磁脉冲对探测器的影响是极大的. 这种峰值场强极高、频谱极宽的电磁脉冲 (electromagnetic pulse, EMP) 主要通过电缆和缝隙耦合进入精密探测系统, 造成两种主要后果: 一是信号淹没, 即在核反应发生的关键时间窗口内, EMP 感应的巨大电压瞬变使探测器输出饱和, 将微弱的中子、伽马射线信号完全掩盖在噪声中; 二是硬件

损伤, 导致前置放大器、数据采集系统等电子设备过载损坏或功能紊乱. 这使得获取任何有效数据的前提是进行严格的全链路屏蔽、光纤信号传输和接地设计.

其次, 在反应峰值时刻, 高瞬时通量下的信号堆积和本底区分是数据提取的核心难题. 例如, 在中子飞行时间谱仪中, 极高的中子产额会导致多个中子在同一个探测单元内几乎同时到达, 产生脉冲堆积效应, 使测得的能谱展宽、峰值位移, 严重歪曲了反映离子温度的原始信息. 同时, 实验环境的本底极其复杂, 包括 EMP 诱导的伪信号、初级辐射 (X/γ 射线) 以及散射粒子等. 这些本底与真实信号在时间和幅度上高度重叠, 使得简单的阈值过滤失效, 必须依靠脉冲形状甄别、符合测量法以及精细的蒙特卡罗模拟等手段进行艰难剥离, 任何疏漏都会直接导致产额或温度测量出现巨大偏差.

最后, 等离子体的非均匀性和快速时间演化会给核反应数据的物理反演带来深刻的系统误差. 标准的分析模型通常假设一个均匀、静态的球形或平面等离子体. 然而, 现实中的激光等离子体在空间上是高度非均匀的 (存在密度梯度、热点、流体不稳定性等), 在时间上是飞速演化的 (从稠密到稀薄, 温度急剧变化). 用均匀模型去反演非均匀分布, 会错误地估计反应区的实际大小和密度, 从而得到失真的燃烧率和离子温度. 时间演化则意味着反应速率和产物能谱是时变的, 而探测器获得的是一个时间积分谱. 忽略这种动态过程, 用一个静态参数去拟合积分数据, 必然引入无法通过简单统计修正消除的系统性偏移.

综上所述, 这三个挑战构成了一个从数据获取、到信号提取、再到物理理解的完整障碍链. EMP 威胁数据的“存在”, 信号堆积和本底干扰数据的“纯净”, 而等离子体的复杂时空特性则挑战数据“解释”的正确性. 成功的实验必须采用系统性诊断策略, 结合硬件防护、先进的信号处理算法以及将等离子体动态和非均匀性纳入考虑的复杂反演模型, 才能从极端环境中得到可靠的物理真相.

## 2 测量技术

### 2.1 门控 $^{252}\text{Cf}$ 裂变中子源校准技术

目前激光与物质相互作用已成为产生高能中子的重要途径, 这种新型中子源展现出三大特征:

超短脉冲特性 (皮秒量级)、微米级空间分辨能力 (约  $1\ \mu\text{m}$ ) 以及超高瞬时通量 ( $10^{18}$ — $10^{21}\ \text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ ). 然而, 这些卓越性能的测量却面临前所未有的技术挑战: 强电磁脉冲干扰导致信号失真、高瞬时通量引发信号堆积效应, 以及复杂的  $\gamma$  本底噪声干扰. 使用气体探测器时激光等离子体产生的光子近乎使得气体探测器饱和, 所以不能使用气体探测器测量<sup>[9,10]</sup>. 在实际应用中, 活化方法、飞行时间方法<sup>[11-13]</sup> 以及径迹探测器 (如 CR-39) 常被用于测量<sup>[14]</sup>. 而现有校准方法如中子束直接刻度法和康普顿边缘间接法, 或受制于严重的本底干扰, 或过度依赖探测器的脉冲形状甄别功能, 均难以满足精确测量的需求, 然而目前针对高强度激光环境的中子探测器的校准方法尚未得到系统的阐述<sup>[15-17]</sup>.

针对这些技术瓶颈, 中国原子能科学研究院团队提出了门控裂变中子源校准方法. 该技术的创新点在于巧妙利用  $^{252}\text{Cf}$  裂变源的独特性质: 每次自发裂变平均产生 3.6 个中子和 9.3 个瞬发  $\gamma$  光子, 这种天然的  $\gamma$  中子关联性为信号分离提供了物理基础. 在神光-II 激光装置 (8 束激光, 每束 250 J/1 ns) 上开展  $\text{D}(\text{d}, \text{n})^3\text{He}$  实验, 靶材为氘代烃, 采用液体闪烁体 EJ301 和塑料闪烁体 BC420, 通过光电倍增管 (photomultiplier tube, PMT) 和示波器记录飞行时间光谱 (time of flight, TOF). 实验系统采用模块化设计, 低活度  $^{252}\text{Cf}$  源配合液体闪烁体 EJ301 和塑料闪烁体 BC420 构成双探测器阵列, 2 cm 铅屏蔽层有效抑制  $\gamma$  本底.  $^{252}\text{Cf}$  放射源的裂变谱如图 4 所示<sup>[18]</sup>, 在信号采集环节通过 EJ200 塑料闪烁体捕获  $\gamma$  信号, 与中子探测器同步触发高精度数字化仪, 2.45 MeV 中子经过 35 ns

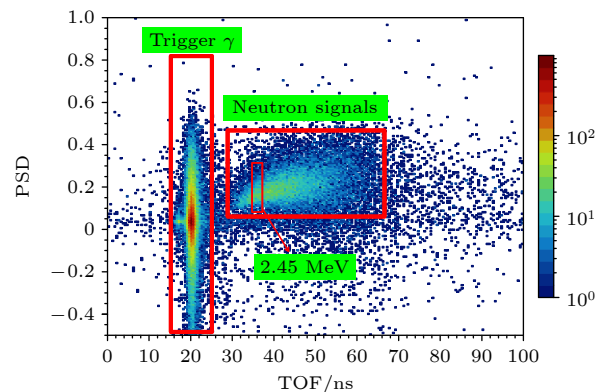


图 4 用于中子信号标定的 PSD 与 TOF 的二维谱<sup>[18]</sup>

Fig. 4. Two-dimensional spectra of PSD and TOF for neutron signal calibration<sup>[18]</sup>.

后被探测器探测到, 结合脉冲形状判别 (pulse shape discrimination, PSD) 和 TOF 进一步剔除背景设置, 实现了信号的高效分离. 其中能量高于 2.45 MeV 的中子源于裂变碎片的动能分配不均, 在裂变瞬间获得更高能量; 能量低于 2.45 MeV 的中子主要通过中子与周围物质发生弹性碰撞后能量逐渐降低形成.

用  $^{252}\text{Cf}$  裂变源校准中子的结果如图 5 所示<sup>[18]</sup>. 图 5(a) 为液体闪烁体 EJ301 中的电荷 Q-数字转换器 (charge Q to digital converter, QDC) 与  $E_n$  关系图. 绿色线段为通过特定能量中子的平均峰面积计算得出的误差棒. 红色叉号为 2.45 MeV 中子的 QDC; 图 5(b) 为能量在  $(2.45 \pm 0.5)$  MeV 范围内的中子的 QDC 分布. 通过实验验证, 该方法具有显著优势: 首先, 它能够直接测量单中子信号, 无需复杂的模拟计算; 其次, 该方法不依赖探测器的 PSD 功能, 使得塑料闪烁体 BC420 等探测器也能获得准确校准; 最重要的是, 通过结合 PSD 和 TOF 分析技术, 实现了最佳的本底抑制效果. 不同探测器三种校准方法的结果比较如表 4 所列. 实际测量表明, 该方法对 EJ301 和 BC420 的单中子信号面积测量不确定度分别为 46% 和 50%, 显著优于中子束直接法 (350%) 和康普顿边缘法 (64%—76%).

在神光-II 激光装置上该技术成功实现了  $\text{D}(\text{d}, \text{n})^3\text{He}$  反应的精确测量, 获得  $10^6$  中子/发的产额数据,

与 CR-39 径迹探测器的质子测量结果偏差小于 5%. 这一成果不仅解决了强电磁干扰环境下的测量难题, 更建立了激光核反应研究的量化标准. 技术优势具体体现在: 信噪比提升 10 倍、支持多探测器同步校准、适应 0—10 MeV 能区等特性.

## 2.2 光纤耦合探测技术

随着激光技术的发展, 激光诱导的等离子体环境已成为研究核反应的重要平台, 如惯性约束聚变中的 D-D 反应. 然而, 这种环境下产生的强电磁脉冲会严重干扰传统探测器 (如半导体探测器和光电倍增管) 的正常工作<sup>[19-21]</sup>, 而现有技术如 CR-39 固体径迹探测器又存在灵敏度不足的缺陷. 复旦大学使用了一种新型门控光纤探测器 (gated fiber detector, GFD), 原理图如图 6 所示<sup>[22]</sup>. 门控光电倍增管在电磁脉冲到达时关闭, 以进一步降低电磁脉冲的影响. 探测器前端采用 20  $\mu\text{m}$  铝箔作为反射层, 既能阻挡高强度激光 (反射效率达 80%—99%), 又能提高闪烁光子的收集效率. 闪烁体选用快响应材料如 LYSO 或塑料闪烁体, 确保对瞬态信号的快速捕获. 独特的锥形光耦合结构经过优化设计 (入口直径 10 mm, 长度 6 mm), 配合数值孔径 0.5 的石英光纤, 将光收集效率提升至 1%. 技术创新点是门控光电倍增管设计, 可在 8 ns 内快速关闭偏压, 70 ns 内恢复工作, 通过精确的时序控制有效避开极强电磁脉冲干扰.

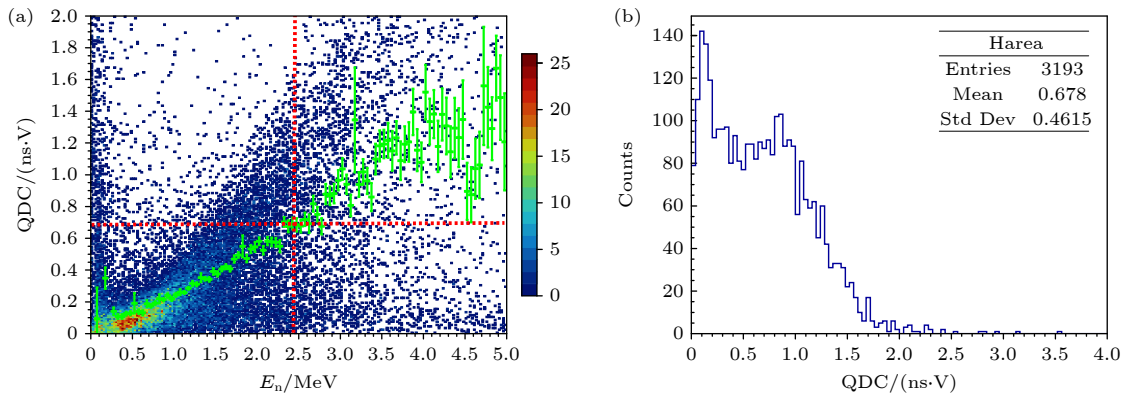


图 5 用  $^{252}\text{Cf}$  裂变源校准中子的结果<sup>[18]</sup>

Fig. 5. Results of neutron calibration using the  $^{252}\text{Cf}$  fission source<sup>[18]</sup>.

表 4 门控裂变法在两种探测器上均表现出更低的校准不确定度

Table 4. Gated fission method exhibits lower calibration uncertainties on both detectors.

闪烁体类型	电压/V	中子束流法/(ns·V)	康普顿边缘法/(ns·V)	门控裂变法/(ns·V)
EJ301	-1600	0.88 ( $\sigma = 350\%$ )	1.08 ( $\sigma = 64\%$ )	0.93 ( $\sigma = 46\%$ )
BC420	-1300	不适用	0.58 ( $\sigma = 76\%$ )	0.65 ( $\sigma = 50\%$ )

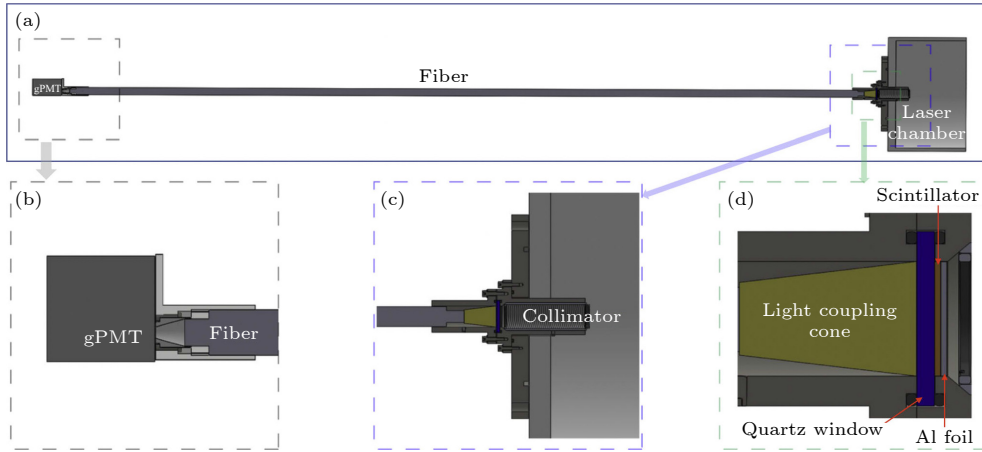


图 6 GFD 原理图 (a) GFD 的全貌图; (b)–(d) 不同部分的放大结构图<sup>[22]</sup>

Fig. 6. Schematic diagram of GFD: (a) The overall view of the GFD; (b)–(d) the magnified structure diagrams of different parts respectively<sup>[22]</sup>.

通过 ROOT 软件进行仿真模拟表明, 光耦合锥的几何参数对性能有显著影响. 研究发现, 当锥体长度为 6 mm,  $NA = 0.5$  时, 光收集效率达到最优. 实验验证在 XG-III 激光装置上进行, 使用 100 J 的皮秒激光束轰击气体靶. 测试结果显示, GFD 成功实现了对极强电磁脉冲信号的抑制, 并清晰地探测到等离子体产生的电子和离子信号, 信噪比显著提高. 该探测器具有三大突出优势: 首先, 其抗极强电磁脉冲特性使其能在传统探测器无法工作的恶劣环境中稳定运行; 其次, 多功能设计使其可同时探测中子、带电粒子和延迟  $\gamma$  射线; 最后, 模块化结构便于与其他探测技术 (如  $\Delta E-E$  法) 结合, 进一步提升粒子识别能力. 这些特点使其在惯性约束聚变研究和激光等离子体碰撞实验等领域具有广阔应用前景.

### 2.3 CR-39 径迹探测技术

CR-39 是一种固体径迹探测器, 广泛用于测量带电粒子 (如质子、 $\alpha$  粒子) 和中子. 基于高能粒子在聚合物中产生的径迹, 通过化学蚀刻放大径迹后, 可在显微镜下观察和分析. CR-39 因其高灵敏

度、优异的能量分辨率和无需电子学设备的特性, 成为核物理、辐射探测和激光等离子体实验中的重要工具.

其工作原理包含三个关键环节: 首先, 带电粒子或中子引发的次级带电粒子穿过 CR-39 聚合物时会产生电离损伤, 形成潜径迹, 随后通过化学蚀刻 (通常使用 6–7 mol/L 的 NaOH 溶液, 70–80 °C 条件下处理 1–6 h), 使损伤区域优先腐蚀形成锥形蚀刻坑, 最后利用光学显微镜或自动扫描系统分析蚀迹的几何特征, 反推出粒子类型、能量和通量等信息. 由于 CR-39 本身对中子不敏感, 测量中子时需要转换材料, 快中子 ( $>1$  MeV) 通过聚乙烯产生反冲质子, 热中子则通过  ${}^6\text{Li}$  或  ${}^{10}\text{B}$  产生  $\alpha$  粒子.

CR-39 探测器与其他探测技术的对比情况如表 5 所列. 对比发现该技术具有显著优势, 即单个粒子探测能力、优异的抗电磁干扰特性以及 keV–GeV 的宽能量响应范围. 在神光-II 等激光装置上使用 CR-39 探测器测量到 D-D 反应产生的 3 MeV 质子, 并验证中子产额数据. 此外, 在多个领域展现重要价值, 在核聚变研究中, 它被用于托卡马克

表 5 CR-39 探测器与其他探测技术的对比  
Table 5. Comparison of CR-39 detectors with other detection techniques.

参数	CR-39	闪烁体探测器	半导体探测器
灵敏度	单粒子可测	需阈值触发	单粒子可测
能量分辨率	中(约10%)	低(>20%)	高(<1%)
抗电磁干扰	优(无需电子学)	差(需信号放大)	中(需屏蔽)
动态范围	keV–GeV	keV–MeV	keV–MeV
数据处理	复杂(需蚀刻与统计)	实时信号处理	实时信号处理

边缘等离子体的中子监测和激光等离子体反应产物分析; 在辐射防护领域, 可作为个人中子剂量计; 在空间科学中用于宇宙射线探测. 然而该技术仍面临径迹重叠 (高通量时)、低能粒子 ( $<100$  keV) 检测限、宇宙射线本底干扰等挑战. 未来发展方向包括优化蚀刻工艺、开发智能图像分析算法以及提升转换材料性能, 以进一步拓展其应用范围.

## 2.4 国际先进技术

其他国家在等离子体核反应测量中形成了特色技术体系, 不同国家根据实验需求和装置特点, 开发了多种测量技术, 涵盖惯性约束聚变、激光等离子体加速等领域.

美国国家点火装置技术核心是利用 192 路高能激光束压缩氘氚 (DT) 靶丸, 实现高温高密度等离子体 [23]. 在实验上, 一是使用中子时间飞行法进行测量, 即通过多台闪烁体探测器 (如 EJ-309) 和快响应光电倍增管记录中子到达时间, 反推中子能谱和产额; 二是使用 X 射线成像, 使用显微镜和 X 射线 CCD, 监测内爆对称性和等离子体状态; 三是在核反应产物测量方面, 通过磁谱仪和 CR-39 探测器分析聚变产生的质子、 $\alpha$  粒子能谱. 例如, 在劳伦斯利弗莫尔国家实验室 (LLNL)、加州大学圣地亚哥分校 (UCSD) 常常利用超强激光 (如 HERCULES) 产生瞬态中子源, 通过活化法

(如  $\text{Cu}(n, \gamma)$  反应) 和闪烁体阵列测量中子通量.

英国卢瑟福实验室 (CLF)、法国激光兆焦耳 (LMJ) 利用激光加速质子束穿透等离子体 [24], 通过 Rutherford 散射反演等离子体密度 (如 CLF 的 VULCAN 装置) 进行质子束诊断, 通过测量等离子体中离子温度 (如 LMJ 的 XUV 光谱仪) 得到多普勒展宽光谱 [25]. 俄罗斯库尔恰托夫研究所采用铝箔活化分析这一经典方法测量积分中子通量, 同时结合汤姆孙散射技术直接获取等离子体电子温度和密度等关键参数 [26]. 俄罗斯科学院普罗霍罗夫通用物理研究所在激光等离子体实验方向取得进展, 通过 CR-39 与磁谱仪的组合测量系统, 成功实现了对激光驱动  $\text{D}(d, n)^3\text{He}$  反应产物的精确诊断 [27,28]. 澳大利亚国立大学则通过其高功率激光设施, 创新性地利用激光加速质子束触发  $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$  反应, 结合  $\text{BF}_3$  正比计数器实现中子产额的精确测量 [29].

## 3 实验方法与结果

### 3.1 实验方法

#### 3.1.1 氘-氘聚变实验

实验在中国神光-II 激光装置上进行, 实验示意图如图 7 所示 [30]. 使用激光 (总能量约 2 kJ, 波

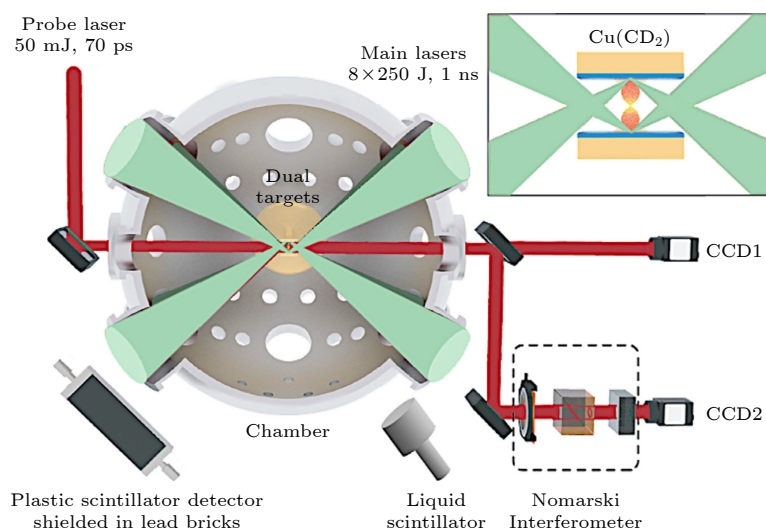


图 7 实验装置示意图. 四束激光聚焦在目标的一侧, 另外四束聚焦在目标的另一侧. 利用探针激光器和诺马斯基干涉仪记录了等离子体的密度. 用闪烁探测器对不同距离的中子信号进行了表征 [30]

Fig. 7. Schematic diagram of the experimental setup. Four laser beams are focused on one side of the target, and the other four are focused on the other side. The density of the plasma was recorded using a probe laser and a Nomarski interferometer. Neutron signals at different distances were characterized using scintillation detectors [30].

长 351 nm, 脉宽 1 ns) 对称照射双靶系统. 靶材采用两种设计: 纳米线靶材和平面靶材. 纳米线的长度和半径分别为 5—10  $\mu\text{m}$  和 200—500 nm, 涂层为氘代烃, 氘原子含量为 98%. 平面靶材作为对照, 用于比较中子产率的差异. 靶材采用两种结构进行对比研究: 一是纳米线靶材, 以铜为基底, 表面涂覆 200—500  $\mu\text{m}$  厚的氘代聚乙烯纳米线阵列, 纳米线长度 5—10  $\mu\text{m}$ , 半径 200—500 nm; 二是平面靶材, 结构与纳米线靶材相同, 但表面为平整的涂层, 用于对照实验. 中子探测使用液体闪烁探测器 (EJ301) 和塑料闪烁探测器 (BC420) 记录中子产额, 通过 TOF 谱分离 2.45 MeV 中子与  $\gamma$  信号, 如图 8 所示<sup>[30]</sup>. 等离子体诊断通过 Nomarski 干涉仪和阴影成像技术, 测量等离子体密度和速度分布. 实验还利用 GEANT4 代码模拟中子传输和探测器

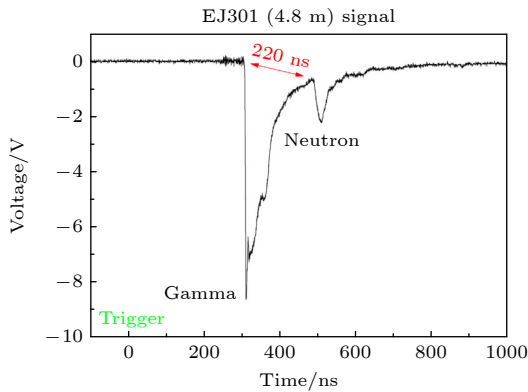


图 8 典型的 TOF 光谱来自距离目标 4.8 m 的液体闪烁探测器<sup>[30]</sup>  
 Fig. 8. Typical TOF spectrum from a liquid scintillation detector 4.8 m away from the target<sup>[30]</sup>.

响应, 以校准中子信号.

信号处理: 通过 1 GHz 带宽示波器记录中子飞行时间谱, 结合门控裂变中子源 ( $^{252}\text{Cf}$ ) 校准, 单中子信号不确定度优化至 46%(EJ301) 和 50%(BC420).

Nomarski 干涉仪: 采用 70 ps 探针激光 (波长 526 nm) 延时触发, 通过 Abel 反演技术重建等离子体电子密度分布, 如图 9 所示<sup>[30]</sup>.

阴影成像: 测定等离子体流膨胀速度 ( $8.4 \times 10^5$  m/s), 对应氘离子动能约 10 keV, 覆盖核天体物理关注的 Gamow 能量窗口 (10—30 keV).

### 3.1.2 氘-锂聚变实验

实验同样在神光-II 激光装置上进行, 如图 10 所示<sup>[31]</sup>. 使用激光对称照射两个  $^7\text{LiD}$  靶材, 产生对撞等离子体流. 中子探测通过塑料闪烁探测器 (BC400) 记录中子飞行时间谱, 区分不同反应的中子能量 ( $^7\text{Li(D, n)}$  中子能量、13.4 MeV ( $^8\text{Be}$  基态)、10.7 MeV (第一激发态) 和 2.5 MeV (D-D 反应)). 等离子体诊断利用 Nomarski 干涉仪和 Abel 反演技术测量等离子体密度分布和临界速度  $V_c$ .

为消除等离子体不稳定性及激光参数波动的影响, 中国原子能科学研究院与复旦大学等单位合作提出了一种创新的自校准方法 (self-calibration method for nuclear reaction in plasma, SCM-NRP). 该方法通过测量同一等离子体环境中  $^7\text{Li(D, n)}^8\text{Be}$  和  $\text{D(D, n)}^3\text{He}$  两种反应的中子产额比, 利用氘 ( $\text{D}_{1+}$ ) 和锂 ( $^7\text{Li}_{3+}$ ) 质荷比 ( $m/q$ ) 相近的特性, 推导出  $^7\text{Li(D, n)}^8\text{Be}$  反应的  $S$  因子.

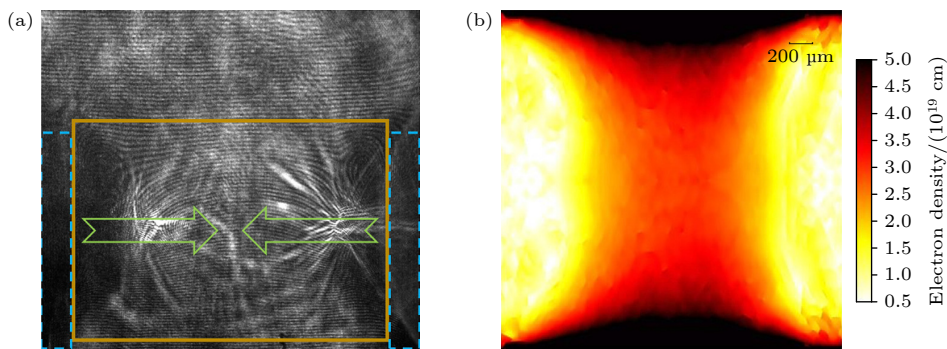


图 9 (a) 单次发射计算所得的等离子体流 (绿色箭头) 的典型诺马斯基干涉图; (b) 该区域对应的电子密度分布由干涉图的黄色框标记, 由 Abel 反演方法导出<sup>[30]</sup>

Fig. 9. (a) A typical Nomarski interferogram of the plasma flow (green arrow) calculated from a single emission; (b) the electron density distribution corresponding to this region is marked with the yellow box of the interferogram and derived by the Abel inversion method<sup>[30]</sup>.

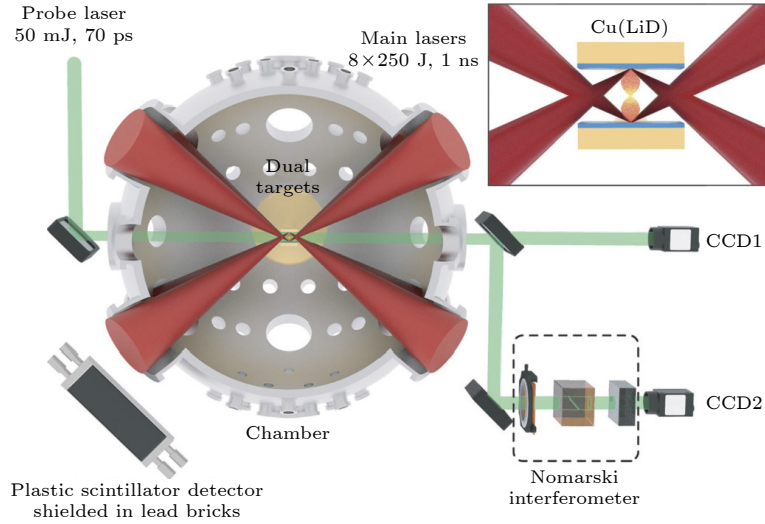


图 10 神光-II 激光实验装置图. 四束激光调谐聚焦于目标的一侧, 另外四束聚焦于目标的另一侧. 利用探测激光和诺马斯基干涉仪记录等离子体的密度. 在不同距离处用闪烁探测器表征中子信号<sup>[31]</sup>

Fig. 10. Diagram of the Shenguang-II laser experimental setup. Four laser beams are tuned and focused on one side of the target, while the other four are focused on the other side. The density of the plasma was recorded using a detection laser and a Nomarski interferometer. Neutron signals were characterized at different distances using scintillation detectors<sup>[31]</sup>.

### 3.2 实验结果与数据分析

#### 3.2.1 氘-氘聚变反应研究

实验结果显示, 纳米线靶材的中子产率约为每发激光脉冲产生  $10^6$  个中子, 与平面靶材的产率相当, 未显著提升. 中子主要来源于两侧等离子体流的碰撞区域 ( $N_c$ ), 而非单侧靶材的直接相互作用 ( $N_p$  和  $N_b$  可忽略), 其中  $N_p$  代表初始激光诱导等离子体的中子产额,  $N_b$  代表束-靶反应的中子产额,  $N_c$  代表两个等离子体流相遇中心区域的中子产额. 通过数值模拟和实验数据对比, 发现中子产率主要来源于中心质量能量 ( $E_{cm}$ ) 在 10—30 keV 范围内的离子碰撞.

等离子体流的速度约为  $8.4 \times 10^5$  m/s, 对应氘离子的动能约 10 keV, 处于核天体物理感兴趣的 Gamow 窗口内. 本课题组使用 MHD 代码 FLASH 来模拟平面靶和纳米线靶在初始时刻以及 0.1 ns 时离子密度和温度的等离子体参数的演变情况. 等离子体中离子的速度和密度分布, 以及等离子体随时间的演化, 对核反应产额的数值计算有显著影响. 模拟结果如图 11 所示<sup>[30]</sup>, 显示了平面靶和纳米线靶在初始时刻和 0.1 ns 时的离子密度和温度等离子体参数演化. 图 11(a) 是初始时刻平面靶的离子密度, 图 11(b) 是初始时刻纳米线靶的离子密度, 图 11(c) 是初始时刻平面靶的温度, 图 11(d)

是初始时刻纳米线靶的温度, 图 11(e) 是 0.1 ns 时刻平面靶的离子密度, 图 11(f) 是 0.1 ns 时刻纳米线靶的离子密度, 图 11(g) 是 0.1 ns 时刻平面靶的温度, 图 11(h) 是 0.1 ns 时刻纳米线靶的温度. 图 12 展示了在 0.1 和 1.0 ns 时, 纳米线靶与平面靶的密度、速度和温度分布的对比情况<sup>[30]</sup>, 图中黑色的线表示纳米线靶结构, 红色的线表示平面靶结构, 纳米线靶材和平面靶材在 0.1 ns 后的等离子体参数 (密度、温度、速度) 几乎相同.

纳米线靶材有其局限性, 纳米线靶材仅在激光照射的前几皮秒内能高效吸收能量, 随后靶材表面形成超过临界密度的等离子体, 导致激光被反射而非吸收. 纳秒激光的长脉宽使得纳米线结构的优势无法持续, 最终表现与平面靶材相似.

质子产额: 实验产生的质子通过 CR-39 进行测量. 每个质子入射进入 CR-39 当中经过蚀刻后都会产生质子径迹, 在显微镜下看来像黑色圆点, 通过统计黑色圆点数量, 得到每片 CR-39 上的质子产额. 每片 CR-39 的面积是  $1 \text{ cm}^2$ , 产生的质子向四面八方喷射, 通过将每片 CR-39 的质子产额乘以球体表面积即可得到产生的所有质子产额. 本课题组通过使用 TRACK-P 程序模拟与 CR-39 径迹探测技术相结合的方式测量本次实验的质子产额. TRACK-P 程序模拟可以通过质子能量、蚀刻时间、体蚀刻速率和质子相对于探测器表面的入

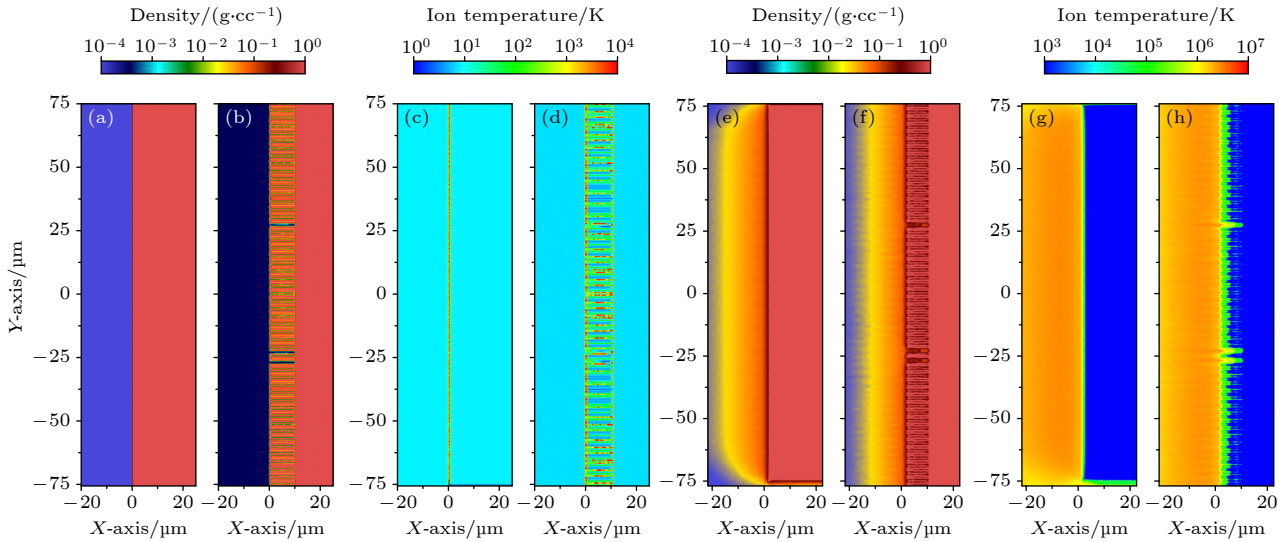


图 11 等离子体中离子的速度和密度分布, 以及等离子体随时间的演变, 对核反应产额的数值计算有显著影响<sup>[30]</sup>

Fig. 11. Velocity and density distributions of the ions in the plasma, as well as the evolution of the plasma over time, have a significant impact on the numerical calculation of nuclear reaction yields<sup>[30]</sup>.

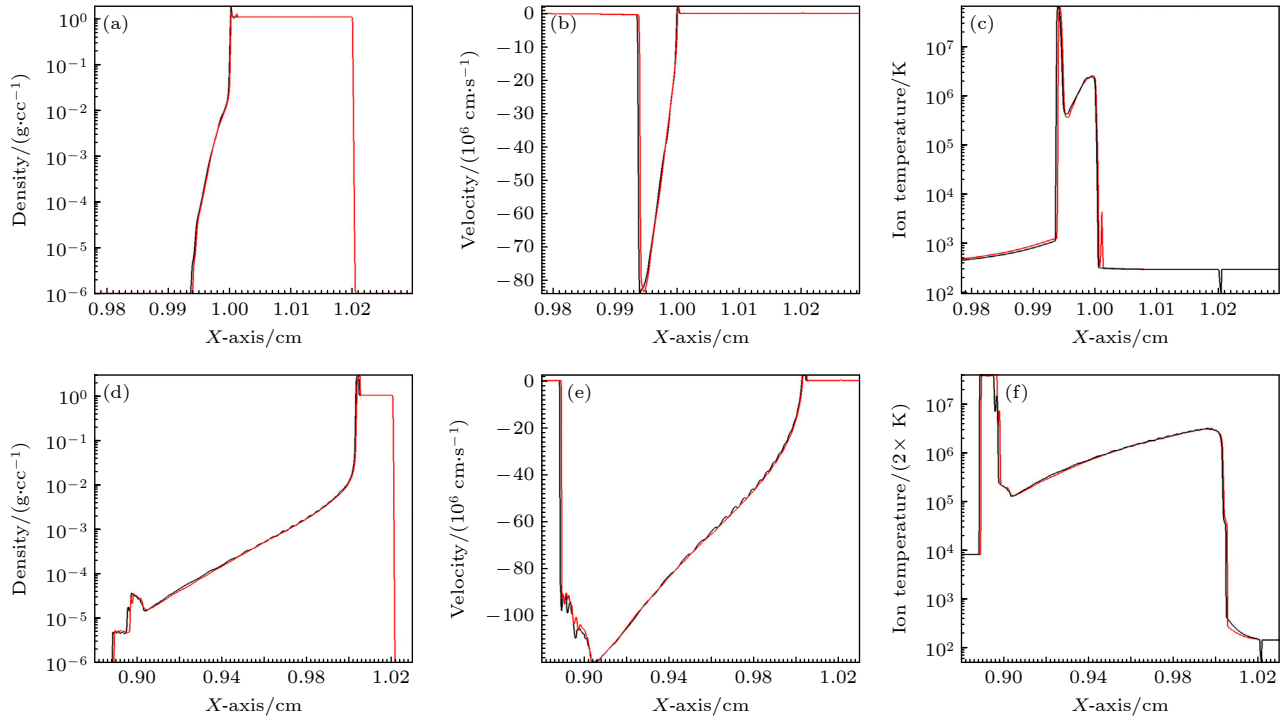


图 12 在 0.1 ns ((a)–(c)) 和 1.0 ns ((d)–(f)) 下, 纳米线靶与平面靶的密度、速度和温度分布<sup>[30]</sup>

Fig. 12. Compares the density, velocity and temperature distributions of nanowire targets and planar targets at 0.1 ns ((a)–(c)) and 1.0 ns ((d)–(f))<sup>[30]</sup>.

射角这 4 个变量来模拟经过蚀刻后 CR-39 中质子的外观. 图 13(a) 是 TRACK-P 程序模拟图. 输入条件是质子能量 3 MeV, 蚀刻时间 6 h, 体蚀刻速率为 4  $\mu\text{m/s}$ , 入射角度为  $90^\circ$ , 得到此条件下质子的直径与其在 CR-39 中的入射深度. 不同的化学溶液对 CR-39 能够产生不同的体蚀刻速率, 在本

实验中 CR-39 在 6.5 mol/L 的 NaOH 溶液中刻蚀, 并保持在  $70^\circ\text{C}$  的恒温下刻蚀, 使用测厚法即利用蚀刻前后的厚度之差与蚀刻时间之间的关系来得出体蚀刻速率. 通过多次测试, 选取能让 CR-39 中质子在显微镜下显示较为清晰的蚀刻条件. 图 13(b) 展示出的黑色径迹为质子径迹, 通过显微镜观察统

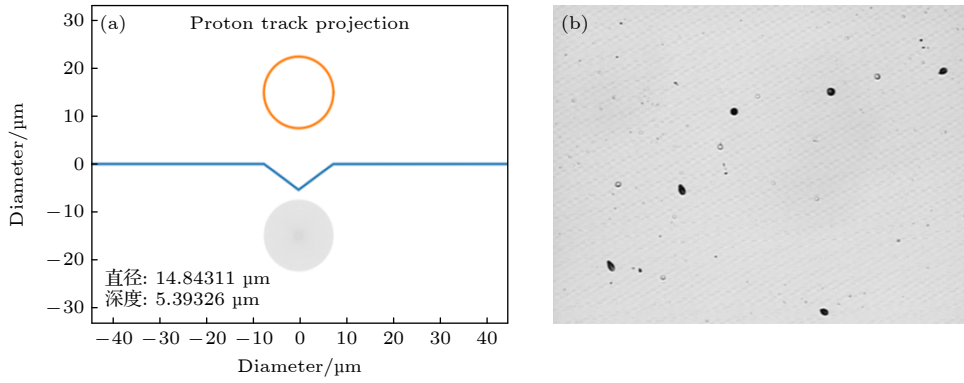


图 13 (a) 质子能量 3 MeV, 蚀刻时间 6 h, 体蚀刻速率为 4 μm/s, 入射角度大小为 90°条件下质子的直径与其在 CR-39 中的入射深度; (b) 经过蚀刻的 CR-39 中的质子径迹

Fig. 13. (a) Diameter of protons with an energy of 3 MeV and the depth of their incidence in CR-39 under the conditions of etching time of 6 hours, bulk etching rate of 4 μm/s, and incident angle of 90°; (b) the proton tracks in the etched CR-39.

计, 得到实验产生的质子产额. 表 6 展示了本次实验得到的不同发次下质子产额, 质子产额最多为  $8.2 \times 10^6$ , 其中  $\pm 0.9$  表示产额的误差.

表 6 不同激光发次测到的质子产额

Table 6. Proton yield measured at different laser firing times.

发次	质子产额	发次	质子产额
1	$(2.3 \pm 0.5) \times 10^6$	10	$(2.2 \pm 0.9) \times 10^6$
2	$(5.1 \pm 0.9) \times 10^5$	11	$(1.2 \pm 0.2) \times 10^6$
3	$(8 \pm 1.5) \times 10^5$	14	$(9.1 \pm 2.8) \times 10^5$
4	$(4.4 \pm 1.5) \times 10^6$	15	$(1.7 \pm 0.2) \times 10^6$
5	$(6.1 \pm 0.8) \times 10^6$	16	$(1.3 \pm 0.5) \times 10^6$
6	$(4.2 \pm 1.1) \times 10^6$	17	$(1.1 \pm 0.3) \times 10^6$
7	$(5.9 \pm 1.9) \times 10^6$	18	$(1.2 \pm 0.3) \times 10^6$
8	$(5.1 \pm 0.8) \times 10^6$	19	$(2.1 \pm 0.4) \times 10^6$
9	$(8.2 \pm 0.9) \times 10^6$		

### 3.2.2 氘-锂聚变实验结果

在等离子体喷流对撞模型和数值模拟计算研究中, 等离子体喷流产生过程是通过纳秒激光打靶实现的, 其演化时间在几个到数十纳秒尺度、空间在几个毫米尺度, 适合通过 R-MHD 模拟程序开展相关研究. 但是 R-MHD 模拟程序的不足在于相向运动的等离子体在接触时来自两侧的粒子不能相互穿透, 既无法重现实验中的真实过程, 也无法研究由于粒子相互穿过程中产生的自生磁场对核反应的影响过程. PIC 数值模拟程序可以对激光等离子体相互作用过程中粒子的运动轨迹、能量变化、电磁场演化等进行精细的模拟, 其不足是受制于计算条件的限制 (包括计算核数、计算内存等),

模拟的时间尺度一般最多在皮秒量级、空间尺度一般在百微米量级, 很难实现通过纳秒激光驱动两团等离子体喷流对撞的全过程模拟. 因此建立“R-MHD+PIC”的技术方案, 进行与实际实验参数一致的全过程数值模拟. 我们利用 R-MHD 模拟程序建立等离子体喷流对撞的数值模型, 在此过程中根据实际的纳秒激光参数以及靶参数进行设置, 模拟从激光入射到平行对靶内表面产生等离子体喷流开始, 一直到左右两团等离子体开始接触前停止, 输出此时的等离子体的密度、温度、速度, 以及电磁场等参数, 并且转换为 PIC 程序可以读取的文件, 作为 PIC 模拟的初始值. 由于 PIC 程序的计算资源无法按照流体模拟中的实际时空尺度进行计算, 采用在实验室天体物理中常用的“标度变换”方法, 即基于欧拉方程的标度变换不变性, 在整个变换过程中等离子体中离子趋肤深度保持不变, 可将时空分别在纳秒和毫米的物理过程变换为时空尺度在皮秒和微米量级的物理过程, 这样就可以在 PIC 程序中实现等离子体对撞的物理过程模拟.

中子产额比: 反应通道及实验结果如图 14 所示 [31]. 通过 TOF 谱峰面积比及 Geant4 模拟光输出修正, 得到  $Y_{LiD}/Y_{DD} = 0.07 \pm 0.01$  (其中  $Y_{LiD}$  和  $Y_{DD}$  分别为氘锂和氘氘反应的中子产额). 图 15 为  ${}^7\text{LiD}$ (case I) 和  ${}^6\text{LiD}$ (case II) 的 PIC 模拟结果, D 和  ${}^7\text{Li}$  离子的密度分布在空间分布上具有相似的结构. 结合已知的  $\text{D(D, n)}$  反应  $S$  因子 (65 keV·barn), 推算出  ${}^7\text{Li(D, n)}$  在 Gamow 窗口 (约 173 keV) 的  $S$  因子为  $S = (24 \pm 8) \text{ MeV} \cdot \text{barn}$ . 等离子体临界速度  $V_c = (5.2 \pm 0.4) \times 10^5 \text{ m/s}$ , 与模拟结果 ( $5.0 \times$

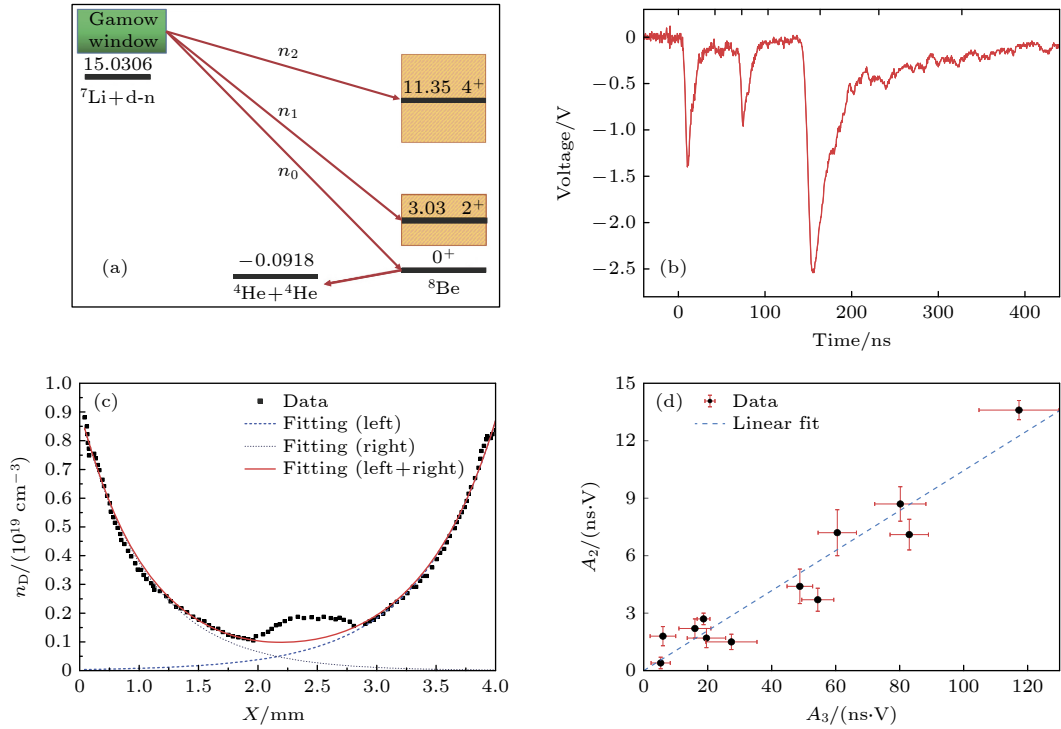


图 14 反应道及实验结果 (a)  ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}$  反应通道; (b) 由中子探测器记录的典型 TOF 谱; (c) 通过阿贝尔反演方法得出的 D 离子的相应密度分布; (d) 图 (b) 中第二个峰值的面积 ( $A_2$ ) 与第三个峰值的面积 ( $A_3$ ) 的比值<sup>[31]</sup>

Fig. 14. Reaction channel and experimental results: (a) The  ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}$  reaction channel; (b) the typical TOF spectrum recorded by the neutron detector; (c) the corresponding density distribution of the D ion obtained by the Abel inversion method; (d) the ratio of the area ( $A_2$ ) of the second peak to the area ( $A_3$ ) of the third peak in panel (b)<sup>[31]</sup>.

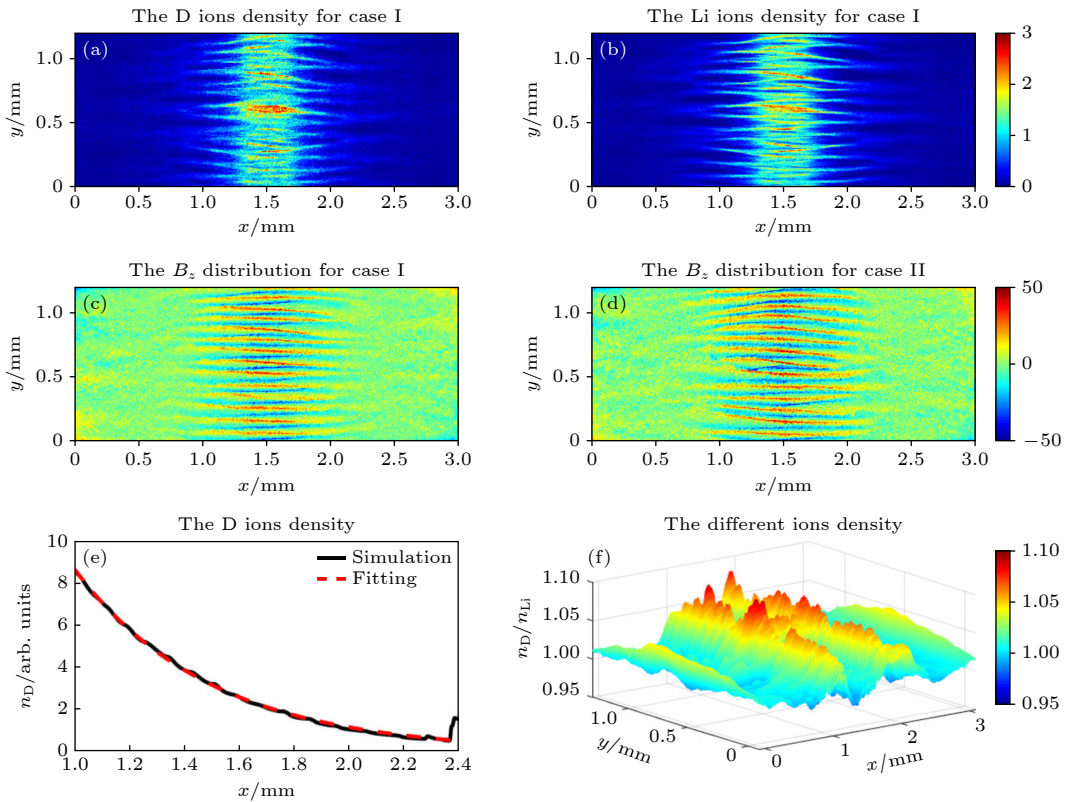


图 15  ${}^7\text{LiD}$ (case I) 和  ${}^6\text{LiD}$ (case II) 的 PIC 模拟结果<sup>[31]</sup>

Fig. 15. PIC simulation results of  ${}^7\text{LiD}$  (case I) and  ${}^6\text{LiD}$  (case II)<sup>[31]</sup>.

$10^5$  m/s) 一致。

与冷靶数据对比: 测得的  $S$  因子与加速器实验的非等离子体环境数据吻合, 如图 16 所示<sup>[31]</sup>。表明等离子体电子屏蔽效应在此反应中不显著(理论预测仅 3% 影响), 支持 BBN 锂丰度过高可能源于其他物理机制。

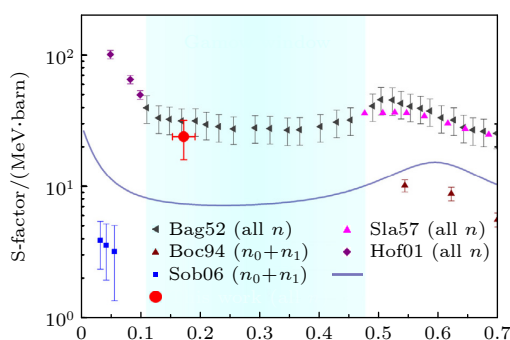


图 16 对等离子体环境(红色圆点)中以及非等离子体环境(其他)中的 ${}^7\text{Li}(\text{D}, \text{n}){}^8\text{Be}$ 反应的天体物理  $S$  因子的比较<sup>[31]</sup>  
Fig. 16. Comparison of astrophysical  $S$ -factors for the  ${}^7\text{Li}(\text{D}, \text{n}){}^8\text{Be}$  reaction in plasma environments (red dots) and non-plasma environments (others)<sup>[31]</sup>.

数值模拟验证: 通过混合模拟(MHD+PIC)验证了 SCM-NRP 的可靠性. FLASH 代码模拟等离子体动力学, EPOCH 代码模拟等离子体对撞过程. 模拟显示氘( $\text{D}^+$ )与锂( ${}^7\text{Li}^{3+}$ )离子因质荷比相近, 在等离子体中动力学行为一致(密度分布相关系数 $>0.95$ ). 激光能量波动( $\pm 10\%$ )对产额比的影响仅为 $\pm 15\%$ , 证明方法鲁棒性。

### 3.3 讨论与不确定性分析

氘-氘聚变: 实验结果表明, 在纳秒激光驱动下, 纳米线靶材未能显著提升 D-D 聚变反应的中子产率. 其原因是纳米线结构仅在激光作用初期(皮秒量级)有效, 随后等离子体反射激光能量. 研究团队测得实验产生 3 MeV 能量的质子产额为  $8.2 \times 10^6$ .

氘-锂聚变: 首次在等离子体环境中测量 ${}^7\text{Li}(\text{D}, \text{n}){}^8\text{Be}$ 的  $S$  因子, 为核天体物理提供了关键实验数据. 结果排除了电子屏蔽效应作为 BBN 锂丰度过高的主要因素, 推动了相关理论修正. SCM-NRP 方法可推广至其他核聚变反应(如 ${}^7\text{Li}(\text{p}, \alpha){}^4\text{He}$ ), 并为等离子体动力学研究提供新探针。

实验的中子产额的误差主要来源包括: 一是中子探测, EJ301 的伽马拖尾导致中子峰面积不确定

度达 10%; 二是中子探测系统标定误差, 约为 50%. 三是实验中的距离测量误差、角分布误差、屏蔽体估算误差等, 此类误差总计在 1%—2%。

## 4 总结

等离子体环境中的核反应数据精确测量, 对理解恒星演化、元素合成及实现可控核聚变等有重要意义. 本文介绍了中国原子能科学研究院团队提出的创新性门控 ${}^{252}\text{Cf}$ 中子校准技术, 通过 PSD-TOF 联合分析将中子探测信噪比提升 10 倍, 解决了强电磁干扰下的测量难题, 同时依托神光-II 装置开展等离子体对撞碰撞实验, 证实其对 D-D 反应的中子产额提升显著(达约  $10^6$ /发), 并验证 D-Li 反应可生成 13.3 MeV 单能中子, 证明在 Gamow 窗口 173 keV 能量附近, 电子库仑屏蔽效应没有影响与锂丰度之谜有关的 ${}^7\text{Li}$ 消耗反应。

## 数据可用性声明

支撑本研究成果的探测器原始数据集可在科学数据银行 <https://doi.org/10.57760/sciencedb.j00213.00185> 中访问获取。

## 参考文献

- [1] Israelian G 2012 *Nature* **489** 37
- [2] Fields B D 2011 *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **61** 47
- [3] Zeng X C 2001 *Physics* **30** 428 (in Chinese) [曾先才 2001 物理 **30** 428]
- [4] Wang C K, Jiang S E, Ding Y K 2014 *Physics* **43** 120 (in Chinese) [王传珂, 江少恩, 丁永坤 2014 物理 **43** 120]
- [5] Casey D T, Sayre D B, Brune C R, Smalyuk V A, Weber C R, Tipton R E, Pino J E, Grim G P, Remington B A, Dearborn D, Benedetti L R, Frenje J A, Gatu-Johnson M, Hatarik R, Izumi N, McNaney J M, Ma T, Kyrala G A, MacLaren S, Salmonson J, Khan S F, Pak A, Hopkins L, Berzak, LePape S, Spears B K, Meezan N B, Divol L, Yeaman C B, Caggiano J A, McNabb D P, Holunga D M, Zucca M Chiarappa, Kohut T R, Parham T G 2017 *Nat. Phys.* **13** 1227
- [6] Barbui M, Bang W, Bonasera A, Hagel K, Schmidt K, Natowitz J B, Burch R, Giuliani G, Barbarino M, Zheng H, Dyer G, Quevedo H J, Gaul E, Bernstein A C, Donovan M, Kimura S, Mazzocco M, Consoli F, De Angelis R, Andreoli P, Ditmire T 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 082502
- [7] Labaune C, Baccou C, Depierreux S, Goyon C, Loisel G, Yahia V, Rafelski J, 2013 *Nat. Commun.* **4** 1
- [8] Ditmire T, Zweiback J, Yanovsky V P T, Cowan T E, Hays G, Wharton K B 1999 *Nature* **398** 489
- [9] Mirfayzi S R, Alejo A, Ahmed H, Raspino D, Ansell S, Wilson L A, Armstrong C, Butler N M H, Clarke R J,

- Higginson A, Kelleher J, Murphy C, Notley M, Rusby D R, Schooneveld E, Borghesi M, McKenna P, Rhodes N J, Neely D, Brenner C M, Kar S 2017 *Appl. Phys. Lett.* **111** 044101
- [10] Mirfayzi S R, Yogo A, Lan Z, Ishimoto T, Iwamoto A, Nagata M, Nakai M, Arikawa Y, Abe Y, Golovin D, Honoki Y, Mori T, Okamoto K, Shokita S, Neely D, Fujioka S, Mima K, Nishimura H, Kar S, Kodama R 2020 *Sci. Rep.* **10** 20157
- [11] Glebov V Y, Sangster T C, Stoeckl C, Knauer J P, Theobald W, Marshall K L, Shoup M J, Buczek T, Cruz M, Duffy T, Romanofsky M, Fox M, Pruyne A, Moran M J, Lerche R A, McNaney J, Kilkenny J D, Eckart M J, Schneider D, Munro D, Stoeffl W, Zacharias R, Haslam J J, Clancy T, Yeoman M, Warwas D, Horsfield C J, Bourgade J L, Landoas O, Disdier L, Chandler G A, Leeper R J 2010 *Rev. Sci. Instrum.* **81** 10D325
- [12] Glebov V Y, Forrest C, Knauer J P, Pruyne A, Romanofsky M, Sangster T C, Shoup M J, Stoeckl C, Caggiano J A, Carman M L, Clancy T J, Hatarik R, McNaney J, Zaitseva N P 2012 *Rev. Sci. Instrum.* **83** 10D309
- [13] Rezac K, Klir D, Kubes P, Kravarik J 2012 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **54** 105011
- [14] Frenje J A, Li C K, Se Águin F H, Hicks D G, Kurebayashi S, Petrasso R D, Roberts S, Glebov V Yu, Meyerhofer D D, Sangster T C, Soures J M, Stoeckl C, Chiritiescu C, Schmid G J, Lerche R A 2002 *Rev. Sci. Instrum.* **73** 2597
- [15] Zhang X P, Zhao J R, Yuan D W, Fu C B, Bao J, Chen L M, He J J, Hou L, Li L, Li Y F, Li Y T, Liao G Q, Rhee Y J, Sun Y, Xu S W, Zhao G, Zhu B J, Zhu J Q, Zhang Z, Zhang J 2017 *Phys. Rev. C* **96** 055801
- [16] Zhao J R, Zhang X P, Yuan D W, Chen L M, Li Y T, Fu C B, Rhee Y J, Li F, Zhu B J, Li Y F, Liao G Q, Zhang K, Han B, Liu C, Huang K, Ma Y, Li Y F, Xiong J, Huang X G, Fu S Z, Zhu S Z, Zhu J Q, Zhao G, Zhang J 2015 *Rev. Sci. Instrum.* **86** 063505
- [17] Zhao J R, Zhang X P, Yuan D W, Li Y T, Li D Z, Rhee Y J, Zhang Z, Li F, Zhu B J, Li Yan F, Han B, Liu C, Ma Y, Li Y F, Tao M Z, Li M H, Guo X, Huang X G, Fu S Z, Zhu J Q, Zhao G, Chen L M, Fu C B, Zhang J 2016 *Sci. Rep.* **6** 27363
- [18] Xi X F, Zhang G Q, Liu F L, Fu G Y, He C Y, Chen H T, Lv C, Sun W, Zhang K, Wang P T, Deng X A, Ma Z G, Fu C B, Guo B 2023 *Rev. Sci. Instrum.* **94** 013301
- [19] Geng Y X, Liao Q, Shou Y R, Zhu J G, Xu X H, Wu M J, Wang P J, Li D Y, Yang T, Hu R H, Wang D H, Zhao Y Y, Ma W J, Lu H Y, Yuan Z X, Lin C, Yan X Q 2018 *Chin. Phys. Lett.* **35** 092901
- [20] Wang M H, Qu J L, Zhu M 2020 *Chin. Phys. Lett.* **37** 015202
- [21] He S K, Jiao J L, Deng Z G, Lu F, Yang L, Zhang F Q, Dong K G, Hong W, Zhang Z M, Zhang B, Teng J, Zhou W M, Gu Y Q 2019 *Chin. Phys. Lett.* **36** 105201
- [22] Hu P, Ma Z G, Zhao K, Zhang G Q, Fang D Q, Wei B R, Fu C B, Ma Y G 2021 *Nucl. Sci. Tech.* **32** 58
- [23] Xiao C 2002 *Laser Optoelectron. Prog.* **39** 1 (in Chinese) [晓晨 2002 激光与光电子学进展 **39** 1]
- [24] Zhou W G 2000 *Laser Optoelectron. Prog.* **37** 5 (in Chinese) [周稳观 2000 激光与光电子学进展 **37** 5]
- [25] Lancaster K L, Karsch S, Habara H, Beg F N, Clark E L, Freeman R, Key M H, King J A, Kodama R, Krushelnick K, Ledingham K W D, McKenna P, Murphy C D, Norreys P A, Stephens R, Stöeckl C, Toayama Y, Wei M S, Zepf M 2004 *Phys. Plasmas* **11** 3404
- [26] Peacock N J, Robinson D C, Forrest M J, Wilcock P D 1969 *Nature* **224** 488
- [27] Séguin F H, Frenje J A, Li C K, Hicks D G, Kurebayashi S, Rygg J R, Schwartz B E, Petrasso R D, Roberts S, Soures J M, Meyerhofer D D, Sangster T C, Knauer J P, Sorce C, Glebov V Yu, Stoeckl C, Phillips T W, Leeper R J, Fletcher K, Padalino S 2003 *Rev. Sci. Instrum.* **74** 975
- [28] Pikuz Jr S A, Skobelev I Yu, Faenov A Ya, Lavrinenko Ya S, Belyaev V S, Klyushnikov V Yu, Matafonov A P, Rusetskii A S, Ryazantsev S N, Bakhmutova A V 2016 *High Temperature* **54** 428
- [29] Storm M, Jiang S, Wertepny D, Orban C, Morrison J, Willis C, McCary E, Belancourt P, Snyder J, Chowdhury E, Bang W, Gaul E, Dyer G, Ditmire T, Freeman R R 2013 *Phys. Plasmas* **20** 053106
- [30] Xi X F, Lv C, Ma W J, Liu F L, Kong D F, Zhang X P, Zhang G Q, Sun W, He C Y, Deng X A, Ma Z G, Zhao J R, Fu C B, Guo B 2023 *Front. Phys.* **11** 1212293
- [31] Wang W Z, Lv C, Zhang X P, Fu C B, Guo B, Cai H B, Chen L M, Cheng L, He C Y, He J J, Li L, Xi X F, Yuan D W, Zhang G Q, Sun W, Zhang Z, Zhang J, Ma Y G 2023 *Phys. Lett. B* **843** 138034

SPECIAL TOPIC—Thematic data in nuclear physics: Experimental, theoretical and applied research

## Measurement of nuclear reaction data in a laser-driven plasma environment\*

LI Hongwei<sup>1)</sup> XI Xiaofeng<sup>1)</sup> LIU Fulong<sup>1)</sup> LÜ Chong<sup>1)†</sup>  
FU Changbo<sup>2)‡</sup> GUO Bing<sup>1)††</sup>

1) (*Institute of Nuclear Physics, China Atomic Energy Research Institute, Beijing 102413, China*)

2) (*Key Laboratory of Nuclear Physics and Ion Beam Applications, Ministry of Education, Modern Physics Institute, Fudan University, Shanghai 200433, China*)

( Received 5 September 2025; revised manuscript received 26 February 2026 )

### Abstract

The study of nuclear reactions in plasma environments plays a crucial role in nuclear physics, fusion energy, and astrophysics. The core challenge lies in developing methods and technologies for measuring nuclear reactions in complex plasma environments to accurately obtain relevant nuclear reaction data. This review presents key innovations by the China Institute of Atomic Energy in laser-driven nuclear reaction diagnostics. To overcome EMP interference, a gated  $^{252}\text{Cf}$  fission source calibration method was developed, utilizing intrinsic  $\gamma$ -n correlations to achieve direct *in-situ* calibration of the neutron detector. This technique reduced calibration uncertainty to 46%—50% and improved the signal-to-noise ratio tenfold on the Shengguang-II facility. For plasma instability, a self-calibration method based on plasma-jet collisions was established. By measuring the neutron yield ratio  $Y_{\text{LiD}}/Y_{\text{DD}} = 0.07 \pm 0.01$  from  $^7\text{LiD}$  targets, the astrophysical S-factor for  $^7\text{Li}(\text{D},\text{n})$  was determined as  $(24 \pm 8)$  MeV·barn—the first such measurement in a full plasma environment. Results align with cold-target data, indicating negligible electron screening in this regime, suggesting alternative mechanisms for the cosmological lithium problem. D-D experiments yielded  $10^6$  neutrons/shot with plasma flow velocities of  $8.4 \times 10^5$  m/s matching Gamow window conditions. Proton yields were measured at  $8.2 \times 10^6$  per shot using CR-39 diagnostics. These innovations establish quantitative standards for EMP-resistant neutron diagnostics and provide crucial nuclear data for astrophysical models, advancing extreme-condition plasma physics. The original oscilloscope waveform data, measured by the scintillation detector in the target room of the Shanghai Shengguang Facility during each laser shot from August 6 to August 14, 2019, are openly available at <https://doi.org/10.57760/sciencedb.j00213.00185>.

**Keywords:** laser nuclear physics, plasma environment, measurement of nuclear reaction data, fusion reaction

**DOI:** 10.7498/aps.75.20251219

**CSTR:** 32037.14.aps.75.20251219

\* Project supported by the National Science Fund for Distinguished Young Scholars of China (Grant No. 12125509), the Young Scientists Fund of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 1220051312), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 1220051312, 1197050502, 12125509, U2441221, 12305149, 12205378), the Key Research and Development Program of the Ministry of Science and Technology for Young Scientists, China (Grant No. 2024YFA1612700), the Nuclear Technology Research and Development Project and Key Project, China (Grant Nos. HJSYF2024(01), U2267204), the Ministry of Finance Stable Support Fund, China (Grant No. 18BJ010261224900), the China National Nuclear Corporation Young Talent “Elite Talent” (Grant Nos. FY222506000201, FY0102707224294, FY010260623371), the China National Nuclear Corporation Basic Research Project (Grant No. FK010271224841), the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2022YFA1602403), and the Key Laboratory of Nuclear Data Basic Research, China (Grant No. 6142A082024-4).

† Corresponding author. E-mail: [lvchong@ciae.ac.cn](mailto:lvchong@ciae.ac.cn)

‡ Corresponding author. E-mail: [cbfu@fudan.edu.cn](mailto:cbfu@fudan.edu.cn)

†† Corresponding author. E-mail: [guobing@ciae.ac.cn](mailto:guobing@ciae.ac.cn)

## 激光驱动等离子体环境中的核反应数据测量

李弘伟 席晓峰 刘伏龙 吕冲 符长波 郭冰

### Measurement of nuclear reaction data in a laser-driven plasma environment

LI Hongwei XI Xiaofeng LIU Fulong LÜ Chong FU Changbo GUO Bing

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 090101 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20251219

CSTR: 32037.14.aps.75.20251219

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251219>

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

#### 原子核融合反应研究进展

Research progress of nuclear fusion reactions

物理学报. 2026, 75(2): 090101 <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251346>

#### 从“强场原子物理”到“强场原子核物理”

From “strong-field atomic physics” to “strong-field nuclear physics”

物理学报. 2024, 73(24): 244202 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20241456>

#### 月球南极尘埃等离子体环境特性

Characteristics of dust plasma environment at lunar south pole

物理学报. 2024, 73(15): 155201 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240599>

#### 核天体物理实验数据评价: 现状与挑战

Evaluation of experimental data in nuclear astrophysics: Status and challenges

物理学报. 2026, 75(2): 155201 <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251189>

#### 等离子体刻蚀建模中的电子碰撞截面数据

Electron collision cross section data in plasma etching modeling

物理学报. 2024, 73(9): 095201 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231598>

#### 激光维持等离子体多物理场耦合模型与仿真

Multiphysics modeling and simulations of laser-sustained plasmas

物理学报. 2024, 73(2): 025201 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231056>