

## 台面激光核聚变中子源研究进展\*

夏江帆 张杰

(中国科学院物理研究所光物理开放实验室 北京 100080)

**摘要** 通过超短脉冲激光与合适的介质相互作用,在普通光学实验室中可以产生聚变中子.经过特殊设计的固体靶结构和特殊安排的级联过程,利用亚TW激光即可引发光核反应产生中子.通过台面超强激光与固体靶相互作用,利用对离子的自导通道径向加速机制,可获得较多的高能离子和较多的中子产率.由于超强激光辐照下大的团簇爆炸时可获得大量高能离子,团簇靶实验中实现的中子产率比相似激光能量的固体靶实验高两个量级.文章讨论了上述三种产生中子的途径,对可能的发展方向进行了简单分析.

**关键词** 台面超强激光,核聚变,中子源

## RECENT PROGRESS ON TABLE TOP ULTRA-INTENSE LASER INDUCED NUCLEAR FUSION NEUTRON SOURCE

XIA Jiang Fan ZHANG Jie

(Laboratory of Optical Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080)

**Abstract** We review the recent development of table-top neutron sources pumped by table-top terawatt( $T^3$ ) ultrashort laser pulses. By means of a specially designed target structure and cascade process, sub-terawatt lasers are capable of producing substantial amounts of neutrons through photonuclear reactions. Through the interaction of a well-designed ultra-intense laser with a solid target, a relative strong ps laser pulse can mega-ampere ion currents energy of 50—150 keV, providing an opportunity to obtain large neutron yields at the laser focus. The explosion of large atomic clusters irradiated by fs laser pulses has produced a superheated microplasma that ejects ions with kinetic energies up to 1 MeV, with a much higher neutron yield than that in solid target experiments irradiated by a similar fs laser. These interesting approaches, as well as some important physical details, are discussed and analyzed.

**Key words** table-top ultra-intense laser, nuclear fusion, neutron source

无论是物理学理论上的进展,还是实验上的突破,在物理学的发展过程中总是伴随着技术的进步与装置的革新.在普通实验室中,按照科研人员的需要产生高产额的中子以供科研与生产之用,是激光核聚变、等离子体物理研究和强场物理研究中的一个重要目标,它不仅具有重要的科学意义,而且也有实用价值.

中子没有电荷,没有静电作用,几乎不与核外电子发生作用,而主要与原子核发生作用.中子与原子核的相互作用表现比较简单,因此是研究核相互作用最好的最有利的工具.不仅如此,中子与物质相互作用机理完全不同于电磁辐射(如X射线与 $\gamma$ 射

线),也不同于带电粒子(如 $\beta$ 射线与 $\alpha$ 射线等),这种特性使中子在许多方面有着独特的应用.正因为如此,中子不仅成为物理学基础研究的重要手段,而且还被广泛应用于活化分析、中子照相术、中子治癌、中子辐射育种、中子测水分、中子测井、生产放射性同位素和核燃料以及材料物理研究等方面.

历史上最早的中子源是 $\alpha$ 发射体与某种靶核(金属铍及硼)粉末的均匀混合物,即所谓( $\alpha, n$ )中子源.与此相应,由 $\gamma$ 发射体与某种靶(铍或氘)相混合,就得到了( $\gamma, n$ )中子源.除此之外,钷与铀等元素

\* 国家高技术惯性约束聚变主题和激光技术主题资助项目  
1999-09-14收到初稿,1999-11-12修回

在裂变反应中也会发射中子,即可通过重核自发裂变来产生中子.这三种放射性同位素中子源价格便宜,易于制备与操作,缺点在于中子强度很低,发射中子时常伴随着 $\gamma$ 辐射,而且这种源必须利用自然界中存在的或在加速器、反应堆或核爆中生产的放射性同位素,同时伴随着放射性物质泄露的危害.

加速器的出现大大提高了中子源的强度.利用加速的氘核、质子或 $\alpha$ 粒子作为轰击粒子与靶核分别发生(d,n)、(p,n)或( $\alpha$ ,n)反应,由于带电粒子的束流强度可以达到很高(mA级甚至更高),因此带电粒子加速器可获得比天然放射源高得多的中子强度,而且利用自然界中的稳定元素也能产生高产额的中子.进一步提高中子产额(或强度)的手段是利用裂变反应堆.当前利用裂变核反应堆获得了很高强度的中子源.然而,无论是带电粒子加速器中子源,还是裂变反应堆中子源,都存在辐射环境复杂、装置结构庞大等缺点,特别是后一点,使得基本上不可能在普通实验室环境下利用中子.

从各种中子源的特点和发展趋势来看,中子源发展主要是沿着电子束、离子束和激光束“三束”可控聚变和裂变这条途径<sup>[1]</sup>.而在普通实验室中实现聚变中子源利用,则唯有利用建立在啁啾脉冲放大(CPA)技术基础上的超短脉冲激光与合适的介质相互作用才有可能.

## 1 超强激光与物质相互作用

超强激光与物质相互作用的一个最重要的思想就是通过相互作用获得能量远大于激光光子能量的电磁辐射或高能粒子,例如X射线、 $\gamma$ 射线、超热电子、正电子、中子等.不过,不同密度的介质与超短脉冲激光的相互作用表现出相当不同的性质,具有完全不同的机理.

当物质密度很低时(气体),超强激光辐照所形成的等离子体的性质通常并不因为激光功率的提高而改变.在实际中,低密度气体与超强激光相互作用的研究主要受到X射线激光发展的推动.对原子密度很低的情况( $<10^{19}\text{cm}^{-3}$ ),电子与离子在激光脉冲长度内无相互碰撞,产生等离子体的主要机制是原子在激光场中的直接光电离.在当前感兴趣的强度范围内,这种电离主要是通过隧道电离的方式进行.在由隧道电离形成的等离子体中,加热等离子体主要有三种机制:首先是阈上电离(ATI),这是一种单原子效应.在电离过程中,电子从激光场中获得了

高于所需要的电离能的附加能量.根据Burnett和Corkum的计算<sup>[2]</sup>,阈上电离所给出的电子能量分布是非Maxwell的,这一分布的峰值距离零点很近,表明等价的电子“温度”很低.事实上对于 $\sim 10^{17}\text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$ 的激光强度,ATI电子温度 $\leq 50\text{eV}$ ,这一点在光电离的、低密度等离子体的实验中已经得到了证实<sup>[3]</sup>.另一种机制即所谓逆韧致吸收,也就是电子与气体中其他粒子的库仑碰撞.通常情况下,这一机制所导致的能量沉积比ATI要小得多<sup>[4]</sup>,特别对于亚皮秒激光和低离子密度( $<10^{19}\text{cm}^{-3}$ ),逆韧致吸收几乎可以忽略不计.最后一种机制则是亚密等离子体中的受激Raman散射(SRS),计算<sup>[5]</sup>与实验<sup>[6]</sup>均表明,对低于 $10^{18}\text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$ 的激光强度和小于 $10^{19}\text{cm}^{-3}$ 的电子密度而言,SRS也是不重要的.因此,对于超短脉冲而言,强度低于 $10^{17-18}\text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$ 的激光与低密度气体( $<10^{19}\text{cm}^{-3}$ )相互作用中电子温度很低( $\leq 50\text{eV}$ ),对于等离子体的加热是极不充分的.

正是由于低密度气体与超短脉冲激光相互作用的以上特点,使得人们开始把注意力越来越集中到激光与固体靶相互作用方面.然而高温、高密等离子体中的相互作用机理比气体等离子体中的相互作用机理要复杂很多,不仅与脉冲激光的强度、能量、脉宽、光谱等因素有关,而且与固体靶的材料与结构也有十分密切的关系.例如,不同强度、不同脉宽的激光在不同密度等离子体中的吸收过程就是完全不同的.对于超短超强激光与固体靶的相互作用,迄今缺少统一完整的理论处理,只存在一些基本认识:

(1)超短脉冲辐照固体靶的初期,固体表面薄层中的原子被迅速离化,等离子体还来不及膨胀,形成接近固体密度的等离子体.在离化过程中,直接吸收激光能量之后的超热电子也有可能起到重要作用.

(2)在固体密度的等离子体中,碰撞加热、共振吸收以及大量的等离子体不稳定性都可使激光能量沉积到等离子体中,使等离子体被迅速加热,吸收效率可以很高.除此之外,超强激光脉冲与固体靶相互作用中的打洞效应<sup>[7]</sup>使得光脉冲能穿过临界面,激光场可直接加热高密等离子体,大大提高了吸收效率.

(3)在超短脉冲激光-固体靶相互作用过程中,由于脉冲宽度极窄,因此在激光脉冲宽度内,离子基本上来不及与激光相互作用,激光场主要与固体密度等离子体中的电子相互作用.在超高强度激光作用下,电子振荡变为相对论性的,激光能量转变为电子动能,由此得到相对论性的超热电子<sup>[8-10]</sup>.

(4) 由此形成的相对论性等离子体具有一系列特殊的性质. 主要由于强的超热电子流的存在, 等离子体中具有超高磁场(百兆高斯或更高)<sup>[11, 12]</sup>; 超强的激光场所具有的超高光压(千兆巴或更高)使得等离子体中的离子有可能被加速到  $\text{MeV}^{[13]}$ ; 固体密度的高温等离子体具有丰富的 X 射线辐射和核辐射<sup>[14]</sup>. 正是由于以上特点, 超强激光与固体靶相互作用成为激光物理、原子分子物理、等离子体物理与天体物理等许多领域的科学家感兴趣的对象, 并且一直都是强场物理的研究中心之一.

气体靶主要是单个原子的集合, 激光-气体靶相互作用实际上是激光与单个原子的相互作用; 与之形成鲜明对比的激光-固体靶相互作用则是激光与许多原子的集体相互作用. 正是在这个意义上, 一团原子的集合即团簇与激光的相互作用就成为两者之间的桥梁, 个体效应与集体贡献都体现在强场下的团簇光物理过程之中.

较大的团簇( $> 100 \text{ \AA}$ ) 可视为一个高密度的小球, 通常假定它具有均匀的温度, 电子速度为麦克斯韦分布, 密度在团簇扩张时为均匀的. 在超短脉冲激光与团簇的相互作用过程中, 团簇的电离是场电离与碰撞电离共同作用的结果, 团簇的加热主要是通过逆韧致吸收机制, 团簇的扩张则是流体动力学扩张与库仑爆炸同时起作用的结果<sup>[15]</sup>.

激光与团簇相互作用的最早阶段是通过直接的光电离产生等离子体的初始电子与离子的, 理论上采用周期平均的隧道电离来进行计算<sup>[16]</sup>. 计算结果表明, 对亚皮秒脉冲, 只要大约  $10^{14} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$  的激光强度即可实现很大的隧道电离, 因此隧道电离对离化原子的作用是很强的. 不过, 对于团簇中很高的原子密度, 电子与离子之间的非弹性碰撞产生更高离化态的机制很快就占据了优势. 严格说来, 碰撞电离分两种情况: 一种是其速度为麦克斯韦分布的热电子导致的碰撞电离; 另一种则是随激光场作振荡的电子导致的碰撞电离. 很显然, 前者随热电子温度的升高而上升, 而后者则随着电子离化时的有质动力势而呈现复杂的特征. 当电子温度与有质动力势相当时, 两个碰撞机制给出的离化率相近. 在典型的团簇条件下, 热电子碰撞电离可使  $\text{Ar}^{8+}$  在  $0.3 \text{ fs}$  内离化为  $\text{Ar}^{9+}$ . 不过, 热电子碰撞电离与电子温度有关, 因而随着团簇的加热而变化.

对团簇的加热主要是通过逆韧致吸收<sup>[17]</sup>. 激光的大部分能量为自由电子所吸收, 其加热速率可采用电介质球模型来计算. 利用经典电动力学中的计

算结果, 可直接得到加热速率随激光强度、频率、电子密度以及电子电离碰撞频率的变化关系. 结果表明, 在团簇膨胀开始之前, 团簇内电子密度远远高于临界密度, 对团簇的加热并不快. 随着团簇的膨胀, 当电子密度为 3 倍临界密度时, 介质球内部场达到最大, 它对激光的吸收也达到最大. 团簇继续膨胀时吸收重新变小. 这里出现的吸收峰值的高度和宽度与电子-离子的碰撞频率有关, 碰撞频率越小, 吸收峰越窄, 峰值越高, 电子能被加热到更高温度. 事实上, 对团簇主要的加热正是出现在  $n_e = 3 n_c$  附近的吸收峰, 超热电子正是在这一区域出现的<sup>[18]</sup>. 随后由于团簇扩张中的电子-离子碰撞, 超热电子的部分能量被传递给离子.

团簇爆炸是团簇光物理中最重要的一环, 高能离子主要就是在这一过程中获得的, 许多小组都深入研究了这一过程<sup>[19-22]</sup>. Last 等对小团簇库仑爆炸的研究表明<sup>[19]</sup>, 团簇越大, 产生的电离越高, 库仑爆炸中离子动能越大, 爆炸所需时间越短, 库仑爆炸越强烈. 当团簇较大时, 不仅由于电荷分离导致的库仑压强将起作用, 而且在团簇内部, 超热电子的高速运动所产生的流体动力压强也将发生作用<sup>[22]</sup>. 特别是在团簇扩张开始后, 流体压力将变得更加重要.

## 2 核反应与中子的产生

产生中子是惯性约束核聚变的核心内容之一, 聚变中子的产生具有几乎和惯性约束核聚变同样漫长的历史<sup>[23, 24]</sup>. 80 年代建造的重要的多束大能量巨型激光系统的主要竞争点之一就在于获得最高产额的中子<sup>[25]</sup>. 不过, 无论是传统的向心聚爆激光核聚变方案, 还是快点火方案, 由于中子的射程很长, 在能量循环中是不考虑中子的, 中子只是作为核聚变反应的副产物出现的. 但另一方面, 如果把兴趣放在激光聚变装置里作为中子源的潜在可能性方面, 考虑强激光与等离子体相互作用中产生中子的可能性, 那么原则上常规中子源中用于产生中子的各种核反应, 例如  $(\alpha, n)$ 、 $(d, n)$ 、 $(p, n)$  以及  $(\gamma, n)$  等等都是可行的途径. 在超短脉冲激光出现之前, 特别是在超短脉冲激光啁啾技术被发明之前, 激光中子的产生都须利用大型激光设备. 以掺钛宝石自锁模激光器为代表的超短脉冲的出现和 CPA 技术的发明, 使得普通实验室就能用台面  $\text{TW}(10^{12} \text{ W})$  装置引发核反应, 产生中子.

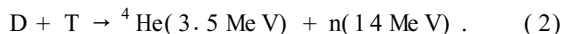
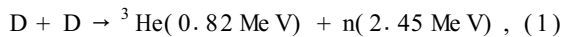
在台面激光条件下, 功率  $P \leq 1 \text{ TW}$ , 强度  $I \leq$

物理

$10^{18} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ , 导致中子产生的核反应有以下几种可能:

(1) 光核反应. 在强场物理领域, 强激光与固体靶相互作用中的高能产物中, 人们研究最透彻的除了 X 射线之外, 就得算超热电子了. 人们已经基本弄清楚了超热电子的能谱分布、空间角分布等重要物理量. 利用这些 MeV 电子, 通过韧致辐射获得 MeV 的光子, 就可能通过光核反应产生中子. 因此, 经过特殊设计的固体靶结构, 通过特殊安排的级联过程, 利用亚 TW 激光就有可能产生强度足够高的中子<sup>[26]</sup>.

(2) 聚变反应. 严格来说, 光核反应并不是聚变反应. 引发聚变反应的关键是将离子加热到足够高的温度, 初步的估计是其动能足以克服库仑位垒, 对  $^2\text{H}$  或  $^3\text{H}$  而言, 这只需要大约  $T > 5 \times 10^7 \text{ K}$  即约 5keV 即可, 但在实际上, 要考虑原子核的能量分布, 反应几率随其相对能量的变化等因素, 为了提高中子产率, 通常要求将氘氚加热到 50—100keV. 具有这一动能的离子在碰撞中将发生聚变反应, 释放出不同能量的中子:



因此, 实现聚变中子源的关键在于加热离子. 不过, 在我们讨论加热离子的几种方案之前, 先讨论一下超短脉冲与固体靶相互作用中利用光核反应产生中子的问题.

提出光核反应的主要原因是电子诱导核反应的反应截面比相应的光诱导截面小几个数量级, 同时, 利用激光场直接击碎核或引起核衰变要求非常高的强度, 甚至远远超出当前有可能实现的激光强度. 因此, 光核反应实际上是三步式级联过程的最后一步, 而相应的光核反应靶为三层结构, 如图 1 所示.

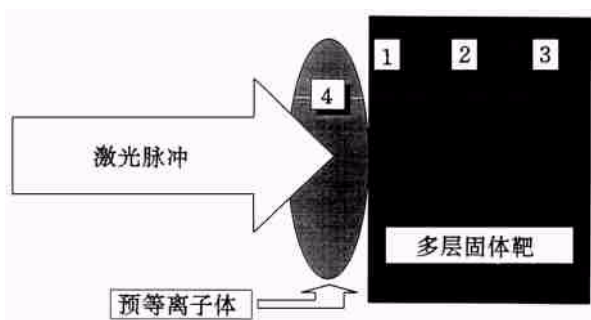


图 1 激光诱导的光核反应靶结构

1 为低 Z 烧蚀层; 2 为高 Z 韧致辐射转换层; 3 为光核反应层;  
4 为预等离子体

具体步骤如下:

(1) 在亚密等离子体中产生 MeV 电子

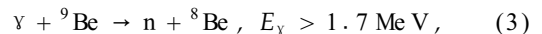
亚密等离子体由于具有比固体密度等离子体长得多的加速长度, 而其加速力则基本不变, 因此有可能使大量电子获得更高的电子能量. 利用预脉冲在固体表面上产生约  $50 \mu\text{m}$  厚的亚临界密度等离子体层与主脉冲的相互作用, 可产生高达数个 MeV 甚至数十个 MeV 的电子<sup>[27-29]</sup>. 利用预脉冲在低 Z 材料上产生预等离子体有助于实现这一目的.

(2) 在高 Z 靶上通过韧致辐射获得 MeV 光子

利用上一步产生的超热电子, 通过韧致辐射获得高能光子. 事实上, 对于产生强的 X 射线超短脉冲或  $\gamma$  射线源而言, 这一过程本身也是非常重要的. 为了提高韧致辐射光子效率, 要求使用厚靶 (对入射电子而言); 又由于韧致辐射截面与 Z 的强烈依赖关系, 韧致转换层必须为高 Z 材料.

(3) 通过  $(\gamma, \text{n})$  反应产生中子

当  $\gamma$  光子能量高于 1.02 MeV 时, 在韧致转换层上即可实现正负电子对的产生. 而当  $\gamma$  光子能量高于 1.7 MeV 时, 在第三层 Be 靶上即可获得中子,  $\gamma$  光子能量进一步提高时, 获得中子的反应也越来越多.



模拟计算表明, 利用亚皮秒 TW 激光在  $30 \mu\text{m}$  厚的低 Z 烧蚀材料中获得了  $10^{10}$  个  $E > 1 \text{ MeV}$  的电子, 这些电子在  $70 \mu\text{m}$  厚的 Ta 靶材中获得了  $8 \times 10^7$  高于 1 MeV 的光子, 这些光子在 Be 靶或  $\text{D}_2\text{O}$  靶中可产生  $\sim 4 \times 10^4$  中子, 这些中子不仅易于观察到, 而且还可以在材料科学、医学以及核工程等领域加以利用, 成为实用的中子源. 目前, 在大型激光装置上, 光核反应早已实现, 但在台面装置上, 还只是理论设想. 无论如何, 这是一条很有希望的途径, 值得尝试.

### 3 强场固体靶聚变中子源

对于超短脉冲 ( $< 100\text{fs}$ ) 激光, 不考虑在激光等离子体相互作用中离子运动的影响, 当然也就不考虑离子运动本身. 这些研究把离子视为不动的等离子体, 在激光场作用下只考虑电子的运动. 这一研究方法, 对于研究电子的运动特征、X 射线激光、 $\gamma$  射线发射、超热电子的产生与传输以及快点火等等问题无疑是恰当的. 另一方面, 对离子的加速具有比加速电子更加重要的意义, 因此, 考虑在激发离子成分

的典型时间尺度上的等离子体演化过程就成了当务之急的重要工作。

针对所要考虑的基本物理过程, Goloviznin 和 Schep 提出了离子在自导通道中的径向加速模型<sup>[30]</sup>。利用这一简单的数学模型, 考虑强激光脉冲辐照固体靶时驱动的离子电流, 当电流强度达兆安培, 离子能量达 50—100keV 时, 即可用于直接产生 D-D 或 D-T 聚变。

在激光-固体靶相互作用过程中, 等离子体中的物理过程随着激光功率的升高而发生变化。不过, 只有当通道自导发生时, 物理过程才会发生重大变化, 此时不仅由于等离子体波振幅的增长而引起超热电子的产生与加速, 而且激光脉冲的传播特征也发生变化。

一般说来, 等离子体的折射率与在其中传播的激光功率有关。当激光功率提高到相对论强度时, 折射率随径向发生变化。对于中心强外围弱的激光分布, 等离子体表现为正透镜, 这就是相对论性的自聚焦。与这一效应对应的激光功率称为相对论性的自聚焦临界功率<sup>[31]</sup>:  $P_c \approx 16.5 n_e / n_c$  (GW), 其中  $n_c$  为临界密度,  $n_e$  为实际的电子密度。数值模拟<sup>[32]</sup>表明, 当激光功率进一步提高时, 这一效应显现出新的特征。当激光功率达到临界功率  $P_c$  时, 焦斑处的强度将由于自聚焦而增长。而当激光功率进一步增加到  $P \approx 3-4 P_c$  时, 激光光束将出现第二个焦点, 进一步提高激光功率将获得越来越多的焦点, 直至这些焦点汇合成一条通道, 这就是相对论性的自导通道。最近, 通过光散射成像系统进行的空间分辨实验<sup>[33]</sup>, 证实了当激光功率增加时等离子体中多个焦点的形成与等离子体通道的扩展。当激光功率达到  $\sim 9 P_c$  时, 通道长度达到 2 倍瑞利长度。在这样的自导通道中传播的激光脉冲, 其表现如同一个具有给定纵向与横向长度的刚体, 这一具有径向分布的非均匀性光场所具有的有质动力即可作为加速力, 在将带电粒子排出其所占区域的同时使其加速。

我们在考虑激光场中电子运动的时候, 通常假定离子为不动的背景, 同样, 在考虑离子运动时, 认为电子动能可忽略不计, 这就是绝热近似。在绝热近似下考虑离子的运动, 其运动方程可用牛顿方程的形式给出, 加速力为有质动力:

$$\ddot{r} = - \frac{m}{M_i} \frac{\partial \eta^2(r, t)}{\partial r}, \quad (5)$$

式中  $\eta = eE_0 / m\omega_0$ ,  $m$  为电子质量,  $M_i$  为离子质量。采用极坐标,  $r$  为离子位置与激光中心轴的径向

距离。不难看出, 有质动力可完全由激光脉冲参数决定, 而与等离子体参数无关。假定轴上强度为  $\eta_0$ , 则离子可被加速的最大动能为  $\epsilon_{\max} = m\eta_0^2/4$ 。对相对论性激光强度, 取  $\eta_0/c \approx 1$ , 离子最大动能可达 130keV, 离子是否可达到这一动能取决于激光脉冲的长度与宽度之比。令离子径向加速距离正好为激光光斑半径, 则最短的不限制离子动能增长的脉冲长度为

$$L/a \approx \frac{1}{\eta_0} \left| \frac{8 M_i}{m} \right|^{1/2}, \quad (6)$$

当  $\eta_0/c \approx 1$ ,  $M_i/m \sim 4000$  时,  $L/a \approx 150-200$ 。这意味着实现离子径向加速对激光脉冲形状提出了要求: 对聚焦半径为 5—10 $\mu\text{m}$  的光束, 其脉冲长度约为 2—5ps。

模拟计算表明, 对激光功率  $P \approx 1.1 \text{ TW}$ 、脉宽 2.5ps、聚焦半径 5 $\mu\text{m}$ 、 $L/a = 150$ 、等离子体密度  $n_0 = 3 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  的情况, 加速离子总功率可达 0.08 TW, 平均离子能量为 40keV, 离子总电流为 2 MA。图 2 给出了这一简单的模拟得到的离子的加速情况。

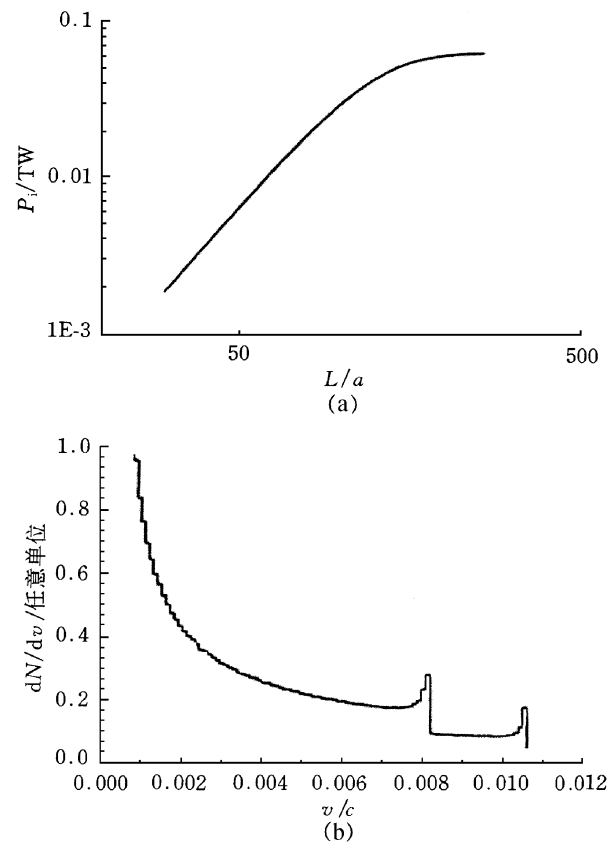


图 2 径向加速模型得出的离子能量谱与总功率  
(a) 加速离子总功率随激光脉冲纵横比的变化 ( $a = 5 \mu\text{m}$ ,  $\eta_0/c = 1$ );  
(b) 离子数密度随离子速率(能量)的分布 ( $L/a = 150$ ,  $\eta_0/c = 1$ )

这一强大的高能离子流足以引起 D-D 聚变或 D-T 聚变,并产生大量可观测到的中子,实际中子数与周围等离子体温度、长度等参数有关.计算还表明,当脉冲长度变短时,中子产额急剧下降,从  $L/a = 100$  到  $L/a = 30$ ,中子产率下降了五六个数量级,如图 3 所示.这一结果表明,当脉宽较短时,自导通道中的径向加速机制不再发挥作用,离子加速机制主要是超短脉冲通过之后,在等离子体中形成的向里传播的冲击波将离子沿激光传播方向推动<sup>[34,35]</sup>.不过,这种加速机制在  $T < 10^{18} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$  时几乎不起作用,只有在  $I \geq 10^{20} \text{ cm}^{-2}$  时才有显著的效果,并随着强度的进一步增长而迅速增强.

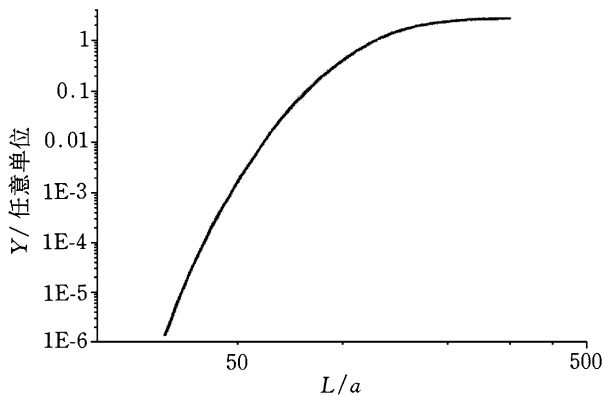


图 3 聚变反应中子产率  $Y$  随激光脉冲纵横比的变化关系

1997 年, Norreys 等<sup>[36]</sup>在英国卢瑟福实验室用 20J、 $0.054 \mu\text{m}$ 、 $1.3 \text{ ps}$  激光,聚焦  $12-15 \mu\text{m}$ ,辐照  $\sim 120 \mu\text{m}$  厚的  $(\text{C}_3\text{D}_8)_n$  靶,获得最多达  $7 \times 10^7$  中子/球面度的产率,其得到的中子飞行时间 (time of flight, TOF) 信号如图 4 所示.随后, Disdier 等<sup>[35]</sup>在法国里梅尔实验室用 7J、 $529 \text{ nm}$ 、 $300 \text{ fs}$  激光,聚焦  $5 \mu\text{m}$ ,辐照  $400 \mu\text{m}$  厚  $(\text{CD}_2)_n$  靶,获得  $10^7$  的中子产率.这两个产率明显高于德国马普量子光学研究所在台面超短脉冲激光等离子体实验<sup>[37]</sup>中的中子产率, Pretzler 等用  $200 \text{ mJ}$ 、 $790 \text{ nm}$ 、 $160 \text{ fs}$  激光,聚焦  $4.5 \mu\text{m}$ ,辐照  $200 \mu\text{m}$  厚  $(\text{C}_2\text{D}_4)_n$  靶,并进行了预脉冲实验,获得了 140 中子/发的产率.不仅单发产率较低,而且单位能量产率也较低,其优势在于可重复频率 (10 Hz) 工作.我们认为,在前两组实验中,对离子的电磁冲击波轴向加速机制已经发生作用,促使离子有较大加速;而在后一组实验中,轴向加速机制不适用,自导通道径向加速的时间又不够,不足以获得较多的高能离子和较多的中子产率.因此,在激光固体靶聚焦中子源的研究中,在普通实验室中实现可重复频率工作,需要使用 ps 级的  $\text{T}^3$  装置驱动源以满足径向加速要求.

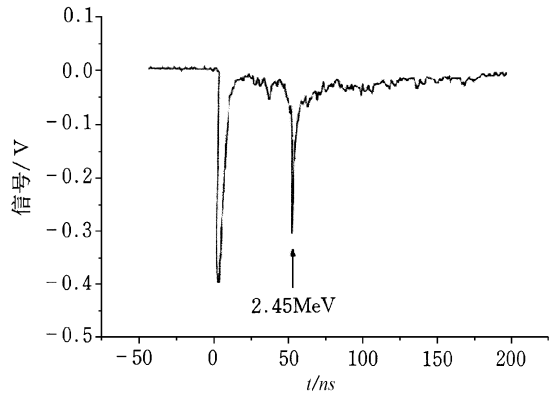


图 4  $9 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$  激光辐照  $\text{D}_2$  靶所产生中子的 TOF 信号

#### 4 强场团簇靶聚变中子源

在激光-固体靶相互作用中,对离子的电磁冲击波轴向加速机制要求  $I > 10^{19} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$  才能将足够数量的离子加速到能够产生大量中子的水平,而自导通道中的径向加速机制则要求 ps 激光,自导通道的形成又要求 TW 激光,这表明要产生大量中子需要利用焦耳级的激光驱动源,而且聚焦要求很严格.所有这些都对在普通实验室实现高重复频率的聚变中子源的实用化造成了困难.最近, Dit mire 等<sup>[38]</sup>在美国利弗莫尔实验室的工作为台面激光核聚变中子源的研究带来了一线曙光,其实验装置如图 5 所示.

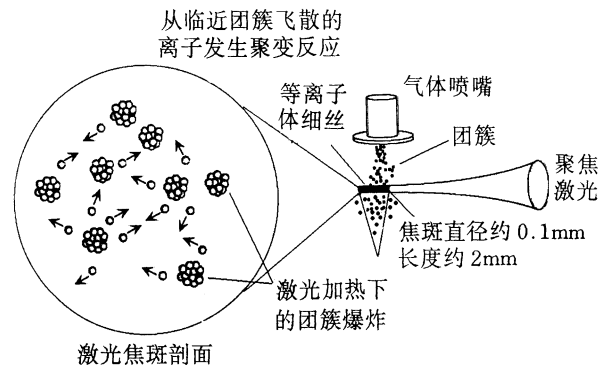


图 5 氘团簇激光聚变实验装置示意图

通过超短脉冲与物质相互作用将离子加热到超高温,是一件十分困难而又有意义的工作.无论是自导通道中的径向加速机制,还是电磁冲击波轴向加速机制,都有可能将离子加速到几十 keV 甚至 MeV 的高温,然而它们都需要有相对论性的激光强度.在非相对论性的激光强度领域,小分子 (2-10 原子) 的库仑爆炸曾经获得了  $10-100 \text{ eV}$  的离子动能<sup>[39]</sup>.后来,在小的团簇 ( $< 100$  原子) 实验中,通过库仑爆炸将离子能量加速到  $500-1000 \text{ eV}$ <sup>[40]</sup>.对气

体团簇在超短脉冲激光加热下的爆炸动力学的研究主要集中于稀有气体上.1996年,Ditmire等<sup>[21]</sup>用强度为 $2 \times 10^{16} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ 的Ti:S激光辐照Xe团簇,结果发现,当团簇内原子数低于100时,观察不到keV离子;团簇内原子数为400时,最大离子动能为250keV,平均离子动能为28keV;进一步增大团簇获得了更高的离子动能,当原子数达到2500时,观察到大量MeV离子,平均离子动能约为45keV,此时,实验上测到的离子能谱如图6所示.1997年,Lezius等<sup>[22]</sup>用强度达 $5 \times 10^{17} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ 的Ti:S激光对Ar团簇和Xe团簇进行实验.在Ar团簇中含有 $1.8 \times 10^5$ 个原子,所获得的离子动能与其电离态有关,并可用 $E(q) = q^2 a_c$ 拟合,其中 $a_c = 160 \text{ eV}$ , $q = 1, \dots, 8$ 表示Ar的+1~+8电离态.实验在更高的电离态和更高的动能区( $> 250 \text{ keV}$ )没有发现大量离子的存在.在含有 $2.0 \times 10^6$ 个原子的Xe团簇中,获得了最高达1 MeV的 $\text{Xe}^{30+}$ 离子.

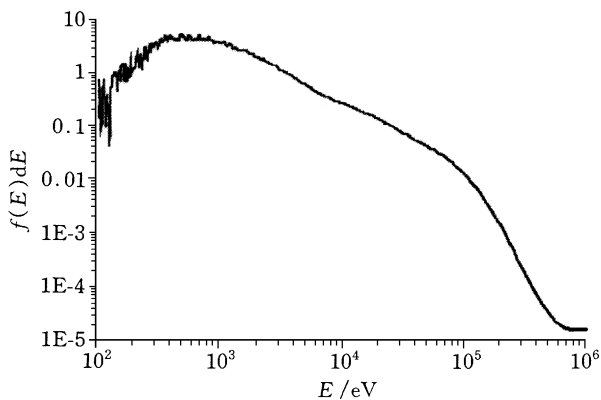


图6  $2 \times 10^{16} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ 激光辐照Xe团簇(平均尺寸65 Å, ~2500原子)得到的离子能谱

最近的这两组实验的一致性表明了团簇在超短脉冲加速离子中的重要性,而其不一致则揭示出团簇的爆炸动力学中的复杂性.大致说来,在团簇中离子在激光场中的加热有三种理论.七八十年代曾经讨论过的绝热膨胀机制<sup>[41,42]</sup>在超短脉冲激光与团簇相互作用中已经证明是不可能的<sup>[18]</sup>,现在的问题是库仑爆炸与流体动力学扩张,哪一种机制在团簇爆炸、加速离子中起主导作用,这个问题至今仍然是争议的焦点之一.我们认为,团簇爆炸、离子加速是一个十分复杂的过程.从激光辐照团簇开始,离化、加热与团簇扩张这三个过程在时间上并不是按照先后顺序依次完成的.强激光的光致电离获得最初的电子之后,碰撞电离、逆韧致加热以及团簇的扩张已经同时开始,并互相影响.一方面,激光最初的光致电离情况将随团簇的大小和激光强度的不同而不

同,并将影响下一步过程的进行.另一方面,在不同时刻,不同的离化程度、不同的空间电荷累积程度、不同的电子温度与密度,对于这三个过程的进行的影响是不同的,使得最终获得的离子能量也呈现出复杂的依赖性.库仑爆炸与流体动力学扩张的相对重要性,不仅因为团簇的大小不同而出现差异,也会随着激光强度的不同以及激光辐照之后团簇演化的不同阶段而表现出不同的特征.因此,对这个演化过程的进一步的细致、系统的研究是必要的.

实现团簇聚变的前提条件之一是形成氘(或氚)的团簇.根据Hagena经验公式<sup>[43]</sup>,原子序数越低,大团簇的形成越困难;降低温度有利于大团簇的形成.在实验中,将 $\text{D}_2$ 气体冷却到 $-170 \text{ }^\circ\text{C}$ ,喷气压力 $> 30 \text{ atm}$ , $\text{D}_2$ 气体喷入真空时通过绝热膨胀产生了平均尺度为50 Å的氘团簇.将120 mJ,35 fs,820 nm激光聚焦到 $\text{D}_2$ 气体喷流的出射口处,调节焦斑半径,当焦斑半径达 $100 \mu\text{m}$ ,对应光强为 $2 \times 10^{16} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ 时观察到了最大中子产率 $\sim 10^4$ .图7给出了中子TOF谱.通过中子TOF谱确定这些中子能量 $\sim 2.45 \text{ MeV}$ ,即D-D反应的中子产物所携带能量.进一步的实验诊断证实,在氘团簇等离子体中氘离

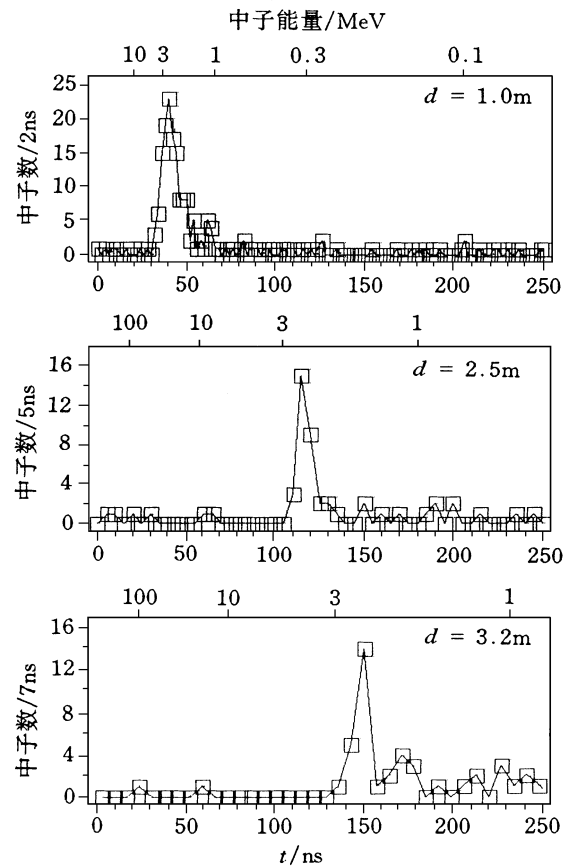


图7 分别在三种等离子体(中子探测器间隔(1,2.5及3.2m)获得的TOF谱

子平均能量不低于 2.5keV.提高冷却温度或降低喷气压力后,难以形成大的团簇,激光吸收率明显下降,难以观察到中子.这就证实了大的团簇是加速离子并实现 D-D 聚变反应的关键.

团簇靶实验中实现的中子产率比相似能量的固体靶实验高两个量级.固体靶实验中将激光聚焦到相对论性强度( $\sim 4.5\mu\text{m}$ )才获得 140 中子/200mJ 的产率,团簇靶实验中在相当松散的聚焦条件下( $\sim 100\mu\text{m}$ )即获得  $10^4$  中子/120mJ 的产率.松散的聚焦有更大的焦斑面积,有更长的瑞利长度,因此能够将更多的氘团簇加热形成更多的超热微等离子体,因此也有更大的中子产率.这些优点使得团簇靶方案成为一种更加切实可行的台面激光核聚变中子源的候选者.

## 5 结论

超短超强激光的出现给许多学科和领域带来了新的机遇与挑战,也使得许多以前认为不可能的事情成为了可能.综观台面核聚变中子源的几种可能途径,还很难说哪一种会脱颖而出成为最终的胜利者.也许随着台面激光技术的发展会出现新的局面,使得今日的胜利者成为明日的过眼黄花.

我们的讨论中主要针对的是 D-D 反应或 D-T 反应,这是因为这些反应具有较低的阈值,事实上,一些实现中发现了中子产物的各向异性分布<sup>[35]</sup>,这可能意味着加速的离子已远远超出了阈值,这使得更多、更丰富的聚变反应也成为可能.另一方面,我们在光核反应中已经注意到靶设计的重要性,而在激光核聚变中,例如在离子的轴向加速中,利用激光辐照下双薄靶加速的离子对撞<sup>[41]</sup>,对于降低激光能量要求,提高中子产率是一条有意义的途径.

## 参 考 文 献

- [ 1 ] 丁厚本,王乃彦.中子源物理.北京:科学出版社,1984  
[ DING Hou Ben, WANG Nai Yan. The physics of neutron source. Beijing: Science Press. 1984 (in Chinese) ]
- [ 2 ] Burnet N H, Corkum P B. J. Opt. Soc. Amer., 1989, B6: 1195
- [ 3 ] Glover T F *et al.* Phys. Rev. Lett., 1994, 73: 78
- [ 4 ] Rae S C, Burned K. Phys. Rev. A, 1992, 46: 2077
- [ 5 ] Wilks S C *et al.* Phys. of Plasma, 1995, 2: 274
- [ 6 ] Blyth W J *et al.* Phys. Rev. Lett., 1995, 74: 554
- [ 7 ] Wilks S C *et al.* Phys. Rev. Lett., 1992, 69: 1383
- [ 8 ] Key M H *et al.* Phys. of Plas., 1998, 5: 1966
- [ 9 ] Davies J R *et al.* Phys. Rev. E, 1997, 56: 7193
- [ 10 ] Yu W *et al.* Phys. Rev. E, 1998, 58: 2456
- [ 11 ] Borghesi M *et al.* Phys. Rev. Lett., 1998, 81: 112
- [ 12 ] Macchi A *et al.* Phys. Rev. E, 1999, 59: 36
- [ 13 ] Borovskij A V, Prokhorov A M. Sov. Phys. JETP, 1994, 79: 81
- [ 14 ] Perry M D *et al.* Phys. Rev. Lett., 1999, 70: 265
- [ 15 ] Ditmire T *et al.* Phys. Rev. A, 1996, 53: 3379
- [ 16 ] Ammosov M U *et al.* Sov. Phys. JETP, 1986, 64: 1191
- [ 17 ] Ditmire T *et al.* Phys. Rev. Lett., 1997, 78: 3121
- [ 18 ] Shao Y L *et al.* Phys. Rev. Lett., 1996, 77: 3343
- [ 19 ] Last I *et al.* J. Chem. Phys., 1997, 107: 6685
- [ 20 ] Ditmire T *et al.* Phys. Rev. Lett., 1997, 78: 2732
- [ 21 ] Ditmire T *et al.* Nature, 1997, 386: 54
- [ 22 ] Lezius M *et al.* Phys. Rev. Lett., 1998, 80: 261
- [ 23 ] Floux F *et al.* Phys. Rev. A., 1970, 1: 821
- [ 24 ] Brugger R M *et al.* Nucl. Tech., 1972, 15: 14
- [ 25 ] Takabe H *et al.* Plas. Phys. Control Fusion, 1999, 41: 475
- [ 26 ] Shkolnikov P L *et al.* Appl. Phys. Lett., 1997, 71: 347
- [ 27 ] Modena A *et al.* Nature, 1995, 377: 606
- [ 28 ] Umstadter D *et al.* Science, 1996, 273: 472
- [ 29 ] Nagashima K *et al.* Phys. Rev. E, 1999, 59: 1263
- [ 30 ] Goloviznin V V, Schep T J. J. Phys. D, 1998, 31: 3243
- [ 31 ] P. Sprangle *et al.* Phys. Rev. Lett. 1992, 69: 2200
- [ 32 ] Chiron A *et al.* Phys. Plasma, 1996, 3: 1373
- [ 33 ] Wagner R *et al.* Phys. Rev. Lett., 1997, 78: 3125
- [ 34 ] Denavit J. Phys. Rev. Lett., 1992, 69: 3052
- [ 35 ] Disdier L *et al.* Phys. Rev. Lett., 1999, 82: 1454
- [ 36 ] Norreys P A *et al.* Plasma Phys. Control Fusion, 1998, 40: 175
- [ 37 ] Pretzler G *et al.* Phys. Rev. E, 1998, 58: 1165
- [ 38 ] Ditmire T *et al.* Nature, 1999, 398: 489
- [ 39 ] Codling K, Frasiniski L J. Contemp. Phys., 1994, 35: 243
- [ 40 ] Purnell J *et al.* Chem. Phys. Lett., 1994, 229: 333
- [ 41 ] Pearlman J S, Moose R L. Phys. Rev. Lett., 1978, 40: 1652
- [ 42 ] Campbell P M *et al.* Phys. Rev. Lett., 1977, 39: 274
- [ 43 ] Hagen D F. Rev. Sci. Instrum., 1992, 63: 2374
- [ 44 ] Obst A W *et al.* Rev. Sci. Instrum., 1997, 68: 618