

学校代码: 10246

学 号: 13110190084

復旦大學

博 士 学 位 论 文

(学术学位)

高对比度超强飞秒激光的产生及其驱动的质子加速  
研究

High contrast ultra-intense femtosecond laser pulse generation  
and its applications in proton acceleration

院 系: 物理系

专 业: 光学

姓 名: 葛绪雷

指 导 教 师: 赵 利 教授

远晓辉 副研究员

完 成 日 期: 2017年12月26日



指导小组成员名单：

赵 利 教授

远晓辉 副研究员

刘 峰 副研究员



# 目录

摘要.....	I
ABSTRACT .....	III
第一章 绪论 .....	1
1.1 引言 .....	1
1.2 激光和电子相互作用 .....	2
1.2.1 单电子在激光场中的运动 .....	2
1.2.2 有质动力及有质动力势 .....	3
1.3 等离子体的基本概念.....	5
1.3.1 等离子体的概念和形成 .....	5
1.3.2 等离子体频率和德拜长度 .....	6
1.4 激光等离子体相互作用.....	7
1.4.1 激光在等离子体中的传输 .....	7
1.4.2 等离子体密度标长 .....	9
1.5 激光和电子能量耦合吸收机制.....	10
1.5.1 逆韧致辐射 .....	10
1.5.2 真空加热 .....	11
1.5.3 共振吸收 .....	11
1.5.4 $J \times B$ 加热 ( $a_0 \gg 1$ ) .....	13
1.5.5 超热电子的输运.....	14
1.6 离子加速机制.....	15
1.6.1 靶后法线鞘层加速 (TNSA) .....	16
1.6.2 辐射压加速(RPA) .....	17

1.6.3 无碰撞冲击波 (CSA) .....	20
1.6.4 Break-out afterburner (BOA) 加速.....	20
1.6.5 小结.....	21
1.7 激光加速质子的应用.....	21
1.7.1 质子照相-等离子体诊断 .....	21
1.7.2  biomedical 应用.....	23
1.7.3 质子驱动快点火 .....	24
1.7.4 温稠密物质状态产生及诊断.....	25
1.7.5 激光核物理 .....	26
<b>第二章 激光等离子体物理中的实验诊断和技术 .....</b>	<b>27</b>
2.1 200TW 激光器系统介绍 .....	28
2.1.1 CPA 系统基本结构 .....	28
2.1.2 激光脉冲参数和诊断方法 .....	30
2.1.3 系统色散补偿 .....	31
2.1.4 压缩光栅空间啁啾的调节和 OAP 的聚焦.....	33
2.2 离子诊断 .....	35
2.2.1 汤姆逊谱仪 .....	35
2.2.2 辐射剂量片堆栈.....	36
2.2.3 二维角分辨质子谱仪 .....	38
2.2.4 三种探测器对质子的响应 .....	39
2.3 电子的诊断 .....	41
2.3.1 电子参数的诊断 (IP 堆栈) .....	41
2.3.2 电子输运的诊断 (针孔相机) .....	42

<b>第三章 低对比度激光驱动的超热电子沿靶面的输运研究 .....</b>	<b>45</b>
3.1 引言.....	45
3.2 实验布局.....	46
3.3 实验结果.....	48
3.4 PIC 模拟 .....	50
<b>第四章 可实时探测的电子谱仪 .....</b>	<b>53</b>
4.1 电子谱仪的基本原理 .....	54
4.2 电子谱仪的探测器 .....	54
4.3 电子谱仪的整体设计 .....	57
<b>第五章 等离子体镜技术提高激光对比度的研究 .....</b>	<b>69</b>
5.1 激光 ASE 和预脉冲的产生.....	69
5.2 激光对比度提升的意义.....	70
5.3 激光对比度提升的方法.....	72
5.3.1 光参量啁啾脉冲放大 .....	72
5.3.2 交叉偏振波方法 .....	73
5.3.3 激光倍频.....	73
5.3.4 高能量干净的种子脉冲注入 .....	73
5.3.5 饱和吸收体 .....	74
5.3.6 双 CPA 和非线性偏振转换技术 .....	74
5.3.7 等离子体镜技术 .....	75
5.3.8 等离子体镜技术提高激光对比度的优势 .....	75
5.4 等离子体镜系统的设计、搭建和调试.....	76
5.4.1 等离子体镜设计 .....	78

5.4.2 OAP 的准直和调节 .....	79
5.5 激光脉冲参数诊断 .....	80
5.5.1 能量反射率 .....	81
5.5.2 纳秒对比度 .....	81
5.5.3 皮秒对比度 .....	82
5.5.4 脉冲宽度 .....	83
5.5.5 近场光斑分布 .....	83
5.5.6 远场聚焦能力 .....	83
5.6 等离子体镜对脉冲对比度的提升和激光远场焦斑的影响 .....	83
5.7 等离子镜对于光斑近场的调制 .....	86
5.7.1 实验结果 .....	86
5.7.2 菲涅尔衍射的远场焦斑分布 .....	89
5.8 等离子体镜对于脉冲宽度的影响 .....	90
5.9 等离子体镜的应用 .....	96
5.9.1 质子加速的增强 .....	96
5.9.2 高次谐波的增强 .....	98
5.10 小结 .....	98
<b>第六章 光栅靶增强质子加速的研究 .....</b>	<b>101</b>
6.1 靶表面结构增强质子加速的方法 .....	101
6.2 光栅靶增强质子加速 .....	103
6.2.1 研究背景 .....	103
6.2.2 实验布局 .....	104
6.2.3 实验结果 .....	106



6.2.4 PIC 模拟.....	110
6.2.5 解析模型.....	115
6.2.6 结果讨论.....	116
<b>第七章 总结和展望 .....</b>	<b>121</b>
7.1 总结.....	121
7.2 展望.....	122
<b>参考文献 .....</b>	<b>123</b>
<b>攻读博士学位期间发表的论文和专利 .....</b>	<b>139</b>
<b>致谢.....</b>	<b>143</b>



# 摘要

超强飞秒激光与等离子体相互作用目前可以产生能量为 1 MeV–100 MeV 的质子束，这些质子束可以在肿瘤治疗、电磁场结构的超快诊断、温稠密物质状态产生、快点火惯性约束聚变和传统加速器的注入源等方面具有广泛的应用前景。因此优化质子束的品质，包括质子最大能量、发散角、激光质子的能量转换效率等，对很多实际应用具有非常重要的意义。在激光等离子体相互作用过程中，靶面预等离子体分布、靶面结构等对激光能量的吸收和靶面电子的产生和输运有十分重要的影响，进一步地决定了质子加速的效率。因此通过控制激光对比度、优化靶面预等离子体分布和靶面结构可以提升质子束能量和转换效率，这对质子加速的应用来说具有重要意义。

在质子加速机制中，基于靶后法线鞘层场加速机制产生的质子加速过程受到广泛研究。该过程中，电子在靶内趋肤深度内被加速，产生的超热电子传输到靶后，产生了极强的鞘层场，可以对靶后质子进行加速。对电子产生和输运的诊断对研究质子加速有重要意义。质子加速决定于靶后鞘层场，而鞘层场正比于靶后电子的温度和密度，因此研究超热电子的输运过程有助于理解靶后鞘层场的形成。同时在技术上快速、方便地对电子进行能谱诊断也是十分重要的。因此在实验上，我们研究了靶面电子的输运；同时发展了简单方便可实时探测的电子谱仪。

激光与等离子体相互作用过程中，预等离子体的状态决定了激光的能量吸收效率和电子的加热过程。而预等离子体的分布一般是由激光主脉冲前的自发辐射放大、预脉冲和主脉冲的上升沿决定的，因此优化激光的对比度可改进预等离子体纵向密度分布。同时，一些表面微结构靶会在靶面的横向上对预等离子体进行空间调制，而预等离子体在横向的调制和纵向的密度分布会影响超热电子的加热和激光的能量吸收。针对以上问题，我们进行了一系列相关的实验研究。在实验上，我们通过优化纵向的等离子体密度分布和横向的周期性预等离子体调制来增强质子加速。主要包括：利用等离子体镜技术提高激光对比度；采用光栅靶结构增强质子加速。

本论文具体地包含了如下内容：

第一章绪论介绍了激光等离子体相互作用的基本概念。主要包括：（1）激光和电子相互作用，（2）等离子体基本概念，（3）激光等离子体相互作用，（4）激光和电子的能量耦合机制，（5）离子加速机制和应用。

第二章介绍了激光等离子体物理中的实验诊断,包括激光脉冲参数诊断、操控和离子诊断。

第三章研究了超热电子的靶面输运。探索了皮秒激光与固体靶相互作用产生的超热电子沿激光偏振方向的输运。设计了一种新的靶结构,应用靶面发射的X射线和成像板堆栈测量了电子在激光入射面和偏振方向的电子空间分布。

第四章针对目前电子谱仪的使用弊端,发展了一种简单方便,可实时探测的电子谱仪。该电子谱仪基于闪烁体和光纤阵列,结合了闪烁体的实时探测能力和光纤阵列的低噪音、易弯折等特点。可以实现快速地更换探测角度而不需要重新进行成像和屏蔽等操作。

第五章介绍了通过等离子体镜技术提高激光对比度的研究。具体地,表征了激光经过等离子体镜后,皮秒对比度、纳秒对比度和激光聚焦能力等。研究了等离子体镜对激光脉冲的近场调制,等离子体镜的反射光在空间上具有马鞍形的分布。同时探索了等离子体镜对激光时间波形的调制。在低激光强度下,等离子体镜可以陡化脉冲前沿,压制由于激光色散没有完全补偿而产生的预脉冲。

第六章研究了利用对比度提升的高对比度激光,采用光栅的特殊结构实现了增强的质子加速。通过优化光栅结构,提高了质子最大能量和激光到质子的能量转换效率。这种提升是因为电子在光栅周期的凹槽处,被激光加速,提高了超热电子的能量,同时在光栅凹槽处由于电荷分离产生了强的局域场,该局域场可以进一步加速超热电子,从而增强了靶后鞘层场,增强了质子加速。

第七章总结本论文的工作,并对接下来的工作进行展望。

**关键词:** 激光等离子体相互作用, 等离子体镜, 质子加速, 激光到质子能量转换效率 实时的电子谱仪, 电子输运

**中图分类号:** 0536

# Abstract

The interaction of ultra-intense femtosecond laser with plasma could produce proton beams with the energy of 1-100 MeV. These proton beams could be widely used in cancer therapy, the diagnostic of instantaneous electromagnetic field in laser plasma interaction, warm dense matter production, ion-driven fast ignition in inertial confinement fusion (ICF) and injector for traditional accelerator. The optimization of the proton beams, including maximum proton energy, divergence and laser-proton conversion efficiency, is very important for these applications. In the laser-plasma interactions, preplasma on target front and target surface structure have significant impacts on laser energy absorption, electron generation and transport on target surface, which would further determine the proton acceleration. Therefore, optimization of the preplasma and target shape could improve the maximum proton energy and laser-proton conversion efficiency. These are important in applications of proton beams.

In the mechanisms of proton acceleration, protons acceleration based on the target normal sheath acceleration (TNSA) model were widely investigated. In this scheme, electrons are accelerated in the front surface and propagate to the target rear side in the skin depth, forming an intense shell field, which could accelerate the protons at the rear surface. The study of the fast electron transport could help to understand the formation of the shell field, which could accelerate the proton beams and is determined by the electron temperature and density. Meanwhile, the diagnostic of the electron energy spectrum in an easier and quicker way in technical is also important. Therefore, we experimentally investigated the electron lateral transport on target surface and designed a flexible on-line electron spectrometer.

In the laser-plasma interaction, preplasma may significantly influence the laser energy coupling and fast electron acceleration. The preplasma is determined by the amplified spontaneous emission (ASE), prepulse and rising edge of the main pulse. Therefore, optimization of the laser temporal contrast could improve the distribution of preplasma in longitudinal direction. On the other hand, target with micro-structure surface may modulate the spatial distribution of preplasma in transverse direction. The modulation of the preplasma both in longitudinal and in transverse direction would influence the fast electron acceleration and the laser energy absorption. We

took a set of experimental investigations on the topics mentioned above. In experiments, we optimized the plasma density in longitude direction and modulation of plasma in transverse direction to enhance the proton acceleration. A plasma mirror system is setup to improve the laser contrast and the proton acceleration enhancement using grating targets are studied.

The thesis is organized as following:

The first chapter introduces some basis concepts of laser-plasma interaction, which includes: (1) the interactions of laser and electrons, (2) basic concept of laser plasma, (3) interactions of laser with plasma, (4) energy coupling between laser and electrons and (5) mechanisms of ion acceleration and applications.

The second chapter introduces some diagnostic technologies, which consist of laser parameters diagnostic and control, and diagnostics of ion beam.

The third chapter introduces the lateral transport of fast electrons on target surface. We explored the fast electrons transport along the laser polarization direction in the interaction of picosecond pulse with solid targets. We designed a specific target, which emits the x-ray generated from electron transport and could self-diagnostic the electron transport on target surface. The spatial distributions of fast electrons in the laser incident surface and above surface of target were measured by image plates (IP stacks).

The fourth chapter introduces a flexible on-line electron spectrometer, which could overcome some disadvantages of the current electron spectrometers. The spectrometer is based on the scintillator and fiber array, which combines the benefits of the on-line capability of scintillator and the low-noise of the easily-bent fiber array. The electron spectrometer could easily change the detection angle without realigning the imaging and shielding system.

The fifth chapter experimentally investigated the improvement of laser temporal contrast by plasma mirror. The characterizations of the laser pulse after plasma mirror, for example, picosecond contrast, nanosecond contrast, pulse focusability and the modulation of the near field are presented. Plasma mirror could sharpen the rising edge of the pulse front and suppress the prepulse generated from the incomplete compensation of the pulse dispersion.

The sixth chapter experimentally investigated the enhanced proton acceleration from grating targets using high contrast laser pulses. The specific target structure was

the reason for enhanced proton acceleration. Proton maximum energy and laser-proton conversion efficiency were both improved by optimizing grating periods. The improvement could be due to the efficiently electrons accelerated in vacuum area between two tips of grating target, where localized enhanced field generated due to charge separation. The localized electric field could further enhance the electron acceleration and form an intense shell field for proton acceleration.

The final chapter summarizes the works in the thesis and makes an outlook of future works.

**Keywords:** laser-plasma interactions, plasma mirror, proton acceleration, laser-proton conversion efficiency, online electron spectrometer, electron transport.

**CLC number:** O536





# 第一章 绪论

## 1.1 引言

随着啁啾脉冲放大技术 (Chirped pulse amplification, CPA) [1]的发展, 目前超强飞秒激光的功率可以达到从百太瓦 (TW,  $10^{12}$  W) 到几拍瓦 ( $10^{15}$  W) 量级, 采用光参量放大技术 (Optical Parameter Chirped-pulse Amplification, OPCPA) [2]可以进一步拓展激光光谱, 减小脉宽, 从而实现更高功率的输出。目前这种高功率飞秒激光可以聚焦到几微米, 可以产生 $10^{22}$  W/cm<sup>2</sup>聚焦功率密度 [3]。当激光峰值功率密度达到相对论量级 ( $I\lambda^2 = 1.37 \times 10^{18}$  Wcm<sup>-2</sup>um<sup>2</sup>) 时, 激光电场可以达到 $10^{12}$  V/m, 磁场强度可达 $10^4$ T。这种超强飞秒激光与物质相互作用时, 电子在激光场中迅速电离并接近光速振荡, 发生了丰富的物理过程。比如电子前向加速, 产生相对论超热电子, 当电子到达靶后将产生电荷分离场 (鞘层场)。鞘层场很强 ( $> 10^{12}$  V/m), 可以把离子从靶后拉出并加速。

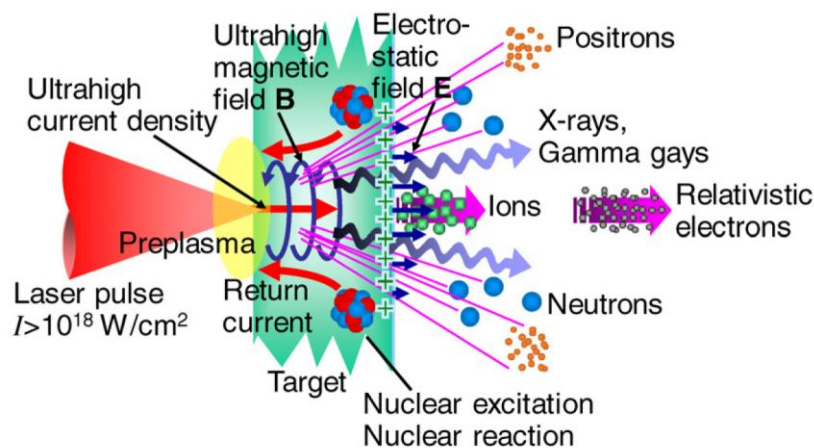


图 1.1 超强激光与等离子体相互作用[4]

如图 1.1 所示, 激光等离子体相互作用产生了大量的高能电子、质子、重离子和从 THz 到  $\gamma$ -ray 的辐射, 并产生了很多次级辐射, 比如中子和正电子等。这些加速粒子和产生的各种辐射在很多方面都有应用。了解激光等离子体物理中的一些基本概念可以更好地理解激光等离子体相互作用过程。

## 1.2 激光和电子相互作用

### 1.2.1 单电子在激光场中的运动

现在讨论单电子在电磁场中的运动。当电磁场的强度达到相对论量级时，需要考虑相对论效应，此时电子在电磁场中受到洛伦兹力的作用

$$\frac{d\mathbf{p}_e}{dt} = \frac{d(\gamma m_e \mathbf{v}_e)}{dt} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v}_e \times \mathbf{B}) \quad (1.1)$$

其中  $\gamma$  是相对论因子  $\gamma = 1/\sqrt{1 - v_e^2/c^2}$ ， $m_e$  是电子质量， $\mathbf{p}_e$  是电子动量， $\mathbf{v}_e$  是电子速度， $\mathbf{E}$  和  $\mathbf{B}$  分别是激光电场和磁场大小。由麦克斯韦方程得到激光电场满足

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (1.2)$$

其解是

$$\mathbf{E} = E_0 \mathbf{e}_x \exp[i(\mathbf{kz} - \omega_L t)] \quad (1.3)$$

其中  $E_0$  是激光电场的振幅， $\mathbf{e}_x$  是激光电场沿  $x$  方向的单位矢量， $\mathbf{k}$  和  $\omega_L$  分别是激光波矢和角频率， $z$  表示激光的传输距离， $t$  是时间。其中  $\omega_L^2 = c^2 k^2$ 。

磁场可以写作

$$\mathbf{B} = \frac{1}{c} E_0 \mathbf{e}_y \exp[i(\mathbf{kz} - \omega_L t)] \quad (1.4)$$

$\mathbf{e}_y$  是激光磁场沿  $y$  方向的单位矢量。解方程 1.1 [5, 6]，得到电子在激光场中振荡的最大幅值和速度为

$$s = \frac{eE_0}{m\omega_L^2} \quad (1.5)$$

$$v = \frac{eE_0}{m\omega_L} \quad (1.6)$$

定义光强参数  $a_0 = eE_0/mc\omega_L$ ，当  $a_0 \sim 1$  时，当电子速度接近光速时。通过变换可以得到如下关系式：

$$E_0 = a_0 \frac{2\pi mc^2}{e\lambda} = \frac{a_0}{\lambda} \cdot 3.2 \times 10^{12} \text{ V/m} \quad (1.7)$$

$$B_0 = a_0 \frac{2\pi mc}{e\lambda} = \frac{a_0}{\lambda} \cdot 1.07 \times 10^4 \text{T} \quad (1.8)$$

激光强度可写为：

$$I_L = \frac{1}{2} \varepsilon_0 c E_0^2 = \frac{a_0^2}{\lambda^2} \cdot 1.37 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2 \quad (1.9)$$

其中 $\lambda$ 是激光波长，单位为  $\mu\text{m}$ 。 $a_0$ 可以用来表征激光强度。当 $a_0 \ll 1$ 时，对应的激光强度为非相对论强度；当 $a_0 \sim 1$ 时，对应相对论激光强度。

单电子在电磁场中的运动是激光等离子体物理中的一个简单模型，理解电子在电磁场中的运动有助于理解接下来介绍的激光电子的能量耦合。另外，在后面章节中讨论的利用光栅靶增强质子加速的研究中会应用此模型。

### 1.2.2 有质动力及有质动力势

当激光聚焦到靶面时，靶面光强在空间上呈现高斯分布。这种空间上激光强度的不均匀性会把电子推向激光强度低的区域。

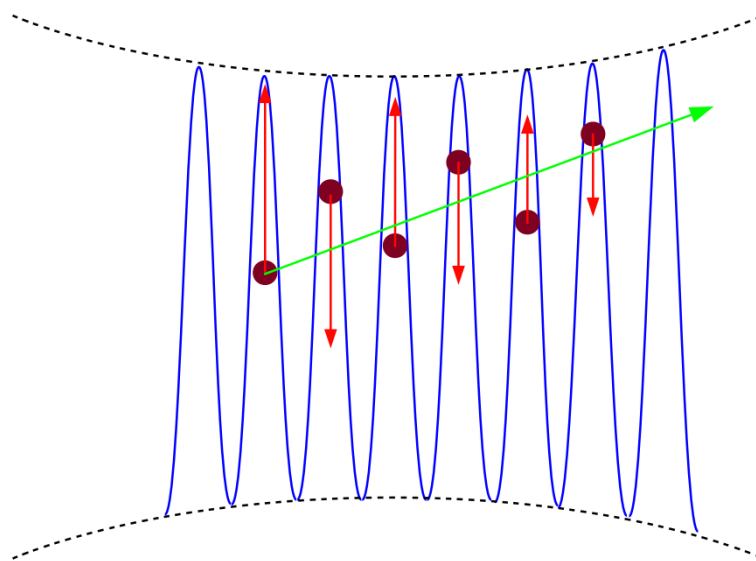


图 1.2 单电子在激光场中的运动[7]

如图 1.2 所示为单电子（紫色）在激光聚焦区域内，如图黑色虚线所示的焦点束腰，在电场（蓝色）的作用下运动。电子的运动方向整体上随时间向激光强度弱的方向漂移。

具体地，其数学推导如下：

对于矢势为 $\mathbf{A}(\mathbf{r}, t)$ 的电磁波, 在库伦规范 $\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$ 下

$$\mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \quad (1.10)$$

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad (1.11)$$

考虑到 $\mathbf{v} \times \nabla \times \mathbf{A} = \nabla(\mathbf{v} \cdot \mathbf{A}) - (\mathbf{v} \cdot \nabla)\mathbf{A}$ , 可以得到电子的动量满足:

$$\frac{d\mathbf{p}_e}{dt} = e \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + e(\mathbf{v} \cdot \nabla)\mathbf{A} - e\nabla(\mathbf{v} \cdot \mathbf{A}) \quad (1.12)$$

电子能量满足:

$$\frac{d(\gamma - 1) m_e c^2}{dt} = e\mathbf{v} \cdot \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \quad (1.13)$$

解方程 1.12 和 1.13 得到:

$$\frac{dp_{\parallel}}{dt} = -\frac{e^2}{2m_e \gamma} \frac{\partial A_{\perp}^2}{\partial z} \quad (1.14)$$

这种非线性作用力与激光幅值的平方成正比, 对 1.14 式在激光周期内进行积分平均, 得到平均的动量, 满足:

$$\frac{d\langle \mathbf{p} \rangle}{dt} = \mathbf{F}_p = -\frac{e^2}{2m_e \langle \gamma \rangle} \nabla \langle A^2 \rangle \quad (1.15)$$

其中 $\langle \gamma \rangle$ 是平均相对论因子, 对线偏振光有:

$$\begin{aligned} \langle \gamma \rangle &= \sqrt{1 + \langle \mathbf{p} \rangle^2 / (m_e c)^2 + e^2 \langle A^2 \rangle / (m_e c)^2} \\ &= \sqrt{1 + \mathbf{p}_{\perp}^2 / (m_e c)^2 + \mathbf{p}_{\parallel}^2 / (m_e c)^2} \\ &= \sqrt{1 + a_0^2 / 2} \end{aligned} \quad (1.16)$$

考虑到平均动量 $\langle \mathbf{p} \rangle$ 和振荡动量 $\langle \mathbf{p}_{\text{osc}} \rangle = e\mathbf{A} / (m_e c)$ , 式 1.16 可以简化成

$$\mathbf{F}_p = -\frac{m_e c}{2\langle \gamma \rangle} \nabla \langle \gamma \rangle^2 = -m_e c^2 \nabla \langle \gamma \rangle = -\frac{e^2}{4m_e \omega^2} \nabla E^2 \quad (1.17)$$

有质动力势为

$$U_p = m_e c^2 (\langle \gamma \rangle - 1) = m_e c^2 \left( \sqrt{1 + a_0^2 / 2} - 1 \right) \quad (1.18)$$

电子在激光场中运动，如果激光场是均匀的场，根据劳森定理，自由电子总体上不会被加速。而激光一般是聚焦到靶面上的，因此激光的空间强度分布极不均匀。电子在激光电场梯度下振荡，整体上电子会被推向低激光强度的区域。

### 1.3 等离子体的基本概念

#### 1.3.1 等离子体的概念和形成

等离子体包含了大量带电离子及电子，这些带电粒子在电磁场中具有集体行为。等离子体在外电磁场的作用下，会发生电荷分离，因此可以屏蔽电磁场，这种效应称之为德拜屏蔽，大小由德拜长度决定[8]。当等离子体的尺度大于德拜长度时，等离子体整体表现出电中性的状态。因此，德拜长度经常用来区分大尺度等离子体的综合效应和小尺度等离子体中的相互作用过程。

在本论文讨论的激光等离子体相互作用中，等离子体是由激光与靶相互作用产生的。激光以超强的电场把电子从离子的束缚场中离化。例如对 H 离子的离化能为 13.6 eV，对应的离化电场能量为  $E_{\text{ion}} = 5 \times 10^{11} \text{ V/m}$ ，对应的激光功率密度为  $I_{\text{ion}} \geq 10^{16} \text{ W/cm}^2$ 。但在实际的电离过程中，会发生多光子电离、碰撞电离、隧道电离和势垒抑制等效应，实际需要的激光电离功率密度可以小于  $I_{\text{ion}}$ 。

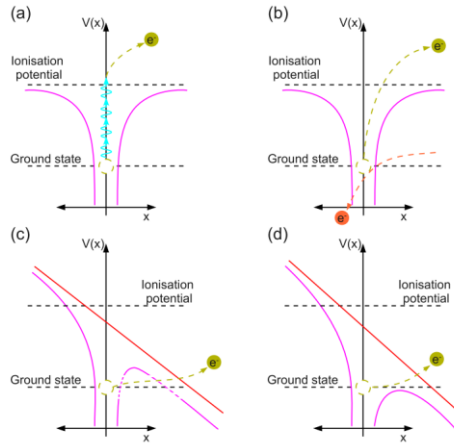


图 1.3 激光等离子体电离机制[7]

引入参数：

$$K = \omega_L \sqrt{\frac{2U_k}{I_L}} \quad (1.19)$$

其中  $U_k$  是电离势， $\omega_L$  是激光频率。 $I_L$  是激光强度。当激光强度相对较小时，

$K > 1$ ，多光子电离起主要作用，当 $K < 1$ 时，隧道电离和势垒抑制是主要过程。

如图 1.3 所示，(a) 是多光子电离示意图。当很多光子具有的总能量大于电离能的时候，电子可以吸收多个光子能量，多光子电离过程就会发生。图 1.3(b) 显示了电子碰撞电离过程。自由电子的初始能量大于原子中电子的电离能，在电子和原子相互碰撞的过程中，束缚电子被电离，这个过程是碰撞电离。图 (d) 显示了电子在原子内的势垒在外电场的作用下发生调制，当激光电场足够强时  $I_L > I_{BSI}$ ，会抑制库仑势垒，使得电子从原子中逃逸。

$$I_{BSI} = \frac{U_k^4 c \pi \epsilon_0^3}{2 q^2 e^6} = \frac{4 \times 10^9 U_k^4}{q^2 [eV]} [\text{W/cm}^2] \quad (1.20)$$

对氢原子  $I_{BSI} = 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 。如果激光强度低于  $I_{BSI}$ ，隧道电离还会发生，如图 1.3 (c)。等离子体的电离可以用 ADK 模型来描述[9]：

$$\eta_{ADK} \approx 6.6 \times 10^{16} \frac{q^2}{n_{ef}^{4.5}} \exp \left\{ -\frac{2q^3}{3n_{ef}^3} \left[ \frac{E_a}{E(t)} \right]^{1/2} \right\} \left\{ 10.87 \frac{q^3}{n_{ef}^4} \left[ \frac{E_a}{E(t)} \right]^{1/2} \right\}^{(2n_{ef}-1.5)} \quad (1.21)$$

其中， $n_{ef} = q/\sqrt{U_k/U_H}$ ， $U_H$  是氢原子基态电离势。 $E_a = e/4\pi\epsilon_0 a_B^2$  是轨道电子电场强度。

### 1.3.2 等离子体频率和德拜长度

等离子体的频率对应于电子偏离平衡位置在等离子体中的振荡频率，是描述等离子体对电磁场扰动的响应。考虑到一个中性一维的等离子体，电子初始位置是  $z_0$ 。在某一时刻受到扰动，记为  $\xi_0(z_0, t)$ ，电子的运动形成电荷分离，产生了静电力，这种静电力会把电子拉回到初始位置。对泊松方程在  $z = -\infty$  到  $z = z_0 + \xi$  上进行积分，产生的静电场可描述为：

$$E(z, t) = \frac{n_e e}{\epsilon_0} \xi \quad (1.22)$$

电子动量方程写为：

$$\frac{d^2 \xi}{dt^2} = -\frac{e}{m_e} E \quad (1.23)$$

(1.23) 式子也可以写为：

$$\frac{d^2\xi}{dt^2} = -\omega_p^2\xi \quad (1.24)$$

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}} \quad (1.25)$$

其中 $\omega_p$ 是电子的等离子体频率。对离子有

$$\omega_{pi} = \sqrt{\frac{Z n_h e^2}{m_i \epsilon_0}} \quad (1.26)$$

等离子体的德拜长度定义了等离子体中内部电场屏蔽的最大距离，当研究的等离子体区域大于德拜长度时，可认为等离子体具有屏蔽效果，呈现“电中性”。德拜长度大小为：

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{e^2 n_e}} \quad (1.27)$$

其中， $k_B$ 是玻尔兹曼常数， $T_e$ 是电子温度， $\epsilon_0$ 是真空介电常数， $n_e$ 是电子密度。

## 1.4 激光等离子体相互作用

### 1.4.1 激光在等离子体中的传输

由麦克斯韦方程组：

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1.28)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \left( \mathbf{j} + \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right) \quad (1.29)$$

可以得到：

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} \quad (1.30)$$

其中 $\mathbf{E}$ 是激光场， $\mathbf{j}$ 是等离子体电流密度。考虑到等离子体在激光场中振荡，有：

$$\mathbf{E} = \text{Re}\{\mathbf{E} \cdot \exp(-i\omega_L t)\} \quad (1.31)$$

$$\mathbf{j} = \text{Re}\{\mathbf{j} \cdot \exp(-i\omega_L t)\} \quad (1.32)$$

Re 是取实部运算。在低温无磁化等离子体中， $\mathbf{E}$  和  $\mathbf{j}$  有如下关系式：

$$\mathbf{j} = -i\omega_L \varepsilon_0 \chi(\omega) \mathbf{E} \quad (1.33)$$

$\chi(\omega)$  是电子磁化系数，方程 1.30 可以写为：

$$\Delta \mathbf{E} - \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) + \frac{\omega_L^2}{c^2} \varepsilon_0(\omega_L) \mathbf{E} = 0 \quad (1.34)$$

其中，

$$\varepsilon_0(\omega_L) = 1 + \chi(\omega_L) \quad (1.35)$$

在低温无碰撞等离子体中，

$$\varepsilon_0(\omega_L) \simeq 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_L^2} \quad (1.36)$$

考虑到电磁波有：

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (1.37)$$

方程 1.34 变成：

$$\Delta \mathbf{E} + \frac{\omega_L^2}{c^2} \varepsilon_0(\omega_L) \mathbf{E} = 0 \quad (1.38)$$

在均匀等离子体中，方程的解是  $\mathbf{E} = \mathbf{E} \cdot \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$ ，考虑到等离子体中电磁波的色散关系式：

$$\mathbf{k} = \frac{\omega_L}{c} \sqrt{\varepsilon(\omega_L)} \quad (1.39)$$

由 1.36 知：

$$\omega_L^2 = \omega_p^2 + k^2 c^2 \quad (1.40)$$

电磁波传输到等离子体内，波数  $k$  是实数，因此  $\varepsilon(\omega_L) > 0$ ,  $n_e < n_c$ 。  $n_c$  定义为临界密度，其大小是

$$n_c = \frac{m_e \varepsilon_0 \omega_L^2}{e^2} = 1.1 \times 10^{12} \lambda [\mu m]^{-2} [cm]^{-3} \quad (1.41)$$

如果  $n_e \gg n_c$ ，激光会被等离子体反射。在相对论强激光作用下，等离子体出



现相对论自透明效应。等离子体临界密度 $n_c$ 随电子的修正质量 $\gamma m_e$ 的增加而增大，导致等离子体临界密度增大，激光可以在等离子体中穿透得更深。

根据 1.40 式可以得到电磁波在等离子体中的群速度和相速度：

$$v_{ph} = \frac{\omega_L}{k} = \frac{c}{\sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_L^2}}} \quad (1.42)$$

$$v_{gr} = \frac{\partial \omega_L}{\partial k} = c \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_L^2}} \quad (1.43)$$

由前面分析，激光在等离子体中传输会快速的衰减，我们把这种快速衰减的效应用电场随空间位置 $z$ 的变化写作：

$$E = E(z_c) \exp\left(-\frac{z}{l_s}\right) \quad (1.44)$$

其中 $z_c$ 是临界密度面， $l_s$ 称之为趋肤深度。在无碰撞条件下：

$$l_s = \frac{c}{\sqrt{\omega_p^2 - \omega_L^2}} \quad (1.45)$$

## 1.4.2 等离子体密度标长

在大多情况下，高功率激光与靶相互作用时，激光会先经过一个低密度等离子体区域到达临界密度面。这个低密度的等离子体区域是由激光自发辐射放大（amplified spontaneous amplification, ASE）、激光主脉冲之前的预脉冲（prepulses）和主脉冲的上升沿电离靶表面产生的。因此激光的对比度决定了靶面等离子体密度分布。通常这个低密度等离子体区域随远离靶面方向呈指数衰减[10]：

$$n_e(z) = n_0 \exp(-z/L_n) \quad (1.46)$$

其中 $z$ 是距离靶面的位置， $n_0$ 是初始靶面密度， $L_n$ 是密度标长，等离子体密度标识长度等于等离子体的密度降为原来的 $1/e$ 大小对应的长度。密度标长可以表征预等离子体的分布，极大地影响激光的能量吸收。等离子体密度标长可以用下式估计其大小：

$$L_n \approx c_0 \tau_L \quad (1.47)$$

其中 $\tau_L$ 是等离子体扩散时间， $c_0$ 是离子声速。

$$c_0 = \sqrt{\frac{k_B(ZT_e + T_i)}{M_i}} \quad (1.48)$$

其中 $k_B$ 是玻尔兹曼常数， $Z$ 是离子电量， $T_e$ 和 $T_i$ 分别是电子温度和离子温度， $M_i$ 是离子质量。

## 1.5 激光和电子能量耦合吸收机制

激光与等离子体相互作用的过程实际上大部分是激光与电子相互作用。而之后很多次级物理过程，也都与电子相关，因此理解激光和电子的能量耦合机制有助于加深对激光等离子体物理的理解。激光与电子的能量耦合过程中，预等离子体状态对电子加速有重要影响，进而影响激光电子的耦合。由上一节知，预等离子体分布与激光的对比度密切相关。对于一些电子加热来说，低对比度的激光脉冲产生的等离子体密度标长太大，影响电子能谱和发散角等，在一些应用中是不利的。因此产生高对比度激光对超热电子的产生有重要意义。在第五章我们会重点讨论利用等离子体镜技术提高激光的对比度。激光和超热电子的能量耦合机制主要有以下几种类型：

### 1.5.1 逆韧致辐射

激光的逆韧致辐射吸收发生在激光强度比较低时，通过电子和离子在等离子体中碰撞实现的。电子在激光场中振荡，从长时间整体过程来看，电子简单地在激光场中振荡过程不会发生能量交换。但当电子与离子相互碰撞时，电子会被离子散射，电子会脱离激光场的束缚，使得电子的运动方向随机，从而加热了等离子体。在 $L_0$ 标识长度内，具有线性密度梯度下[10]，激光的能量转换：

$$f_{IB} = 1 - \exp\left(-\frac{32}{15} \frac{v_{ei}(n_c)}{c} L_0\right) \quad (1.49)$$

其中 $v_{ei}(n_c)$ 是电子和离子在临界面内的碰撞频率，其大小为：

$$v_{ei}(n_c) \propto \frac{n_c Z}{T_e^{3/2}} \quad (1.50)$$

对于重离子和低温等离子体，逆韧致辐射吸收机制是主要机制。在激光强度增大时，逆韧致辐射对激光能量吸收的贡献随等离子体温度增加而减小。

## 1.5.2 真空加热

真空加热[11]是激光强度在相对论量级时，电子加速的主要机制之一。当激光斜入射到小密度标长的等离子体时，真空加热的作用更为突出。考虑一个电子在等离子体表面的低密度区的激光电场作用下振荡。当电子被加速到临界面以内，此时激光被反射，电子不再受到激光场的作用，所以电子携带了部分激光的能量被加速。因此电子的振荡幅度即 $r_e = a_0 c / \omega_L$ ，大于密度标长时，真空加热才会起作用。

对于入射角度为 $\theta_L$ 的激光，激光的能量转换成电子能量可描述为[10]：

$$f_{VH} = \frac{\eta_{osc}}{2\pi} \frac{v_n^3}{c v_{\perp}^2 \cos \theta_L} \quad (1.51)$$

$v_n$ 是电子速度， $\eta_{osc}$ 是一个无量纲的量，是电子动量转移到等离子体中。其大小为[12]：

$$\eta_{osc} = \frac{1}{\left(1 - \frac{\omega_L^2}{\omega_p^2}\right)} \quad (1.52)$$

$v_n$ 是电子沿靶面法线方向速度，相应的激光电场 $E_N = 2E_{L0} \sin \theta_L$ 。真空加热机制严重依赖于 $E_N$ ，因此对于大角度斜入射的水平偏振的激光，真空加热是很重要的激光能量吸收机制。电子被加速到趋肤深度以内，电子获得的能量可表示为：

$$T_{hot} \propto v_{os}^2 \simeq 3.16 I_{16} \lambda_{\mu}^2 \quad (1.53)$$

$I_{16}$ 是激光能量，单位是 $10^{16} \text{ W/cm}^2$ ， $\lambda_{\mu}$ 是激光波长，单位是 $\mu\text{m}$ 。

当激光垂直，或接近垂直入射时， $E_N \ll 1$ ，这时，有质动力吸收比真空加热强得多，特别是当激光强度达到超强相对论量级时，不管激光入射角度如何，有质动力的能量吸收比真空加热有效得多[13]。

## 1.5.3 共振吸收

共振吸收是一个无碰撞过程，其基本物理图像可以表述为：电子入射到相对长密度标长的等离子体中，激光被等离子体折射，并在临界密度面 $n_e = n_c \cos^2 \theta_L$ 反射。在此过程中，激光能量迅速减小。当激光频率和预等离子体电子频率发生共振时，等离子体波激发，其幅度逐渐增大，通过波破和阻尼效应，例如朗道阻

尼[8, 14-16], 电子获得能量向等离子体中运动。

如图 1.4 所示, 激光以 $\theta_L$ 入射到如图所示的等离子体中, 激光折射并在临界密度面反射 $n_e = n_c \cos^2 \theta_L$ , 激发了等离子体波。随激光入射深度的增加, 等离子体波逐渐增强。

共振吸收只会发生在激光以水平偏振斜入射到等离子体密度梯度中, 激光能量以共振吸收机制传输到等离子体中, 其能量写为[10]:

$$f_{RA} \approx \frac{1}{2} \left[ 2.3Q \exp\left(-\frac{2Q^3}{3}\right) \right] \quad (1.54)$$

其中:

$$Q \approx \left(\frac{\omega_L L_S}{c}\right)^{1/3} \sin \theta_L \quad (1.55)$$

在共振加热机制中, 从上式 1.54 和 1.55 知, 增大激光的入射角有助于激光能量的吸收, 但是由于激光在等离子体中的穿透深度由临界密度位置 $n_e = n_c \cos^2 \theta_L$ 决定, 增大激光入射角时, 激光的穿透深度会减小, 因此共振吸收机制是两个因素相互竞争的结果。

通常在实验中看到的电子能谱具有双温分布反映了共振吸收机制。其中超热电子的温度可用如下式表示[17, 18]:

$$T_{hot} \approx 10 [T_{kev} I_{15} \lambda_\mu^2]^{1/3} \text{keV} \quad (1.56)$$

其中 $T_{kev}$ 是冷电子的温度, 单位是 $keV$ ,  $I_{15}$ 是激光强度, 单位是 $10^{15} \text{ W/cm}^2$ ,  $\lambda_\mu$ 是激光波长, 单位是 $\mu\text{m}$ 。

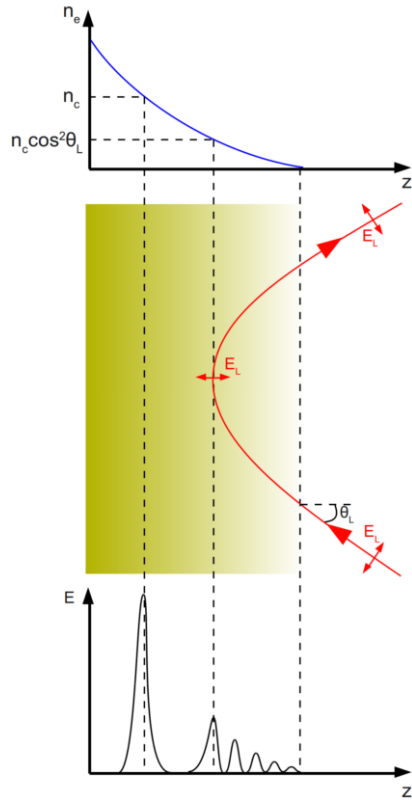


图 1.4 共振吸收机制示意图[7]

在激光强度是  $10^{12} \text{ Wcm}^{-2} \mu\text{m}^2 < I_L \lambda_L^2 < 10^{17} \text{ Wcm}^{-2} \mu\text{m}^2$  时，共振吸收机制是重要的吸收机制，对于更强的激光，共振吸收仍然存在，但不是主要机制。

#### 1.5.4 $J \times B$ 加热 ( $a_0 \gg 1$ )

当高强度激光入射到靶面时，激光的横向分量在平行于靶面方向加速电子，形成横向电流，电流密度为  $J$ ，电子在纵向上受到洛伦兹力的作用  $e\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ ，当电子振荡速度接近光速时， $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$  跟在横向上的电场大小不能忽略，方向沿波矢方向，小部分电子在磁场的作用下被推向稠密等离子体内部。当激光垂直入射时，这种效应依然存在。在一个激光周期内，电子在激光上半周期和下半周期两次被加速，因而其频率是激光频率的 2 倍。

考虑到激光入射到等离子体具有矢势  $A_0 = m_e c a_0 / e$ ，对于平面波：

$$\mathbf{P}_\perp + e\mathbf{A}_\perp = \text{const} \quad (1.57)$$

在垂直方向的动量为  $P_\perp = eA_0$ ，磁场  $B_0 = \omega A_0 / c$ ，因此，电子在垂直方向上受到的力为：

$$F_p \approx m_e \omega c a_0^2 / \sqrt{1 + a_0^2} \quad (1.58)$$

在半个激光周期内，对激光强度为 $\frac{1}{2}c\epsilon_0(\omega A)^2$ 的激光，吸收率为

$$A_a \sim \frac{1}{2\pi} \left[ 1 - \frac{1}{\sqrt{1 + a_0^2}} \right] \quad (1.59)$$

对于 $a_0 > 1$ ,  $A_a \sim 15\%$ 。在  $J \times B$  加热机制作用下，超热电子的温度有如下关系[10]:

$$k_B T_e \approx U_p \approx m_e c^2 \left( \sqrt{1 + \frac{I \lambda_{\mu m}^2}{2.8 \times 10^{18}}} - 1 \right) \quad (1.60)$$

一般来说，在激光强度相对较弱时，激光的吸收主要是共振吸收，当激光的光强增加到相对论量级时， $J \times B$ 加热和真空加热是激光能量吸收的主要机制。真空加热强烈依赖于激光在垂直于靶面的电场分量，因此，p 偏振激光大角度入射时，真空加热机制是激光能量吸收的重要组成部分，另外，当激光垂直入射或接近垂直入射时，垂直于靶面的电场分量很小，电子主要加热机制是 $J \times B$ 加热。在超相对论光强时， $J \times B$ 加热是最主要的加热机制。

### 1.5.5 超热电子的输运

等离子体中的电子被加速，向靶内部传输，电子束携带的最大电流决定于 Alfvén limit[19]，其大小为：

$$I_A = \frac{m_e c^3}{e} \gamma \beta_z \quad (1.61)$$

其中 $\beta = v_{ez}/c$ ，随电流产生的自生场的增大，电子轨迹会弯曲。如果磁场足够强，会压制电子纵向动量。但是在靶内部，存在电子回流：

$$J_c + J_h \approx 0 \quad (1.62)$$

电子回流一方面提供了电荷平衡，避免了产生的强静电场（电荷分离导致）阻止电子的传输。另一方面，它降低了整体电流强度，降低了 Alfvén limit 的限制。超热电子回流和冷电子回流发生在不同区域。超热电子密度虽然较低，但是携带的能量较高。相反，冷电子的回流是靶内背景电子，虽然能量比较低，但是密度比较高，同样可以产生大电流，这种冷电子回流指向靶前方向[20, 21]。当然，

这种背景电子对非金属靶来说，也是电离的自由电子。

超热电子的传输可以认为是无碰撞过程，因为它们的平均自由程远大于靶厚度。但是，回流的电子会受到碰撞过程的影响。而冷电子和超热电子之间满足 1.6.2 式。因此当回流的冷电子受到碰撞过程的影响时，超热电子也会受到电子碰撞过程的影响。因而靶的电导率对冷电子回流有重要影响，进而影响超热电子的传输。超热电子和冷电子在靶内传输，会产生 Weibel 不稳定性[22]，特别是对非金属靶，冷电子来源于电离过程，更增加了这种不稳定性。这种不稳定性可以导致超热电子成丝。

超热电子的输运过程还会进一步影响与电子的输运有关的很多其他物理过程。比如电子输运到靶后，产生的鞘层场对质子和离子的加速过程。

总之，激光与靶相互作用过程中，激光到电子的能量耦合过程是非常复杂的，是由多种因素共同决定的。其中包括激光强度、偏振态、波长、预等离子体状态或激光对比度、入射角和靶结构等[10, 23]。

## 1.6 离子加速机制

激光与等离子体相互作用可以获得几十 MeV 的质子，这些质子具有高亮度长带宽等优点，可以应用到很多方面，如利用质子束诊断等离子体的状态（质子探针和成像）、质子肿瘤治疗、质子驱动的激光快点火和温稠密等离子体的产生等。图 1.5 所示为离子加速机制和靶内电子输运和回流过程。目前离子的加速机制主要有[24]：靶后法线鞘层加速（target normal sheath acceleration, TNSA）、辐射压加速（radiation pressure acceleration, RPA）、无碰撞冲击波加速（collisionless shock acceleration, CSA）和 Break-out afterburner (BOA) 加速等。

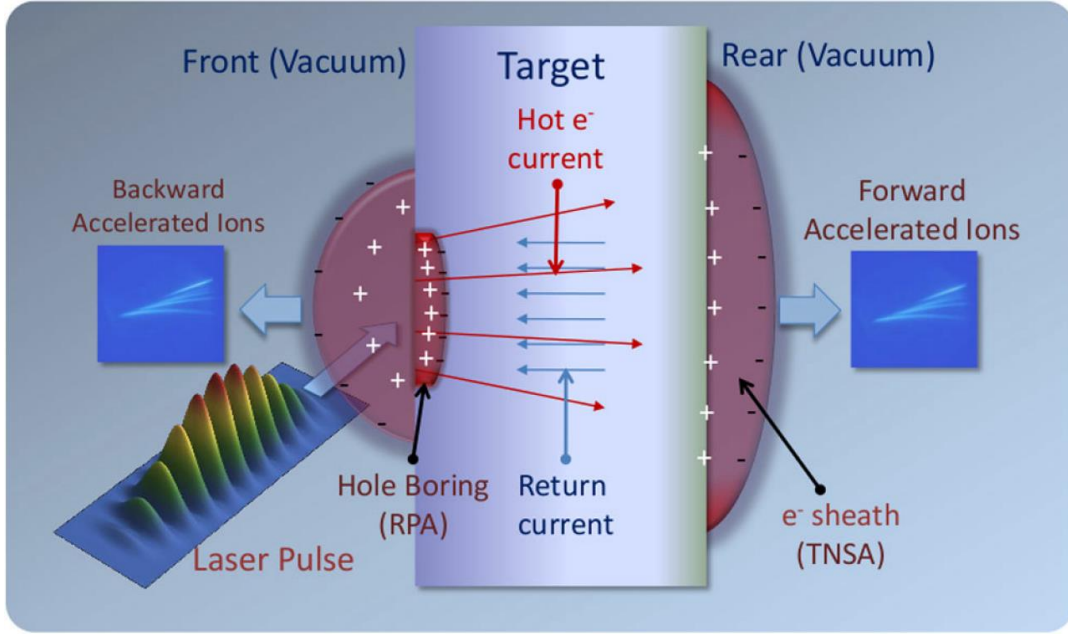


图 1.5 离子加速机制和靶内电子输运和回流[25]

### 1.6.1 靶后法线鞘层加速 (TNSA)

目前研究最为广泛的离子加速机制是靶后法线鞘层加速 (Target Normal Sheath Acceleration, TNSA) [26–28]。在该机制下, 离子在靶后可以被加速到 1 MeV–100 MeV 量级。如图 1.6 所示, 首先激光脉冲的基底 (ASE、prepulses 和主脉冲上升沿) 到达靶面, 与靶面相互作用产生预等离子体。当激光主脉冲到达靶面时, 激光与等离子体相互作用, 在等离子体临界密度位置通过有质动力势把电子往靶后加速形成鞘层场, 进而加速离子。

有质动力会把电子加速到相对论量级。根据之前的式 1.18 和 1.57, 电子的动能近似为有质动力势, 即:

$$U_p \approx K = m_e c^2 (\gamma - 1) \quad (1.63)$$

当相对论电子传输到达靶后时, 形成了强的电荷分离场, 称为鞘层场, 其大小量级为  $10^{12}$  V/m, 长度是由德拜长度决定的, 通常是几微米[29]。鞘层场的大小由电子温度和密度决定

$$E_{sheath} \approx \frac{k_B T_e}{e \lambda_D} \quad (1.64)$$

其中  $k_B$  是玻尔兹曼常数,  $T_e$  是电子温度,  $\lambda_D$  是德拜长度, 见 1.24 式。靶后的原子被鞘层场离化并加速。通常被加速的离子是靶后的碳氢污染层, 包含碳氢氧



(CHO) 原子。其中质子 ( $H^+$ ) 由于其荷质比较高, 是最容易被加速的离子, 因此可以获得更高的速度, 空间上在其他离子前面, 一般来说包含很多能量。如果需要加速其他离子或靶本身的离子成分, 则可以用激光清洗的办法提前把靶后污染层去除从而提高加速效率。靶后离化过程可以认为是碰撞电离和势垒抑制的电离过程, 具体见 1.3 章节。激光本身不会电离靶后原子, 因为激光会在临界面内被反射。

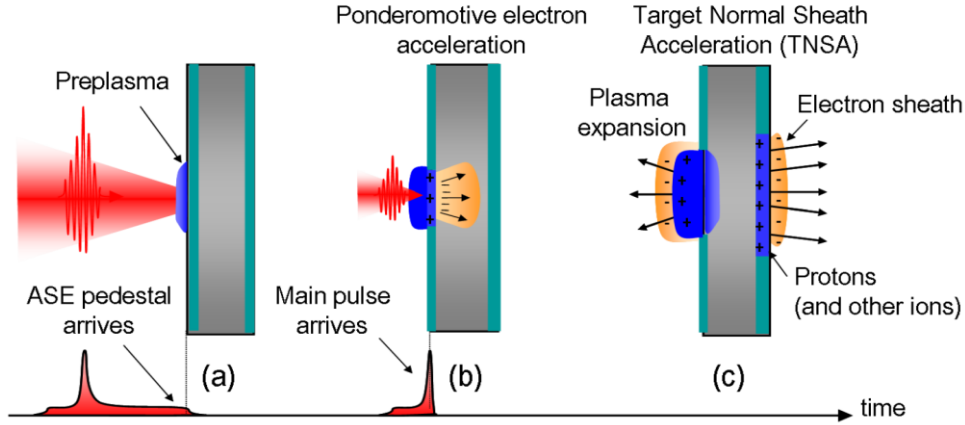


图 1.6 靶后法线鞘层场加速机制 [30]

另外如图 1.6 (c) 所示, 激光前向的电子同样会产生电荷分离场对离子进行加速。离子的最大能量与靶后加速相比具有 [31]:

$$\frac{E_{max/rear}}{Z} \sim 2U_p \left[ \ln \left( 2 \frac{\omega_{pi} t}{\sqrt{2} \exp(1)} \right) \right]^2 \quad (1.65)$$

其中  $\omega_{pi}$  是离子频率,  $t$  是加速时间, 近似等于脉冲宽度 [32]。

## 1.6.2 辐射压加速 (RPA)

当激光强度较高时  $\sim 10^{22} \text{ W/cm}^2$  时, 对于超薄靶来说, 高功率密度激光脉冲有助于质子的辐射压加速。其具有以下两种机制 [33, 34]: 光帆模型 (light sail) 和 打洞模型 (hole boring)。当薄膜靶足够薄时 ( $\sim 10 \text{ nm}$  量级), 激光聚焦足够大时, 光帆模型起主导。

光帆模型: 激光产生的超薄电子层形成电荷分离场, 在离子加速过程中保持了临界密度, 产生准单能的谱。打洞模型: 离子束在靶前被辐射压加速, 加速场也是电荷分离场, 但是只在激光聚焦焦斑区域被加速。Robinson 等报道了理论

上圆偏振激光的 RPA 加速需要的激光强度仅为  $10^{20}$ - $10^{21}$  W/cm<sup>2</sup> [35]。

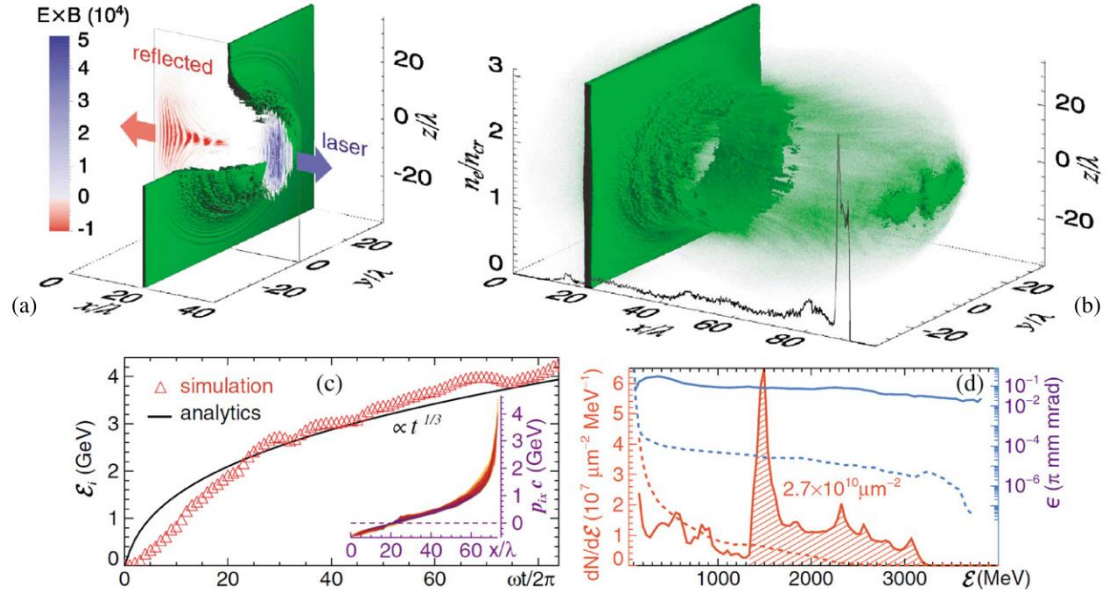


图 1.7 RPA 机制。(a) 相同离子密度面。(b) x 轴向离子密度。(c) 最大离子动能和相位的演化。(d) 电子能谱和离子横向发射度[33]

对于光帆模型，当激光达到强相对论量级时，激光与薄靶相互作用产生的辐射压推动电子向前运动，理想情况下所有电子都参与。由于离子运动缓慢，因此建立了电荷分离场，这个电荷分离场足够强，可以有效地进行离子加速，快速把离子加速到相对论速度。由于电子离子的距离非常靠近，不稳定性没有足够的时间发展[33]，如图 1.7 所示。接下来，在光帆模型下，电子和离子一起随激光运动和传输。甚至在激光早期时刻，由于相对论自透明效应，靶对激光来说是部分透明的。在激光晚些时刻，当靶的速度接近光速时，由于激光的频率下降，导致激光被反射。接下来，由于双多普勒效应，反射光的频率变为：

$$\omega_r \approx \omega_0 / 4\pi\gamma^2 \quad (1.66)$$

反射激光的能量大大减小，几乎所有能量都转化到靶上。最后，离子携带了大部分的能量和电子几乎同速度在运动。

离子运动动量可用式：

$$\frac{dp}{dt} = R' \frac{E_0^2 (t - x(t)/c) \sqrt{p^2 + m_i^2 c^2} - p}{2\pi n_i l \sqrt{p^2 + m_i^2 c^2} + p} \quad (1.67)$$

$p$ 是离子动量， $m_i$ 是离子质量。其中[36-41]：

$$R' = \begin{cases} \frac{\pi^2 \sigma'^2}{1 + \pi^2 \sigma'^2} & a < \sqrt{1 + \pi^2 \sigma'^2} \\ \frac{\pi^2 \sigma'^2}{1 + a^2} \approx \frac{\pi^2 \sigma'^2}{a^2} & a > \sqrt{1 + \pi^2 \sigma'^2} \end{cases} \quad (1.68)$$

对于圆偏振激光  $\sigma' = \sigma' \lambda' / \lambda$ ,  $\lambda'$  分别是在无量纲的电子面密度和激光波长。

辐射压大小是[35, 41]:

$$P_{rad} = R' \frac{(E_0')^2}{2\pi} = R' \frac{c - V}{c + V} \frac{E_0^2}{2\pi} = R' \frac{c - V}{c + V} \frac{2I_0}{c} \quad (1.69)$$

其中  $E_0'$  是激光强度,  $R'$  是与薄膜一起运动的坐标系中激光在靶面的反射率[41]。

为了实现有效的光帆加速, 需要满足几个条件。第一, 为了得到最大加速场, 激光场应该要和最大电荷分离场一致。其幅值[39]:

$$a \approx \pi\sigma = \frac{n_e l}{n_{cr} \lambda_0} \quad (1.70)$$

如果  $a \gg \pi\sigma$ , 激光会在薄膜到达相对论速度之前穿过靶, 如果  $a \ll \pi\sigma$ , 离子得不到足够加速。第二, 为了抑制等离子体中不稳定性, 离子需要在很短时间内被加速到相对论速度, 因此, 对质子来说,  $a \approx 300$ [4]。

打洞模型: 另一个重要的 RPA 机制是打洞模型[34, 42-47]。靶厚度比较薄, 但是比光帆加速机制中的靶要厚一些, 因此与光帆加速机制中的靶不同。等离子体仍然可以被辐射压推着往前运动。在这种模式下, 激光的辐射压推动电子前进, 产生一团薄电子层, 密度大于激光的临界密度, 离子被此电荷分离场加速。如图 1.8 所示。这两层电子和离子, 在等离子体中运动。激光被第一层电子束反射, 离子被电荷分离场拉住, 形成第二层离子束, 形成静电波传输[34, 48]。从宏观上看, 激光推动靶面向靶内运动, 类似激光在靶上打孔的现象。靶前形成的稳定静电场在传输过程中会俘获更多离子, 形成高能离子束。对于圆偏振光垂直入射, 等离子体的加热效率低, 该静电场相对是稳定的, 因此打洞模型更加有效。Henig[48]把圆偏振和线偏振的激光 ( $5 \times 10^{20} \text{ W/cm}^2$ ) 聚焦到类金刚石的碳靶上, 产生了单能结构的离子束, 对圆偏振光, 离子束的单能结构更加明显。

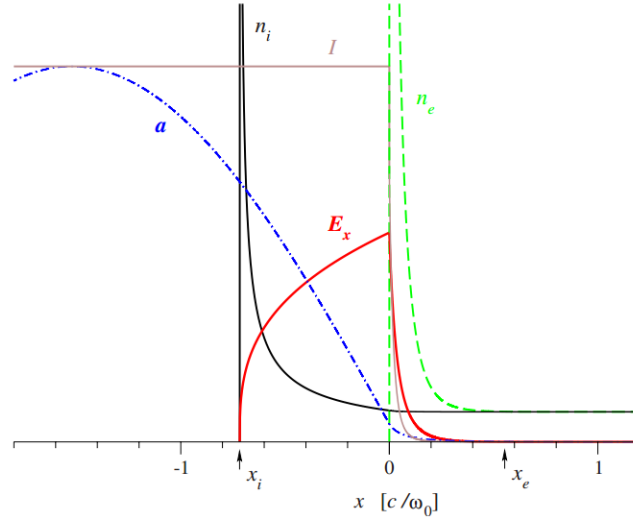


图 1.8 RPA 中打洞模型中激光电子和离子[49]

### 1.6.3 无碰撞冲击波（CSA）

另一个激光驱动的质子加速机制是无碰撞冲击波加速[43-45, 50-52]。激光的有质动力会驱动靶前临界密度面运动，产生离子声波，该离子声波产生的强的静电冲击波可以反射并加速离子。被反弹的离子速度是冲击波速度的两倍。无碰撞冲击波产生的离子能谱会出现明显的平台结构或准单能结构[45]。无碰撞冲击波要求激光强度较大和等离子体密度较高。当静电冲击波的马赫数大于 1.6 时，部分离子会被反射，产生无碰撞冲击波加速。

Robinson 等[53]建立了一维模型，Schlegel 等[54]预测了准单能的离子能谱，其最大的离子能量是：

$$\varepsilon_{iNR} = 2m_i c^2 \Xi \quad (1.71)$$

$$\varepsilon_{iR} = 2m_i c^2 \frac{\Xi}{1 + 2\sqrt{\Xi}} \quad (1.72)$$

$\varepsilon_{iNR}$ 和 $\varepsilon_{iR}$ 分别对应非相对论和相对论下的情况。。其中 $\Xi = I_L/m_i n_i c^3$ 。

Palmer 等[55]首次从实验上使用 CO<sub>2</sub> 激光器照射 H 气体靶产生了最大能量为 1 MeV 的加速质子。当被加速的离子传输到靶后时，它们会被靶后鞘层场进一步加速[44, 45, 56]。

### 1.6.4 Break-out afterburner（BOA）加速

如果超薄薄膜靶与超强、超高对比度激光相互作用时，超薄靶扩散会产生相

对论自透明效应（1.38 式）这个限制了 RPA 机制，从而使离子加速机制发生了变化。BOA 加速机制在 2007 年被 Yin 等人提出[57, 58], 2009 年, Heng 等发现了相对论自透明效应发生。随后 Hegelich、Jung 和 Palaniyappan[59-62] Albright and Yan 等人分析了 BOA 机制，发现离子的最大能量表示为：

$$\varepsilon_{\max} \approx (1 + 2\alpha)ZT_e \quad (1.73)$$

其中  $\alpha \sim 3$ 。理论结果表明：当靶变得自透明，会形成更强的加速场，增强电子加热和体加热可以提高离子截止能量。电子和离子之间的相对漂移，快速增加了 Buneman 不稳定性，使得耦合到离子的能量增加。

### 1.6.5 小结

TNSA 加速机制对于激光的对比度和靶的参数要求不是非常苛刻，但是激光对比度和靶厚度需要匹配才能增强质子加速。一般地，对于薄靶（ $< 1 \mu\text{m}$ ）而言，高对比度激光有助于提高质子加速的效率[63]。另外，对一定厚度的靶，在高对比度激光中引入一定的 ASE 有助于质子加速[64]。同样的，对于 CSA 加速机制来说，激光的对比度要求也不高，比如 Fang 等人讨论了在低对比度激光条件下，产生的质子束能谱具有平台结构[65]。而对于 RPA 和 BOA 机制，使用的靶非常薄（ $\sim 10 \text{ nm}$ ），因此，为避免超薄靶结构被预等离子体破坏，通常需要用等离子体镜技术产生超高对比度激光脉冲。RPA 机制需要抑制电子的加热，比如使用圆偏振激光可抑制电子加热过程。因此 RPA 机制中产生的电子温度较低，可用电子谱仪进行直接测量。

## 1.7 激光加速质子的应用

### 1.7.1 质子照相-等离子体诊断

1968 年, Koehler 等人[66]第一次应用离子束，特别是质子束进行照相。采用传统加速器产生的准单能离子束，通过不同质子束穿透深度不同对质子束密度截面的进行调制，从而探测样品密度变化。通过探测质子的偏转，可以测量等离子体中电场的大小[67]。但传统加速器造价不菲，且脉宽较长，限制了质子照相的应用。

激光与等离子体相互作用产生的质子束由于其空间分辨高和脉宽短等优点，因此成为一种新的质子探针和照相的质子源。质子的空间分辨取决于源的大小和发散角，甚至可以提供几微米的空间分辨。由于质子能量带宽较大，不同能量的

质子穿透深度不同，因此采用不同层的辐射剂量片堆栈（RCF）或核径迹探测器（CR39）可以测量不同质子能量的成像。甚至对于待测样品来说，由于使用诊断的质子能量不同，速度不同，它们在时间上会分开。高能质子具有比较快的速度，在质子束的前面，低能质子在质子束的后面，因此可以形成时间分辨的探测。质子照相对于惯性约束聚变（inertial confinement fusion, ICF）中密度的诊断有潜在的应用。目前激光产生的质子照相已被广泛应用[68-71]，比如冲击波的传输[72]。

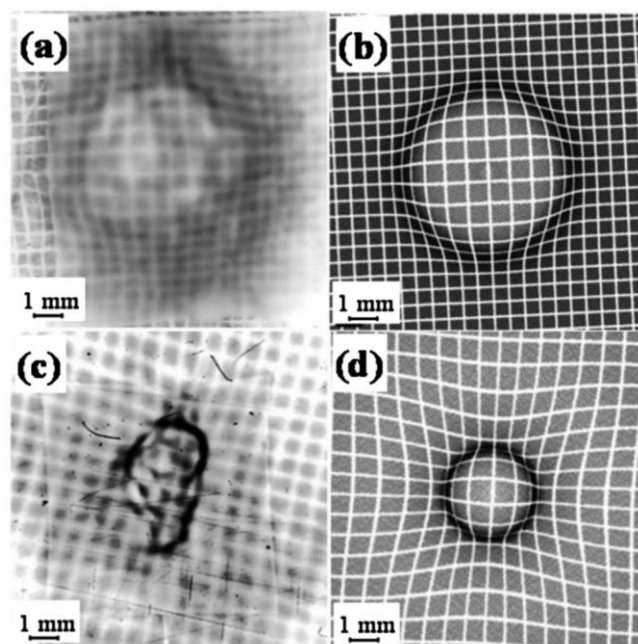


图 1.9 磁场质子探针[73]

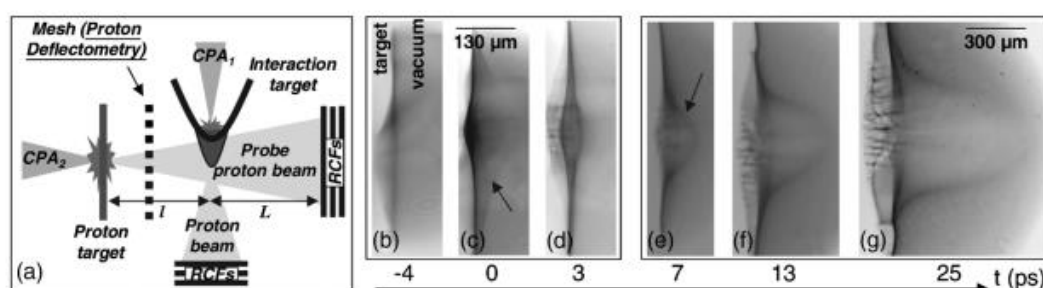


图 1.10 激光产生质子照相示意图, 靶后鞘层场的形成[74]

当然在激光等离子体领域，很多物理过程转瞬即逝，质子照相由于其高时间分辨可以广泛应用于诊断等离子体中的很多现象。目前质子照相成功应用于等离子体中电场和磁场的诊断[75, 76]、激光压缩[77]、无碰撞冲击波[78]、相空间电子洞[79]、等离子体场结构[80]、电离通道的形成[81-83]、相干电磁场结构

的演化和各种不稳定性[84-87]、黑腔中等离子体的膨胀和自生磁场[73, 88-91]。

如图 1.9 所示为使用网格测量不同方位角的磁场。根据网格成像的弯曲方向和程度测量在质子探针方向上磁场的方向和大小。另外不同发散角的质子束，其在不同的空间角内有不同的飞行时间，导致在时间上会有不同。因此可以用来测量以相对论速度传输的场的信息，提高测量这种磁场的的能力[81, 92, 93]。这种质子探针同样可以探测在靶后 TNSA 加速过程中的鞘层场信息，如图 1.10。(a) 是实验布局，(b) - (g) 为不同时间的鞘层场信息。

## 1.7.2 生物医疗应用

对于不同能量的离子束，在一定深度内可看成完全沉积，能量沉积对应一个峰值，叫做布拉格峰。因此可以认为质子在布拉格峰位置能量完全沉积。在具体治疗上，对不同位置的癌细胞，使用的质子能量也不同，一般地，质子的能量为 60-250 MeV，流量为 10 nA，对单电离碳离子的流量为 1.2 nA。相比 x 射线放射治疗，离子束在治疗癌症方面有很多优势，不同能量的离子束会在不同深度内沉积，这样避免了离子束对肿瘤后面的正常的组织进行辐照，降低了风险。特别是单能离子束，其沉积深度是固定的，可以用来对某一深度内的癌细胞进行辐照，如图 1.11 (a) 所示为 x 射线在人体内的能量沉积，图 1.11 (b) 是质子束在人体内的能量沉积。比较图 1.11 (a) 和 (b) 可发现，相对于 x 射线治疗的穿透深度比较大，因此对非肿瘤细胞有害，而质子束的穿透深度是固定的，因此对其他正常细胞伤害较小。

目前在癌症的治疗和临床设备上，离子束是有优势的。目前采用直线性加速器产生的离子束已经广泛使用。尽管广泛使用的是质子源，但是碳离子源由于其对细胞影响较小，适合对抗辐射和无氧的肿瘤治疗[94]。

使用激光等离子体加速的质子源替代现有加速器的质子源用来进行癌症治疗具有很多优势，比如设备紧凑，花费较小等优点。目前来说，尽管有一些类似的工作已经报道[95-98]，但我们还要清楚的认识到的，激光驱动离子束离真正的癌症治疗方面的应用还比较远，仍然有很多挑战。比如质子截止能量，目前仅为  $\sim 100$  MeV，能谱、重复频率和可靠性等方面，Linz 和 Alonso 在这方面进行了具体讨论[99]，提到了一些具体问题并与现有加速器进行了比较。尽管目前面临一些问题和挑战，但是我们仍然需要长期地做一些基础研究工作来发展离子加速，因为相比于其他加速器，激光驱动离子束在应用方面有很大的竞争力。另外，质子源在生物中也有很多应用[100, 101]。



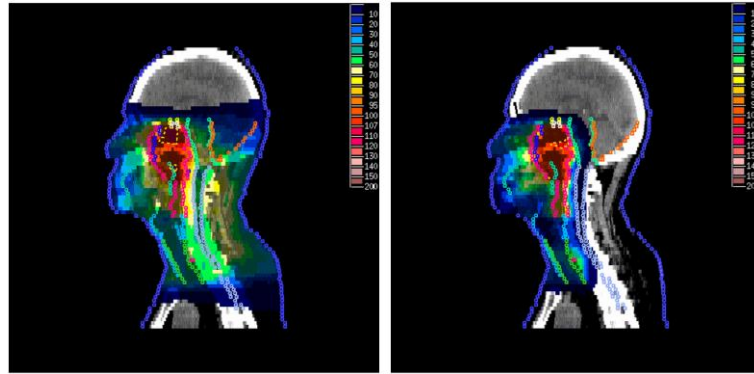


图 1.11 x 射线（左）和质子（右）在癌症治疗中的能量沉积[102]

对于目前用于肿瘤治疗的离子能带为 $\Delta\varepsilon/\varepsilon \approx 10^{-2}$ ，因此探索激光加速离子源的性质[103]，如何实现满足肿瘤治疗的离子源[104, 105]对实际应用是非常有意义的。另外 Yogo 等人研究质子对于生物细胞的影响，比较了 2 MeV 激光加速的质子和 x 射线源的生物有效性[106, 107]；Kraft 等研究了质子辐射剂量对于 DNA 断裂的影响[108]。

### 1.7.3 质子驱动快点火

传统的惯性约束聚变(ICF)是基于驱动高热原子核反应燃料的内爆来完成。点火发生在脉冲压缩之后产生的中心的“热斑”。这个过程需要极其对称的驱动并克服流体不稳定性，因而惯性约束聚变是个历史性的难题。

在快点火方案[109]中，点火采用的是一个外部的触发源来产生热斑，在时间上远小于典型的燃料分解时间。因此点火与激光压缩过程相分离。1994 年，Tabak 提出的快点火方案中[110]，使用了激光加速的几个 MeV 的电子作为快点火的粒子束。但是接下来的研究表明，用电子束驱动快点火在电子的传输和能量的沉积等方面有一些问题。比如电子的能量沉积是一个平滑的曲线，使得很难产生一个局部热斑。直到 2000 年，在拍瓦激光器中利用 TNSA 机制产生了几 MeV 的质子[28, 111]，Roth 提出了使用这种质子束进行快点火方案[112]。由于布拉格峰的存在，这种方案最大的优势是非常高的能量沉积效率。图 1.11 显示了基于 TNSA 机制产生质子束进行驱动快点火方案需要的典型的激光参数。相对于质子驱动快点火方案，离子驱动快点火方案[113, 114]由于其具有更窄的能量带宽和更好的能量沉积可以降低快点火的阈值。相比于 TNSA，另外还有一些基于其他加速机制产生的离子束来驱动快点火，比如 RPA 中 hole boring 机制[115]。



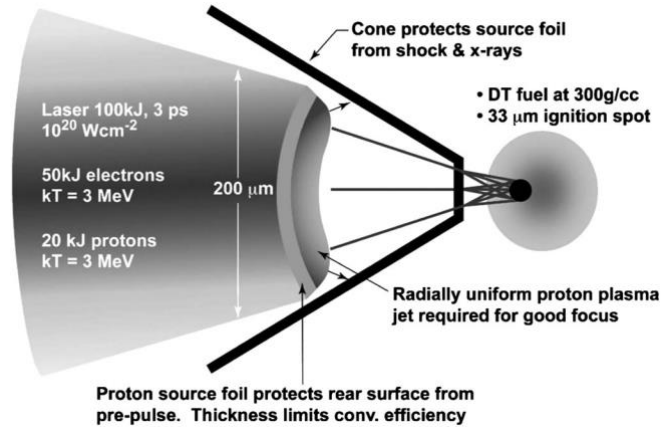


图 1.11 基于 TNSA 加速产生的质子驱动快点火[109]

### 1.7.4 温稠密物质状态产生及诊断

激光驱动离子束可以通过等离子体加热固体密度的物质，即产生温稠密物质（电子温度 $>100$  KeV, 1-10 倍固体密度）[116]。高能流和短脉宽是质子束应用的重要因素。用来加热固体密度的离子束可以采用加速器或电场脉冲来实现[117, 118]，但这些离子束的脉宽约为 1-10 ns，在加热过程中，物质会进行流体扩散。而激光产生的质子束时间上在 ps 量级，可以快速加热物质，在时间上小于流体扩散的时间尺度。如果减小质子源和物质之间的距离，那这个过程可限制在几 ps。物质会保持在接近固体密度，直到有明显的等离子体扩散。在这期间，可以很好的研究物质的温稠密状态。

Patel 等人第一次用 10 J、100 fs 的激光聚焦到铝靶上产生了 100-200 mJ 的质子束加热产生温稠密等离子体[119]，如图 1.12 所示，(a) 是两种产生平面离子束和聚焦离子束的实验布局。(b) 是产生的具有时空分辨的温稠密等离子体的温度。另外一些研究温稠密等离子体的性质和状态方程的实验[120-122]。在这些实验中，物质体积不变但是内部不是均匀的加热[123]，均匀加热需要对离子能量和靶厚度进行选择，使得布拉格峰的能量沉积均匀分布在不同靶深度[124]。

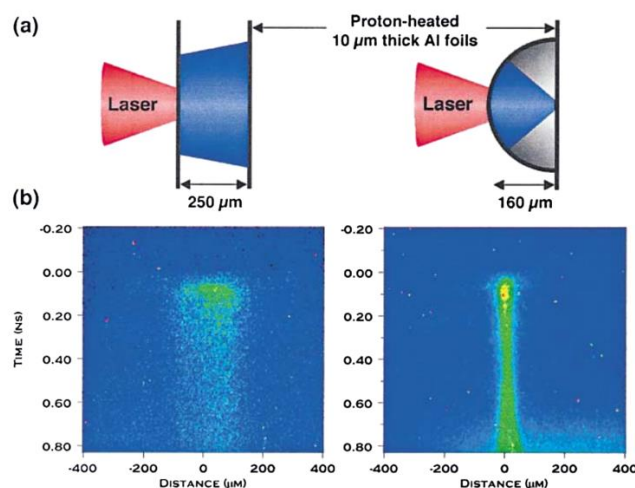


图 1.12 激光产生的质子加热温稠密等离子体[119]

### 1.7.5 激光核物理

激光驱动的高能离子束与第二个靶相互作用可以产生很多种核反应，比如激光产生的重离子与样品发生核反应[125–127]、质子束驱动的铜靶的核反应和核激发[128]、质子驱动的核裂变[129]和作为质子加速的诊断手段[130]等。核反应产生的正电子、中子等可以应用到很多方面。其中上面提到的各种核反应可以产生中子，可以用来进行癌症治疗、中子照相、材料的放射损伤和核废料的转变等。激光驱动的质子源相对于其他的比如加速器和反应堆产生的质子相比具有便宜、紧凑、高亮度、短脉宽等优点。比如快速中子成像[131]和材料的瞬间损伤研究[132]。

基于这些应用，发展了很多通过激光驱动的质子束与第二个靶相互作用产生中子的实验研究。比如高能激光直接照射含氦元素的靶上产生中子[133–137]或者是利用产生的离子照射另外一个独立的靶[138, 139]。在 VULCAN 激光器上开展的利用  $3 \times 10^{20} \text{ W/cm}^2$  的激光脉冲产生了中子数目达到  $4 \times 10^9 \text{ sr}^{-1}$ ，为解释激光驱动中子的产生，发展了一些模型和理论[140–144]。

激光产生的离子源与物质发生核反应要求离子源具有相对论速度，其总能量需要达到中子的静止能量，即  $\sim m_p c^2 \approx 0.94 \text{ GeV}$ 。

本章中，我们主要介绍了等离子体物理中的一些基本概念，包括等离子体的产生和特征、激光在等离子体中的传输和激光电子的能量耦合、离子加速机制和离子应用等。这些概念和物体图像，有助于我们更好地理解激光等离子体相互作用过程中复杂的激光、电子和质子等行为。

## 第二章 激光等离子体物理中的实验诊断和技术

在第一章中我们介绍了激光等离子体相互作用产生了大量的高能电子、质子、离子和次级辐射等。在本文中接下来的章节中，我们主要研究的是激光等离子体相互作用产生的质子加速。因此本章介绍了与质子加速有关的一些物理参数和诊断的实验方法和技术，并针对现有的电子谱仪的应用弊端发展了一种新的电子谱仪。具体包含以下几方面内容：1、激光参数的介绍和操控，包括对比度、脉宽、光谱调制等；2、质子能谱、空间分布的诊断；3、电子能谱的诊断和改进的电子谱仪。

本论文的质子加速的实验工作是在上海交通大学 200TW 飞秒激光器上进行的。电子输运的实验是在德国 PHELIX 皮秒激光器上进行的。这两种激光器是目前典型的进行激光等离子体物理实验所使用的两种驱动器。本小节主要介绍 200TW 激光器的一些基本知识。PHELIX 激光器将在第五章电子输运的章节介绍。

上海交通大学 200TW 激光是一套商用系统 (Amplitude Technologies, 法国) 是基于啁啾脉冲放大 (Chirped Pulse Amplification, CPA) 技术发展的钛宝石 (Ti:Sapphire) 飞秒激光器。它可以提供最大单脉冲能量为 5 J, 脉冲宽度为 25 fs, 中心波长为 800 nm, 重复频率为 10 Hz 的激光脉冲, 利用离轴抛物面聚焦可实现  $> 10^{20} \text{ W/cm}^2$  的功率密度, 可用于激光等离子相互作用的实验中产生高能电子、质子、高次谐波、THz、x 射线、 $\gamma$  射线等高能离子和辐射的研究。

具体地, 在实验上, 高功率激光聚焦功率面密度可表示为:

$$P = R_f \frac{E_0}{T_0 S_f} \quad (2.1)$$

其中  $E_0$  是激光脉冲的总能量,  $T_0$  是脉冲宽度, 一般为半高宽 (Full Width Half Maximum, FWHM),  $S_f$  是聚焦焦斑面积, 一般为半高宽或峰值强度的  $1/e^2$  处。  $R_f$  是在  $S_f$  内包含的激光脉冲能量比。激光与等离子体相互作用过程十分依赖于激光的功率密度和时间特征等, 因此优化这些参数对激光等离子体物理实验有重要意义。接下来我们会介绍 200TW 激光器; 然后针对与激光聚焦功率面密度有关的参数  $T_0$ ,  $S_f$  和  $R_f$  进行优化; 最后介绍对激光脉冲的诊断方法。

## 2.1 200TW 激光器系统介绍

### 2.1.1 CPA 系统基本结构

对于超短飞秒激光脉冲，由于其脉宽较短，因此激光脉冲的相对强度很高。当强的飞秒激光脉冲在介质中传播的时候会出现强的非线性效应，影响光束质量。另外强的激光脉冲会损坏光学元件。因此在 CPA 技术出现之前，飞秒激光无法直接放大到很高的能量。这限制飞秒激光峰值功率的发展。随着 CPA 技术的出现，飞秒激光在时间上可以展宽到百皮秒，甚至纳秒量级。因此激光脉冲在放大过程中可以获得足够的能量而保持脉冲强度较小。激光脉冲在真空中压缩后，避免了在介质中传播的非线性效应。基于 CPA 技术的超强飞秒激光系统一般包含振荡器、展宽器、放大器和压缩器四部分。下面以上海交通大学 200TW 激光器系统为例，分别介绍这四部分的内容。

飞秒激光的振荡器一般是基于克尔透镜锁模技术实现的，增益介质是钛宝石晶体 (Ti: Sa)。图 2.1 为激光器振荡器的光路。波长为 532 nm 的泵浦激光经过反射镜 (P0-P3) 的反射后，经过透镜 (L) 聚焦到钛宝石晶体上。红色线是激光在振荡腔内振荡的光路，其中左下角反射镜 (M) 和输出耦合镜 (CP) 是振荡腔的两个端镜。

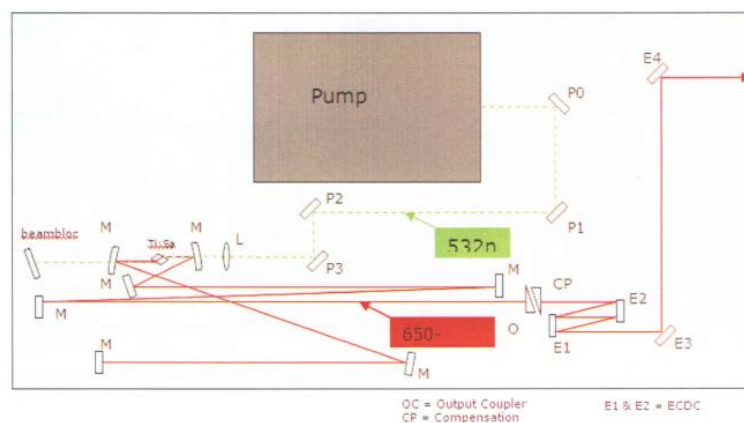


图 2.1 飞秒激光振荡器

振荡器产生的激光脉冲序列的重复频率可用式  $f=c/2L$  计算，其值为 75 MHz。其中 L 是振荡腔长，等于 M 到 CP 的距离。c 是光速。振荡器输出的单脉冲能量约  $\sim 5$  nJ，脉宽约 10 fs，中心波长为 800 nm。

振荡器输出的激光脉冲首先进入对比度增强的放大级 (Booster)。激光脉冲

在 Booster 放大级经过多通放大和饱和吸收体，增强了激光脉冲的对比度，为接下来进行的放大级提供高对比度和高能量的种子注入。激光脉冲序列经过普克尔盒的选单，最终输出频率为 10 Hz，单脉冲能量为~10  $\mu\text{J}$ 的脉冲进入到展宽器中。图 2.2 是展宽器的光路图。展宽器采用无像差的 Öffner 展宽器结构。在展宽器中，激光脉冲经过光栅 (G1)、共焦的反射式凹面镜 (M8) 和凸面镜 (M9)、光栅 (G1) 后，不同波长的脉冲经历的光程不同。因此，飞秒脉冲在时间上会展宽到约 300ps。

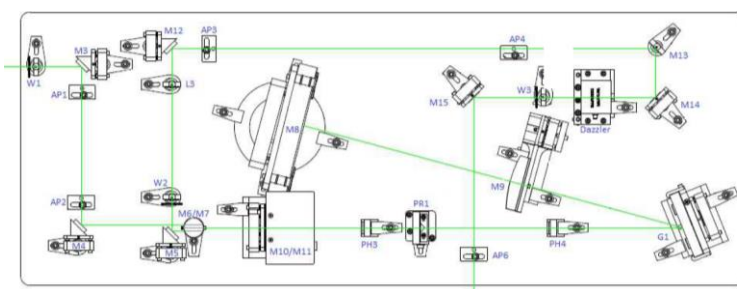


图 2.2 飞秒激光展宽器

展宽后的百皮秒激光脉冲在强度上下降了 4-5 个数量级，激光脉冲经过再生放大级和两个多通放大级后可以获得足够的能量。如图 2.3 所示为典型的多通放大级光路。其中 8 个激光泵浦源提供的总能量为 20J，可得到单脉冲能量约 7J 的主脉冲输出。由于晶体热透镜效应的存在，主放大级晶体需要冷却到-180 度以减小热透镜效应造成的激光空间强度分布的不均匀，避免光斑中热斑的形成。

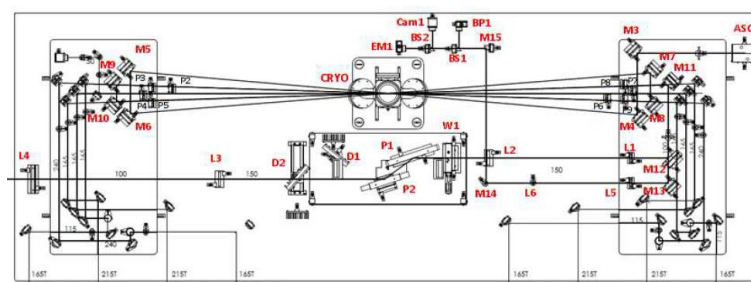


图 2.3 飞秒激光多通放大器

脉冲压缩器由四块光栅构成，每个光栅衍射效率约为 93%，四块构成的压缩器，其效率约 75%。放大后的激光脉冲经过压缩后可输出约 5J 的能量。激光脉冲压缩器的结构如图 2.4 所示。激光脉冲首先经过光栅对 (G1 和 G2)，然后经过屋脊镜 (M4/M5) 反射，并沿原路返回 G1 和 G2。反射后的光束在垂直方向上比原光路要低，因此可以经过反射镜 (M6 和 M7) 导入等离子体镜室。激光脉冲经过等离子体镜后，脉冲对比度会提升了两个数量级，具体参见第五章的讨论。

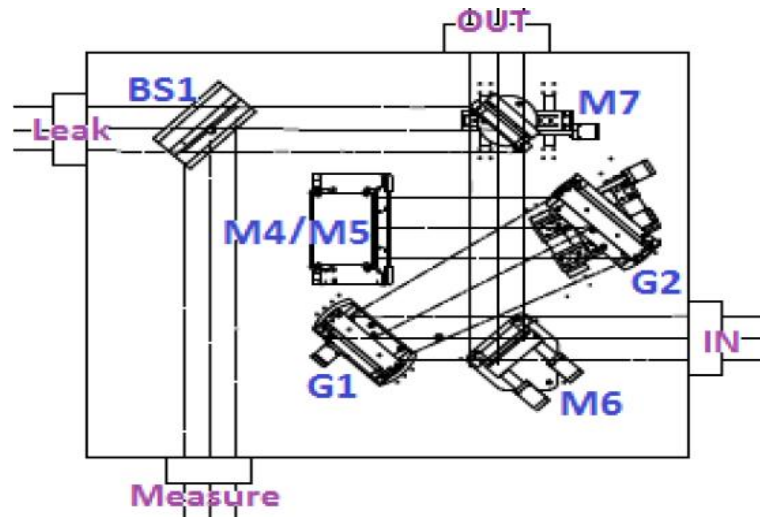


图 2.4 飞秒激光脉冲压缩器

## 2.1.2 激光脉冲参数和诊断方法

### 脉冲宽度测量

激光脉冲宽度的测量可以采用频率分辨光学开关技术(Frequency-resolved optical gating, FROG) [145]进行测量。利用 FROG 技术可测量激光脉冲的光谱和相位信息。由于飞秒激光的脉冲宽度非常小,传统测量技术手段(比如二极管)无法提供足够的时间分辨。对于飞秒激光脉冲的诊断来说,需要在时间上能够与飞秒脉冲匹配时间分辨才可以。而最简单地,飞秒激光与其自身在时间上是相匹配,因此对脉冲宽度的测量可以采用二阶自相关技术。如图 2.5 所示,把飞秒激光分成两束入射到非线性晶体上,通过晶体的二阶非线性极化率( $\chi^{(2)}$ )产生二倍频的信号。飞秒激光在晶体不同位置相互叠加的相位是不同的。其信号强度可表示为 $I_{FROG}^{SHG}(\omega, \tau) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} E(t)E(t - \tau)\exp(-i\omega t)dt \right|^2$ 。因此该技术可以把激光脉冲时域强度转换成空间强度分布。二倍频信号通过棱镜(Pr)和透镜聚焦到相机(Cam)上。因此可诊断脉冲光谱和相位信息。

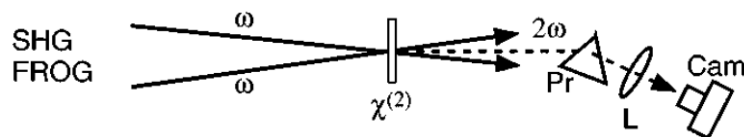


图 2.5 FROG (SHG) 光路图[145]

需要注意的是,这种 FROG 在时间上无法区分脉冲的前沿和后沿。在脉冲测量的

过程中通过引入一定的三阶色散，在主脉冲附近产生预脉冲或后脉冲信号，可以区分激光脉冲的前沿和后沿。

### 对比度测量

对于在时间上纳秒尺度的预脉冲，可直接通过超快二极管来测量。而对于在皮秒时间尺度的预脉冲，或高对比度的纳秒 ASE 来说，需要使用更高分辨率和更高动态范围的三阶自相关技术。三阶自相关技术 (third-order autocorrelation device, TOAD) 相对于上述的二阶自相关技术来说具有更高的动态范围，并且可以区分激光的预脉冲和后脉冲。以 200TW 激光为例，TOAD 的原理是：首先基频激光脉冲分成两束，其中一束经过倍频晶体 (如 BBO 晶体) 产生中心波长为 400nm 的倍频光。400 nm 的倍频光和 800nm 的基频光之间经过一定的时间延时，空间上在非线性晶体 (BBO) 上叠加在一起，产生三倍频激光脉冲。该三倍频激光脉冲入射到光电倍增管 (photomultiplier tube, PMT) 上，经过信号放大并记录。由于倍频信号的对比度比基频信号的对比度高很多 (2-3 个量级)，在产生三阶非线性信号时，倍频光可以看成是无预脉冲和 ASE 的“干净的”脉冲。因此在基频光和倍频光叠加时，产生的三阶信号在时间上是不对称的。根据三阶信号的强度  $I_{3\omega}(\tau) \sim \int_{-\infty}^{\infty} I_{\omega}(t-\tau)I_{2\omega}(t)dt$  可判断预脉冲的位置和强度。脉冲对比度可用公式计算：

$$A_3(\tau) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} I_{\omega}(t-\tau)I_{2\omega}(t)dt}{\int_{-\infty}^{\infty} I_{\omega}(t)I_{2\omega}(t)dt}$$

### 2.1.3 系统色散补偿

一般地，在时域范围内讨论激光脉冲的时间特性是比较麻烦的，因此讨论飞秒激光的时间特性，通常做法是把脉冲在时域内转换成在频域内讨论。在时域内激光脉冲的压缩转变为在频域内补偿激光系统的色散。因此如果要得到较短的激光脉冲输出，就需要补偿整个系统的色散。激光脉冲的色散补偿直接决定激光脉冲的时间波形，脉冲宽度和激光的对比度。比如三阶色散会在主脉冲前亚皮秒处产生预脉冲 (prepulse)，并影响激光脉冲的上升沿强度和对比度。而色散对激光脉冲时间波形会进一步影响激光等离子体相互作用过程中预等离子体尺度，电子加热和离子加速机制等。因此激光系统的色散补偿对激光等离子体实验有重要意义。本节对激光系统引入的色散进行分析，并针对色散大小计算与之相匹配的压缩器光栅的角度和距离。



由傅里叶变换公式:

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} E(\omega) \exp(i\omega t) dt \quad (2.2)$$

其中  $E(\omega) = A \exp(-i\varphi(\omega))$ 。  $\varphi(\omega)$  在中心频率  $\omega_0$  处做泰勒展开式:

$$\varphi(\omega) = \varphi_0 + \varphi_1 \frac{\omega - \omega_0}{1!} + \varphi_2 \frac{(\omega - \omega_0)^2}{2!} + \dots \quad (2.3)$$

其中  $\varphi_1$ 、 $\varphi_2$ 、 $\varphi_3 \dots$  分别对应群速度延时、群速度色散（二阶色散）和三阶色散。因此系统的脉宽由整个系统的整体色散决定。

由于系统振荡器的色散由啁啾镜补偿，因此振荡器的色散可以认为是 0。整个激光器系统的色散由展宽器引入的色散和各光学元件引入的色散相加。其中，对于 Öffner 展宽器来说，其引入的色散量最大。脉冲压缩器需要补偿整个系统引入的色散，才能够完全压缩脉宽。实际上，二阶、三阶色散对脉冲波形的影响是比较大的，随着色散级数的增加，影响越来越小。一般地，系统只考虑二阶、和三阶色散。其中二阶和三阶色散理论上能够完全补偿。

由展宽器引入的二阶色散和三阶色散分别是 [146]:

$$GOD = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \omega^2} = \frac{-L_g \sin \theta_0 \lambda^3}{2\pi c^2 d^2} \times \frac{1}{\left[1 - \left(\frac{\lambda}{d} - \sin \theta_1\right)^2\right]^{3/2}} \quad (2.4)$$

$$TOD = \frac{\partial^3 \Phi}{\partial \omega^3} = \frac{3L_g \sin \theta_0 \lambda^4}{4\pi^2 c^3 d^2} \times \frac{\left(1 + \frac{\lambda}{d} \sin \theta_1 - \sin^2 \theta_1\right)}{\left[1 - \left(\frac{\lambda}{d} - \sin \theta_1\right)^2\right]^{5/2}} \quad (2.5)$$

其中公式中  $\theta_1$  为入射角， $L_g = 2(R - L)$ ， $R$  是凹面镜曲率半径， $L$  是凹面镜到光栅的距离， $d$  为光栅常数， $\theta_0$  为对称轴与光栅平面的夹角。由材料引入的色散:

$$GOD = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \omega^2} = \frac{\lambda^3 L_m d^2 n(\lambda)}{2\pi c^2 d \lambda^2} \quad (2.6)$$

$$TOD = \frac{\partial^3 \Phi}{\partial \omega^3} = -\frac{\lambda^4 L_m}{4\pi^2 c^3} \left(3 \frac{d^2 n(\lambda)}{d \lambda^2} + \frac{\lambda d^3 n(\lambda)}{d \lambda^3}\right) \quad (2.7)$$

其中  $L_m$  是材料长度， $n$  是折射率:



$$n = \sqrt{1 + \frac{b_1 \lambda^2}{\lambda^2 - c_1} + \frac{b_2 \lambda^2}{\lambda^2 - c_2} + \frac{b_3 \lambda^2}{\lambda^2 - c_3}} \quad (2.8)$$

$b_1$ 、 $b_2$ 、 $b_3$ 、 $c_1$ 、 $c_2$ 、 $c_3$  是与材料有关的系数。

压缩光栅对色散的补偿:

$$GOD = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \omega^2} = \frac{-L_g \lambda^3}{\pi c^2 d^2} \times \frac{1}{\left[1 - \left(\frac{\lambda}{d} - \sin \theta_1\right)^2\right]^{3/2}} \quad (2.9)$$

$$TOD = \frac{\partial^3 \Phi}{\partial \omega^3} = -\frac{3L_g \lambda^4}{2\pi^2 c^3 d^2} \times \frac{\left(1 + \frac{\lambda}{d} \sin \theta_1 - \sin^2 \theta_1\right)}{\left[1 - \left(\frac{\lambda}{d} - \sin \theta_1\right)^2\right]^{5/2}} \quad (2.10)$$

飞秒激光脉冲压缩到最短脉宽需要补偿整个激光系统的所有色散,一般地只需要补偿二阶和三阶色散就可实现较好的脉冲压缩。如果系统色散没补偿好,会影响脉冲的时间波形,比如脉冲的三阶色散会导致脉冲前沿升高,特别是在主脉冲前沿几十皮秒的范围内,降低激光的对比度,进而影响激光等离子体相互作用过程和超热电子输运。特别是对激光与超薄靶相互作用有重要影响。

四阶及以上高阶色散的补偿可以使用满足色散要求的玻璃或靠一些非线性光学手段进行补偿,如商用 Dazzler 等,比如 Dazzler 对四阶色散的补偿在 4 小节讨论。

#### 2.1.4 压缩光栅空间啁啾的调节和 OAP 的聚焦

激光脉冲的聚焦采用的是无像差的离轴抛物面镜实现的,离轴抛物面镜的姿态直接决定了脉冲聚焦焦斑的大小和能量比 ( $S_f$ 和 $R_f$ )。由于峰值功率密度与焦斑大小成平方反比的关系,因此焦斑大小对脉冲的功率密度影响很大。影响焦斑大小和分布的因素主要有:(1) OAP 聚焦姿态,(2) 系统空间啁啾,(3) 脉冲波前,(4) 激光空间强度分布。实际上,对于像 200TW 这样的高功率激光,脉冲的空间强度分布呈现帽沿型的强度分布,是均匀的,且理论上对焦斑空间强度分布影响没那么大,这点会在第五章中讨论。对于脉冲波前,可采用变形镜对波前进行修正,变形镜由很多独立的的反射单元,每个单元可用压电陶瓷控制独立调节。其基本原理是首先测量激光脉冲的相位,通过改变变形镜的空间位置来调节光程差,补偿空间相位,实现波前补偿。在这里我们主要讨论前两种因素: OAP 的聚焦姿态和系统空间啁啾对脉冲的影响。

为了探索 OAP 对焦斑空间分布的影响,我们首先利用 Zemax 程序模拟了离轴抛物面反射镜对激光的聚焦能力,对不同偏离最佳聚焦条件下的焦斑附近光束分布进行了分析。如图 2.5 所示。

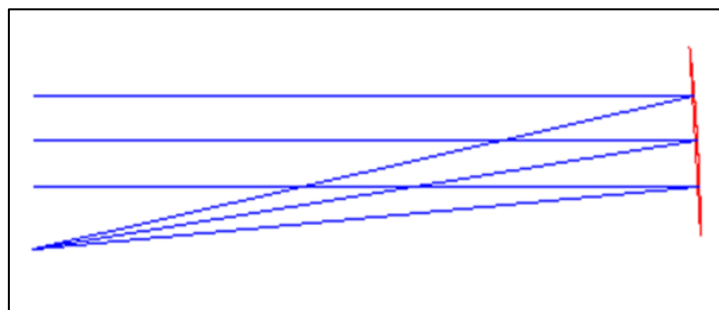


图 2.5 离轴抛物面镜 (OAP) 的光线追迹

入瞳的大小为 115 mm, OAP 的离轴角度是  $10^\circ$ , 焦距是 1000 mm。OAP 沿各方向偏转  $1^\circ$  时, 焦点附近前后不同位置处光斑的形状, 如图 2.6 所示。

图 2.6 中光斑的大小不是绝对值, 为了便于比较焦斑的空间分布, 我们在空间上放大了光斑, 因此图 2.6 只反应焦斑的空间分布, 不反应大小。其中第一排为 OAP 在水平方向偏离  $1^\circ$  时, 即  $\Omega=1^\circ$ ; 第二排为 OAP 沿竖直方向偏离  $1^\circ$  时, 即  $\theta=1^\circ$ ; 第三排为 OAP 同时在水平和竖直两个方向偏离  $1^\circ$ , 即  $\Omega=1^\circ$  和  $\theta=1^\circ$ , 第四排为 OAP 无偏离时, 即  $\Omega=0^\circ$  和  $\theta=0^\circ$ , 对应距离 OAP 995 mm-1005 mm 位置处 (焦斑前后) 光斑的形状。很显然, OAP 的姿态偏离, 对激光焦斑的影响很大, 因此, 对 OAP 的优化对激光脉冲峰值功率提高是极重要的。对于其他不同焦距和离轴角度的 OAP 系统中, 也有相似的结果。

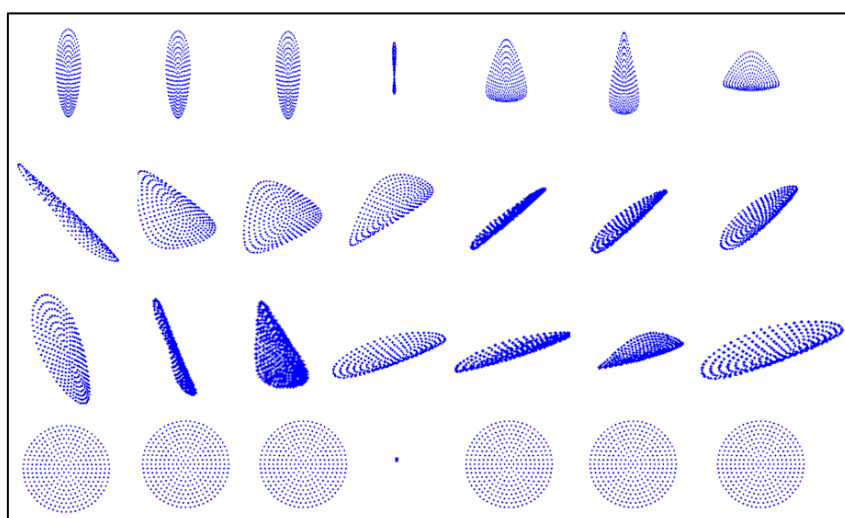


图 2.6 OAP 偏离角度对焦斑附近光斑形状的影响

以上我们讨论了 OAP 对激光焦斑的影响, 现在我们来考虑另外一个影响焦斑分布的因素——空间啁啾。激光的空间啁啾可能是脉冲压缩过程中, 光栅对的不平行或姿态不对引起的。如果脉冲本身有空间啁啾, 激光脉冲没办法用 OAP 聚焦下来。Liu 等[147]对压缩光栅产生的空间啁啾进行了讨论。如图 2.7 所示。(a) 是压缩光栅对在没经过平行性调整时的焦斑分布, 呈现拉长和弯曲的特征。调整光栅刻线的垂直, 焦斑的弯曲分布慢慢变直, 如图 (b), 调节光栅的俯仰姿态可把倾斜的焦斑分布变成水平的分布, 如图 (c) 所示, 调节其中一个光栅和另一个光栅之间的平行性, 可以对焦斑进行优化, 得到如图 (e) 的焦斑分布, 两次通过光栅对时, 焦斑分布为 (d)。因此, 脉冲的空间啁啾会导致 OAP 无法把激光聚焦到最佳焦斑大小, 光束的空间啁啾是可能的原因之一。

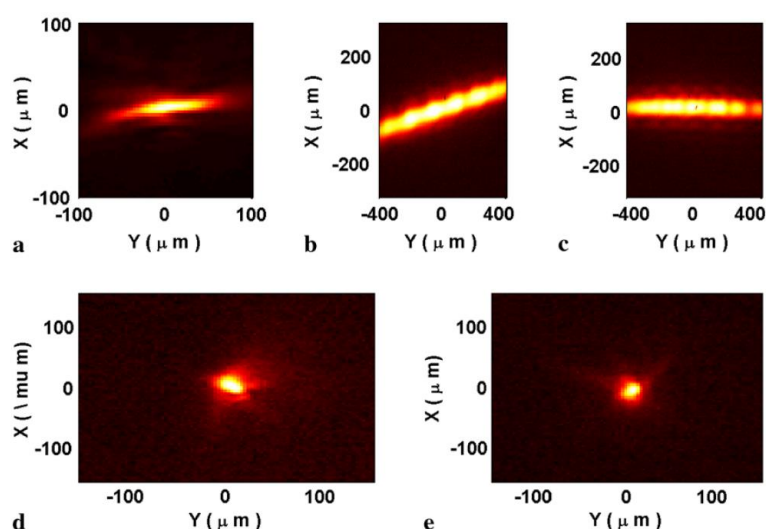


图 2.7 压缩器光栅姿态产生的空间啁啾[147]

## 2.2 离子诊断

### 2.2.1 汤姆逊谱仪

激光等离子体相互作用产生离子束, 这些离子束内包含有质子和各种其他元素的离子。测量离子束中各离子成分和能谱, 为更好的研究离子加速的过程, 对理解优化离子加速有重要意义。对于离子束, 使用可以区分荷质比的谱仪——汤姆逊谱仪来实现。汤姆逊谱仪是汤姆逊于 1913 年诊断氘的同位素而发展的[148], 其基本原理是: 离子经过准直孔入射, 通过电场和磁场对粒子进行偏转, 使得粒子的轨迹是个抛物线, 对不同荷质比的粒子, 其轨迹在空间上分开, 从而进行区分离子和测量能谱[149-155]。如图 2.8 所示。如果产生的电场和磁场是均匀的,

离子在探测器上的经过电场和磁场造成的在探测器上的分离分别是[7]:

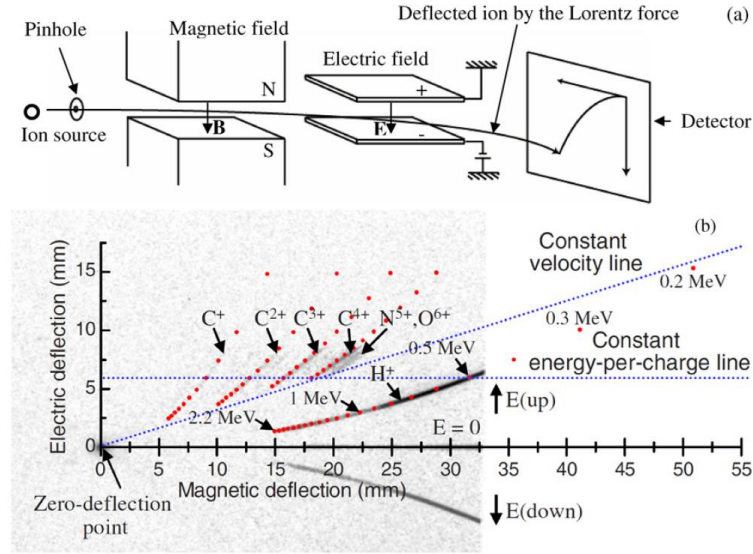


图 2.8 汤姆逊谱仪示意图及典型的测量能谱[150]

$$D_E = \frac{qEL_E}{mv_z^2} \left( \frac{1}{2}L_E + d_E \right) \quad (2.11)$$

$$D_B = \frac{qBL_B}{mv_z} \left( \frac{1}{2}L_B + d_B \right) \quad (2.12)$$

其中,  $E$  是电场强度,  $B$  是磁场强度,  $L_E$  和  $L_B$  分别是磁场和电场的长度,  $d_E$  和  $d_B$  是电场和磁场距离探测器的位置。从式 2.11 和 2.12 可以得到在探测器上, 对于不同  $q/m$  的抛物线, 其轨迹:

$$y = \frac{EC_E m}{q(BC_B)} x^2 \quad (2.13)$$

其中  $C_E = L_E(L_E/2 + d_E)$ ,  $C_B = L_B(L_B/2 + d_B)$ 。

一般地, 汤姆逊谱仪的探测器有: 成像板 (Image plate, IP)、闪烁体、和 CR39 等, 其中的具体讨论在文献[149]中有具体讨论。

## 2.2.2 辐射剂量片堆栈

激光与等离子体相互作用产生的质子束的空间分布是诊断质子加速的重要参数, 一般地用辐射剂量片堆栈 (Radio Chromic Film, RCF) [156] 堆栈的方法来实现。RCF 包含了三层: 底层, 反应层、和保护层。质子束经过 RCF 上时, 不同能量的质子会在不同的 RCF 上沉积, 使得 RCF 的反应层变色, 颜色越深, 沉积的

离子束越多。表 2.9 描述了几种典型的 RCF 结构。对不同型号的 RCF，其质子沉积造成的 RCF 变色程度是不同的，需要标定。RCF 上的数据可以用 Perkin-Elmer Photometric Data System (PDS) 读出，并把 pixel 值转换成光密度，进而转换成 Dose 值[157]。光密度和 pixel 值有如下关系：

$$D = \text{pixel value} \times \text{density factor} \quad (2.14)$$

光密度和 Dose 值需要标定，比如对 MD-55 型 RCF：

$$D_{\text{dose}} = 1.12 \times 10^{-10.8379 \times D^{0.1}} + 30.517 \times D^{0.5} - 30.86 \times D^{0.9} + 13.688 \times D^{1.3} - 2.09 \times D^{1.7}$$

MD-55		HD-810		HS	
Layer	Thickness $\mu\text{m}$	Layer	Thickness $\mu\text{m}$	Layer	Thickness $\mu\text{m}$
Polyester Base	66	Surface	0.75	Polyester	96.5
Sensitive Layer	16	Active Layer	6.5	Active Layer	40
Pressure-sensitive Adhesive	25.4	Polyester	96.5	Polyester	96.5
Polyester Base	25.4				
Pressure-sensitive Adhesive	25.4				
Sensitive Layer	16				
Polyester Base	66				
Total Thickness	240.2	Total Thickness	103.75	Total Thickness	233

表 2.9 三种 RCF 的结构[158]

对于质子的能量沉积，由第一章布拉格峰[159]的描述可知，质子能量绝大多数都沉积在布拉格峰上面，因此，对于不同层的 RCF 直接反映了不同的质子能量。采用 RCF 堆栈，可以得到能量分辨和时间分辨的质子能谱。

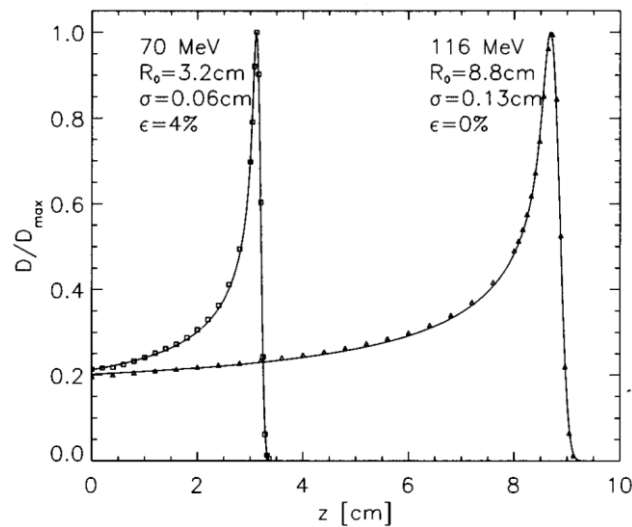


图 2.10 不同质子能量对应的布拉格峰[159]

对于 RCF 来说,不同的 RCF 层对应的离子截止能量可用蒙特卡罗程序(SRIM)来计算[www.srim.org]。质子在 RCF 上沉积的数目可表示为:

$$N_p = \frac{d_L \rho_L \sum_{i=1}^N (D_i A_i)}{\varepsilon_{pk} \delta_\varepsilon} \quad (2.15)$$

其中 $d_L$ 和 $\rho_L$ 是 RCF 的厚度和密度,  $D_i$ 和 $A_i$ 分别是第  $i$  个 pixel 的质子 dose 数和面积,  $\varepsilon_{pk}$ 是布拉格峰对应的质子能量,  $\delta_\varepsilon$ 是 RCF 的能量范围。

图 2.11 显示了 RCF 堆栈层上不同能量的质子空间分布和解析的质子能谱。

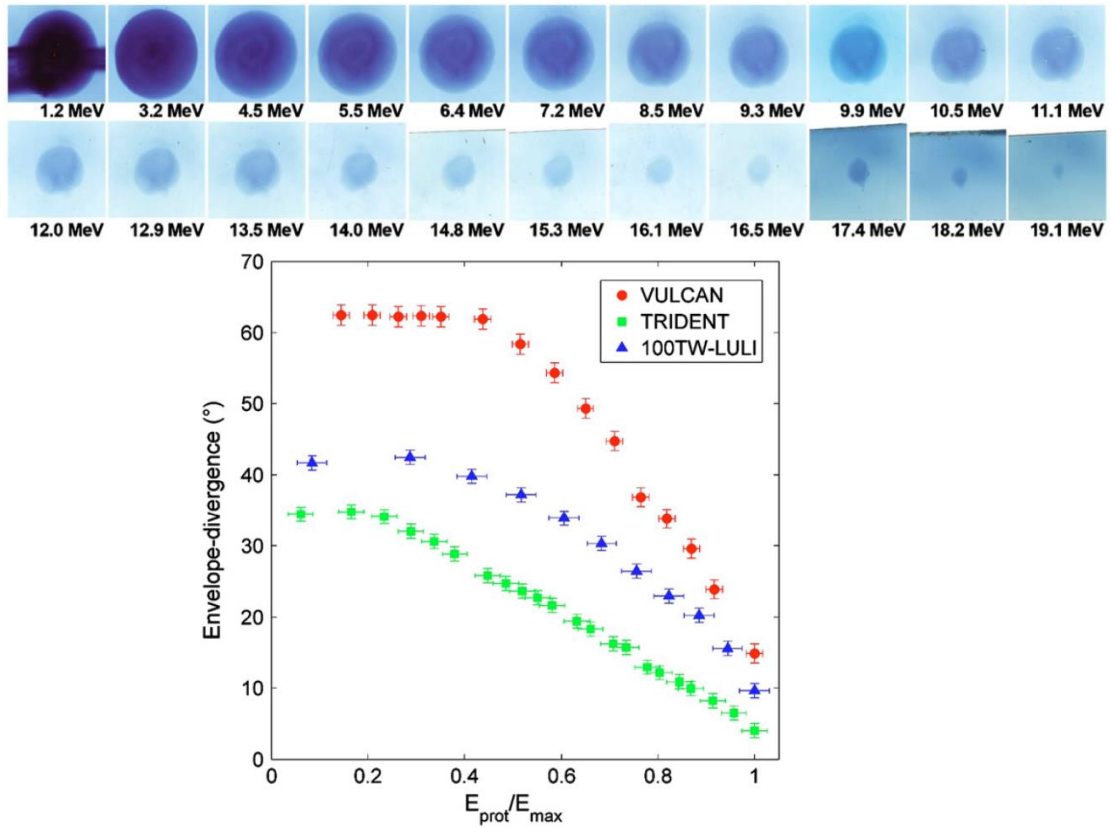


图 2.11 典型的 RCF 分布和解析的归一化的能谱[160]

### 2.2.3 二维角分辨质子谱仪

Yang 等人结合汤姆逊谱仪和 RCF 的优点, 发展了具有空间分辨能力大的二维宽角质子谱仪, 该谱仪可测量  $20^\circ$  内空间立体角的质子二维空间分布[161]。该宽角谱仪的入射孔是二维的孔阵列, 如图 2.12 (a) 所示。每个针孔对应不同空间位置的质子束能谱。为避免相邻质子能谱在空间上叠加在一起, 因此针孔在空间上旋转了  $15^\circ$  ( $\theta_r = 15^\circ$ )。该宽角质子谱仪使用的探测器是 IP, IP 上得

到的二维分布的质子束能谱如图 2.12 (b) 所示。每个针孔对应一个零点和一条能谱。IP 用 15  $\mu\text{m}$  的铝膜包裹，因此由布拉格峰可计算 IP 上对应的最小质子能量是 1 MeV，最小碳离子能量是 17.5 MeV。而实验上得到的碳离子约 6.9 MeV，因此可以用铝膜滤片完全屏蔽。对图 2.12(b) 得到的能谱阵列进行反演和插值，可以得到二维空间质子的截止能量分布，如图 2.12 (c) 所示。在第六章采用光栅靶进行质子加速的实验中，该质子谱仪成功地用于诊断靶后质子的截止能量和激光到质子的能量转化效率。

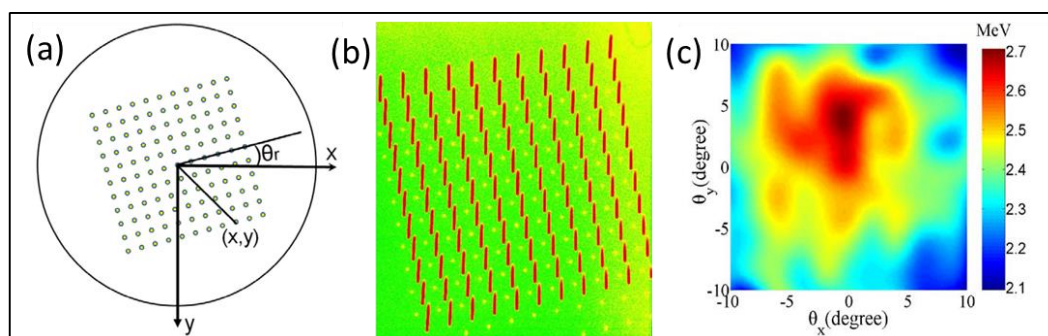


图 2.12 二维角分辨的宽角谱仪

## 2.2.4 三种探测器对质子的响应

对质子响应的探测器有：核径迹探测器（CR39），成像板（IP）和微通道板（micro channel plates, MCP）。对于质子的诊断，当质子数目太低，质子无法对 RCF 造成明显的颜色变化，对汤姆逊谱仪，IP 和闪烁体对少量的质子的响应都不高时，CR39 作为质子探测器是一个很好的选择。CR39 可以对少量质子进行响应，甚至是单粒子进行响应。

当 CR39 暴露在质子束的辐照下后，需要用 NaOH 溶液进行刻蚀，离子在 CR39 上留下的痕迹经过刻蚀后可以显现出来[162]。



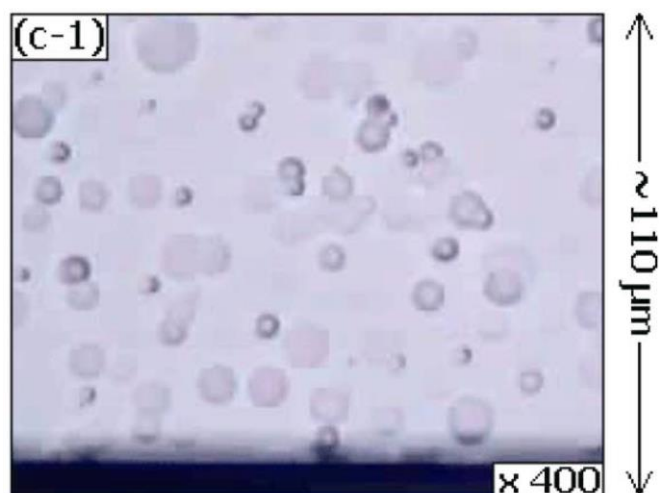


图 2.13 显微镜下质子在 CR39 上经过刻蚀的痕迹[163]

相对于 IP，CR39 对 x 射线和电子不敏感，另外，质子也可以用于标定其他探测器，比如 MCP 闪烁体等。需要注意的是 CR39 对质子的响应会饱和[163]，如图 2.13 所示的一些点会叠加在一起，没办法区分。

IP 跟 RCF 是比较类似的，它包含反应层 (BaF(Br, I):Eu<sup>2+</sup> 荧光层)，可感应各种辐射源 (电子、x 射线和质子等)，使反应层的 Eu<sup>2+</sup> 离子的电子处于亚稳态的激发态，信号会随时间逐渐衰减。在退激发的过程中，IP 通过光激励发光 (photo-stimulated luminescence, PSL) 会发出 400 nm 的光。通常用某个波长的激光照射 IP，IP 发出的 400 nm 激光经过光电倍增管的收集。每照射一次，信号会衰减一次。因此，通过多次扫描可以把饱和的信号变为不饱和的信号，通过强光照射，会彻底清除其记录的信号[164]。IP 对离子能流的响应可以绝对标定[165, 166]。

IP 可以用 IP 扫描仪扫描信号并计算出 PSL 值，比如对 Typhoon FLA 7000 扫描仪，扫描仪参数和 PSL 之间的关系为[167]：

$$PSL = \left( \frac{G}{2^{16} - 1} \right)^2 \left( \frac{R}{100} \right)^2 h(V) 10^{L/2} \quad (2.16)$$

其中 G 是 .GEL 格式文件的数值，R 是分辨率 (μm)。h(V) 是与扫描电压有关的参数，L=4 或 L=5。PSL 和质子数目的转换关系图 2.14[165]：



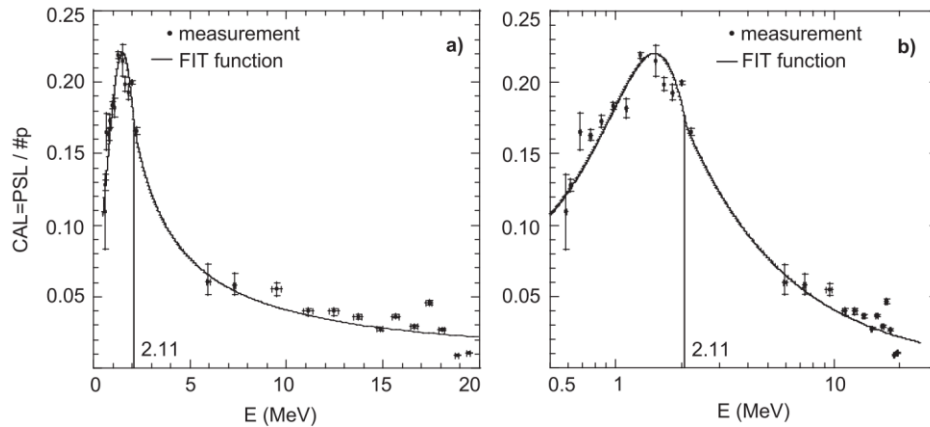


图 2.14 PSL 和质子数随质子能量的关系[165]

需要注意的是：IP 对于 x 射线、电子和离子响应都比较好，因为对于离子的测量有时会有很大的背景。另外，由于 IP 的信号随时间衰变，因此需要及时读取 IP 的信号，但是读取 IP 信号需要破坏靶室真空，因此不利于高重复频率的实验。

MCP 是实时响应的探测器，对于高频率的实验具有重要意义。MCP 和 CCD 耦合在一起整体作为探测器。MCP 对于所有的离子都具有很好的响应。MCP 是由很多微通道的玻璃细管熔融在一起，每个玻璃细管的直径是  $10\ \mu\text{m}$ ，与表面呈约  $8^\circ$  角。加入几千伏的电压后，每个通道可看做是独立的电子放大单元，当离子撞击通道壁的时候，产生很多电子。因此信号可以被放大  $\sim 10^4$ 。这些放大的电子信号经过荧光屏转换成光子，通过 CCD 记录荧光强度来测量质子数目。

适当增加高压信号可以增强放大倍数，但是，高放大倍数会使 MCP 迅速达到饱和，对不同的电压值，MCP 的光子数需要标定，采用之前提到的 CR39，可以标定质子数和 MCP 发光之间的关系。把开有刻槽的 CR39 放在 MCP 前面，因此质子信号经过汤姆逊谱仪后偏转的弧线分别在 MCP 和 CR39 上留下分离的一段一段的数据点。将两种探测器合成一组抛物线，由于 CR39 可以绝对标定离子数目，因此可以标定离子数目和 CCD 记录的信号之间的关系。

## 2.3 电子的诊断

### 2.3.1 电子参数的诊断（IP 堆栈）

对激光等离子体产生的电子束进行诊断可以更好地理解激光等离子体中的很多过程。而对于电子参数的诊断涉及很多技术手段和探测器。比如对电子角分

布的测量采用 Lanex 屏配合 CCD 成像、IP 和 RCF 等[168-171]；对电子电量的测量采用积分式电流互感器 (integrating current transformers, ICTs) [172]；对电子能谱的测量采用电子谱仪，关于电子谱仪的内容将在四章介绍。以上介绍的这些诊断设备可分别探测电子的某一参数。这些参数对应于激光等离子体物理中的某些过程，因此对这些参数的测量是比较重要的。在这里，我们主要介绍一种可以同时测量电子电量、能谱和能量分辨的电子角分布等参数的方法—IP 堆栈 (IP stacks)。

根据上一节的介绍，IP 对电子的响应灵敏，动态范围高，因此可用 IP 来测量电子的信息。当使用 IP 堆栈配合相应的滤片时，几乎可以测量所有的电子参数。第一层 IP 显示了低能电子的角分布，随着 IP 层数和滤片的增加，不同层的 IP 对应不同的电子能量。因此对 IP 堆栈上的信号作计算，可得到 IP 堆栈位置对应的空间上的电子角分布和能谱。同时由于 IP 对靶室内强的电磁脉冲不敏感，因此与 CCD 配合 Lanex 屏的测量手段相比，IP 堆栈可避免电磁辐射的影响。图 2.15 是实验上典型的利用 IP 堆栈测量电子角分布的实验布局。

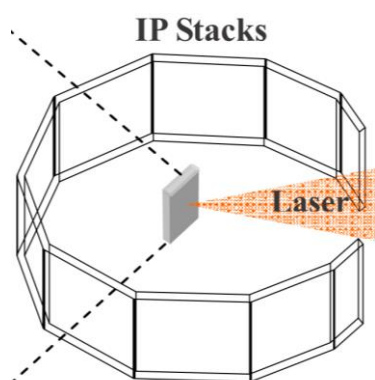


图 2.15 IP 堆栈测量超热电子的角分布[172]

### 2.3.2 电子输运的诊断 (针孔相机)

根据之前的介绍，使用 IP 堆栈可测量电子的空间角分布。但是 IP 堆栈无法精确反映电子在靶内部的输运过程。由于电子在靶内部传输的过程中会有 x 射线产生，因此通过诊断靶面 x 射线可以对靶面电子输运过程进行诊断。比如 Yuan 等人使用弯晶成像测量了铜镍合金靶的  $K_{\alpha}$  辐射[173]。

一般情况下，对于电子的横向输运过程，可采用更为简单的针孔相机对靶面 x 射线进行成像。利用针孔相机可以对基于韧致辐射的宽带 x 射线进行成像，因此可诊断靶面电子的运动。针孔相机采用针孔成像的原理，如图 2.16 所示。

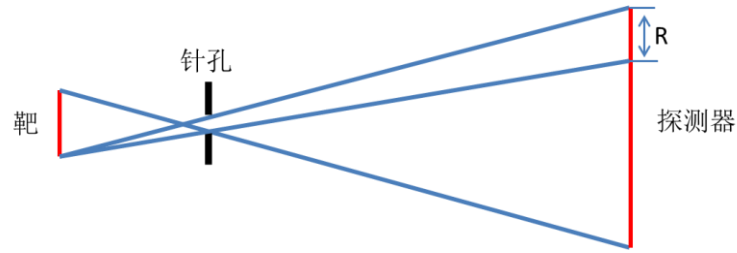


图 2.16 针孔成像原理

针孔相机的成像放大率是针孔到探测器之间的距离（ $b$ ）和针孔到靶之间的距离（ $a$ ）之比（ $M=b/a$ ）。而针孔相机的空间分辨率（ $R'$ ）是由成像的几何分辨率和针孔衍射共同决定的：

$$R'^2 = \left(\frac{R}{M}\right)^2 + \left(\frac{2.44\lambda a}{d}\right)^2$$

其中 $\lambda$ 是 x 射线波长， $d$ 是针孔直径， $R$ 是如图所示的探测器的空间分辨。



# 第三章 低对比度激光驱动的超热电子沿靶面的输运研究

## 3.1 引言

激光在等离子体中的能量吸收主要是通过电子加热实现的。在第一章中我们介绍了激光与等离子体相互作用中电子加速机制。对于不同的电子加热机制，超热电子的产生和输运机制是不同的。比如真空加热产生的超热电子沿垂直靶后方向， $J \times B$  机制产生的超热电子沿激光传输方向，有质动力的方向与电场梯度的方向相一致，另外，电子还会沿靶前和靶面方向输运。研究电子的输运过程有助于理解激光等离子体相互作用的其他过程。超热电子在稠密等离子体中的输运过程与激光等离子体相互作用密切相关，比如离子加速过程[4, 25]、超快新型辐射源的产生[174-176]、基于超热电子的快点火[110]等。在这些应用中需要更多的激光能量耦合到超热电子中。另外对于 TNSA 加速机制中，电子在靶前和靶后的传输都会产生鞘层场，这对离子加速过程十分重要。特别是离子在靶后鞘层场中可加速到 $\sim 100$  MeV 量级。同时电子也会沿靶面横向输运[177-179]，电子沿靶面的输运可能会降低电子在纵向靶后的传输，因此会降低靶后鞘层场进而影响离子加速。靶表面产生的自生场会把电子限制在激光入射面[177, 180, 181]。这种靶面电子的输运影响靶后鞘层场的形状进而影响加速的离子束分布[182]。对于非相对论 ( $2 \times 10^{16}$  W/cm<sup>2</sup>) 竖直偏振 (s 偏振) 激光脉冲驱动超热电子，在激光偏振方向观察到电子束[183]。当激光在相对论光强下，Li 等人报道了在激光入射面内激光的偏振方向对超热电子和质子传输的影响[184, 185]。但是在相对论光强下，激光的偏振对超热电子的横向输运的影响还不是十分明确。

根据上面的讨论，研究超热电子的产生和输运对于质子加速过程，特别是对 TNSA 机制来说有重要意义。大量电子沿靶面的传输会减小电子在靶后的堆积，降低靶后电子密度，进一步地降低靶后质子加速的鞘层场，影响质子加速效率。比如 Yuan[173]等人研究了在不同激光对比度下的 x 射线辐射和质子最大能量。x 射线辐射反应了电子的横向输运。如图 3.1 (a) 是实验布局，(b) 和 (c) 分别对应在高对比度激光和低对比度激光驱动下产生的靶前铜的  $K_{\alpha}$  辐射。(d) 和 (e) 分别对应高对比度和低对比度激光驱动的下的靶后铜和镍的  $K_{\alpha}$  辐射区域大小和质子的最大能量。在低对比度激光驱动下，大量的电子的横向输运产生的靶面 x 射线辐射远大于焦斑的尺寸，产生的 TNSA 加速的质子截止能量较小。而高

对比激光产生的 x 射线辐射区域较小，产生的质子截止能量更大。不同激光对比度下产生的超热电子的运输和靶后质子加速是不同的，因此研究电子的运输对于质子加速的研究有重要的指导意义。

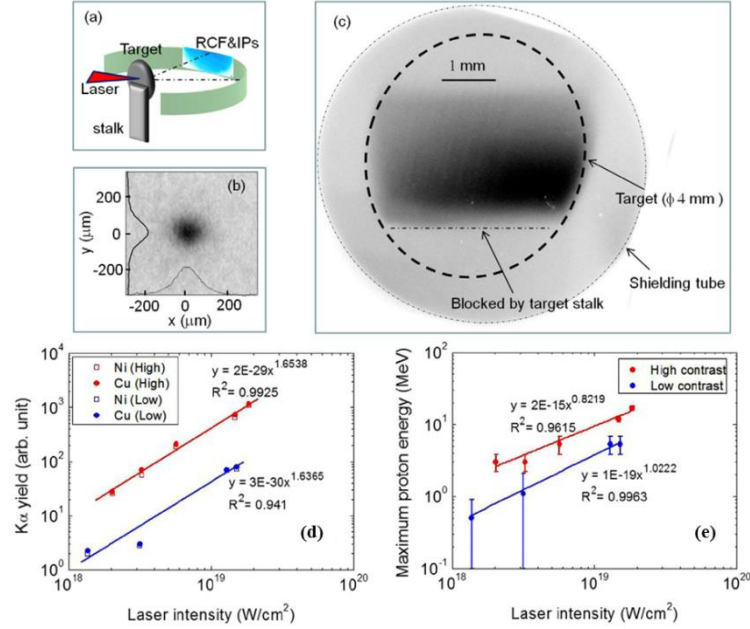


图 3.1 电子的横向运输[173]

### 3.2 实验布局

本实验是在德国 GSI (Darmstadt, 德国) 的 PHELIX 激光器上进行的。实验中激光的偏振是 s 偏振，脉宽 (FWHM) 为 0.5 ps，中心波长是 1.054 μm。激光脉冲能量 ~100 J，通过 f/9 的离轴抛物面镜聚焦到 18 μm × 27 μm 的焦斑内 (FWHM)。焦斑内包含 35% 的能量，对应的峰值功率密度是  $1.8 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ 。有时，激光的能量设置在 ~10 J，对应的峰值功率密度是  $1.8 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ 。激光的入射角是 45°，对比度是在 3 ns 内是  $\sim 10^{-7}$ ，在 50 ps 内是  $10^{-6}$ 。

实验布局如图 3.2 所示。靶的结构如图 3.2 (a) 和 (b) 所示。其中在图 3.2 (a) 中，1 mm 厚的塑料基底上是一层薄的金属铜 (Cu)，其厚度是 20 μm。靶中间圆形区域直径是 60 μm。外层的圆环内径是 320 μm，外径是 440 μm。在此，靶 (a) 定义为样品靶。图 3.2 (b) 是铜靶和铜镍合金，厚度是 20 μm，定义为参考靶[184]。

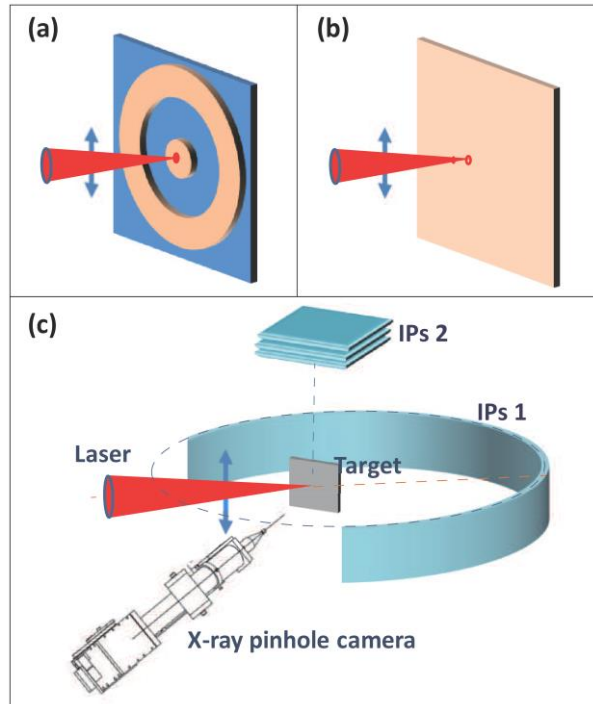


图 3.2 实验布局

在靶前与靶的法线方向呈  $10^\circ$  夹角的位置放置一个针孔相机，如图 3.2 (c) 所示。针孔的大小是  $10\ \mu\text{m}$ ，距离靶  $35\ \text{mm}$ ，距离针孔后面的成像板(IP, Fujifilm BAS-SR) 为  $379\ \text{mm}$ 。IP 用  $13\ \mu\text{m}$  的铝膜包裹，以此来屏蔽可见光和  $1\text{KeV}$  以下的 x 射线。实验中把 4 层 IP (BAS-MP) 折成圆形放置在靶的周围，圆的半径是  $65\ \text{mm}$ ，在水平面上包括了靶周围  $230^\circ$  角之内的空间，如图中 IPs1 所示。由于激光入射角和针孔相机等原因，IP 无法包裹水平方向的整个空间，且在竖直空间上只包含了入射平面以上的半空间。另外在竖直方向上距焦斑  $29\ \text{mm}$  处放置了 8 层的 IPs (BAS-MP)，大小是  $50\ \text{mm} \times 50\ \text{mm}$ 。有些 IP 层之间放置了  $1\text{mm}$  的铁片来增大能量探测范围。同样的 IP 用铝膜包裹，如图 IPs2 所示。通过使用 IP 堆栈，可以测量在水平面和竖直面内超热电子的空间分布。

### 3.3 实验结果

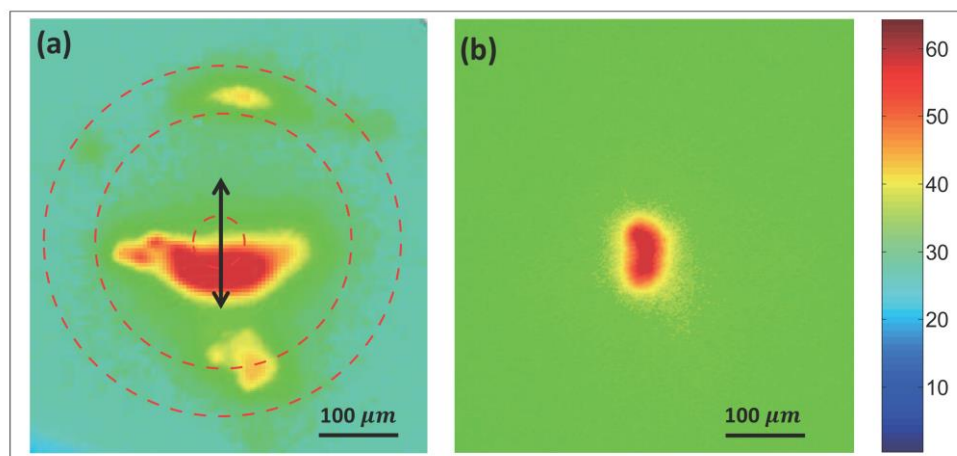


图 3.3 针孔相机成像

如图 3.3 所示为靶前针孔相机得到的在 IP 探测器上的 x 射线分布。此时入射激光的强度是  $1.8 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ 。在样品靶（图 3.2 (a)）上面观察到如图 3.3 (a) 所示的 x 射线分布图。其中有三个光斑，信号最强的光斑对应激光聚焦位置附近，在横向上有拉长。该 x 射线斑的横轴和纵轴之比是 2.5:1，亮斑的大小是  $60 \times 100 \mu\text{m}^2$  (FWHM)。图 3.3 (a) 中虚线所示为环形区域内是镀铜区域。对于参考靶（图 3.2 (b)），对应的 IP 上只有一个亮斑，此亮斑的大小是  $42 \times 73 \mu\text{m}^2$  (FWHM)，如图 3.3 (b) 所示。此时亮斑的长轴和激光焦斑主轴的方向一致。

该 X 射线的产生是由于电子入射到金属表面产生的，因此 x 射线光斑可以解释电子在靶面的运动。对于参考靶，电子在靶面的横向输运沿激光偏振方向。而对于样品靶来说，电子沿垂直激光偏振的方向。这种电子传输方向的不同是由于样品靶中间的镀铜区域太小，激光斜入射时，铜表面产生的等离子体在水平面内的横向扩散。样品靶 X 射线信号的峰值大小是参考靶的两倍多，但是积分的 x 射线信号只是比参考靶稍微大一些。

另外，对于样品靶，在中心焦斑区域的上下两个方向观察到有两团 x 射线，其位置分别对应样品靶外围的铜环区域。此时，对应的 x 射线信号的峰值比中心区域的信号峰值低约一个数量级。这两团 x 射线信号与激光偏振方向一致，因此电子沿激光偏振方向传输。

通过诊断竖直方向上 IP 的电子信号可以进一步确定电子沿纵向激光偏振方向的传输，如图 3.4 所示。其中图 3.4 (a) - (c) 是在样品靶正上方探测到的电



子束空间分布,其中(a)-(c)分别对应的电子能量为7 MeV、8.8 MeV 和 13 MeV。随着激光能量的增加,电子束的发散角逐渐减小。对低能电子,穿透深度小,发散角大,如图(a)所示,而对于高能电子,其穿透深度大,发散角较小,如图(c)所示。电子在IP上的能量可以用ESTAR数据库来计算[186]。图中虚线代表靶面边缘位置,电子在靶前有一团明显的电子束。基于图3.3(a)所示的在靶的上下方向具有两团电子束,因此可以预见,在靶的正下方有另一团电子。由于实验中,靶的正下方有靶固定架和平移台等,因此无法对靶正下方的电子束进行探测。另外,我们对于平面参考靶进行了相同的电子束诊断。实验中使用的激光强度为 $1.8 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ ,电子束的分布见图3.4(d)-(f)。图中所示的电子束的发散角在靶前表面和后表面是对称的。

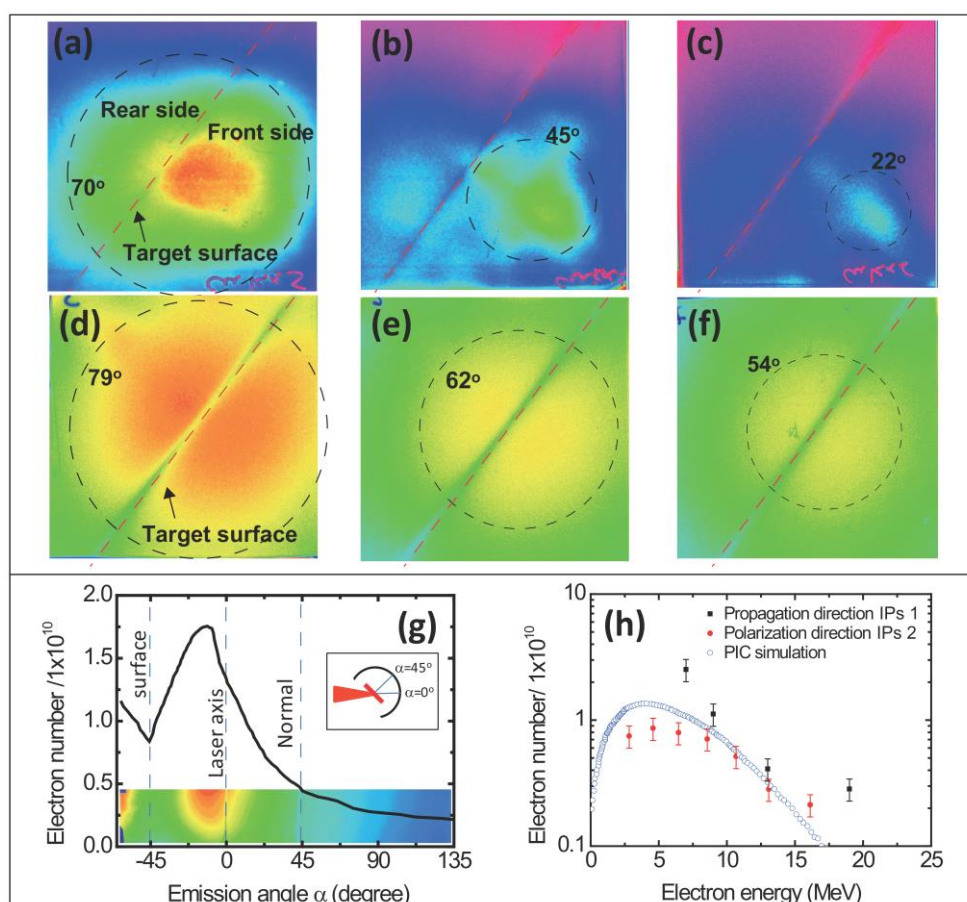


图 3.4 电子垂直方向和水平面内的空间分布

与电子在竖直方向上的传输相对应,在实验中我们同时诊断了在激光入射的水平面内电子束的空间分布,如图3.4(g)所示。其中激光的入射方向为 $\alpha = 0^\circ$ ,靶面方向是 $\alpha = -45^\circ$ ,靶的法向方向是 $\alpha = +45^\circ$ 。IP上不同位置对应的空间上的电子束分布位置如图3.4(g)中插图所示。在图3.4(g)中,一团数目非常大的

电子沿激光传输方向并有一些偏向靶面方向传输。这束电子是由于在相对论强激光下，电子的  $J \times B$  加热机制产生的，理论上电子束的方向应该沿着激光传输方向，这与文献[187]的报道类似。另外，靶的反射方向也有一团电子。在  $\alpha = -55^\circ$  的位置处，有一团电子束传输，传输方向对应于激光的反射方向。由于激光和针孔相机等的存在，电子束空间分布的诊断不可能包含整个激光入射的水平空间。因此只有部分在反射方向上的电子束被探测到，如图 3.4 (g) 最左边的电子束信号。电子束在 IP 上的信号强度分布如图 3.4 (g) 黑线所示。

通过分析 IP 堆栈上的电子信号和能量分辨，可以得到电子在激光偏振方向和激光传输方向上的能谱，如图 3.4 (h) 所示。其中红色代表激光在偏振方向的电子能谱，黑色代表在激光传输方向上的电子能谱。在这两个方向上的电子温度是一致的，但是在激光偏振方向的低能电子的数目明显比在激光传输方向上的低能电子数目小很多。这可能是因为电子在激光偏振方向的传输过程中，有部分电子会撞击到靶表面，因而数目降低了一些。

### 3.4 PIC 模拟

在理论上，通过使用三维 PIC 模拟，我们可以看到相似的电子传输过程。模拟中使用的代码是 VLPL[188, 189]。在三维 PIC 模拟中，由于需要使用大量的计算资源，因此在模拟中，我们对模型进行了简化。在模拟中，模拟盒子大小为  $50 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$ ，网格大小是  $500 \times 500 \times 500$ ，每个网格内有 8 个电子和质子。时间间隔是  $\Delta t = 0.05 T_0$ 。其中  $T_0 = \lambda_0/c$ 。全离化的氢靶放在模拟盒子内，与激光传输方向成 45 度夹角。等离子体密度设为在  $2 \mu\text{m}$  内从 0 线性增加到  $50 n_c$ ，并且正在接下来的  $15 \mu\text{m}$  内保持  $50 n_c$  不变。其中  $n_c = 1.1 \times 10^{21} \text{ W/cm}^2$  是临界等离子体密度。实验中，预等离子体的扩散可用二维流体模拟 POLLUX[190]。在临界密度产生的等离子体标长是  $\sim 1.5 \mu\text{m}$ 。这种预等离子体的扩散与激光焦斑的横向长度相比小很多。因此等离子体的扩散对激光等离子体相互作用无显著的影响。尽管如此，在 PIC 模拟中，我们还是考虑了有等离子体密度梯度和无密度梯度两种情况。在 3D PIC 模拟中，靶的横向长度是  $40 \mu\text{m}$ 。激光脉冲是 s 偏振的，脉冲的波形是高斯分布的，可用  $a = a_0 \exp(-t^2/\tau_0^2) \exp(-r^2/\sigma_0^2)$  来描述。激光脉冲从左边入射，方向为 +x 方向，聚焦到靶面上。其中激光强度为  $a_0 = 4$ ， $\tau_0 = 30 T_0$  是激光的脉宽， $r = \sqrt{y^2 + z^2}$  和  $\sigma_0 = 12 \mu\text{m}$ 。模拟中对应的激光峰值强度是  $2.2 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ ，与实验中的激光强度接近。在模拟中，我们分别对无预等离子体时，两种激光强度

下 $a_0 = 4$  和  $a_0 = 1.2$ 都进行了模拟。其中 $a_0 = 4$  和  $a_0 = 1.2$  对应的激光峰值强度分别是 $2.2 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$  和 $1.8 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ 。

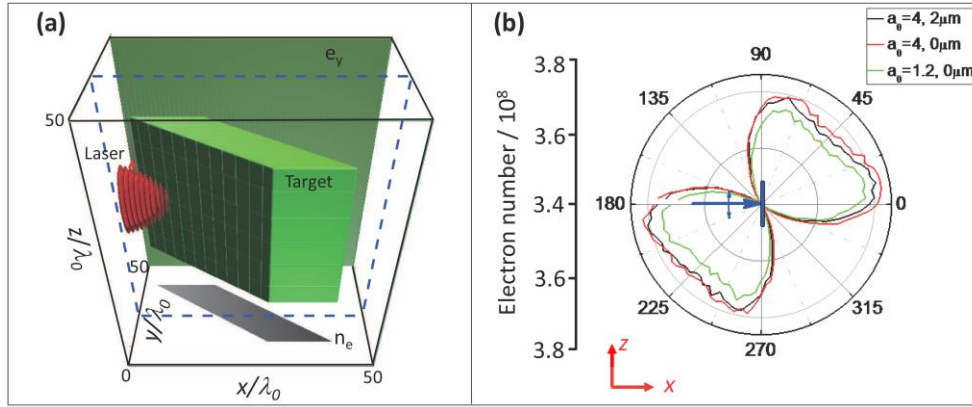


图 3.5 3D PIC 模拟示意图和电子的分布

如图 3.5 (a) 所示，激光以  $45^\circ$  入射到靶面，激光强度为  $a = 4$ ，靶面无预等离子体分布，在  $t = 10 T_0$  时，激光脉冲刚好到达靶面。为了简化，在图中，激光脉冲只显示了幅度满足  $a^2 > 4$  的部分。当  $t = 150 T_0$  时，激光等离子体相互作用过程已经完成。图 3.4 (h) 中蓝线显示了在  $t = 150 T_0$  时刻沿靶正上方 (+z 方向) 的电子能谱。沿 +z 方向的电子能谱满足 Maxwellian 分布，电子截止能量是 17 MeV，平均能量是 4 MeV。这与实验上观察到的电子能谱结果是一致的。图 3.5 (b) 显示了电子在激光偏振平面内的电子角 (空间) 分布。其中黑色、红色和绿色三条线分别是在不同激光条件和不同预等离子体条件下的超热电子角分布。结果显示，超热电子的分布与激光和预等离子体参数关系较小，这与图 3.3 中所示的实验结果是一致的。超热电子既沿激光传输方向运输，也向激光传输的反方向运输。电子沿前向运输的部分对应于图 3.3 (a) 中最强的 x 射线信号部分。同时电子也沿着激光偏振方向 (z 方向) 运输。这些结果与之前的实验结果是一致的。

总之，在实验上，我们测量了皮秒激光驱动的超热电子在固体靶内的定向运输。当入射激光的强度远大于相对论强度时，电子在靶表面沿激光偏振方向有定向运动。3D PIC 理论模拟结果与实验结果相一致。研究激光偏振方向对电子横向运输的影响，可以帮助我们理解很多激光等离子体相互作用过程。比如靶后鞘层场的大小和二级辐射源的产生等。

尽管超热电子在激光脉冲峰值附近受到强的  $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$  加热，在激光传输方向上有定向运输，但是在激光强度比较弱时，比如激光上升沿，激光的偏振因素似乎

占主导。因此优化激光对比度、陡化激光脉冲的上升沿对抑制电子沿靶表面的传输和增强电子的有质动力加热和  $J \times B$  加热机制有重要意义。而大量的靶后电子输运产生的强靶后鞘层场对质子加速有重要意义。利用等离子体镜技术提高激光对比度的研究会第五章中详细讨论。

## 第四章 可实时探测的电子谱仪

由第一章绪论可知：激光与等离子体相互作用过程中，激光主要与电子发生相互作用并进行能量耦合。激光能量基于一些电子加热机制，比如真空加热和  $J \times B$  加热等，把能量转换成电子能量。因而激光等离子体相互作用会产生大量相对论速度的电子，这些电子的产生和输运决定了很多激光等离子体相互作用。研究这种相对论电子的产生和输运是该研究领域内一个基本的课题。通过研究电子能谱与激光和靶参数的关系，可以帮助我们更好地理解激光等离子体相互作用过程。比如超热电子传输到靶后，会产生极强的鞘层场，该鞘层场会对靶后离子进行加速。鞘层场的大小由第一章的介绍可知： $E \propto \sqrt{n_e T_e}$ ，即鞘层场正比于电子密度 ( $n_e$ ) 和温度 ( $T_e$ )。另外，激光等离子体相互作用产生的超热电子还可用于惯性约束聚变中的快点火[110]和高亮辐射源的发展[174, 191]等。因此测量这种相对论电子的能谱就显得极为重要。

上一章介绍了使用成像板测量电子的空间分布来诊断电子的输运。而研究热电子的输运需要测量电子的能谱。通过研究电子温度和数目等信息，可以帮助我们理解并优化由电子的输运引起的其他激光等离子体物理过程。比如质子加速的源驱动是超热电子的产生和输运，所以需要诊断电子的能谱分布随激光和靶参数的变化。通过改变激光和靶参数对产生的超热电子的能谱进行测量和优化可以帮助我们优化激光等离子体中的很多过程，比如 ICF 中超热电子沿靶面的输运和 TNSA 中超热电子往靶内的输运等。而对这些不同方向的电子的诊断需要一种可简单操作的可实时探测的电子谱仪。

电子的能谱可用电子谱仪进行测量。目前电子谱仪的探测器一般有成像板、闪烁体或闪烁体光纤等。这三种电子谱仪在能量分辨、动态范围和测量频率等方面有各自的优点，但是在具体使用过程中有一些不足。比如 IP 在探测的重复频率方面有限制；闪烁体在调试和屏蔽成像系统等方面占据了靶室内很大的空间；闪烁体光纤对电子非常敏感，因此信号背景强度较高需要进行额外的屏蔽等。另外，由上一章的讨论知道，电子在激光偏振方向、激光传输方向和激光反射方向都有电子束的发射。而实验上诊断、优化这些不同方向的电子能谱，一方面需要实时诊断的电子谱仪，另一方面要求我们可以快速调节电子谱仪的位置和成像、屏蔽系统等。基于此，我们发展了一种简单灵活、可实时探测的电子谱仪。该电子谱仪在实时诊断、降低背景噪声、成像系统屏蔽和快速调整探测方向等方面具有独特的优势。

在接下来采用光栅靶进行质子加速的实验中，通过诊断靶面电子的能谱，成功地证明了表面等离子体波共振机制不是增强质子加速的主要原因。该部分在第六章的光栅靶增强质子加速的实验中会详细讨论。

## 4.1 电子谱仪的基本原理

电子能谱一般是用基于磁场的电子谱仪来测量的。跟汤姆逊谱仪对离子的探测手段不同，由于带负电的只有电子，因此只需要加入磁场对不同能量的电子进行偏转，就可以测量电子能谱，而不需要加入电场来区分荷质比。电子在磁场中受到洛伦兹力的作用进行偏转，不同能量的电子因为偏转的半径不同在空间上分开。电子在磁场中的偏转半径：

$$R = \frac{\gamma m v}{e B} \quad (4.1)$$

其中 $m$ 为电子质量、 $v$ 是电子速度， $e$ 是电子电量。 $\gamma$ 表示相对论因子， $B$ 为磁感应强度。在磁场内部不同位置放上诊断电子的探测器，就可以测量电子的能谱。如图 4.1 所示不同能量的电子在磁场中的偏转轨迹不同。

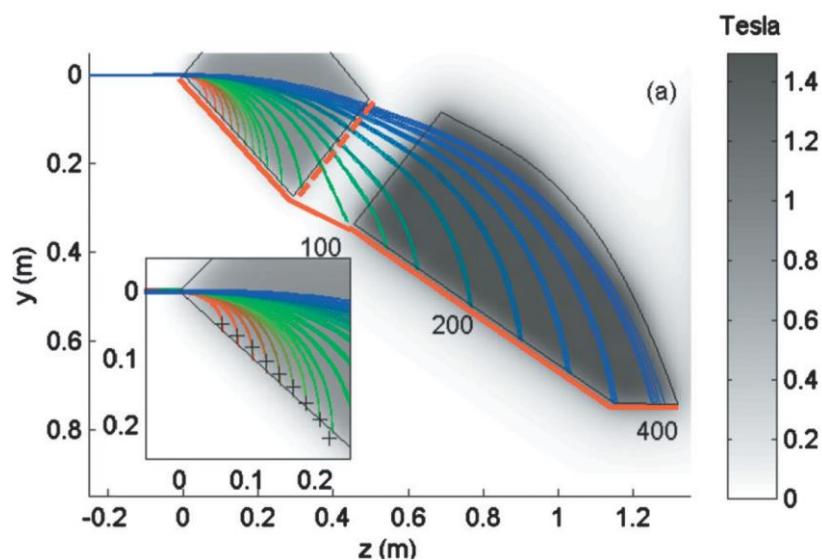


图 4.1 不同能量的电子在磁场中的轨迹[192]

## 4.2 电子谱仪的探测器

目前，最常用的对电子响应灵敏的探测器有成像板，闪烁体(Scintillator)

和闪烁体光纤(scintillator fibers)。

与质子的探测手段类似, IP 对电子也响应灵敏, 也可以作为电子的探测器。IP 对电子的响应曲线可以用热释光计或直线加速器产生的电子来标定 [193, 194]。

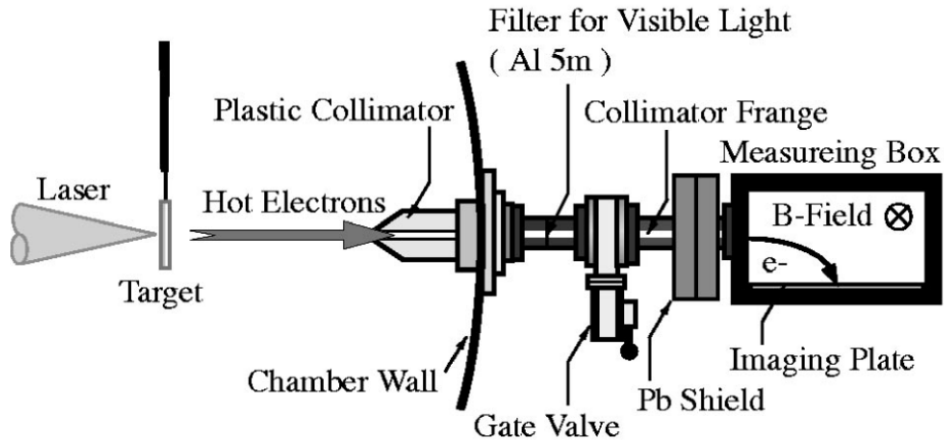


图 4.2 基于 IP 的电子谱仪结构示意图 [194]

IP 的优点是诊断动态范围高, 响应灵敏, 空间分辨率可达  $25 \mu\text{m}$ , 并且对质子和电子都响应。Chen [195] 等人针对 IP 对电子和质子等都响应的特点, 发展了可以同时诊断电子和质子谱仪。由于质子的荷质比最大, 相对于其他离子最容易被加速。比如在 TNSA 加速机制中, 离子加速最主要的是对质子加速, 而低能的离子可以很好的被屏蔽掉 [196], 因而可以只考虑质子。磁场可以同时电子和质子进行偏转。由于电子和质子所带电荷不同, 因而它们偏转的方向相反。

当然, 在上一章中提到, IP 最大的缺点是: IP 是一种被动探测装置, IP 上的信号会随时间逐渐消退, 因此, 不宜过长时间的放置。读取 IP 信号需要破坏靶室真空, 不利于进行高重复频率的实验。同时信号采集之后, 再次使用需要曝光。

闪烁体的工作机制与 MCP 类似: 当电子入射到闪烁体时, 闪烁体会发光, 因此可以把电子信号转换成可见光波段。闪烁体可以在高重复频率下进行实时探测。闪烁体安置于需要测量的位置, 电子入射到闪烁体时, 发出的可见光经过透镜的收集并成像到 sCMOS 或 CCD 上。关于闪烁体的结构和标定将在下一节中讨论。



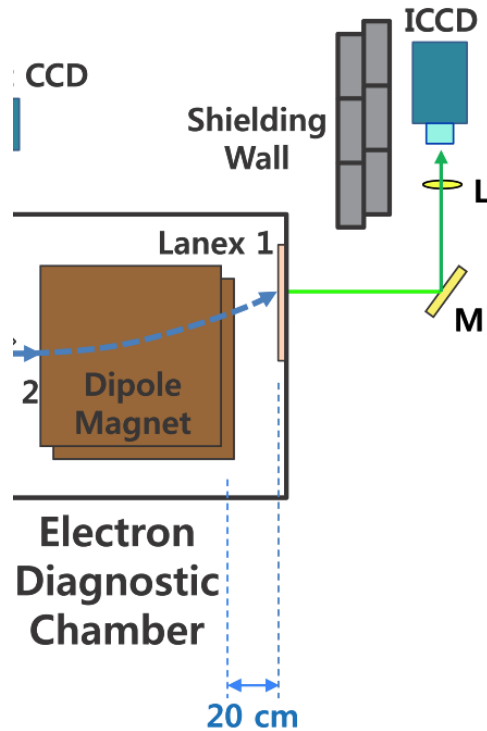


图 4.3 基于闪烁体和 CCD 的电子谱仪[197]

图 4.3 是一个典型的基于闪烁体和 ICCD 成像系统耦合的电子谱仪，ICCD 需要额外的屏蔽以防止激光等离子体相互作用过程中产生的高能 x 射线和 $\gamma$ 射线对 CCD 造成背景噪音。

闪烁体的优点是：空间分辨率高（ $\sim 10 \mu\text{m}$ ）、重复频率较高、可进行实时探测。但是闪烁体通常是狭长的一窄条，闪烁体成像到 CCD 相面时，CCD 或 SCMOS 只有一窄条的相面被使用。成像系统的分辨率限制在几百微米，限制了电子谱仪的能量分辨率。同时，谱仪的整个成像光路系统还需要良好的屏蔽，避免杂散光和激光等离子体相互作用产生的自发光等。采用闪烁体的电子谱仪一般整体结构比较复杂和臃肿，可能影响靶室内其他诊断设备。并且一旦需要诊断不同方向的电子发射，整个系统都需要重新成像并屏蔽。

闪烁体光纤[192, 198-200]跟闪烁体类似，都是把电子信号转换成可见光，同时也可以在高重复频率下工作。闪烁体光纤耦合在磁场的边界，与磁场方向平行。而磁场边界是非均匀的，并且方向与磁场内部不一致。因而磁场的边缘效应对电子有影响，特别是对高能电子的影响比较大[170]。



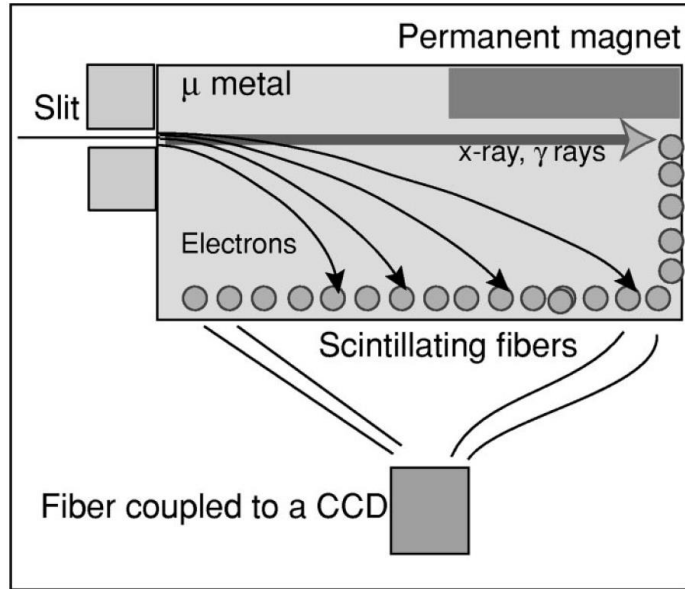


图 4.4 基于光纤闪烁体和 CCD 成像系统的电子谱仪[200]

不同的是，闪烁体光纤是可弯曲的，闪烁体光纤的一端并排组成一列，与谱仪内磁场平行，另一端组成一个面型阵列[192]，这提高了 CCD 或 sCMOS 的像面利用率。但是因为闪烁体光纤比较长，对于电子的响应灵敏，对于其他一些高能粒子（质子、离子和中子等）和辐射（x-ray、 $\gamma$ -ray）也会有响应，因此需要加额外的屏蔽板。为减小闪烁体光纤引入的背景噪声，Chen 等人把闪烁体光纤的长度缩短并把 CCD 耦合到电子谱仪的内部[169]。但是，在激光等离子体物理实验中，实验过程会激发强的电磁脉冲，sCMOS 或 CCD 在强电磁脉冲的环境中有损坏的危险[201]。

### 4.3 电子谱仪的整体设计

通过以上分析，目前电子谱仪的整体应用还有一些不足之处，基于此，我们设计了一种简单灵活，高重复频率的可实时探测的电子谱仪。这种电子谱仪包含有电子准直孔、均匀磁场，薄膜闪烁体，塑料光纤线面转换阵列和基于 CCD 或 SCOMS 的成像系统。该谱仪结合了闪烁体的实时探测能力、塑料光纤对电磁信号不敏感和利用光纤线面转换阵列提高 CCD 或 SCMOS 的使用相面，具有实时测量能力、方便更改测量位置和对靶室内强的电磁脉冲不敏感等优点。

其工作原理可表述如下：电子经过电子准直装置入射到均匀磁场中。电子在均匀磁场中偏转，并入射到闪烁体上。闪烁体发出可见光，经过塑料光纤的收集，并从光纤的另一端出射。塑料闪烁体的一端排布成线性阵列以适应闪烁体的几何

尺寸，另一端排布成面型阵列以适应成像系统的像面。光纤是塑料光纤，对高能粒子和辐射不响应。电子准直装置可以屏蔽磁铁边缘非均匀的磁场。光纤用 100 微米厚铝膜包裹以屏蔽可见光。面光纤阵列的光通过真空腔的玻璃窗口被放在大气下的成像系统采集。成像系统放在靶室外可以更方便地屏蔽电磁脉冲。

## 主体结构

如图 4.5 所示为电子谱仪主体部分的内部剖面图，其边界长度为 200 mm (L1 和 L2)。梯形磁场是由两块 NdFeB 的永久性磁铁，间距是 10 mm。磁场大小由霍尔计测量，其中心区域 (160 mm) 是均匀的，磁场强度约  $\sim 0.12$  特斯拉，磁场不均匀度小于 5%。磁场区域被 10 mm 厚的不锈钢壳体包裹。磁场的边缘有一些非均匀区，这些非均匀区在 1 cm 的范围内迅速地从 0.1 特斯拉降到 0.05 特斯拉，并且会对电子进行偏转。因此需要屏蔽边缘非均匀磁场对电子的影响。电子准直装置是用 A3 钢制作而成，长度为 30 mm，准直孔大小是 3.5 mm (可变)，一方面它对入射到谱仪的电子束进行准直，另一方面，它具有屏蔽边缘磁场的作用。电子准直装置的正前方有个孔，它配合谱仪准直装置，可以帮助准直和调整电子谱仪。谱仪准直装置是由一个可调节的支架和一个连续的激光器组成。激光器的位置和姿态可以通过调节支架来调整。具体的调节方法是：调整谱仪的姿态，使得激光器出射的光穿过孔、电子准直装置到达靶点，激光光路如图 4.5 虚线所示，具体介绍参见文献[161]。

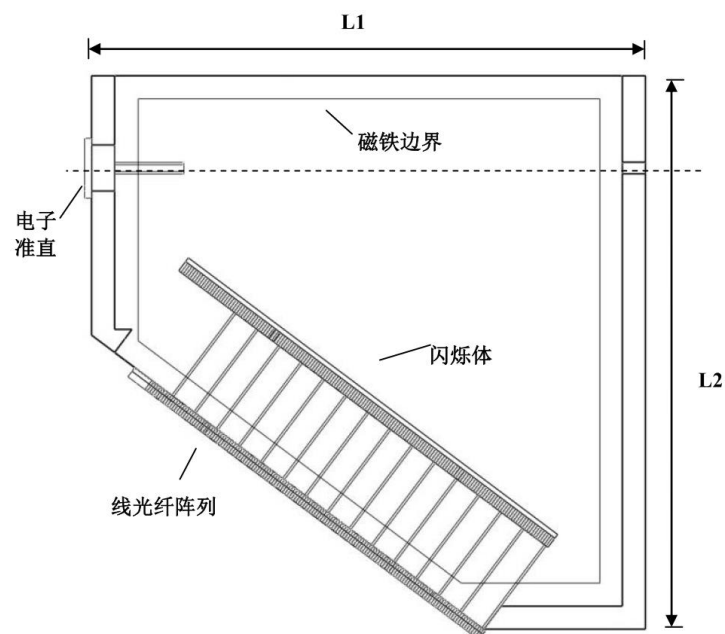


图 4.5 电子谱仪主体部分剖面示意图

光纤阵列紧贴在闪烁体上，光纤阵列的线性部分安置在均匀磁场区域。面光纤阵列安置在靶室的窗口处，成像系统可以安置在靶室外的大气下，方便对成像系统进行调节和屏蔽，具体参见下面实验描述部分。

### 光纤线面转换阵列

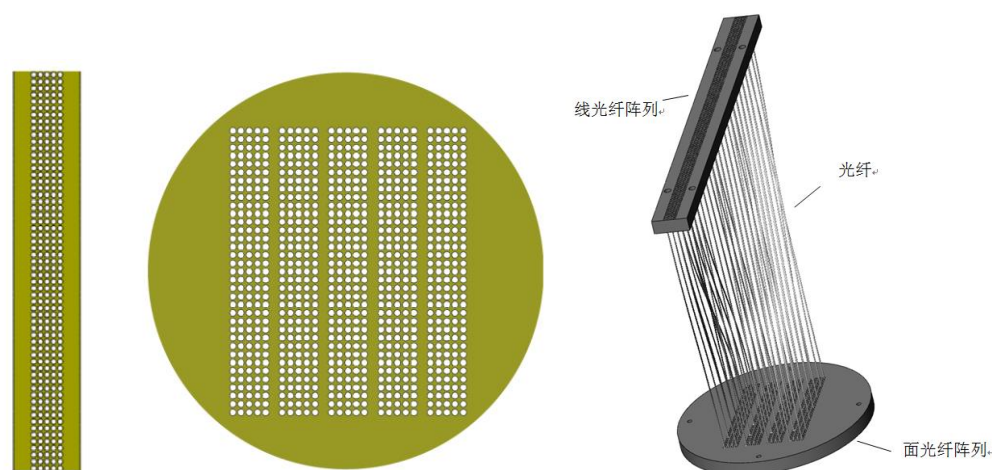


图 4.6 线光纤阵列和面光纤阵列示意图

如图 4.6 所示为线光纤阵列和面光纤阵列示意图。其中线光纤阵列是一长条，由  $5 \times 175$  个孔组；每一行 5 个光纤对应同一能量值。面光纤阵列分成 5 列，每一列为  $5 \times 35$  个孔组成。线光纤阵列和面光纤阵列对应的孔用光纤连接起来，组成 175 个对应不同电子能量的分散的数据点。该面阵列很好地匹配了成像系统 CCD 或 sCMOS 的响应相面的形状，提高了相面利用率和成像分辨率。

光纤是塑料光纤，长度为 1 米，直径是 0.75 mm，对 x 射线、 $\gamma$  射线和各种高能粒子不响应。用铝膜包裹光纤可以减小靶室内自发光耦合进光纤，造成背景噪声。另外把光纤表面镀上一层膜，可用于避免光纤之间的信号串扰。在实验中挡住电子的入射孔可以测量激光等离子体相互作用产生的各种粒子和辐射对电子谱仪造成的背景强度。

相对于 IP 和闪烁体光纤，闪烁体+光纤的组合模式具有以下优点：1，光纤容易屏蔽，成像系统放在靶室外，避免了靶室内的空间拥堵，与其它探测器造成冲突。2，光纤可以任意弯曲，成像系统可以放在远离了电磁脉冲的窗口，并且容易屏蔽。3，面光纤阵列适合 sCMOS 或 CCD 像面，增大 CCD 的利用，从而增加了空间分辨率。4，当电子谱仪更换探测方向时，无需重新调整和屏蔽成像系统。5，光纤对各种辐射和离子响应不敏感，相对于闪烁体光纤，不需要额外的屏蔽，且背景噪声较低。

电子谱仪主体部分和光纤线面转换阵列组合在一起，如图 4.7 所示。

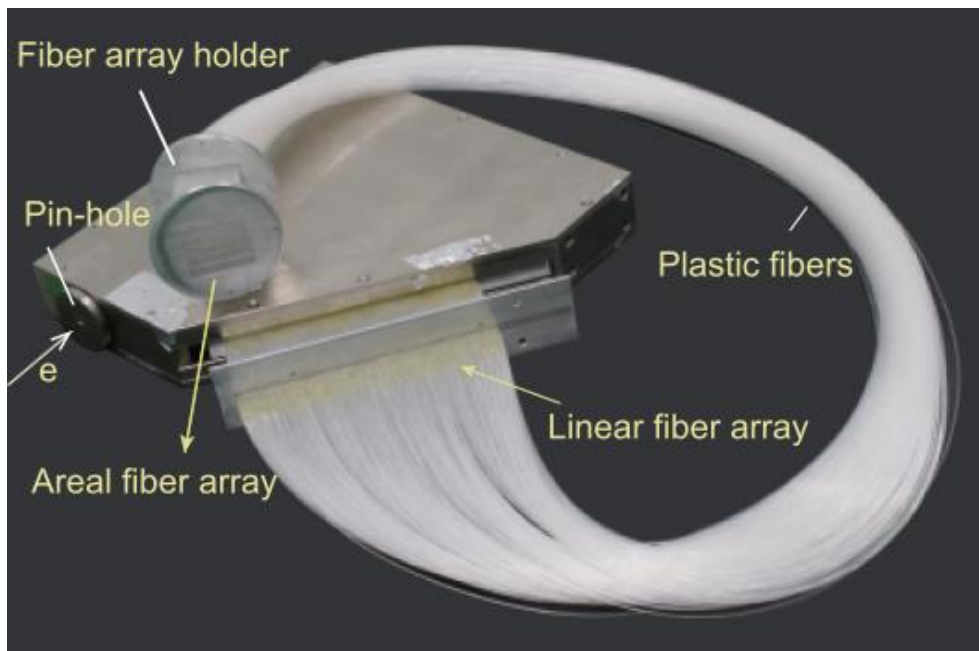


图 4.7 电子谱仪主体和光纤线面转换阵列

## 成像系统

电子谱仪的成像系统被安置在靶室外，一方面远离了激光等离子体相互作用的区域，减小了靶上产生的强的电磁脉冲；另一方面安装在靶室外不会占用靶室内空间，造成与其他诊断设备的空间冲突问题。另外，就具体操作来说，在靶室外便于成像的调节和系统的屏蔽。

成像系统可以采用 16 位 (16-bit) 的 sCMOS (ORCA-Flash4.0 LT, Hamamatsu Photonics) 和镜头 ( $f=6-12\text{mm}/F1.6$ ) 组合起来对面光纤阵列进行成像。与 EMCCD 相比，SCMOS 有一定的优势：其相面大、花费低，重复频率和分辨率较高 ( $6.5\ \mu\text{m}$ )。当然，其他 CCD、ICCD 或 EMCCD 也可用于成像系统。

## 闪烁体的类型和对电子的响应

本电子谱仪采用的闪烁体是 DRZ 荧光屏 ( $\text{Gd}_2\text{O}_3\text{:Tb}$ , PI200)，它对电子响应很灵敏。包含四层：保护层  $6\ \mu\text{m}$ ，荧光层  $436\ \mu\text{m}$ ，塑料支撑层  $188\ \mu\text{m}$ ，总共  $630\ \mu\text{m}$ 。该闪烁体的发光效率和电子能量之间的关系见文献[202]。图 4.8 所示为不同能量的电子在闪烁体上的能量沉积，该数据是用入射的电子数目进行归一化处理的。

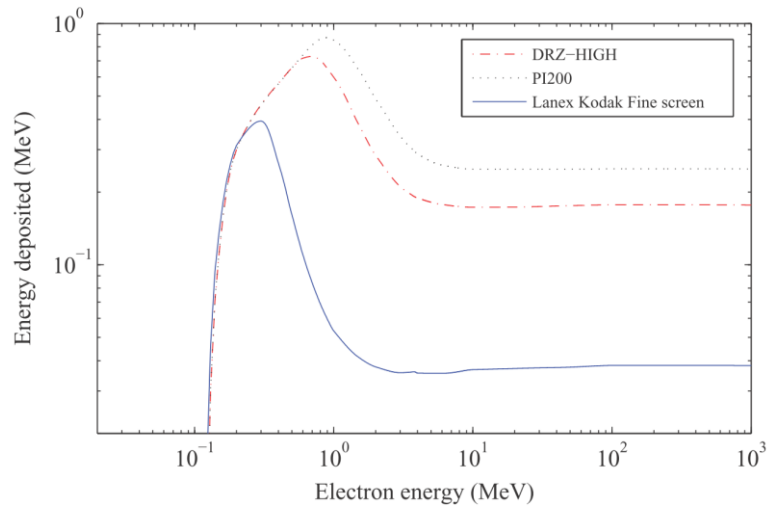


图 4.8 电子在三种不同闪烁体上的能量沉积[202]

### 电子在磁场中的轨迹和闪烁体位置的选择

激光等离子体产生的电子具有不同能量和发散度。对于准直的电子和发散的电子，它们在磁场中电子轨迹如图 4.9 所示[192]。左图为准直的电子经过磁场后，电子束会在探测器位置交汇，该平面与激光的入射面呈  $45^\circ$  夹角，如左图虚线所示。对于非准直（聚焦或发散）的电子其聚焦位置会偏离测量面。因此对于准直的电子，把探测器放在焦点上（与入射面呈  $45^\circ$  的平面内），可以得到很好的能量分辨率。

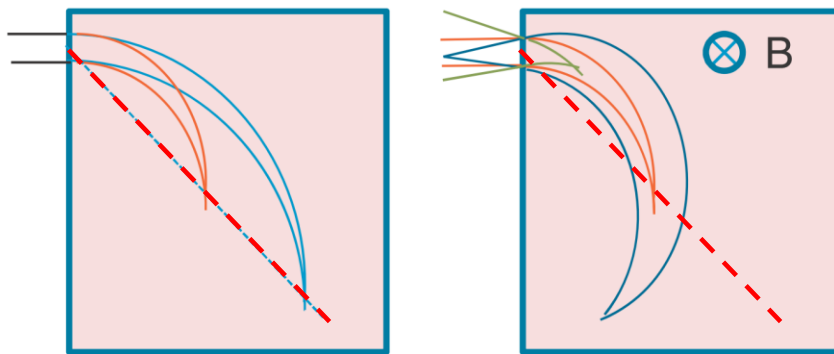


图 4.9 不同发散角的电子在磁场中的轨迹[192]

激光等离子体相互作用产生的电子具有天然发散的特性，进入到谱仪的电子发散角由准直孔的直径决定，当电子谱仪与靶的位置为 17 cm 时，其对应的空间立体角是  $2.4 \times 10^{-4}$  sr。对于准直电子和发散电子两种情况下，电子在磁场中的偏转轨迹如图 4.10 所示。对于电子发散的情况，其聚焦面偏向右图中红色虚线所

示。在本电子谱仪的设计中，电子的能量分辨率是由电子聚焦在探测器上的大小和光纤的直径决定。这部分的内容将在下面能量分辨率部分讨论。结合磁场的区域(即能量测量范围)和能量分辨率，本设计采用闪烁体与入射面呈 45° 夹角的设计。

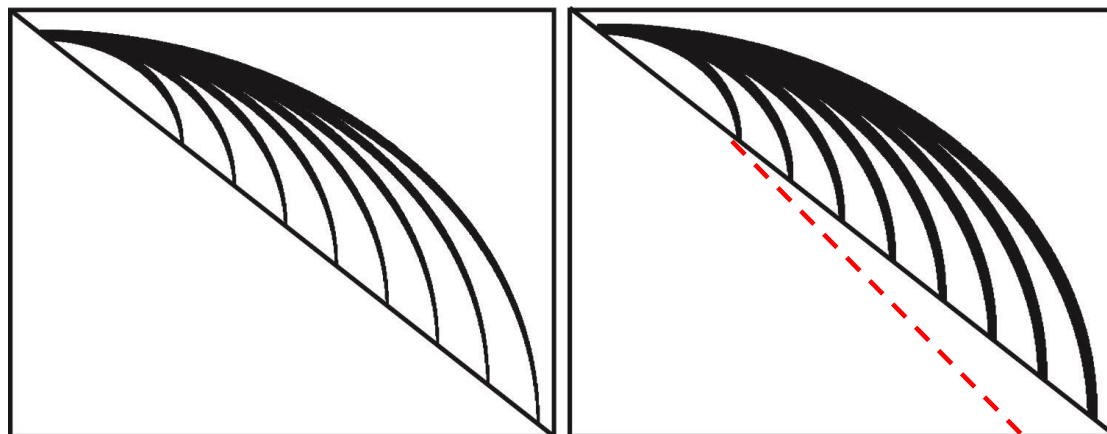


图 4.10 不同能量的准直的电子和发散的电子在磁场中的轨迹

### 能量和分辨率

对于入射到电子谱仪内的电子，电子的能量和在磁场中偏转位置之间有如下关系：

$$\frac{d(\gamma m_e \mathbf{v})}{dt} = -e \cdot \mathbf{v} \times \mathbf{B}/c \quad (4.2)$$

其中， $\gamma$ 是相对论因子， $m_e$ 是电子质量， $\mathbf{v}$ 是电子速度， $\mathbf{B}$ 是磁场强度， $c$ 是光速。电子的三维坐标位置可用 $dx/dt = v_x$ ； $dy/dt = v_y$ ， $dz/dt = v_z$ 计算。电子谱仪内的磁场强度用特斯拉计测量得到，其强度如图 4.11 所示。其中横坐标表示电子偏离准直孔的距离。电子准直孔的末端对应图 4.11 中的  $X=0$  位置。准直孔内的磁场强度为 0，在准直孔外，磁场强度逐渐从 0 增大到 0.12 特斯拉(T)。

电子谱仪的能量分辨本领取决于闪烁体的位置、电子的发散角和光纤的直径。定义电子谱仪的能量分辨能力为： $E/dE$ ，其中 $E$ 对应探测器上光纤中心的能量， $dE$ 是光纤直径或闪烁体上的电子斑尺寸对应的能量差。光纤直径和探测器（闪烁体）上电子斑尺寸决定了该谱仪的能量分辨能力。

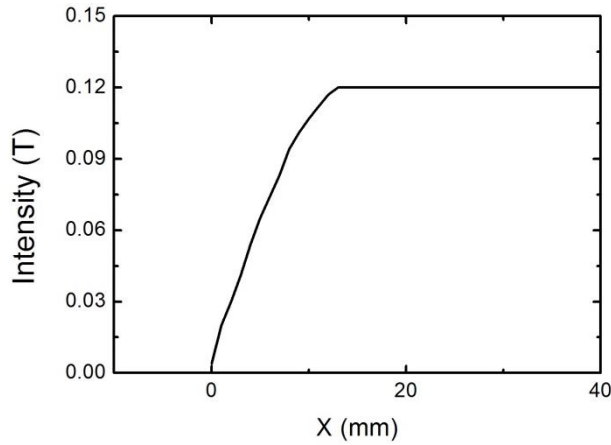


图 4.11 电子谱仪内的磁场强度分布

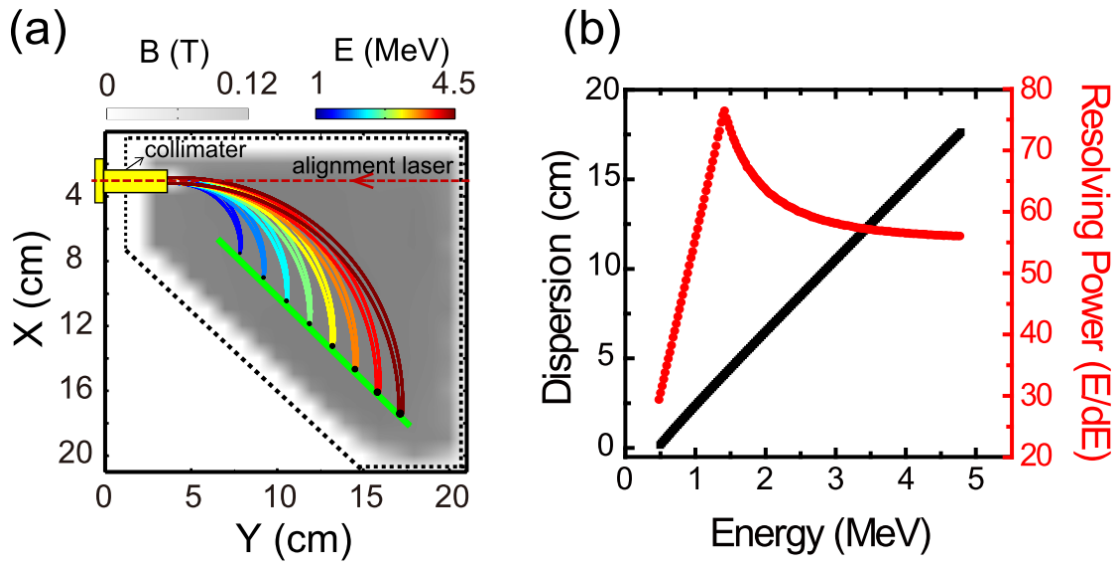


图 4.12 电子在磁场中的偏转轨迹和能量分辨能力示意图

如图 4.12 (a) 为电子在磁场内的偏转轨迹。其中黄色为电子准直孔，红色带箭头的虚线是激光，用来进行电子谱仪的调试。灰色部分代表磁场，颜色代表其大小。对于 1-4.5 MeV 的电子，不同能量的电子用不同颜色表示，电子在磁场中的偏转，入射到闪烁体上（绿色），电子在闪烁体上的电子斑大小用黑点表示。当入射电子的能量  $< 1.4 \text{ MeV}$  时，电子斑的尺寸小于  $0.75 \text{ mm}$ ，此时，决定谱仪能量分辨能力的是光纤直径。随着电子斑继续增大，决定电子谱仪的能量分辨的是电子斑直径。因此电子谱仪的能量分辨是这两种因素的结合，如图 (b) 红线所示。能量分辨能力呈现两个趋势，拐点位置代表电子斑和光纤直径一致的情况。由于该电子谱仪的能量分辨本领满足目前我们所使用的要求，因而，在选择闪烁体摆放位置时，还是按照与入射电子面呈  $45^\circ$ 。另外，根据 4.2 式可以计算出电



子谱仪的能量取值范围从 0.5 MeV-4.8 MeV，由图 4.12 (b) 的黑线所示。减小光纤的直径、减小入射电子准直孔和调整闪烁体的角度是三种可以提高电子谱仪能量分辨本领的方法。

### 电子谱仪的应用和测试

该电子谱仪已成功应用到激光等离子体实验中。该实验是在上海交通大学激光等离子体实验室 200 TW 激光器上进行的。其光路设置如图 4.13 所示。激光脉冲经过反射镜 M 反射，经过离轴抛物面镜 (OAP) 聚焦到靶上，OAP 的焦距为  $f/4$ 。入射激光是 p 偏振，能量为 1 J，脉宽为 25 fs。激光以  $36^\circ$  入射到靶上，靶是厚度为  $2 \mu\text{m}$  的不锈钢。焦斑的半高宽是  $6 \mu\text{m}$ ，包含了 25% 的激光能量。因此基于式 2.1 得到激光的峰值功率为： $\sim 4 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ 。电子谱仪放在靶前，与靶面呈 12 度夹角，电子谱仪可以很快速地在 5 分钟内从 12 度移动到 45 度，可以实现简单灵活的探测。电子谱仪的准直孔距离靶点  $\sim 17 \text{ mm}$ ，因此接收空间立体角是  $2.4 \times 10^{-4} \text{ sr}$ 。

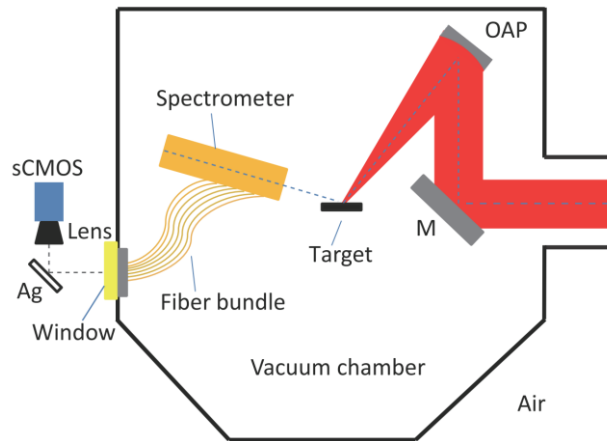


图 4.13 电子谱仪应用实验布局

电子被电子谱仪主体部分接收 (图 4.13 橙色部分)，经过磁场的偏转入射到闪烁体上，闪烁体产生的中心波长为 546 nm 的荧光经线光纤阵列的耦合，从面光纤阵列发出。经靶室的窗口和反射镜 (AG, 银镜) 后，用透镜和 sCMOS 进行成像。其典型的面光纤阵列的成像图如图 4.14 所示。

图 4.14 (a) 中每一个点代表一根光纤，总共有 5 列 (I, II, III, VI, V)，每列 35 行。电子的能量从上到下，随标注的行数 (红色) 的增加而递增。我们把每一列的数据解析出来，考虑到能量的分辨和光纤传输效率的抖动，把每个能量的 5 个数据点中间三个做平均得到如图 (b) 所示的信号。纵坐标代表 CCD



上的信号强度，横坐标为电子能量。其中，红色点代表平均信号强度，灰色点是中间三个数值的信号抖动（error bar）。

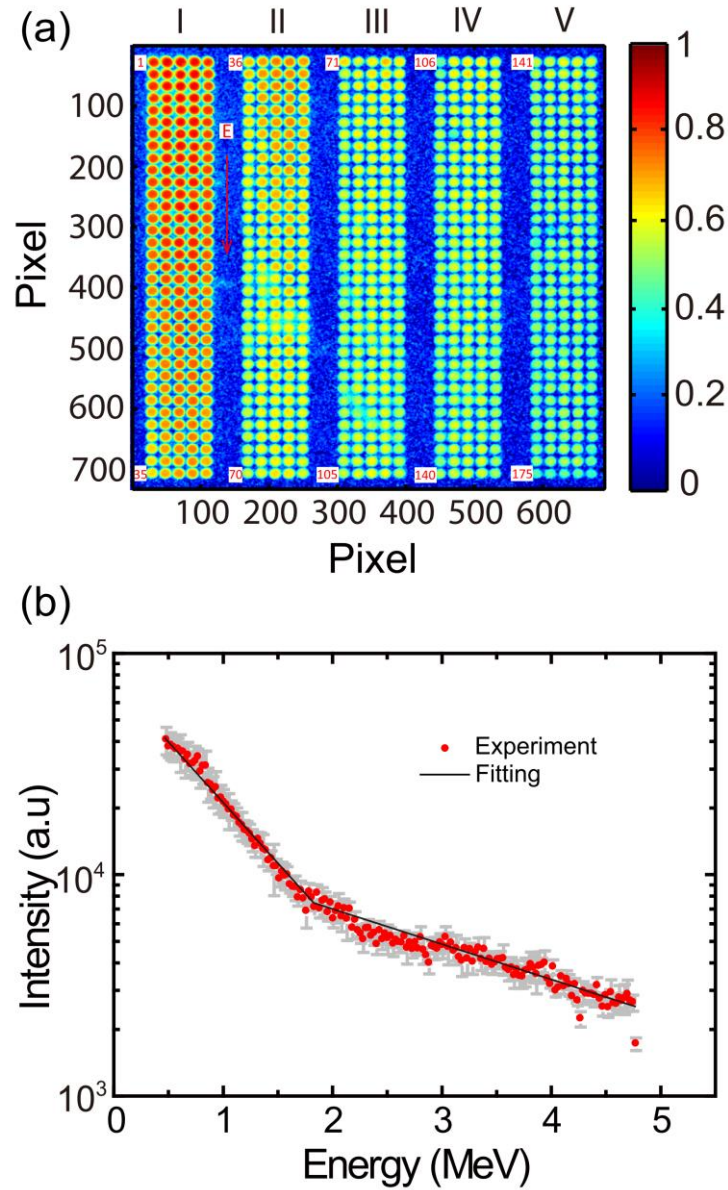


图 4.14 SCMOS 的成像系统对面光纤阵列的成像

另外我们测量了电子谱仪引入的背景强度。首先用 5 mm 厚的铅把电子谱仪的准直孔挡住，SCMOS 几乎探测不到高于背景噪音的信号 ( $\text{count} < 10$ )，与信号强度相比，低了两个数量级，说明了本电子谱仪的背景噪声很低。

### 电子谱仪的标定方法

目前本电子谱仪由于实验时间的限制，没有做绝对的标定，在接下来的实验

中，会进行标定。电子谱仪的标定方法主要有三个。第一种方法是利用直线加速器产生的单能电子束进行标定，与 IP 的标定类似[203]，一定数量、一定能量的电子经过电子谱仪后，测量的信号强度和入射的电子数目进行绝对标定。第二种方法是用标定好的 IP 进行交叉标定[203]如图 4.15 所示。闪烁体光纤安置在 IP 上面，与 CR39 对 MCP 的标定方法类似，闪烁体光纤上产生一系列独立的点，对应不同能量，测量的闪烁体光纤发出的信号与 IP 上解析出来的信号做对比进行标定。第三种办法与第二种办法类似，只不过是用热释光片取代 IP 进行标定[193]。总之，原则上，对电子谱仪的标定是用已知的探测器来对未知的探测器进行标定。

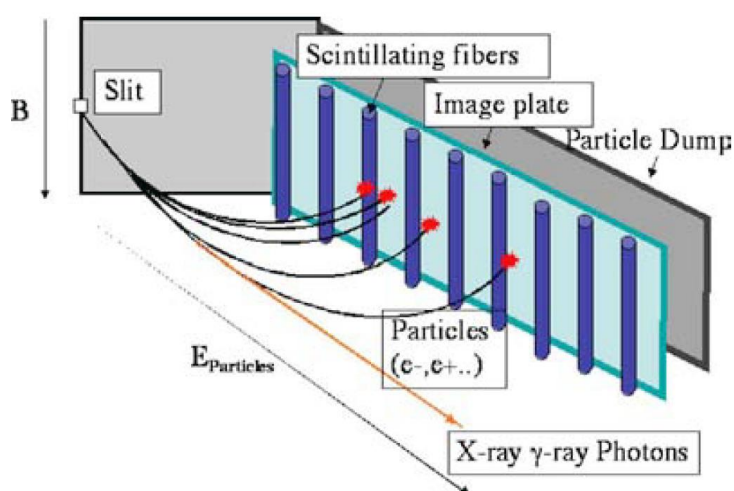


图 4.15 基于闪烁体光纤的电子谱仪的标定[203]

## 电子谱仪的改进

如图 4.14 (a) 中所示，本电子谱仪在非散射面内可以得到对应同一个能量的 5 个点。这 5 个点在空间上对应不同的测量角度。因此实际上，本电子谱仪在空间上具有一维的空间分辨能力，尽管分辨率可能不够高（5 个点）。但是在接下来的设计中，通过加大电子入射孔的大小，增加电子谱仪磁铁间距和使用更多的光纤排布，可以增加电子谱仪的一维分辨能力。这对于测量低发散角的电子束的能谱和空间分布具有重要意义。

## 小结

本小结主要介绍了我们发展的一种简单方便、可实时诊断的电子谱仪。它是基于闪烁体和光纤线面转换阵列发展起来的，具有实时诊断的电子谱仪。

该电子谱仪具有以下优点：

(1) 相比较 IP，本电子谱仪具有实时诊断本领，重复频率高。

(2) 相对于闪烁体光纤，本电子谱仪的光纤对各种高能粒子和辐射不敏感，因而背景很低，不需要额外的屏蔽。另外本电子谱仪 CCD 可放在靶室外，对强的电子辐射不敏感。

(3) 相对于其他闪烁体+CCD 的组合，本电子谱仪加入了光纤线面转换阵列，大大简化了系统光路的屏蔽和 CCD 像面的使用，从而增加了能量分辨率。另外，如果需要测量其他方向的电子能谱，整个电子谱仪的系统屏蔽和成像系统不需要重新进行调节。在第六章介绍的利用光栅靶进行质子加速的实验中，通过使用电子谱仪对光栅靶表面电子进行诊断，可以帮助我们更好地理解光栅靶表面超热电子的运输。



# 第五章 等离子体镜技术提高激光对比度的研究

超短超强激光脉冲与物质相互作用可以产生高能粒子束。当激光光强超过  $10^{18} \text{ W/cm}^2$ ，达到相对论强度时，激光的对比度是影响激光等离子体相互作用的最根本因素之一。通常的激光脉冲对比度在纳秒量级为  $10^{-8}$ ，而在皮秒时间尺度更低。当激光光强超过相对论强度时，脉冲前沿的强度已经超过  $10^{10} \text{ W/cm}^2$ ，很多的靶材料将被快速电离成等离子体状态，因此将极大地影响到激光能量的吸收、靶的初始等离子体状态以及激光脉冲自身。因此对脉冲对比度提升的研究，不仅是研究激光与物质相互作用基本过程的基础，而且也是优化高能粒子源产生和提高超快粒子源品质的前提。因此激光对比度的提升对激光等离子体物理的研究有多方面的现实意义。主要体现在三个方面：首先，改善激光对比度可以增强质子加速，是研究基于 RPA 和 BOA 机制的超薄靶质子加速的基础；其次，为研究其他超快辐射源比如 x 射线、THz 辐射源、高次谐波的产生和阿秒脉冲的研究提供了一个平台；第三，产生的新型次级粒子源和辐射源具有很多现实的应用价值，比如离子、中子或 x 射线照相等。

另外根据第三章对电子靶面运输的讨论知道，低强度的激光脉冲上升沿对电子沿靶面的横向传输有重要影响。这种电子沿靶面的运输会影响电子向靶后方向的运输。这对质子的 TNSA 加速来说是不利的。因此为抑制这种电子的横向运输并增强  $J \times B$  电子加热机制，产生强的鞘层场，需要抑制激光脉冲的上升沿强度。因此使用等离子体镜技术提高激光对比度对接下来的质子加速实验研究具有重要意义。

## 5.1 激光 ASE 和预脉冲的产生

激光的对比度指的是在激光主脉冲时间之前存在的 ASE 和 prepulses 强度与主脉冲的比值。激光的 ASE 源于晶体上发出的荧光，在与主激光同轴的光路里随着主脉冲的放大而放大。特别是对于再生放大器这种高增益的腔型结构，ASE 的放大不会增益饱和，其放大率要比主脉冲的放大率更高。因而对于传统的再生腔结构的 CPA 来说，其对比度一般为  $10^{-7}$ 。激光的预脉冲的产生有几种途径：

- 1, 来自于光路中的光学元件。光学元件是非理想的，尽管对于很多透射光学元件来说，其透射率  $>99\%$ ，但是有一小部分光会被后表面反射，形成后脉冲。这种后脉冲在放大过程发生非线性效应，经过脉宽压缩后，后脉冲会在主脉冲前

对称的时间延时位置产生前脉冲[175]。由于这种预脉冲和主脉冲是由镜片的厚度决定的，因此其实时间延时一般在 10-100 ps 量级。

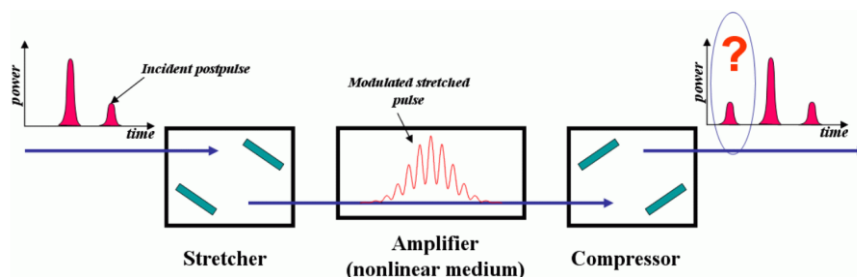


图 5.1 CPA 放大过程中预脉冲的产生[204]

2, 振荡器产生的 $\sim 75$  MHz 的脉冲在经过非理想的普克尔盒选单后，与主脉冲相邻的脉冲无法完全过滤，可能会产生几十纳秒时间尺度的预脉冲，但这种预脉冲一般可以很容易地通过采用多组普克尔盒进行压制，如图 5.2 所示，使其达到极低的强度。

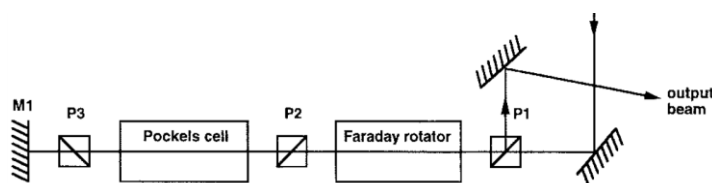


图 5.2 普克尔盒对预脉冲的压制[205]

3, 在放大过程中，来自镜片或镜架的散射光有一部分会提前进入到主脉冲的光路中，产生预脉冲。如果这种预脉冲在主放大器产生，那么不太容易被过滤掉。因为主激光口径很大，能量很高，要求普克尔盒的非线性晶体口径很大，花费很高，因此使用一般的方法不容易实现此类预脉冲的压制。

## 5.2 激光对比度提升的意义

如前面介绍，一定尺度的预等离子体对激光的能量吸收和质子加速是有益的。但是，对于传统的基于 CPA 技术发展的激光对比度一般是 $10^{-7}$ ，此时对于相对论强激光来说，激光的 ASE 和预脉冲常常是制约激光与等离子体相互作用中质子加速的一个重要的因素。特别是对于强相对论激光 ( $> 10^{19} \text{W/cm}^2$ ) 时，ASE 和预脉冲甚至达到 $\sim 10^{12} \text{W/cm}^2$ 。因此对于低对比度的激光脉冲，其 ASE、预脉冲和主脉冲的上升沿对于激光等离子体相互作用有重要的影响。这些影响主要体现在以下几个方面：

## 预等离子体的状态

根据之前的介绍可知，激光与固体靶相互作用中，靶面预等离子体是由激光主脉冲之前的激光背景强度（包含 ASE、预脉冲和主脉冲的上升沿）产生的。因此激光的强度和对比度决定了靶面预等离子体的分布。比如相对低强度长时间（ns）的 ASE 产生的电子能量较低，经过相对长时间的演化，会形成大尺度低密度的等离子体层。而主脉冲的上升沿相对强度较高，产生的电子能量较高。但在主脉冲到来之前，超热电子只经过非常短时间（10 ps）的演化，因而形成的预等离子体相对尺度较小，密度较高。

## 电子加热和输运

由主脉冲前的激光背景强度产生的预等离子体分布影响激光能量的吸收和超热电子的产生和输运。由前面的电子加热机制中的介绍可知，激光能量的吸收和电子的加热机制与预等离子体状态有很大关系。比如共振吸收要求等离子体密度标长比较大。而对于电子的真空加热机制，要求电子的振荡幅度大于等离子体密度标长。在此机制下，电子可以振荡到高密度等离子体中，从而摆脱激光的束缚。对于真空加热机制来说，产生的超热电子沿靶后法线方向传输，而基于  $J \times B$  加热的有质动力会把电子沿激光传输方向加速。另外，由于超热电子向靶内的输运会在靶表面形成自生场，该自生场会使电子沿靶表面传输。

## 靶面变形和鞘层场分布

靶面电子运动产生的冲击波会破坏薄靶，在主激光过来之前，使靶后发生形变，降低了靶后密度梯度和改变了鞘层场结构[204]，从而影响质子加速的发射方向和最大能量[206]。如图 5.3 所示，激光从右边入射进入靶，产生的最大质子能量从 10-20 MeV 降到 2 MeV。由于靶后鞘层场的改变，使得质子发射的方向偏离靶后法线方向而偏向激光传输方向。

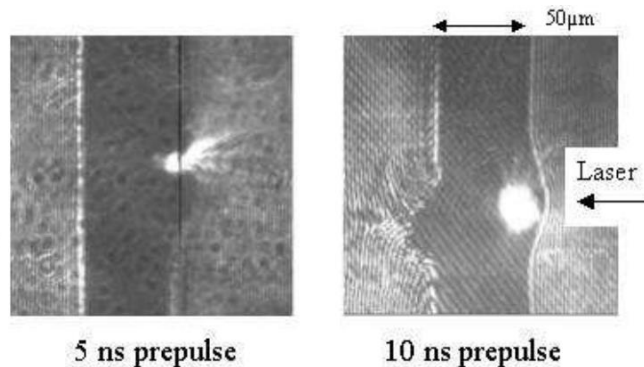


图 5.3 ASE 引起的靶后变形[207]

## 质子加速

激光对比度不仅影响基于 TNSA 加速机制产生的质子束的最大能量和发散角，还对于研究质子加速机制中的 RPA 和 BOA 机制等有重要意义。由于在这些机制中，需要超高对比度、超薄靶和超强激光功率密度等条件，因此必须要保证超薄靶在主激光到达之前不被完全汽化和扩散，保证主脉冲推动靶相互作用而不是与大尺度低密度的等离子体相互作用。

## 固体靶高次谐波的产生

激光的对比度对于其他的物理实验过程也有非常重要的影响。比如，激光与固体靶相互作用中，在相对论振荡镜机制 (relativistic oscillating mirror, ROM) 下的高次谐波的产生要求激光的对比度要高[208]。另外对于与电子的真空加热密切相关的 Coherent Wake Emission (CWE) 机制同样重要[209]。关于激光对比度对高次谐波的作用会在第 5.8 节中讨论。

## 5.3 激光对比度提升的方法

### 5.3.1 光参量啁啾脉冲放大

光参量啁啾脉冲放大技术是光参量放大 (OPA) 和啁啾脉冲放大 (CPA) 结合在一起对脉冲进行放大的技术, 它结合了 OPA 和 CPA 的优点。OPCPA 与 CPA 过程相比, 只是在激光放大过程中有些不同, 用光参量放大代替传统的直接放大过程。其基本原理如图 5.4 所示。

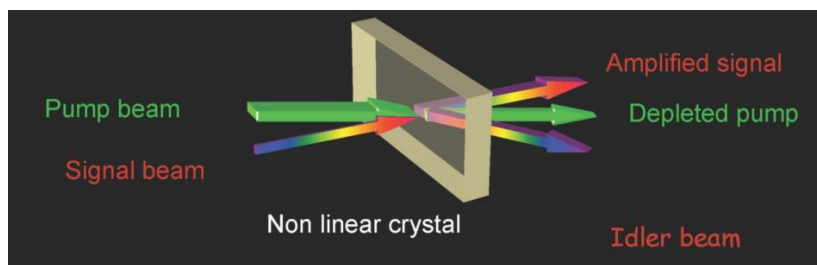


图 5.4 OPA 示意图

泵浦光和信号光入射到非线性晶体中 (比如 KTP) 经过非线性晶体对信号光进行放大。在光参量放大过程中, 泵浦光、信号光和闲频光三者之间必须实现参量耦合, 由于激光在 OPA 过程中, OPA 是与二阶非线性效应相关的三波耦合, 其放大的来源是泵浦光分裂成信号光和闲频光而不是受激的辐射放大, 因此 ASE



在放大过程中得不到有效放大[210]。而产生的超荧光强度比较小，因而对比度得到了提升。特别是对于泵浦光的脉宽与展宽的信号光脉宽相等时，可以显著的减小 ASE 的宽度和幅度。

### 5.3.2 交叉偏振波方法

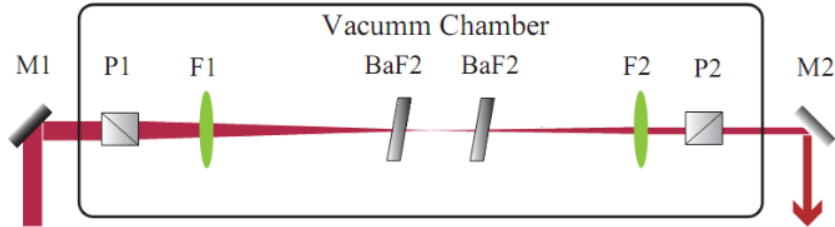


图 5.5 交叉偏振波原理示意图[211]

交叉偏振波 (cross-polarized wave generation, XPW) [212] 提高飞秒激光对比度的原理是：如图 5.5 所示，对于线偏振的激光入射到  $BaF_2$  晶体上时，由于三阶非线性效应  $\chi^3$ ，激光的偏振方向会旋转  $90^\circ$ ，因此叫做交叉偏振波方法。激光偏振的旋转依赖于入射到  $BaF_2$  上的激光强度。当激光功率比较低时 ( $< 10^{12} \text{W/cm}^2$ )，ASE 的强度没有达到 XPW 的阈值，而主脉冲已经达到 XPW 产生的阈值，因而在这个过程中，强度高的主脉冲偏振发生偏转，而强度低的 ASE 和预脉冲没有偏转，因而通过另一个与 P1 正交的格兰棱镜 P2 把 ASE 和预脉冲滤掉，提高激光的对比度。

### 5.3.3 激光倍频

激光倍频 (wavelength conversion) [213] 提高激光对比度的原理：激光通过非线性晶体时，会发生倍频，比如 BBO 晶体。激光倍频源于二阶非线性效应，其中，倍频后的激光强度与入射的激光强度的平方成正比。有  $I_{\text{sec}} = \alpha I_t^2$ ，因此，对于强的主脉冲，倍频效率比较高，而对于强度比较弱的 ASE 来说，倍频效率会低很多。倍频的激光通过特殊镀膜的反射镜（反射倍频并透射基频）后，基频光 ASE 就被滤掉了，激光的对比度得到了提升。原则上，激光的对比度可以大于两个数量级的提升。

### 5.3.4 高能量干净的种子脉冲注入

如图 5.6 所示，对于一般的 CPA 系统，由于保持整个系统的稳定性，一般采

用再生腔的放大结构，其放大倍数一般是  $10^7$  量级。如此高的增益带来 ASE 的高增益，因而激光对比度一般是  $10^7$  量级。如果脉冲先经过一个多通放大过程后，产生相对干净的高能量激光脉冲 (clean high-energy seed-pulse injection)，然后注入到再生腔里。再生腔的放大系数减小，因此可以压制 ASE 的放大。

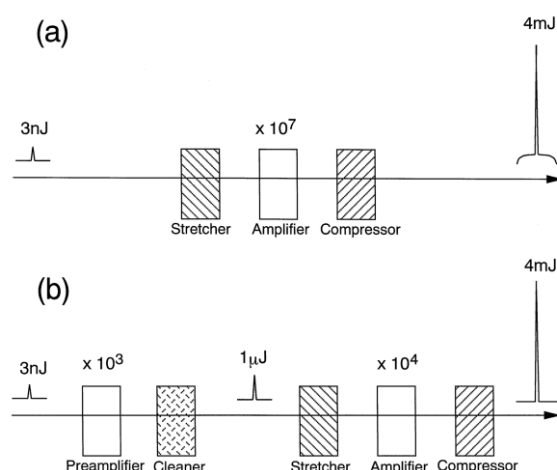


图 5.6 高能量干净的种子注入示意图[212]

### 5.3.5 饱和吸收体

饱和吸收体 (saturation absorber) [213]. 对对比度提升的机制主要是：脉冲光强比较强时，经过饱和吸收体后，能量损失比较小，脉冲光强比较弱时，经过饱和吸收体后，其能量会被吸收。因此，饱和吸收体对强的飞秒主脉冲的能量吸收比较小，而对低强度的 ASE 吸收比较大，因此激光的对比度会有提升。

### 5.3.6 双 CPA 和非线性偏振转换技术

基于双 CPA 和非线性偏振转换技术可以对 ASE 进行压制[205, 214-216]，其原理如图 5.7 (a) 所示。入射的激光是线偏振激光，经过  $\lambda/4$  波片后，线偏振光变成椭圆偏振光。椭圆偏振光经过透镜聚焦后，在焦斑束腰附近高强度的主激光由于非线性效应，激光偏振发生变化，而低强度的 ASE 偏振不发生变化。激光经过另一个透镜准直且偏振经过另一个  $\lambda/4$  波片进行补偿后，通过另一个格兰棱镜把不同偏振的 ASE 和主激光分开，从而实现脉冲对比度的增强。

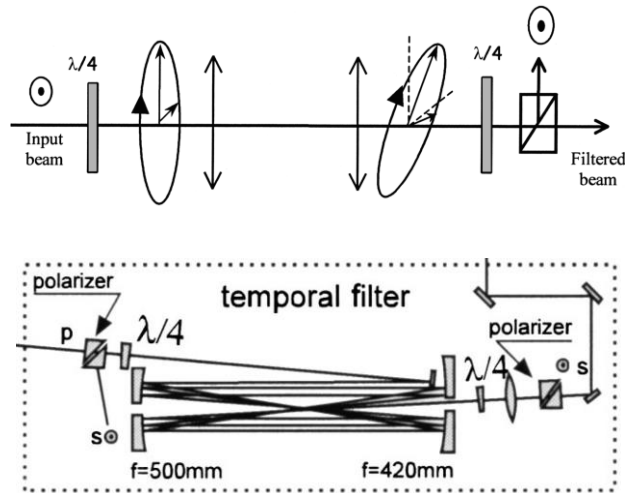


图 5.7 双 CPA 系统和空气中非线性偏振转换技术[214, 216]

### 5.3.7 等离子体镜技术

等离子体镜技术是一种提高对比度的有效方法，也是被国际众多实验室广泛采用的一种方法，并取得了显著的效果。它的基本原理是：如图 5.8 所示，松聚焦的激光脉冲入射到镀增透膜的透明材料（作为等离子体镜基底）上，低强度的脉冲前沿透射，当激光强度达到材料的电离阈值时，产生等离子体，并反射高强度的主脉冲。利用这种等离子体快速开关，一般可以提高两个数量级的激光对比度。虽然等离子体镜的基底用过一次之后，需要更换“新鲜的”作用面，难以用于高重复频率激光系统。但是由于一般的激光等离子体物理实验是单发的，特别是对于超强飞秒激光（ $10^{15}\text{W}$ ）来说，不同发次之间的时间间隔一般是几分钟到几十分钟。因此这个缺点对具体的物理实验中几乎没什么影响。

### 5.3.8 等离子体镜技术提高激光对比度的优势

前面介绍了几种激光对比度提升的方法。对于光参量放大来说，其效率依赖于光路耦合和相位匹配等因素，稳定性比较差。采用交叉偏振波的方法，其缺点也很明显：经过 XPW 的能量转换效率一般只有 10%-30%，并且由于非线性过程的存在，整个系统不够稳定。而采用激光倍频的方法从能量的转化来说，对飞秒激光一般地只有 $\sim 60\%$ [217]，甚至对于一些群速度失配和基频光的相位调制过程，其转化效率可能更低[218]。而激光倍频一般是在压缩之后，这些能量的损失是比较大的，另外对于倍频激光的远场聚焦焦斑可能会有一些微结构[217]，焦斑的能量集中度可能会下降。高能激光脉冲注入[214]的缺点是：它对于具有再生腔结构的 CPA 系统有效，对于其它的比如多通放大器，效果没那么明显。因

此从原理上来说，在高对比度激光系统中，其应用是有限的。而饱和吸收体如果放在脉冲展宽之后，有可能引起光谱的平移和窄化，并且不好区分 ASE 和信号，对比度提升不明显。若放在飞秒脉冲之后，非线性过程可能降低激光脉冲品质。另外，对于双 CPA 和非线性偏振转换技术来说由于非线性效应，可能使得激光的光谱窄化并蓝移。

因此相比较其他脉冲对比度提高方法，等离子体镜技术具有以下优点：(1) 当激光强度超过材料的电离阈值时，等离子体镜形成，因此响应速度快(500 fs)；(2) 由于等离子体是已经击穿的介质，对任何入射角的主脉冲都具有全反射的特点，因此适用范围广；(3) 等离子体镜系统在整个激光系统的最后一级，因此等离子体镜产生的高对比度激光脉冲不会经过任何激光放大级，因此其对比度不会由于激光放大过程而变差。(4) 利用真空平台系统，可以通过插入反射镜的办法，将激光系统快速转换两种不同对比度。更简单的办法是通过更改不同的等离子体镜光学透过率（包括使用金属反射镜），也可以快速的改变激光的对比度。基于以上分析，我们使用等离子体镜技术来提高激光的对比度。

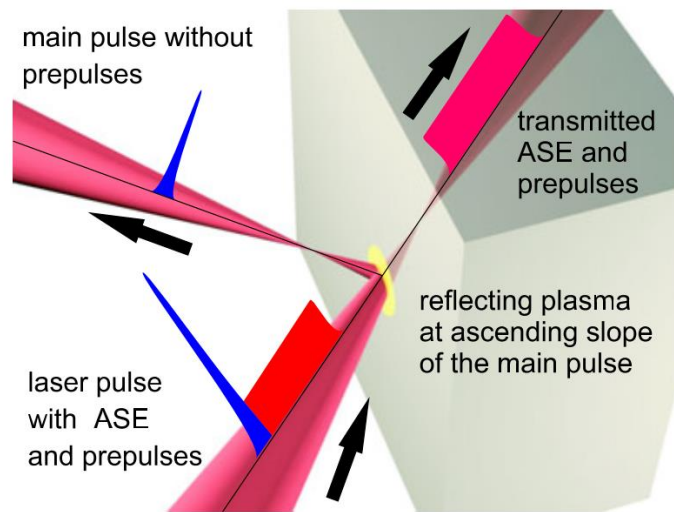


图 5.8 等离子体镜技术原理图[219]

#### 5.4 等离子体镜系统的设计、搭建和调试

等离子体镜的设计方案有很多种。根据对比度提升的情况，有单等离子体镜和双等离子体镜方案。一般地，按照能量转换来说，单等离子体镜系统能量转换率在 70%左右，而双等离子体镜技术转换率在 50%左右。两种等离子体镜结构类似，都是基于两个离轴抛物面镜（OAP）建立起来的。考虑到目前上海交通大学 200TW 激光器目前的对比度优于  $10^{-8}$ ，根据等离子体镜对比度提升的要求、能量

转换效率和实施的难易程度，我们采用单等离子体镜的系统方案，但系统的设计兼顾了适用于未来双等离子体镜系统和高重复频率的等离子体镜系统的要求。另外需要对经过等离子体镜后的激光脉冲参数进行表征，测量脉冲对比度是否优于 $10^{-10}$ 量级，以保证激光等离子体物理实验的顺利进行。

图 5.9 是设计的一套利用基于双 OAP 的等离子体镜系统，(a) PM 系统使用的真空箱体，(b) 等离子体镜系统的光路图。(c) 真空箱体内等离子体镜系统的布局，插图为等离子体镜的三维平移示意图和等离子体镜的实物图。

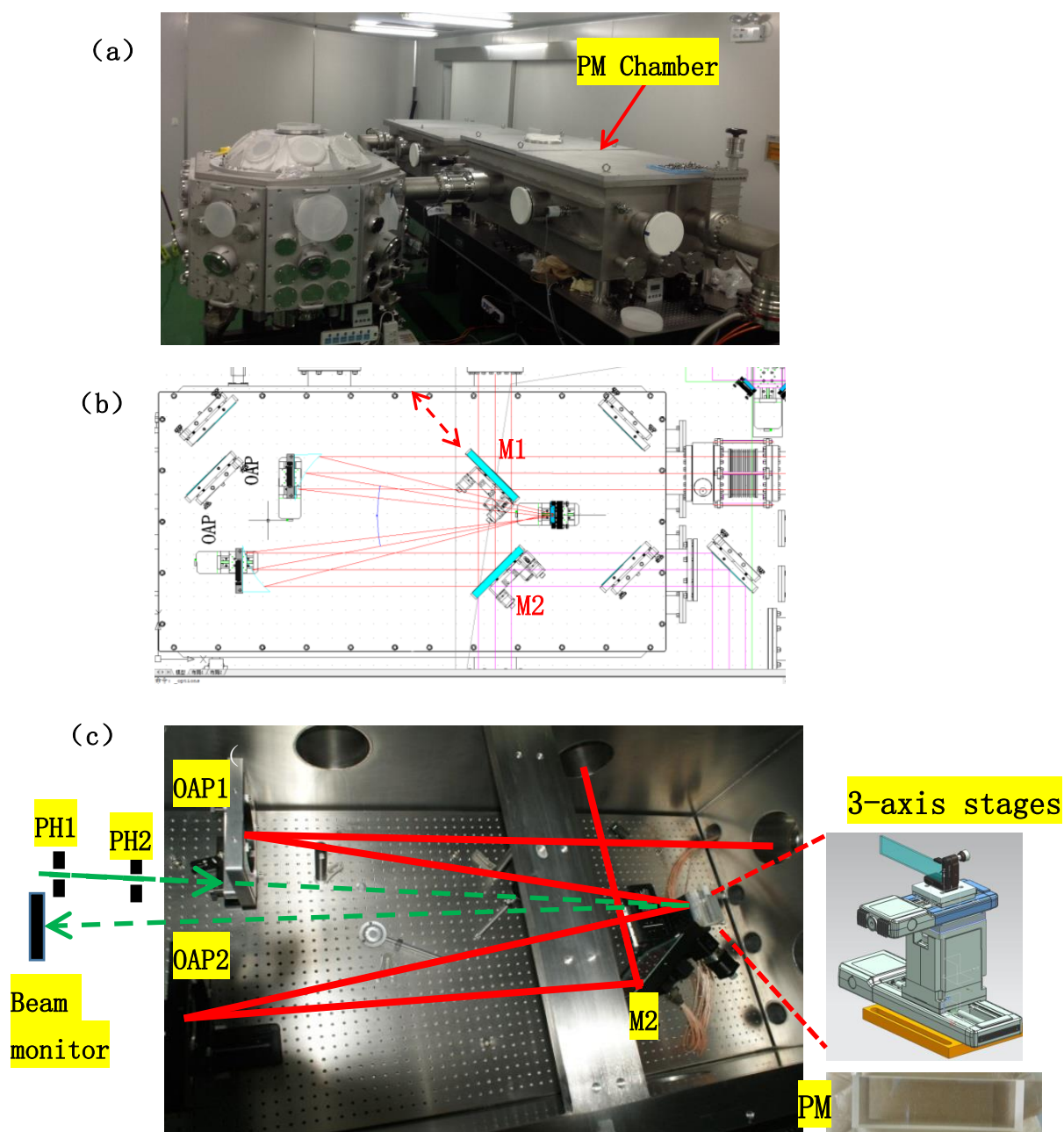


图 5.9 等离子体镜系统搭建

首先，大口径的平行激光脉冲经过离轴抛物镜（OAP1）反射聚焦，等离子体镜反射的发散激光脉冲被第二面离轴抛物镜（OAP2，与 OAP1 参数完全相同，相反放置）收集并重新变为平行光。经过伺服反射镜调节后，对比度提升的激光脉冲被 M2 反射并导入到靶室内。考虑到部分物理实验中，需要尽量高脉冲能量的低对比度激光脉冲，我们设计在激光进入第一面 OAP 前，加入一面置于长程电控平移台上的平面反射镜 M1。其中反射镜 M1 可沿图中虚线移动，因此可以为实验提供有等离子体镜和无等离子体镜两种对比度的激光脉冲。激光光束离面包板的高度是 235 mm，所以整个光路系统在高度为 235 mm 的平面内。

考虑到已有真空箱体的尺寸和激光光束参数，我们选择了如下参数的离轴抛物面反射镜：直径 140 mm，净口径 130 mm，焦距 1000 mm，离轴角  $15^\circ$ ，宽带镀介质高反射膜（750–850 nm），镜面的面型精度优于  $\lambda/10$ 。由光路图可知，两个 OAP 之间的距离是固定不变的，其距离可以用公式  $d = 2f\sin(\theta)$  表示，其中  $f$  是等离子体镜的焦距（ $f=1000$  mm）， $\theta$  是离轴角度（ $10^\circ$ ）。因此，两个 OAP 之间的距离为：347.3 mm。

采用等离子体镜技术实现激光对比度的提高，在实际应用中需要解决以下几个问题：1) 满足重复率激光打靶的等离子体镜介质和平动系统。2) 激光聚焦-再准直系统的结构设计、离轴抛物面镜的调节和安装。3) 等离子体镜位置、姿态和激光指向性的监测。

### 5.4.1 等离子体镜设计

等离子体镜是一块双面镀增透膜的楔形 K9 玻璃，其前表面的边缘处镀了一层 5 mm 宽的反射银膜用来帮助调试等离子体镜的准直和系统 OAP 的调节。PM 前表面都镀增透膜是为了减小低强度 ASE 和预脉冲的反射率，后表面镀增透膜是为了避免透射的激光经过 PM 后表面反射后聚焦在前表面，对等离子体镜前表面进行破坏。PM 采用楔形的设计避免了等离子体镜基底前后表面反射，产生两个聚焦光斑。等离子体镜的实物图如图 5.9 (c) 所示。

等离子体镜在应用过程中，等离子体镜表面会被破坏，所以每次应用之后，都要更换等离子体镜的位置，以保证“新鲜”的表面，因此，需要移动等离子体镜左右和高低（定义为 X 和 Z 方向）。同时，在表征等离子体状态的过程中，需要改变激光在等离子体镜上的功率密度，即激光在等离子体镜表面的光斑大小，所以需要移动等离子体镜相对 OAP 的距离（定义为 Y 方向）。因此等离子体镜需要安置在一个三维电动平移台上。当等离子体镜沿 Y 方向移动时，两个 OAP 之间



的距离会发生变化，因此必须调节第二个 OAP 来准直光路，以保证两个 OAP 的距离保持不变。因此 OAP2 也需要一个平移台。

一般来说，等离子体镜表面的激光光强应该在  $10^{15}$ - $10^{16}$  W/cm<sup>2</sup> 范围，超过这个光强，激光的可聚焦能力（斯特列尔比，Strehl ratio）会变的很差。对 200 TW 的激光器来说，如果等离子体镜表面光强在  $10^{15}$ - $10^{16}$  W/cm<sup>2</sup> 范围内，那么对应的光斑尺寸应该在 0.8-5 mm 范围内，因此通过改变等离子体镜的相对位置来改变激光的强度时，等离子体镜需要移动 36.5 mm 左右，因此平移台的行程应选择 50 mm，对应的 OAP2 的行程为 100 mm，如图 5.10 所示。

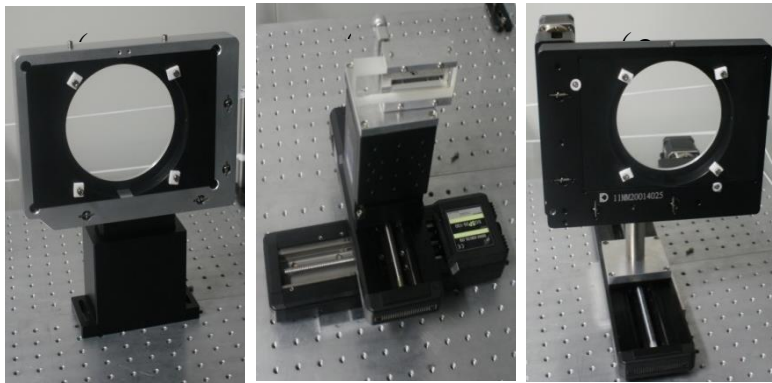


图 5.10 (a) OAP1 镜架 (b) PM 和三维平移台 (c) OAP2 镜架和一维平移台

#### 5.4.2 OAP 的准直和调节

为保证等离子体镜系统不会引入额外的像差，需要对等离子体镜系统中的 OAPs 进行优化。如图 5.11 所示，当无等离子体镜系统时，激光通过 M1 和 M3 反射，通过光阑 (Iris) 后用 OAP3 聚焦，远场焦斑用复消色差物镜头 (APO) 配合 CCD 监视。优化 OAP3 得到最好的焦斑分布，此焦斑分布为参考。当有等离子体镜系统时，按照第二章介绍的方法首先优化 OAP1 的姿态，并在等离子体镜之后用 APO+CCD 监测其焦斑分布(虚线)。然后优化 OAP2，并配合调整反射镜 M2 的位置和姿态，保证激光穿过光阑并使得焦斑在 CCD 上重合。比较有等离子体镜和无等离子体镜两种状态下的焦斑分布，以保证系统没有引入额外的像差。可以利用远场焦斑随时间的抖动来测试整个系统的稳定性，如图 5.12 所示。

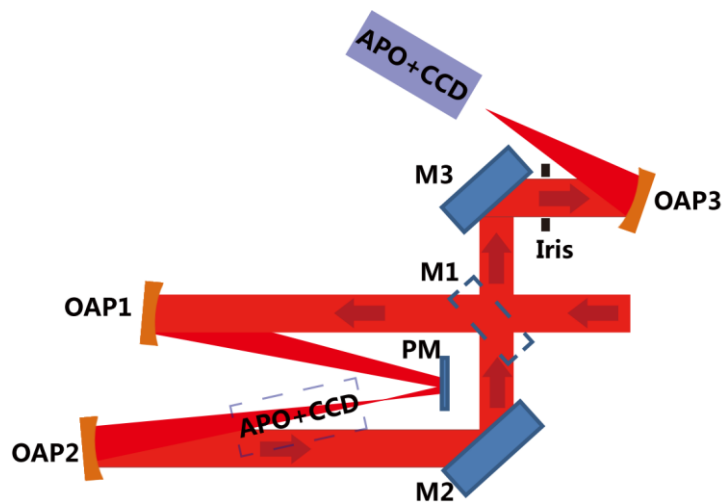


图 5.11 OAP 的优化

为了维持等离子体镜系统的稳定性和可靠性，在更换等离子体镜时，需要保证等离子体镜的位置和姿态保持不变。通过特殊设计的等离子体镜架可实现等离子体镜的前表面位置保持不变。等离子体镜的姿态可在靶室外使用一束激光进行辅助调节。如图 5.9 (c) 所示，激光（虚线）经过两个小孔（PH1 和 PH2）后入射到等离子体镜银膜表面并反射，通过监视反射后的激光光斑位置，可以辅助调节等离子体镜的姿态。

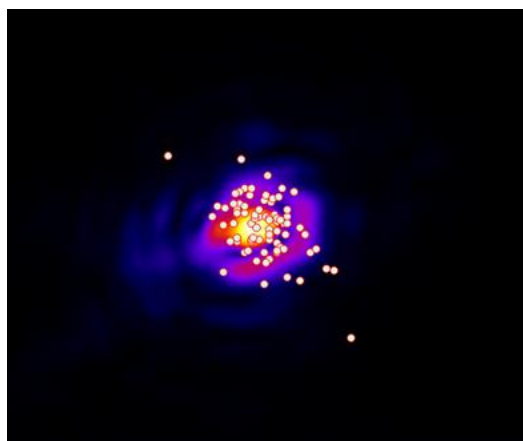


图 5.12 远场焦斑的指向稳定性

## 5.5 激光脉冲参数诊断

脉冲经过等离子体镜后的时间、空间品质对激光等离子体相互作用的实验有重要影响。因此需要对经过PM系统后的激光脉冲参数进行表征。主要参数包括反射率、纳秒对比度、皮秒对比度、脉冲宽度、近场光斑空间分布和远场聚焦能力（反映脉冲波前）。其整体的测量和表征光路如图5.13所示，激光经过OAP1在等



离子体镜表面上反射并聚焦，经过OAP2的再准直，经过M2和M3，最终入射到靶室内。激光参数的具体表征方法如下：

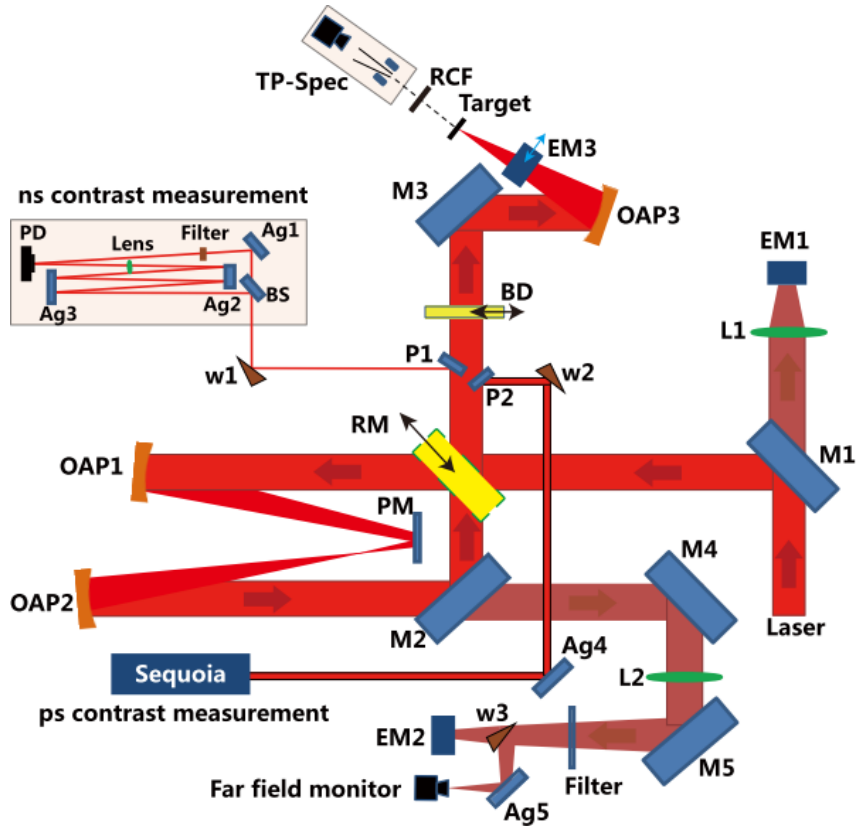


图 5.13 等离子体镜系统诊断

### 5.5.1 能量反射率

激光经过等离子体镜的能量反射率是通过能量计进行测量和标定的。首先在等离子体镜系统的 OAP1 和 OAP2 之前加入两个反射镜来代替等离子体镜系统。入射激光透过反射镜 M1 的漏光通过透镜 L1 的收集，并用能量计 EM1 测量；经过反射镜 M2 的激光通过 M4、M5 并通过 L2 收集，用能量计 EM2 测量；M2 的反射光通过 M3 和 OAP 收集后，用能量计 EM3 收集。这样就能标定 EM1，EM2 和主激光能量 EM3 的关系。当去掉附加的反射镜时，EM2 反应了激光脉冲经过等离子体镜后的能量。因此可以对等离子体镜系统的能量反射率进行标定。

### 5.5.2 纳秒对比度

纳秒对比度的测量使用的是二极管。普通二极管的饱和电压一般是 5 V，示波器的显示范围约 1 mV-5 V。因此一般二极管和示波器配合时，其测量范围只

有  $10^{-3}$ – $10^{-4}$ 。这对于测量激光对比度来说，显然是不够的。因此采用如下的方法：

经过等离子体镜系统的反射光经过反射镜 P1 采集一小部分，通过楔形镜(W1)反射出靶室。经过分束片 (BS) 后一部分反射光经过反射镜 (Ag2 和 Ag3) 的反射后用透镜 (lens) 聚焦到二极管上 (PD)。透射光经过反射镜 (Ag1) 和衰减片 (Filter) 后进入到二极管。两束光进入到二极管的时间延时不同。这样一束衰减后弱的激光先到达二极管，而另一束聚焦后强的主激光后达到二极管。通过标定这两束光之间的衰减系数，可以单发测量激光的纳秒对比度。纳秒对比度的测量时间分辨率取决于二极管的响应时间和示波器的响应频率。

### 5.5.3 皮秒对比度

皮秒对比度的测量使用的是商用的三阶自相关仪 (Sequoia, Amplitude Technologies)。如图 5.13，使用反射镜 (P1) 采一部分主激光，经过楔形镜 (w2) 后反射出靶室，并通过反射镜 (Ag4) 入射到 Sequoia。Sequoia 是基于三阶自相关理论来测量激光对比度的具体参见第二章的描述。其技术原理是对入射光进行分束，其中一束光进行倍频，然后两束光进行合频。它是连续扫描式皮秒对比度测量装置，该装置内部的衰减和光电倍增管 (PMT) 的电压是随着入射激光的强度自动调节的，对比度测量极限是  $10^{-10}$ 。其时间分辨率可做到 20 fs，测量范围可到主脉冲前几百皮秒 ( $-300$  ps)。经过等离子体镜后的激光脉冲可达到  $10^{-10}$ ，接近 Sequoia 的测量极限，无法准确测量。

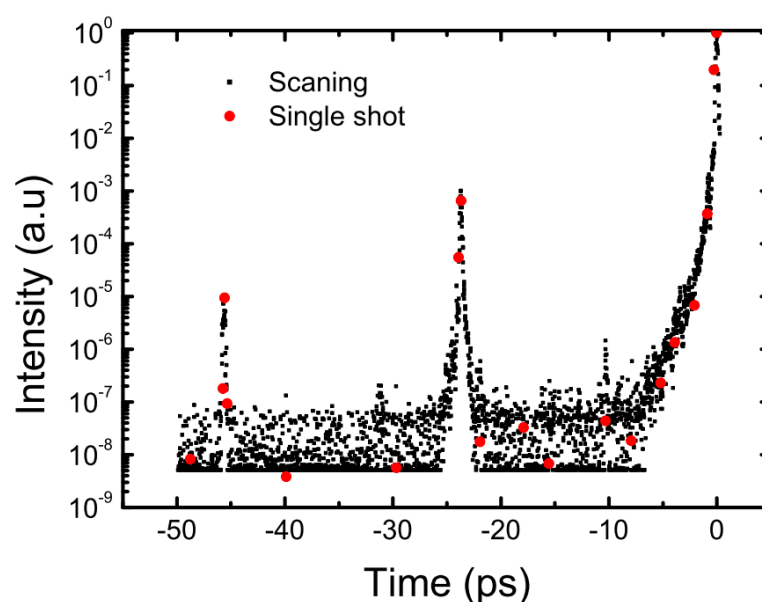


图 5.14 Sequoia 引入预脉冲信号

由 Sequoia 其原理可知：如果激光存在一个后脉冲，在三阶合频时，会在激光的前面产生一个信号（前脉冲），该脉冲与主脉冲的对比度是固定的，大约是实际的后脉冲和主激光对比度的平方关系。因此，在使用 Sequoia 测量激光对比度时，可以在光路中引入一个预脉冲，这样在主脉冲信号饱和时，预脉冲信号是不饱和的，通过预脉冲强度可以得到主脉冲的强度，同时 ASE 的强度也可以直接测量。实验中，在 Sequoia 前插入一片玻璃，玻璃的前后表面反射会产生后脉冲，这些后脉冲在主脉冲前产生一个“预脉冲”信号，多次反射会产生多个信号，这些信号在时间上是分开的，如图 5.14 所示（黑色点）产生的两个预脉冲信号。

等离子体镜的单发工作模式决定了采用连续扫描式测量对比度需要浪费大量等离子体镜发次，甚至一块等离子体镜无法测量出整个对比度曲线。因此在实验中采用单次测量的方法。为提高效率，首先在 OAPs 前面加反射镜来代替等离子体镜，分别扫描和单次测量其对比度，如图 5.13。这两种测量方式得到的结果是一致的。采用单次测量的手段标定其每个时间位置所需要使用的 PMT 电压和衰减，这样在有等离子体镜时，可以直接使用标定的电压和衰减以减小等离子体镜的使用发次。

#### 5.5.4 脉冲宽度

根据第二章的介绍，使用 FROG 可以测量激光的脉冲宽度。因此在本实验中，我们使用 FROG 测量激光的时间波形和相位信息。

#### 5.5.5 近场光斑分布

激光的近场分布测量是通过 CCD 测量的，把图 5.13 中能量计 EM2 换成 CCD 就可测量激光的近场分布。

#### 5.5.6 远场聚焦能力

激光经过长焦消像差非球面透镜 L2 的聚焦，通过楔形镜 (w3) 对能量进行衰减后，经过反射镜 (Ag5) 到 CCD 上。等离子体镜表面会激发二倍频信号，因此远场分布和近场分布的测量中，需要过滤掉 (Filter) 400 nm 的倍频光。

### 5.6 等离子体镜对脉冲对比度的提升和激光远场焦斑的影响

激光脉冲经过等离子体系统后的远场焦斑分布和反射率如图 5.15 所示。首先，激光以低能量入射到等离子体镜的镀银位置时，此时等离子体镜还未触发电

离，激光焦斑远场分布呈现类似高斯分布的圆斑，如图 5.15 (a) 所示。当入射到等离子体镜上的激光强度上升到  $I_{pm} = 9.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$  时，等离子体镜已经电离，此时激光的焦斑分布如图 5.15 (b) 所示。焦斑分布比起无电离时，并无明显的变差。随着等离子体镜上的激光强度逐渐增加，从  $I_{pm} = 9.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$  到  $I_{pm} = 5.6 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ ，此时远场焦斑分布开始出现一些弥散的背景，如图 5.15 (c) 所示，此时对应的激光强度为  $I_{pm} > 2.3 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ 。

当激光强度继续增加到  $I_{pm} = 2.6 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$  时，焦斑分布如图 5.15 (d) 所示，此时焦斑分布几乎完全弥散开。图 5.15 (e) 表示对于不同的入射到等离子体镜的激光强度，不同的焦斑半径内包含的能量。随着  $I_{pm}$  的增加，焦斑内的能量集中度逐渐减小。激光的反射率和斯特列尔比 (Strehl ratio)，如图 5.15 (f) 所示。在这里，斯特列尔比定义为焦斑内强度从峰值衰减到原来的  $1/e^2$  处所包含的能量占总能量的比值。当  $I_{pm} < 5.6 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$  时，随着入射激光强度的增加，等离子体镜的反射率逐渐增加，从 45% 增加到 80%，而斯特列尔比缓慢下降；当  $I_{pm} > 5.6 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$  时，激光的反射率开始下降，斯特列尔比急剧下降。这是由于等离子体镜的临界密度面的膨胀导致反射面不是一个平面。图中虚线所示为无等离子体镜系统时，激光的斯特列尔比。

实验中没有发现激光的焦斑有改善的情况，这与一些文献里报道的等离子体镜具有空间滤波作用，因此可以改善远场焦斑分布这一现象是不一致的 [110, 185-195]。这种焦斑分布变差的情况一方面可能是由于激光主脉冲前的上升沿或预脉冲电离等离子体镜表面，产生的等离子体随时间进行扩散，当主脉冲到来时，由于等离子体膨胀导致的激光反射的临界密度面发生畸变，使得激光的波前发生畸变 [192]。另一方面可能是由于等离子体镜对激光近场光斑的空间调制。

激光的聚焦功率密度一方面取决于等离子体镜系统的反射率，另一方面取决于斯特列尔比。它们的平衡点是等离子体镜工作的最佳条件。如图 5.15 所示，当  $2.3 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2 < I_{pm} < 4.2 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$  时，等离子体镜系统的斯特列尔比和反射率处在相对稳定的区域，此时是等离子体工作的最佳入射激光强度。因此选择在等离子体镜工作的最佳位置  $I_{pm} = 2.3 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$  时测量激光的

皮秒对比度和纳秒对比度。

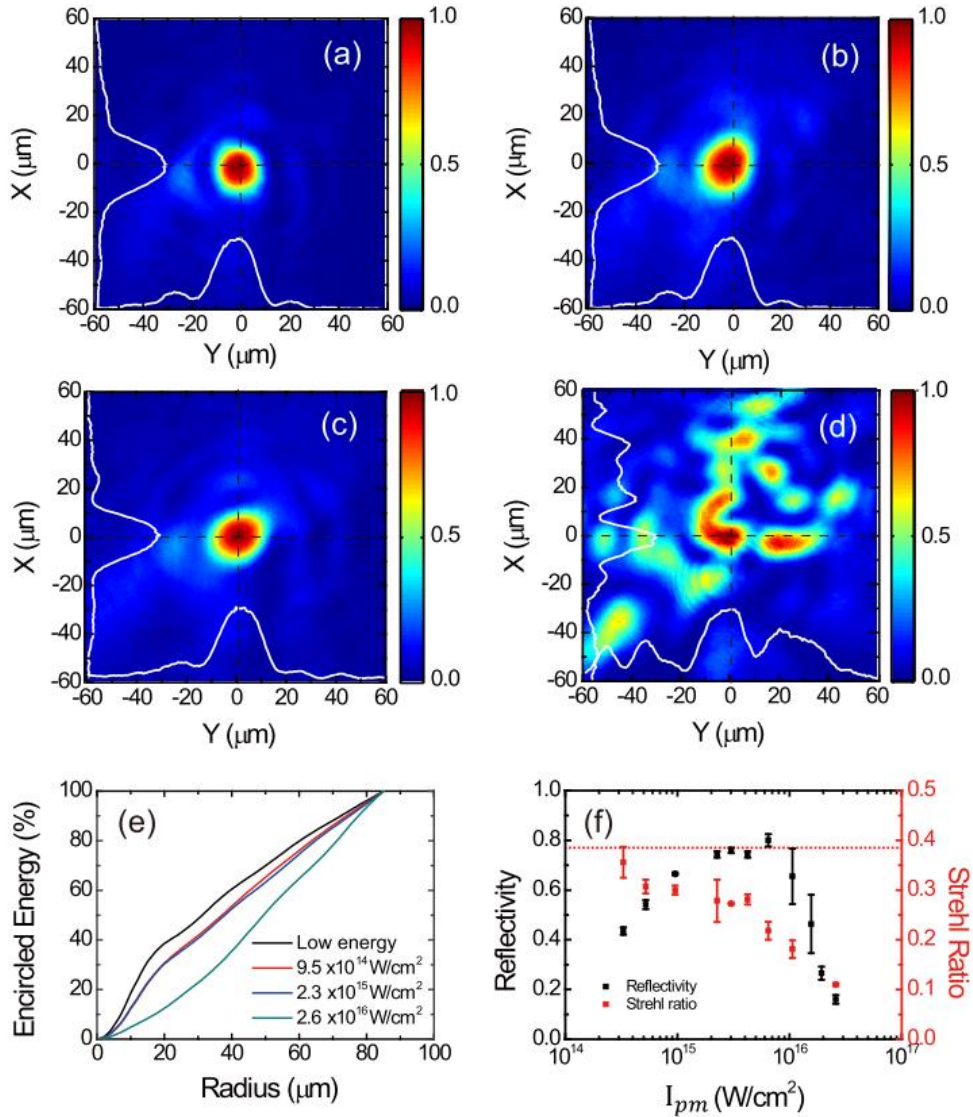


图 5.15 远场焦斑空间分布

等离子体镜系统对激光的纳秒对比度和皮秒对比度的提升如图 5.16 所示。在  $-30 \text{ ns}$  处存在一个“预脉冲”，此预脉冲是一个假的预脉冲。如图 5.13 所示，该假脉冲是在单次测量激光对比度的过程中引入的，用来标定过度饱和的主激光的强度。当无等离子体镜时，在主脉冲之前存在两个预脉冲，从时间上看，其位置分别是  $-10 \text{ ns}$  和  $-21 \text{ ns}$ ，强度分别是  $2 \times 10^{-6}$  和  $7 \times 10^{-6}$ ，经过等离子体镜后，其强度大大降低，信号强度小于本次二极管探测极限的背景噪声 ( $< 10^{-7}$ )。经过等离子体镜后，在  $-17 \text{ ns}$  和  $-12 \text{ ns}$  的位置有两个脉冲（红色线），这两个脉冲是由于测量过程中反射镜（银镜）表面的反射光产生的，因此在时间上与

两个预脉冲的位置不同。对应于-17 ns 和-12 ns 的位置处，如图所示。

图 5.16 所示为等离子体镜对激光皮秒对比度的增强。其中蓝色线和黑色线分别代表在无等离子体镜时，Sequoia 测量的扫描皮秒对比度和单发测量的皮秒对比度。无等离子体镜时，激光的对比度 $\sim 10^{-8}$ ，经过等离子体镜后，激光的对比度为 $\sim 10^{-10}$ （红线所示）。激光的对比度上升了两个数量级。

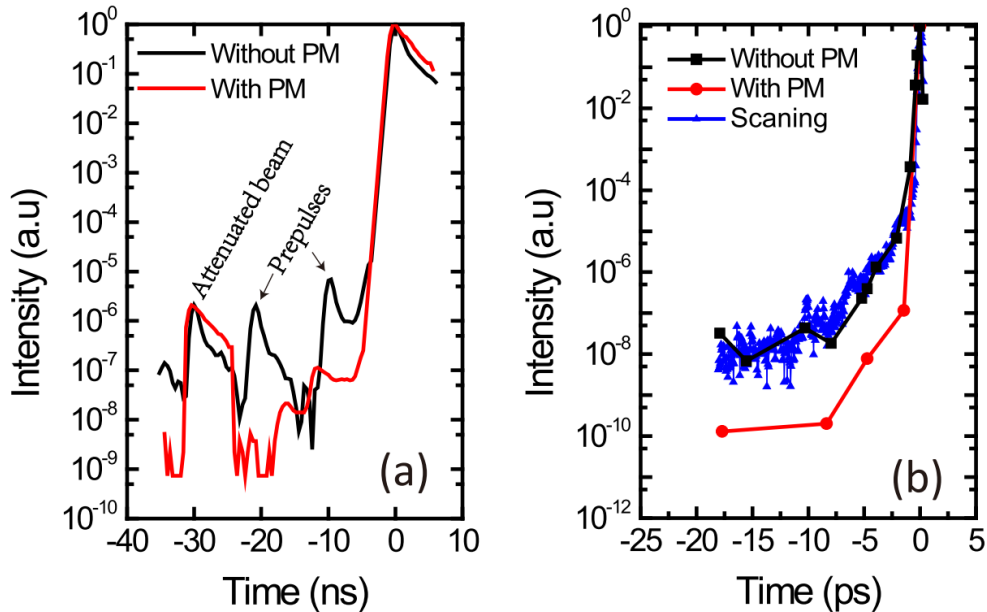


图 5.16 激光的皮秒和纳秒对比度的提升

## 5.7 等离子镜对于光斑近场的调制

### 5.7.1 实验结果

激光的近场强度分布是表征激光脉冲的另一个重要参数，它是激光光斑的空间强度分布，对于光学元件的损伤和激光脉冲的可聚焦性都有重要意义。在本实验中，通过比较在有无等离子体镜的情况下，激光的空间强度分布，反映了等离子体镜技术对光束空间强度分布的调制。

如图 5.17 所示，其中(a)为无等离子体镜的情况下，光束的初始空间强度分布。图 5.17(b)-(d)分别对应入射到等离子体镜的强度分别是 $3.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 、 $2 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ 和 $5.5 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ 时等离子体镜后的空间强度分布。激光光斑在入射到等离子体镜时，类似一个帽沿型的分布，而经过等离子体镜后其空间强度分布受到调制，呈现中间低两边高的马鞍形分布。这种调制强度随着入射到等离子体镜上的激光强度的变化呈现明显变化。



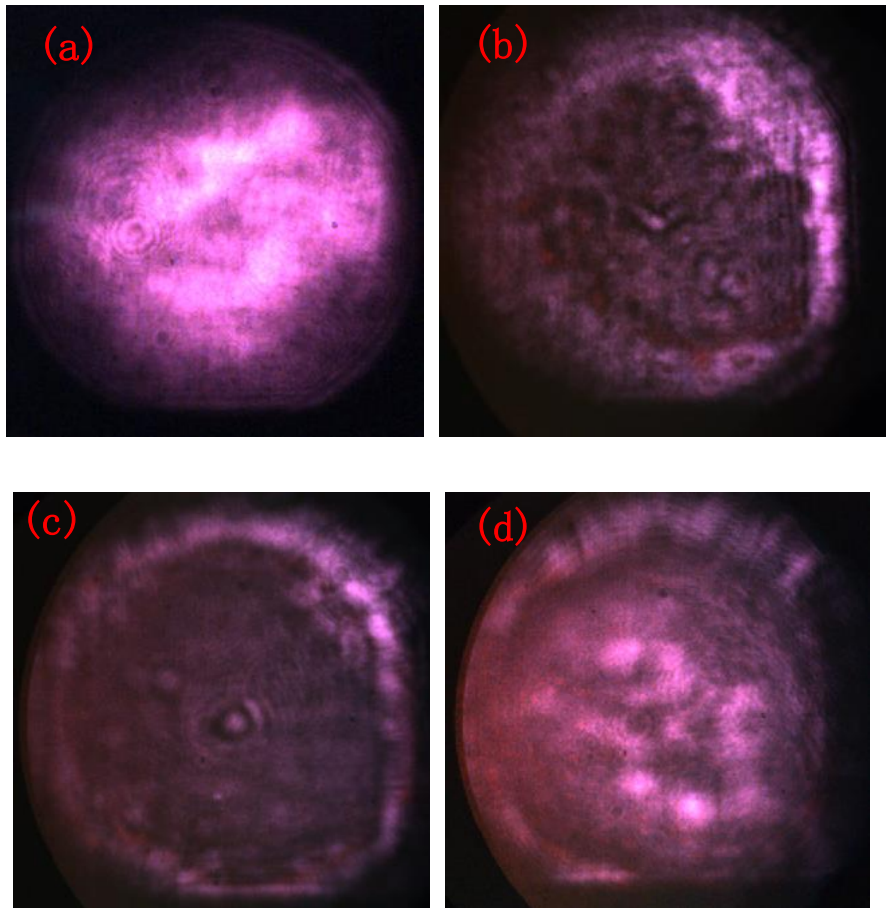


图 5.17. 近场光斑空间强度分布

这种调制产生的原因：等离子体镜表面产生的等离子体分布与入射到等离子体镜上的激光强度密切相关。其光斑强度分布可用图 5.18 表示。当入射到等离子体镜上光强比较低时，等离子体镜表面在位置 1 的激光强度较高，等离子体电离，迅速产生临界密度的等离子体，激光的反射率较高，而在位置 1 以外的位置，激光的强度不足以电离或电离时间比较晚，因此反射率比较低。在空间上会造成光斑中间的反射率比较高，而两侧的反射率低，因而形成一种类似“硬边光阑效应”。激光在传播一段时间后，这种“硬边光阑效应”会产生衍射，其分布与图 5.17 (c) 相似。随着入射激光强度的增强，这种“硬边光阑效应”会减弱。

图 5.18 不同激光强度造成的等离子体镜的表面的损伤，其中 (a) 和 (b) 分别对应入射激光强度为  $3.5 \times 10^{14} \text{W/cm}^2$  和  $2 \times 10^{15} \text{W/cm}^2$  时所造成的损伤。而这种空间上的强度调制来源于等离子体镜表面的电离状态。在低光强下，如图 5.19 (a) 所示，等离子体镜表面由于电离不均匀，因此光斑中间的反射率非常不均匀，在空间上形成多个光阑效应。因此反射光的分布在空间上也会产生这样的不均匀性，如图 5.17 (b) 所示。光斑中间有一些非均匀区域，这种非均

匀区域可理解是由于多个硬边光阑效应在传播过程中演化叠加在一起形成的。

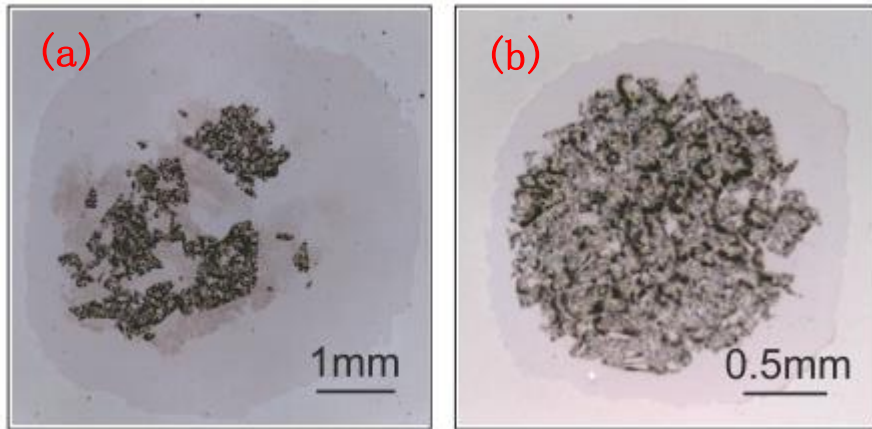


图 5.18 等离子体镜的表面的损伤

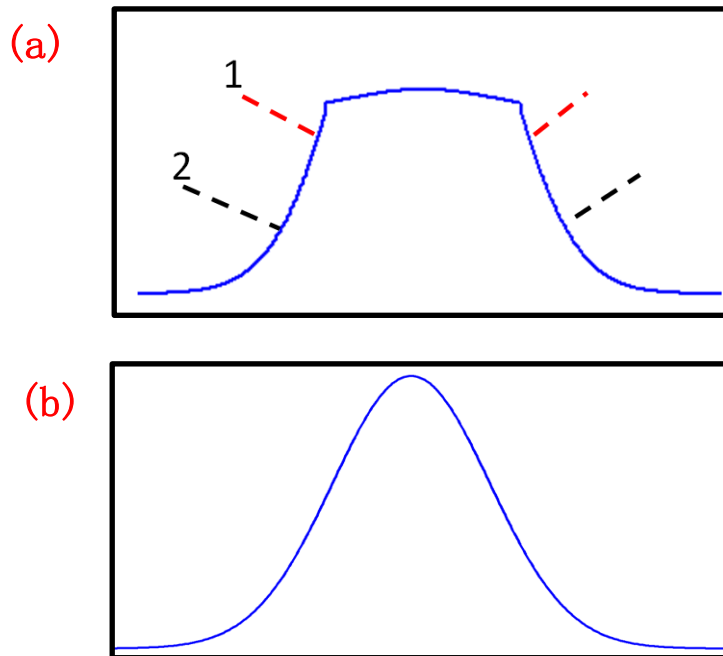


图 5.19 光斑的空间强度分布

为验证这种空间“硬边光阑效应”的影响，我们用 Zemax 模拟了一束平顶分布的激光经过不同大小的光阑后形成的空间强度分布。入射激光的口径是 100 mm，经过透镜聚焦后再经过另一个相同的透镜进行准直。透镜设置为平凹透镜，曲率半径是 500 mm，厚度为 5 mm。在透镜之后 945 mm 位置放置一光阑，口径大小是 1 mm。激光经过第二个相同的准直透镜准直。在 zemax 模拟中，把等离子体镜产生的硬边光阑效应等效成一个光阑。当准直后的激光光斑传播 1 m 后，其光斑空间强度分布如图 5.20 所示。图 5.20 (a) 表示无光阑时，激光光斑的空间强度



分布是平顶的。(b) 为有光阑时激光在观察位置处 (1 m) 的光斑空间强度分布。由图 5.17 的分析可知, 对于不同的入射激光强度, 产生的这种硬边光阑的大小是不同的。因此, 在 Zemax 的模拟中, 不同大小的激光光阑在物理上实际反映了入射到等离子体镜上的不同激光强度。在图 5.20 (b) 中, 光束的空间强度分布呈现光斑的中心位置和边缘位置比较高, 其他位置比较低的分布。这与图 5.17 (c) 中所示的光斑空间强度分布结果一致。

因此通过 zemax 的模拟可知, 激光经过等离子体镜后, 其在空间上的强度调制与实验结果比较类似。需要注意的是, 如果聚焦到等离子体镜上的激光光斑较大 (几毫米大小), 那么其空间强度分布呈帽沿型的平顶分布, 如图 5.18 (a); 当聚焦到等离子体镜上光斑较小时, 其空间强度分布呈高斯分布, 如图 5.18 (b)。根据此可以推测, 减小激光聚焦到等离子体镜上的光斑大小, 比如降低激光强度, 减小等离子体镜上的聚焦光斑, 那么这种在空间上“硬边光阑效应”的调制会逐渐演变成空间滤波效应。这与很多文献中报道的等离子体镜具有空间滤波效应相一致[220-222]。

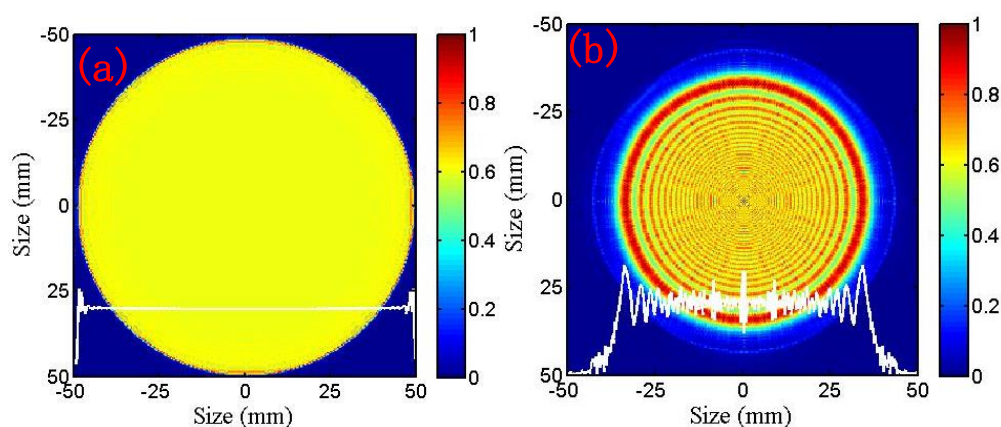


图 5.20 激光光斑空间强度分布

### 5.7.2 菲涅尔衍射的远场焦斑分布

为了研究这种激光光斑在空间上的强度调制对激光聚焦能力的影响, 我们对激光的远场聚焦能力进行了研究。激光经过透镜聚焦后, 其焦斑的空间场分布由菲涅尔公式决定:

$$U_{(x,y)} = \frac{1}{j\lambda z} \exp(jkz) \exp\left[j\frac{k}{2z}(x^2 + y^2)\right] \times \int_{-\infty}^{+\infty} U_{(x_0,y_0)} \exp\left[j\frac{k}{2z}(x_0^2 + y_0^2)\right] \quad (5.1)$$

对于如图 5.17 (a) 和 (c) 所示的激光空间强度分布, 经过透镜聚焦后, 菲涅尔衍射的远场焦斑强度空间分布分别为图 5.21 (a) 和 (b) 所示, 其强度是归一化的。图 5.21 中的焦斑分布没有考虑激光脉冲的波前畸变, 而把激光看成是一个具有平面波前的脉冲。比较 (a) 和 (b) 可知, 焦斑的大小很相似, 强度的空间分布有比较大的差别。图中红色圈的直径是 8  $\mu\text{m}$ , 内部包含的能量分别占激光总能量的 71.6% 和 73.4%。

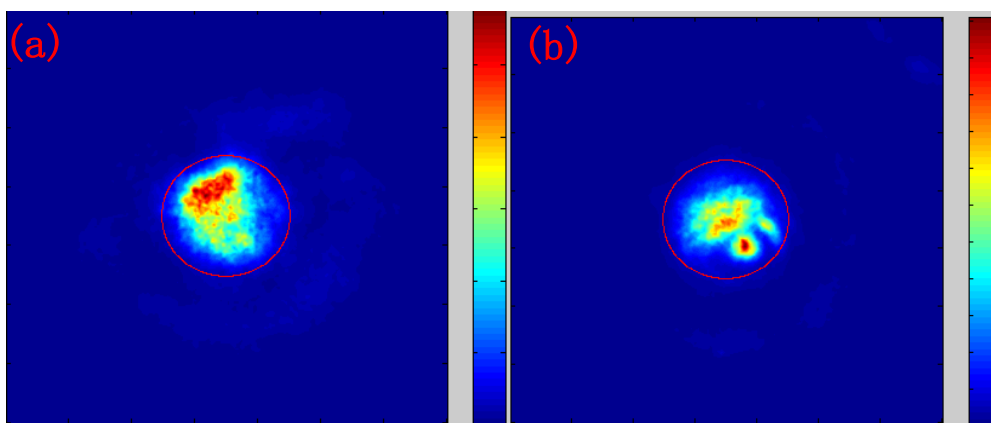


图 5.21 激光远场空间强度分布

因此, 如果不考虑激光本身的波前畸变, 单就由于近场的光斑空间强度分布对远场焦斑空间强度分布造成的影响来看, 经过等离子体镜的激光脉冲, 在强度上具有马鞍形的结构, 与入射激光相比, 其能量集中度十分接近, 甚至稍有改善。因此等离子体镜的这种空间强度分布的调制不会对激光聚焦焦斑产生较差的影响。

## 5.8 等离子体镜对于脉冲宽度的影响

前面介绍了激光脉冲经等离子体镜后, 在纳秒和皮秒时间尺度上的时间特征, 即对比度提升两个数量级。等离子体镜在应用过程中, 考虑到等离子体镜对激光对比度的提高时, 等离子体镜的触发位置应该尽可能靠近主脉冲, 这样做有两方面的考虑: 第一, 对在时间上非常靠近激光主脉冲的上升沿有抑制作用, 第二, 激光脉冲上升沿的触发时间比较晚, 对激光脉冲的波前畸变影响较小。因此, 单

就对比度提高这个因素来说, 等离子体镜应该尽可能在靠近主脉冲峰值位置触发。但是一般等离子体镜在实际应用过程要考虑到激光的反射率。

由图 5.16 (b) 所示的皮秒对比度图可知, 激光在靠近主脉冲位置, 其强度随时间增加非常迅速。在激光等离子体相互作用实验中, 激光的上升沿和预等离子体的分布密切相关, 同时由于等离子体的非线性响应, 激光脉冲的上升沿与激光等离子体相互作用的过程密切相关[223]。因此, 知道激光脉冲在所有时间范围内的脉冲波形对激光等离子体相互作用的很多过程, 特别是对基于纳米靶的激光质子加速的 RPA 和 BOA 过程有重要意义[49, 224, 225]。对于纳米靶, 在激光脉冲峰值到达时, 保持靶材料的完整。因此激光需要有一个非常陡峭的上升沿, 产生的接近固体密度的等离子体标长需要非常短, 以保证质子加速的稳定性[226, 227]。理论结果表明: 等离子体镜可以陡化激光脉冲的上升沿[228, 229], 最近的实验也表明, 激光等离子体相互作用中质子加速过程中, 激光脉冲强度随时间的演化对应了不同的质子加速机制[230]。因此对于高对比度激光脉冲, 表征激光脉冲, 特别是靠近主脉冲位置的激光强度分布对质子加速过程是十分重要的。目前来说, 等离子镜应用的最佳位置是综合考虑了激光的反射率和远场聚焦特性的影响。激光脉冲宽度这一参数至今还未测量, 一般假设在经过等离子体镜后, 激光的脉冲宽度是不变的。Sequoia 可以测量激光脉冲的时间波形, 其时间采样率约为 $\sim 20\text{fs}$ , 这对于亚皮秒 ( $\sim 100\text{fs}$ ) 时间尺度的时间波形的测量显然是不够的, 而且抖动性也比较大。

本节主要介绍了等离子体镜对激光脉宽的影响。这种影响是由入射到等离子体镜上的激光强度和激光脉冲的初始啁啾决定的。

如图 5.22(a)所示, 激光经过等离子体镜系统后, 一部分光经过反射镜(M4)采集, 经过两个楔形镜(W1 和 W2)的反射进入到 FROG(GRENOUILLE, Swamp Optics, LLC) 里面测量其脉冲波形。时间分辨率为  $1.2\text{fs}$ , 光谱分辨率是  $1.3\text{nm}$ 。反射镜 M3 采集另一束光经过分束镜 (BS) 后一部分进入光纤光谱仪, 另一部分进入 Sequoia 测量对比度。激光脉冲的对比度如图 5.22 (b) 所示, 激光脉冲的初始对比度在主脉冲 $-20\text{ps}$ 之前优于  $10^{-8}$ , 在 $-1\text{ps}$ 之前优于  $10^{-5}$ 。经过等离子体镜后, 对比度上升两个数量级, 分别是在 $-20\text{ps}$ 之前优于  $10^{-10}$ , 在 $-1\text{ps}$ 之前优于  $10^{-7}$ 。图 5.22 (c) 是用 FROG 直接测量的激光脉宽的二倍频图像, 其中横轴代表时间, 纵轴代表光谱。FROG 的测量结果通过反演可以得到激光光谱强度和相位信息。

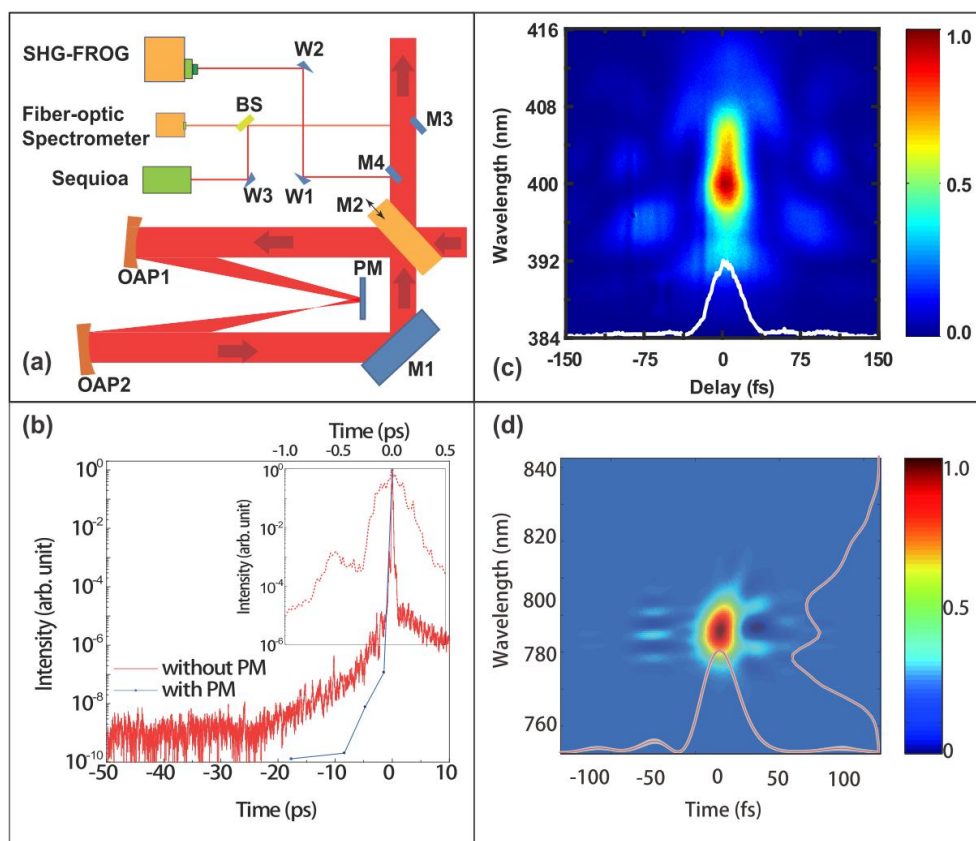


图 5.22 实验布局和典型结果

由图 5.22 (c) 可以得到 Wigner 分布如图 5.22 (d) 所示，其中激光主峰之前存在两个预脉冲，其强度分别是 5%和 20%。这种预脉冲一般是由于激光脉冲存在色散造成的，理论上可以补偿，但实际上一般是比较难以补偿的。这种预脉冲可能会对激光等离子体相互作用产生重要影响。比如超热电子会被这种强的预脉冲产生的磁场束缚住，其发散角会减小[231, 232]。另外利用双脉冲技术可以增强激光质子加速中产生的质子束的能谱[233, 234]。这种增强可归结于多脉冲产生了多层的鞘层场。多脉冲产生使激光等离子体过程更加复杂，同时也会带来新的物理过程。而这种预脉冲可以通过在主脉冲上引入三阶色散来产生[235]。

如图 5.23 FROG 测量的脉冲时间波形随入射到等离子体镜上的激光能流的变化而变化。其中灰色的区域是不同发次之间的抖动。图 5.23 (a) - (d) 分别对应于入射到等离子体镜上的能流分别是： $140 \text{ J/cm}^2$ ， $50 \text{ J/cm}^2$ ， $23.8 \text{ J/cm}^2$ ， $14 \text{ J/cm}^2$ ， $9.2 \text{ J/cm}^2$ 和  $6.5 \text{ J/cm}^2$ 。其中 5.23 (a) 与入射到等离子体镜上的初始脉冲波形接近，如图 5.22 (d) 所示。随着等离子体镜上的激光强度的减小，主脉冲前面的预脉冲强度被逐渐压制了。当激光能流  $<23.8 \text{ J/cm}^2$ 时， $-80 \text{ fs}$  附近的第一个预脉冲逐渐“消失”，继续减小入射激光强度， $-40 \text{ fs}$  附近的第二个

预脉冲“消失”。但是激光的后脉冲一直存在，且其强度几乎不变。这种预脉冲随入射激光强度的减小而被压制的现象是非常好理解的：当入射激光比较强时，等离子体镜触发的时间非常早，远早于-80 fs，因此两个预脉冲接近完全反射；主脉冲和预脉冲之间的强度比值几乎不变。当入射激光强度逐渐减弱时，等离子体镜的触发时间越来越靠近主脉冲，预脉冲的强度不足以触发或部分触发等离子体镜时，预脉冲的能量或者透射，或者与等离子体镜相互作用过程中被消耗掉了。

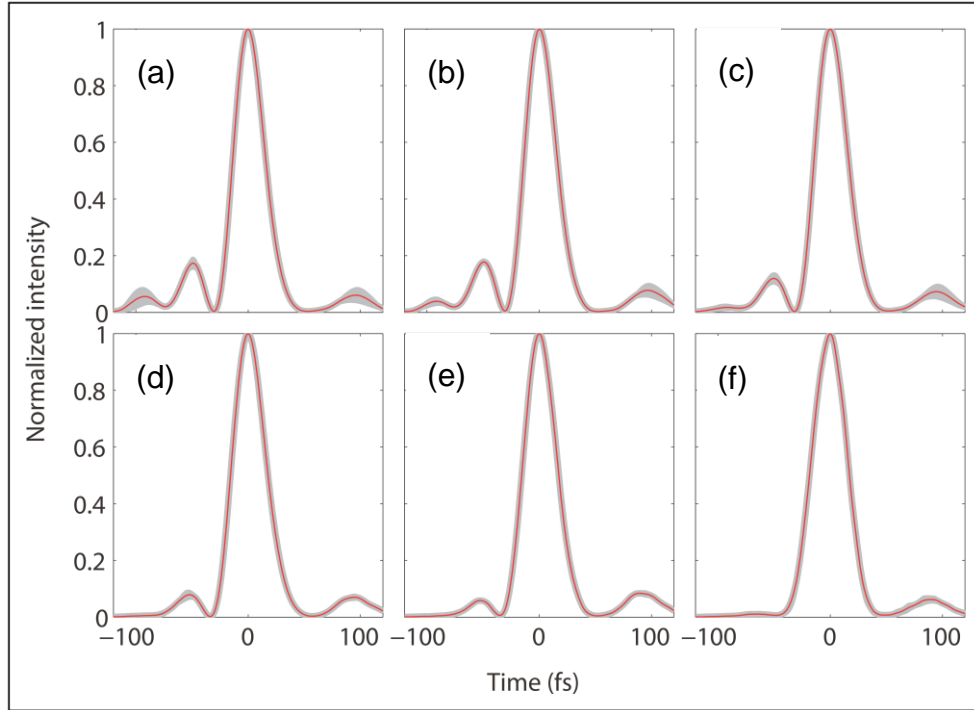


图 5.23 FROG 测量的脉冲时间波形

如图 5.24 (a) 所示为激光的脉宽（半高全宽，FWHM）和等离子体镜的反射率与入射激光能流之间的关系。随着入射激光能流的增加，激光的反射率逐渐增加，从 32% 上升到 70%。而激光的脉宽逐渐减小。无等离子体镜时，激光的初始脉宽为 31 fs，随着激光入射能流的减小，脉宽逐渐增加到 36 fs。其中 error bar 是由于不同发次之间的抖动。由于激光脉宽变化比较小，为了验证激光的脉宽变化是否是由于测量过程引起的，比如 FROG 在测量的过程中由于入射激光能量的不同产生的测量误差。我们研究了对于不同的入射到 FROG 的激光能量，FROG 测量的激光脉宽结果如图 5.24 (b)。其变化量非常小，因此激光脉宽的测量值不是测量过程的误差。

激光脉冲在时间上波形变化可能有如下几方面的因素：第一，经过等离子体镜后，激光脉冲的上升沿会陡化[228]；第二，激光脉冲在等离子体内的自相位

调制会减小脉宽[65]；第三，非线性的时间空间耦合会导致脉冲波形的变化[228]，特别是远场焦斑分布具有明显的畸变时，这种现象会更加明显。由上一节的分析知，激光的远场焦斑无明显的畸变，因此在本节的讨论里，时间空间的畸变对脉冲宽度的变化无明显影响。

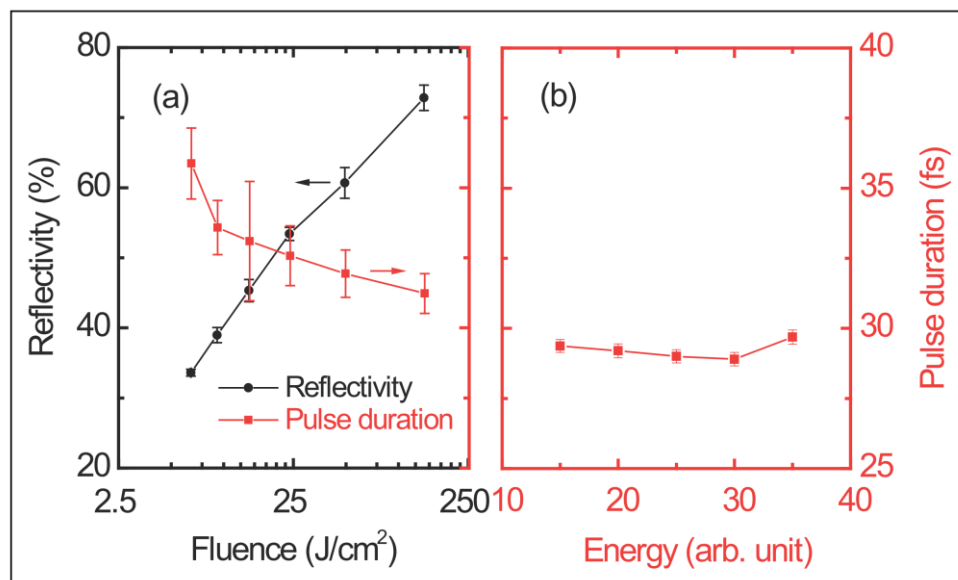


图 5.24 激光脉宽和反射率

为了探索这种经过等离子体镜后，激光脉冲波形的变化，通过 FROG 测量的图像可反演出经过等离子体镜后的光谱信息。如图 5.25 所示。图中 (a) - (f) 分别对应图 5.23 中 (a) - (f) 的脉冲波形。在图 5.25 (a) - (f) 中，随着入射到等离子体镜上的激光能流的增加，激光脉冲光谱具有窄化效应，这种光谱的窄化效应在长波长位置特别明显。在短波位置，光谱具有调制。这种现象可解释为：入射激光一开始具有负啁啾，如图 5.22 (d) 所示。当激光入射到等离子体镜时，激光脉冲的上升沿与等离子体镜发生作用，导致能量损失，由于系统存在负色散，因此激光的上升沿在时间上对应长波的部分，这部分的光先与等离子体镜发生作用，因而造成能量损失，导致这部分的光谱的强度减小。因此光谱中长波的部分强度变小。随着入射到等离子体镜上的激光能流的减小，等离子体镜的触发时间越来越晚，因此该部分光谱的损失也就越来越严重。导致图 5.23 所示的激光主脉冲前面的预脉冲强度随入射激光强度的减小而减小。正是由于光谱的窄化，导致了傅里叶变换后的激光脉宽的增加，如图 5.24 (a) 所示。这与之前所认为的激光经过等离子体镜后激光脉宽保持不变是不同的。激光脉冲在短波长区域的变化可以归因于等离子体的演化和等离子体引起的调制。



我们进行了另一个实验来验证等离子体镜对光谱窄化的这种调制效应。如果在激光脉冲中引入三阶正啁啾，那么可以推断：激光脉冲在经过等离子体镜后，会在短波区域有强度损失，因此光谱窄化效应主要效应出现在短波区域。基于此，我们用光谱仪测量了经过等离子体镜后的激光光谱，同时用 FROG 测量其脉宽。如图 5.26 所示。图中 5.26 (a) 显示了光纤光谱仪测量的激光光谱随入射到等离子体镜上的激光能流 ( $5.5\text{--}110\text{ J/cm}^2$ ) 的变化。初始的激光光谱比较宽，随着入射等离子体镜的激光强度的降低，光谱在短波区域强度有明显减小。这是因为当激光具有正啁啾时，波长的短波区域在等离子体镜上的强度被“压制”。

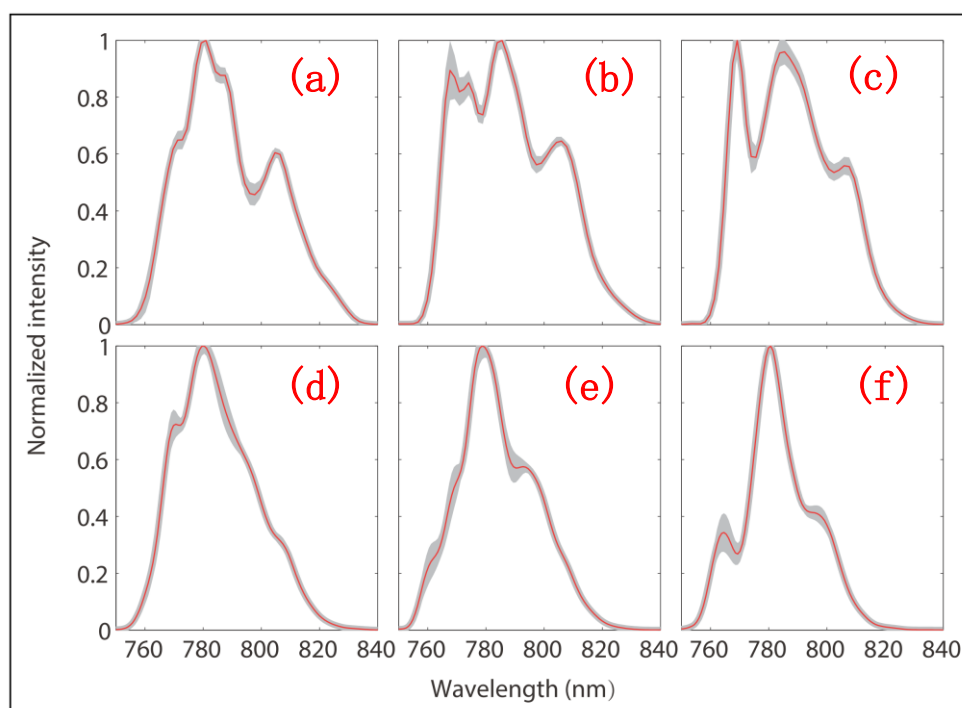


图 5.25 等离子体镜反演的光谱

对于不同的入射到等离子体镜的激光强度，激光脉冲的时间波形如图 5.26 (b) 所示。其中脉冲时间波形归一化到激光第一个后脉冲 (+44 fs) 的强度。绿色红色和蓝色三条线分别代表  $I_i=108\text{ J/cm}^2$ 、 $I_i=37.5\text{ J/cm}^2$  和  $I_i=16.3\text{ J/cm}^2$ 。通过比较第二个后脉冲 (+88fs) 的强度可以得到不同发次之间的抖动。对于入射到等离子体镜的激光能流比较高时，如绿色线所示，主脉冲的反射率比较高，随着激光能流的降低，主脉冲强度下降，这是由于激光正色散产生的后脉冲在主激光之后，当激光能流比较低时，等离子体镜先与主脉冲发生作用，导致主脉冲强度变弱，短波波长也变弱，而主激光之后的两个脉冲其强度基本不变。

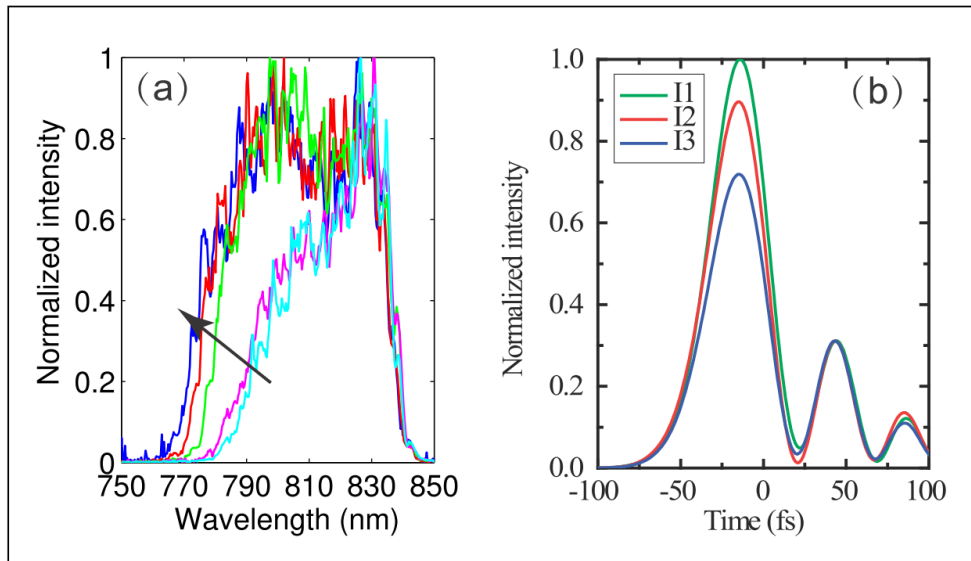


图 5.26 激光光谱和脉冲波形

本节中我们介绍了激光脉冲经过等离子体镜后的时间波形和光谱的调制。光谱的窄化效应和脉冲时间波形与入射激光的啁啾密切相关。研究这种脉冲时间和光谱的调制有助于我们了解经过等离子体镜后的激光脉冲时间波形，对研究激光等离子体相互作用中的一些物理过程有重要应用价值。

## 5.9 等离子体镜的应用

根据之前的介绍，利用等离子体镜技术激光的纳秒和皮秒对比度可以提高两个数量级，利用这种高对比度激光有助于我们对质子加速和高次谐波等进行实验研究。因此利用等离子体镜技术产生的高对比度激光为这些激光等离子体相互作用提供了激光条件。下面介绍两个利用等离子体镜增强激光质子加速和高次谐波的产生的实验应用。

### 5.9.1 质子加速的增强

质子加速实验布局如图 5.13 所示。激光经过 1/4 OAP 聚焦到靶面，实验中使用的靶按照厚度的不同，分别是厚的铝靶和薄的碳靶。激光聚焦到 6  $\mu\text{m}$ ，包含了 30% 的激光能量。激光的入射角是  $9^\circ$ ，水平 (p) 偏振，入射到靶面的激光强度为  $5.8 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ 。通过移动反射镜 (RM) 可实现有等离子体镜的高对比度激光脉冲和无等离子体镜低对比度的激光脉冲输出。其中考虑到激光的反射率和斯特列尔比 (图 5.15) 之间的平衡，选择入射到等离子体镜上的激光脉冲强度是  $2.3 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ 。在靶后法线方向加入汤姆逊谱仪和 RCF 堆栈分别来测量



质子的能谱和空间分布。

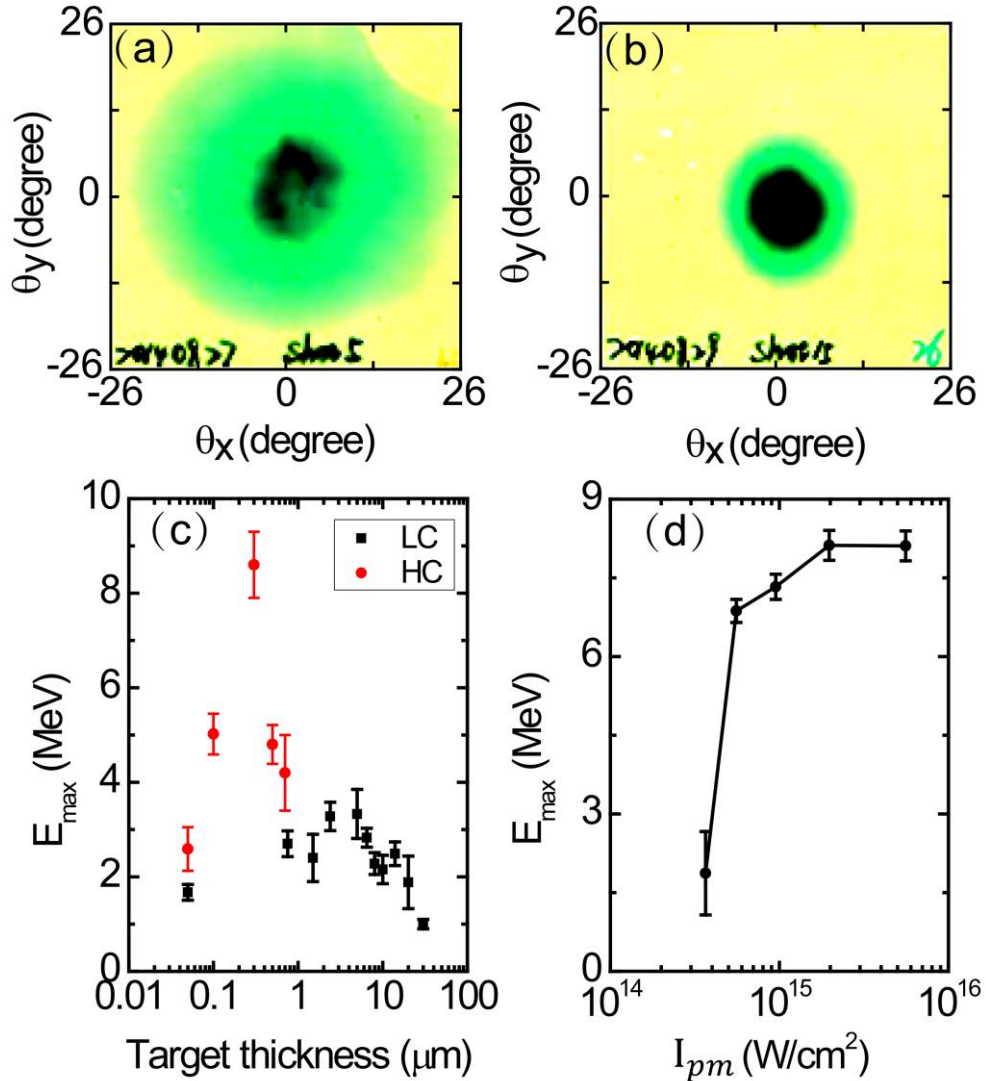


图 5.27 质子发散角和最大能量

首先我们研究了激光对比度对质子空间分布的影响。图 5.27 (a) 和 (b) 分别表示在低对比度和高对比度的条件下测量的质子发散角。在低对比度下，质子的发散角比较大，而在高对比度下，质子的发散角有了显著降低[65]。图 5.27 (c) 所示为对于不同的激光对比度，最大质子能量随靶厚度的变化关系。对于低对比度的情况 (Low contrast, LC)，最佳靶厚是  $6.5 \mu\text{m}$ ，对应的最大质子能量是  $3.3 \text{ MeV}$ ，这可能是由于 ASE 和预脉冲导致的靶后等离子体演化[63]。在高对比度时，最佳靶厚度降为  $0.3 \mu\text{m}$ ，此时质子的最大能量为  $8.6 \text{ MeV}$ 。质子的最大能量有了显著提高。另外我们验证了对于  $0.3 \mu\text{m}$  厚的铝靶，质子的最大能量和入射到等离子体镜的激光强度之间的关系，如图 5.27 (d) 所示。随着  $I_{pm}$

的增加，质子的最大能量逐渐增加，当 $I_{pm} > 2.3 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ 时，随着 $I_{pm}$ 增加到 $5.6 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ 时质子最大能量趋近于饱和。因此，等离子体镜技术是一种稳定的提高激光对比度的方法，这种高对比度激光脉冲可以应用到质子加速中。

### 5.9.2 高次谐波的增强

相对于高对比度激光对质子加速的增强，我们同时研究了激光脉冲的对比度对基于 coherent wake emission (CWE) 机制产生的 21 阶以下的高次谐波的增强[236]。实验中，水平偏振的激光脉冲以 15 度入射到高平整度的熔石英靶面上。激光能量 1.7 J，焦斑大小 6  $\mu\text{m}$  (FWHM)，包含了 25% 的激光能量，因此峰值功率为 $6 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ 。

图 5.28 (a) 和 (b) 分别是有等离子体镜和无等离子体镜时的激光脉冲产生的高次谐波。对于 17-21 阶高次谐波信号，当激光脉冲对比度较低时，其信号强度几乎在背景以下如图 5.28 (b)，而在高对比度下，信号有了显著的增强。图 5.28 (b) 中三条虚线代表了铝的吸收边。

在 CWE 机制中，根据之前的介绍可知 CWE 机制和电子的真空加热密切相关，如果等离子体密度梯度比较陡峭，有利于尾场的辐射，相反，如果预等离子体标长太长，不利于尾场的激发。

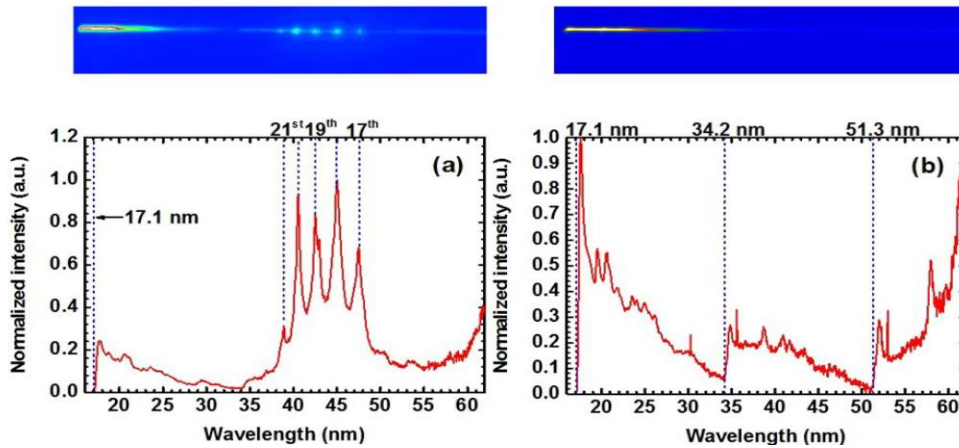


图 5.28 高次谐波光谱[236]

### 5.10 小结

在本章中，我们建立和表征了等离子体镜系统。研究了激光脉冲经过等离子体镜后，在纳秒、皮秒和飞秒的时间尺度上的激光脉冲波形。同时表征了等离子

体镜对激光近场和远场的空间强度分布的调制。利用这种等离子体镜技术，成功地增强了质子加速和高次谐波的产生。



## 第六章 光栅靶增强质子加速的研究

激光等离子体相互作用产生的质子束可应用到质子照相、肿瘤治疗、新型快点火方案、温稠密等离子体和核物理等方面。质子束在这些方面的具体应用已经在第一章中重点介绍过。基于质子束的这些潜在的应用价值，研究如何增强质子束的品质就显得尤为重要。在本章中我们重点讨论利用特殊结构的光栅靶来增强质子束的最大能量和激光到质子的转换效率。

### 6.1 靶表面结构增强质子加速的方法

优化靶表面结构也可以增强质子加速。微结构靶一般指的是在平面靶表面附着一层微结构。而这些表面附着的微结构从材质、形状和大小等有方面都有很大区别。比如表面附着的泡沫[237]，小球[238]和类似雪花结构[239, 240]等。对于不同的微结构靶，其质子加速增强的机制也是不同的。下面举一些例子来简单介绍微结构靶对质子的加速的增强。

#### (1) 靶表面产生可控的预等离子体分布

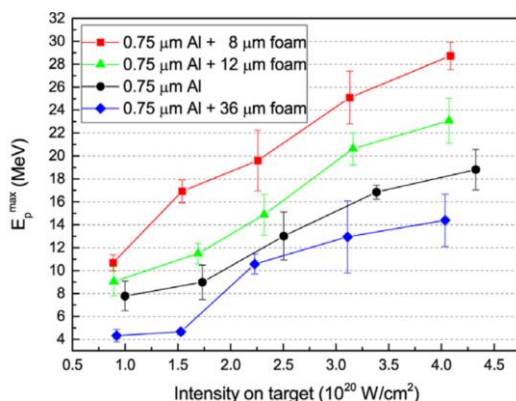


图 6.3 质子截止能量与激光强度和靶结构的关系[237]

如图 6.3 所示，在  $0.75 \mu\text{m}$  厚的铝靶表面附着一层泡沫，激光与靶表面的泡沫相互作用时产生了接近临界密度的预等离子体。通过控制泡沫的厚度来优化表面预等离子体分布，可以实现可控的预等离子体。根据前面的介绍，优化预等离子体的有助于激光的能量吸收和质子加速[237]。

#### (2) 纵向局域场的增强

如图 6.4 所示，激光与表面附着类似“雪花”的微结构靶相互作用，在微结构的顶端会产生强的局域场，如图 (a) 所示[240]。该电场可以对电子和质子进

行加热，如图 (b) 和 (c) 所示的电子和质子密度。另外对于一些其他的靶结构，也会有类似的增强局域场[241]。

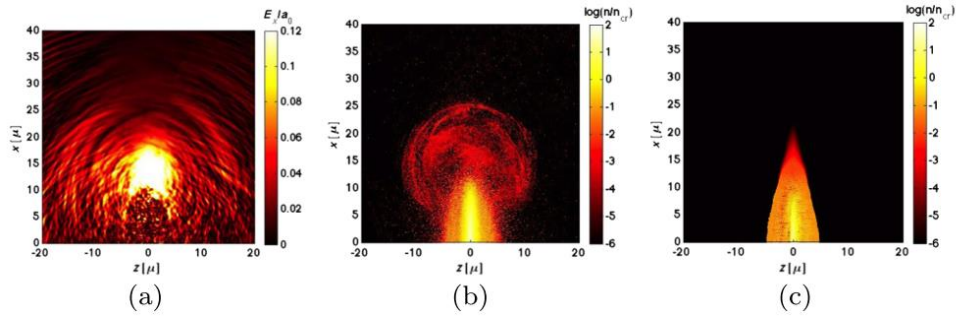


图 6.4 (a) 纵向电场 (b) 电子密度 (c) 质子密度[241]

### (3) 增加激光能量吸收

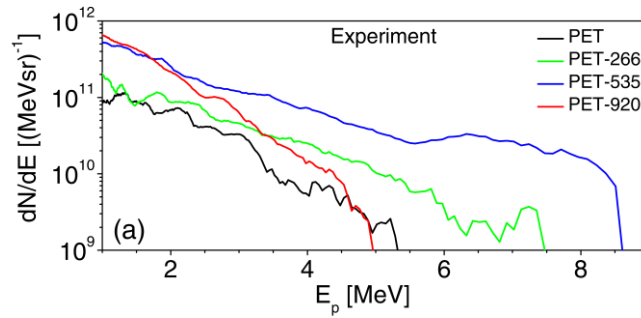


图 6.5 质子能谱[238]

微结构靶还可以增加激光的能量吸收[242, 243]。表面附着纳米结构的小球，一方面可以增加激光与靶表面相互作用的区域，增加激光能量的吸收，从而增强了电子往靶后的传输，增强了质子加速[238]。如图 6.5 所示，表面附着 535 nm 的小球靶对应的增强的质子加速。另外附着小球靶面微结构也会产生非常强的局域场，该局域场会增强超热电子的随机加热[244]。

### (4) 表面等离子体波共振

激光与光栅靶相互作用时，如果光栅靶周期和入射角满足一定的条件  $\sin \alpha_{rs} + \lambda/d = \sqrt{(1 - n_e/n_c)(2 - n_e/n_c)}$ ，会激发表面等离子体波共振[243, 245]。如图 6.6 所示，对于满足表面等离子体共振条件的入射角  $\alpha_{res}$  和光栅周期 (d)，对应图 6.6 中最大质子能量的峰值位置。而这种表面等离子体波共振会增强激光的能量吸收，因此可以增强质子加速。

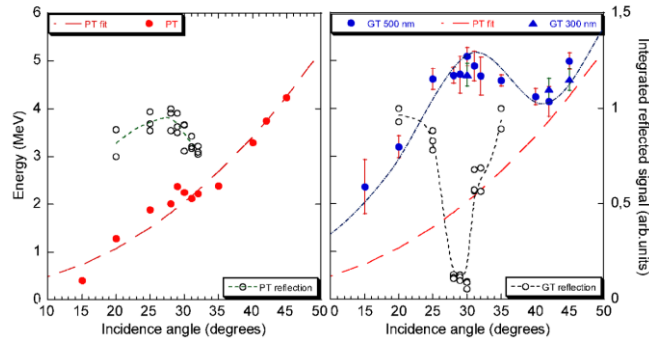


图 6.6 质子最大能量和激光入射角的关系[245]

与平面靶相比，微结构靶可以增强质子加速。不同的微结构靶对质子增强的机制不同。这主要取决于靶表面微结构与激光和电子的相互作用过程。首先，微结构靶可以增大了激光与表面相互作用的区域，更多的粒子参与了与激光的相互作用，增强了激光的吸收[238, 242]。其次微结构靶的表面会产生强的电场，该电场会增强靶面电子的真空加热[241, 245]和随机加热[244]。第三，对于光栅靶来说，激发的表面等离子体波共振能够增强激光的吸收[243, 245]。

## 6.2 光栅靶增强质子加速

激光对比度、靶厚度、靶尺寸[65]和靶面微结构是影响质子加速的几个方面。使用高对比度激光和减小靶厚度来得到更高能量的质子已经在第三章中介绍过。在本章中，我们介绍在实验上采用光栅靶增强质子加速的研究。

### 6.2.1 研究背景

第一章介绍了激光与等离子体相互作用产生的1-100 MeV的质子束可以应用到质子探针、肿瘤治疗、快点火、温稠密等离子体和核物理等。目前得到的最大质子能量 $\sim 100$  MeV，对皮秒激光驱动来说，激光到质子的能量转换效率可以达到 $\sim 10\%$ ，而对于飞秒激光脉冲来说，只有 $\sim 1\%$ [246]。目前得到的质子能量和转换效率在实际应用中还有一些限制。比如质子束的肿瘤治疗，对于质子的数目和最大能量都有要求。对皮肤下较深的肿瘤细胞，质子的截止能量要达到 $\sim 250$  MeV，这些都限制了激光等离子体产生的质子束的实际应用。

通过前面的介绍，我们知道靶表面的微结构可以实现增强激光的能量吸收，从而增加质子最大能量和转换效率 [238, 240, 244-250]。在这些激光与微结构靶相互作用中，当激光强度较低时 ( $10^{15}$ - $10^{16}$  W/cm<sup>2</sup>)，光栅靶已经被广泛地应用

在增强激光能量吸收、x射线的产生和质子加速等方面[243, 251]。当激光强度达到相对论量级时, Ceccotti[245]等人使用高对比度激光脉冲与周期为 $2\lambda$ 的光栅靶相互作用, 当入射角满足表面等离子体波共振条件时, 激光的能量吸收率和质子截止能量有了显著的增强。其中表面等离子体波要求激光的频率和表面等离子体波的频率相等, 即 $\omega_L = \omega_{SW}$ 。Bigongiari 等人在理论上验证了表面等离子体波对质子的增强[252]。Wang 等人报道了光栅靶结构可以增强激光的吸收, 在光栅靶表面形成增强的局域场[217]。

目前, 关于光栅靶的很多实验大都聚焦在特定的激光入射角和光栅周期, 它们之间满足表面等离子体波共振的条件。特别在相对论光强下, 根据目前所知道的实验结果上看, 只有 Ceccotti 等人的工作报道了表面等离子体波共振对质子加速的增强。而对于不满足表面等离子体波共振条件的光栅靶, 特别是光栅周期小于激光波长的光栅靶来说, 目前的实验研究还不够。常规的光栅靶结构对质子加速有没有影响, 特别是对质子加速的最大能量和激光与质子的能量转换效率的影响有多大, 这些问题目前都还未知。因此在实验上, 我们研究了在相对论光强下, 非共振条件的光栅靶对质子加速的影响。

## 6.2.2 实验布局

该实验是在上海交通大学激光等离子体实验室 200TW 激光器上进行的。实验布局如图 6.7 所示。激光脉冲以  $9^\circ$  角入射到靶表面, 经过离轴抛物面镜 ( $f/4$ ) 聚焦到靶面。激光脉冲的中心波长为 800 nm, 脉冲半高宽为 25 fs, 偏振是水平 (p) 偏振。6  $\mu\text{m}$  (FWHM) 的焦斑内包含的能量约 25%。压缩后的激光脉冲能量为  $1.5 \pm 0.1$  J, 经过等离子体镜后, 激光的能量传输效率为 70%, 因此对应的峰值功率为  $\sim 4 \times 10^{19}$  W/cm<sup>2</sup>。在实验中, 通过采用等离子体镜技术, 实现高对比度和无等离子体镜下低对比度两种激光脉冲输出, 并保持激光强度相等。

基本光路布局如图 6.7 所示, 激光入射到靶面上, 其反射光被聚四氟乙烯 (Polytetrafluoroethylene, PTFE) 的反射屏挡住并用镜头和 CCD 成像。通过积分 CCD 信号强度的不同来测量靶面激光的相对反射率。激光的靶后法线方向放置一个二维角分辨的宽角谱仪[161]。



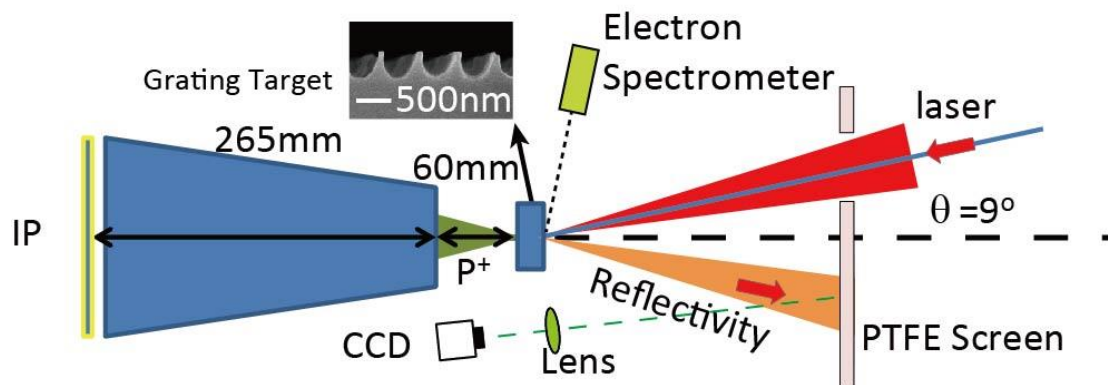


图 6.7 实验布局

实验中，靶分为平面靶和光栅靶两种。平面靶是  $1\ \mu\text{m}$  的不锈钢片。光栅靶的结构是在  $1\ \mu\text{m}$  的不锈钢基底上附着一层光栅结构。该光栅结构的深度是  $350\ \text{nm}$ ，材料是光刻胶，主要包含 C、H、O 三种元素。光栅周期分别为  $300\ \text{nm}$ 、 $550\ \text{nm}$ 、 $750\ \text{nm}$ 、 $950\ \text{nm}$  和  $1150\ \text{nm}$ 。光栅靶的制作过程：首先在基底上附着一层  $350\ \text{nm}$  厚的光刻胶，通过干涉曝光技术，实现光栅靶的制作。具体地，把光刻胶放置在两束相干激光形成的干涉图样下曝光。光栅的周期可表示为： $d = (\lambda/2)/\sin(\theta/2)$ ，其中  $\lambda=405\ \text{nm}$  是激光波长， $\theta$  是两束相干光的夹角。通过改变两束光之间的夹角来改变光栅周期。用扫描电子显微镜 (scanning electron microscope, SEM) 观察光栅的结构，如图 6.7 的插图所示。图中所示光栅的周期是  $550\ \text{nm}$ ，占空比  $\sim 1:4$ 。

二维角分辨的宽角谱仪在第二章中有介绍，该质子谱仪可以测量质子的空间强度分布和能谱。该谱仪的入射孔是一个二维旋转的  $11 \times 11$  的孔阵列，谱仪的内部是一对磁铁，可以把质子束在空间上分成 121 个独立的能谱。通过旋转入射孔的角度，可以把每个能谱在空间上分开。关于该宽角谱仪的讨论可参考文献 [161]。通过分析空间上二维分布的每个能谱，可以重建质子的二维空间分布。通过独立的积分每个能谱，可以得到质子在空间上的能量分布，从而得到激光到质子的能量转换效率。质子能谱放在靶后  $60\ \text{mm}$  的位置，在空间上包含了  $14^\circ$  的立体角。成像板前面包裹  $15\ \mu\text{m}$  的铝膜来阻挡可见光和低能质子 ( $<1\ \text{MeV}$ )。

PTFE 屏放在激光聚焦光路中，中间有一个  $55\ \text{mm}$  的孔，可以允许入射激光穿过，同时阻挡反射光。PTFE 屏上的散射光经过一个  $f=12\ \text{mm}/F1.6$  的透镜配合一个 12 位的 CCD 进行成像。通过积分 CCD 上信号强度来测量激光的相对反射强度。

电子谱仪放置在与靶面方向呈  $12^\circ$  角的位置，用于诊断沿靶面运输的电子能谱。该电子谱仪的基本设计已在第四章详细介绍过。而在本实验中所使用的电子

谱仪是早期的版本，使用的是 4x120 的线光纤阵列。

### 6.2.3 实验结果

如图 6.8(a)所示为典型的二维宽角谱仪测量的 IP 信号，信号是 19x19 列，孔间距是 1.2 mm，孔大小是 120  $\mu\text{m}$ 。质子束主要集中在中间区域。考虑到所使用的 IP 大小有限，无法把所有的质子信号全都收集起来，因此我们选取质子束中心能量密度较高的 11x11 列信号做统计。根据计算，中心 11x11 列对应的质子的空间立体角是 $\sim 14^\circ$ 。为了更加直观地比较不同光栅周期与最大质子能量的关系，我们截取出对应质子束中心位置的一条典型的能谱，如图 6.8 (b) 所示。其中黑线位置代表由 x 射线或中子等信号在 IP 上产生的无偏转的“零点”位置。

图 6.8 (b) 中从左到右分别代表平面靶和光栅靶，在靶后法线方向上的一条质子信号，对应的周期分别为  $a=0$ 、300、550、750、950 和 1150 nm。对于能量比较高的质子，其在磁场中的偏转半径比较大，因此在 IP 上的信号更加靠近“零点位置”。图 6.9 (a) 为测量的质子截止能量与光栅周期的关系，error bar 为在数据处理过程中产生的误差。实验中我们通过采用等离子体镜产生了高对比度 (High Contrast, HC) 激光脉冲，得到的质子截止能量如图 6.9 (a) 中黑线所示。而没有用等离子体镜的低对比度激光脉冲驱动的质子截止能量 ( $E_{\text{max}}$ ) 如图 6.9(a) 红线所示。图 6.9 (b) 表示经过图 6.8 (a) 反演的激光在靶后 14 度空间立体角内的激光到质子的能量转换效率 ( $\eta_{\text{LP}}$ )。

在高对比度激光驱动下，使用光栅靶得到的  $E_{\text{max}}$  和  $\eta_{\text{LP}}$  相对于平面靶来说有显著的增强。其中，光栅周期为  $a=750$  nm 时，这种增强效果最明显。 $E_{\text{max}}$  从 3.6 MeV 上升到 5.6 MeV，有了 1.6 倍的提升。同时  $\eta_{\text{LP}}$  从 0.24% 上升到 2.3%，接近一个数量级的提升，而一般报道的  $\eta_{\text{LP}}$  只有 $\sim 1\%$ 。这种高的激光到质子的能量转换效率对于很多应用来说，具有重要意义。比如在质子快点火中，更多的质子沉积产生更有效的核加热[101]。另外，该质子束也可应用到温稠密物质的产生[119]等方面。

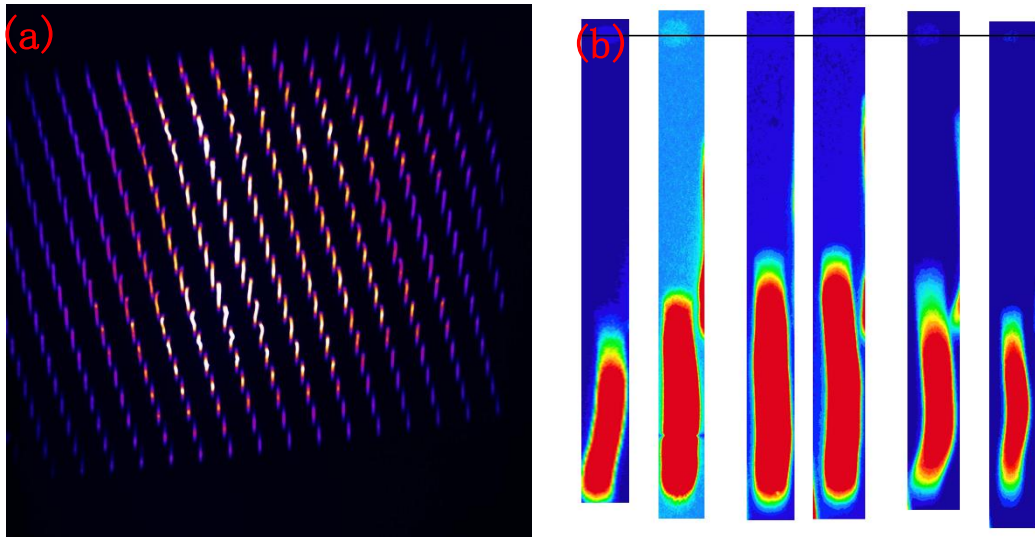


图 6.8 IP 上的质子束信号

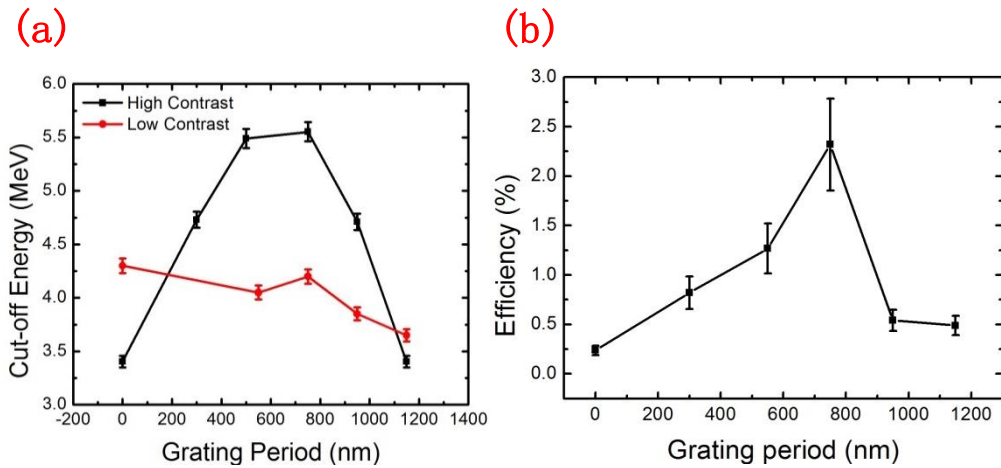


图 6.9 不同光栅周期对应的质子的最大能量

低对比度的情况下，无论是平面靶还是光栅靶， $E_{\max}$  都是在  $4.0 \pm 0.3$  MeV 的范围内。这可以归结到主脉冲前的预脉冲或 ASE 产生的预等离子体在主脉冲到达之前已经充分地扩散。当主激光到达时，对于光栅靶而言，靶表面光栅结构已经受到影响，这种影响类似“匀滑”的效果。因此，高对比度激光是这种微结构靶增强质子加速的必要条件。

需要注意的是，对于  $1 \mu\text{m}$  的平面靶来说，低对比度下激光产生的  $E_{\max}$  要比高对比度下产生的  $E_{\max}$  要高一点。这可能是由于低对比度激光和高对比度激光产生的预等离子体分布不同。对于  $1 \mu\text{m}$  厚的平面靶来说，低对比度产生的预等离子体分布可能对应更多的激光能量吸收。

如图 6.10 所示，(a) 为一个典型的 PTFE 散射屏上的 CCD 成像。其中白色虚

线标的位置是 55 mm 的激光入射孔。反射光被 PTFE 挡住并散射，如图虚线右边的光斑。由于 CCD 和镜头是斜向下成像的，因此光斑是一个倾斜的椭圆。图 6.10

(b) 是通过积分图 (a) 中信号的强度得到的激光的相对反射率。其中对于光栅靶来说，其反射激光强度全部归一化到平面靶的反射激光强度。Error bar 表示在积分过程中引入的误差。

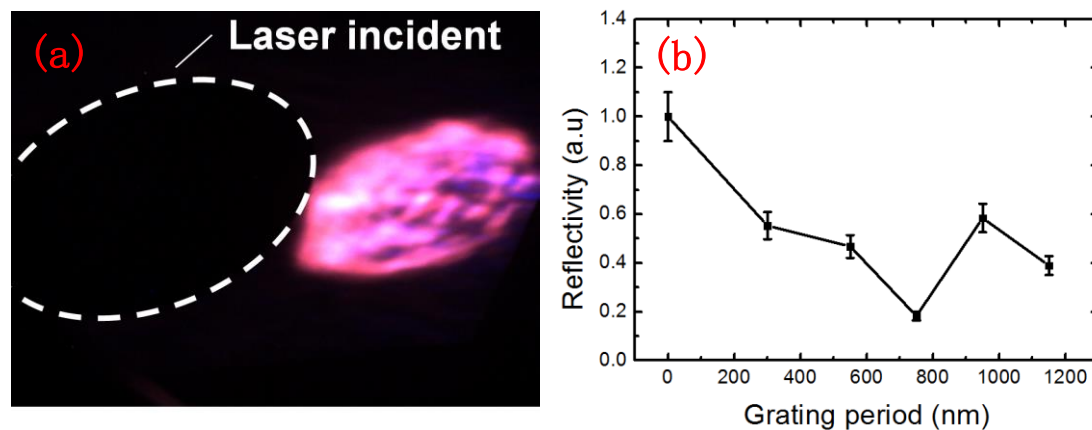


图 6.10 激光的靶面反射率

从图 6.10 (b) 中可以发现：对于光栅靶来说，激光的反射率普遍比平面靶要低很多。特别是在最佳光栅周期  $a=750$  nm 处，激光的反射率只有平面靶的 18%。对于其他的光栅靶，其反射率普遍在 40%–60% 之间。这与图 6.9 所示的激光对质子加速的增强结果是一致的。因此光栅靶增强的质子加速可以归因于光栅靶对激光能量更高的吸收。需要指出的是，对于  $d=1150$  nm 的光栅靶来说，其质子最大能量和能量转化效率增强的幅度相对比较低，如图 6.9 所示，但是其反射光的强度也十分低。这是因为当  $d=1150$  nm 时，光栅靶在非反射方向上的激光衍射占据了很多能量，这一点在接下来的理论模拟中会有说明。

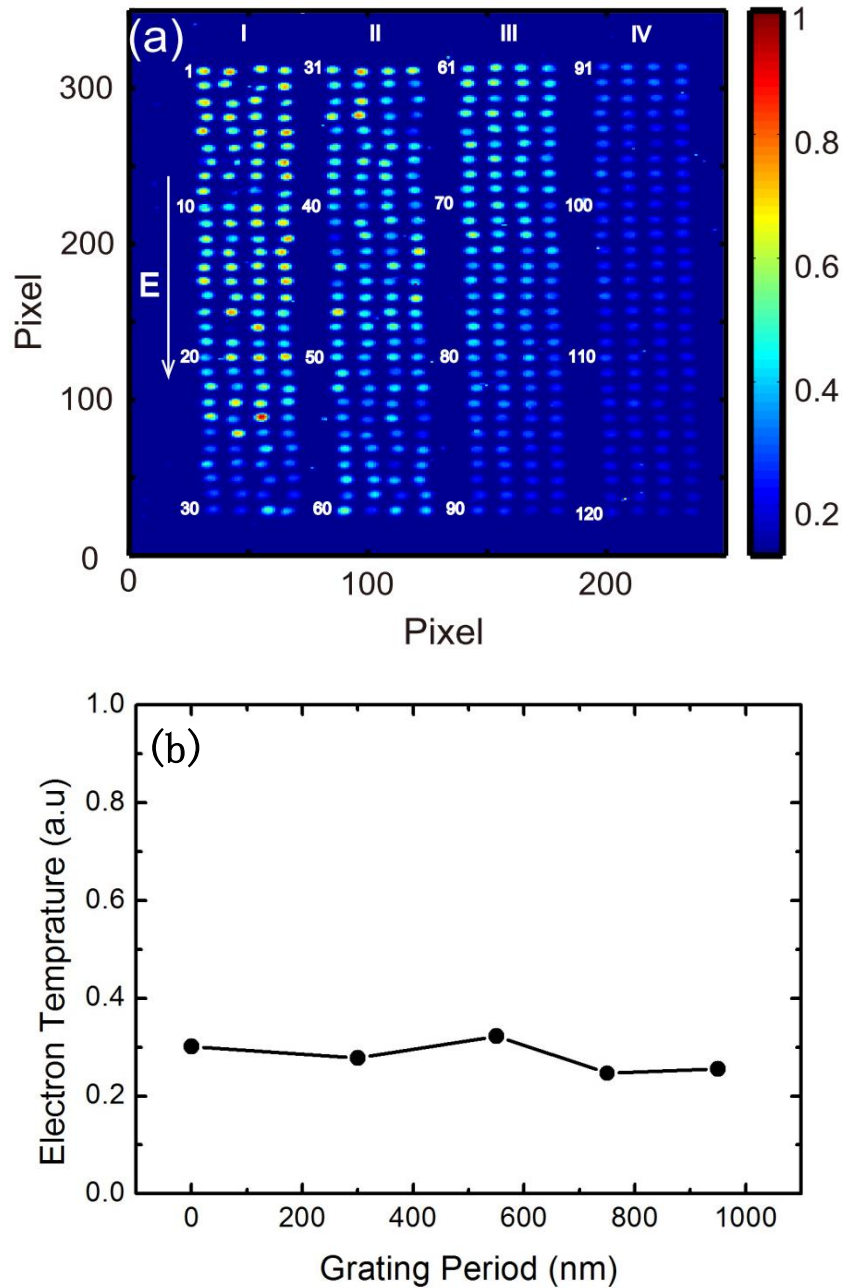


图 6.11 光栅靶表面电子能谱

另外，根据前面的讨论知道，当光栅靶周期、激光波长和入射角满足表面等离子体波共振条件时，光栅表面会激发表面等离子体波，电子在表面等离子体波产生的表面电场的作用下会沿靶表面传输。电子能量和数目都有较大提升[253, 254]。基于此讨论，在实验上通过测量光栅靶表面的电子能谱，可以诊断光栅靶表面是否有表面等离子体波共振激发。由表面等离子体波激发的条件可知，对于亚波长的光栅周期，表面等离子体波只有可能在-1级激发，而不会在+1级激发。对于9度入射的激光，-1级表面等离子体波共振激发对应的激光周期是691 nm。

这与实验上采用的周期为 750 nm 的光栅靶参数比较接近。因此本实验中，通过电子谱仪的结果可以进一步验证当光栅靶的周期不满足表面等离子体波共振条件时，是否有表面等离子体波的激发。从而进一步地确定本实验中光栅靶增强质子加速是否由表面等离子体波激发引起的。

图 6.11 (a) 是电子谱仪的成像系统对面光纤阵列的成像。图中四列 (I-IV) 光纤对应 120 行 (白字标记) 光纤排布，每一行光纤对应一个能量。电子的能量随光纤行数的增加而增大。需要注意的是图 6.11 (a) 中对应同一个电子能量的四根光纤，其信号强度差别很大，分布很不均匀。这是由于光纤在排布的过程中由于技术原因造成的光线端面不平整。对于“凸出”的光纤来说信号较强，而对于凹陷的光纤信号较弱，因此造成结果上具有较大抖动。通过剔除同一个能量对应的四根光纤中信号最强和最弱的信号，并把剩余的两根光纤信号做平均可在一定程度上减小这种信号抖动。图 6.11 (b) 为通过图 6.11 (a) 拟合得到的电子温度。其中，对于不同周期的光栅靶 ( $a=300、550、750、950$ ) 和平面靶 ( $a=0$ )，电子温度几乎是一致的，没有明显增强地增强和降低，电子数目也无明显变化。表面等离子体波共振激发会引起靶面电子的横向输运。而实验中没有观察到明显的靶面电子输运。因此，在实验中，光栅靶结构并没有在靶表面激发表面等离子体波。进而确定了表面等离子体波共振激发不是质子加速增强的决定因素。

#### 6.2.4 PIC 模拟

为更好的理解光栅靶对质子加速的增强效果，我们进行了二维 PIC 模拟 particle-in-cell (2D particle-in-cell)。模拟中使用了 PDLPICC2D 代码[255]。模拟盒子使用的网格是  $6000 \times 6000$ ，对应的实际长度是  $x \times y = 60\lambda_0 \times 60\lambda_0$ 。其中  $\lambda_0$  是激光波长，在这里设为  $\lambda_0 = 0.8 \mu\text{m}$ 。入射激光的强度可表示为  $a = a_0 \sin^2(\pi t/\tau) \exp(-r^2/w_0^2)$ ，偏振为水平偏振，入射角度是  $9^\circ$ 。其中  $a_0 = 4.32$ ，对应的激光强度为  $\sim 4 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ ， $\tau = 8T_0$  ( $T_0 = \lambda_0/c$ )， $\omega_0 = 5\lambda_0$ ， $c$  是真空光速。激光聚焦在靶面的大小是  $(x, y) = (10\lambda_0, 0)$ 。其中光栅周期分别是  $a=0.25\lambda_0、0.75\lambda_0、0.86\lambda_0、0.95\lambda_0、1.15\lambda_0、1.35\lambda_0$  和  $1.55\lambda_0$ 。



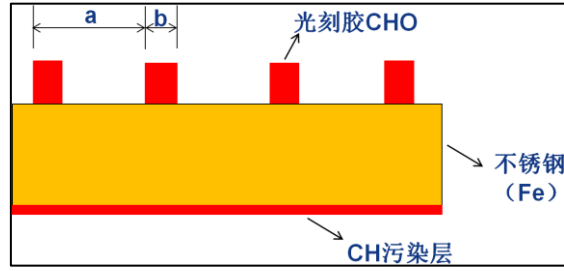


图 6.12 光栅靶结构示意图

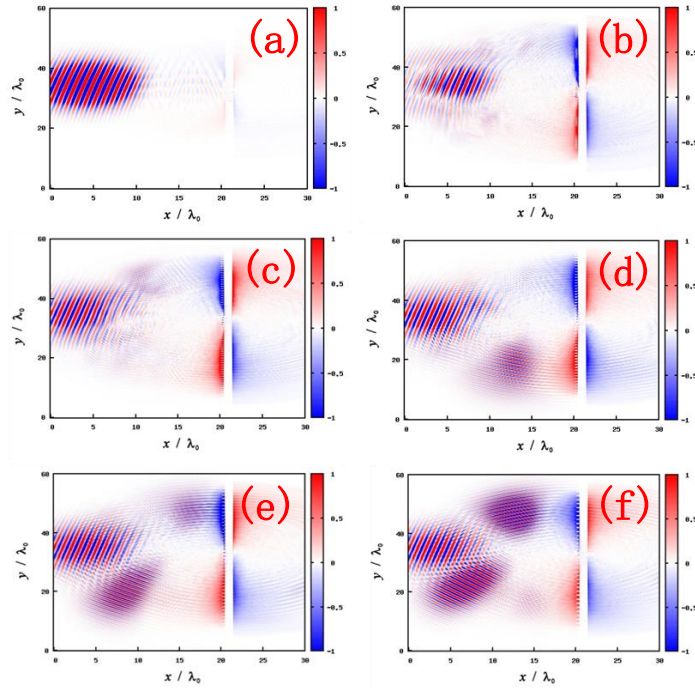


图 6.13 Bz 场

光栅靶的结构可简化为如图 6.12 所示。由三种材料构成，靶表面第一层是光刻胶，厚度是 350 nm，中间橙色部分是铁，厚度是 1  $\mu\text{m}$ ，第三层是 CH 污染层，厚度是 40 nm。光栅的占空比是 1:4，如图所示  $a/b=1:4$ 。光刻胶、铁和 CH 污染层的电子密度分别是  $n_e=320 n_c$ ， $n_e=92 n_c$  和  $n_e=100 n_c$ 。

模拟中诊断了激光脉冲经过靶面后的 Z 方向磁场强度  $B_z$ ，比如在  $t=45T_0$  时刻， $B_z$  分布如图 6.13 所示。其中 (a) 对应平面靶，(b) - (f) 分别对应光栅周期为  $a=0.25 \lambda_0$ 、 $0.75 \lambda_0$ 、 $0.95 \lambda_0$ 、 $1.15 \lambda_0$  和  $1.35 \lambda_0$ 。激光的入射角是  $9^\circ$ ，因此水平方向上的磁场对应靶面反射的激光磁场，其空间位置如图 (a) 所示。在反射光的两侧各有两束光，对应光栅靶的 +1 级衍射和 -1 级衍射，如图 (f) 所示。由于实验上采用的是高对比度激光，主激光到达时，光栅的表面结构没有被完全破坏，因此靶表面的光栅结构可以对激光脉冲进行衍射。当光栅的周期比较

小时，由光栅衍射公式  $d(\sin\varphi \pm \sin\theta) = m\lambda$  ( $m = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$ ) 知，激光无衍射光存在，如图 6.13 (a) 和 (b) 所示。随着光栅周期逐渐增加，激光逐渐有了 -1 级的衍射，如图 6.13 (d) 所示。进一步增加激光周期，激光出现 +1 级衍射和 -1 级衍射，且衍射光强度逐渐增强，如图 6.13 (e) 和 (f) 所示。根据之前介绍的在实验上对应周期  $a=1150$  nm 的光栅靶，如图 6.9 所示，质子的截止能量和激光到质子的能量转化效率只比平面靶的高一点，但是，测量的反射光强度却很小，如图 6.10 (b) 所示。这是因为当光栅周期比较大时，激光的能量在衍射方向占据了比较大的一部分，测量过程中只测量了激光反射的那部分，因此激光的能量吸收对大光栅周期来说，实际上要小很多。

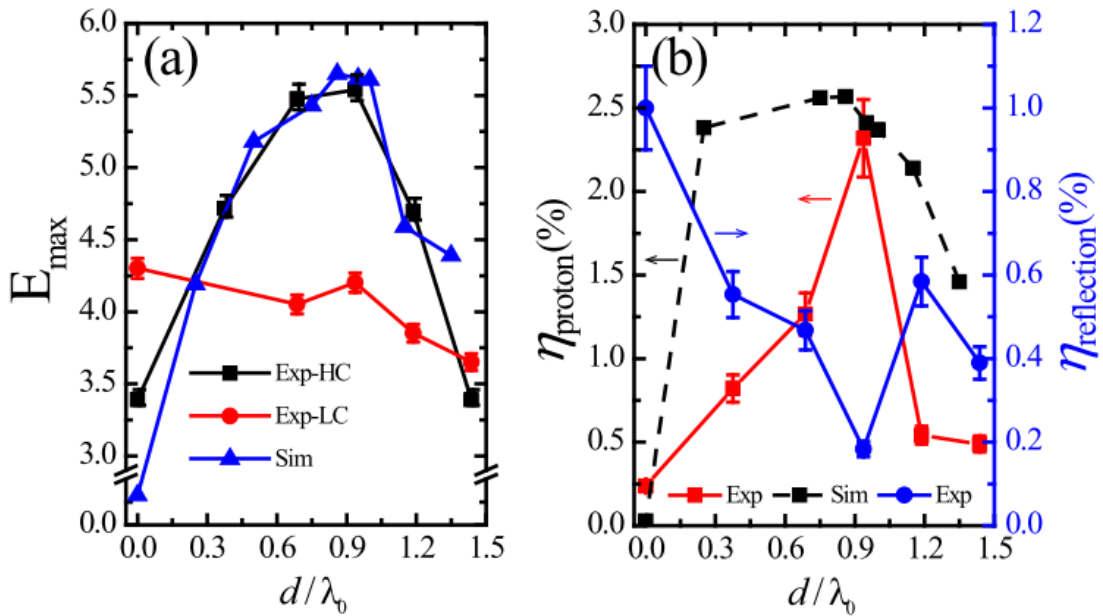


图 6.14 质子截止能量和能量转换效率

理论上模拟的质子截止能量如图 6.14 蓝色三角所示。光栅靶的质子截止能量比平面靶的截止能量高很多，对应的最佳光栅周期为  $\sim 0.9\lambda_0$ 。模拟结果与实验中使用高对比度激光脉冲得到的质子的截止能量（黑线）相一致。需要注意的是，平面靶对应的质子截止能量为 0.27 MeV，这与在实验中得到的 3.4 MeV 的质子截止能量不同。这主要是由于在模拟中，预等离子体的设置和实际的预等离子体分布不一致。而一定的预等离子体对激光能量的吸收是有帮助的。另外，图 6.14 (b) 中比较了实验中归一化的激光的相对反射强度  $\eta_{\text{reflection}}$ （蓝线），和激光到质子的能量转换效率  $\eta_{\text{proton}}$ （红线）。黑线表示理论模拟的激光到质子的能量转换效率。虽然对  $\eta_{\text{proton}}$  来说，理论值和实验值对某些光栅周期来说，匹配的没有



那么好，但是，其整体的趋势和最佳光栅周期和实验上是一致的。这种不匹配可能是由于在模拟过程中使用的模拟参数不是严格与实验相一致造成的。

这种增强的质子加速可以归结于光栅靶表面可以使更高的激光能量转化成超热电子，这种超热电子向靶后传输。通过诊断靶后超热电子的能谱和温度，可以更好理解这种激光到质子的能量转化。图 6.15 (a) 为不同的靶对应的靶后电子能谱，其中光栅靶周期分别是  $a=0$ 、200、760 和 1240 nm。电子温度从 0.1 MeV（平面靶）逐渐上升到 1.3 MeV ( $a=760$  nm)，然后降到 0.81 MeV ( $a=1240$  nm)。光栅周期  $a=760$  nm 处对应最佳的电子能谱。靶后电子温度和能谱趋势是一致的，其结果如图 6.15 (b) 所示。其中最高的电子温度对应的最佳光栅周期  $a=760$  nm。这与之前的质子截止能量和激光质子能量转化效率结果相一致，具有相同的趋势。对于光栅靶，电子加速效率比平面靶有显著地增强。根据第一章的介绍，靶后鞘层场与电子密度和温度有如下关系： $E \propto \sqrt{n * T}$ 。因此这种增强的靶后电子可以产生更强的电荷分离场，实现增强的质子加速。

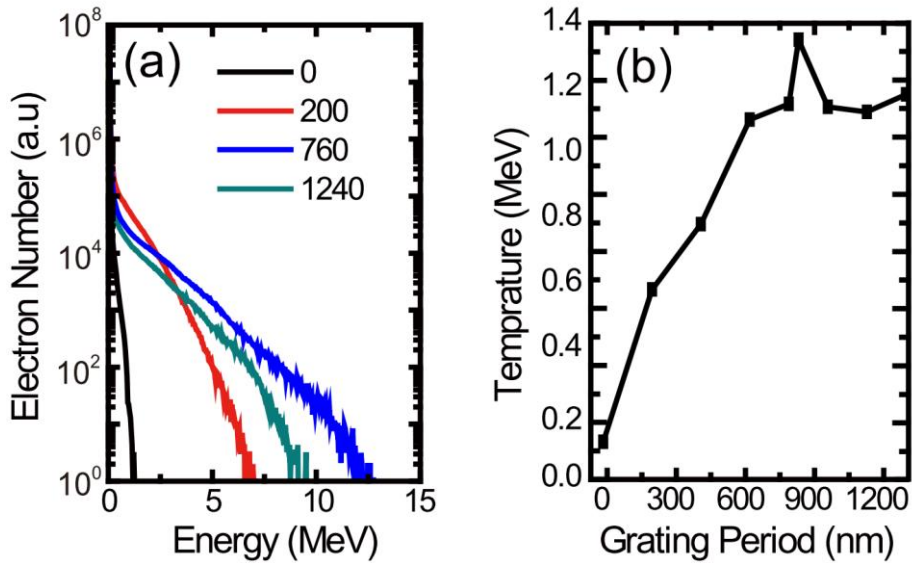


图 6.15 电子温度和能谱

为更好的理解这种增强的电子加速。同时我们分别诊断了光刻胶、铁和 CH 污染层这三种靶的电子能量密度。图 6.16 所示为  $t=40T_0$  时刻的电子能量密度。图 6.16 (a) 对应光栅靶  $a=760$  nm 的光刻胶的电子 ( $e1e0$ ) 能量密度，根据之前介绍的电子的加热机制和运输，大量的电子往靶后方向传输，这些电子是形成靶后鞘层场的主要原因。对于中间层铁，电子 ( $e1e1$ ) 往靶前方向传输，如图 (b) 所示。这是由于冷电子的回流以补偿前向运动的超热电子。第三层是靶后 CH 污染层的

电子(ele2)受到靶后鞘层场的影响,往靶前传输,如图(c)所示。对平面靶来说,没有光刻胶的电子,其第一层不锈钢和第二层碳氢污染层的电子能量密度分别如图(d)和(e)所示。因此,对于光栅靶和平面靶,对靶后鞘层场有主要贡献的电子分别是光刻胶电子(ele0)和不锈钢层的电子(ele1)。光栅靶光刻胶层的电子能量密度比平面靶不锈钢层电子能量密度高很多,如图 6.16(a)和(d)。光栅靶的高能量密度的电子是质子加速增强的主要原因。

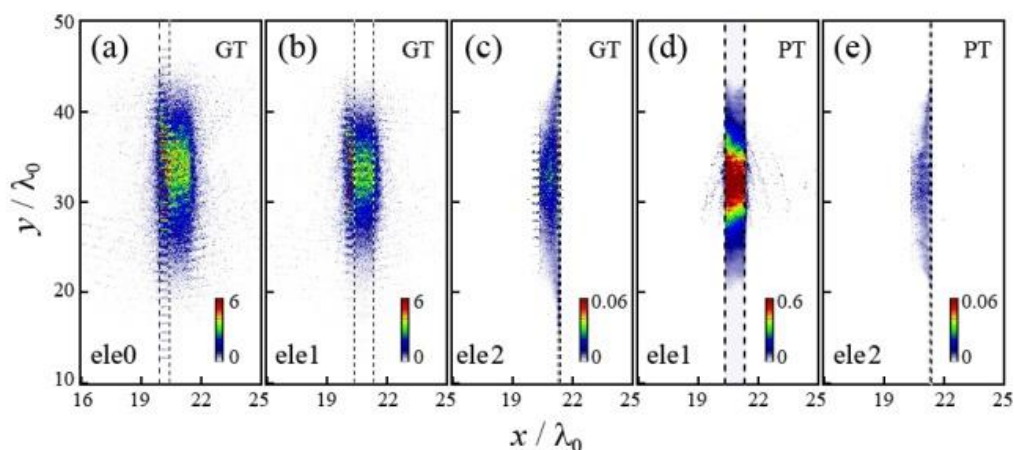


图 6.16 电子能量密度

根据参考文献[241]中提到的光栅靶表面可能产生增强的局域场,因此我们对光栅靶表面的纵向电场  $E_x$  进行了诊断,如图 6.17 所示。其中 6.17(a)对应平面靶,(b)-(d)分别对应激光周期为  $a=200$  nm、 $760$  nm 和  $1240$ nm。图中  $X=1-1.44\lambda_0$ 对应光栅靶的位置。在模拟中观察到光栅的突起部分之间的真空区域会形成局域场,其强度与激光脉冲的强度变化一致。我们选取当激光脉冲峰值入射到光栅靶面时( $t=30T_0$ )对应的电场强度。对平面靶来说, $E_x$  的强度比光栅靶要小很多。光栅靶内部局域场的强度与光栅的周期有很大关系。如图 6.17(b)-(d)所示,当光栅周期比较小时,局域场强度也比较小,随着光栅周期的增大,局域场强度先增大后减小。通过对光栅靶内部的场进行分析,得到光栅靶内部区域的纵向场平均值 ( $\langle E_x/E_0 \rangle$ ) 如图 6.18 所示。

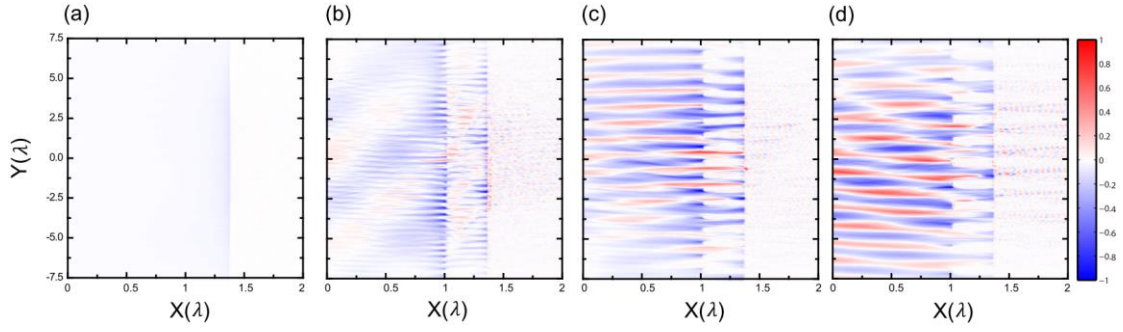


图 6.17 纵向场分布

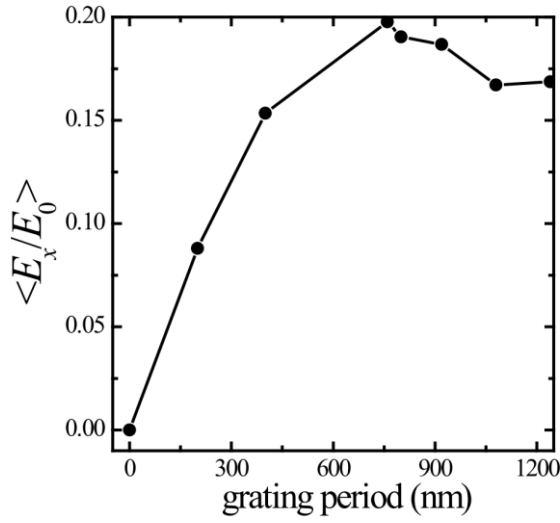


图 6.18 纵向场平均强度

图 6.18 所示为不同的光栅周期对应的局域场强度与主激光峰值电场强度( $E_0$ )的比值。对平面靶, 该纵向场  $E_x$  仅为 0, 对光栅周期  $a=760$  nm, 该纵向场的强度是 0.2。纵向场的强度和光栅周期的关系与前面的质子加速的结果是一致的。该纵向场是由于光栅表面的电荷分离形成的, 该结果接下来会详细地说明。

### 6.2.5 解析模型

研究光栅靶表面的电子在激光场中的运动[249], 可以帮助我们更好地理解光栅表面这种增强的电子加速过程。本节主要介绍计算单电子在激光场中运动。单电子在激光场中的运动可参见第一章的介绍。电子在激光场中 满足:

$$\frac{d}{dt}(\gamma m \mathbf{v}) = -e(\mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (6.1)$$

$$\frac{d}{dt}(\gamma m c^2) = -e \mathbf{v} \cdot \mathbf{E} \quad (6.2)$$

$\gamma$ 是相对论因子， $m$ 电子质量， $c$ 是真空光速， $v$ 是电子速度， $E$ 和 $B$ 分别是激光电场和磁场强度。

$$\frac{d}{dt}(\gamma v) = v \frac{d\gamma}{dt} + \gamma \frac{dv}{dt} = \frac{v}{mc^2} \frac{d(\gamma mc^2)}{dt} + \gamma \frac{dv}{dt} \quad (6.3)$$

根据 6.3 的变换得到：

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{e}{m\gamma} \left( \mathbf{E} + \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{B}}{c} - \frac{\mathbf{v}(\mathbf{v} \cdot \mathbf{E})}{c^2} \right) \quad (6.4)$$

考虑到对与入射激光  $E_z=0$ ， $B_x=B_y=0$  得到

$$\frac{dv_x}{dt} = -\frac{e}{m} \left[ \frac{1}{c} v_y B_z - \frac{1}{c^2} v_x (v_y E_y) \right] \quad (6.5)$$

$$\frac{dv_y}{dt} = -\frac{e}{m} \left[ E_y + \frac{1}{c} v_x B_z - \frac{1}{c^2} v_y (v_y E_y) \right] \quad (6.6)$$

$$\frac{dv_z}{dt} = -\frac{e}{m} \left[ -\frac{1}{c^2} v_z (v_y E_y) \right] \quad (6.7)$$

$$\frac{dx}{dt} = v_x; \quad \frac{dy}{dt} = v_y; \quad \frac{dz}{dt} = v_z \quad (6.8)$$

通过数值求解方程组 (6.5) - (6.8)，可得到电子的运动轨迹和速度。

## 6.2.6 结果讨论

根据理论模拟结果，光栅靶对质子的增强可归结到更有效的电子加热过程。该过程可用如下模型来解释。

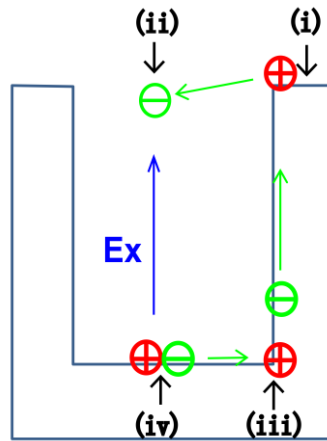


图 6.19 光栅靶表面电子加热示意图

如图 6.19 所示为光栅靶表面电子加热示意图。当激光入射到光栅靶表面时，主激光之前的上升沿会把光栅靶表面电离成等离子体。电子在激光场中受到强的横向电场的作用，大量电子被激光场从区域 (i) 拉到区域(ii)内，电子在一个光周期内，向区域(i)左右两边的区域 (ii) 各加速一次。大量电子被加速到区域(ii)后，在区域(i)与区域(iii)位置发生强的电荷分离。区域(iii)的电子在这种电荷分离场中发生回流，电子从区域(iii)输运到区域(i)，同时区域(iv)的电子向区域(iii)传输，以平衡电荷分离场。随着激光场中电子不断被拉扯到区域(ii)中，由于电荷分离，在区域(ii)和区域(iv)之间形成强的局域场。该局域场的方向如图 6.19 蓝线所示，对不同光栅周期，其平均强度如图 6.18 所示。由于电子是从区域 (i) 被激光场加速到区域(ii)中产生的，因此这种局域场的强度与激光脉冲的包络强度是一致的，在理论模拟中也观察到这一点。由于电子不断地从区域(iii)和(iv)回流到区域(i)中，因此，对应靶中间层的铁，其电子的运动方向是往靶面方向，如图 6.16 (b) 所示。

产生的这种局域场会和激光场叠加在一起，共同对接下来的电子加速过程产生影响。激光的电场可写为：

$$\mathbf{E} = \text{Re} \left\{ -\frac{i\omega}{c} \mathbf{A}_0 \exp(i\psi) \right\} \quad (6.9)$$

其中  $\psi = kx - \omega t$ 。对电场有  $E_0 = \omega A_0 / c$ 。

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= \text{Re} \{ -i\mathbf{E}_0 \exp(i(kx - \omega t)) \} \\ &= \text{Re} \{ -i\mathbf{E}_0 [\cos(kx - \omega t) + i\sin(kx - \omega t)] \} \\ &= \mathbf{E}_0 \sin(kx - \omega t) \end{aligned} \quad (6.10)$$

对于  $a_0 = eA_0 / mc^2$ ， $E_0 = m\omega c a_0 / e$ 。对于激光入射角  $\theta = 90^\circ$ ，激光场在横向和纵向上对应的电场分量，其强度分别是： $E_y = E_0 \sin \theta \sin(kx - \omega t)$ ， $E_x = E_0 \cos \theta \sin(kx - \omega t)$ 。当光栅靶内的局域场  $\langle E_x \rangle$  形成时，光栅靶内部电子的运动还会额外的受到局域场  $\langle E_x \rangle$  的影响，在纵向上的电场为  $E_x' = E_x + \langle E_x \rangle$ 。因此，单电子在激光场和局域场形成的电磁场中运动，可通过解方程组(6.5) - (6.8)。假设电子在光栅凸起部分电离，其初始速度为  $v_x = v_y = 0$ ，电子在光栅靶表面的运动轨迹如图 6.20(a) 所示。

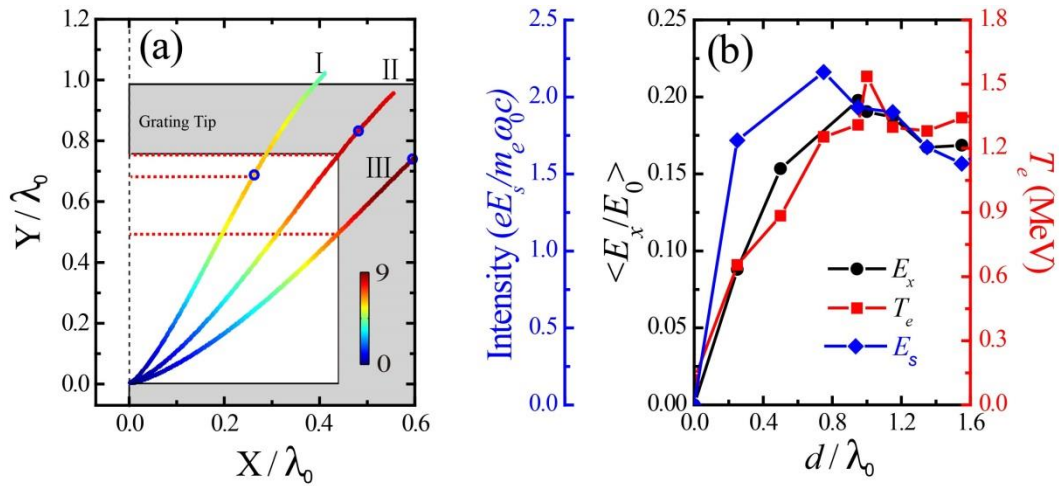


图 6.20 (a) 电子在光栅靶表面的运动轨迹。(b) 局域场的强度、电子温度和靶后壳层场强度随激光周期的变化

图中 I、II 和 III 三条曲线分别是电子在激光场和局域场  $\langle E_x \rangle = 0.1E_0, 0.2E_0$  和  $0.3E_0$  作用下的运动轨迹。其中电子的能量用 color bar 表示。灰色框代表光栅靶 ( $a = \lambda_0$ ) 的轮廓。蓝色圈表示图中对应的电子最大能量的位置。红色虚线表示电子在光栅靶的真空区域 [图 6.19(ii)] 加速时, 获得最大能量的位置。如图 6.20 所示, 电子在  $E_y$  的作用下电离, 从起始点  $(0, 0)$  位置往光栅靶的真空区域运动。当  $\langle E_x \rangle = 0.1$  时, 此时电子的轨迹为 I, 电子分别经过激光的加速和减速过程, 最后撞击在光栅靶相邻周期的凸起位置, 如图 6.19(i) 所表示的位置。电子在此过程中获得的最大能量  $\sim 4.5$  MeV, 如 I 轨迹中蓝色圈的位置。此时对应的最佳光栅周期是  $d = 0.9 \lambda_0$ 。随着局域场的增强, 当  $\langle E_x \rangle = 0.2E_0$  时, 电子在  $a = \lambda_0$  处获得最大的动能,  $E = 6.1$  MeV。当局域场继续增强至  $\langle E_x \rangle = 0.3E_0$  时, 电子还没有来得及充分地加速就已经撞击到靶上。因此光栅靶中电子的加速效率直接决定于光栅靶的结构和局域场的强度。在 PIC 模拟中我们观察到光栅靶的靶前局域场、靶后电子温度和靶后鞘层场强度三者随光栅周期的变化是一致的, 如图 6.20 (b) 所示。这也说明了该局域场是电子有效加速的重要原因。其中局域场的强度在  $0.1 - 0.2E_0$  之间。该强度对应的电子轨迹处于图 6.20 中 I 和 II 之间, 这种强度的局域场对应的最佳光栅周期为  $d = 0.9 - 1 \lambda_0$ 。该结果和实验上观察到的最佳光栅周期的位置  $d = 0.94 \lambda_0$  是一致的。

对于光栅靶来说, 由于前面介绍的电子回流的存在, 因此更多的电子可以被加速到靶后, 从而使得靶后电子无论是从数量还是从能量上都比平面靶要高, 另外纵向上的局域场  $\langle E_x \rangle$  有利于增强电子的真空加热机制 [241]。



如果光栅的周期太小（比如  $a=300\text{ nm}$ ），光栅的两个相邻波峰距离太近，电子还没有加速到最大能量就入射到相邻的凸起部分，因此电子得不到充分加速，此时传输到靶后的电子动能比较小。如果光栅周期太大（比如  $a=1150\text{ nm}$ ），激光焦斑大小内的光栅周期太少，光栅靶的整体作用会减小。

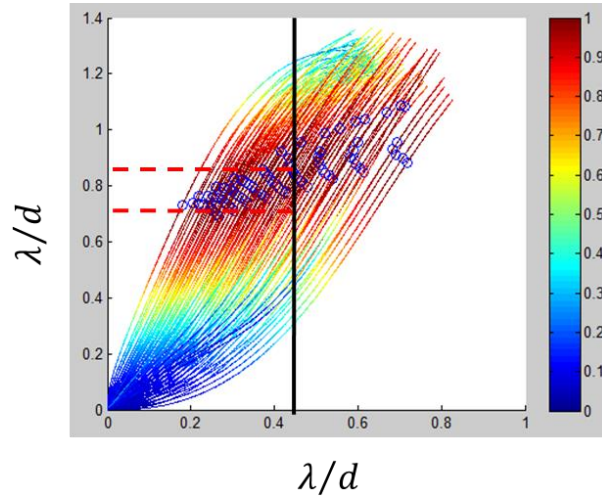


图 6.21 电子运动轨迹

在上面的分析中，我们假设了电子的初始速度是  $v_x = v_y = 0$ ，该模型与实验结果是一致的。对于其他初始速度的电子，其结果是类似的。比如当局域场的强度为  $\langle E_x \rangle = 0.1E_0$ ，电子的初始速度为  $v_x = 0.1 - 0.9c$ 、 $v_y = 0.1 - 0.9c$ 时，对应的电子轨迹如图 6.21 所示。其中黑线代表光栅波谷位置，红色虚线对应不同的光栅周期，蓝色的圈对应电子最大能量。当光栅靶的真空区域在  $0.7-0.85\lambda_0$  时，对应最有效的电子加速，此时光栅周期  $a=1.0-1.1\lambda_0$ 。该结果与前面介绍的结果稍有些不同，但是对应的最佳光栅周期基本是一致的。

另外，根据之前第三章的介绍，使用高对比度激光脉冲对应的最佳靶厚度为  $300\text{ nm}$ ，因此减小靶的厚度可能进一步地增强质子加速。





## 第七章 总结和展望

### 7.1 总结

激光等离子体相互作用产生的质子束在很多方面有实际的应用意义。目前实验上产生的质子束品质，比如质子的截止能量、发散角和数目等，在一些实际应用中还存在一些限制。因此优化激光等离子体相互作用产生的质子束在实际应用中有重要意义，也是本论文的主要目的。本论文的研究工作包含以下几点：

1. ASE 和预脉冲对质子加速有重要影响。鉴于目前使用的激光对比度不能满足要求，因此本文通过采用等离子体镜技术提高了激光对比度，同时优化并表征了激光脉冲经过等离子体镜后的参数。经过等离子体镜后的激光脉冲具有如下特点：（1）脉冲反射率为 $\sim 70\%$ ，（2）远场聚焦能力无明显变差，（3）皮秒对比度和纳秒对比度提升了两个数量级，（4）光束近场空间分布有类似“硬边光阑效应”的调制，（5）未完全补偿的系统色散产生的预脉冲被压制。

2. 靶面微结构对质子加速有重要影响。实验中采用相对论强激光与光栅靶相互作用，产生的质子截止能量从 3.6 MeV 提高到 5.6 MeV，激光质子的能量转换效率从 0.24% 上升到 2.3%，提高了近一个量级。这是因为光栅靶的结构增强了激光能量的吸收。激光与光栅靶相互作用过程中会产生强的局域场。该局域场可进一步增强电子加速，从而在靶后形成更强的鞘层场，有利于质子加速。

3. 在靶后鞘层场加速机制中，质子的加速决定于靶后电子的温度和密度。因此，研究电子的产生和输运可以帮助我们理解靶后鞘层场的形成。在实验上采用 s 偏振的皮秒激光与靶相互作用，发现了在激光偏振方向上的靶面电子输运。

4. 目前用于诊断电子能谱的电子谱仪在使用过程中还存在一些不足，因此我们发展了一种简单、方便、可实时探测的电子谱仪。该谱仪结合了塑料闪烁体的实时探测能力和光纤线面转换阵列的低噪声、易屏蔽等优点，可诊断 $\sim 0.6-5$  MeV 的电子。

## 7.2 展望

针对上面讨论的工作，接下来的工作可分为三个方面：

1. 目前采用的等离子体镜技术可实现激光对比度 $\sim 10^{-10}$ ，该对比度基本满足目前开展的基于 TNSA 的质子加速和高次谐波等的研究。而对于质子加速的 RPA 和 BOA 加速机制，要求极高的对比度。因此目前的单等离子体镜可通过改造成双等离子体镜，以满足更高对比度的要求。

2. 在光栅靶质子加速中，光栅结构对质子加速的影响很大。因此，接下来的工作中，可以通过优化光栅的周期、深度和占空比等，进一步增强质子加速。同时目前使用的光栅靶的不锈钢基底厚度为 1  $\mu\text{m}$ ，而根据之前的讨论，减小基底的厚度有利于电子的多次加速，可能会进一步地增强质子加速。

3. 针对目前的电子谱仪设计，可进行如下方面的改进工作：（1）改变电子入射方向可增大电子的能量探测范围。（2）减小光纤的直径和优化闪烁体的位置可进一步提高电子谱仪的能量分辨率。（3）通过在平行与磁场的方向排布更多的光纤，可测量电子的一维（水平）空间分布。（4）采用直线加速器产生的电子束对现有电子谱仪进行绝对标定或使用 IP 对电子谱仪进行交叉标定。

## 参考文献

- [1] STRICKLAND D, MOUROU G. Compression of amplified chirped optical pulses [J]. Optics Communications, 1985, 55(6): 447-9.
- [2] DUBIETIS A, JONUŠAUSKAS G, PISKARSKAS A. Powerful femtosecond pulse generation by chirped and stretched pulse parametric amplification in BBO crystal [J]. Optics Communications, 1992, 88(4-6): 437-40.
- [3] BAHK S W, ROUSSEAU P, PLANCHON T A, et al. Generation and characterization of the highest laser intensities (10(22) W/cm<sup>2</sup>) [J]. Optics Letters, 2004, 29(24): 2837-9.
- [4] DAIDO H, NISHIUCHI M, PIROZHKOVA S. Review of laser-driven ion sources and their applications [J]. Reports on Progress in Physics Physical Society, 2012, 75(5): 056401.
- [5] SARACHIK E S, SCHAPPERT G T. Classical Theory of the Scattering of Intense Laser Radiation by Free Electrons [J]. Physical Review D, 1970, 1(10): 2738-53.
- [6] GAVRILA M, MITTLEMAN M H. Atoms in Intense Laser Fields [J]. Physics Today, 1993, 46(6): 99-100.
- [7] OLIVIER. Optimisation and control of high intensity laser accelerated ion beams [J]. University of Strathclyde, 2012,
- [8] SPRINGER. Introduction to plasma physics and controlled fusion third edition [J]. 2005,
- [9] AMMOSOV M V, DELONE N B, KRAINOVA P. Tunnel Ionization Of Complex Atoms And Atomic Ions In Electromagnetic Field [J]. Proceedings of Spie, 1986, 664(138-41).
- [10] WILKS S C, KRUEER W L. Absorption of ultrashort, ultra-intense laser light by solids and overdense plasmas [J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1997, 33(11): 1954-68.
- [11] BRUNEL F. Not-so-resonant, resonant absorption [J]. Physical Review Letters, 1987, 59(1): 52.
- [12] KATO S, BHATTACHARYYA B, NISHIGUCHI A, et al. Wave breaking and absorption efficiency for short pulse p-polarized laser light in a very steep density gradient [J]. Physics of Fluids B Plasma Physics, 1993, 5(5): 564-70.
- [13] PING Y, SHEPHERD R, LASINSKI B F, et al. Absorption of short laser pulses on solid targets in the ultrarelativistic regime [J]. Physical Review Letters, 2008, 100(8): 085004.
- [14] KRALL N A, TRIVELPIECE A W, SYMON K R. Principles of plasma physics [M]. McGraw-Hill, 1973.
- [15] KRUEER W L, DAWSON J M. The Physics of Laser Plasma Interactions [M]. Addison-Wesley, 1988.
- [16] JACKSON J D. Classical Electrodynamics [M]. Wiley, 1998.
- [17] FORSLUND D W, KINDEL J M, LEE K. Theory of Hot-Electron Spectra at High Laser Intensity [J]. Physrevlett, 1977, 39(39): 284-8.
- [18] ESTABROOK K, KRUEER W L. Properties of resonantly heated electron distributions [J]. Physical Review Letters, 1978, 40(40): 42-5.
- [19] ALFVÉN H. On the Motion of Cosmic Rays in Interstellar Space [J]. Phys Rev, 1939, 55(5): 425-9.
- [20] BELL A R, DAVIES J R, GUERIN S, et al. Fast-electron transport in high-intensity short-pulse laser - solid experiments [J]. Plasma Physics & Controlled Fusion, 1997, 39(39):

653.

- [21] BELL A R, ROBINSON A P L, SHERLOCK M, et al. TOPICAL REVIEW: Fast electron transport in laser-produced plasmas and the KALOS code for solution of the Vlasov Fokker Planck equation [J]. *Plasma Physics & Controlled Fusion*, 2006, 48(3): R37-R57.
- [22] WEIBEL E S. Spontaneously Growing Transverse Waves in a Plasma Due to an Anisotropic Velocity Distribution [J]. *Physical Review Letters*, 1959, 2(3): 83-4.
- [23] DAVIES J R. Laser absorption by overdense plasmas in the relativistic regime [J]. *Plasma Physics & Controlled Fusion*, 2009, 51(1): 014006.
- [24] MOUROU G A, TAJIMA T, BULANOV S V. Optics in the relativistic regime [J]. *Reviews of Modern Physics*, 2006, 78(2): 309-71.
- [25] MACCHI A, BORGHESI M, PASSONI M. Ion acceleration by superintense laser-plasma interaction [J]. *Reviews of Modern Physics*, 2013, 85(2): 751-93.
- [26] WILKS S C, LANGDON A B, COWAN T E, et al. Energetic proton generation in ultra-intense laser–solid interactions [J]. *Physics of Plasmas*, 2001, 8(2): 542-9.
- [27] SNAVELY R A, KEY M H, HATCHETT S P, et al. Intense high-energy proton beams from Petawatt-laser irradiation of solids [J]. *Physical Review Letters*, 2000, 85(14): 2945.
- [28] HATCHETT S P, BROWN C G, COWAN T E, et al. Electron, photon, and ion beams from the relativistic interaction of Petawatt laser pulses with solid targets [J]. *Physics of Plasmas*, 2000, 7(5): 2076-82.
- [29] HEGELICH M, KARSCH S, PRETZLER G, et al. MeV ion jets from short-pulse-laser interaction with thin foils [J]. *Physical Review Letters*, 2002, 89(8): 085002.
- [30] CARROLL D, MCKENNA P. Laser driven ion acceleration: source optimisation and optical control [D]; University Of Strathclyde, 2008.
- [31] MORA P. Plasma expansion into a vacuum [J]. *Physical Review Letters*, 2003, 90(18): 185002.
- [32] RUHL H, COWAN T, FUCHS J. The generation of micro-fiducials in laser-accelerated proton flows, their imaging property of surface structures and application for the characterization of the flow [J]. *Physics of Plasmas*, 2004, 11(5): L17-L20.
- [33] ESIRKEPOV T, BORGHESI M, BULANOV S, et al. Highly efficient relativistic-ion generation in the laser-piston regime [J]. *Physical review letters*, 2004, 92(17): 175003.
- [34] MACCHI A, CATTANI F, LISEYKINA T V, et al. Laser acceleration of ion bunches at the front surface of overdense plasmas [J]. *Physical Review Letters*, 2005, 94(16): 165003.
- [35] ROBINSON A, ZEPF M, KAR S, et al. Radiation pressure acceleration of thin foils with circularly polarized laser pulses [J]. *New journal of Physics*, 2008, 10(1): 013021.
- [36] PIROZHKOVA S, BULANOV S V, ESIRKEPOV T Z, et al. Generation of high-energy attosecond pulses by the relativistic-irradiance short laser pulse interacting with a thin foil [J]. *Physics Letters A*, 2006, 349(1–4): 256-63.
- [37] PIROZHKOVA S, BULANOV S V, ESIRKEPOV T Z, et al. Attosecond pulse generation in the relativistic regime of the laser-foil interaction: The sliding mirror model [J]. *Physics of plasmas*, 2006, 13(1): 013107.
- [38] VSHIVKOV V A, NAUMOVA N M, PEGORARO F, et al. Nonlinear electrodynamics of the interaction of ultra-intense laser pulses with a thin foil [J]. *Physics of Plasmas*, 1998, 5(7): 2727-41.
- [39] MACCHI A, VEGHINI S, PEGORARO F. "Light sail" acceleration reexamined [J].

Physical Review Letters, 2009, 103(8): 085003.

[40] MACCHI A, LISEIKINA T V, TUVERI S, et al. Theory and simulation of ion acceleration with circularly polarized laser pulses [J]. Comptes rendus - Physique, 2009, 10(2): 207-15.

[41] BULANOV S V, ESIRKEPOV T Z, KOGA J, et al. Interaction of electromagnetic waves with plasma in the radiation-dominated regime [J]. Plasma Physics Reports, 2004, 30(3): 196-213.

[42] WILKS S C, KRUEER W L, TABAK M, et al. Absorption of ultra-intense laser pulses [J]. Physical Review Letters, 1992, 69(9): 1383.

[43] DENAVIT J. Absorption of high-intensity subpicosecond lasers on solid density targets [J]. Physical Review Letters, 1992, 69(21): 3052.

[44] ZHIDKOV A, UESAKA M, SASAKI A, et al. Ion acceleration in a solitary wave by an intense picosecond laser pulse [J]. Physical review letters, 2002, 89(21): 215002.

[45] SILVA L O, MARTI M, DAVIES J R, et al. Proton shock acceleration in laser-plasma interactions [J]. Physical Review Letters, 2004, 92(1): 015002.

[46] ZHANG X, SHEN B, LI X, et al. Multistaged acceleration of ions by circularly polarized laser pulse: Monoenergetic ion beam generation [J]. Physics of plasmas, 2007, 14(7): 073101.

[47] ZHANG X, SHEN B, LI X, et al. Efficient GeV ion generation by ultraintense circularly polarized laser pulse [J]. Physics of Plasmas, 2007, 14(12): 123108.

[48] ZHANG X, SHEN B, YU M, et al. Effect of plasma temperature on electrostatic shock generation and ion acceleration by laser [J]. Physics of Plasmas, 2007, 14(11): 113108.

[49] HENIG A, STEINKE S, SCHNÜRER M, et al. Radiation-pressure acceleration of ion beams driven by circularly polarized laser pulses [J]. Physical Review Letters, 2009, 103(24): 245003.

[50] SORASIO G, MARTI M, FONSECA R, et al. Very high Mach-number electrostatic shocks in collisionless plasmas [J]. Physical Review Letters, 2006, 96(4): 045005.

[51] CHEN M, SHENG Z-M, DONG Q-L, et al. Collisionless electrostatic shock generation and ion acceleration by ultraintense laser pulses in overdense plasmas [J]. Physics of plasmas, 2007, 14(5): 053102.

[52] CHEN M, SHENG Z-M, DONG Q-L, et al. Ion acceleration by colliding electrostatic shock waves in laser-solid interaction [J]. Physics of Plasmas, 2007, 14(11): 113106.

[53] ROBINSON A, GIBBON P, ZEPF M, et al. Relativistically correct hole-boring and ion acceleration by circularly polarized laser pulses [J]. Plasma Physics and Controlled Fusion, 2009, 51(2): 024004.

[54] SCHLEGEL T, NAUMOVA N, TIKHONCHUK V, et al. Relativistic laser piston model: Ponderomotive ion acceleration in dense plasmas using ultraintense laser pulses [J]. Physics of Plasmas, 2009, 16(8): 083103.

[55] PALMER C A, DOVER N, POGORELSKY I, et al. Monoenergetic proton beams accelerated by a radiation pressure driven shock [J]. Physical review letters, 2011, 106(1): 014801.

[56] D'HUMIÈRES E, LEFEBVRE E, GREMILLET L, et al. Proton acceleration mechanisms in high-intensity laser interaction with thin foils [J]. Physics of plasmas, 2005, 12(6): 062704.

[57] YIN L, ALBRIGHT B, HEGELICH B, et al. GeV laser ion acceleration from ultrathin targets: The laser break-out afterburner [J]. Laser and Particle Beams, 2006, 24(2): 291-8.

[58] YIN L, ALBRIGHT B, HEGELICH B, et al. Monoenergetic and GeV ion acceleration from

the laser breakout afterburner using ultrathin targets a [J]. *Physics of Plasmas*, 2007, 14(5): 056706.

[59] HENIG A, KIEFER D, MARKEY K, et al. Enhanced laser-driven ion acceleration in the relativistic transparency regime [J]. *Physical review letters*, 2009, 103(4): 045002.

[60] HEGELICH B, JUNG D, ALBRIGHT B, et al. Experimental demonstration of particle energy, conversion efficiency and spectral shape required for ion-based fast ignition [J]. *Nuclear Fusion*, 2011, 51(8): 083011.

[61] JUNG D, YIN L, ALBRIGHT B, et al. Monoenergetic ion beam generation by driving ion solitary waves with circularly polarized laser light [J]. *Physical review letters*, 2011, 107(11): 115002.

[62] PALANIYAPPAN S, HEGELICH B M, WU H-C, et al. Dynamics of relativistic transparency and optical shuttering in expanding overdense plasmas [J]. *Nature Physics*, 2012, 8(10): 763-9.

[63] KALUZA M, SCHREIBER J, SANTALA M I, et al. Influence of the laser prepulse on proton acceleration in thin-foil experiments [J]. *Physical review letters*, 2004, 93(4): 045003.

[64] MCKENNA P, CARROLL D C, LUNDH O, et al. Effects of front surface plasma expansion on proton acceleration in ultraintense laser irradiation of foil targets [J]. *Laser & Particle Beams*, 2008, 26(4): 591-6.

[65] FANG Y, GE X, YANG S, et al. Different effects of laser contrast on proton emission from normal large foils and transverse-size-reduced targets [J]. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2016, 58(7): 75010-6.

[66] KOEHLER A. Proton radiography [J]. *Science*, 1968, 160(303-4).

[67] MENDEL JR C, OLSEN J. Charge-separation electric fields in laser plasmas [J]. *Physical Review Letters*, 1975, 34(14): 859.

[68] COBBLE J, JOHNSON R, COWAN T, et al. High resolution laser-driven proton radiography [J]. *Journal of applied physics*, 2002, 92(4): 1775-9.

[69] ROTH M, BLAZEVIC A, GEISSEL M, et al. Energetic ions generated by laser pulses: A detailed study on target properties [J]. *Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams*, 2002, 5(6): 061301.

[70] BORGHESI M, MACKINNON A, CAMPBELL D H, et al. Multi-MeV proton source investigations in ultraintense laser-foil interactions [J]. *Physical Review Letters*, 2004, 92(5): 055003.

[71] MACKINNON A, PATEL P, BORGHESI M, et al. Proton radiography of a laser-driven implosion [J]. *Physical review letters*, 2006, 97(4): 045001.

[72] RAVASIO A, ROMAGNANI L, LE PAPE S, et al. Proton radiography of a shock-compressed target [J]. *Physical Review E*, 2010, 82(1): 016407.

[73] CECCHETTI C, BORGHESI M, FUCHS J, et al. Magnetic field measurements in laser-produced plasmas via proton deflectometry [J]. *Physics of Plasmas*, 2009, 16(4): 043102.

[74] ROMAGNANI L, FUCHS J, BORGHESI M, et al. Dynamics of electric fields driving the laser acceleration of multi-MeV protons [J]. *Physical review letters*, 2005, 95(19): 195001.

[75] MACKINNON A, PATEL P, TOWN R, et al. Proton radiography as an electromagnetic field and density perturbation diagnostic [J]. *Review of Scientific Instruments*, 2004, 75(10): 3531-6.

- [76] BORGHESI M, CAMPBELL D, SCHIAVI A, et al. Electric field detection in laser-plasma interaction experiments via the proton imaging technique [J]. *Physics of Plasmas*, 2002, 9(5): 2214-20.
- [77] SOKOLLIK T, SCHNÜRER M, STEINKE S, et al. Directional laser-driven ion acceleration from microspheres [J]. *Physical review letters*, 2009, 103(13): 135003.
- [78] ROMAGNANI L, BULANOV S, BORGHESI M, et al. Observation of collisionless shocks in laser-plasma experiments [J]. *Physical review letters*, 2008, 101(2): 025004.
- [79] SARRI G, DIECKMANN M E, BROWN C, et al. Observation and characterization of laser-driven phase space electron holes [J]. *Physics of Plasmas*, 2010, 17(1): 010701.
- [80] KUGLAND N, RYUTOV D, CHANG P, et al. Self-organized electromagnetic field structures in laser-produced counter-streaming plasmas [J]. *Nature Physics*, 2012, 8(11): 809-12.
- [81] KAR S, BORGHESI M, CECCHETTI C, et al. Dynamics of charge-displacement channeling in intense laser-plasma interactions [J]. *New Journal of Physics*, 2007, 9(11): 402.
- [82] SARRI G, LANCASTER K, TRINES R, et al. Creation of persistent, straight, 2 mm long laser driven channels in underdense plasmas [J]. *Physics of Plasmas*, 2010, 17(11): 113303.
- [83] WILLINGALE L, NILSON P, THOMAS A, et al. High-power, kilojoule class laser channeling in millimeter-scale underdense plasma [J]. *Physical review letters*, 2011, 106(10): 105002.
- [84] BORGHESI M, BULANOV S, ESIRKEPOV T Z, et al. Plasma ion evolution in the wake of a high-intensity ultrashort laser pulse [J]. *Physical review letters*, 2005, 94(19): 195003.
- [85] ROMAGNANI L, BIGONGIARI A, KAR S, et al. Observation of magnetized soliton remnants in the wake of intense laser pulse propagation through plasmas [J]. *Physical review letters*, 2010, 105(17): 175002.
- [86] SARRI G, SINGH D, DAVIES J, et al. Observation of postsoliton expansion following laser propagation through an underdense plasma [J]. *Physical review letters*, 2010, 105(17): 175007.
- [87] SARRI G, KAR S, ROMAGNANI L, et al. Observation of plasma density dependence of electromagnetic soliton excitation by an intense laser pulse [J]. *Physics of Plasmas*, 2011, 18(8): 080704.
- [88] SARRI G, CECCHETTI C, ROMAGNANI L, et al. The application of laser-driven proton beams to the radiography of intense laser-hohlraum interactions [J]. *New Journal of Physics*, 2010, 12(4): 045006.
- [89] NILSON P, WILLINGALE L, KALUZA M, et al. Magnetic reconnection and plasma dynamics in two-beam laser-solid interactions [J]. *Physical review letters*, 2006, 97(25): 255001.
- [90] WILLINGALE L, MANGLES S, NILSON P, et al. Collimated multi-MeV ion beams from high-intensity laser interactions with underdense plasma [J]. *Physical review letters*, 2006, 96(24): 245002.
- [91] SARRI G, CECCHETTI C, JUNG R, et al. Spatially resolved measurements of laser filamentation in long scale length underdense plasmas with and without beam smoothing [J]. *Physical review letters*, 2011, 106(9): 095001.
- [92] QUINN K, WILSON P, CECCHETTI C, et al. Laser-driven ultrafast field propagation on solid surfaces [J]. *Physical review letters*, 2009, 102(19): 194801.
- [93] QUINN K, WILSON P, RAMAKRISHNA B, et al. Modified proton radiography

arrangement for the detection of ultrafast field fronts [J]. *Review of Scientific Instruments*, 2009, 80(11): 113506.

[94] SCHARDT D, COLLABORATION H-I T. Tumor therapy with high-energy carbon ion beams [J]. *Nuclear Physics A*, 2007, 787(1-4): 633-41.

[95] BULANOV S, ESIRKEPOV T Z, KHOROSHKOV V, et al. Oncological hadrontherapy with laser ion accelerators [J]. *Physics Letters A*, 2002, 299(2): 240-7.

[96] BULANOV S, KHOROSHKOV V. Feasibility of using laser ion accelerators in proton therapy [J]. *Plasma Physics Reports*, 2002, 28(5): 453-6.

[97] FOURKAL E, LI J, XIONG W, et al. Intensity modulated radiation therapy using laser-accelerated protons: a Monte Carlo dosimetric study [J]. *Physics in medicine and biology*, 2003, 48(24): 3977.

[98] MALKA V, FRITZLER S, LEFEBVRE E, et al. Practicability of protontherapy using compact laser systems [J]. *Medical physics*, 2004, 31(6): 1587-92.

[99] LINZ U, ALONSO J. What will it take for laser driven proton accelerators to be applied to tumor therapy? [J]. *Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams*, 2007, 10(9): 094801.

[100] BOLTON P, HORI T, KIRIYAMA H, et al. Toward integrated laser-driven ion accelerator systems at the photo-medical research center in Japan [J]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2010, 620(1): 71-5.

[101] BORGHESI M, KAR S, PRASAD R, et al. Ion source development and radiobiology applications within the LIBRA project; proceedings of the Laser Acceleration of Electrons, Protons, and Ions; and Medical Applications of Laser-Generated Secondary Sources of Radiation and Particles, F, 2011 [C]. *International Society for Optics and Photonics*.

[102] TAHERI-KADKHODA Z, BJÖRK-ERIKSSON T, NILL S, et al. Intensity-modulated radiotherapy of nasopharyngeal carcinoma: a comparative treatment planning study of photons and protons [J]. *Radiation Oncology*, 2008, 3(1): 4.

[103] SCHELL S, WILKENS J J. Advanced treatment planning methods for efficient radiation therapy with laser accelerated proton and ion beams [J]. *Medical physics*, 2010, 37(10): 5330-40.

[104] FOURKAL E, VELCHEV I, FAN J, et al. Energy optimization procedure for treatment planning with laser-accelerated protons [J]. *Medical physics*, 2007, 34(2): 577-84.

[105] LUO W, LI J, FOURKAL E, et al. Dosimetric advantages of IMPT over IMRT for laser-accelerated proton beams [J]. *Physics in medicine and biology*, 2008, 53(24): 7151.

[106] YOGO A, SATO K, NISHIKINO M, et al. Application of laser-accelerated protons to the demonstration of DNA double-strand breaks in human cancer cells [J]. *Applied Physics Letters*, 2009, 94(18): 181502.

[107] YOGO A, MAEDA T, HORI T, et al. Measurement of relative biological effectiveness of protons in human cancer cells using a laser-driven quasimonoenergetic proton beamline [J]. *Applied Physics Letters*, 2011, 98(5): 053701.

[108] KRAFT S, RICHTER C, ZEIL K, et al. Dose-dependent biological damage of tumour cells by laser-accelerated proton beams [J]. *New Journal of Physics*, 2010, 12(8): 085003.

[109] KEY M H. Status of and prospects for the fast ignition inertial fusion concept a [J]. *Physics of Plasmas*, 2007, 14(5): 055502.

[110] TABAK M, HAMMER J, GLINSKY M E, et al. Ignition and high gain with ultrapowerful



- lasers [J]. *Physics of Plasmas*, 1994, 1(5): 1626-34.
- [111] SNAVELY R, KEY M, HATCHETT S, et al. Intense high-energy proton beams from petawatt-laser irradiation of solids [J]. *Physical Review Letters*, 2000, 85(14): 2945.
- [112] ROTH M, COWAN T, KEY M, et al. Fast ignition by intense laser-accelerated proton beams [J]. *Physical Review Letters*, 2001, 86(3): 436.
- [113] HONRUBIA J, FERNANDEZ J, TEMPORAL M, et al. Fast ignition of inertial fusion targets by laser-driven carbon beams [J]. *Physics of Plasmas*, 2009, 16(10): 102701.
- [114] BYCHENKOV V Y, ROZMUS W, MAKSIMCHUK A, et al. Fast ignitor concept with light ions [J]. *Plasma Physics Reports*, 2001, 27(12): 1017-20.
- [115] NAUMOVA N, SCHLEGEL T, TIKHONCHUK V, et al. Hole boring in a DT pellet and fast-ion ignition with ultraintense laser pulses [J]. *Physical Review Letters*, 2009, 102(2): 025002.
- [116] KOENIG M, BENUZZI-MOUNAIX A, RAVASIO A, et al. Progress in the study of warm dense matter [J]. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2005, 47(12B): B441.
- [117] BAILEY J, CARLSON A, CHANDLER G, et al. Observation of  $K\alpha$  X-ray satellites from a target heated by an intense ion beam [J]. *Laser and Particle Beams*, 1990, 8(4): 555-62.
- [118] TAHIR N, SHUTOV A, LOMONOSOV I, et al. Numerical simulations and theoretical analysis of High Energy Density experiments at the next generation of ion beam facilities at Darmstadt: The HEDgeHOB collaboration [J]. *High energy density physics*, 2006, 2(1): 21-34.
- [119] PATEL P, MACKINNON A, KEY M, et al. Isochoric heating of solid-density matter with an ultrafast proton beam [J]. *Physical review letters*, 2003, 91(12): 125004.
- [120] DYER G, BERNSTEIN A, CHO B, et al. Equation-of-state measurement of dense plasmas heated with fast protons [J]. *Physical review letters*, 2008, 101(1): 015002.
- [121] MANCIC A, ROBICHE J, ANTICI P, et al. Isochoric heating of solids by laser-accelerated protons: Experimental characterization and self-consistent hydrodynamic modeling [J]. *High Energy Density Physics*, 2010, 6(1): 21-8.
- [122] ROTH M, ALBER I, BAGNOUD V, et al. Proton acceleration experiments and warm dense matter research using high power lasers [J]. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2009, 51(12): 124039.
- [123] BRAMBRINK E, SCHLEGEL T, MALKA G, et al. Direct evidence of strongly inhomogeneous energy deposition in target heating with laser-produced ion beams [J]. *Physical Review E*, 2007, 75(6): 065401.
- [124] SCHOLLMEIER M, BECKER S, GEIßEL M, et al. Controlled transport and focusing of laser-accelerated protons with miniature magnetic devices [J]. *Physical review letters*, 2008, 101(5): 055004.
- [125] MCKENNA P, LEDINGHAM K, MCCANNY T, et al. Effect of target heating on ion-induced reactions in high-intensity laser-plasma interactions [J]. *Applied physics letters*, 2003, 83(14): 2763-5.
- [126] MCKENNA P, LEDINGHAM K, MCCANNY T, et al. Demonstration of fusion-evaporation and direct-interaction nuclear reactions using high-intensity laser-plasma-accelerated ion beams [J]. *Physical review letters*, 2003, 91(7): 075006.
- [127] MCKENNA P, LEDINGHAM K, YANG J, et al. Characterization of proton and heavier ion acceleration in ultrahigh-intensity laser interactions with heated target foils [J]. *Physical Review E*, 2004, 70(3): 036405.

- [128] HANNACHI F, ALÉONARD M, GERBAUX M, et al. Prospects for nuclear physics with lasers [J]. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2007, 49(12B): B79.
- [129] MCKENNA P, LEDINGHAM K, SHIMIZU S, et al. Broad energy spectrum of laser-accelerated protons for spallation-related physics [J]. *Physical review letters*, 2005, 94(8): 084801.
- [130] YOUSSEF A, KODAMA R, TAMPO M. Study of proton acceleration at the target front surface in laser-solid interactions by neutron spectroscopy [J]. *Physics of plasmas*, 2006, 13(3): 030702.
- [131] LANCASTER K, KARSCH S, HABARA H, et al. Characterization of  ${}^7\text{Li}$  (p, n)  ${}^7\text{Be}$  neutron yields from laser produced ion beams for fast neutron radiography [J]. *Physics of plasmas*, 2004, 11(7): 3404-8.
- [132] PERKINS L, LOGAN B, ROSEN M, et al. The investigation of high intensity laser driven micro neutron sources for fusion materials research at high fluence [J]. *Nuclear Fusion*, 2000, 40(1): 1.
- [133] NORREYS P, FEWS A, BEG F, et al. Neutron production from picosecond laser irradiation of deuterated targets at intensities of [J]. *Plasma physics and controlled fusion*, 1998, 40(2): 175.
- [134] DISDIER L, GARCONNET J, MALKA G, et al. Fast neutron emission from a high-energy ion beam produced by a high-intensity subpicosecond laser pulse [J]. *Physical review letters*, 1999, 82(7): 1454.
- [135] HABARA H, KODAMA R, SENTOKU Y, et al. Momentum distribution of accelerated ions in ultra-intense laser-plasma interactions via neutron spectroscopy [J]. *Physics of Plasmas*, 2003, 10(9): 3712-6.
- [136] HABARA H, LANCASTER K, KARSCH S, et al. Ion acceleration from the shock front induced by hole boring in ultraintense laser-plasma interactions [J]. *Physical Review E*, 2004, 70(4): 046414.
- [137] WILLINGALE L, NILSON P, THOMAS A, et al. High-power, kilojoule laser interactions with near-critical density plasma a [J]. *Physics of Plasmas*, 2011, 18(5): 056706.
- [138] FRITZLER S, NAJMUDIN Z, MALKA V, et al. Ion heating and thermonuclear neutron production from high-intensity subpicosecond laser pulses interacting with underdense plasmas [J]. *Physical review letters*, 2002, 89(16): 165004.
- [139] KARSCH S, DÜSTERER S, SCHWOERER H, et al. High-intensity laser induced ion acceleration from heavy-water droplets [J]. *Physical review letters*, 2003, 91(1): 015001.
- [140] YAN X, TAJIMA T, HEGELICH M, et al. Theory of laser ion acceleration from a foil target of nanometer thickness [J]. *Applied Physics B*, 2010, 98(4): 711-21.
- [141] TOUPIN C, LEFEBVRE E, BONNAUD G. Neutron emission from a deuterated solid target irradiated by an ultraintense laser pulse [J]. *Physics of Plasmas*, 2001, 8(3): 1011-21.
- [142] DAVIS J, PETROV G. Influence of prepulse plasma formation on neutron production from the laser-target interaction [J]. *Physics of Plasmas*, 2008, 15(8): 083107.
- [143] DAVIS J, PETROV G. Neutron production from ultrashort pulse lasers using linear and circular polarization [J]. *Physics of Plasmas*, 2011, 18(7): 073109.
- [144] ELLISON C, FUCHS J. Optimizing laser-accelerated ion beams for a collimated neutron source [J]. *Physics of Plasmas*, 2010, 17(11): 113105.
- [145] TREBINO R, DELONG K W, FITTINGHOFF D N, et al. Measuring ultrashort laser pulses in the time-frequency domain using frequency-resolved optical gating [J]. *Review of*

Scientific Instruments, 1997, 68(9): 3277-95.

[146] 田金荣, 孙敬华, 魏志义, et al. 展宽器高倍率展宽脉冲的理论与实验研究 [J]. 物理学报, 2005, 54(3): 001200-1207.

[147] LIU F, LIU X, WANG Z, et al. Compression grating alignment by far-field monitoring [J]. Applied Physics B: Lasers and Optics, 2010, 101(3): 587-91.

[148] THOMSON J J. Bakerian lecture: Rays of positive electricity [J]. Proceedings of the Royal Society of London Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character, 1913, 89(607): 1-20.

[149] CARROLL D, BRUMMITT P, NEELY D, et al. A modified Thomson parabola spectrometer for high resolution multi-MeV ion measurements—Application to laser-driven ion acceleration [J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2010, 620(1): 23-7.

[150] CHOI I, KIM C, SUNG J, et al. Ion spectrometer composed of time-of-flight and Thomson parabola spectrometers for simultaneous characterization of laser-driven ions [J]. Review of Scientific Instruments, 2009, 80(5): 053302.

[151] HARRES K, SCHOLLMEIER M, BRAMBRINK E, et al. Development and calibration of a Thomson parabola with microchannel plate for the detection of laser-accelerated MeV ions [J]. Review of Scientific Instruments, 2008, 79(9): 093306.

[152] JUNG D, HÖRLEIN R, KIEFER D, et al. Development of a high resolution and high dispersion Thomson parabola [J]. Review of Scientific Instruments, 2011, 82(1): 013306.

[153] MORI M, KANDO M, PIROZHKOVA S, et al. New detection device for Thomson parabola spectrometer for diagnosis of the laser-plasma ion beam [J]. Plasma and Fusion Research, 2006, 1(042-).

[154] MRÓZ W, NOREK P, PROKOPIUK A, et al. Method of processing ion energy distributions using a Thomson parabola ion spectrograph with a microchannelplate image converter camera [J]. Review of Scientific Instruments, 2000, 71(3): 1417-20.

[155] PRASAD R, DORIA D, TER-AVETISYAN S, et al. Calibration of Thomson parabola—MCP assembly for multi-MeV ion spectroscopy [J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2010, 623(2): 712-5.

[156] MCLAUGHLIN W L, YUN-DONG C, SOARES C G, et al. Sensitometry of the response of a new radiochromic film dosimeter to gamma radiation and electron beams [J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 1991, 302(1): 165-76.

[157] ALLEN M M: Lawrence Livermore National Lab.(LLNL), Livermore, CA (United States), 2004.

[158] HEY D, KEY M, MACKINNON A, et al. Use of GafChromic film to diagnose laser generated proton beams [J]. Review of Scientific Instruments, 2008, 79(5): 053501.

[159] BORTFELD T. An analytical approximation of the Bragg curve for therapeutic proton beams [J]. Medical physics, 1997, 24(12): 2024-33.

[160] NÜRNBERG F, SCHOLLMEIER M, BRAMBRINK E, et al. Radiochromic film imaging spectroscopy of laser-accelerated proton beams [J]. Review of scientific instruments, 2009, 80(3): 033301.

[161] YANG S, YUAN X, FANG Y, et al. A two-dimensional angular-resolved proton spectrometer [J]. Review of Scientific Instruments, 2016, 87(10): 103301.

- [162] SÉGUIN F, FRENJE J, LI C, et al. Spectrometry of charged particles from inertial-confinement-fusion plasmas [J]. *Review of Scientific Instruments*, 2003, 74(2): 975-95.
- [163] GAILLARD S, FUCHS J, RENARD-LE GALLOUDEC N, et al. Study of saturation of CR39 nuclear track detectors at high ion fluence and of associated artifact patterns [J]. *Review of scientific instruments*, 2007, 78(1): 013304.
- [164] PATERSON I, CLARKE R, WOOLSEY N, et al. Image plate response for conditions relevant to laser-plasma interaction experiments [J]. *Measurement Science and Technology*, 2008, 19(9): 095301.
- [165] MANČIĆ A, FUCHS J, ANTICI P, et al. Absolute calibration of photostimulable image plate detectors used as (0.5–20 MeV) high-energy proton detectors [J]. *Review of Scientific Instruments*, 2008, 79(7): 073301.
- [166] FREEMAN C, FIKSEL G, STOECKL C, et al. Calibration of a Thomson parabola ion spectrometer and Fujifilm imaging plate detectors for protons, deuterons, and alpha particles [J]. *Review of Scientific Instruments*, 2011, 82(7): 073301.
- [167] WILLIAMS G J, MADDOX B R, CHEN H, et al. Calibration and equivalency analysis of image plate scanners a [J]. *Review of Scientific Instruments*, 2014, 85(11): 11E604.
- [168] BOON S, VAN LUIJK P, BÖHRINGER T, et al. Performance of a fluorescent screen and CCD camera as a two-dimensional dosimetry system for dynamic treatment techniques [J]. *Medical physics*, 2000, 27(10): 2198-208.
- [169] GIULIETTI D, GALIMBERTI M, GIULIETTI A, et al. Production of ultracollimated bunches of multi-MeV electrons by 35 fs laser pulses propagating in exploding-foil plasmas [J]. *Physics of Plasmas*, 2002, 9(9): 3655-8.
- [170] BOLTON P, BORGHESI M, BRENNER C, et al. Instrumentation for diagnostics and control of laser-accelerated proton (ion) beams [J]. *Physica Medica*, 2014, 30(3): 255-70.
- [171] BERGOZ J. Current monitors for particle beams [J]. *Nuclear Physics A*, 1991, 525(595-600).
- [172] LI Y, XU M, YUAN X, et al. Effect of target shape on fast electron emission in femtosecond laser-plasma interactions [J]. *Physical Review E*, 2008, 77(1): 016406.
- [173] YUAN X, CARROLL D, COURRY M, et al. Spatially resolved X-ray spectroscopy using a flat HOPG crystal [J]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2011, 653(1): 145-9.
- [174] CHEN L, KANDO M, XU M, et al. Study of X-ray emission enhancement via a high-contrast femtosecond laser interacting with a solid foil [J]. *Physical review letters*, 2008, 100(4): 045004.
- [175] TEUBNER U, EIDMANN K, WAGNER U, et al. Harmonic emission from the rear side of thin overdense foils irradiated with intense ultrashort laser pulses [J]. *Physical review letters*, 2004, 92(18): 185001.
- [176] YU T-P, PUKHOV A, SHENG Z-M, et al. Bright betatronlike x rays from radiation pressure acceleration of a mass-limited foil target [J]. *Physical review letters*, 2013, 110(4): 045001.
- [177] NAKAMURA T, KATO S, NAGATOMO H, et al. Surface-magnetic-field and fast-electron current-layer formation by ultraintense laser irradiation [J]. *Physical review letters*, 2004, 93(26): 265002.
- [178] LI Y, YUAN X, XU M, et al. Observation of a fast electron beam emitted along the surface of a target irradiated by intense femtosecond laser pulses [J]. *Physical review letters*, 2006, 96(16): 165003.

- [179] MCKENNA P, CARROLL D, CLARKE R, et al. Lateral electron transport in high-intensity laser-irradiated foils diagnosed by ion emission [J]. *Physical review letters*, 2007, 98(14): 145001.
- [180] CHEN M, SHENGA Z-M, ZHENG J, et al. Surface electron acceleration in relativistic laser-solid interactions [J]. *Optics express*, 2006, 14(7): 3093-8.
- [181] YUAN X, CARROLL D, ZHENG J, et al. The influence of preformed plasma on the surface-guided lateral transport of energetic electrons in ultraintense short laser-foil interactions [J]. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2014, 56(5): 055001.
- [182] TRESKA O, CARROLL D, YUAN X, et al. Controlling the properties of ultraintense laser-proton sources using transverse refluxing of hot electrons in shaped mass-limited targets [J]. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2011, 53(10): 105008.
- [183] CHEN L, ZHANG J, LI Y, et al. Effects of laser polarization on jet emission of fast electrons in femtosecond-laser plasmas [J]. *Physical review letters*, 2001, 87(22): 225001.
- [184] LI Z, DAIDO H, FUKUMI A, et al. Measurements of energy and angular distribution of hot electrons and protons emitted from ap-and s-polarized intense femtosecond laser pulse driven thin foil target [J]. *Physics of plasmas*, 2006, 13(4): 043104.
- [185] YUAN X, ROBINSON A, QUINN M, et al. Effect of self-generated magnetic fields on fast-electron beam divergence in solid targets [J]. *New Journal of Physics*, 2010, 12(6): 063018.
- [186] BERGER M J, SELTZER S M: NATIONAL STANDARD REFERENCE DATA SYSTEM, 1982.
- [187] GRAY R, YUAN X, CARROLL D, et al. Surface transport of energetic electrons in intense picosecond laser-foil interactions [J]. *Applied Physics Letters*, 2011, 99(17): 171502.
- [188] PUKHOV A. Three-dimensional electromagnetic relativistic particle-in-cell code VLPL (Virtual Laser Plasma Lab) [J]. *Journal of Plasma Physics*, 1999, 61(3): 425-33.
- [189] YU T-P, HU L-X, YIN Y, et al. Bright tunable femtosecond x-ray emission from laser irradiated micro-droplets [J]. *Applied Physics Letters*, 2014, 105(11): 114101.
- [190] PERT G. Algorithms for the self-consistent generation of magnetic fields in plasmas [J]. *Journal of Computational Physics*, 1981, 43(1): 111-63.
- [191] LIAO G-Q, LI Y-T, ZHANG Y-H, et al. Demonstration of coherent terahertz transition radiation from relativistic laser-solid interactions [J]. *Physical review letters*, 2016, 116(20): 205003.
- [192] SEARS C M, CUEVAS S B, SCHRAMM U, et al. A high resolution, broad energy acceptance spectrometer for laser wakefield acceleration experiments [J]. *Review of Scientific Instruments*, 2010, 81(7): 073304.
- [193] CHEN H, BACK N L, BARTAL T, et al. Absolute calibration of image plates for electrons at energy between 100 keV and 4 MeV [J]. *Review of Scientific Instruments*, 2008, 79(3): 033301.
- [194] TANAKA K A, YABUUCHI T, SATO T, et al. Calibration of imaging plate for high energy electron spectrometer [J]. *Review of scientific instruments*, 2005, 76(1): 013507.
- [195] CHEN H, LINK A J, VAN MAREN R, et al. High performance compact magnetic spectrometers for energetic ion and electron measurement in ultraintense short pulse laser solid interactions a [J]. *Review of Scientific Instruments*, 2008, 79(10): 10E533.
- [196] HEGELICH M, KARSCH S, PRETZLER G, et al. MeV ion jets from short-pulse-laser interaction with thin foils [J]. *Physical review letters*, 2002, 89(8): 085002.

- [197] CHA H, CHOI I, KIM H, et al. Absolute energy calibration for relativistic electron beams with pointing instability from a laser-plasma accelerator [J]. *Review of Scientific Instruments*, 2012, 83(6): 063301.
- [198] LI Z, NAKAMURA S, FUKUMI A, et al. Electron energy spectrometer for laser-driven energetic electron generation [J]. *Japanese journal of applied physics*, 2005, 44(9R): 6796.
- [199] GAHN C, TSAKIRIS G, WITTE K, et al. A novel 45-channel electron spectrometer for high intensity laser-plasma interaction studies [J]. *Review of Scientific Instruments*, 2000, 71(4): 1642-5.
- [200] CHEN H, PATEL P, PRICE D, et al. A compact electron spectrometer for hot electron measurement in pulsed laser solid interaction [J]. *Review of scientific instruments*, 2003, 74(3): 1551-3.
- [201] CHEN H, WILKS S C, PATEL P K, et al. Short pulse laser produced energetic electron and positron measurements [J]. *Review of scientific instruments*, 2006, 77(10): 10E703.
- [202] WU Y, ZHU B, DONG K, et al. Note: Absolute calibration of two DRZ phosphor screens using ultrashort electron bunch [J]. *Review of Scientific Instruments*, 2012, 83(2): 026101.
- [203] BUCK A, ZEIL K, POPP A, et al. Absolute charge calibration of scintillating screens for relativistic electron detection [J]. *Review of Scientific Instruments*, 2010, 81(3): 033301.
- [204] DIDENKO N, KONYASHCHENKO A, LUTSENKO A, et al. Contrast degradation in a chirped-pulse amplifier due to generation of prepulses by postpulses [J]. *Optics express*, 2008, 16(5): 3178-90.
- [205] NANTEL M, ITATANI J, TIEN A-C, et al. Temporal contrast in Ti: sapphire lasers, characterization and control [J]. *IEEE Journal of selected topics in quantum electronics*, 1998, 4(2): 449-58.
- [206] ROTH M, COWAN T, GAUTHIER J, et al. A5-THE DEPENDENCE OF INTENSE LASER-ACCELERATED ION BEAMS ON TARGET PROPERTIES [J].
- [207] BATANI D, JAFER R, VELTCHEVA M, et al. Effects of laser prepulses on laser-induced proton generation [J]. *New Journal of Physics*, 2010, 12(4): 045018.
- [208] LICHTERS R, MEYER-TER-VEHN J, PUKHOV A. Short-pulse laser harmonics from oscillating plasma surfaces driven at relativistic intensity [J]. *Physics of Plasmas*, 1996, 3(9): 3425-37.
- [209] QUÉRÉ F, THAURY C, MONOT P, et al. Coherent wake emission of high-order harmonics from overdense plasmas [J]. *Physical review letters*, 2006, 96(12): 125004.
- [210] ROSS I, MATOUSEK P, TOWRIE M, et al. Prospects for a multi-PW source using optical parametric chirped pulse amplifiers [J]. *Laser and Particle Beams*, 1999, 17(2): 331-40.
- [211] 刘成, 王兆华, 李伟昌, et al. 交叉偏振滤波技术提高飞秒超强激光信噪比的研究 [J]. *物理学报*, 2010, 59(10): 7036-40.
- [212] CHVYKOV V, ROUSSEAU P, REED S, et al. Generation of 10 11 contrast 50 TW laser pulses [J]. *Optics letters*, 2006, 31(10): 1456-8.
- [213] MARCINKEVIČIUS A, TOMMASINI R, TSAKIRIS G D, et al. Frequency doubling of multi-terawatt femtosecond pulses [J]. *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 2004, 79(5): 547-54.
- [214] ITATANI J, FAURE J, NANTEL M, et al. Suppression of the amplified spontaneous emission in chirped-pulse-amplification lasers by clean high-energy seed-pulse injection [J]. *Optics Communications*, 1998, 148(1): 70-4.

- [215] KALASHNIKOV M, RISSE E, SCHÖNNAGEL H, et al. Double chirped-pulse-amplification laser: a way to clean pulses temporally [J]. *Optics letters*, 2005, 30(8): 923-5.
- [216] JULLIEN A, ALBERT O, BURG Y F, et al. 10<sup>7</sup> 10 temporal contrast for femtosecond ultraintense lasers by cross-polarized wave generation [J]. *Optics letters*, 2005, 30(8): 920-2.
- [217] NEELY D, DANSON C, ALLOTT R, et al. Frequency doubling of multi-terawatt picosecond pulses [J]. *Laser and Particle Beams*, 1999, 17(2): 281-6.
- [218] KRYLOV V, REBANE A, KALINTSEV A G, et al. Second-harmonic generation of amplified femtosecond Ti: sapphire laser pulses [J]. *Optics letters*, 1995, 20(2): 198-200.
- [219] RÖDEL C, HEYER M, BEHMKE M, et al. High repetition rate plasma mirror for temporal contrast enhancement of terawatt femtosecond laser pulses by three orders of magnitude [J]. *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 2011, 103(2): 295-302.
- [220] DOUMY G, QUÉRÉ F, GOBERT O, et al. Complete characterization of a plasma mirror for the production of high-contrast ultraintense laser pulses [J]. *Physical Review E*, 2004, 69(2): 026402.
- [221] NOMURA Y, VEISZ L, SCHMID K, et al. Time-resolved reflectivity measurements on a plasma mirror with few-cycle laser pulses [J]. *New Journal of Physics*, 2007, 9(1): 9.
- [222] HÖRLEIN R, DROMEY B, ADAMS D, et al. High contrast plasma mirror: spatial filtering and second harmonic generation at 1019 W cm<sup>-2</sup> [J]. *New Journal of Physics*, 2008, 10(8): 083002.
- [223] GEISSEL M, SCHOLLMEIER M S, KIMMEL M W, et al. Characterizing plasma mirrors near breakdown [J]. *Review of Scientific Instruments*, 2011, 82(5): 053101.
- [224] DROMEY B, RYKOVANOV S, YEUNG M, et al. Coherent synchrotron emission from electron nanobunches formed in relativistic laser-plasma interactions [J]. *Nature Physics*, 2012, 8(11): 804-8.
- [225] ROTH M, JUNG D, FALK K, et al. Bright laser-driven neutron source based on the relativistic transparency of solids [J]. *Physical review letters*, 2013, 110(4): 044802.
- [226] PEGORARO F, BULANOV S. Photon bubbles and ion acceleration in a plasma dominated by the radiation pressure of an electromagnetic pulse [J]. *Physical review letters*, 2007, 99(6): 065002.
- [227] BULANOV S, SCHROEDER C, ESAREY E, et al. Optimized laser pulse profile for efficient radiation pressure acceleration of ions [J]. *Physics of Plasmas*, 2012, 19(9): 093112.
- [228] WITTMANN T, GEINDRE J-P, AUDEBERT P, et al. Towards ultrahigh-contrast ultraintense laser pulses—complete characterization of a double plasma-mirror pulse cleaner [J]. *Review of scientific instruments*, 2006, 77(8): 083109.
- [229] BULANOV S, MACCHI A, MAKSIMCHUK A, et al. Electromagnetic pulse reflection at self-generated plasma mirrors: Laser pulse shaping and high order harmonic generation [J]. *Physics of Plasmas*, 2007, 14(9): 093105.
- [230] PADDA H, KING M, GRAY R, et al. Intra-pulse transition between ion acceleration mechanisms in intense laser-foil interactions [J]. *Physics of Plasmas*, 2016, 23(6): 063116.
- [231] ROBINSON A, SHERLOCK M, NORREYS P. Artificial collimation of fast-electron beams with two laser pulses [J]. *Physical review letters*, 2008, 100(2): 025002.
- [232] SCOTT R, BEAUCOURT C, SCHLENVOIGT H-P, et al. Controlling fast-electron-beam divergence using two laser pulses [J]. *Physical review letters*, 2012, 109(1): 015001.

- [233] MARKEY K, MCKENNA P, BRENNER C, et al. Spectral enhancement in the double pulse regime of laser proton acceleration [J]. *Physical review letters*, 2010, 105(19): 195008.
- [234] SCOTT G, BAGNOUD V, BRABETZ C, et al. Optimization of plasma mirror reflectivity and optical quality using double laser pulses [J]. *New Journal of Physics*, 2015, 17(3): 033027.
- [235] FAURE J, GLINEC Y, SANTOS J, et al. Observation of laser-pulse shortening in nonlinear plasma waves [J]. *Physical review letters*, 2005, 95(20): 205003.
- [236] GAO J, LIU F, GE X, et al. Influence of laser contrast on high-order harmonic generation from solid-density plasma surfaces [J]. *Chinese Optics Letters*, 2017, 15(8): 081902.
- [237] PRENCIPE I, SGATTONI A, DELLASEGA D, et al. Development of foam-based layered targets for laser-driven ion beam production [J]. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2016, 58(3): 034019.
- [238] MARGARONE D, KLIMO O, KIM I, et al. Laser-driven proton acceleration enhancement by nanostructured foils [J]. *Physical review letters*, 2012, 109(23): 234801.
- [239] PURVIS M A, SHLYAPTSEV V N, HOLLINGER R, et al. Relativistic plasma nanophotonics for ultrahigh energy density physics [J]. *Nature Photonics*, 2013, 7(10): 796-800.
- [240] ZIGLER A, EISENMAN S, BOTTON M, et al. Enhanced proton acceleration by an ultrashort laser interaction with structured dynamic plasma targets [J]. *Physical review letters*, 2013, 110(21): 215004.
- [241] WANG W-M, SHENG Z-M, ZHANG J. A model for the efficient coupling between intense lasers and subwavelength grating targets [J]. *Physics of Plasmas*, 2008, 15(3): 030702.
- [242] PALCHAN T, PECKER S, HENIS Z, et al. Efficient coupling of high intensity short laser pulses into snow clusters [J]. *Applied physics letters*, 2007, 90(4): 041501.
- [243] KAHALY S, YADAV S, WANG W, et al. Near-complete absorption of intense, ultrashort laser light by sub- $\lambda$  gratings [J]. *Physical review letters*, 2008, 101(14): 145001.
- [244] SUMERUK H, KNEIP S, SYMES D, et al. Hot electron and x-ray production from intense laser irradiation of wavelength-scale polystyrene spheres [J]. *Physics of plasmas*, 2007, 14(6): 062704.
- [245] CECCOTTI T, FLOQUET V, SGATTONI A, et al. Evidence of resonant surface-wave excitation in the relativistic regime through measurements of proton acceleration from grating targets [J]. *Physical review letters*, 2013, 111(18): 185001.
- [246] NEELY D, FOSTER P, ROBINSON A, et al. Enhanced proton beams from ultrathin targets driven by high contrast laser pulses [J]. *Applied Physics Letters*, 2006, 89(2): 021502.
- [247] KULCSAR G, ALMAWLAWI D, BUDNIK F, et al. Intense picosecond X-ray pulses from laser plasmas by use of nanostructured "velvet" targets [J]. *Physical Review Letters*, 2000, 84(22): 5149.
- [248] DALUI M, WANG W-M, TRIVIKRAM T M, et al. Preferential enhancement of laser-driven carbon ion acceleration from optimized nanostructured surfaces [J]. *Scientific reports*, 2015, 5(srep11930).
- [249] BLANCO M, FLORES-ARIAS M, RUIZ C, et al. Table-top laser-based proton acceleration in nanostructured targets [J]. *New Journal of Physics*, 2017, 19(3): 033004.
- [250] KLIMO O, PSIKAL J, LIMPOUCH J, et al. Short pulse laser interaction with micro-structured targets: simulations of laser absorption and ion acceleration [J]. *New Journal*



of Physics, 2011, 13(5): 053028.

[251] BAGCHI S, PREM KIRAN P, WANG W-M, et al. Surface-plasmon-enhanced MeV ions from femtosecond laser irradiated, periodically modulated surfaces [J]. Physics of Plasmas, 2012, 19(3): 030703.

[252] BIGONGIARI A, RAYNAUD M, RICONDA C, et al. Improved ion acceleration via laser surface plasma waves excitation [J]. Physics of Plasmas, 2013, 20(5): 052701.

[253] RAYNAUD M, KUPERSZTYCH J, RICONDA C, et al. Strongly enhanced laser absorption and electron acceleration via resonant excitation of surface plasma waves [J]. Physics of Plasmas, 2007, 14(9): 092702.

[254] FEDELI L, SGATTONI A, CANTONO G, et al. Electron acceleration by relativistic surface plasmons in laser-grating interaction [J]. Physical review letters, 2016, 116(1): 015001.

[255] ZHUO H, CHEN Z, YU W, et al. Quasimonoenergetic proton bunch generation by dual-peaked electrostatic-field acceleration in foils irradiated by an intense linearly polarized laser [J]. Physical review letters, 2010, 105(6): 065003.



## 攻读博士学位期间发表的论文和专利

### 论文

- [1] **X.L.Ge**, X.X.Lin, X.H.Yuan, D.C. Carroll, R.J. Gray, T.P. Yu, O. Tresca, M. Chen, F.Liu, H.B. Zhuo, B. Zielbauer, L. Zhao, D. Neely, Z.M.Sheng, Y.T. Li, and P. McKenna. Directed fast electron beams in ultraintense picosecond laser irradiated solid targets. *Appl. Phys. Lett.* 107, 091111 (2015).
- [2] **Xulei Ge**, Yuan Fang, Su Yang, Wengqing Wei, Feng Liu, Peng Yuan, Jingui Ma, Li Zhao, Xiaohui Yuan, and Jie Zhang. *Chin Opt Lett*, 16, 013201(2018).
- [3] **Xulei Ge**, Xiaohui Yuan, Su Yang, Yanqing Deng, Wenqing Wei, Yuan Fang, Jian Gao, Feng Liu, Min Chen, Li Zhao, Yanyun Ma, Zhengming Sheng, Jie Zhang, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A.* (Accepted).
- [4] **X. L. Ge**, X. H. Yuan, D. B. Zou, J. Zheng, X. C. Cui, Y. Q. Deng, Y. Fang, J. Gao, B. Y. Li, W. Q. Wei, S. Yang, Y. Yin, G. B. Zhang, H. B. Zhuo, F. Liu, M. Chen, Z. C. Ye, L. M. Chen, L. Zhao, Z. M. Sheng and J. Zhang. Enhanced proton acceleration from relativistic laser-grating target interactions. *Appl. Phys. Lett.* (To be submitted).
- [5] **Xulei Ge**, Xiaohui Yuan, Yuan Fang, Wenqing Wei, Su Yang, Feng Liu, Min Chen, Li Zhao, Zhengming Sheng and Jie Zhang. Pulse shape of ultrashort intense laser reflected from plasma mirror. *Opt. Lett.* (To be submitted).
- [6] Y. Fang, **X. L. Ge**, S. Yang, W. Q. Wei, T. P. Yu, F. Liu, M. Chen, J. Q. Liu, X. H. Yuan, Z. M. Sheng and J. Zhang. Different effects of laser contrast on proton emission from normal large foils and transverse-size-reduced targets, *Plasma Phys. Control. Fusion* 58, 045025(2016)
- [7] Yuan Fang, Tongpu Yu, **Xulei Ge**, Su Yang, Wenqing Wei, Tao Yuan, Feng Liu, Min Chen, Jingquan Liu, Yutong Li, Xiaohui Yuan<sup>1,2</sup>, Zhengming Sheng and Jie Zhang. Combined proton acceleration from foil targets by

- ultraintense short laser pulses, *Plasma Phys. Control. Fusion.* 58, 075010(2016)
- [8] Jian Gao, Feng Liu, **Xulei Ge**, Yanqing Deng, Yuan Fang, Wenqing Wei, Su Yang, Xiaohui Yuan, Min Chen, Zhengming Sheng, and Jie Zhang. Influence of laser contrast on high-order harmonic generation from solid-density plasma surfaces, *Chinese Optics Letters.* *Chin. Opt. Lett.* 15,081902(2017).
- [9] Su Yang, Yanqing Deng, **Xulei Ge**, Yuan Fang, Wenqing Wei, Jian Gao, Feng Liu, Mi Chen, Guoqian Liao, Yutong Li, Li Zhao, Yanyun Ma, Zhengming Sheng, Xiaohui Yuan, and Jie Zhang. A two-dimensional wide-angle proton spectrometer with improved angular resolution, *Nucl. Instr. and Meth. A.* 860, 29-34 (2017).
- [10] Su Yang, Xiaohui Yuan, Yuan Fang, **Xulei Ge**, Yanqing Deng, Wenqing Wei, Jian Gao, Feichao Fu, Tao Jiang, Guoqian Liao, Feng Liu, Min Chen, Yutong Li, Li Zhao, Yanyun Ma, Zhengming Sheng, and Jie Zhang. A two-dimensional angular-resolved proton spectrometer”, *Rev. Sci. Instrum.* 87, 103301 (2016).
- [11] S. Li, N. A. M. Hafz, M. Mirzaie, **X. Ge**, T. Sokollik, M. Chen, Z. Sheng, and J. Zhang, Stable laser-plasma accelerators at low densities, *J. Appl. Phys.*, 116, 043109 (2014).
- [12] Guo-Qian Liao, Yu-Tong Li, Yi-Hang Zhang, Hao Liu, **Xu-Lei Ge**, Su Yang, Wen-Qing Wei, Xiao-Hui Yuan, Yan-Qing Deng, Bao-Jun Zhu, Zhe Zhang, Wei-Min Wang, Zheng-Ming Sheng, Li-Ming Chen, Xin Lu, Jing-Long Ma, Xuan Wang, and Jie Zhang. Demonstration of Coherent Terahertz Transition Radiation from relativistic Laser-Solid Interactions, *Phys. Rev. Lett.* 116, 205003 (2016).
- [13] S. Li, N. A. M. Hafz, M. Mirzaie, A. M. M. Elsied, **X. Ge**, F. Liu, T. Sokollik, M. Z. Tao, L. M. Chen, M. Chen, Z. Sheng, and J. Zhang, Generation of electron beams from a laser wakefield acceleration in pure neon gas, *Phys. Plasmas*, 21(8), 083108 (2014).
- [14] M. Tao, N. A. M. Hafz, S. Li, M. Mirzaie, **X. Ge**, T. Sokollik, L. Chen, F. He, Y. Cheng, Z. Sheng, and J. Zhang, High-quality laser-driven electron beams by ionization injection in low-density nitrogen gas jet, *IEEE Transactions on Plasma Sciences*, 43, 539 (2015).

- [15] M. Tao, N. A. M. Hafz, S. Li, M. Mirzaie, A. M. M. Elsied, **X. Ge**, F. Liu, T. Sokollik, L. Chen, Z. Sheng, and J. Zhang, “Quasimonenergetic collimated electron beams from a laser wakefield acceleration in low density pure nitrogen,” *Phys. Plasmas*, 21, 073102 (2014).
- [16] Yongzhi Wang, Jingui Ma, Peng Yuan, Guoqiang Xie, **Xulei Ge**, Feng Liu, Xiaohui Yuan, Heyuan Zhu and Liejia Qian. Single-shot measurement of  $>10^{10}$  pulse contrast for ultra-high peak-power lasers. *Scientific reports*, 4, 3818 (2014).
- [17] Wenqing Wei, Xiaohui Yuan, Yuan Fang, Zhiyi Ge, **Xulei Ge**, Su Yang, Feiyu Li, Guoqian Liao, Feng Liu, Min Chen, Li Zhao, Hongbing Zhuo, Yutong Li, Zhengming Sheng, and Jie Zhang. Plasma optical shutter in ultraintense laser-foil interaction. *Phys. Plasmas*, 24, 113111 (2017).
- [18] Muhammad Noaman-ul-Haq, Hamad Ahmed, Thomas Sokollik, Lule Yu, Zezhou Liu, Xiaohui Yuan, Fang Yuan, Mohammad Mirzaie, **Xulei Ge**, Liming Chen, and Jie Zhang. Statistical analysis of laser driven protons using a high-repetition-rate tape drive target syste. *Physical Review Accelerators and Beams*, 20, 41301(2017).
- [19] Xiaopeng Zhang, Wenqing Wei, Changbo Fu, Xiaohui Yuan, Honghai An, Yan Qing Deng, Yuan Fang, Jian Gao, **Xu-Lei Ge**, Bing Guo, Chuangye He, Peng Hu, Neng Hua, Weiman Jiang, Liang Li, Mengting Li, Yifei Li, Yutong Li, Guo-Qian Liao, Feng Liu, Longxiang Liu, Hongwei Wang, Pengqian Yang, Su Yang, tao yang, Guoqiang Zhang, Yue Zhang, Baoqiang Zhu, Xiaofeng Xi, Jianqiang Zhu, Zheng-Ming Sheng, and Jie Zhang. Demonstration of Laser-produced Neutron Diagnostic by Radiative Capture Gamma-rays. (Accepted).
- [20] Kai Huang, Dazhang Li, Wenchao Yan, Minghua Li, Mengze Tao, Ziyu Chen, **Xulei Ge**, Feng Liu, Yong Ma, Jiarui Zhao, Nasr Hafz, Jie Zhang. Simutaneous generation of quasi-monoenergetic electron and betatron X-rays from Nitrogen gas via ionizationed injection. *Appl. Phys. Letts*. 105, 204101(2014)

## 专利:

- [1] **葛绪雷**, 远晓辉, 杨骥, 邓彦卿, 魏文青, 方远, 高健, 刘峰, 陈民, 盛政明, 张杰. 基于薄膜闪烁体和光纤阵列的实时电子谱仪. 201710139151.9. (发明专利)
- [2] 杨骥, 远晓辉, 方远, **葛绪雷**, 魏文青, 邓彦卿, 高健, 刘峰, 盛政明, 张杰. 二维角分布质子谱仪. 201610329467.X. (发明专利)
- [3] 杨骥, 远晓辉, 方远, **葛绪雷**, 魏文青, 邓彦卿, 高健, 刘峰, 盛政明, 张杰. 二维角分布质子谱仪. 201620449896.6. (实用新型专利)
- [4] 杨骥, 邓彦卿, 远晓辉, 方远, **葛绪雷**, 魏文青, 高健, 刘峰, 盛政明, 张杰. 提高空间分辨率的二维角分布质子谱仪. 201710283704.8. (发明专利)
- [5] 杨骥, 邓彦卿, 远晓辉, 方远, **葛绪雷**, 魏文青, 高健, 刘峰, 盛政明, 张杰. 提高空间分辨率的二维角分布质子谱仪. 201720449756.3. (实用新型专利)

## 致谢

时间过得很快，马上我的学生生涯就正式结束了。从我 2013 年进入复旦大学算起，已经过去四年半了。这四年多的时间里，我的收获很大，学到了很多知识和技能，锻炼了解决问题的能力并拓展了科研的视野。在分析问题和解决问题的过程中，我慢慢地建立起了一些自信，这种自信会影响我整个人生，也是我博士期间最大的收获。但是读博士从来都不是一个简单的事。在做科研的时候经常会遇到很多挑战。这期间我也有过很多迷茫和焦虑，内心深处也有过挣扎。有时候，自我怀疑也常常会折磨我，使我消极懈怠，令我失去动力。但是在我最苦闷彷徨的时候，来自老师、同学和家人的鼓励常常让我重拾信心，充满斗志。他们在我人生中这个重要的阶段给了我重要的引导。

我要感谢我的导师赵利教授，他让我有机会进入复旦大学读博。赵老师学识渊博，平易近人，在生活上给予我很大的帮助。在我学术论文写作的过程中，赵老师高屋建瓴地一番指导，常常给予我很大的引导和启发，使我豁然开朗。跟赵老师交流后，常常有种柳暗花明又一村的感觉。

我要特别感谢上海交通大学的远晓辉老师。我博士期间的科研工作是在上海交通大学跟随远晓辉老师做的，期间得到了远老师的悉心指导。远老师学识丰富，聪明睿智，对整个激光等离子体物理研究领域了如指掌。当我们讨论到具体的学术问题的时候，远老师经常会准确地指出这个问题的出处，甚至具体到 XX 人在 XX 年 XX 杂志上讨论了 XX 内容。在我论文选题的时候，远老师给了我很多指导，对我的实验方案提出很多有用的改进意见。远老师实验技能丰富，经常在实验室带领大家工作至深夜，遇到问题总是能找到解决的办法，让我学到了很多实验技能。在我进行论文撰写的时候，远老师也给了我极大的帮助。一开始我的论文写作水平比较差，远老师会从文章结构的角度讲解如何组织文章结构，并在文字表述上逐字逐句帮我修改和讲解。这使我受益匪浅。在生活上，远老师也给予我很多的关心。特别是我在做科研期间经常会出现负面情绪，是远老师的开解和鼓励，让我排除了很多负面情绪。在此对远老师表示深深的感谢。

我还要特别感谢上海交通大学的刘峰老师。刘峰老师是我物理所的师兄，2010 年我去物理所的时候，刘老师刚好从物理所去了德国。虽然当时没有见面，但是经常听到刘老师神一样的传说。刘老师知识丰富，研究广泛，不仅在激光等离子体物理实验方面有着丰富的经验，还精通激光技术。从 2012 年开始，刘老师带着我负责上海交大 200TW 激光器的运行和维护。期间跟随刘老师学习了大

量的技术和经验，很多似懂非懂的问题都有了较深刻的认识。更重要的是，在刘老师身上学到了很多做事的方法，这使我终生受益。另外，在我实验期间，特别是我在做等离子体镜实验时，刘老师对我的实验方案提出了很多改进意见，让我在实验过程中省去了很多麻烦。在此表示深深的感谢。刘老师为人真诚，做事踏实，是我的偶像，也是我学习的榜样。

我要感谢上海交大的张杰老师，盛政明老师，钱列加老师、陈黎明老师、陈民老师、郑君老师、翁苏明老师、Nasr A. M. Hafz 老师和 Thomas Sokollik 老师等，他们在学术上和生活中给了我很多指导和帮助。同时我要感谢国防科大的余同普老师和卓红斌老师，感谢我的好朋友邹德滨和张国博等，他们在理论模拟和数据分析等方面给了我很多支持。另外我要感谢那些在我论文写作的过程中，给了我很多建议的老师和同学们，感谢你们对我的帮助。

我要感谢实验室的方远、杨骥、魏文青、高健、邓彦卿等同学，很荣幸能够和你们一起做实验，一起工作到深夜，一起讨论实验数据。感谢这一路上有你们的支持。同时我要感谢办公室的张喆林、李博原、岳东宁和王军平等，跟你们日常的交流和讨论常常使我受益匪浅。感谢我的好兄弟刘源、李松，感谢实验室黄芙蓉秘书，谢谢你们在工作上给予我很多帮助。感谢我的室友陈华金、贺若愚和叶林，感谢你们陪我聊天，陪我玩。感谢 Muhammad Noaman-ul-Haq、Hamad Ahmed、Mohammad Mirzaie 和 Qurat-ul-Ain 等同学陪我练口语。

最后我要感谢我的家人，感谢我的父母。感谢你们对我的理解和支持。感谢你们在我整个人生中的付出。我还要感谢我女朋友孔令华，感谢你这么多年以来对我的支持、鼓励和包容，认识你是我做的最正确的决定。

葛绪雷

2017 年 12 月 18 日

于上海交通大学激光等离子体实验室 309



# 复旦大学

## 学位论文独创性声明

本人郑重声明：所呈交的学位论文，是本人在导师的指导下，独立进行研究工作所取得的成果。论文中除特别标注的内容外，不包含任何其他个人或机构已经发表或撰写过的研究成果。对本研究做出重要贡献的个人和集体，均已在论文中作了明确的声明并表示了谢意。本声明的法律结果由本人承担。

作者签名：\_\_\_\_\_ 日期：\_\_\_\_\_

# 复旦大学

## 学位论文使用授权声明

本人完全了解复旦大学有关收藏和利用博士、硕士学位论文的规定，即：学校有权收藏、使用并向国家有关部门或机构送交论文的印刷本和电子版本；允许论文被查阅和借阅；学校可以公布论文的全部或部分内容，可以采用影印、缩印或其它复制手段保存论文。涉密学位论文在解密后遵守此规定。

作者签名：\_\_\_\_\_ 导师签名：\_\_\_\_\_ 日期：\_\_\_\_\_