



北京大学

博士生毕业论文

题目： 激光等离子体加速电子束
及其光学渡越辐射的实验
研究

姓 名： 林晨

学 号： 10504870

院 系： 物理学院

专 业： 核技术及应用

研究方向： 激光等离子体加速器

导师姓名鄒之虞 教授，Wim Leemans 博士

二〇一一年五月

版权声明

任何收存和保管本论文各种版本的单位和个人，未经本论文作者同意，不得将本论文转借他人，亦不得随意复制、抄录、拍照或以任何方式传播。否则一旦引起有碍作者著作权之问题，将可能承担法律责任。

激光等离子体加速电子束及其光学渡越辐射的实验研究

林晨 核技术及应用

导师姓名：郭之虞 教授， Wim Leemans 博士

摘要

激光等离子体加速（LPA）是1979年由Tajima和Dawson提出的新型加速机制。它以激光激发形成的等离子体波为加速介质，可以获得高于传统加速器三个量级以上加速梯度，是建造未来紧凑型高能粒子加速器的和辐射源的有力候选者。近二十年中，LPA在实验方面取得了快速进展，很多实验室都相继报道了通过毫米量级的作用距离加速得到几百MeV的电子束。但是由于散射，泵浦损失等原因造成的激光在等离子体中的有限传输距离严重地限制了能量的进一步提高。2007年，通过毛细管电离形成的等离子体通道，位于美国劳伦斯伯克利国家实验室（LBNL）的LOASIS研究组成功地将激光的有效传输距离延长到3 cm，并获得能量为1 GeV的准单能电子束。本论文将在LOASIS现有毛细管加速技术的基础上，对气体喷嘴和电离毛细管结合的双级靶体进行具体的讨论，包括其设计、制作检验和初步取得的一些加速结果。然后，将介绍针对LPA电子束的光学渡越辐射实验研究。研究的结果显示了LPA电子束具有独特的激光调制微结构，并且具有小于1%的能散。

论文首先对LPA的实验发展历史和基本原理进行了归纳和总结，并对工作的实验平台LOASIS 40 TW激光系统做了简单介绍。40 TW激光系统主要用于毛细管靶体的加速实验。因为超高的材料硬度和微米量级的直径尺寸，激光微刻蚀是制作毛细管靶体的唯一有效方式。所以实验工作方面首先介绍了作者负责搭建的LOASIS飞秒激光刻蚀系统。通过编写计算机程序来精确控制刻蚀平台的运动和激光的聚焦参数，该系统刻蚀制作了横截面直径在100 μm 到1 mm的不同结构的气体靶体，其精度达到5 μm 。接着将介绍利用ANSYS CFX软件对刻蚀靶体所进

行气流动力学模拟的一些工作。模拟的结果对于靶体设计和解释实验中物理问题的也具有重要的意义。

随后，论文将就气体喷嘴与毛细管结合的双级靶体展开讨论。双级靶体的基本原理是利用喷嘴中形成的高密度等离子体实现电子俘获，并将其初步加速到较低的能量。这些预加速的电子随后被注入到毛细管低密度等离子体中，再次被俘获加速到GeV的高能量。它利用纵向的密度调制来分离电子注入和加速过程，理论上可以极大地提高加速稳定性。这里论文分别讨论了喷嘴分别位于毛细管中间、毛细管入口处和毛细管前端一定距离的三种靶体设计制作，以及针对它们所开展的ANSYS气流模拟分析和利用激光干涉仪对其进行气体密度探测的工作。检验的结果证实了这一设计可以有效的产生纵向密度调制，同时也观测到了毛细管电离冲击波对于喷嘴气体的影响。前两种靶体都在40 TW激光系统上进行了加速实验，获得了能量在300 MeV到400 MeV的电子束。在喷嘴位于毛细管中间的靶体的加速实验中，与只有单一毛细管靶体的情况相比，加速电子数的电量由2.6 pC增加到了7.3 pC，而且电子能谱的波动从22%降低到3%。这证明了喷嘴处高密度等离子体实现了电子的有效注入。当喷嘴位于毛细管入口处的靶体的实验中，与预先进行的单喷嘴实验结果相比，双级靶体的电子束的能量从25 MeV增加到了341 MeV，能谱波动保持在1.9%。这也因此证明了毛细管的后续加速作用。因此这种双级加速被证明是一种有效地加速机制。

LPA产生的电子束本身也携带了大量的加速过程信息。通过对电子束的分析，可以对LPA的许多物理机制得到全面而深入的认识，为实验的改进提供重要信息。所以论文的第二部分将介绍利用光学渡越辐射（OTR）对LPA电子束的诊断。LPA电子束与传统加速器产生的电子束最大区别在于它超短的脉冲时间和与驱动激光相互作用后形成的调制微结构。所以论文先对实验中所涉及到的物理机制，如OTR的近场强度分布，具有调制微结构电子束的相干OTR，电子束的结构分布、能量等参数对OTR相干增益的影响等做了讨论。这是实验数据分析的理论基础。

在实验中，我们对分别采用单一喷嘴靶体和电离毛细管靶体加速的电子束都进行了OTR的观测，获得了大量有意义的数据。在0.9 mm的喷嘴实验中，观测到的OTR信号最高超过非相干信号三个量级。这证明了电子束存在激光调制微结构，并且预示着参与相干辐射的部分电子的能量在160 MeV以上，局域能散小于1%。在毛细管实验中，通过对OTR光谱在增加峰结构和位置的分析，推测出电子束中微结构的纵向长度主要集中在2 fs-2.5 fs。此外，第五章对于OTR信号的相干增益随等离子体密度，电子束团电量，束发散角等参数的变化关系也做了讨论。OTR的观测结果使我们对电子束的观测从宏观参量转变到微观的内部结构

中来，并且对激光等离子体加速的内部物理过程获得了更完整的理解。

关键词：激光等离子体加速，毛细管靶体，激光微刻蚀，气体密度模拟及测量，光学渡越辐射测量

Experimentally Study on Laser Plasma Acceleration of Electron Beam and Its Optical Transition Radiation

Chen lin (Nuclear Technology and Application)

Directed by Prof. Zhiyu Guo, Dr. Wim Leemans

Abstract

Laser-plasma-accelerator (LPA) was first proposed by Tajima and Dawson in 1979 as a new acceleration mechanism. In such an accelerator, a focused intense laser drives a plasma wave, by which the plasma electrons can be trapped and accelerated to relativistic energies. Acceleration gradient on the order of $10 - 100 \text{ GV/m}$ has been demonstrated in LPAs which makes them very attractive for building the future compact high energy particle accelerators and radiation sources.

During the last 20 years, great progress has been made in the LPA experiments. Several groups have reported the observation of electron beams with hundreds of MeV energy after mm-scale acceleration length. However, the laser propagation distance in the plasma is seriously restricted due to the diffraction, pump delation, etc. , which limits the achievement for higher electron energy. In 2007, by employing a discharge-capillary-plasma-waveguide, the laser pulse was effective guided over 3 cm distance and high quality electron beam with 1GeV energy was achieved in the LOASIS group at Berkeley Berkeley National Laboratory (LBNL). Based on this capillary acceleration technology, this dissertation documents the development of a new gas jet imbedded discharge capillary target, as well as the optical transition radiation based diagnosis for LPA electron beams generated in either capillary or gas jet target experiment.

A brief history of the LPA experimental field and summary of some fundamental theories are given in the beginning of the dissertation, followed by an overview of LOASIS 40 TW laser system. This system is mainly operated for the capillary acceleration experiment. Due to the ultra high material rigidity and micron-scale diameter, laser machining is the only effective method to manufacture capillaries. So the following chapter will give an introduction on the fs laser micromachining system. By precise program controlling the 3-dimensional machining stage and laser focusing parameter, various targets(capillary, gas jet...) has been machined with up to $5 \mu\text{m}$ precision. The gas flow dynamics in these target has been simulated by ANSYS CFX software. Simulation result has good agreement with experiment observations and provide useful information for the target design.

Then, the development of a gas jet embedded capillary target has been discussed. In this target can create a longitudinal density tailoring, which has local density peak near the jet area and uniform density in the rest of the capillary. Electron beam will be injected at the high density jet plasma and post-accelerated by the following capillary plasma wakefield to higher energy. Three kinds of targets with different design were manufactured by laser machining and tested by both ANSYS simulation and laser interferometry measurement. The test results conformed that a stable longitudinal neutral gas density tailoring was created along the capillary. Two of the targets were also test in the acceleration experiment, yielding 300 MeV and 400 MeV energy electron beam with significantly improved stability. And the electron beam can be tuned by varying the gas jet plasma density and laser focal position. However, the measurement also shown that the high density jet gas was seriously affected by the capillary discharge, which add more complicated physics process near that area.

The accelerated LPA electrons using either gas jet or capillary target has been diagnosed using optical transition radiation. OTR signals, produced by electrons passing through two separate foils(which were 2.4 m and 2.8 m downstream of the target), were recorded with high resolution imaging systems. Coherent OTR was measured with signal levels over two orders of magnitude greater than expected from incoherent emission, indicating the presence of a sub-micron (femtosecond) laser-induced density modulation of the electron beam. Its persistence over meter-scale propagation distances indicates that the electrons that contribute to this radiation have a slice energy spread below 1%. The spectra dependence of OTR was studied

by both bandpass filters and a direct grating-camera detection system, showing consistent enhancement wavelength regime from 600 nm to 800 nm, indicating the microstructure duration is between 2 fs to 3 fs . A statistic analysis of the plasma and electron parameters dependence of OTR coherent enhancement is also presented. The OTR analysis provide information for the electron inner structure as well as the acceleration process.

Keywords: laser plasma accelerator, gas dynamic simulation, optical transition radiation

目录

第一章 绪论	1
1.1 引言	1
1.1.1 激光等离子体加速	1
1.2 激光等离子体加速的实验发展历史	2
1.3 LOASIS 40 TW 激光加速系统	7
1.3.1 LOASIS 40 TW 激光加速系统	7
1.3.2 基于电离毛细管靶体的加速实验	9
1.3.3 加速的挑战和问题	10
1.4 论文简介	11
第二章 激光等离子体加速理论	13
2.1 引言	13
2.2 等离子体尾波场的产生	13
2.2.1 激光有质动力势	13
2.2.2 尾波场产生	14
2.3 电子束的注入和加速	20
2.3.1 电子的注入	20
2.3.2 几种不同的注入机制	21
2.4 激光加速的限制和定标	23
2.4.1 加速距离的限制	23
2.4.2 加速能量的限制	25
2.4.3 加速电量的限制	25
2.5 对激光的引导	26
2.5.1 引导的必要性	26
2.5.2 相对论自引导	27
2.5.3 等离子体通道	28

2.6 总结	29
第三章 加速靶体的制作和模拟验证	31
3.1 简介	31
3.2 飞秒激光刻蚀	31
3.2.1 基本原理	31
3.2.2 LOASIS激光刻蚀装置图	32
3.2.3 刻蚀结果举例	36
3.3 气体流体动力学模拟	36
3.3.1 关于毛细管的模拟	37
3.3.2 喷嘴靶体的模拟举例	41
3.4 总结	43
第四章 气体喷嘴和毛细管结合的靶体设计以及加速实验	45
4.1 简介	45
4.2 喷嘴位于毛细管中间的双级靶体	45
4.2.1 靶体设计	46
4.2.2 二维靶体密度分布的测量	48
4.2.3 加速实验	53
4.3 喷嘴位于毛细管前端的双级靶体	56
4.3.1 靶体设计	56
4.3.2 单一气体喷嘴实验	56
4.3.3 双级靶体加速实验	58
4.3.4 毛细管损坏对于密度分布的影响	59
4.4 喷嘴在电极之前的靶体	61
4.4.1 靶体设计	61
4.4.2 电离对喷嘴气体的影响	62
4.5 总结	64
第五章 光学渡越辐射	67
5.1 简介	67
5.2 渡越辐射的产生机制	68
5.3 渡越辐射的远场角分布	70
5.3.1 电子束的渡越辐射场强和能量	70
5.3.2 非相干渡越辐射	72

5.3.3 相干渡越辐射	73
5.4 渡越辐射的近场影像分布	76
5.4.1 单个电子渡越辐射场在像平面上的分布	76
5.4.2 电子束渡越辐射场在像平面上的分布	78
5.5 具有调制结构的电子束的相干渡越辐射	80
5.5.1 调制电子束的相干渡越辐射	80
5.5.2 能散对调制结构的影响	82
5.5.3 基于调制电子束的相干渡越辐射的实验观测	84
5.6 总结	85
第六章 激光加速电子束的光学渡越辐射实验研究	87
6.1 LPA电子束的纵向结构	87
6.2 OTR实验平台和数据分析	89
6.2.1 OTR实验设置	89
6.2.2 OTR的相干增益参数	90
6.2.3 金属膜对电子束分布的影响	91
6.2.4 光学收集系统效率计算	93
6.2.5 实验误差测量	95
6.2.6 OTR影像探测实验结果	97
6.3 气体喷嘴电子的OTR信号分析	97
6.3.1 实验主要参数介绍	98
6.3.2 OTR随电子和实验参数的变化	100
6.3.3 电子传输过程中的结构演变	101
6.3.4 对电子束能量分布的推测	105
6.3.5 等离子体密度对OTR相干性的影响	107
6.4 电离毛细管电子OTR信号分析	109
6.4.1 OTR近场影像的探测	109
6.4.2 OTR光谱的探测	113
6.5 总结	119
第七章 结论与展望	121
7.1 本论文工作的总结	121
7.2 本论文工作的特色与创新点	122
7.3 对未来工作的展望	122

致谢

I

参考文献

I

第一章 绪论

1.1 引言

粒子加速器在科学研究领域具有重要的作用。加速器不仅是高能粒子物理和核物理等高端物理研究的基础工具，利用加速器产生的多波段辐射也在材料、化学、生物和医疗等领域有着广泛的应用。但是受到材料电离击穿阈值的限制，传统射频直线加速器的加速梯度被限制在 100 MV/m 。例如，位于美国斯坦福国家实验室(SLAC)的直线加速器，为了获得 50 GeV 的电子束，其加速腔总长度达到了 3 km 。而拟建造的国际直线对撞机(ILC)的总长度更是达到 50 km 以获得能量 250 GeV 的粒子束。对于如此庞大的高能加速器，造价早已接近百亿美元。昂贵的造价成为了目前加速器向更高能量发展的主要瓶颈，因此必须找到可以突破传统加速梯度限制的新的加速机制。

1.1.1 激光等离子体加速

激光等离子体加速(laser plasma acceleration—LPA)是1979年由Tajima和Dawson提出的全新加速机制 [1]，并在近二十年获得了理论和实验的快速发展。LPA利用等离子体作为加速媒介，因为等离子体可以支持最大加速电场强度 $E_0 = cm_e\omega_p/e$ ，或者写为

$$E_0(\text{V/m}) \simeq 96\sqrt{n_0(\text{cm}^{-3})} \quad (1.1)$$

其中 n_0 是等离子体的电子密度， $\omega_p = (4\pi n_0 e^2 / m_e)^{1/2}$ 为等离子体波的频率。所以当 $n_0 = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 时，LPA的加速梯度可以达到 96 GV/m ——超过传统射频加速器三个量级以上。这为未来建造低造价，紧凑型加速器和辐射源提供了广阔前景。

激光等离子体加速的基本原理如图 1.1 所示：一束强激光聚焦入射到等离子体中，它的有质动力势将等离子体背景电子排开，形成跟随在光脉冲之后的低密度电子区域。而离子因为质量较重，所以相对保持在原地。激光传播过后，由于电荷分离造成的库仑力再次将电子拉回，从而形成振荡等离子体波。等离子体波

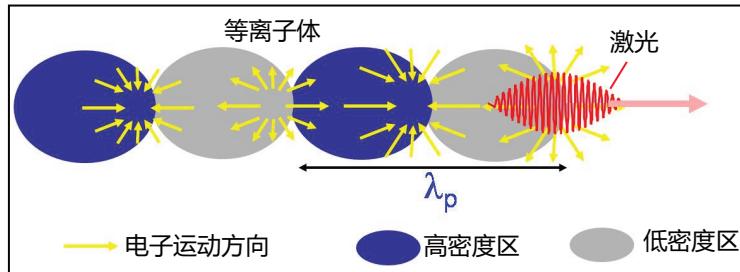


图 1.1: 激光等离子体尾波场示意图。

的相速度等于激光的群速度，都接近于光速。具有一定初始动量的背景电子被等离子体波俘获而获得加速。虽然LPA具有很高的加速梯度，但是由于散射，能量损耗等原因使激光的有效传输距离，即加速长度限制在毫米量级。利用等离子体通道可以有效延长加速距离到cm量级，提高加速效率 [2]。

激光等离子体加速器相比于传统加速器还有很多优势。例如LPA电子束的纵向长度自发的满足 $L < \lambda_p/2$ ，这里 λ_p 是等离子体加速波的长度。

$$\lambda_p(\mu\text{m}) \simeq 3.3 \times 10^{10} / \sqrt{n_0(\text{cm}^{-3})} \quad (1.2)$$

当 $n_0 = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 时， $\lambda_p \simeq 33 \mu\text{m}$ ，所以加速电子束的长度仅有几个飞秒。飞秒电子束是众多超短科学研究领域和基于自由电子激光的辐射源的基础工具。此外，LPA自身还可以作为新一代高亮度辐射光源，例如电子在等离子体波中的振荡运动产生的X光 [50, 51, 52]，电子离开等离子体边界时产生的THz辐射等等 [62, 3]。

这一章节将首先总结从上世纪九十年代以来LPA实验方面的主要进展。随后将对位于美国伯克利国家实验室的LOASIS实验室及其40 TW激光加速实验系统做一简单介绍，为以后章节中具体论文工作的阐述提供基础背景。

1.2 激光等离子体加速的实验发展历史

90年代初期：等离子体拍波加速(Plasma Beat Wave Acceleration)

九十年代初期之前，超短超强激光技术尚不存在，所以这一阶段的实验几乎全部利用波长为十几微米的CO₂激光器。它的脉冲长度在ns量级，聚焦强度在10¹⁴ W/cm²以下。这样的低功率的激光脉冲很难直接激发出等离子体波。所以作为激光加速的替换机制，Tajima和Dawson在1979年同时提出等离子体拍波加速器(PBWA)的概念 [1]。PBWA的基本原理是让两束频率为 ω_1 和 ω_2 的长脉冲 ($c\tau_L >$

(λ_p) 激光同时在等离子体中同向传播, 如果它们的频率满足 $\omega_1 - \omega_2 = \Delta\omega \simeq \omega_p$, 就可以共振激发出大振幅的等离子体波。当满足 $\omega_1 \approx \omega_2 \gg \omega_p$ 时, 等离子体波的相速度近似等于光速 c , 可以有效对电子进行加速。

1985年, 美国UCLA的Clayton等人首次通过汤姆逊散射证明了激光激发共振拍频波的存在, 并得到了最高1GV/m的加速场 [4]。1992年, 大阪大学的Kitagawa等人第一次在实验中证明了拍波加速的可行性 [5]。他们利用两束长度在1 ns (FWHM) 的CO₂激光注入到氢气中, 经过7mm的加速距离获得能量在10 MeV以上的电子束, 对应加速电场1.5 GV/m。随后在1993年, Clayton等人将射频直线加速器产生的2.1MeV的电子注入两束CO₂激光聚焦产生的拍波结构中, 经过16 mm加速距离成功地将电子能量提高至28 MeV, 加速电场被提高到了2.8 GV/m [6]。这一实验中, 人们也观测到了因为外注入电子束纵向长度(~ 10 ps)与等离子体波长(~ 1 ps)不相匹配而导致加速过程中的电子损失。而直到现在, 如何有效地利用外部电子源向等离子体波中注入电子仍是激光加速尚需解决的问题之一。2004年, UCLA的Tochitsky等人再次利用长波长拍波克服电离造成的激光散射, 使加速梯度为1GV/m的距离延长到3 cm, 并将12 MeV的外注入电子加速到38 MeV [7]。这是目前为止发表的PBWA最高加速能量。

等离子体拍波加速利用较低强度的激光就可以激发出大振幅等离子体波, 对激光的脉冲长度也没有苛刻的要求。但是其致命的缺点在于加速场强只有几个GV/m, 原因在于(1)等离子体波长会随着振幅增长, 当振幅增大到一定程度时, $\omega_p > \Delta\omega$, 导致共振条件消失。(2)因为等离子体波的形成需要较长时间, 离子声波的作用会引入很多的不稳定性。所以伴随着激光技术的发展, 越来越多的加速实验室转向激光尾波场加速。

1990年到2000年: 自调制尾波场加速 (Self-Modulated Laser Wakefield Accelerator-SMLWFA)

1988年美国罗切斯特大学的Mourou等人提出啁啾脉冲放大技术 (CPA), 这是激光发展历史上的一次重大跳跃 [9]。这种技术率先被应用在钕玻璃激光器上, 使其功率大为提高, 也为激光等离子体加速打开了另外一扇大门: 自调制尾波场加速。

自调制尾波场加速的原理首先由Esary在1990年提出[8]。CPA发明初期, 激光功率虽然获得大幅提高, 但其几百个飞秒级脉冲长度仍是通常状态下等离子体波长 λ_p 的十倍以上。这样的激光可以通过前向瑞利散射 (RFS) 不稳定性激发出等离子波。RFS的基本原理是当一束频率为 ω_0 的激光入射到等离子体中, 它会激发等离子体波 (ω_p) 和与其一同传播的斯托克斯波 ($\omega_0 - \omega_p$) 以及反斯托克斯波

$(\omega_0 + \omega_p)$ 。激光在空间和时间上与这些波发生作用从而分解为很多波长与 λ_p 一致的短脉冲。这些短脉冲与等离子体波发生共振使其振幅增大。等离子体波又继续增强对激光的调制。这样形成正反馈循环，最终导致背景电子被等离子体波俘获而加速。一般来讲，自调制尾波场需要较高密度的等离子体环境，激光的功率也必须高于相对论自聚焦功率，即 $P > 17(\omega/\omega_p)^2$ 。

伴随着自调制尾波场实验的开展，一个重要的产生均匀密度等离子体的工具——超声波气体喷嘴靶体（supersonic gas jet）也逐渐的被广泛应用到实验中 [13]。气体喷嘴触发喷出气体，在合适的时间内将一束激光聚焦到其中，利用激光光场直接电离气体形成等离子体并激发等离子体波，俘获加速电子。

1995年美国利沃莫国家实验室通过观测到的存在于光谱之中的反斯托克斯光谱第一次证实了自调制尾波场的存在 [10]。随后美国海军实验室和密歇根大学也通过相干汤姆逊散射测量出自调制等离子体波的持续时间为5 ps，与理论上不稳定性造成的等离子波衰减一致 [11, 12]。1995年，伦敦的帝国理工大学的Modena等人利用长度为0.8 ps，功率20TW，聚焦强度 $5 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ 的激光，经过4 mm的相互作用，获得能量 $\geq 44 \text{ MeV}$ 的电子束 [14]。这次实验首次证明了激光加速梯度可到100 GV/m。1997年，美国密歇根大学的Wager等人实验证明了激光的相对论自引导可以有效增加传输距离和改善加速电子束品质 [15]。1998年，UCLA的Gordon利用 $a_0 \simeq 2$ 的激光和4 mm长的等离子体，将电子束能量提高到94 MeV，加速梯度达到150 GV/m [16]。这个接近百MeV的实验是当时加速能量的一个跨越。

从2000年开始，位于美国伯克利国家实验室的Leemans等人也正式开始在10 TW激光器上开展加速实验工作 [19]。2001年，他们利用长度 $\geq 50 \text{ fs}$ 的激光加速出大于25 MeV的电子束，并且在铅和铜的放射性靶与磁分析器得到了电子能谱分布的一致性。2002年，LBNL利用长度76 fs，8.3 TW， $a \simeq 2.6$ 激光脉冲与密度为 $3 \times 10^{19} \text{ cm}^3$ 的等离子体相互作用，证明了具有陡峭上升沿和缓慢下降沿的激光脉冲有助于增强等离子体波振幅和促进电子注入 [20]。

自调制尾波场的优点在于（1）等离子体波是共振激发的，对激光没有特殊要求。（2）激光的自引导可以有效延长加速距离，将电子束提高到近100 MeV能量。但是正因为这种由最初的小振幅波共振放大的机制，导致SFLWFA过程十分不稳定。在共振作用下等离子体的热效应明显，限制了加速场的梯度。同时因为缺乏有效电子注入的方法，不可避免的造成电子束的连续能谱分布。

2000年之后：激光尾波场加速（laser Wakefield Acceleration）

在九十年代末期，高功率钛蓝宝石激光的出现使激光的功率显著提高，脉冲

长度也缩短到了25 fs到50 fs ($L \geq \lambda_p$)。LPA随之进入到标准的激光尾波场加速(LWFA)阶段。我们知道加速电子的最高能量与加速梯度，也就是驱动激光强度成正比。钛蓝宝石激光脉冲长度是铷玻璃激光器的十分之一，也就是说，在同样的能量下，前者的强度是后者的十倍。所以在更高激光强度的推动下，电子的能量有了大幅提高。

早期的LWFA实验

当激光的长度略大于或等于等离子体的波长时，自调制尾波场的机制不再有效了。这样的激光在等离子体传播时，脉冲前端将电子排开处于低电子密度区域，而脉冲后端处于等离子波的压缩部分也就是高电子区域。前后端群速度的差异导致了脉冲的纵向压缩。压缩不仅增强了激光电场强度，而且形成了尖锐的脉冲前端沿，通过有质动力直接激发起大振幅等离子体波。这一过程相比于SFLWFA不仅稳定性增强很多，并且降低了等离子体的热效应，使加速场的振幅提高至接近冷波破场极限。

2001年，巴黎综合理工学院LOA实验室的Malka等人将35 fs，强度 $2 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ 的激光脉冲聚焦到2 mm的喷嘴气体上，通过对等离子体密度从 $1.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ($\lambda_p \simeq 27 \mu\text{m}$) 到 $1.5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ($\lambda_p \simeq 2.7 \mu\text{m}$) 进行扫描，观测到了从LWFA到SFLWFA的转变过程，并且获得电量8 nC，最高能量70 MeV的电子束[17]。2002年，他们再次利用相同的激光器和3 mm气体喷嘴，将加速电子能量提高到了200 MeV [18]。这个实验标志着LPA电子的能量正式进入到百MeV领域。

空泡加速 (bubble regime)

而当激光的能量足够强时，沿传播轴上的等离子体电子被全部排开，形成没有电子的空泡区域 [34]。2004年法国的LOA, 英国的RAL和美国的LOASIS分别在各自的激光系统上进行了空泡加速实验，其结果同时发表在当年九月的nature杂志上 [21, 22, 23]。它们最主要的意义是得到了准单能和准直的电子束，为LWFA电子束的应用打开了希望之门。表一是三个实验室的激光参数和加速结果比较。

从表中参数可以看出，为了延长激光的有效传输距离，LOA和RAL均是通过增大激光聚焦半径的方法 ($L_R = \pi r^2 / \lambda$)。而LOASIS则利用两束额外激光产生等离子体通道对加速主脉冲进行引导，如图 1.2 所示。前者需要高功率激光器来实现，而且这种自引导的机制存在着诸多不稳定。后者对激光能量的利用率较高，但是需要更为复杂精确的实验控制技术。无论如何，这里“通道引导”的方式已经为下一步的激光加速发展指出了新的突破方向。

从2004年至今，大多数的LPA实验处于空泡机制，而产生准单能高能电子的结果更是层出不穷。2009年，帝国理工大学的Kneip等人利用200TW激光脉冲(55 fs, $a \simeq 3.9$) 自引导通过密度为 $5.7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 长度为10 mm等离子体，加速出准

表 1.1: 2004年法英美三个实验室实验激光参数和加速电子品质比较

参数	法国LOA	英国RAL	美国LOASIS
激光器能量 (TW)	30	12	9
脉冲能量 (J)	1.07	0.5	0.5
脉冲长度 (fs)	33	40	55
聚焦半径 (μm)	21	25	8.5
峰值强度 (10^{18} W/cm^2)	3.2	2.5	11
等离子体密度 (10^{19} cm^{-3})	2	2	4.5
气体喷嘴长度 (mm)	3	2	2.4
电子束能量 (MeV)	170	75	86
电子束能散 (%)	24	3	2
电子束发散角 (mrad)	10	87	3
电子束电量 (pC)	500	22	320

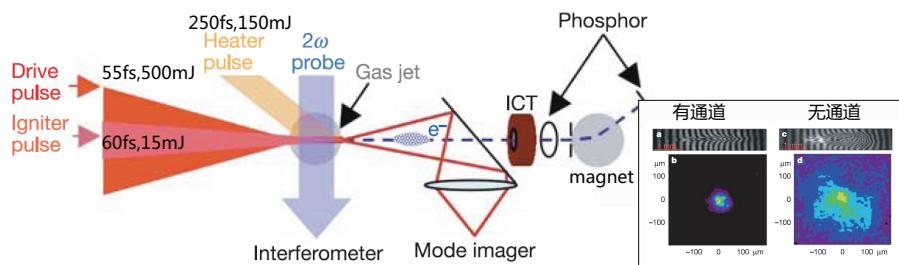


图 1.2: 2004年LOASIS的加速实验示意图 [23]。等离子体通道由一个超声波气体喷嘴和两束激光产生，其中 igniter pulse (60 fs, 15 mJ) 电离产生等离子体，heater pulse (250 fs, 150 mJ) 使等离子体电子受热沿轴向膨胀形成激波。激波导致沿轴向向外增大的电子密度分布。500 ps 之后主驱动脉冲 (55 fs, 500 mJ) 入射，被密度通道引导传播并激发等离子体波，俘获加速电子。右下角是在有通道和无通道情况下，激光穿过等离子体的横截面强度分布图。

单能的800 MeV电子束 [24]。2010年UCLA的Clayton等人将110TW激光脉冲 (60 fs, $a \approx 3.8$) 聚焦到1.3 cm的气体腔中 ($1.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)，利用电离注入机制将加速电子的最高能量再次提高到1.45 GeV [25]。但是缺点是能谱具有连续性。

空泡加速的一个显著特点是由于横向聚焦场引起的电子束在加速结构中的横向振荡—betatron motion。Betatron motion 的直接结果是产生x光波段的辐射。2010年，帝国理工大学的Kneip等人实验观测到当大电量 (>100 pC) 电子注入到加速结构中时，辐射出高于之前实验结果1000倍的X射线 [52]。证明了激光加速作为下一代紧凑型的硬x射线源的可能性。

1.3 LOASIS 40 TW 激光加速系统

1.3.1 LOASIS 40 TW 激光加速系统

美国劳伦斯伯克利国家实验室(LBNL)的LOASIS(Laser, Optical Accelerator Systems Integrated Studies) 研究组成立于1993年。实验室负责人是Wim Leemans博士。该实验室不仅在激光等离子体电子加速器方面一直处于世界最前沿，而且在基于这种新型加速器的束流诊断技术，太赫兹辐射，EUV / UV辐射，高能电子对撞等方面有着广泛的研究。目前，该组的加速实验主要在40 TW 钛蓝宝石激光系统上展开。

图1.3是LOASIS 40 TW 钛蓝宝石激光加速实验系统示意图。产生的激光脉冲经过preamp1, preamp2和TERX三级放大，再经历压缩和聚焦之后被一个聚焦长度2 m的 Off Axis Parabola (OAP) 聚焦到气体靶体 (气体喷嘴或电离毛细管) 上。激光重复频率10 Hz，脉冲长度38 fs，聚焦半径26 μm ，实际打靶能量1.6 J，聚焦强度 $I = 2.8 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ ，对应着 $a \approx 1.2$ 。激光激发起的等离子体波俘获加速电子。

靶体之后是一对插入式的四极聚焦磁铁，用于对电子束准直。一个电磁铁能谱仪放置在距离靶体1.2 m处，用于测量电子束的能谱信息。当通入磁铁电流后，电子束在垂直方向上被强度为1.2 T的磁场偏转到两个phosphor荧光屏上，发出的辐射光即能谱信号被四个同时触发的12位CCD(charge-coupled device)记录下来 [92]。能谱测量范围为0.01 GeV到1.1 GeV。剩余激光穿过磁能谱仪，通过两个楔形镜传输到激光监测区域，分开的各个光路分别用于记录光谱信息和能量等信息。当磁铁电流关闭后，电子束继续向后传播，依次通过光学渡越辐射(OTR)观测平台1，beam position monitor (BPM)，OTR观测平台2和phosphor荧光屏，其能谱、OTR辐射和电量分布等信息被同时测量。

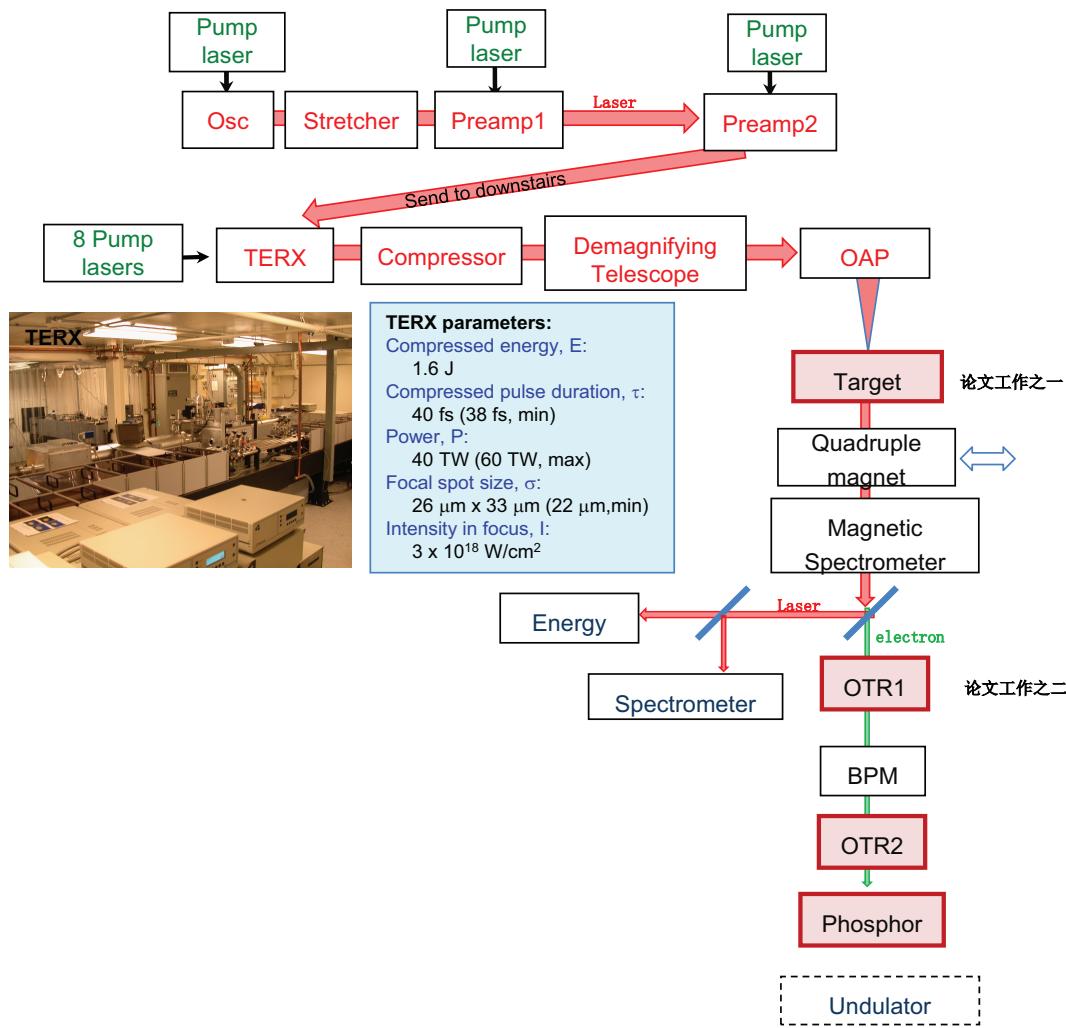


图 1.3: LOASIS 40TW激光加速实验平台。

这里，本论文的两个主要工作也在图1.3中以红色标记出来：工作一是加速靶体的设计制作，工作二是基于LPA电子的OTR测量。将在后面章节中详细介绍。

1.3.2 基于电离毛细管靶体的加速实验

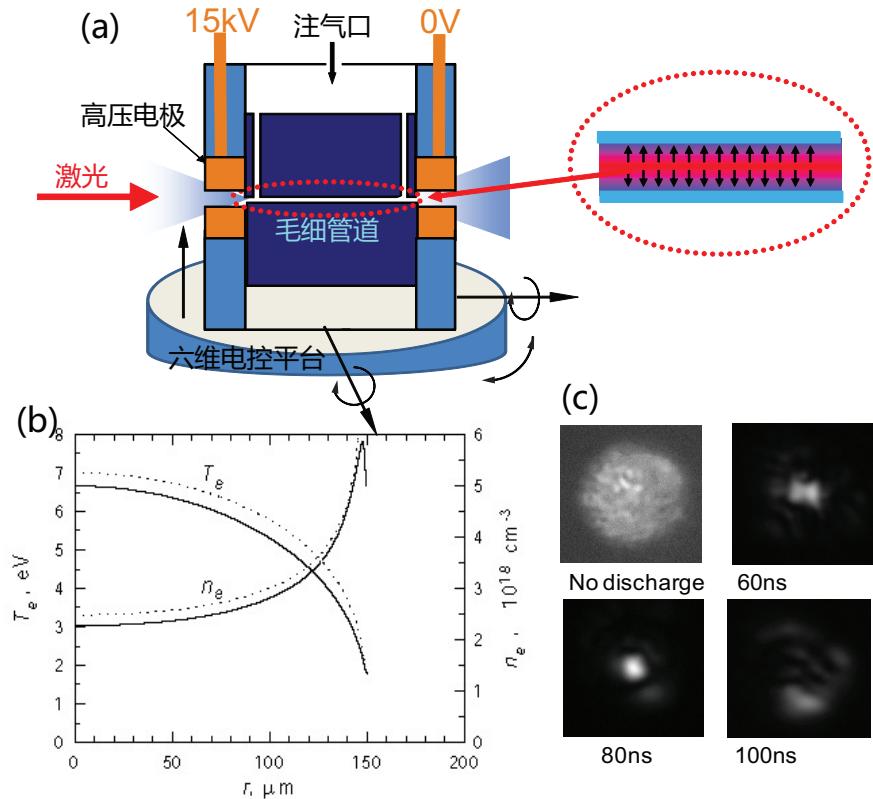


图 1.4: (a) 电离毛细管原理演示图。氢气由两个入气通道注入到毛细管中，随后被位于两端的20 kV的高压电极放电电离。(b) 因为毛细管壁的温度低于中心区域温度，所以电离形成的等离子体电子密度从中心向管壁依次增加。当焦耳加热效应与管壁的降温效应平衡时，毛细管内形成了稳定的等离子体通道 [53]。(c) 通过毛细管的激光光斑随电离时间的变化。

与其他主要实验小组不同，LOASIS一直致力于发展基于电离毛细管靶体的加速实验。图 1.4 (a) 是电离毛细管的工作原理图。毛细管和两个注气管通道均利用飞秒激光在人造蓝宝石 (sapphire) 基底上刻蚀而成。激光刻蚀系统在第二章会展开介绍。毛细管的直径在 $200 \mu\text{m}$ 到 $300 \mu\text{m}$ ，长度在 15 mm 到 50 mm 。气体由注气通道注入到毛细管中，注入气压一般在 100 Torr 之下。毛细管两端的 20 kV 的高压电极放电使管中气体电离形成等离子体。因为毛细管壁的温度低于中心

区域温度，所以具有较高的等离子体密度。当电离焦耳加热与通过管壁降温效应相平衡时，毛细管内将形成如（b）所示的密度沿轴向增加的抛物线状的稳定等离子体通道 [53, 54]。这样的通道可以有效对高斯分布的激光脉冲进行引导。图1.4(c) 是在不同电离时间时毛细管出口处的激光分布。这里80 ns时通道形成，激光因此保持了较好的聚焦状况。

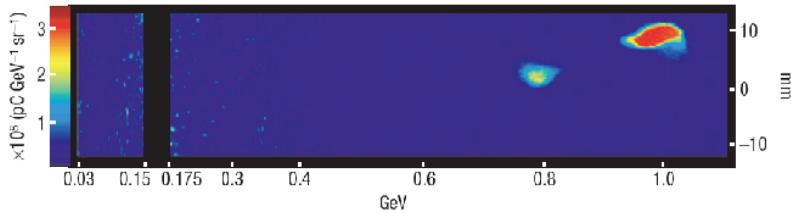


图 1.5：电离毛细管靶体加速的单发电子束能谱图。电子束中心能量 $1^{+0.08}_{-0.05}$ GeV，能散2.5%，发散角1.6 mrad，电量30 pC。

2007年LOASIS与牛津大学合作，利用电离毛细管等离子体通道成功将激光的有效传输距离增伸到长度为3 cm，并且获得了能量为1 GeV的准单能电子束，如图（1.5）所示 [2]。这也是目前公认的实验观测到的LPA准单能电子束的最高能量。注意到实验激光功率只有40 TW，所以这一实验的重要意义在于改变了以往主要依靠提高激光功率来增加电子束能量的思路，并且极大提高了激光-电子能量的转换效率。

1.3.3 加速的挑战和问题

激光等离子体加速虽然具有非常高的加速梯度，可以在厘米量级的距离之内将电子束加速到几百个MeV。但是它在提高加速稳定性方面还存在着巨大的挑战。造成这一现象的原因为（1）激光对实验室的湿度，温度或是机械振动都非常敏感。由于这些自然原因造成的能力，焦斑，脉冲长度的波动一般在2%到5%左右。而激光的细微变化就将导致电子束注入状态的改变，造成加速的不稳定。（2）气体靶体自身的机械误差，如气体阀门的开关速度，压强控制装置的读取误差等会造成气体密度分布的波动。从而导致电离形成的等离子体密度分布也会不稳定。在利用气体喷嘴靶体的实验中，等离子体密度的波动可以达到10%左右。（3）实验中其他仪器的误差，如脉冲发生器的信号抖动等。所以即使在相同的实验参数下，加速电子的能量、电量和发射度也存在着明显的波动。

为进一步改进激光的参数在现有的技术上是十分困难的，所以提高LPA稳定性关键第一步就是要掌握等离子体密度分布及变化的原因。而等离子体又与

靶体的结构以及靶体的气体分布密切相关。因此对靶体的各项参数进行透彻的分析具有十分重要的意义。此外人们还不断对加速机制进行改善，减小LPA对参数波动的敏感性。例如通过密度下降沿，电离势差或是对撞激光等机制来提高电子束注入的稳定性等等。而采用气体喷嘴与毛细管结合的双级靶体，分离注入和加速过程并对它们分别进行优化，理论证明可以显著提高加速稳定性。

1.4 论文简介

本论文主要阐述了在LOASIS 40 TW激光系统上开展的激光等离子体电子加速的实验工作，主要包括了靶体的制作检测，喷嘴和毛细管结合的双级加速实验和基于LPA电子的光学渡越辐射测量。论文结构如下：

第二章将主要介绍LPA的基本理论。对激光和等离子体相互作用的物理过程，包括激光的传输，等离子体尾波场的激发，电子的俘获和加速等都进行了简明的讨论。这一章节中的理论，是我们在设计实验靶体的主要依据。

第三章将介绍实验气体靶体的设计，制作和检验方法。靶体结构直接决定等离子体的密度分布。而后者又是实现激光有效传输和电子加速的关键。作者博士期间的工作之一是设计搭建LOASIS激光微刻蚀系统，制作适应不同实验需求的靶体。这一章也介绍了利用Ansys软件对不同靶体结构下的气体密度分布的模拟工作。模拟的结果对于靶体设计有重要的指导意义。

第四章将主要介绍气体喷嘴和电离毛细管相结合的加速实验。单级靶体LPA的电子注入和加速是同时发生的，很难以控制电子束的品质。因此我们制作了高密度的气体喷嘴和毛细管结合的双级靶体。喷嘴中高密度等离子体促进实现电子俘获，产生出低能量高密度的电子。这些电子随后又被注入到低密度的毛细管等离子体中，保持在线性领域加速，从而产生高质量的电子束。本章节中包括了三种不同设计的双极靶体和它们对应的加速实验结果。

第五章和第六章将介绍对于加速电子的光学渡越辐射(OTR)探测。其中第五章为OTR的基本理论，包括了辐射原理，近场成像原理和最新实验结果。第六章将重点介绍对于激光加速电子的光学渡越辐射包括近场影像和光谱在内的探测工作。通过对实验结果的分析，证明了电子与驱动激光相互作用产生的调制微结构。

第七章为总结以及未来实验的提案和展望。

第二章 激光等离子体加速理论

2.1 引言

这一章我们将介绍激光等离子体加速的物理机制，其中包括了等离子体尾波激发，电子俘获，激光传输等主要方面。

2.2 等离子体尾波场的产生

计算激光等离子体相互作用时通常会做准静态假设，即 $\tau_L \ll \tau_E$ ，这里 τ_L 是激光脉冲时间， τ_E 是激光包络变化时间。也就是说，等离子电子经历的是一个静态不演化的激光场。在这样假设下，被激发的等离子体波表达式可以在三维线形和一维非线性领域进行数学推导 [26, 27]。而在三维非线性或是必须考虑激光自身演变的情况下，这一问题就变得极其复杂，只能借助于计算机模拟。为了得到一个简化而清晰的图像，我们这里只考虑冷流体模型，并且忽略碰撞和热效应。

2.2.1 激光有质动力势

LPA中的等离子体波是由激光的有质动力激发的。假设线性偏振的激光电场分布为 $\mathbf{E} = E_m \cos(\omega t) \mathbf{e}_\perp$ ， \mathbf{A} 为矢量势并满足 $\mathbf{E} = -\partial \mathbf{A} / \partial ct$ 。电子在电场中的振动速度为

$$v = -\frac{eE_m}{m_e\omega} \sin(\omega t) \quad (2.1)$$

这样在激光周期内的电子的平均动能为

$$U = \frac{e^2 E_m^2}{2m_e \omega^2} \quad (2.2)$$

如果光场振幅是恒定的，电子在运动一个周期后会回到起始点，此时激光对于电子的作用力为零。但是如果光场振幅随空间分布变化，例如高斯分布的激光

横截面，电子会受到因为激光强度变化而产生的力

$$\mathbf{F}_p = -\nabla U = -\frac{e^2}{2m_e\omega^2} \nabla (E_m)^2 = -\frac{m_e c^2}{2} \nabla (a_0)^2 \quad (2.3)$$

F_p 被称为有质动力。 a_0 是归一化的激光强度参数， $\mathbf{a} = e\mathbf{A}/m_e c^2$ 或者 $a = eE_m/\omega m_e c$ 。若激光为高斯分布，其强度 $I \propto \exp(-2r^2/\omega^2)$ ，那么 a_0 与激光峰值强度 I_0 以及功率 $P = \pi r_0^2 I_0/2$ 的关系是

$$a_0 \simeq 8.5 \times 10^{-10} [\lambda(\mu\text{m})] I_0^{1/2} (\text{W/cm}^2) \quad (2.4)$$

以及 $P(GW) \simeq 21.5(a_0 r_0 / \lambda)^2$ 。这里 λ 是激光的波长。 a_0 的物理意义可以理解为归一化的等离子体电子在光场中的横向振动动量。当 $a_0 \ll 1$ 时，电子的振动速度很小，激光等离子体作用是线性的。当 $a_0 \geq 1$ 时，电子的振动速度达到相对论速度，激光等离子体作用是非线性的。

2.2.2 尾波场产生

线性等离子体波 [26]

在线性范围内 ($a_0 \ll 1$)，等离子体波可以通过泊松方程、连续性方程和动量方程联合推导出来。首先根据麦克斯韦方程组

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{E} &= 4\pi e(n_0 - n_e), \\ \nabla \times \mathbf{B} &= \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial ct} - \frac{4\pi e n_e \mathbf{v}}{c}, \end{aligned} \quad (2.5)$$

其中 n_0 是离子密度（假设原子数为1）， n_e 是电子密度， \mathbf{v} 是电子的运动速度。引入电磁场的矢量势 \mathbf{A} 和电标势 Φ ，其中 $\mathbf{E} = -\nabla\Phi - \partial\mathbf{A}/\partial ct$ ， $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$ ，并且利用归一化的电场矢量和标量 $\mathbf{a} = e\mathbf{A}/m_e c^2$ ， $\phi = e\Phi/m_e c^2$ 则公式 (2.5) 变为

$$\begin{aligned} \nabla^2 \phi &= k_p^2 \frac{n - n_0}{n_0}, \\ \left(\nabla^2 - \frac{\partial^2}{c^2 \partial t^2} \right) &= k_p^2 \frac{n}{n_0} \frac{\mathbf{u}}{\gamma} + \frac{\partial}{c \partial t} \nabla \phi, \end{aligned} \quad (2.6)$$

其中 \mathbf{u} 是归一化的电子的动量 $\mathbf{u} = \mathbf{p}/m_e c = \gamma \boldsymbol{\beta}$, 而 k_p 是等离子体的振荡波数

$$k_p = \frac{2\pi}{\lambda_p} = \sqrt{\frac{4\pi e^2}{m_e c^2}}. \quad (2.7)$$

在忽略碰撞项和压强张量的情况下, 等离子体的运动和连续性方程可以写为

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \right) \mathbf{p} &= -e \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B} \right), \\ \frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (n \mathbf{v}) &= 0, \end{aligned} \quad (2.8)$$

将归一化动量 \mathbf{u} 和矢势 \mathbf{a} 代入方程 (2.8) 中, 并且应用矢量变换 $\nabla(u^2/2) = (\mathbf{u} \cdot \nabla)\mathbf{u} + \mathbf{u} \times (\nabla \times \mathbf{u})$, 得到

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{c \partial t} (\mathbf{u} - \mathbf{a}) &= \nabla(\phi - \gamma) \\ \frac{\partial n}{c \partial t} + \nabla \cdot \left(n \frac{\mathbf{u}}{\gamma} \right) &= 0 \end{aligned} \quad (2.9)$$

这里 $\nabla\phi$ 代表电荷分离力 $\mathbf{F}_s = -m_e c^2 \nabla\phi$, $\nabla\gamma$ 代表着非线性有质动力 $\mathbf{F}_{pN} = -m_e c^2 \nabla\gamma$ 。

假设等离子体密度均匀, 即 $\nabla n_0 = 0$ 。当 $a \ll 1$ 时, 我们可以将公式 (2.5) 和公式 (2.9) 中的各项做 a 的微扰展开 $f = \sum f_n a^n$, 例如 $\phi = \phi_0 + \phi_1 + \phi_2 + \dots = f_0 + f_1 a + f_2 a^2 + \dots$ 。

其中零阶的 $n_e = n_0$, $\mathbf{u}_0 = 0$, $\phi_0 = 0$, 代表着没有激光入射时的等离子体分布。下面也将 γ 按 u 做展开 $\gamma = 1 + u^2/2 - u^4/8 + \dots$, 得到一阶方程为

$$\nabla^2 \phi_1 = k_p^2 \frac{n_1}{n_0} \quad (2.10)$$

$$\left(\nabla^2 - \frac{\partial^2}{c^2 \partial t^2} \right) \mathbf{a} = k_p^2 \mathbf{u}_1 + \frac{\partial}{c \partial t} \nabla \phi_1, \quad (2.11)$$

$$\frac{\partial}{c \partial t} (\mathbf{u}_1 - \mathbf{a}) = \nabla \phi_1, \quad (2.12)$$

$$\frac{\partial n_1}{c \partial t} + n_0 \nabla \mathbf{u}_1 = 0 \quad (2.13)$$

上述公式组合可以得到

$$\left(\frac{\partial^2}{c^2 \partial t^2} + k_p^2 \right) \frac{n_1}{n_0} = 0. \quad (2.14)$$

注意到公式 (2.14) 右边没有驱动项, 根据 $n_1|_{t=0} = 0$, 可以得到 $n_1 = 0$, $\phi_1 = 0$ 。所以 $\mathbf{u}_1 = \mathbf{a}$ 。因此一阶方程表示电子在激光场中的振动运动。假设 $\mathbf{a} = a_0 \cos(kz - \omega t) \mathbf{e}_\perp$, 对公式 (2.11) 做傅利叶变换可以得到

$$(\omega^2 - c^2 k^2 - \omega_p^2) \tilde{\mathbf{a}} = 0 \quad (2.15)$$

这里 $\omega^2 = \omega_p^2 + c^2 k^2$ 是等离子体中电磁波的线性色散关系。

公式 (2.5) 和 (2.9) 的二阶方程组为

$$\nabla^2 \phi_2 = k_p^2 \frac{n_2}{n_0} \quad (2.16)$$

$$k_p^2 \mathbf{u}_2 + \frac{\partial}{c \partial t} \nabla \phi_2 = 0, \quad (2.17)$$

$$\frac{\partial}{c \partial t} \mathbf{u}_2 = \nabla (\phi_2 - \frac{a^2}{2}), \quad (2.18)$$

$$\frac{\partial n_2}{c \partial t} + n_0 \nabla \mathbf{u}_2 = 0. \quad (2.19)$$

上述方程可以结合为

$$\left(\frac{\partial^2}{c^2 \partial t^2} + k_p^2 \right) \frac{n_2}{n_0} = \nabla^2 \frac{a^2}{2} \quad (2.20)$$

$$\left(\frac{\partial^2}{c^2 \partial t^2} + k_p^2 \right) \phi_2 = k_p^2 \frac{a^2}{2} \quad (2.21)$$

公式 (2.20) 右边表示二阶有质动力 $F_p \simeq -m_e c \nabla a^2 / 2$ 。这里很清晰的表明有质动力驱动了二阶等离子体密度扰动 (等离子体尾波)。公式 (2.20) 和公式 (2.21) 的解分别为密度扰动 ($n_2/n_0 \ll 1$) 和等离子体波的电场 ($\mathbf{E}_2 = -\nabla \phi_2$)

$$\frac{n_2}{n_0} = \frac{c^2}{\omega_p} \int_0^t \sin[\omega_p(t-t')] \nabla^2 \frac{a^2}{2} dt' \quad (2.22)$$

$$\frac{\mathbf{E}_2}{E_0} = -c \int_0^t \sin[\omega_p(t-t')] \nabla^2 \frac{a^2}{2} dt' \quad (2.23)$$

其中 E_0 是公式 (1.1) 中描述的最大加速场, 也被称为冷流体非相对论波破场。注意到公式 (2.22) 和 (2.23) 只在 $n_2 < n_0$ 和 $E_2 < E_0$ 情况下有效。它们同时也说明: (1) 等离子体尾波的频率是 ω_p , (2) 尾波的横向尺寸等于激光脉冲的横向半径。

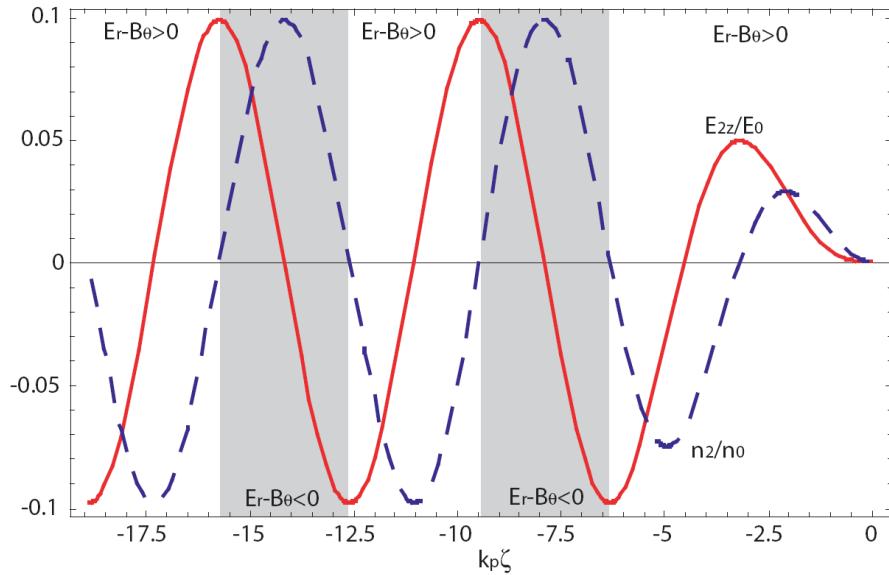


图 2.1: 归一化的电子密度扰动 n_2/n_0 (虚线) 和纵向电场 E_2/E_0 (实线) 随相位 $k_p\zeta$ 的变化规律。白色的区域是电子受到聚焦作用的区域。假设线性偏振的激光从左向右传播, 振幅 $a = a_0 \sin(\pi\zeta/L)$, $a_0 = 0.5$, 并且满足共振条件 $\lambda_p = \tau_L$ 。

等离子体波包括了纵向分量 E_z 和横向分量 E_r 和 B_θ , 它们的关系为 $\partial E_z / \partial r = \partial(E_r - B_\theta) / \partial(z - ct)$ [28]。简单起见, 假设尾波的相速度 $v_p \simeq c$, 那么

$$E_z = E \exp\left(-\frac{2r^2}{r_s^2}\right) \cos[k_p(z - ct)] \quad (2.24)$$

$$E_r - B_\theta = E \frac{4r}{k_p r_s^2} \exp\left(-\frac{2r^2}{r_s^2}\right) \sin[k_p(z - ct)] \quad (2.25)$$

公式 (2.24) 和 (2.25) 说明以速度 $v_z \simeq c$ 在尾波中运动的电子将会同时感受到纵向力 E_z 和横向力 $E_r - B_\theta$ 。在中心轴上, 横向力为零。并且在每一个等离子体周期内, 有 $\pi/4$ 的区间电子可以同时受到加速 ($E_z < 0$) 和聚焦 ($E_r - B_\theta > 0$)。图 (2.1) 是等离子体密度扰动 n_2/n_0 (虚线) 和纵向加速场 E_{2z}/E_0 (实线) 的示意图。其中 $k_p\zeta = k_p(z - ct)$, 是等离子体波的相位。假设激光从左向右传播, 脉冲长度 $\tau_L = \lambda_p$, 振幅 $a = a_0 \sin(\pi\zeta/L)$, 在 $-\tau_L < \zeta < 0$ 的区间 $a_0 = 0.5$ 。在白色的区域 ($-4\pi < k_p\zeta < -3\pi$, $-6\pi < k_p\zeta < -5\pi \dots$) 电子受到聚焦作用。可以看到当 $k_p\zeta < -2\pi$ 之后, 聚焦区域 ($E_r - B_\theta > 0$) 和 $n_2/n_0 < 0$ 是同相位。

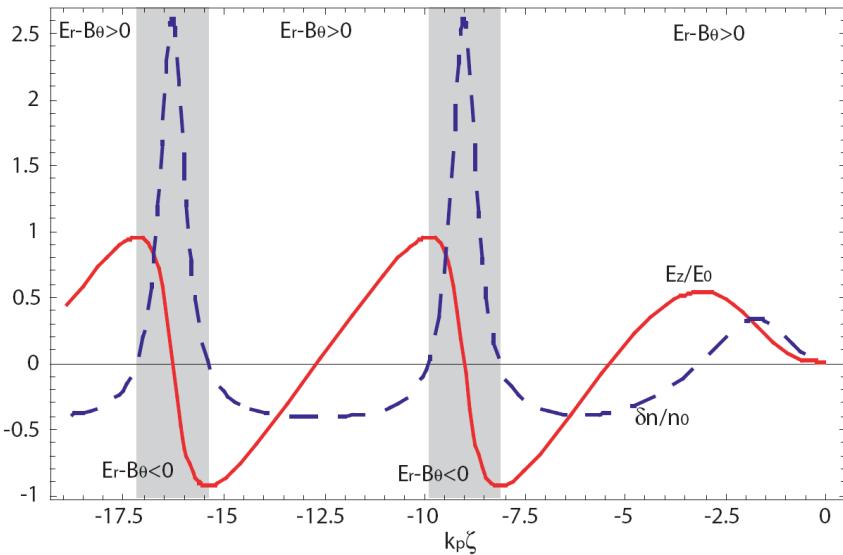


图 2.2: 归一化的非线性电子密度扰动 $(n - n_0)/n_0$ （虚线）和纵向电场 E_z/E_0 （实线）随相位 $k_p\zeta$ 的变化规律。白色的区域是电子受到聚焦作用的区域。假设线性偏振的激光从左向右传播，振幅 $a = a_0 \sin(\pi\zeta/L)$, $a_0 = 2$, 并且满足共振条件 $\lambda_p = \tau_L$ 。

非线性等离子体波

在一维非线性领域 ($a_0 \geq 1$, $E \geq E_0$), 假设激光和等离子体只是 $\zeta = z - v_p t$ 的方程 [30, 31], 利用 $\partial/\partial t = -v_p \partial/\partial\zeta + \partial/\partial\tau$, $\partial/\partial z = \partial/\partial\zeta$ 那么运动方程和连续性方程 (2.9) 可以写为

$$a_\perp = u_\perp \quad (2.26)$$

$$\gamma - \beta_p u_z - \phi = 1 \quad (2.27)$$

$$n(\beta_p - \beta_z) = \beta_p n_0 \quad (2.28)$$

这里 $\beta_p = v_p/c$ 是归一化的等离子体波相速度。利用公式 (2.27) 和 (2.28), 泊松方程 $\partial^2/\partial\zeta^2 = k_p^2(n/n_0 - 1)$ 以及等离子体密度扰动可以解得

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial\zeta^2} = \frac{k_p^2}{2} \left[\frac{1 + a^2}{2(1 + \phi^2)} - 1 \right] \quad (2.29)$$

$$\frac{n}{n_0} = \frac{1 + a^2 + (1 + \phi)^2}{2(1 + \phi)^2} \quad (2.30)$$

非线性等离子体波表现出“锯齿状”的结构，如同图 (2.2) 所示。这里激光的振幅 $a = a_0 \sin(\pi\zeta/L)$ ，在 $-\tau_L < \zeta < 0$ 的区间 $a_0 = 2$ 。除了较高的加速梯度，非线性等离子体波和线性等离子体波相比其等离子体波的波长也较长。后面会提到，等离子波的增长有助于延伸电子的滑相距离，对提高加速能量有所帮助。

$$\lambda_p^{nl} = \lambda_p \times \begin{cases} 1 & E_{max}/E_0 \ll 1 \\ 2E_{max}/\pi E_0 & E_{max}/E_0 \gg 1 \end{cases} \quad (2.31)$$

这里 E_{max} 是加速电场峰值。从图 (2.2) 我们还可以看出，在非线性情况下，电子同时受到聚焦的相位区间比例增大了。在一定参数下，非线性波有助于产生准直的电子束。

在二维非线性区域，等离子体波长与激光强度的相关性表明，对于横向非均匀分布的激光脉冲，例如 $a \sim a_0 \exp(-r^2/r_0^2)$ ，等离子体的波长沿中心轴向外递减，导致波前弯曲而形成“马蹄”状的结构 [29]。弯曲的等离子波增加了尾波场横向分量 E_r ，会影响到电子束的发散角。

三维非线性等离子体波：空泡

在三维非线性范围内，如果一束激光脉冲强度足够高，它可以将轴上电子全部排开，形成没有电子的“空泡区域” [33, 34, 35]。我们知道，若想完全排开电子 $n = 0$ ，激光的有质动力 $F_p = -mc^2\Delta\gamma$ 必须等于电荷分离力 $F_s = mc^2\Delta\phi$ ，由泊松方程 $\Delta^2\phi = k_p^2(n - n_0)/n_0$ ，可以得到

$$\Delta^2\phi = -k_p^2 = \Delta^2\gamma \quad (2.32)$$

假设激光的横向电场分布 $a = a_0 \exp(-r^2/r_0^2)$ ， $\gamma_\perp = \sqrt{1 + a^2}$ ，所以 $k_p^2 = \Delta_\perp^2(1 + a^2)^{1/2}$ 。所以在 $a_0 \gg 1$ 时，实现空泡要激光的场强

$$a_0 \geq \frac{k_p^2 r_0^2}{8} \quad (2.33)$$

例如，对于能量为 1.6 J 的钛蓝宝石激光脉冲， $\lambda_p = 0.8 \mu\text{m}$ ，脉冲长度 $\tau_L = 20 \text{ fs}$ ，在 $n_0 = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 的等离子体中，激光的聚焦半径必须小于 $15.5 \mu\text{m}$ ($a=3$) 才能满足空泡条件。

空泡状等离子体尾波场的分布为

$$E_z \simeq (k_p \zeta / 2) E_0 \quad (2.34)$$

$$E_r \simeq (k_p r / 4) E_0 \quad (2.35)$$

$$B_\theta \simeq -(k_p r / 2) E_0 \quad (2.36)$$

其特点是加速场沿空泡半径方向保持不变，沿激光距离线性减小。横向场强沿离开中心轴的距离线性增加，在整个空泡范围内都为正。所以在加速过程中，电子一直受到聚焦力的作用。

2.3 电子束的注入和加速

2.3.1 电子的注入

电子注入到等离子体波的过程可以通过其相空间的分布来解释，如图 2.3 所示。这里设等离子体波的相速度为 v_p ，相应的 $\beta_p = v_p/c$, $\gamma_p = 1/(1 - \beta_p^2)^{1/2}$, $U_p = \beta_p \gamma_p$ 。如果等离子体波的具体表达形式 ϕ 已知，那么电子在相空间 (u_z, ψ) 中的运动轨迹可以用哈密顿方程来表示

$$H(u, \psi) = \gamma - \beta_p u_z - \phi(\psi) \quad (2.37)$$

其中 $\psi = k_p \zeta = k_p(z - v_p t)$ 为相位。

图 (2.3) 中激光强度 $a_0 = 0.2$, 等离子体密度为 $n_0 = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 。在激光没有达到之前，背景电子的 $u_z = \phi = a_0 = 0$, $\gamma = 1$, 所以 $H_0 = 1$ 。这部分电子的轨迹在图中用蓝色虚线表示。假设等离子体波的相速度等于激光的群速度，那么 $\gamma_p = 18.5$ 。利用 $H_s(\gamma_s, \psi) = H(\gamma_p, \psi_{min})$, 其中 $\phi(\psi_{min}) = \phi_{min}$ 。那么将得到在图中用红线表示的电子的运动俘获边界包络线。包络线的最大和最小的俘获动量为

$$u_m = u_p(1 + \gamma_p \Delta\phi) \pm [(1 + \gamma_p \Delta\phi)^2 - 1]^{1/2} \quad (2.38)$$

其中 $\Delta\phi = 2\beta_p[(1 + \hat{E}_{max}^2/2)^2 - 1]^{1/2}$, $\hat{E}_{max} = E_{max}/E_0$ 。也就是说如果电子的初始动量 u_t 在 u_{min} 与 u_{max} 之间，它的运动轨迹就会在俘获边界包络线之内，即被俘获了。如图 (2.3) 的绿色虚线所示。

下面以图中的演示电子为说明俘获加速的具体过程：(1) 背景电子通过波破，热等离子体加热，外电场作用等机制获得足够动量，进入到等离子体内。(2) 因

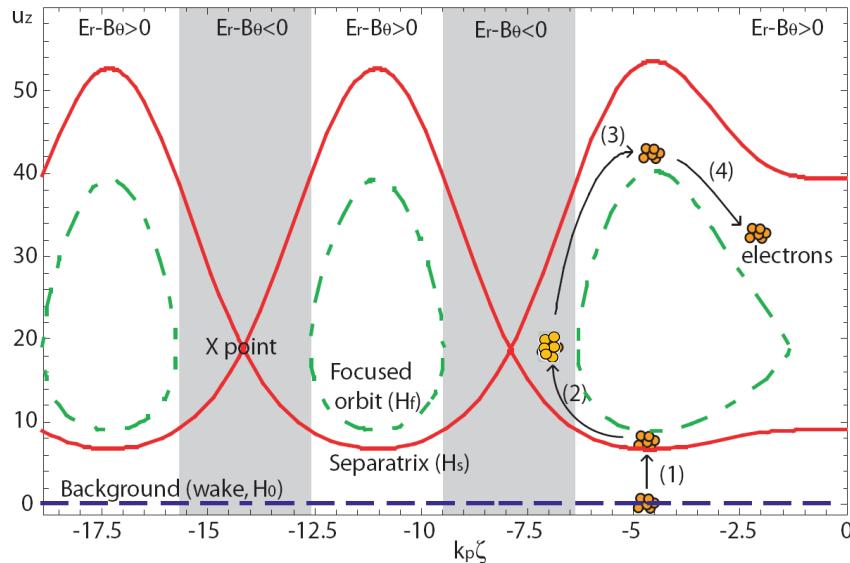


图 2.3: 相空间电子轨迹示意图。蓝色虚线表示背景电子的轨迹 ($H_0 = 1$)，红色的实线表示俘获包络线 ($H(u_{zs}, -5\pi/2)$)，绿色的点线表示被俘获的电子轨迹 ($H(u_{zs}-2\pi)$)。假设激光的场强 $a_0 = 0.2$, $\tau_L = \lambda$ 等离子体密度 $n_0 = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 。白色的区域是电子聚焦区域。

为刚注入电子的速度小于波的相速度 v_p ，电子相对于等离子体波向后运动，获得加速。(3) 在某一点上，电子的速度超过了 v_p ，便开始相对于等离子体波向前运动。如果电子的初始动量足够大，它可以一直处于同时加速和聚焦（白色区域）的相位中。(4) 终于电子运动到了轨迹包络的最顶端，进入了减速相位。利用 $\gamma_{max} = eE_{max}L_d$ ，可以得到 $L_d = 1/2\gamma_p^2\lambda_p \simeq 2.5 \text{ mm}$ 。图 2.3 显示最理想的加速情况是电子恰巧在进入减速相位的时刻离开等离子体，这样可以同时获得最大能量和最小能散。

2.3.2 几种不同的注入机制

前面讨论可知，电子必须(1)具有足够的初始动量(2)在合适的相位(同时聚焦和加速)被注入才能获得有效的加速。同时注入电子束必须只占等离子体波的一小部分才能保证较好的加速品质。等离子体波的长度在几个到几十个微米，也就是说注入电子束纵向长度必须控制在几个飞秒之内。这是目前传统电子源所无法达到的。所以大部分的加速实验仍然必须依赖于等离子体背景电子的自注入。下面将介绍几种实验中常用的电子注入的机制和方法。

电子的自俘获

等离子体电子受激光场的作用横向振动。当加速场的振幅增加到一定程度时，背景电子的运动速度接近等离子体波的相速度，它们的运动轨迹与俘获包络线重叠，即被注入到等离子体波中。这一现象又被称为波破 (wave breaking)。在冷流体理论中电子具有相同的动能 (通常用温度 T_e 表示)，所以波破发生时，所有的背景电子都被俘获，等离子体波也就不存在了。而在实际情况中，背景电子的动量是具有一定分布的，可以表示为 $T_e = [(n/n_0)^2(1 - w_z^2)]T_0$ ，其中 w_z 是流体轴向速度。所以在波破发生之前，一部分具有足够动量的电子就已经被加速波俘获。注意到发生波破对激光场强的要求是 $a_0 > 2\sqrt{\omega/\omega_p}$ 。所以等离子体密度越高，波破导致的电子注入越容易发生。

电子的自注入机制完全依赖于激光和周围等离子体的参数，所以加速的电量，能量和发散角都是相互关联而很难控制的。从2006年开始，很多实验室都开始探索新的电子注入方法。

密度下降沿注入 (Density Downramp Injection)

为了实现降低电子注入所需的等离子体密度并获得一定程度的可控性，Bulanov等人 [36]提出了利用密度下降沿注入的方法。假设等离子体波在一个密度缓慢下降 ($L_d > \lambda_p$) 的区域传播，那么它的相速度 $v_p/c \propto (1/n)dn/dz < 0$ ，也是沿传播距离下降的，有利于电子的连续注入。例如，如果等离子密度在 $20 \mu\text{m}$ 内从 $n_e = 3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 下降到 $2.7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ，激光的强度为 $a_0 \sim 2$ 就能实现波破。而对于 $n_e = 3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 均匀密度分布的等离子体， a_0 必须在12以上才能实现波破。

密度下降沿注入相比于波破俘获具有一些优点。虽然等离子体的相速度随密度下降而减小，但激光的群速度是不断增加的。所以等离子体波前与激光的距离不断增大，减小了注入电子对激光的影响。而且 λ_p 也随着密度的下降而增大，这样可以有效减小电子所受到的横向力，抑制电子的发散度。通过调节激光聚焦处的气体密度梯度，也可以在一定程度上控制注入电子的电量。这一机制在实验上也取得验证 [37]，得到了其纵向 (0.17MeV/c) 和横向能散 (0.02MeV/c) 小于以往实验十倍的稳定电子束。

多激光脉冲注入 (Colliding pulse injection)

多激光脉冲注入是利用三束或两束激光光场加热电子，使其获得额外动量而被俘获的机制。在三束激光的情况下 [39]，一束高强度驱动光 ($a \geq 1$) 用于产生

等离子体波；两束较弱的注入光 ($a < 1$) 反向传播，在驱动光特定距离之后形成拍波。背景电子首先被拍波俘获并加热，动量获得提高后再被等离子体波俘获加速。在两束激光的情况下通常又被称为 colliding pulse injection [40]。它是利用驱动光的尾部和一束与其反向传播（或成一定角度）的注入光产生拍波。然后拍波的有质动力促进电子被等离子体波俘获。

多激光脉冲注入的优点在于对激光强度和等离子体密度分布要求不高。通过调节激光脉冲的相对位置和能量，电子注入的位置和相位可控，并且具有较好的稳定性。同时因为激光重叠时间很短，电子注入发生在极短的距离内，有利于产生单能电子束。其缺点在于实验的控制较为复杂，精确度要求严格。

利用这一机制，实验 [42, 43, 44] 均获得了能量在 100 MeV 到 200 MeV，能散在 10% 到 20% 的准单能稳定电子束，并且显示出一定程度上电量和能量的可调性。

电离注入 (Ionization injection)

电离注入是利用多电子原子不同鞘层的电子电离能的差异来控制电子注入。例如目前实验最常利用的是将激光聚焦到氮气 (10%) 和氦气 (90%) 的混合气体中。氦原子和氮原子 L 鞘层的五个电子 (N^{1+-5+}) 可以直接被激光脉冲前端光场电离，它们的电子当即被有质动力排开形成等离子体空泡。而氮原子 K 鞘层上的 N^{6+} 和 N^{7+} 电子需要较高的电离势，它们只能在激光脉冲的最高峰值处也就是空泡中间被电离。这些电子产生瞬间相对于空泡静止，即相对于空泡边缘来说具有额外的初始动量，所以很容易被连续俘获到加速波中。

电离注入的最大优势是实验机制简单，易于操作。因为加速电子是沿轴注入的，不仅增加了俘获的稳定性，也降低了电子所受的横向力，理论上可以提高电子束的准直性。但是因为电离过程会使电子在沿激光偏振方向上获得额外的动量，反而会造成电子束的发散度增加。2010 年多个实验室利用氦气氮气混合气体或是氦气 CO₂ 混合气体，加速出稳定的能量从 100 MeV 到 1.45 GeV，具有连续能谱的电子束 [45, 46, 25]。

2.4 激光加速的限制和定标

2.4.1 加速距离的限制

虽然 LPA 具有很强的加速梯度，但是有效加速距离却受到诸多因素的限制，成为其获得更高加速能量的主要障碍。

衍射

在没有任何引导作用的情况下，一个聚焦的激光脉冲会因为瑞利衍射而发散。假设一个强度为高斯分布的激光脉冲

$$I(r, z) = \frac{2P}{\pi w(z)} e^{-[r/w(z)]^2} \quad (2.39)$$

这里 z 是激光轴向传播的距离， r 是径向半径。在真空中传播时，激光的半径 $w(z)$ 和聚焦处半径 w_0 的关系为 $w(z) = w_0(1 + z/Z_R)^{1/2}$ 。其中 $Z_R = \pi w_0^2/\lambda$ ，即瑞利长度。当激光传输了 Z_R 的距离之后，它的半径变为 $\sqrt{2}w_0$ ，强度也减少一半。例如钛蓝宝石激光器 $\lambda = 0.8 \mu\text{m}$ ，它的瑞利长度一般只有几个毫米。在没有任何引导措施的情况下，激光和等离子体的有效作用距离被限制在几个瑞利长度之内。

泵浦损耗

在等离子体波的激发过程中，激光不断地将能量转换给加速波。随着激光能量的损失，等离子体波的振幅（加速梯度）也在不断减小。定义泵浦损耗距离 L_{pd} 是激光脉冲能量减少一半时走过的距离，在 $c\tau_p \simeq \lambda_{Np}/2$ 的情况下 [27, 32]

$$L_{pd} \approx \frac{\lambda_p^3}{\lambda^2} \times \begin{cases} 2/a_0 & \text{for } a_0^2 \ll 1 \\ \sqrt{2}a_0/\pi & \text{for } a_0^2 \gg 1 \end{cases} \quad (2.40)$$

滑相距离

因为等离子体波的相速度 $v_p \approx c(1 - \omega_p^2/\omega^2)^{1/2} < c$ ，而加速电子的速度 $v \sim c$ ，如图 (2.3) 所示，电子最终会离开等离子体波的加速相位，进入减速相位。这个过程就是滑相。滑相距离 L_d 可以用 $m_e c^2 \gamma_{max} = e E_{max} L_d$ 计算得到 [27, 32]

$$L_d \approx \frac{\lambda_p^3}{2\lambda^2} \times \begin{cases} 1 & \text{for } a_0^2 \ll 1 \\ (\sqrt{2}/\pi)a_0/N_p & \text{for } a_0^2 \gg 1 \end{cases} \quad (2.41)$$

其中 N_p 是驱动脉冲之后的等离子体波周期。

公式 (2.40) 和公式 (2.41) 说明 $L_{pd} \propto n_e^{-3/2}$ 和 $L_d \propto n_e^{-3/2}$ ，所以低等离子体密度有利于增加加速长度。在线性范围 ($a_0 \ll 1$) 内， $L_d \ll L_{pd}$ ，滑相是限制加速距离的主要原因。例如场强为 $a_0 = 0.3$ 的钛蓝宝石激光脉冲与 $n_0 = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 的等离子体相互作用，相应 $Z_R = 0.43 \text{ m}$ ， $L_{pd} \approx 1.2 \text{ m}$ ，而 $L_d \approx 2.8 \text{ cm}$ 。在非线性范

围 ($a_0 > 1$) 内, $L_{pd} \sim L_d$ 。这在一个侧面说明了高强度激光的能量应用更为有效。

2.4.2 加速能量的限制

LPA的加速理想能量为 $W = E_z L_{acc}$ 。其中 L_{acc} 是加速距离, E_z 为最大加速电场。假设激光脉冲线性偏振, 在空间和时间上均匀分布, 并且功率小于相对论自聚焦值以忽略不稳定性。如果 L_{acc} 主要限制来自于激光的衍射, 那么 $L_{acc} = Z_R$, 加速的最高能量为

$$W_R(\text{MeV}) \simeq 740 \left(\frac{\lambda}{\lambda_p} \right) \left(1 + \frac{a_0^2}{2} \right)^{-1/2} P(\text{TW}) \quad (2.42)$$

如果加速距离主要受激光泵浦损失限制, $L_{acc} \simeq L_{pd}/2$, 那么

$$W_{pd}(\text{MeV}) \approx \begin{cases} 3.4 \times 10^{21} / [\lambda^2 (\mu\text{m}) n(\text{cm}^{-3})], & \text{for } a_0^2 \ll 1 \\ 400 I(\text{W/cm}^2) / n(\text{cm}^{-3}), & \text{for } a_0^2 \gg 1 \end{cases} \quad (2.43)$$

如果加速距离主要受滑相限制, $L_{acc} \simeq L_d/2$, 那么

$$W_d(\text{MeV}) \approx \frac{630 I(\text{W/cm}^2)}{n(\text{cm}^{-3})} \times \begin{cases} 1, & \text{for } a_0^2 \ll 1 \\ (2/\pi)/N_p, & \text{for } a_0^2 \gg 1 \end{cases} \quad (2.44)$$

无论受那种因素的制约, 均有加速能量 $W \propto n_e^{-1}$ 。所以降低等离子体密度可以有效增加能量。例如我们将50 TW, 40 fs的钛蓝宝石激光脉冲聚焦到密度为 $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 的等离子体中, 若聚焦半径为 $25 \mu\text{m}$, 对应光强为 $I_0 = 5 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$, 即 $a_0 \simeq 1.5$ 。由以上公式可得 $L_{acc} \approx 3 \text{ cm}$, $W_{pd} \approx W_d \approx 1000 \text{ MeV}$ 。所以产生1 GeV的电子束只需要50 TW的激光器在等离子体中传播3 cm即可。如果激光的能量上升为380 TW, 40 J, 聚焦半径 $53 \mu\text{m}$, 对应着 $a_0 = 2$, 在 $2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 的等离子体中有效加速40 cm可以获得10 GeV的电子束。

2.4.3 加速电量的限制

注入到等离子体中的电子的自身电场会影响到等离子体波的电场, 这一现象被称为“beam loading”。Beam loading是限制加速电量, 电子束品质以及加速效率的主要因素。

假设注入电子的电场将加速场完全抵消，可以求出线性等离子体波最大注入电子数目为 [47]

$$N_{\max} \simeq 5 \times 10^5 \frac{E_z}{E_0} A_b (\text{cm}^2) \sqrt{n_0 (\text{cm}^{-3})} \quad (2.45)$$

这里 A_b 是电子束的横截面积。假设 $A_b \simeq r_B^2$, $E_z/E_0 \simeq k_p r_B/4$, 那么公式 (2.45) 变为

$$N_{\max} \simeq \frac{(k_p r_B)^3}{16\pi k_p r_e} \quad (2.46)$$

同时具有 N 个电子的电子束的能散为 N/N_{\max} 。当 $N = N_{\max}$ 时，能散达到 100%。

对于非线性等离子体波，加速最大电子数目为

$$N_{\max} \simeq \frac{(k_p r_B)^3}{30\pi k_p r_e} \quad (2.47)$$

当 $k_p r_B \approx 2\sqrt{a_0}$, 加速处于空泡机制，这时

$$N_{\max} \simeq 3.9 \times 10^9 \lambda_0 (\mu\text{m}) [P(\text{TW})]^{1/2} \quad (2.48)$$

所以，当 $n_0 = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ 时， $N_{\max} \sim 1.5 \text{ pC}$ 。

可见无论出于哪种机制 $N_{\max} \propto \sqrt{n_e}$, 即若想获得大电量电子束，加速必须在高密度等离子体中进行。但是根据前面的讨论我们知道 $W \propto n_e^{-1}$, 加速能量随密度的提高而减小。这是等离子体加速中很难克服的矛盾。

2.5 对激光的引导

这一节将讨论造成激光和等离子体有限的作用距离的原因，并且将提出延长激光的有效传输距离的一些机制和方法。

2.5.1 引导的必要性

前面说过，在没有任何引导作用的情况下，一个聚焦的激光脉冲会因为瑞利衍射而快速发散。钛蓝宝石激光脉冲的瑞利长度一般只有几个毫米。

在LPA实验中，大部分情况是将高强度的激光 ($I > 10^{15} \text{ W/cm}^2$) 聚焦到一定密度的中性气体中。气体分子被激光电离形成等离子体。对于强度呈高斯分布的激光脉冲 $dI/dr < 0$, 所以等离子体的电子密度 $dn_e(r)/dr < 0$ 也沿径向向外递

减。等离子体的折射率为

$$\eta = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}} \approx 1 - \frac{\omega_p^2}{2\omega^2} = 1 - \frac{n_e(r)e^2}{2m_e\epsilon_0\omega^2} \quad (2.49)$$

所以 $d\eta/dr > 0$ 沿径向增加。激光的相速度 $dv_{ph}/dr < 0$ 沿径向递减，整个波前逐渐向外弯曲（波前的法线方向向轴外倾斜），导致了脉冲的散射。在一定的气体密度和激光强度分布下，这种折射率引起的散射效应甚至比瑞利衍射更严重，极大的限制了其有效传播距离。

激光的有限传播距离严重制约了加速的有效长度和能量，因此人们发现或提出了各种机制来克服它。从最直观的角度出发，只需要折射率的分布 $d\eta/dr < 0$ 使激光在中心轴上的相速度最小，波前就会向内弯曲，可以有效克服激光的衍射问题。

2.5.2 相对论自引导

对于大振幅的等离子体波，电子的密度和质量都可能因为相对论效应而发生变化，例如 $\omega_p^2 \rightarrow (\omega_p/\gamma)n/n_0$ 。所以等离子体的折射率 η 又可以写成

$$\eta \approx 1 - \frac{\omega_p^2}{2\omega^2} \frac{n_e(r)}{n_0\gamma(r)} \quad (2.50)$$

此时 η 与背景电子的振动能量 $\gamma(r)$ 和密度 $n(r)$ 都密切关联。当激光归一化强度 $a \ll 1$ 时， $\gamma \simeq (1 + a^2)^{1/2}$ ，忽略掉密度分布因素，公式 (2.50) 进一步简化为

$$\eta \approx 1 - \frac{\omega_p^2}{2\omega^2} \left(1 - \frac{a^2}{2}\right) \quad (2.51)$$

注意到对于如同公式 (2.39) 具有高斯分布的激光脉冲 $da/dr < 0$ ，所以 $d\eta/dr < 0$ ，满足引导的要求。通过解传播方程，得到激光光斑半径的变化为

$$\frac{d^2R}{dz^2} = \frac{1}{Z_R^2 R^3} \left(1 - \frac{P}{P_c}\right) \quad (2.52)$$

其中 $R = w(z)/w_0$ 是归一化的半径， $P_c \simeq 17.4(\omega/\omega_p)^2$ 称为相对论自聚焦功率。利用聚焦处的初始条件 $w(0) = w_0$ 以及 $dw(0)/dz = 0$ ，方程 (2.52) 的解为

$$w(z)^2 = w_0^2 \left[1 + \left(1 - \frac{P}{P_c}\right) \frac{z^2}{Z_R^2}\right] \quad (2.53)$$

当 $P = P_c$ 时, $w(z) = w_0$, 这是激光脉冲与等离子体密度分布的理想匹配情况。

当然, 在考虑等离子体电子密度分布的情况下, 这种相对论自引导效果会大打折扣。特别对于 $\tau \leq \lambda_p/\gamma_\perp$ 的短脉冲, 实现自引导需要的激光功率变为 $P_{c,short} \simeq 2P_c/k_p^2\zeta^2 \gg P_c$ 。因此在现有激光功率条件下短脉冲自聚焦几乎无效。即使激光的脉冲长度 $\tau > \lambda_p$, 在自调制等长脉冲特有的不稳定因素的影响下, 自引导的作用也是非常有限的。

2.5.3 等离子体通道

我们也可以人为制造出 $d\eta/dr < 0$ 的等离子体通道来对激光进行引导。对于公式(2.39)所描述的具有高斯分布的脉冲, 理想的等离子体波导的径向密度分布为

$$n_e(r) = n_e(0) + \frac{\Delta n_{ch}}{r_{ch}^2} r^2 \quad (2.54)$$

其中 r 是距中心轴的距离, $n_e(r)$ 是等离子体通道电子密度, $n_e(0)$ 是中心轴上电子密度, Δn_e 是当 $r = r_{ch}$ 时相比于 $n_e(0)$ 的密度增加值。相应的等离子体折射率 η 又可以写成

$$\eta \approx 1 - \frac{\omega_p^2}{2\omega^2} \left(1 + \frac{\Delta n_{ch}}{n_e(0)} \frac{r^2}{r_{ch}^2} \right) \quad (2.55)$$

在这样的通道中, 激光脉冲半径 $w(z)$ 的变化规律为

$$\frac{d^2w(z)}{dz^2} = \frac{\lambda^2}{\pi^2 w(z)^3} \left[1 - \left(\frac{w(z)}{W_M} \right)^4 \right] \quad (2.56)$$

其中匹配半径

$$W_M = \left(\pi r_e \frac{\Delta n_{ch}}{r_{ch}^2} \right)^{-1/4} \quad (2.57)$$

如果激光聚焦处光斑的大小满足 $w_0 = W_M$, 在这样一个抛物线分布的等离子体通道传输时的激光脉冲将保持聚焦, 即理想匹配状态。当 $w_0 \neq W_M$ 时, 利用聚焦处的初始条件 $w(0) = w_0$ 以及 $dw(0)/dz = 0$, 方程(2.56)可解为

$$w(z)^2 = \frac{w_0^2}{2} + \frac{W_M^4}{2w_0^2} + \left(\frac{w_0^2}{2} - \frac{W_M^4}{2w_0^2} \right) \cos(2\pi z/Z_{osc}) \quad (2.58)$$

这里

$$Z_{osc} = \frac{\pi^2 W_M^2}{\lambda} \quad (2.59)$$

从公式 (2.58) 可以看出，如果激光的焦斑半径与等离子体通道不相匹配，在传输过程中其焦斑就以 Z_{osc} 为周期在 w_0 和 W_M^2/w_0 反复振荡。

目前实验中产生等离子体通道的方式有很多种，例如激光受热膨胀 [23]，“z-pinch”毛细管 [48]，电离腐蚀毛细管 [49] 以及第一章描述过的气体电离毛细管 [2] 等等。

2.6 总结

尽管更加接近真实情况的三维非线性激光等离子体加速过程只能通过计算机模拟来获得，但是通过这一章的讨论我们也可以对LPA的基本原理有比较相对清晰的图像。

从讨论中可以得到，加速的结果对激光和等离子体的参数非常敏感。例如，等离子体 n_e 的分布有所变化，将会引起激光传输性质的改变，从而造成等离子体波激发，电子注入等都发生变化，可能导致完全不同的加速结果。所以，了解实验中等离子体的分布是极为重要的。而等离子体密度与靶体结构和气体分布密度密切相关，因此在下一章，我们将详细介绍加速靶体的一些性质。

第三章 加速靶体的制作和模拟验证

3.1 简介

LOASIS的激光加速实验产生等离子体的方式主要有两种，一是激光直接电离喷嘴气体，二是毛细管高压电离形成等离子体通道。所以喷嘴或是毛细管的结构直接决定等离子体的密度分布，而后者又是实现激光有效传输和电子加速的关键。因此靶体的设计，精确制作和检测是加速实验的关键环节。

这一章将介绍LOASIS激光微刻蚀系统以及利用Ansys软件对不同靶体结构下的气体密度分布的模拟工作。

3.2 飞秒激光刻蚀

因为毛细管靶体长期处于高压电离和强激光辐照的环境下，所以要求靶体的制作材料必须具有足够的硬度来抵御实验引起的损坏。因此我们选择人造蓝宝石(Al_2O_3)作为毛细管的本体材料。可是也正是因为它过高的硬度和毛细管百微米的直径尺寸，利用传统的机械加工无法满足制作要求，只能利用激光微刻蚀实现。

3.2.1 基本原理

当一束强度超过 $10^{14} - 10^{15} \text{ W/cm}^2$ 的飞秒激光聚焦到固体表面时，表面原子瞬时被激光光场电离 [55, 56]。电离产生的自由电子密度为 $n_e \sim n_a W_{mpi}$ ，其中 n_a 是被刻蚀靶体的原子密度， W_{mpi} 是与激光强度呈正比的光电离率。随着激光脉冲的向前推进， n_e 也不断增加。几个飞秒之后就在靶体表面的趋肤深度处形成了一层接近临界密度($\sim n_a \sim 10^{23} \text{ cm}^{-3}$)的等离子体。等离子中的电子通过逆韧致辐射和共振吸收机制被激光场加热，能量迅速由初始的室温增加到费米能量

以上。这些高能电子脱离靶体，在靶体表面形成了很强的电荷分离场。

$$E_a = -\frac{\varepsilon_e(t)}{e} \frac{\partial \ln n_e}{\partial z} \quad (3.1)$$

其中 $\varepsilon_e(t) \propto I_0 t$ 是电子获得的动能。当 E_a 大于晶格内的离子结合能 ε_b 时，就可以将离子拖拽出靶体，造成了对靶体的刻蚀。因为整个过程发生在几十个飞秒之内，远小于电子能量扩散、电子-离子能量传递以及由于焦耳加热效应等对应的特征时间，所以避免了冲击波或是热传递导致的材料损坏。与皮秒或是纳秒量级的长激光脉冲刻蚀相比，飞秒激光的刻蚀精度和表面光滑性都有很大改善。

3.2.2 LOASIS激光刻蚀装置图

图 3.1 是 LOASIS 的飞秒激光刻蚀系统。刻蚀所用的是频率为 1kHz 的线偏振钛蓝宝石激光脉冲，脉冲长度 50 fs。光路的最前端是一个电控激光快门 (UNIBLITZ VMM-D1 Shutter)。当快门打开时，激光进入刻蚀区域。首先通过一个手动的滤波片组，进行能量粗调。随后激光入射到一个楔形分光片上。5% 的激光被分光片前表面反射，经过聚焦透镜聚焦成像到一个 8 位的 CCD 中。通过观测 CCD 中的激光焦斑影像，对光路的准直和能量进行检测。另外 95% 的激光穿过分光片，继续向前传播到一个线性起偏器中。通过对改变透射轴和激光偏振之间的角度可以对透射激光的能量进行精确调整。起偏器之后是一个插入式的能量计，用于实际测量激光能量。最后，激光被一个焦距 10 cm 的透镜聚焦到靶体上。聚焦透镜固定在一个可以沿光路纵向运动的步进电机上 (z 轴步进电机)，保证刻蚀过程中使激光始终在刻蚀表面保持聚焦状态。最小聚焦半径 $r_0 = 5 \mu m$ (假设激光强度分布 $I = I_0 \exp(-r^2/r_0^2)$)。刻蚀激光功率在 0.6 GW 到 4 GW 之间，对应着的峰值强度为 $I_0 = 1.5 \times 10^{15} - 1 \times 10^{16} W/cm^2$ 。

刻蚀的靶体固定在一个与光路垂直的二维步进电机平台上 (x 轴：Newport ILS100pp, y 轴：Newport ILS50pp)。电机的运动精度为 $5 \mu m$ ，速度一般选择在 0.1 mm/s 到 3 mm/s 之间。在刻蚀过程中，激光脉冲的横向聚焦位置保持不变，通过对步进电机的运动来实现刻蚀路径。

控制程序是激光刻蚀的关键所在。程序编写的主要思路是“化体为面，化面为线”。这里的“线”就是激光相对于刻蚀表面的运动路径。输入刻蚀参数后，程序自动将三维靶体分解为单个路径，然后调动三个步进电机完成这些路径。图 3.2 是毛细管刻蚀激光路径示意图。这里半圆柱首先被分割成了 $n = d/R_{ab}$ 个平面，其中 d 是总的刻蚀深度，这里 d 等于毛细管的半径， R_{ab} 是激光扫过一次时的刻蚀深度。每一个平面随后又被均匀划分为 $m_n = d_n/s$ 条长度为 L 的直线路径，其中 d_n 是

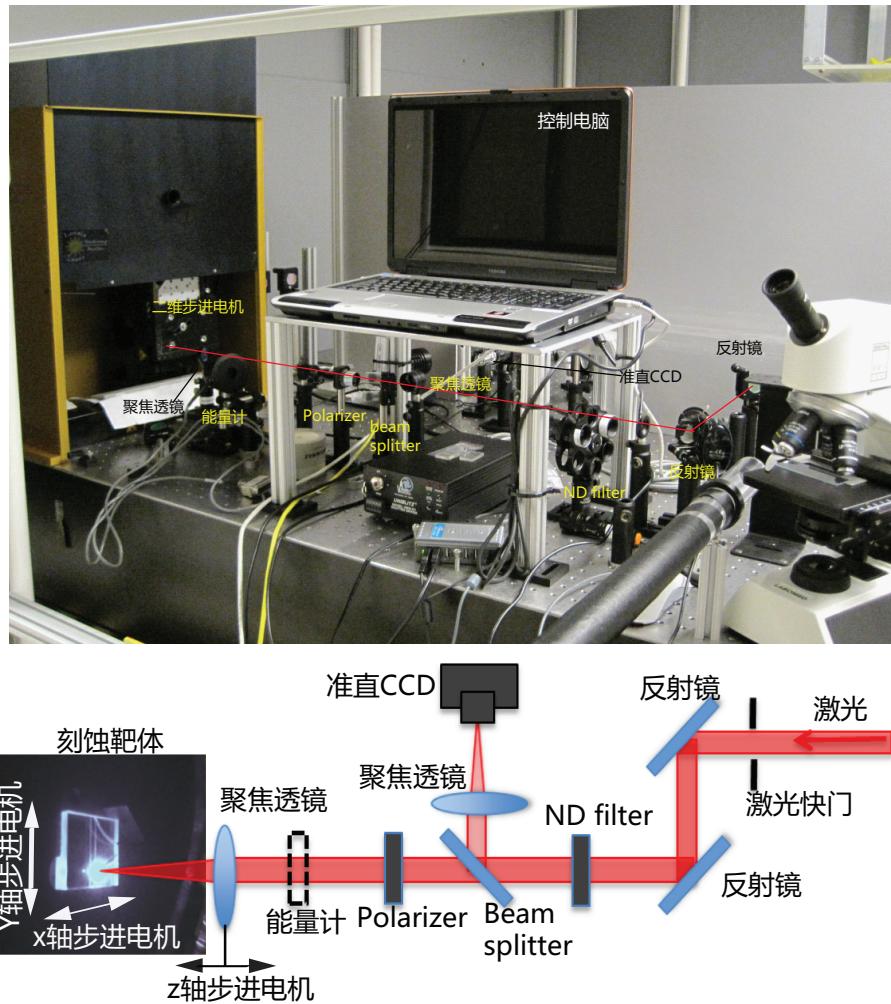


图 3.1: LOASIS 飞秒激光刻蚀系统

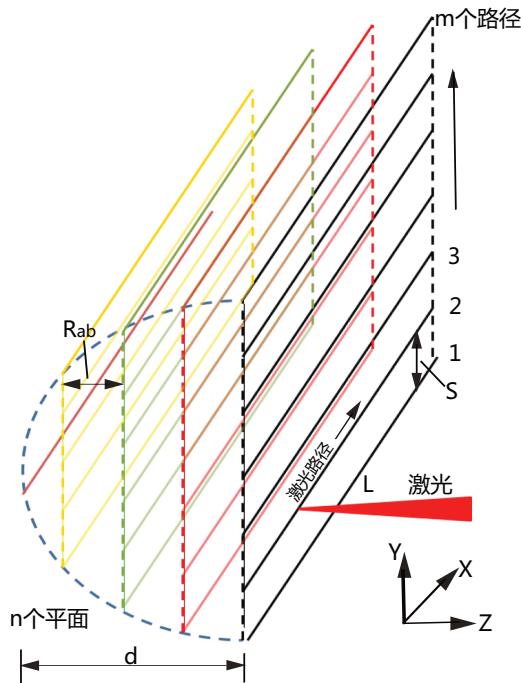


图 3.2: 刻蚀路径的直观图

平面宽度， s 是激光路径间隔， L 等于毛细管的长度。在程序的控制下，激光相对于靶体以速度 v 依次扫过平面1的 m_1 条直线路径，刻蚀出一个深度为 R_{ab} 的平面。然后Z轴步进电机控制聚焦透镜向前运动 R_{ab} 的距离，使激光聚焦到平面2。然后重复刻蚀过程，直到完成 n 个平面。当刻蚀靶体的形状较为复杂时，例如气体喷嘴或是半径随长度变化的毛细管，在计算平面形状和路径时会复杂很多，而且必须考虑到激光路径重叠等问题。但是基本思路是一样的。

单位平面的刻蚀深度 R_{ab} 与激光的强度，步进电机的运动速度 v 和路径间隔 s 都相关。图 3.3 是不同激光强度下的单位平面刻蚀深度。激光的聚焦半径 $5 \mu\text{m}$ ，脉冲时间 50 fs 。步进电机的运动速度设定在 3 mm/s 。图中曲线(a)代表路径间隔为 100 line/mm ($10 \mu\text{m}$) 的情况。曲线(b)代表路径间隔为 200 line/mm ($5 \mu\text{m}$) 的情况。可见 R_{ab} 随着激光强度，即脉冲能量的增加而线性增长。 R_{ab} 越小，刻蚀表面光滑性和精确度越好，而 R_{ab} 越高，刻蚀效率越高。所以对于直径在 $200 \mu\text{m}$ 之下的靶体，例如毛细管，刻蚀激光的强度必须小于 $1 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ ，以保证刻蚀精度。对于接近毫米量级的靶体，激光能量可以在 $3 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ 以上。

图 3.4 (a) 是单位平面刻蚀深度随步进电机运动速度的变化。激光的聚焦半径 $5 \mu\text{m}$ ，强度 $1.5 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ 。其中曲线(1)的路径间隔为 100 line/mm ($10 \mu\text{m}$)，曲线(2)的路径间隔为 50 line/mm ($20 \mu\text{m}$)。可见刻蚀深度随着步进电机运动速度

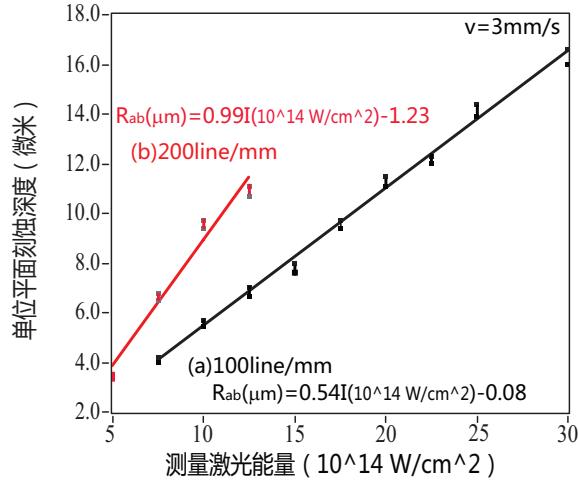


图 3.3: 不同激光强度下的单位平面刻蚀深度。激光的聚焦半径 $5 \mu\text{m}$, 脉冲时间 50 fs 。图中曲线(a)代表路径间隔为 100 line/mm ($10 \mu\text{m}$) 的情况。曲线(b)代表路径间隔为 200 line/mm ($5 \mu\text{m}$) 的情况。步进电机的运动速度均为 3 mm/s 。

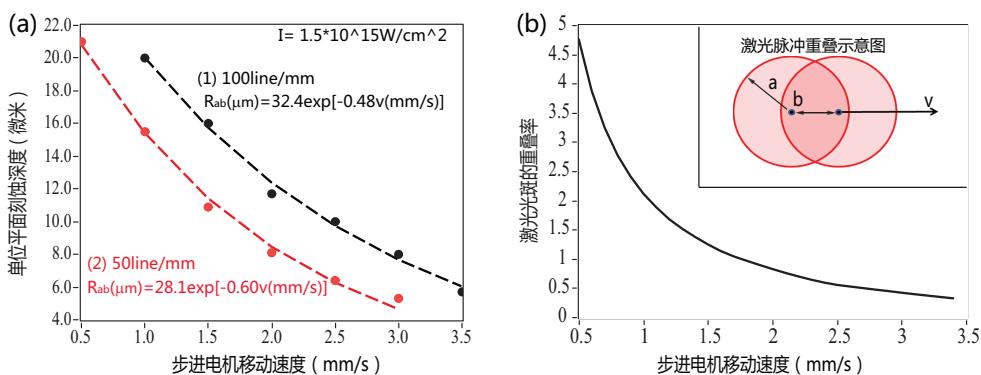


图 3.4: (a) 不同步进电机运动速度下的单位平面刻蚀深度。激光的聚焦半径 $5 \mu\text{m}$, 脉冲时间 50 fs , 激光强度 $1.5 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ 。图中曲线(1)代表路径间隔为 100 line/mm ($10 \mu\text{m}$) 的情况。曲线(2)代表路径间隔为 50 line/mm ($20 \mu\text{m}$) 的情况。(b) 不同电机速度下的激光脉冲重叠率 A 。

以类指数的形式下降。图 3.4 (b) 是不同电机速度 v 下的激光脉冲重叠率 A 。假设激光脉冲的强度分布 $I \sim I_0 \exp(-r^2/r_0^2)$, 其中 $r_0 = 5 \mu\text{m}$ 。那么在一定的 v 下, 脉冲的重叠面积比例为 $A = \sum_{n=1}^{n=|2a/b|} [2 \arccos(nb/2a)a^2 - nb\sqrt{a^2 - (nb)^2/4}] / \pi a^2$ 其中 $a = r_0/2 = 2.5 \mu\text{m}$, $f = 1 \text{ kHz}$, $b = v/f$ 是单发脉冲的运动距离。所以 v 越小, 激光脉冲在靶体同一点的重叠率就越高, 刻蚀深度随之增大。虽然步进电机速度会影响到刻蚀深度, 但是它对刻蚀表面光滑度的影响很微弱。因此可以用速度作为调节刻蚀效率的一个自由参量。

3.2.3 刻蚀结果举例

除了毛细管之外, 激光刻蚀系统也用于制作小尺寸的气体喷嘴, 刻蚀精度均在 $5 \mu\text{m}$ 。图 3.5 是一个激光刻蚀的毛细管靶体。毛细管直径为 $300 \mu\text{m}$ 。气体通过两个弯曲的进气通道注入到毛细管中。图 3.6 是利用 Dektak 8 Advanced Development profiler 测得的激光刻蚀气体喷嘴的三维影像。左上角小图为喷嘴实物照片。

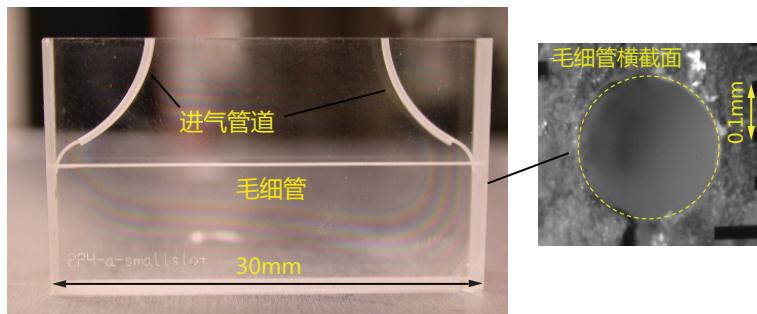


图 3.5: 激光刻蚀的毛细管靶体的实物照片。

3.3 气体流体动力学模拟

为了更准确的掌握不同靶体的气体分布情况, ANSYS CFX 11.0 软件被用来对刻蚀的靶体进行气流动力学模拟。ANSYS CFX 是利用有限元方法进行模拟。它通常先将模拟的靶体划分为若干个小网格, 然后将所有表示气体参数变化的 Navier-Stokes 方程离散到每一个网格之内, 交互循环求解。最终得到模拟区域每一个特定点处的气体参数值, 它们的组和即为气体分布的整体图像。模拟的结果不仅是靶体设计和检验的重要根据, 对与解释实验中的相关现象也有很大的帮助。下面为模拟的应用举例。

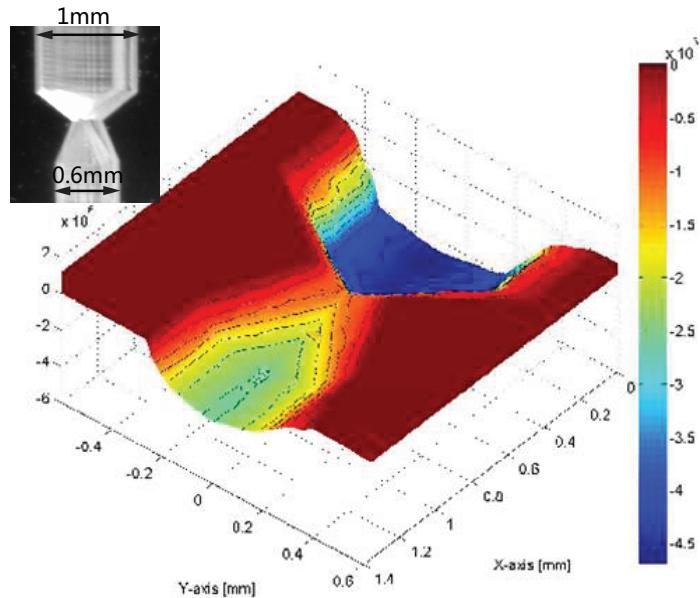


图 3.6: 激光刻蚀的气体喷嘴靶体实物照片和测量的三维分布图。

3.3.1 关于毛细管的模拟

图 3.7 是 ANSYS CFX 模拟的注入压强为 100 torr 时，毛细管中心截面的静态压强分布。外部真空腔的压强为 10^{-6} torr。毛细管的直径 $d_c = 200 \mu\text{m}$ ，进气管道直径 $d_s = 600 \mu\text{m}$ ，这是实验加速中常用的一种毛细管结构。其中的小图为毛细管出口处的气体速度分布。可以看到，当两个注气通道的注入压强相等时，在毛细管两个进气口之间形成了均匀的密度分布。而在靠近毛细管的出口处，因为内外压强差导致气体分子加速向外扩散，所以密度很快就下降到 10^{-6} torr。因此毛细管的有效作用距离为进气口之间的距离。

注意到在这种结构气体在进气管道上的压强损失非常小，所以毛细管内的气压值近似等于注气气压。气体在一段长度为 L 有效直径为 D 的圆柱形管道内以速度 v 流动时，横向摩擦导致的气体压强损失 ΔP 可以用 Darcy-Weisbach 公式计算，

$$\Delta p = f \cdot \frac{L}{D} \cdot \frac{\rho v^2}{2} \quad (3.2)$$

这里 f 是 Darcy 摩擦因子，与雷诺数 Re 有关。 R_e 代表着流体的内力 $\rho V^2/D$ 与黏滞力 $\mu V/D^2$ 的比值。其中 ρ 和 μ 分别是流体的密度和黏滞系数。当 $R_e < 2000$ 时，黏滞力占主导地位，流体做连续性的平滑运动，一般称之为 laminar 流体。当 $R_e > 2000$ 时，内力占主导作用，流体运动出现漩涡，对流或是激波等不稳定现

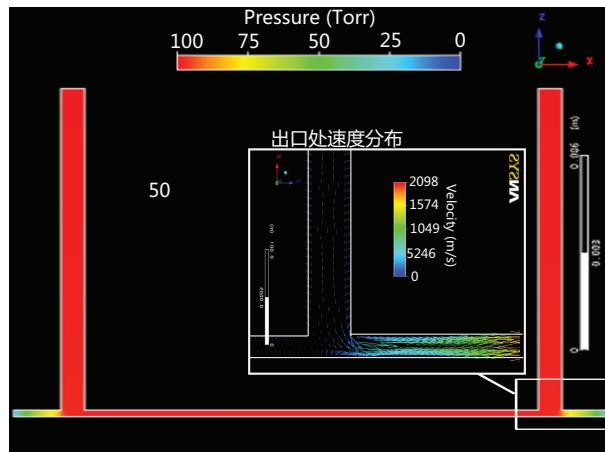


图 3.7: ANSYS CFX 模拟的注入压强为 100 torr 时，毛细管中心截面的静态压强分布。其中小图为毛细管出口处的气体速度分布。

象，此时又被称为turbulence流体。对于laminar流体， $f = 64/Re$ 。此时 $\Delta p = 32\mu v L/D^2$ 。因此，管道横截面越小，长度越长，压强损失就越大。同时，因为面积的减小会引起速度的增大，无疑使狭窄通道上的气压损失现象更为严重。而对于直径超过500 μm ，长度短于1 cm的进气管道，压强损失可以忽略。

图 3.8是模拟得到的用于低功率 ($P < P_c$) 激光脉冲引导实验的特殊结构毛细管中心截面上的压强分布图。与其类似的实物图可以参考图 3.5。这里毛细管的直径为300 μm ，长度为15 mm。注气气压为150 torr，真空腔气压 10^{-6} torr。与用于加速实验的毛细管不同，这里两个进气管道均向内弯曲，并且分为有效直径为500 μm 和200 μm 的两部分，长度分别为9.5 mm和0.5 mm。这样的设计是为了缩短毛细管的出口处密度下降沿的长度，将激光脉冲传播时可能受到的影响降低到最小。

可以看到气体经过注气口2时造成了较大的气压损失。在室温 $T = 20^\circ \text{c}$ 时，氢气的黏滞系数大约为 8.75×10^{-6} Pa·s。根据模拟结果和Darcy-Weisbach公式近气口的平均速度和密度为 $v = 22 \text{ m/s}$ 和 $\rho = 0.017 \text{ kg/m}^3$ ，连接部分 $v = 220 \text{ m/s}$ ， $\rho = 0.016 \text{ kg/m}^3$ ，通气管道和毛细管的交界处 $v = 585 \text{ m/s}$ ， $\rho = 0.006 \text{ kg/m}^3$ ，所以这三段的 Re 分别为21，201和80，意味着毛细管内的气体运动是在laminar流体。利用以上数据，气压下降可以粗略估算为： $\Delta p_1 = 10 \text{ Torr}$ 以及 $\Delta p_2 = 69 \text{ Torr}$ ，所以实际毛细管内的气压应当在53% 左右。

图 3.9是在不同的注入压强下，Ansys模拟与实际测量的毛细管内的压强比较图。可以看到，两者在低密度时吻合的较好，而在高密度时有7%的差别。其原因可能来自于实际刻蚀靶体表面粗糙度和具体的结构都与模拟有一定的差别。但是

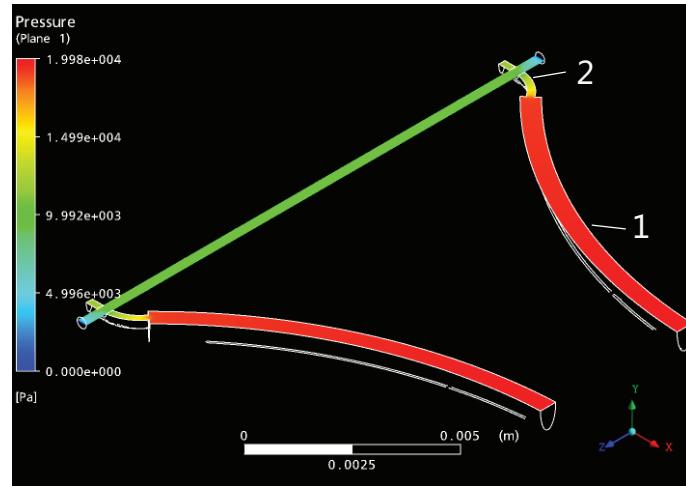


图 3.8: 模拟得到的用于低功率 ($P < P_c$) 激光脉冲引导实验的特殊结构毛细管中心截面上的压强分布图

这仍然证明了模拟的结果可以很接近实际情况，可以作为靶体密度分析的可靠工具。

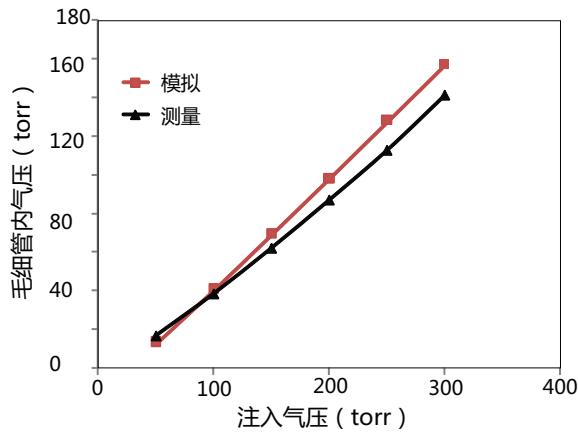


图 3.9: 在不同的注气压强下，模拟和实验测量的毛细管内气体压强之比。

利用这种特殊设计的毛细管，我们利用低功率激光脉冲的传播特性来推測毛细管的密度分布，得到对于直径为 $300 \mu\text{m}$ 的毛细管的匹配半径为 $r_m = 47 \mu\text{m}$ [57]。

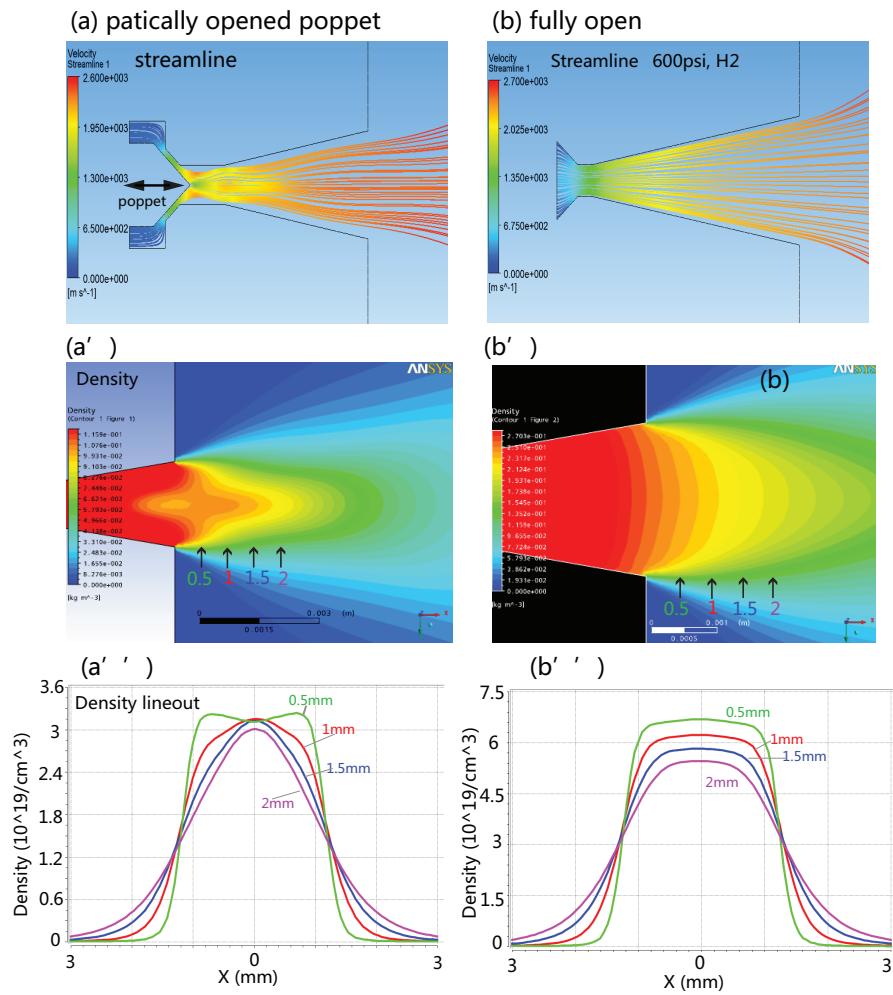


图 3.10: 气体喷嘴进气提升阀 (poppet) 对于出口处密度分布的影响: (a) 提升阀门部分打开, (b) 提升阀门全部打开。

3.3.2 喷嘴靶体的模拟举例

在使用气体喷嘴靶体时，等离子体主要由中性气体电离形成。虽然电离过程中会导致一定程度的密度分布改变，但是两者的分布仍然非常接近。所以我们可以用模拟的气体密度来预测等离子体的密度分布。对于加速来说，重要的等离子体参数除了峰值密度之外，还包括密度上升沿、下降沿的长度等。例如若想避免电离造成的激光衍射，激光首先穿过的密度上升沿的长度应当小于两倍的瑞利长度，即 $2Z_R$ 。对于LOASIS的激光来说， $2Z_R \approx 950 \mu\text{m}$ 。还有，在普通的加速机制中，我们希望可以获得尽可能平坦的密度分布。但是在利用密度下降沿注入的实验中，因为等离子体的相速度 $\propto (1/n)dn/dz$ ，下降沿必须具有一定的长度和梯度来满足电子注入的需要。所以，在设计靶体时这些因素都应当考虑到。

在实验中，为了确保实验腔体内的真空度，喷嘴喷射的时间应当尽可能的短。所以poppet通常被设计在喷嘴的咽喉处，以保证关闭过程中喷出的气体量最少。如图 3.10 (a) 所示。这里 (a) 是一个喷嘴的中心截面密度分布图。通常情况下的poppet的开启距离只有 $200 \mu\text{m}$ ，所以气体在进入喷嘴时被分成了两股。这两股气体在传播过程中相互碰撞干涉，从而导致了喷嘴出口附近比较陡峭的密度分布，如 (a') 所示。(a'') 是喷嘴出口之外不同距离的线密度分布。可以看到，不同距离处，线密度分布的形式也不一样。这意味着如果在实验中做激光相对于靶体的高度扫描，等离子体密度改变的不仅仅是长度，还有分布形式。这样增加了问题的复杂性，是我们所不希望看到的。如图 3.10 (b) 是没有poppet（或者poppet完全打开）的喷嘴，可以看到出口处气体的分布非常平坦均匀。所以我们可以采用机械反应更快的阀门来增加poppet的最大开口距离，或是将poppet换为推进的平板结构，以避免气流被分开。

ANSYS对喷嘴模拟的另外一个例子是分析喷嘴在实验中的损坏对气体密度分布造成的影响。喷嘴的损伤来自与激光经过自聚焦之后的衍射，主要集中在出口后部，而且多在密度扫描过程中发生。图 3.11 (a) 是一次实验前后同一喷嘴的实物对比图。因为激光的刻蚀，出口的长度沿激光传播方向增加了将近一倍。(c) 和 (d) 是两种情况下距离喷嘴出口 $300 \mu\text{m}$ 处的面密度分布，其中红色箭头为激光入射方向。这里喷嘴的注气压强均为100 psi。结合激光入射方向上的线密度分布 (b)，可见损伤之后喷嘴气体的长度由 $500 \mu\text{m}$ (FWHM) 增加到了 1 mm (FWHM)，峰值密度下降为原来的40%。而且密度分布不再均匀，在下降沿出现了一个密度拐角。(e) 和 (f) 是气体的运动流线图，它们更为清晰的显示了损伤之后气体喷射方向和散角完全发生了改变。可见即使激光的聚焦位置和喷嘴的注口气口压强仍然保持不变，那么在损伤之后的密度分布中激光的自聚焦效应会相对减弱，导致激光强度和激发的等离子体波都发生变化。实验中如果激光和喷

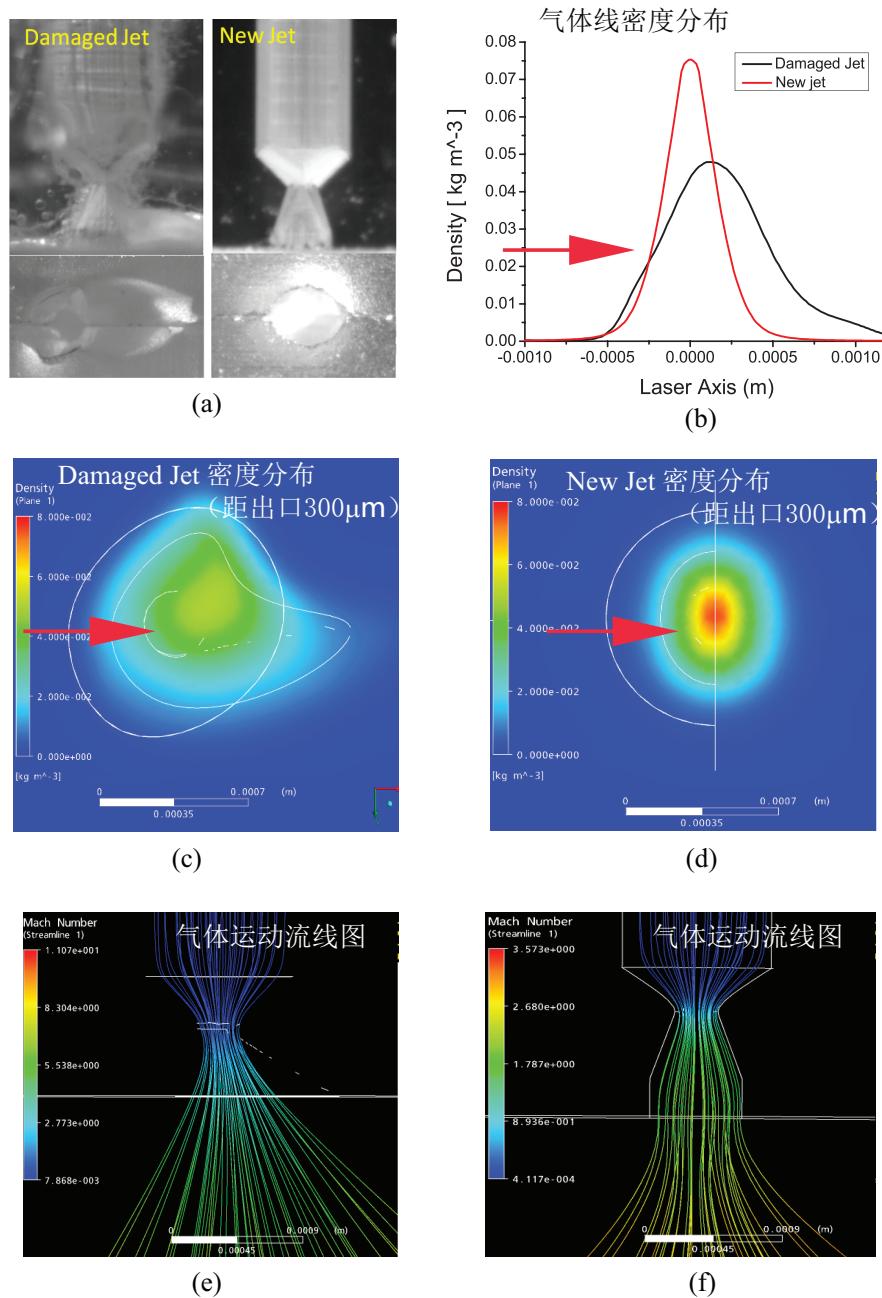


图 3.11: 实验中喷嘴出口后部的损伤对气体密度分布的影响。

嘴出口处的距离过近，或是长期处于高密度等离子体环境下，随着时间进展，这种损伤会逐渐加重，造成等离子体分布的不断改变。这样即使其它所有参数都保持不变，加速的结果也是变化的。

3.4 总结

这一章主要对加速实验所用靶体的制作和检验方法进行了讨论。因为靶体基底材料硬度特性和结构的特殊要求，只能利用激光微刻蚀的方法来制作。因此本章介绍了LOASIS飞秒激光刻蚀系统的光路设置和刻蚀方法。飞秒激光刻蚀主要依靠光电离机制，避免了热传递效应导致的材料损坏，刻蚀精度最好到 $5 \mu\text{m}$ 。从2008年开始，该系统制作了40 TW激光加速实验所用喷嘴和毛细管靶体，保证了实验的顺利进展。

ANSYS CFX软件被用于对不同结构的靶体进行密度分布模拟计算。通过对靶体进行精确建模和参数设置，利用模拟可以很好的再现现实中的各种物理机制。因此模拟的结果不仅是设计检验靶体的可靠依据，也对可以帮助我们更加深入的了解实验中的各种问题。

在刻蚀技术和模拟的基础上，我们设计制作了喷嘴和毛细管结合的双级靶体结构，并对其进行了实验的探测。具体的内容，将在下一章展开讨论。

第四章 气体喷嘴和毛细管结合的靶体设计以及加速实验

4.1 简介

由第二章的理论介绍，我们得到这样一个信息：在相同的激光参数下，LPA电子束的能量上限 $W_{max} \propto n_e^{-1}$ ，而加速电子数目的上限 $N_{max} \propto n_e^{1/2}$ ，其中 n_e 是等离子体电子密度。对于单级靶体加速，电子被等离子体波俘获过程和加速过程是同时发生的。也就是说，采用低密度等离子体可以获得较高能量的电子，但是受到高俘获阈值和beam loading作用的影响，电量难以提高。反之在高密度环境中电子的俘获相对容易，但是有效加速距离却因为过早出现的滑相问题而受到限制，从而导致较低的加速能量。同时因为缺乏注入的可控性，加速的过程极不稳定。因此解决这一问题的关键在于将电子的注入和加速过程分开，使之在各自适合的等离子体条件下单独发生。

在这样的理论指导下，我们设计制作并测试了气体喷嘴和电离毛细管结合的双级靶体，如图 4.1。喷嘴和毛细管均由激光在人造蓝宝石基底上刻蚀制作。喷嘴中注入较高密度的气体。激光穿过喷嘴气体时将其电离形成高密度的等离子体($n_e \geq 10^{19} \text{ cm}^{-3}$)。大量的电子在这一区域被激发的等离子体波俘获并获得一定的加速(通常 $E < 50 \text{ MeV}$)。在合适的电离延迟范围内，毛细管放电形成低密度的等离子体通道。剩余激光和获得加速的喷嘴电子同时被注入到通道中。激光在毛细管通道被引导传播并继续激发出等离子体波，预先加速的电子再次被俘获，在较长的距离内被加速到几百MeV以上。关于靶体设计和相关加速实验的具体内容将在下面的各节中详细介绍。

4.2 喷嘴位于毛细管中间的双级靶体

在设计之初，主要目的是为了验证植入气体喷嘴的毛细管可以有效形成纵向

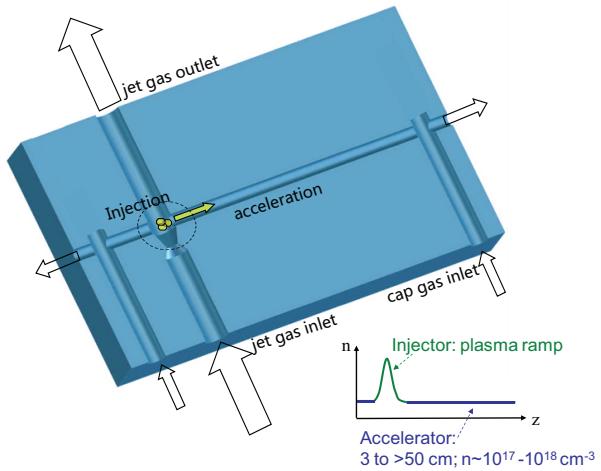


图 4.1: 气体喷嘴和毛细管结合的靶体结构和加速机制示意图。

分离的密度分布，我们并未仔细考虑喷嘴的具体位置。所以，喷嘴是位于毛细管中间的。

4.2.1 靶体设计

为了证明植入气体喷嘴后确实可以形成稳定的密度峰，利用ANSYS CFX对靶体的气流动力学进行了模拟。图 4.2 是靶体中心横截面上的静态气体密度分布图。这里毛细管直径为 $200 \mu\text{m}$ ，长度 33 mm ($13Z_R$)。压强为 70 torr 的氢气通过两个距离毛细管外侧 2 mm 注气管道被注入管中。植入的气体喷嘴距离毛细管入口处 11 mm ，注入压强为 105 psi 的氢气¹。喷嘴管道长度为 10 mm ，与毛细管相连接的出口具有椭圆形形状，沿毛细管中心轴方向的长轴为 0.8 mm ，短轴为 0.4 mm 。为了使气体能够顺利排出，喷嘴的下面设置了一个直径为 2 mm 的排管道。排气管道的接收角为 45° ，与气体离开喷嘴时的马赫角度一致。从左下角气体运动流线图可以看到几乎所有的喷嘴气体都被排气管接收，而没有流入毛细管内。在排气管内，因为喷出的气体被管壁反射从而形成了一些密度扰动。但是并不影响喷嘴出气口处的密度分布。

右下角是沿毛细管中心轴的线密度分布。它显示在喷嘴和毛细管的连接处出现了一个宽度约为 $800 \mu\text{m}$ (FWHM) 的高密度区域，密度峰值为 $n_{max} = 1.37 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 。而毛细管的其他部分则基本保持了 $n_{cap} = 2.3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ($\sim 70 \text{ torr}$) 的均匀密度分布。这证明植入的喷嘴没有对毛细管的气体分布造成明显的

¹ $1 \text{ torr} \approx 133 \text{ Pa}$, $1 \text{ psi} \approx 6894 \text{ Pa}$ 。为了与实验中单位一致，此论文中将保留torr和psi单位。

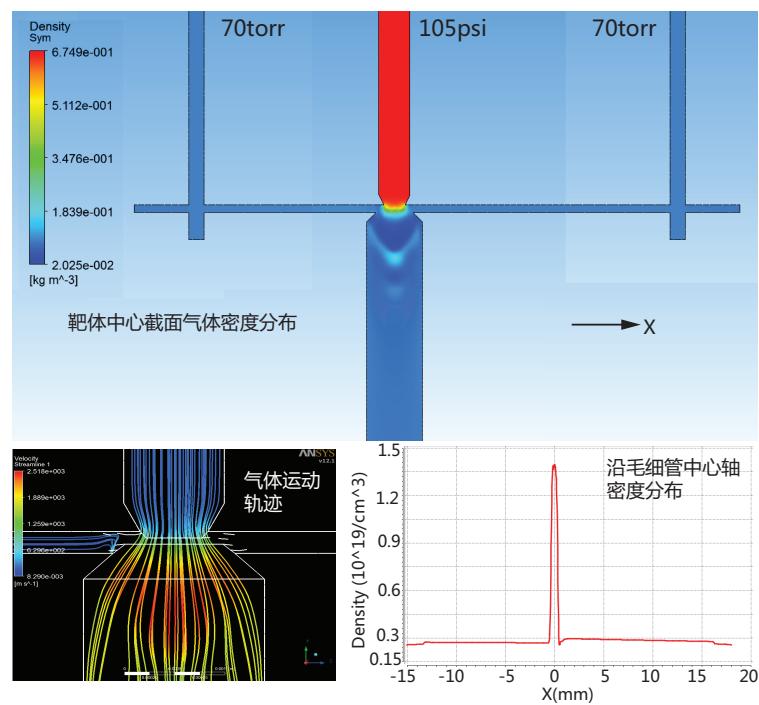


图 4.2: 喷嘴植入在毛细管中间的靶体横截面静态密度分布。喷嘴和毛细管的入口压强分别为105 psi和70 Torr，均为氢气。左下图为喷嘴和毛细管连接部分的气体的运动流线图。右下图为沿毛细管中心轴的密度分布。

影响，该靶体设计可以实现纵向的密度调制作用。

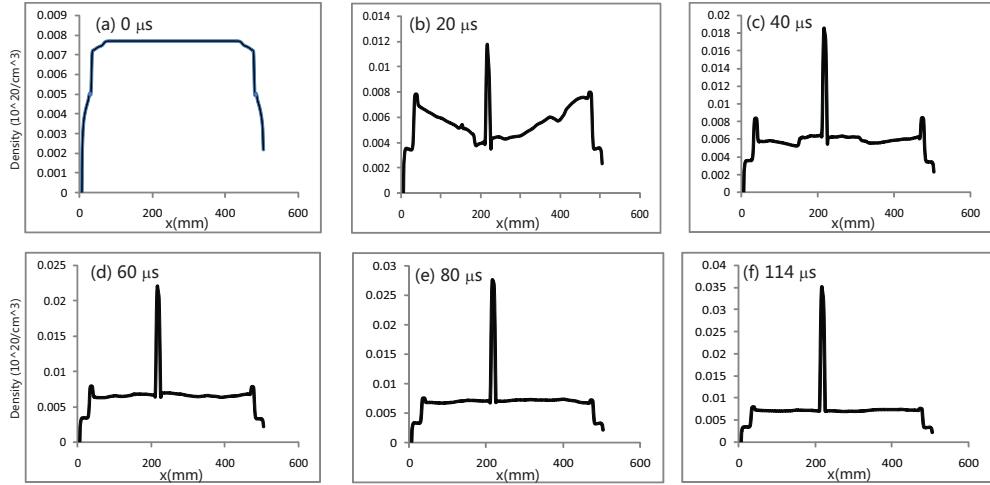


图 4.3: 利用 ANSYS 模拟得到靶体内密度分布变化。作为初始条件, 设定毛细管内气体分布在模拟开始时已经达到了平衡分布 $n_{cap} = 7.6 \times 10^{17} / \text{cm}^3$ (~ 30 torr)。 $t = 0$ 时刻, 气体开始注入到喷嘴管道中。

图 (4.3) 是靶体气流分布的时间瞬态 (transient) 模拟结果。在实验中, 毛细管气体是连续注入的, 而喷嘴气体是脉冲喷发的。所以作为初始条件, 设定模拟开始时刻毛细管内气体保持在 $n_{cap} = 7.6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ (~ 30 torr) 的平衡状态, 如 (a)。模拟喷嘴的提升阀门与图 3.10 (a) 中相同, 它的开启速度为 3 m/s , $60 \mu\text{s}$ 后达到最大提升高度 $\sim 180 \mu\text{m}$, 并保持在那里。当 $t = 0$ 时刻, 喷嘴的进气提升阀开启, 气体开始通过 poppet 与管壁之间的空隙注入到入口管道中。可以看到在 $20 \mu\text{s}$ 之后, 喷嘴气体已经到达了毛细管处, 并形成了小的密度峰。随着注入气体的不断增加, 峰值密度也在上升。由于受到计算机的限制, 这次模拟只进行到 $114 \mu\text{s}$ 。但是可以看出, 在 $80 \mu\text{s}$ 时已经基本形成了稳定的纵向密度调制分布。所以可以推测瞬态模拟的最终结果应当与以上的静态模拟一致。

在实验中, 因为不同的提升阀门的响应时间和机械运动速度会有很大的差别, 所以达到稳态分布的时间也不一样。因此还需要对靶体进行实际密度测量。

4.2.2 二维靶体密度分布的测量

为了实际测量喷嘴形成的高密度气体分布, 我们又搭建了迈克尔逊激光干涉仪。如图 4.4 所示。因为激光刻蚀破坏了靶体表面的透明性, 所以激光无法穿透加速实验所用的圆柱形三维靶体。因此我们将厚度为 $200 \mu\text{m}$ 的人造蓝宝石薄片刻蚀切割成具有矩形截面喷嘴的靶体, 其横截面的结构参数与实验靶体一致。

激光干涉仪

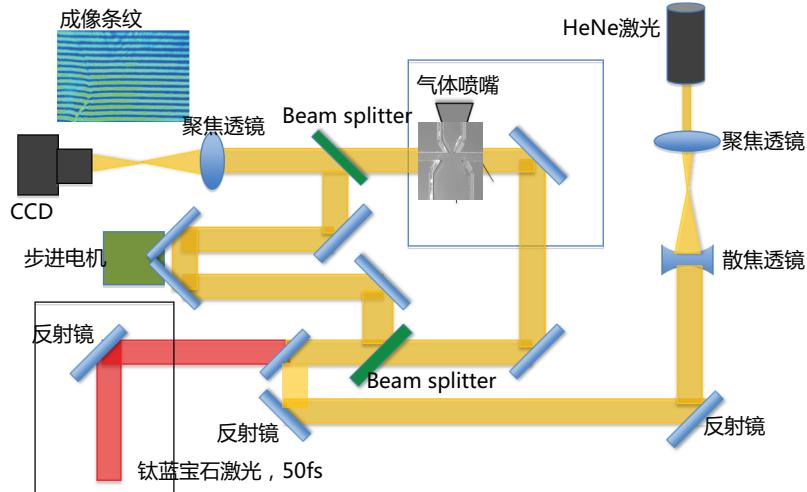


图 4.4: 激光干涉仪光路图

图 (4.4) 是激光干涉仪的光路示意图，可以分别利用HeNe连续激光和钛蓝宝石脉冲激光进行测量。HeNe激光主要用于测量喷嘴气体的密度分布，时间分辨率在20 ns左右。钛蓝宝石激光用于探测电离情况下气体或是等离子体分布的变化，时间分辨率为50 fs。激光被第一个分光片分成两路，其中一路探测光横向穿过探测的靶体气体区域（喷嘴与毛细管的结合处），与一直在空气中传播的参考光路在第二个分光片处再次重合。因为两束光相位差而形成干涉条纹图像，通过一个消色差透镜成像在12位的CCD上。

为了便于理解，下面简单介绍一下激光干涉仪的基本原理。探测光和参考光的相位差 Φ 可以表示为

$$\Phi(x, y) = \frac{\omega}{c} \int [\eta(x, y, z) - 1] dz \quad (4.1)$$

其中 z 是激光在气体中的传播方向， η_p 是气体或等离子体的折射率，空气的折射率为 $\eta_{vac} = 1$ 。 $\Phi(x, y)$ 是 η 在 z 方向（激光传播方向）的积分效应。不同密度下的 η 为

$$\eta = \begin{cases} 1 + k \frac{n(x, y, z)}{n_c} & (\text{gas}) \\ \sqrt{1 - \frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0 \omega^2}} \approx 1 - \frac{n_e e^2}{2 m_e \epsilon_0 \omega^2} & (\text{plasma}) \end{cases} \quad (4.2)$$

其中 n 是中性气体分子密度， n_c 是临界状态下的气体密度， n_e 是等离子体密度。对

氢气分子和等离子体电子，我们有

$$\eta_{H_2} - 1 = 5.51 \times 10^{-30} n_{H_2} \quad (4.3)$$

$$\eta_e - 1 = -4.46 \times 10^{-28} (\lambda [\mu m])^2 n_e \quad (4.4)$$

同样密度下等离子体引起的相位差可以是中性气体的一百倍。所以相位差和气体密度分布的关系为

$$\Phi(x, y) \approx \begin{cases} 5.51 \times 10^{-30} \int n_{H_2}(x, y, z) dz & \text{(gas)} \\ -4.46 \times 10^{-28} (\lambda [\mu m])^2 \int n_e(x, y, z) dz & \text{(plasma)} \end{cases} \quad (4.5)$$

对于矩形靶体，气体密度分布将与相位差分布成正比。

相位差可以从测量到的干涉条纹中提取。条纹的分布一般具有以下形式

$$i(x, y) = a(x, y) + b(x, y) \cos[2\pi f_0 z + \Phi_m(x, y)] \quad (4.6)$$

其中 $a(x, y)$ 是背景噪音， f_0 是由于运动距离不同引起的干涉条纹空间变化频率， $b(x, y)$ 是条纹振幅。 Φ_m 为相位差。当 $\Phi_m = 0$ 时，条纹是均匀分布的；当 $\Phi_m \neq 0$ 时，条纹会出现扰动区域。为了便于对其进行快速傅里叶变换（FFT），我们将公式(4.6)转换为

$$i(x, y) = a(x, y) + c(x, y) e^{2\pi i f_0 z} + c(x, y) e^{-2\pi i f_0 z} \quad (4.7)$$

这里

$$c(x, y) = \frac{1}{2} b(x, y) e^{i\Phi_m(x, y)} \quad (4.8)$$

通过对公式 (4.7) 进行快速傅里叶变换得到

$$I(f, y) = A(f, y) + C(f - f_0, z) + C^*(f + f_0, z) \quad (4.9)$$

其中 $A(f, y)$ 代表直流成分，也就是背景噪音。 $C(f - f_0, z)$ 和 $C^*(f + f_0, z)$ 是分别在 f_0 和 $-f_0$ 处的对称的两个侧峰。随后利用窗口函数将 $A(f, y)$ 屏蔽掉，再将 $f = 0$ 点移动到任何一个侧峰处，这样得到只包含 Φ_m 的 $C(f, z)$ 。对其进行傅里叶变换，就可以得到 $c(x, y)$ 。其相位就等于

$$\Phi_m(x, y) = \tan^{-1} \left(\frac{\Re[c(x, y)]}{\Im[c(x, y)]} \right) \quad (4.10)$$

测量结果

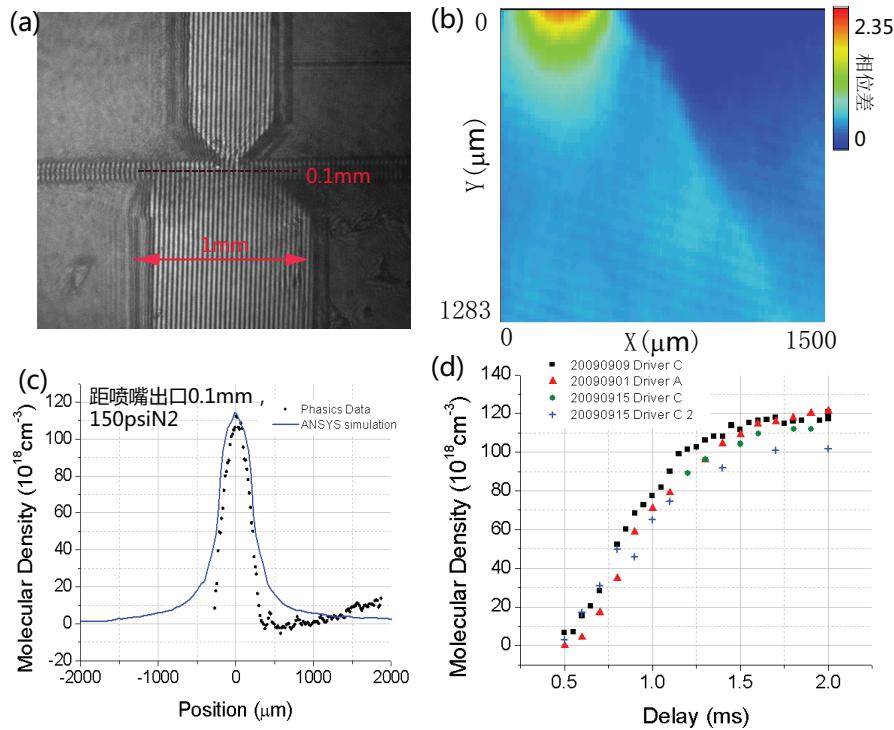


图 4.5: 200 μm 矩形气体喷嘴密度测量结果: (a) 靶体的干涉条纹影像。(b) 喷嘴气体的相位差分布。(c) 注入气压145 psi的氮气时, 距离喷嘴出口0.1 mm处(沿毛细管中心轴)的气体密度线分布, 其中黑色点线是实际测量结果, 蓝色实线是ANSYS模拟结果。(d) 使用不同的gas jet driver box时密度峰值随延迟时间变化规律。在0ms时刻, driver box发出电流脉冲, 提升阀门开始打开。

图 4.5 是 200 μm 矩形靶体气体密度测量结果。注入压强为 145 psi 的氮气。其中 (a) 是靶体处的干涉条纹影像。(b) 喷嘴气体的相位差分布, 也就是相对密度分布。(c) 是喷嘴打开 2 ms 之后沿毛细管中心轴 (距离喷嘴出口 0.1 mm 处) 的气体密度线分布, 其中黑色点线是实际测量结果, 蓝色实线是 ANSYS 模拟结果。可以看到这两个曲线很好的吻合在一起, 都显示喷嘴造成了长度为 600 μm (FWHM), 最高密度为 $1.1 \times 10^{20} \text{ cm}^3$ 的密度局域峰。(d) 是使用不同的 gas jet driver box 时, 喷嘴气体沿毛细管中心轴分布的峰值密度随着延迟时间的变化。在 0 时刻, driver box 发出脉冲, 喷嘴的提升阀门开始打开。喷嘴气体密度不断升高, 1.8 ms 之后达到了最高值并保持在那里。所以, 加速实验中的喷嘴工作时间应当在 2 ms 左右。

注意到当 0.5 ms 时测量的密度分布为 0。而根据前面的模拟分析, 在 20 μs 之后部分喷嘴气体就应当抵达了毛细管处并形成一个小的密度峰。这是因为被测

量的气体厚度只有 $200\ \mu\text{m}$, 所以密度较低引起的相位差将小于探测系统的分辨水平, 无法有效地探测。从图中我们推测, 这一系统的有效测量密度范围应当在 $n > 10^{19}/\text{cm}^3$ 。

为了使测量更加接近真实的实验环境, 我们通入了毛细管的电离电流。图4.6是在毛细管电离情况下, 喷嘴气体的归一化的相位差分布随着电离时间的变化。喷嘴的进气气压为150 psi。提升阀门打开0.5 ms时, 毛细管的两端的高压电极通入17 kV高压, 电离电流迅速贯穿整个毛细管。从(a)到(f)可以很明显的看到喷嘴气体电离后迅速向排气管道内膨胀的状况。之前讨论过 $t = 0.5\ \text{ms}$ 时, 中性气体的密度太低导致难以准确测量。但此时却看到了明显的密度分布变化。因为等离子体导致的相位差是中性气体的两个量级以上, 因此这是喷嘴气体被电离的证据之一。

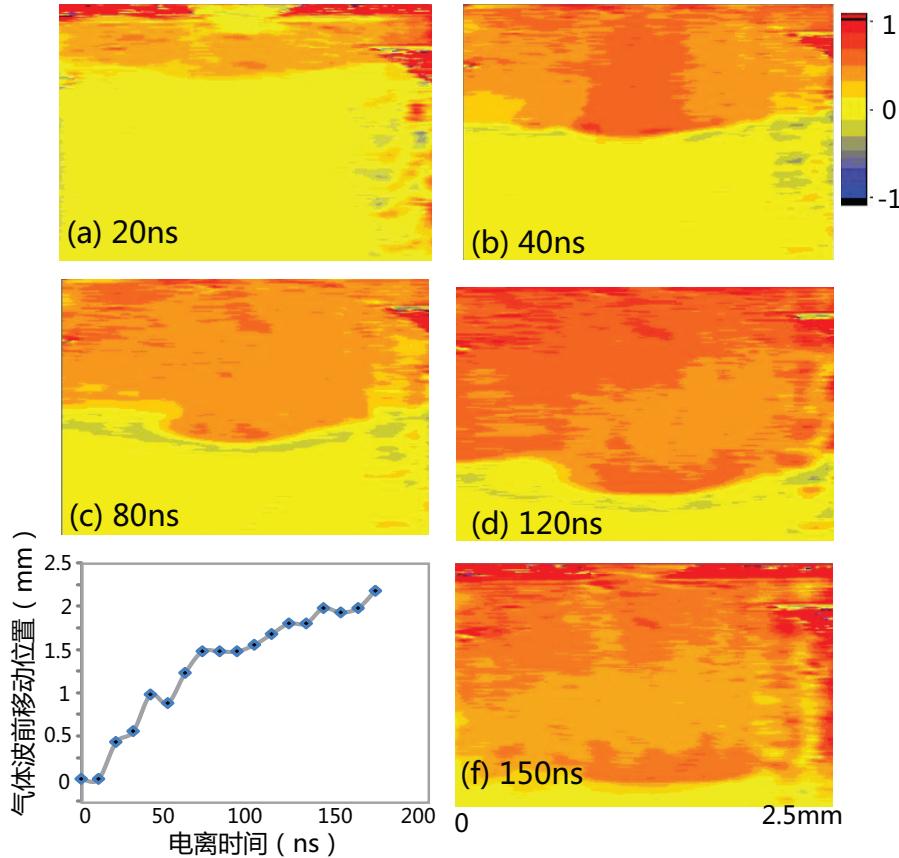


图 4.6: 喷嘴注入气压150 psi, 喷嘴开启0.5 ms之后电离开始。

左下角是喷嘴等离子体膨胀的波前位置随电离时间的变化。可以看到等离子体 $t=0$ 时刻初始膨胀速度约为20 km/s, 而在 $t = 150\ \text{ns}$ 降低到了9 km/m。根

据 $c_s \approx \frac{T_e}{m_i}$, 得到对应 T_e 从2.5 eV降低到了1.1 eV。我们知道当 T_e 低于1 eV时, 等离子体电离率几乎为零; 而 T_e 高于几个eV时, 等离子体被完全电离。所以电离之初, 大部分的喷嘴气体分子处于电离状态。随着膨胀的进行, 等离子体的温度不断降低, 一部分电子和离子又发生了复合。也就说此时探测到相位差是由中性分子和等离子体共同引起。因为两种介质具有不同的折射率, 在不了解具体电离率的情况下, 很难准确地将相位转化成密度。关于测量具体密度分布的工作, 将在今后的实验中继续进行。

4.2.3 加速实验

气体喷嘴植入在毛细管中间的双级靶体的加速实验是在LOASIS40 TW钛蓝宝石激光系统上进行的, 实验的装置如图 4.7 所示 ??。实验中激光通过Off Axis Parabola 聚焦到靶体上, 加速电子束被磁能谱仪偏转进行密度测量, 激光通过此能谱仪后被两个楔形镜反射进入到分析区域。具体的参数在第一章中有详细的介绍。实验中激光脉冲长度为38 fs, 能量1.4 J, 聚焦半径为 $r_0 = 22 \mu\text{m}$, 对应强度为 $2.5 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ 。实验过程中, 毛细管中连续注入氢气。气体喷嘴脉冲喷气。在喷嘴的提升阀门打开500 ms之后, 毛细管放电电离。

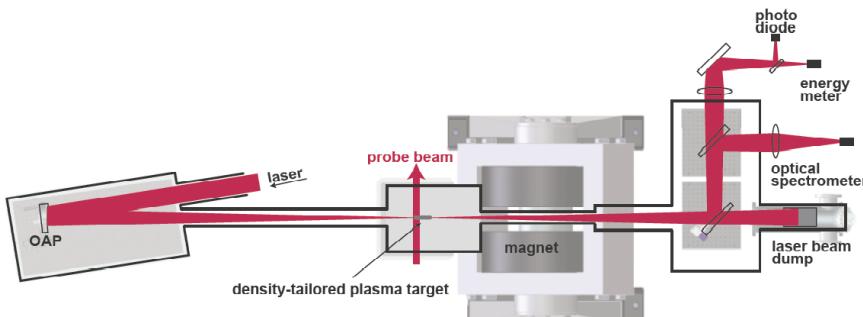


图 4.7: 气体喷嘴和毛细管结合的加速实验装置图。

图 4.8 是在喷嘴打开和关闭 (只有毛细管) 的情况下, 激光的光谱和位于毛细管出口处的激光焦斑的对比图。喷嘴开启时的注入气压为145 psi。可见当只有毛细管时, 激光频谱发生了红移并出现了调制结构。光谱的这种变化是激光激发等离子体波并与之相互作用的结果。激光穿过毛细管后的能量损耗约为10%。当气体喷嘴开启后, 喷嘴气体对激光的能量造成了进一步的损耗, 频谱红移的比例增

加。这时激光能损约为45%。但是值得注意的是，在两种情况下毛细管出口处的激光焦斑都保持了较好的聚焦状态。也就是说，毛细管对激光的引导作用没有受到来自喷嘴气体的影响。这保证了毛细管加速波的有效激发。

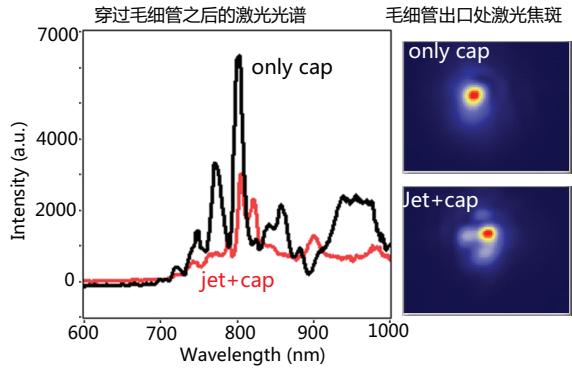


图 4.8: 喷嘴开启和关闭时激光的光谱和穿过毛细管后焦斑对比图。

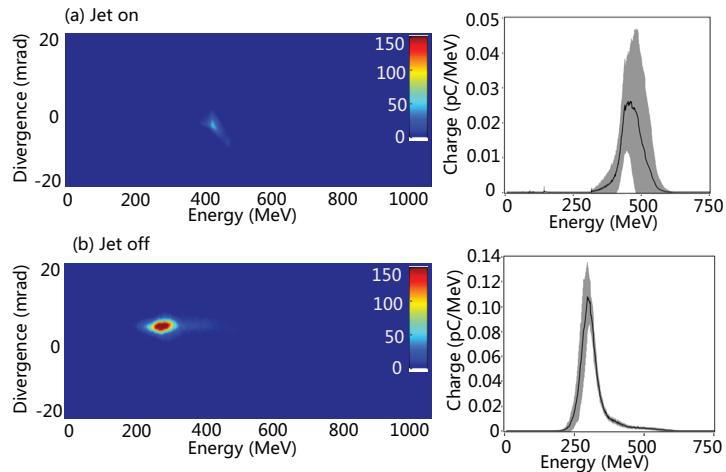


图 4.9: 气体喷嘴开启和关闭时的加速电子束的对比图

实验中毛细管中注入气压70 torr的氢气，对应中心轴密度 $\sim 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 。这一密度低于通常毛细管实验所需的俘获密度 $3 \sim 4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 。因此，当喷嘴关闭时，只有不到50%的激光脉冲加速出了电子束。图 4.9 (a) 是这种情况下典型的电子能谱。右边是30发数据的平均能谱，其中的灰色区域是能谱的RMS波动。这时电子束的中心能量在 $440 \text{ MeV} \pm 95 \text{ MeV}$ ，电量 $2.6 \text{ pC} \pm 2.0 \text{ pC}$ ，能散为4%左右。电子束的角度波动为 $\pm 1.8 \text{ mrad}$ 。这里首先要说明一点，根据测量，直径为 $200 \mu\text{m}$ 的毛细管对应着的激光匹配半径约为 $45 \mu\text{m}$ 。而实验中激光聚焦半

径要小于这一值。所以激光脉冲的半径在通道中传播时会发生周期性的波动。同时，因为激光的功率大于自聚焦功率 $P > P_c \sim 14$ TW，自聚焦引导也会发生作用。因此激光的参数是不太稳定的。因为毛细管等离子体的密度低于通常的俘获密度，所以激光的参数稍有改变，就可能导致截然不同的加速结果。这也是为什么能量和电量都出现了较大的波动。而另一方面，此时电子束的滑相距离 $L_d \approx 23$ mm，与毛细管的实际加速距离接近。第二章中讨论过，当电子束恰巧在运动到滑相相位时离开等离子体，便能够得到最高的加速能量和最小的能散。因此电子束的单能性较好。

当气体喷嘴开启时，加速电子束的电量大幅度上升到 7.3 pC ± 1.7 pC。这说明，喷嘴高密度等离子体发挥了电子注入的作用。产生电子束的中心能量降低到了 300 MeV ± 7 MeV，与激光在喷嘴气体中造成的额外损耗一致。因为电量增大引起的beam loading现象，能散增加为6%左右，但是束流整体仍然保持了较好的单能性。电子束的角度波动为 ± 0.8 mrad。这里加速稳定性显著提高有两个可能的原因：一是高密度喷嘴等离子体降低了电子注入的阈值，因而增加了俘获的稳定性。二是激光在通过喷嘴等离子体时，其聚焦状态会发生改变，导致焦斑增大。这样反而与毛细管的匹配半径接近，得到稳定的传输。所以电子束的整体稳定性都得到了明显的提高。

对喷嘴的注入气压进行扫描时，加速电子束的能量和电量也随之改变，如图 (4.10) 所示。这里值得注意的几点是 (1) 因为注入气压正比于喷嘴等离子

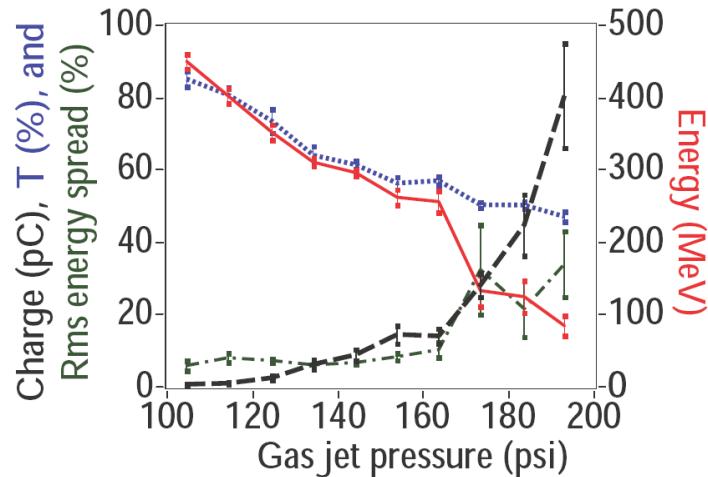


图 4.10: 电子束的能量 (红线实线)，能散 (绿色点划线)，激光传输效率 (蓝色点线) 以及电量 (黑色虚线) 随着喷嘴进气压强的变化。

体的密度，所以电子的电量随着等离子体密度的上升而增加。这与高密度等离子体环境下俘获阈值的降低，激光自聚焦和压缩造成的强度增加一致。（2）喷嘴密度越高，激光损耗越大。所以剩余激光在毛细管中激发的等离子体波就越小。所以加速能量随密度而降低。（3）当 $P_{jet} > 160$ psi时，随着电量的进一步增加，能量的下降梯度增大，这说明beam loading现象加速了等离子体波的损耗。（4）当 $P_{jet} < 160$ psi时，无论能量与电量如何改变，电子束的能散保持在低于10%的水平。这说明在一定范围内，我们可以通过改变喷嘴气压，实现准单能电子束能量和电量的调节。

但是，这次实验有一个遗留问题：未能得到电离情况下喷嘴区域密度的具体分布。无法确切掌握这一数据，是继续深入理解加速物理机制的一个巨大障碍。这是今后实验中必须解决的问题之一。

4.3 喷嘴位于毛细管前端的双级靶体

2008年，LOASIS的Geddes等人在实验上首次证明了密度下降沿注入机制可以实现电子的持续注入 [37]。在这种机制下，加速电子束具有能量低，能散小以及极好的稳定性，适合于作为级联加速的电子注入源。为了将这一机制结合到双级加速靶体中，我们将喷嘴相对于毛细管的位置从中间移到了最毛细管的前端。这样喷嘴处于激光聚焦范围之内，可以利用下降沿机制来改善电子的注入。

4.3.1 靶体设计

图 4.11 是根据喷嘴位于毛细管前端的靶体结构进行的ANSYS静态模拟结果。图中毛细管的直径为 $200 \mu\text{m}$ ，长度为33 mm。喷嘴距离毛细管前端入口的距离为1.38 mm。喷嘴和毛细管的入气压强分别为100 psi和60 torr。除了喷嘴的相对位置，这个靶体与之前的设计还有两点不同：一是采用了超声波（supersonic）气体喷嘴（出口处马赫数 $M > 5$ ），这样喷嘴气体的外扩马赫角较小，有利于形成一个稳定的高密度峰。二是将毛细管进气管道向内弯曲。这样有助于提高靶体的密封性，避免高压电极从侧面击穿的可能性。可以看到这种设计下，沿毛细管中心轴方向也形成了稳定的两级纵向密度分布。

4.3.2 单一气体喷嘴实验

为了更加深入的理解两级加速的物理机制，我们首先利用单独的激光刻蚀的气体喷嘴进行加速实验测试。实验所用的喷嘴与上图中植入在毛细管中的喷嘴完

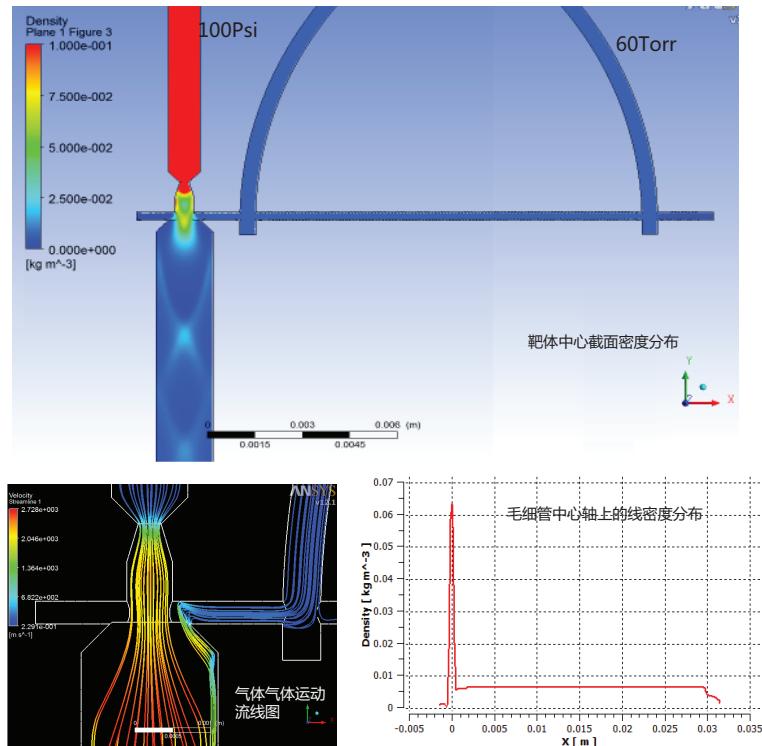


图 4.11: 喷嘴位于毛细管前部的双级加速靶体气体分布模拟结果。

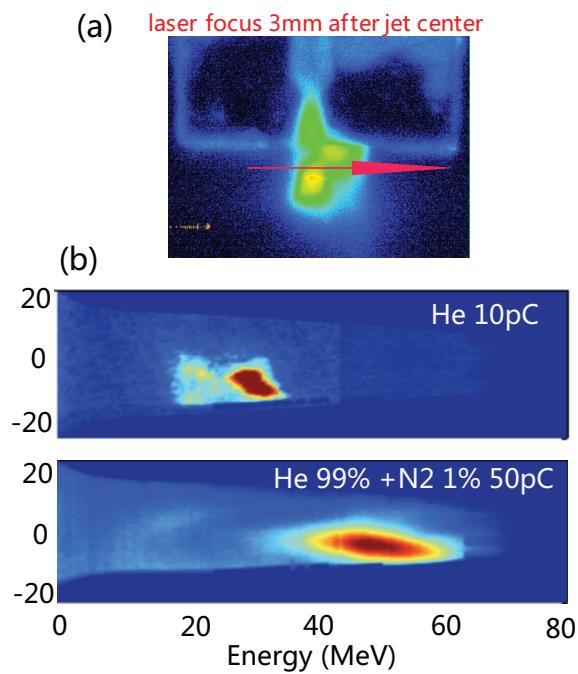


图 4.12: 气体喷嘴加速实验示意图。

全一样。实验中，激光聚焦位置被设定在喷嘴中心之后的3 mm处。这里注意到因为自聚焦的原因，激光实际聚焦的位置应当在3 mm之前。

图 4.12 是此次实验的结果举例。其中 (a) 是实验中激光穿过喷嘴气体的照片。可以很清楚的看到激光聚焦在靶体后部，并且因为散射对靶体造成了一定程度的损伤。实验中，我们也同时测试了混合气体的电离注入机制 [25]。(b) 是喷嘴分别注入氦气以及氦气与氮气的混合气体时加速电子束的能谱分布。两种情况下注入压强均为104 psi，对应着等离子体密度峰值大约为 $7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 。结果显示，注入100%氦气时，电子束的电量为10 pC，中心能量为35 MeV。而在利用混合气体的电离注入机制下，可以将电子束的指标提高到50 pC和50 MeV。所以，这次实验除了证明刻蚀的气体喷嘴可以有效注入并加速出低能电子束，还验证了电离注入的优势。此外，实验探测激光穿过喷嘴时的能量损耗在30%到40%之间，其剩余能量足以激发起在毛细管等离子加速波。

4.3.3 双级靶体加速实验

喷嘴位于毛细管之前的靶体加速实验同样在LOASIS 40 TW激光系统上展开。这次实验的重点是验证密度下降沿注入对于加速的优化作用。图 4.13 是加速电子束能谱随着激光聚焦位置的变化。这里 ΔX_f 是激光的聚焦位置相对喷嘴中心向后移动的距离。这次扫描中，毛细管的中心密度保持在 $1.8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ，低于一般的俘获密度。气体喷嘴注入气压为100 psi，由ANSYS模拟结果推测等离子体峰值密度在 $7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 。

结果显示，与单一喷嘴的实验相比，当在喷嘴之后加上毛细管时，电子的能量显著提高了十倍以上。这说明毛细管等离子体通道内发挥了后续加速的作用。随着 ΔX_f 向靶体后侧移动，电子束的能量和电量也随之改变。能量随 ΔX_f 的增大，可以解释为激光在喷嘴高密度等离子中会首先发生自聚焦，而后又迅速衍射开来。衍射使激光焦斑大小超过了等离子体通道的接收半径，导致能量损耗。当激光聚焦的位置越靠近喷嘴等离子体密度中心时，等离子体密度越高，自聚焦现象越严重，而散射造成的激光能量损耗就越高，加速电子的能量越小。反之，激光聚焦位置越是靠后，喷嘴气体的密度便越小，这样电子俘获效率就会下降，造成了加速电量的减小。图 4.13 的右侧是各种 ΔX_f 下20发电子束的平均能谱（实线）和它们之间的RMS波动（阴影部分）。可以看到与喷嘴处于毛细管中间的靶体实验一样，电子束的稳定性也得到了大幅的提高。

但是因为此次实验中喷嘴的密度较低，而且激光聚焦在密度下降沿，所以注入的电子数目显著减小。加速电子束的平均电量< 1 pC，是喷嘴位于毛细管中间靶体的电量的10%。

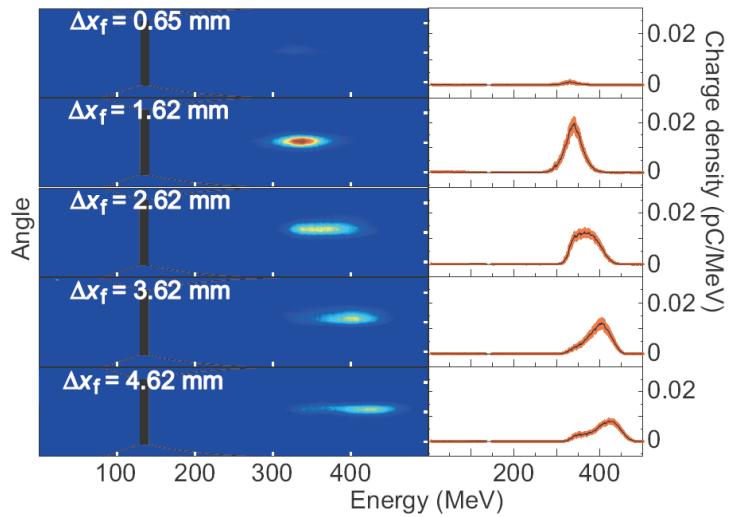


图 4.13: 激光在喷嘴中心之后不同位置 Δx_f 聚焦时的电子能谱分布。其中每一能谱是20发数据的平均。

4.3.4 毛细管损坏对于密度分布的影响

与单一喷嘴实验中观测的结果一样，双级靶体内的喷嘴也受到了激光的破坏。如图 4.14 中的照片。可以看到激光自聚焦之后的散射主要对喷嘴的后部和毛细管的入口处造成严重损坏。靶体结构的改变使气体和相应等离子体的密度分布也发生了变化，这一过程被ANSYS程序模拟再现。图 4.14 (b) 1-4 是喷嘴中心截面的气体密度分布随靶体破坏状态的改变。(c) 是四种情况下距离靶体 0.1 mm 处(沿毛细管中心轴) 的线密度分布比较。可见随着喷嘴出气口后部不断被激光腐蚀，喷嘴气体的密度分布逐渐扩散，导致了高密度区域的纵向延伸和峰值密度的下降。当破坏达到一定程度时，一部分喷嘴气体进入到毛细管中，使其在进气通道之前的密度大幅增加。

这次实验中有一个很奇怪的现象，实验的初期无论如何扫描各种参数，都没有高品质的电子束出现。而进行了一定时间之后，在同样的参数下，电子束的品质却突然大幅改善。当然造成这一现象的原因可能有很多，但是靶体的变化是最大的可能性之一。根据时间和靶体损伤程度的推测，优质电子束产生时靶体极可能处于图 4.14 (b) 3 的状态。这时，我们可以看到喷嘴气体形成了一个较长的密度下降沿，可能对电子的注入产生了促进作用。但是，这仍然需要今后实验的进一步检验。

因为靶体结构的变化，即使在固定的激光参数下，同一实验中也可能呈现出不同的加速结果。所以为了将这种破坏作用降到最低，在下一步的靶体设计中气

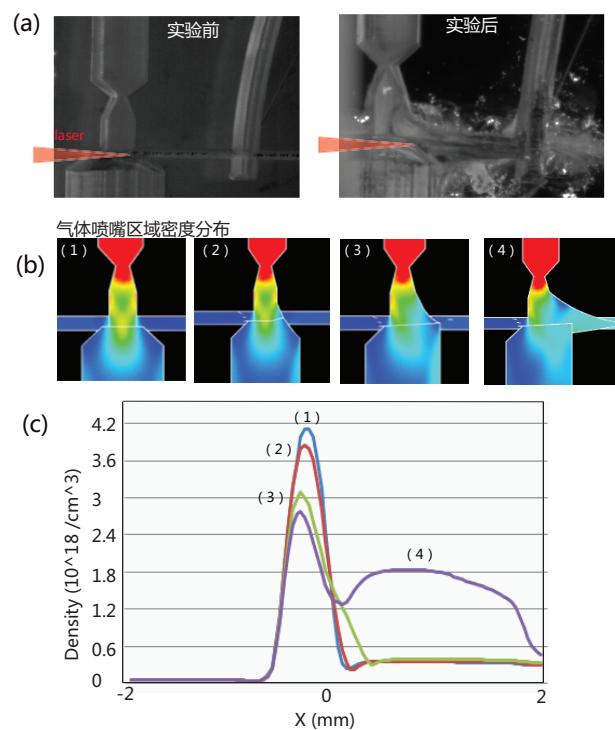


图 4.14: (a) 实验前和实验后的靶体照片。可以看到激光自聚焦之后的散射主要对喷嘴的后部和毛细管的入口处造成严重损坏。(b) 气体密度分布随靶体破坏状态的改变。(c) 是四种情况下距离靶体 0.1 mm 处（沿毛细管中心轴）的线密度分布比较。

体喷嘴被放置在远离毛细管中心轴的位置。

4.4 喷嘴在电极之前的靶体

之前的两次实验初步验证了双级加速靶体在获得高品质电子束方面的优势。但是还有几个问题尚没有得到解决：(1) 激光自聚焦之后的散射会对靶体造成严重损伤。(2) 毛细管电离焦耳加热可能导致喷嘴附近(电子注入区域)的密度大幅下降。(3) 受制于靶体的结构，无法直接测量喷嘴附近等离子体密度分布。因此靶体又进一步被设计改造成为图 4.16 中展示的结构。其主要的变化在于：

1. 喷嘴向外侧移动，远离毛细管和激光传播路径。
2. 毛细管电离的高压电极被移动到喷嘴之后，避免电离电流经过喷嘴气体。
3. 将喷嘴出口之下的蓝宝石基底全部去除，可以直接利用激光干涉仪对其进行密度测量。

4.4.1 靶体设计

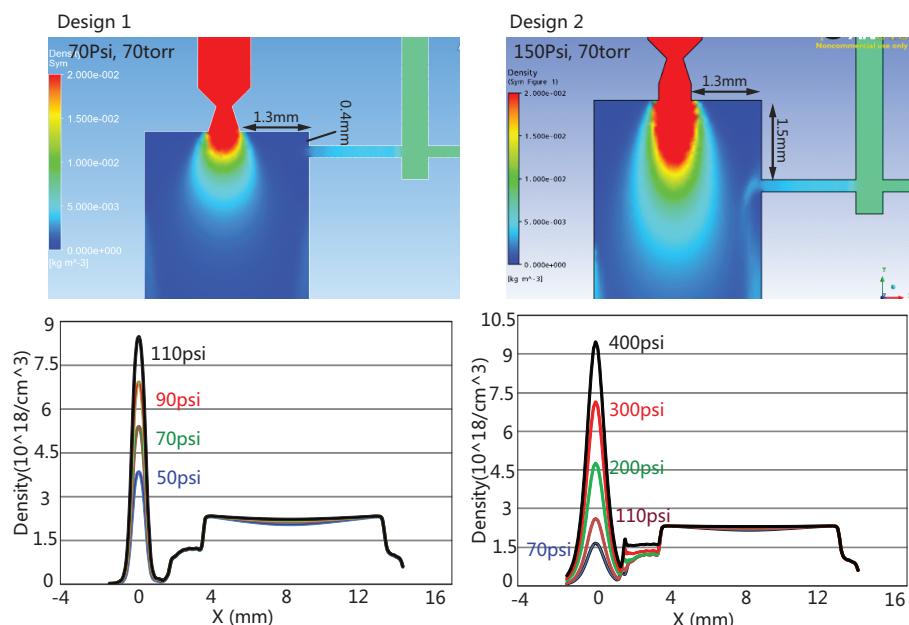


图 4.15: 气体喷嘴位于不同位置的两种靶体设计的 ANSYS 模拟计算的静态气体密度分布图以及不同喷嘴注入气压下毛细管中心轴的线密度分布。

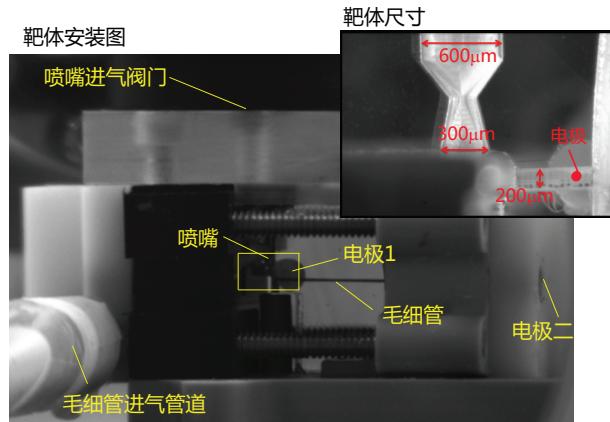


图 4.16: 三维靶体气体密度分布测量

图 4.15 是喷嘴位于不同位置的两种设计的 ANSYS 静态气体分布模拟计算。因为单一气体靶实验取得了较好的加速结果（见图 4.12），所以两个设计中均保留了之前的超声波喷嘴结构。设计一中的喷嘴距离毛细管中心轴上移 0.4 mm，水平方向向外移动 1.3 mm，气体喷嘴出口最外端没有直线段。设计二中的喷嘴距离中心轴 1.5 mm，水平方向向外移动 1.3 mm，出口处保留了直线段。模拟的结果显示，这样的设计也可以形成稳定的双级纵向密度分布。而且喷嘴气体在毛细管中心轴上的密度分布峰值随入射气压线性增加，而密度峰的相对长度（FWHM）保持不变。喷嘴距离毛细管越远，为了形成显著的密度梯度所需要的注入气压就越高。例如设计一中，只需要 70 psi 的气压就可以达到注入密度 ($4 \times 10^{18} / \text{cm}^3$)，而在设计二中，这一气压值提高到了 200 psi。而且，高密度区域的长度由 1 mm 增加到了 2 mm。所以从实用的角度，并不是喷嘴的距离越远越好，而是在满足避免激光衍射损伤的情况下尽可能靠近毛细管。这样减少进入到加速真空腔内的气体总量，减轻真空泵的负担。

4.4.2 电离对喷嘴气体的影响

在目前的设计中喷嘴是位于毛细管的两个电离电极之外，以希望能减小电离对于喷嘴气体的影响。为了验证它，我们利用激光干涉仪对喷嘴附近的气体密度分布进行了测量。测量靶体为图 4.16。其中矩形标注出来的区域为密度观测区。测试时，毛细管注入 55 Torr 的氢气，喷嘴注入 300 psi 的氮气。在喷嘴提升阀门打开 4 ms 之后，毛细管开始放电电离。

图 4.17 展示了气体喷嘴密度分布随毛细管电离时间的变化，其中 $t=0$ ns 为电离开始时刻。可以很清楚的看到在 $t=225$ ns 时，毛细管内因为电离形成的等离子体迅速向外膨胀，并将喷嘴气体向外推。很快就形成了明显的冲击波状的结构，波前的最高密度为 $8 \times 10^{18} / \text{cm}^3$ 。这是我们所没有想到的。注意到图中出现了正负两种相位差，正相位差来自于气体分子的密度分布，而负相位差则对应着等离子体的密度分布。

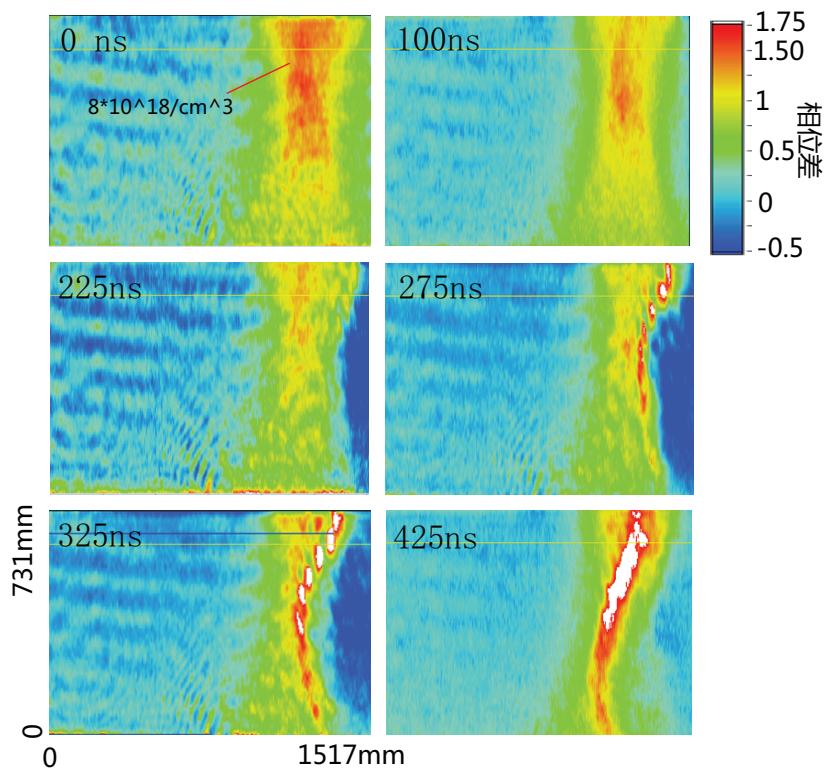


图 4.17：电离冲击波对喷嘴气体密度分布的影响。喷嘴注入 300 psi 的氮气，毛细管注入 55 Torr 的氢气。

图 4.18 是喷嘴中分别注入 300 psi 的氮气与氩气时，气体冲击波前沿的位置随着电离时间的变化。从两条线的梯度可以得到，它们的运动速度均为 $\sim 2400 \text{ m/s}$ ，对应着 $c_s \approx \frac{T_e}{m_i} \approx 0.06 \text{ eV}$ 。这说明：(1) 喷嘴气体保持在分子状态，并没有被毛细管电流电离。这一点也可以从波前的匀速运动中看出。(2) 不同的气体具有相同的速度，说明冲击波主要由毛细管内的气体电离受热膨胀引起。

毛细管电离冲击波造成了气体喷嘴区的密度扰动，形成了一个尖锐的密度变化沿，无疑会对电子的注入有影响。在满足下降沿的长度 $L_s < \lambda_p/2\pi$ 的情况下，电子穿过这个密度下降沿时，等离子体波长突然增大导致这些电子相位的改变而

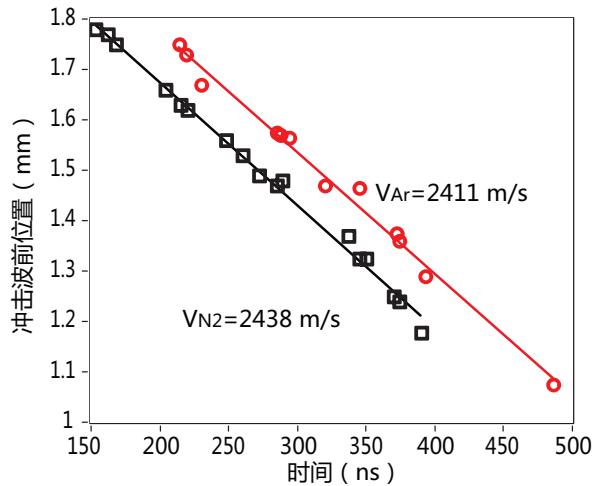


图 4.18: 气体喷嘴中分别注入氮气与氩气时，喷嘴气体冲击波前位置随电离时间的变化。

进入到俘获区域 [59, 60]。所以，冲击波前沿可能是电子注入发生的地方。但是因为此靶体还没有机会在加速实验上得到验证，所以目前无法给出任何确切的结论。

4.5 总结

双级靶体利用纵向的密度调制来分离电子注入和加速的过程。这样设计的最大优点在于能够对注入和加速进行独立的优化，例如可以利用密度下降沿或电离机制提高注入的稳定性，或是进一步降低毛细管中的气体密度以提高加速长度和能量。对获得稳定的高品质电子束是有利的。

从2008年开始，我们共设计制作了喷嘴位于毛细管中间，入口处和前端一定距离的三种靶体，并对它们进行了密度分布和加速实验的检测。主要结果列在表 4.5 中。

实验初步验证了喷嘴和毛细管结合的靶体可以显著提高电子束的稳定性，是一种有效的加速机制。但是在利用激光干涉仪对靶体进行密度测量时，均观察到毛细管电离造成的冲击波对于喷嘴气体的影响。这使得电子注入的过程变得更加复杂，这需要后续的研究工作。

表 4.1: 三种双级靶体的比较 (按喷嘴对于毛细管的位置)

参数	中间	前端	电极之外
密度调制	可以	可以	可以
喷嘴气体受电离影响	被电离	被电离	被推开
受加速激光影响	被刻蚀	后端被刻蚀	可避免
注入过程优化	无	密度下降沿/电离注入	同左
实验验证	喷嘴可注入	毛细可加速	未测试
实验扫描参数	喷嘴密度	激光聚焦位置	未测试
电子束电量	7.3 pC	1 pC	未测试
电子束能散	6%	11%	未测试
电子束稳定性	好	好	未测试
电子束发散角 (mrad)	2 mrad	2.5 mrad	未测试

第五章 光学渡越辐射

5.1 简介

从第四章节的分析中我们得到了这样一个结论：电子束不仅仅是加速的结果，也是揭示加速中物理过程的有用工具。例如，电量随等离子体密度增加意味着俘获阈值在下降，电子束的连续能谱说明加速距离超过了滑相距离等等。所以对电子束的参数有一个全面的认识，对于深入理解LPA的物理机制，寻找实验匹配参数等都有重要的意义。因此，一个加速系统通常具有能谱仪，phoshpor荧光屏，ICT，BPM等多种电子探测仪器。在最近几年中，渡越辐射也逐渐的被用于LPA电子束的探测中来。在下面的两个章节中，我们将以光学渡越辐射为工具，逐步对电子束以及加速过程进行分析。

渡越辐射发生在电子穿过具有不同介电常数的两种界面时，其辐射波长可以从X射线延伸到THz波段。可见光频段 ($\lambda = 300 \text{ nm} - 800 \text{ nm}$) 的渡越辐射又被称为光学渡越辐射 (Optical Transition Radiation-OTR)。它具有探测仪器设置易操作，信号直观，对电子束无损害等优点，是广泛应用的电子探测手段。当电子束的脉冲长度大于观测波长时，OTR是非相干的 (incoherent OTR)，此时辐射能量与电量成正比。实验中通过探测非相干OTR的远场角分布和近场影像可以获得电子束的能量，能散，横向电荷分布等信息。当电子束长度小于观测波长时，束团中单个电子发出的辐射在相位上相干叠加，因此辐射能量正比于电量的二次方。相干光学渡越辐射 (coherent OTR) 包含着电子束的纵向结构信息，可以用于探测飞秒超短脉冲或是电子束中的飞秒微结构。因为目前传统加速器的电子束的长度一般在ps到ns量级，所以这些实验室的OTR观测主要是利用其非相干的性质。

第二章的论述指出因为其自俘获的机制，激光等离子体加速的电子束的尺寸会自发地小于等离子体波长的一半 $\lambda_p/2$ 。例如，当等离子体密度为 $1 \times 10^{19} / \text{cm}^3$ 时 $\lambda_p = 5 \mu\text{m}$ ，加速电子束长度必定小于16 fs。在一些理论模拟中，人们甚至观察到了1到2个飞秒的束长。另外一方面，在加速过程中，电子束会逐渐

由等离子体波的后部向前移动，与处于前端的驱动激光相遇。在激光的横向光场的作用下，束团做振荡运动并逐渐在激光偏振方向上演化出密度调制结构。这种调制微结构的周期与激光周期一致，一般为800 nm。所以LPA电子束完全可以在不进行任何外界聚束或是调制的情况下就产生相干OTR信号。如果电子束的能散和发散角很小，这种微结构可以在几米的束流传播距离内都得以保持。这样通过在一定距离之外测量OTR的相干增益，可以推测出电子束纵向长度，调制幅度甚至能散等信息，帮助我们从电子微观结构的角度出发，更好的理解激光等离子体加速的物理过程。

下面将从最基础的渡越辐射理论开始，逐步论述利用OTR信号对电子多个参数进行分析的理论依据。

5.2 渡越辐射的产生机制

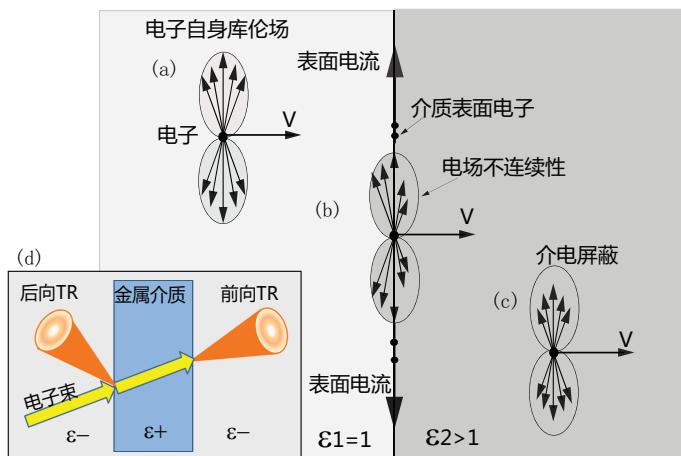


图 5.1: 电子穿介质时渡越辐射演示图。

渡越辐射最早由 V. L. Ginzburg 在 1946 年提出 [61]。它主要发生在电子穿过具有不同介电常数介质界面的情况下。图 5.1 是渡越辐射机制的演示图。假设电子(a)在介电常数 $\epsilon_1 = 1$ 的介质运动，(b)跨越边界，(c)到 $\epsilon_2 > 1$ 的介质中。在 ϵ_2 介质中电子的自身电场会受到背景电子的屏蔽作用，屏蔽的效果正比于 ϵ_2 的大小。因此如图 5.1 (b) 所示，电子自身电场分布在跨越边界的时候出现了断层。而这一现象与麦克斯韦方程所阐述的电场连续性相矛盾。在实际中， ϵ_2 介质表面的电子将会横向振动产生新的电场来抵消这种不连续性。这种由电子引起的介质表面极化电流振荡所发出的电磁波辐射就是渡越辐射。实验中通常采用在束流路

径中放置金属薄膜的方式来产生渡越辐射，如图(5.1) (d)。电子束在穿过薄膜时在两个表面上会分别发出后向（真空到金属）和前向（金属到真空）渡越辐射。后向辐射沿电子束入射的镜面反射方向，而前向辐射则沿着电子束的入射方向。在 $\varepsilon \gg 1$ 的情况下，前后辐射的能量分布相同。

为了对渡越辐射的强度有一个概念，我们先来做一些简单的计算。对于一个垂直入射到金属-真空界面的单电子，它在单位频率和单位立体角内的渡越辐射能量为

$$\frac{W_e}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{\pi^2 c} \frac{\beta^2 \sin^2 \theta}{(1 - \beta^2 \cos^2 \theta)^2} \quad (5.1)$$

这里 e 是电子电荷， c 为光速， $\beta = v/c$ 是电子的速度， θ 是辐射角。可以看到辐射峰值发生在 $\theta_{max} = 1/\gamma$ 。若接收角 θ_0 大于辐射峰值角 θ_{max} ，我们可以直接对 $d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta$ 进行积分得到

$$\frac{dW_e}{d\omega} = \frac{e^2}{2\pi c \beta} \left[(1 + \beta^2) \ln\left(\frac{1 + \beta}{1 - \beta}\right) - 2\beta \right] \quad (5.2)$$

进一步假设电子的能量 $\gamma \gg 1$ ，那么在观测波长 (λ_1, λ_2) 之间单电子的辐射能量和光子数目可以表示为

$$\begin{aligned} W_e &\simeq 9.2439 \times 10^{-28} \ln(\gamma) \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \\ N_e &\simeq 0.0047 \ln(\gamma) \ln\left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right) \end{aligned} \quad (5.3)$$

以OTR为例，若探测波长位于(300 nm, 1000 nm)，那么一个能量为200 MeV的电子可以产生0.032个光子并释放出 1.2×10^{-20} J的辐射能，只相当于0.1 eV。

对于包含着 N 个电荷的电子束，非相干OTR的能量和辐射光子数目为

$$\begin{aligned} W_{ITR} &\simeq 2.24 \times 10^{-21} N \ln(\gamma) \\ N_{ITR} &\simeq 0.0062 N \ln(\gamma) \end{aligned} \quad (5.4)$$

所以能量为200 MeV，电量为1 pC的电子束所辐射的OTR的能量和光子数目分别为 $W_{ITR} = 8.37 \times 10^{-14}$ J以及 $N_{ITR} = 2.16 \times 10^5$ 。

相干辐射的能量和辐射光子数目为

$$\begin{aligned} W_{CTR} &\simeq 2.24 \times 10^{-21} N^2 \ln(\gamma) \\ N_{CTR} &\simeq 0.0062 N^2 \ln(\gamma) \end{aligned} \quad (5.5)$$

此时同样的电子束的辐射能量为 $5.23 \times 10^{-7} \text{J}$, 光子数可以达到 1.35×10^{12} 。

5.3 渡越辐射的远场角分布

5.3.1 电子束的渡越辐射场强和能量

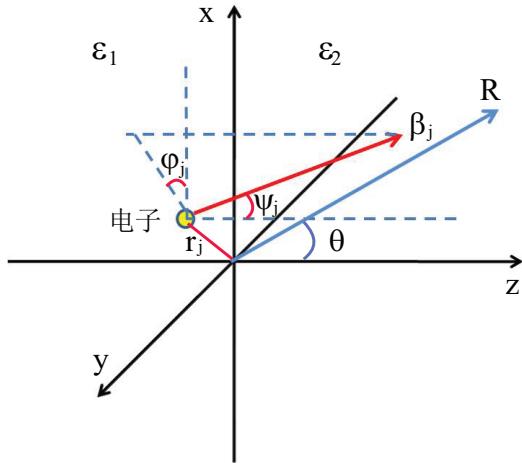


图 5.2: 电子入射角度示意图: 假设电子j从介质 ϵ_1 入射到介质 ϵ_2 中, r_j 是电子在界面 $z = 0$ 上的位置, ψ_j 是电子的入射速度 β_j 与 z 轴之间的夹角, φ_j 是 β_j 在 (x, y) 平面上投影与 x 轴的夹角, θ 是观测矢量 R 与 z 轴的夹角。

图 5.2 中 (x, y) 平面为介电常数分别为 ϵ_1 和 ϵ_2 的两种介质的分界面。电子 j 以速度 β_j 从介质 ϵ_1 入射到介质 ϵ_2 中。 r_j 是电子在界面 $z = 0$ 上的位置, ψ_j 是 β_j 与 z 轴之间的夹角, φ_j 是 β_j 在 (x, y) 平面上投影与 x 轴的夹角, θ 是 观测矢量 R (或者 \mathbf{k}) 与 z 轴的夹角。那么这个电子的渡越辐射电场分布表达式为 [62]:

$$\mathbf{E}_h(\omega, \kappa, z) = -\frac{i4\pi e}{\omega} \cdot \sec \theta \epsilon_j(\kappa, \beta_j) e^{-i\Psi_j} e^{iz\sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - \kappa^2}} \quad (5.6)$$

其中相位 $\Psi_j = \boldsymbol{\kappa} \cdot \mathbf{r}_{\perp j} + (\omega - \boldsymbol{\kappa} \cdot \mathbf{v}_{\perp j}) z_j / v_{zj}$, $\kappa = k \sin \theta$ 。 $\epsilon = 1 / \cos \theta (\epsilon_{\parallel} \hat{e}_{\parallel} + \epsilon_{\perp} \hat{e}_{\perp})$, ϵ_{\parallel} 和 ϵ_{\perp} 分别为平行于和垂直于辐射平面的电场强度。它们的表达式分别为

$$\epsilon_{\parallel}(\theta, U_j, \psi_j, \varphi_j) = \frac{U_j \cos \psi_j (U_j \sin \psi_j \cos \varphi_j - \sqrt{1 + U_j^2} \sin \theta)}{(\sqrt{1 + U_j^2} - U_j \sin \psi_j \cos \varphi_j \sin \theta)^2 - U_j^2 \cos^2 \psi_j \cos^2 \theta} \quad (5.7)$$

$$\epsilon_{\perp}(\theta, U_j, \psi_j, \varphi_j) = \frac{U_j^2 \cos \psi_j \sin \psi_j \sin \varphi_j}{(\sqrt{1 + U_j^2} - U_j \sin \psi_j \cos \varphi_j \sin \theta)^2 - U_j^2 \cos^2 \psi_j \cos^2 \theta} \quad (5.8)$$

$U_j = \beta_j \gamma_j$ 是电子的归一化动量。若电子垂直入射, $\psi = \varphi = 0$, 所以公式 (5.6) 将被简化为

$$\mathbf{E}_h(\omega, \boldsymbol{\kappa}, z) = -\frac{i4\pi e}{\omega} \cdot \sec \theta \frac{\beta \sin \theta}{1 - \beta^2 \cos^2 \theta} e^{-i\boldsymbol{\kappa} \cdot \mathbf{r}_{\perp j}} e^{iz\sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - \kappa^2}} \quad (5.9)$$

包含了 N 个电子的电子束的渡越辐射场为

$$\mathbf{E}_h(\omega, \boldsymbol{\kappa}, z) = \frac{i4\pi e}{\omega} \cdot \sum_j -\sec \theta \epsilon_{j=1}^N(\boldsymbol{\kappa}, \beta_j) e^{-i\Psi_j} e^{iz\sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - \kappa^2}} \quad (5.10)$$

渡越辐射辐射能量可以用坡印亭矢量来表示

$$\begin{aligned} dW &= \frac{c}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} dt \int d^2 \mathbf{r}_{\perp} (\mathbf{E} \times \mathbf{B}) \cdot \hat{z} \\ &= \frac{c}{2\pi} \int_0^\infty \frac{d\omega}{2\pi} \int \frac{d^2 \boldsymbol{\kappa}}{(2\pi)^2} (\hat{k} \cdot \hat{z}) \mathbf{E}_h^*(\omega, \boldsymbol{\kappa}, z) \cdot \mathbf{E}_h(\omega, \boldsymbol{\kappa}, z) \end{aligned} \quad (5.11)$$

这样我们得到在单位立体角 $d\Omega$ 和频率 $d\Omega$ 之内的辐射能量 W 为

$$\begin{aligned} \frac{d^2 W}{d\omega d\Omega} &= \frac{\omega^2 \cos^2(\theta)}{(2\pi)^2 c} \mathbf{E}_h \cdot \mathbf{E}_h^* \\ &= \frac{e^2}{\pi^2 c} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N (\epsilon_{||i} \epsilon_{||j} + \epsilon_{\perp i} \epsilon_{\perp j}) e^{i\Psi_j - i\Psi_i} \end{aligned} \quad (5.12)$$

下面引入电子束的密度和能量分布函数 $f(\mathbf{r}, \mathbf{p})$, \mathbf{p} 为电子的动量, 满足 $\int f(\mathbf{r}, \mathbf{p}) d^3 \mathbf{r} d^3 \mathbf{p} = 1$ 。那么公式 (5.12) 可以进一步转化为

$$\begin{aligned} \frac{d^2 W}{d\omega d\Omega} &= \frac{e^2 N}{\pi^2 c} \int d^3 \mathbf{p} (\epsilon_{||}^2 + \epsilon_{\perp}^2) g(\mathbf{p}) \\ &+ \frac{e^2 N(N-1)}{\pi^2 c} \left(\left| \int d^3 \mathbf{p} g(\mathbf{p}) \epsilon_{||} F \right|^2 + \left| \int d^3 \mathbf{p} g(\mathbf{p}) \epsilon_{\perp} F \right|^2 \right) \end{aligned} \quad (5.13)$$

其中 $g(\mathbf{p}) = \int f(\mathbf{r}, \mathbf{p}) d^3 \mathbf{r}$, 为电子的密度分布函数。 F 是电子束空间结构因子 (spatial form factor), 它实际为电荷密度分布函数的傅里叶变换

$$F = \int d^2 \mathbf{r}_{\perp} e^{-i\boldsymbol{\kappa} \cdot \mathbf{r}_{\perp}} \int dz e^{-i(\omega - \boldsymbol{\kappa} \cdot \mathbf{v}_{\perp})/v_z} f(\mathbf{p}, \mathbf{r}) \quad (5.14)$$

公式 (5.13) 右手边第一项代表了非相干辐射 ($i = j$), 第二项代表相干辐射 ($i \neq j$)。

5.3.2 非相干渡越辐射

由以上推导可知, 包含N个电子的电子束的非相干渡越辐射的能量分布为

$$\frac{d^2W_{ITR}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2 N}{\pi^2 c} \int d^3\mathbf{p} (\epsilon_{\parallel}^2 + \epsilon_{\perp}^2) g(\mathbf{p}) = N \int d^3\mathbf{p} \left[\frac{d^2W_e}{d\omega d\Omega} \right]_e g(\mathbf{p}) \quad (5.15)$$

其中 $[d^2W_e/d\omega d\Omega]_e$ 为单电子辐射场分布。可见非相干辐射强度与 N 呈线性正比关系。为了进一步简化问题, 不妨假设电子束横向与纵向分布相互独立, 即 $g(\mathbf{p}) = g_{\parallel}(U)g_{\perp}(\psi, \varphi)$ 。并且 $g(\theta, \varphi)$ 和 $g_{\parallel}(U)$ 都具有最普遍的高斯分布形式:

$$g(\theta, \varphi) = \frac{1}{\pi\sigma_{\perp}} e^{-\frac{\sin^2 \psi}{\sigma_{\perp}^2}} \sin \psi \cos \psi d\psi d\varphi \quad (5.16)$$

$$g_{\parallel}(U) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_u} e^{-\frac{(U-U_t)^2}{\sigma_u^2}} dU \quad (5.17)$$

这里 σ_{\perp} 是电子束的 RMS 横向发散角, U_t 是电子束的中心动量, σ_u 是动量发散。所以, 只要知道了电子束的动量和横向密度分布, 我们就可以计算出非相干辐射的能量分布, 并不需要电子束纵向脉冲结构信息。

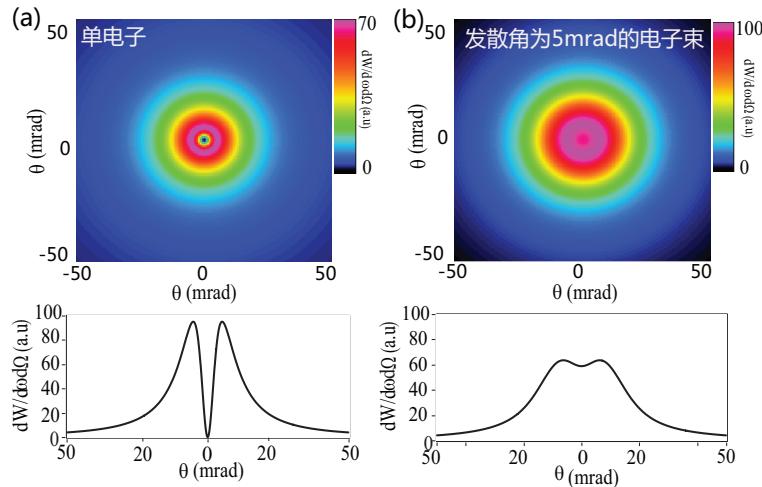


图 5.3: (a) 单电子和 (b) 电子束的渡越辐射角分布比较图。假设电子束的 $\sigma_{\perp} = 5$ mrad, $U_t = 200$, $\sigma_u = 20$ 。

图 5.3 是利用公式 (5.15) 到公式 (5.17) 计算的非相干辐射强度远场角分布图。其中(a)为单电子的辐射分布, (b)电子束渡越辐射的角分布图。假设电子束的 $\sigma_{\perp} = 5 \text{ mrad}$, $U_t = 200$ (100 MeV), $\sigma_u = 20$ 。可以看到, 单电子的渡越辐射强度在中心处为零。其传过中心轴的线密度分布具有双峰结构, 并且辐射峰角 $\theta_{max} \sim 1/\gamma = 5 \text{ mrad}$ 。而电子束的辐射因为受到散角造成的单电子辐射的错位叠加作用, 中心辐射不再为零, 而且双峰的对比度明显减弱。

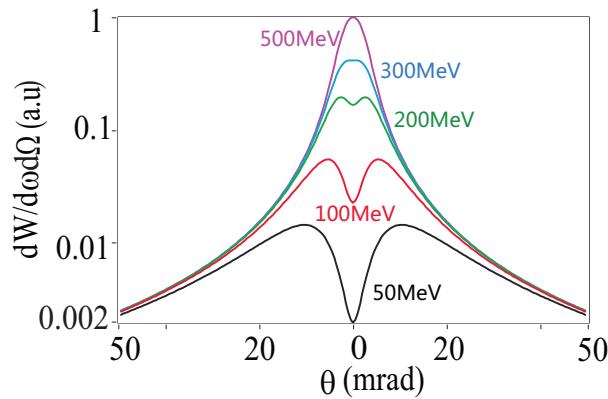


图 5.4: 发散角为 2 mrad 的电子束在不同能量下的渡越辐射角分布比较。

图 5.4 是具有不同中心能量的电子束的渡越辐射角分布比较, 其中 $\sigma_{\perp} = 2 \text{ mrad}$ 。随着能量的增加, 辐射强度不断上升, 但双峰结构也逐渐变得难以确认直至消失。注意到在双峰结构尚可辨认时, 峰值角分布始终满足 $\theta_{max} \propto 1/\gamma$ 。所以实验中通过观测渡越辐射角分布, 并对数据进行拟合, 便可以得到电子的中心能量或发散角的信息 [63, 64]。但是当 $\sigma_{\perp} \gg 1/\gamma$ 时, 这种方法不再有效。

对非相干辐射远场探测的另一个方式就是OTR干涉仪。我们让电子束依次穿过两个金属薄膜。如果它们之间的距离满足 $L < \lambda/\pi(\gamma^{-2} + \theta^2)$, 那么从第一个薄膜后表面处产生的前向辐射就会与第二个薄膜前表面产生的后向辐射发生作用, 形成环状干涉条纹。条纹的周期和振幅 $\sim \exp(-2\pi^2 L^2 \sigma_{\perp}^2 \theta^2 / \lambda^2)$, 因此对条纹进行分析就能获得电子散角的信息 [65, 66, 67, 68, 69]。

5.3.3 相干渡越辐射

由公式(5.13)可知, 具有 N 个电子的电子束的相干渡越辐射在单位立体角和单位频率内的辐射能量为

$$\frac{d^2 W_{CTR}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2 N(N-1)}{\pi^2 c} \left(\left| \int d^3 p g(\mathbf{p}) \epsilon_{\parallel} F \right|^2 + \left| \int d^3 p g(\mathbf{p}) \epsilon_{\perp} F \right|^2 \right) \quad (5.18)$$

如果束流具有高斯分布

$$f(\mathbf{r}) = \frac{1}{(2\pi)^{\frac{2}{3}}\sigma_r^2\sigma_z} e^{-\frac{r_\perp^2}{2\sigma_r^2}} e^{-\frac{z^2}{2\sigma_z^2}} \quad (5.19)$$

这里 σ_r 和 σ_z 分别为电子束横向和纵向半径尺度。根据公式(5.14)，相应的 F 可以写为 $F = F_\perp F_\parallel$ ，其中

$$\begin{aligned} F_\perp &= e^{-\frac{1}{2}(\omega/c)^2\sigma_r^2\sin^2\theta} \\ F_\parallel &= e^{-\frac{1}{2}[\omega/(c\beta\cos\psi)]^2\sigma_z^2(1-\beta\sin\theta\cos\varphi\sin\psi)^2} \end{aligned} \quad (5.20)$$

公式(5.20)说明在入射角 $\psi \ll 1$, $\varphi \ll 1$ 的情况下，如果电子束的横向和纵向半径同时满足 $\sigma_r \ll \lambda/\sin\theta$ 和 $\sigma_z \ll \lambda$ ，则 $F \approx 1$ 。此时辐射能量 $W_{CTR} \approx N^2 W_e \approx NW_{ITR}$ ，是完全相干的。相反如果 $\sigma_r \gg \lambda/\sin\theta$ 或者 $\sigma_z \gg \lambda$ ，那么 $F \approx 0$ ，此时 $W_{CTR} = 0$ ，也就是说辐射是完全非相干的。在大多数的实际情况下 F 介于 1 和 0 之间，即部分相干辐射。

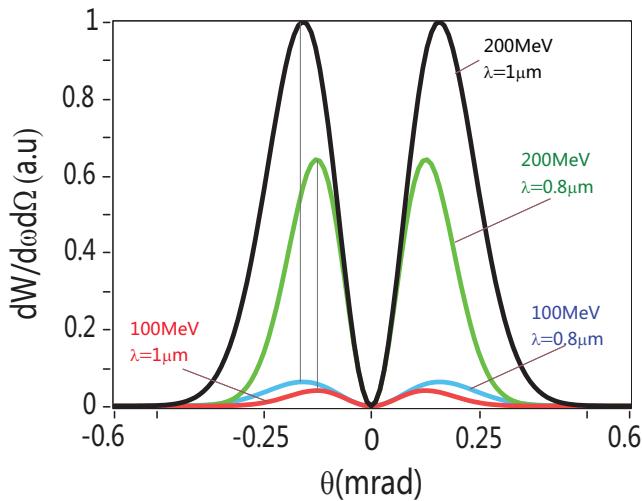


图 5.5：不同电子能量和观测波长下CTR的角分布。假设电子束的 $\sigma_r = 1 \text{ mm}$, $\sigma_z = 0.2 \mu\text{m}$ 。

图 5.5 是在不同的观测波长和能量下的电子束相干辐射角分布。这里电子束的 $\sigma_r = 1 \text{ mm}$, $\sigma_z = 0.5 \mu\text{m}$ 。与非相干辐射相比，相干渡越辐射的角分布因为受到 F 的制约而向内汇聚，而且总是呈现出中心强度为零的双峰结构。此时辐射峰值角 $\theta_{max} \ll 1/\gamma$ ，与观测波长 λ 和电子束的大小都有关系。

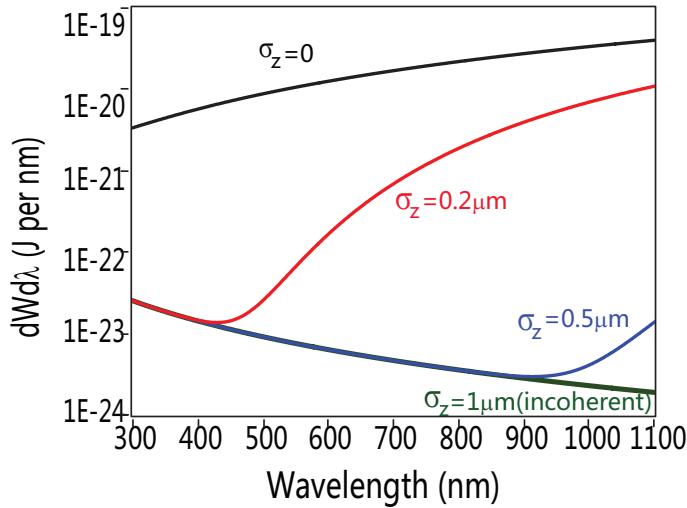


图 5.6: 具有不同纵向半径的电子束的OTR光谱分布。电子束横向半径均为 $\sigma_r = 500 \mu m$, 能量200 MeV, 收集角为 50 mrad。

图 5.6 是具有不同纵向长度 σ_z 的电子束的OTR光谱分布。其中电子束的横向半径均为 $\sigma_r = 0.5 \text{ mm}$, 中心能量200 MeV。我们可以看到, (1) 当 $\sigma_z = 1 \mu m$ 时(绿线), $F \approx 0$, 因此它是一条完全非相干的光谱。非相干光谱具有固定的形式, 即 $dW_{ICT}/d\lambda \sim 1/\lambda^2$ 或者 $dW_{ICT}/d\omega = \text{const}$, 并不随电子束的结构发生改变。(2) 随着 σ_z 的不断减小, 光谱变成了两部分: 辐射能量随波长下降的非相干辐射光谱和随波长增加的相干辐射光谱。 σ_z 越短, 相干光谱所占的比重就越大。(3) 当 σ_z 减小到0时, 光谱完全随着波长增大。这样通过对OTR光谱的分析, 我们就可以对电子束的纵向长度获得一定的了解。

假设电子束是单能的, 那么由公式(5.15)和(5.18), 可以得到相干OTR能量与非相干OTR的能量比值为

$$\frac{W_{CTR}}{W_{ITR}} = \frac{N \int dk F_{//}^2 \int d\theta F_{\perp}^2 \sin^3 \theta / (1 + u^2 \sin^2 \theta)^2}{\Delta k \int d\theta \sin^3 \theta / (1 + u^2 \sin^2 \theta)^2} \quad (5.21)$$

这里 $k = \omega/c$, W_{CTR}/W_{ITR} 也被称为相干增益。图(5.7)是具有1 pC电量的电子束的辐射相干增益随纵向长度 σ_z 的变化规律, 其中三条曲线由上而下分别对应着 $\sigma_r = 0.1 \text{ mm}$, $\sigma_r = 0.5 \text{ mm}$ 和 $\sigma_r = 1 \text{ mm}$ 。观测波长为300 nm到1100 nm。由图可知, 相干增益随着 σ_z 和 σ_r 的增大而快速减小。例如当 σ_r 增大到1 mm时, 无论 σ_z 多么小, 相干增益总小于1, 也就是说OTR以非相干辐射为主。同理, 如果 σ_z 大于 $0.6 \mu m$, 无论 σ_r 多么小, 相干辐射也总是小于非相干辐射。所以我们可以根据

据观测到的辐射相干增益值，来判断电子束的结构信息。

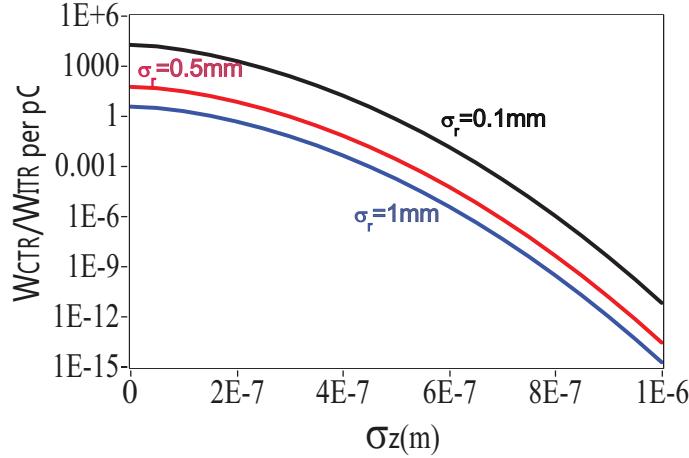


图 5.7: 每库伦电量下CTR与ITR的辐射能量之比 W_{CTR}/W_{ITR} 随电子束纵向半径 σ_z 的变化。假设电子束能量200 MeV, 收集角为 50 mrad, 观测波长为(300nm, 1100nm)。图中的三条线分别对应着电子束横向半径 $\sigma_r = 0.1\text{mm}$, $\sigma_r = 0.5\text{mm}$ 和 $\sigma_r = 1\text{mm}$ 。

5.4 渡越辐射的近场影像分布

实验中最常用的OTR探测方法是将CCD的成像平面设定在金属膜表面, 直接探测OTR的近场影像 [72, 73, 74]。如图 5.8所示。这里S,P和Q分别是源平面(x, y)即金属薄膜, 透镜平面(x', y')和像平面(x'', y'')即CCD上的任意点。假设三个平面之间的距离分别是 a 和 b , 透镜的焦距为 f , 则三个参数之间满足 $1/a + 1/b = 1/f$ 。

5.4.1 单个电子渡越辐射场在像平面上的分布

为了简化问题, 我们只考虑垂直入射的电子。因此公式 (5.9) 可以简化为

$$\mathbf{E}_h(\omega, \kappa, z) = -\frac{i4\pi e}{\omega} \cdot \sec \theta \frac{\beta \sin \theta}{1 - \beta^2 \cos^2 \theta} e^{-i\kappa \cdot \mathbf{r}_{\perp j}} e^{iz\sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - \kappa^2}} \quad (5.22)$$

当电子的 $\gamma \gg 1$ 时, 可以只考虑横向辐射场 E_r (纵向辐射场 $E_z = \kappa \cdot \mathbf{E}_r / k_z \approx \tan \frac{1}{\gamma} E_r$, 远远小于横向场)。假设 $k = \omega/c$, $k_z = \sqrt{k^2 - \kappa^2}$, $\alpha = \omega/(v\gamma)$, 这样一

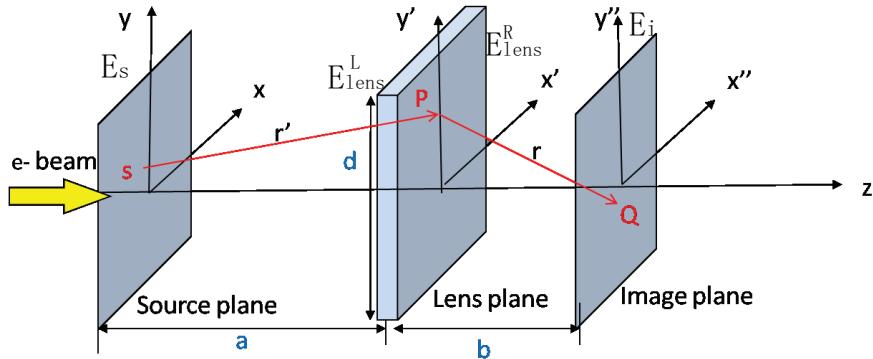


图 5.8: 实验成像系统的示意图。其中S,P和Q分别是源平面(x, y)，透镜平面(x', y')和像平面(x'', y'')上的任意点。三个平面之间的距离分别是 a 和 b ，透镜的焦距为 f ，且满足 $1/a + 1/b = 1/f$ 。

一个位于(\mathbf{r}_j, z_j)的单电子的辐射源场可以表示为：

$$E_s(\boldsymbol{\kappa}, \omega, z_j) = -\frac{i4\pi e}{v} \frac{\boldsymbol{\kappa}}{\kappa^2 + \alpha^2} e^{-ik_z z_j} e^{i\boldsymbol{\kappa} \cdot \mathbf{r}_j} \quad (5.23)$$

方程 (5.23) 经过傅里叶变换可以得到辐射场在空间坐标中的分布为

$$\begin{aligned} E(x_s, y_s, \omega, \mathbf{r}_j, z_j) &= -\frac{i4\pi e}{v} \int \int \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{\boldsymbol{\kappa}}{\kappa^2 + \alpha^2} e^{-ik_z z_j} e^{i\boldsymbol{\kappa} \cdot \mathbf{r}_j} e^{i\boldsymbol{\kappa} \cdot \mathbf{r}} d\boldsymbol{\kappa} \\ &= \frac{2e\alpha}{v} \frac{x_s, y_s}{\sqrt{x_s^2 + y_s^2}} K_1(\alpha \sqrt{x^2 + y^2}) e^{-ik_z z_j} \end{aligned} \quad (5.24)$$

根据Fresnel衍射积分，透镜靠近源场的表面上的辐射电场分布 E_{lens}^L 为

$$E_{lens}^L = \frac{ie^{ika}}{\lambda a} \int e^{i\frac{k}{2a}((x_L - x_s)^2 - (y_L - y_s)^2)} E_s(x_s, y_s, \omega, \mathbf{r}_j, z_j) dx_s dy_s. \quad (5.25)$$

在薄透镜的假设下，光场穿过透镜不会引入额外相位差，所以在透镜靠近像平面的表面上的电场分布 E_{lens}^R 为

$$E_{lens}^R = e^{-ik\frac{x_L^2 + y_L^2}{2f}} \cdot E_{lens}^L. \quad (5.26)$$

再次利用Fresnel衍射公式，获得辐射电场在像平面上的分布 E_i

$$E_i(x_i, y_i, \omega, \mathbf{r}_j, z_j) = \frac{i e^{ikb}}{\lambda b} \int e^{i \frac{k}{2b} ((x_i - x_L)^2 - (y_i - y_L)^2)} E_{lens}^R dx_L dy_L. \quad (5.27)$$

将公式(5.23)到公式(5.27)结合，我们得到坐标为 (x_j, y_j, z_j) 的单个点子在像平面 (x_i, y_i) 处的辐射场强分布为

$$\begin{aligned} E_i(x_i, y_i, \omega, \mathbf{r}_j, z_j) &= \frac{i 2e}{\lambda M v} e^{-ik_z z_j} \int_0^{\frac{R}{a}} d\left(\frac{x_L}{a}\right) d\left(\frac{y_L}{a}\right) \frac{\frac{x_L}{a}, \frac{y_L}{a}}{\left(\frac{x_L}{a}\right)^2 + \left(\frac{y_L}{a}\right)^2 + (\beta\gamma)^{-2}} \\ &\times e^{-ik(x_j + \frac{x_i}{M}) \frac{x_L}{a}} e^{-ik(y_j + \frac{y_i}{M}) \frac{y_L}{a}} \end{aligned} \quad (5.28)$$

其中 R 是透镜的半径， R/a 为辐射的收集角度。假设 $\frac{x_L}{a} = \theta \cos \varphi$, $\frac{y_L}{a} = \theta \sin \varphi$, $x_j + \frac{x_i}{M} = (r_j + \frac{r_i}{M}) \cos \phi$, $y_j + \frac{y_i}{M} = (r_j + \frac{r_i}{M}) \sin \phi$, 将公式(5.28)转化到极坐标形式下：

$$\begin{aligned} E_i(\mathbf{r}_i, \omega, \mathbf{r}_j, z_j) &= \frac{4e\pi}{\lambda M v} e^{-ik_z z_j} \int_0^{\frac{R}{a}} \frac{\theta^2}{\theta^2 + (\beta\gamma)^{-2}} J_1 \left(k\theta \left(r_j + \frac{x_i}{M} \right) \right) d\theta \\ &= \frac{2e}{M v} e^{-ik_z z_j} \left[\alpha K_1 \left(\alpha \left(r_j + \frac{r_i}{M} \right) \right) - \frac{1}{r_j + \frac{r_i}{M}} J_0 \left(k(r_j + \frac{r_i}{M}) \frac{R}{a} \right) \right] \end{aligned} \quad (5.29)$$

这就是坐标为 (\mathbf{r}_j, z_j) 的一个电子在像平面上 \mathbf{r}_i 处的辐射电场。公式(5.29)与公式(5.24)相比，可以看出OTR的像平面的分布就等于其源场分布结合成像透镜的放大率和衍射效应。

5.4.2 电子束渡越辐射场在像平面上的分布

像平面一点 (x_i, y_i) 处电子束的渡越辐射场是束团中所有单电子在此点渡越辐射场的迭加，即

$$E_{i,N}(\mathbf{r}_i, \omega) = \sum_{j=0}^N E_i(\mathbf{r}_i, \omega, \mathbf{r}_{jN}, z_{jN}) \quad (5.30)$$

假设电子束的空间分布函数为 $f(\mathbf{r}_j, z_j)$ ，并且满足 $\int f(\mathbf{r}_j, z_j) d\mathbf{r}_j dz_j = 1$ ，所以渡越辐射强度可以表示为

$$|E_{i,N}(z, \mathbf{r}_i, \omega)|^2 = \sum_{m=0}^N \sum_{n=0}^N E_{im}(\mathbf{r}_i, \omega, \mathbf{r}_{jm}, z_{jm}) E_{in}(\mathbf{r}_i, \omega, \mathbf{r}_{jn}, z_{jn})$$

$$= N \int d\mathbf{r}_j f_{\perp}(\mathbf{r}_j) |E_i(\mathbf{r}_i, \omega, \mathbf{r}_j, z_j)|^2 + N^2 \left| \int d\mathbf{r}_j dz_j f(\mathbf{r}_j, z_j) E_i(\mathbf{r}_i, \omega, \mathbf{r}_j, z_j) \right|^2 \quad (5.31)$$

其中 $f_{\perp}(\mathbf{r}_j) = \int f(\mathbf{r}_j, z_j) dz_j$, 为电子束的横向积分密度分布。

公式 (5.31) 的右手第一项是位于像平面上 \mathbf{r}_i 处的非相干辐射强度。

$$I_{I,N}(\mathbf{r}_i) = \frac{Nc}{4\pi} \int d\mathbf{r}_j f_{\perp}(\mathbf{r}_j) \left| \frac{e}{\pi M v} \left[\alpha K_1 \left(\alpha \left(r_j + \frac{r_i}{M} \right) \right) - \frac{1}{r_j + \frac{r_i}{M}} J_0 \left(k(r_j + \frac{r_i}{M}) \frac{R}{a} \right) \right] \right|^2 \quad (5.32)$$

可见，非相干辐射分布只与电子束的电子横向密度分布有关，与纵向结构无关。

公式 (5.31) 的右手第二项是相干辐射项。计算相干辐射时因为必须考虑电子之间的相位差，所以要从电场的角度出发。将公式(5.28)代入其中，我们得到相干辐射电场为

$$E_{i,N,C}(z, \mathbf{r}_i, \omega) = N \frac{ie}{2\pi^2 M v} \int_0^{k \frac{R}{a}} d\left(k \frac{x_L}{a}\right) d\left(k \frac{y_L}{a}\right) F\left(k_z, k \frac{x_L}{a}, k \frac{y_L}{a}\right) \times \frac{k \frac{x_L}{a}, k \frac{y_L}{a}}{\left(k \frac{x_L}{a}\right)^2 + \left(k \frac{y_L}{a}\right)^2 + \alpha^2} e^{-ik \frac{x_L}{a} \frac{x_i}{M}} e^{-ik \frac{y_L}{a} \frac{y_i}{M}} \quad (5.33)$$

其中

$$F\left(k_z, k \frac{x_L}{a}, k \frac{y_L}{a}\right) = \int dx_j dy_j dz_j f(x_j, y_j, z_j) e^{-ik_z z_j} e^{-ik \frac{x_L}{a} x_j} e^{-ik \frac{y_L}{a} y_j} \quad (5.34)$$

如果我们假设一个单能电子束具有高斯分布，纵向完全相干，并且束流尺寸大于 $\lambda\gamma$ 时，上式可以简化为 [74]

$$E_{C,N}(\mathbf{r}_i) = -2\pi \frac{Ne}{\pi M v} \frac{\gamma^2 \beta^2}{k^2} \nabla f(\mathbf{r}_j) \quad (5.35)$$

所以，像平面上一点的相干渡越辐射强度为 $I_{C,N}(\mathbf{r}_i) = |E_{C,N}|^2 \propto |\nabla f(\mathbf{r}_j)|^2$ 。

图 5.9 是 OTR 在 CCD 成像平面上的近场影像的强度分布。这里 $M=1$, 电子束 $\sigma_r = 213 \mu\text{m}$, $\sigma_z = 0$, 能量 200 MeV。由透镜孔径确定的辐射收集角为 50 mrad。可以看到电子束非相干 OTR 的分布（蓝线）与电子密度分布（绿点线）完全吻合。因此非相干 OTR 的近场影像在测量电子束位置和横向密度分布方面极为有用。在实验中它曾被用于观测了能量从 1 MeV [68] 到 30 GeV [69] 的电子束。

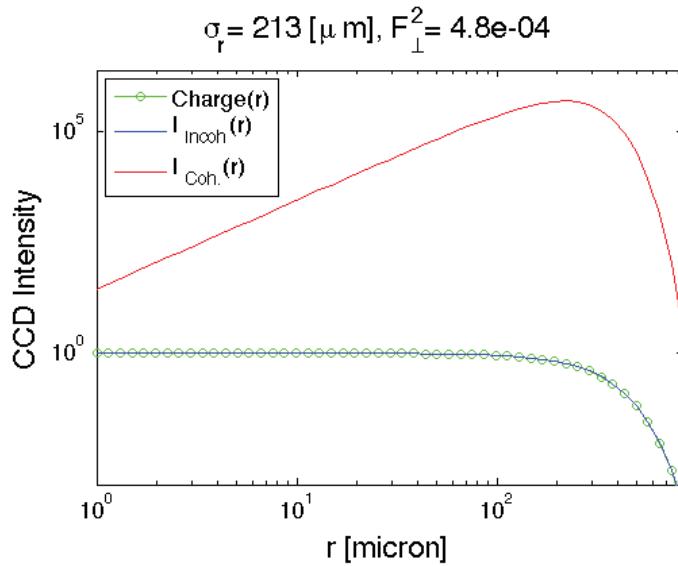


图 5.9: 电子束OTR近场影像强度分布。其中假设成像系统放大率 $M=1$, $\sigma_r = 213 \mu\text{m}$, $\sigma_z = 0$, 电子束能量200 MeV。观测波长(300 nm, 1100 nm)。辐射收集角为50 mrad。

相干OTR则呈现出了与密度梯度有关的分布形式。对于具有高斯密度分布电子束, 相干OTR会呈现出环状的结构 [74]。所以, 如果OTR的近场影像与电子的横向密度分布出现了明显的差异, 基本上可以确定这是相干辐射。但是这种相干性也影响了OTR在电子横向密度分布测量上的能力。

5.5 具有调制结构的电子束的相干渡越辐射

5.5.1 调制电子束的相干渡越辐射

除单独的超短脉冲之外, 具有调制微结构的电子束也可以在与调制周期对应的波长上产生相干辐射。例如我们假设电子束具有调制的高斯型密度分布,

$$f(r, z) = \frac{1}{(2\pi)^{2/3} \sigma_r^2 \sigma_z [1 + a \exp(-\frac{1}{2} k_m^2 \sigma_z^2)]} \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma_r^2} - \frac{z^2}{2\sigma_z^2}\right) [1 + a \cdot \cos(k_m z)] \quad (5.36)$$

这里 σ_{z0} 和 σ_{r0} 分别是电子束横向和纵向 rms 半径, a 是调制强度, k_m 是调制周期。相应的 F 可以写为

$$\begin{aligned} F_{\perp}(\omega, \theta, \sigma_r) &= \exp\left(-\frac{k^2 \sigma_r^2 \sin^2 \theta}{2}\right) \\ F_{//}(\omega, \theta, \sigma_z) &\approx \frac{1}{1 + a \exp(-\frac{1}{2} k_m^2 \sigma_z^2)} \times \\ &\quad \left[\exp\left(-\frac{k^2 \sigma_z^2}{2}\right) + \frac{a}{2} \exp\left(-\frac{(k - k_m)^2 \sigma_z^2}{2}\right) \right] \end{aligned} \quad (5.37)$$

当 $\sigma_z \gg 2\pi/k_m$ 时, $F_{//}(\omega, \theta, \sigma_z) \approx \frac{a}{2} \exp\left(-\frac{(k - k_m)^2 \sigma_z^2}{2}\right)$ 。

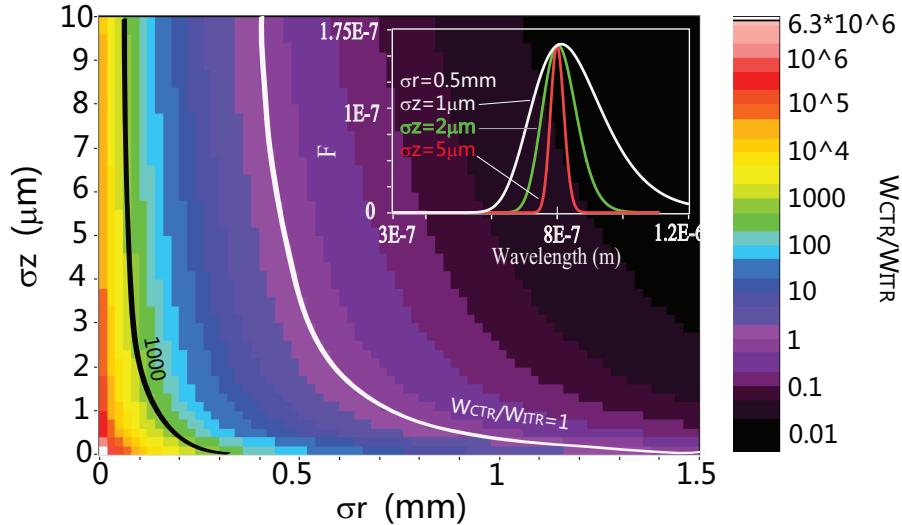


图 5.10: 单位 pC 电子束的辐射相干增益随结构参数的变化规律。这里电子束具有 $\lambda_m = 800$ nm 的调制结构, 调制振幅为 $a = 1$ 。电子束能量 200 MeV, 辐射收集角为 50 mrad, 探测波长 (300 nm, 1100 nm)。其中黑白两条曲线分别对应着 $W_{CTR}/W_{ITR} = 1000$ (强相干) 和 $W_{CTR}/W_{ITR} = 1$ (弱相干)。右上角内嵌图是当 $\sigma_r = 0.5$ mm, σ_z 分别为 1 μ m (白线), 2 μ m (绿线) 和 5 μ m (红线) 时的 COTR 光谱分布。

这里为了简化问题, 我们继续利用单能电子束。图 5.10 是一个电量 1 pC, 能量 200 MeV 的具有完全调制结构的电子束 ($\lambda_m = 800$ nm, $a = 1$) 的辐射相干增益随电子束横向半径 σ_r 和纵向半径 σ_z 的变化。其中的黑白两条曲线分别对应着 $W_{CTR}/W_{ITR} = 1000$ (强相干) 和 $W_{CTR}/W_{ITR} = 1$ (弱相干) 的情况。右上角的内嵌图为 $\sigma_r = 0.5$ mm, σ_z 分别为 1 μ m (白线), 2 μ m (绿线) 和 5 μ m (红线) 时的 COTR 光谱分布。可以看出: (1) 相干辐射主要起源于周期调制结构 λ_m ,

因此对电子束整体的脉冲长度 σ_z 的要求降低了。当 $\sigma_z > 5\mu\text{m}$ 后，相干辐射随电子束纵向长度的变化不再明显。(2) σ_r 仍然对相干增益的强弱有决定性的影响。 $\sigma_r < 0.5 \text{ mm}$ 时才能观察到清晰的强相干信号。而 $\sigma_r > 1.5 \text{ mm}$ 时，辐射将非相干信号为主。(3) 相干OTR的光谱调制在调制波长处有明显的增强峰，而当束流总体长度 σ_z 越接近 λ_m 时，光谱峰越宽。因此通过观测光谱峰值的位置可以推测出调制周期，通过峰值结构拟合则可以得到电子束总长度的信息。

在具有调制结构的情况下，不仅电子束的结构分布决定着相干辐射强度，电子束能量也有着重要的作用。图 5.11 是单位 pC 电量的电子束的 OTR 相干增益随能量和 σ_r 的变化。其中 (a) 中 $\sigma_z = 0$ ，即纵向是完全相干的，(b) 中 $\sigma_z = 5 \mu\text{m}$ 。可以看到当能量固定在 100 MeV 时，在 (a) 中 σ_r 必须小于 0.75 mm 以满足相干增益为 1。在 (b) 中，因为 σ_z 的影响， σ_r 必须小于 0.25 mm。如果将能量提高到 200 MeV，那么两种情况下对 σ_r 的限制可以放宽到 1.25 mm 和 0.4 mm。因此在其他参数固定的情况下，电子能量越高，辐射相干增益越强。

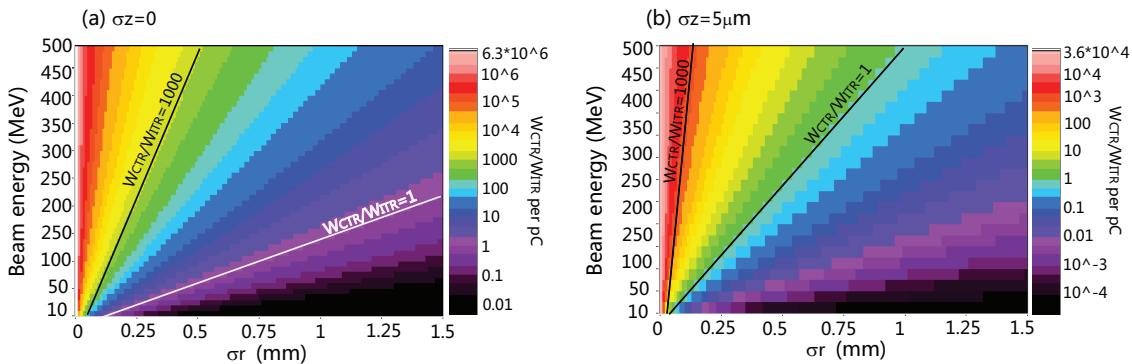


图 5.11：具有完全调制结构($\lambda_m = 800 \text{ nm}$, $a = 1$)的单位 pC 电子束的相干增益随能量和 σ_r 的变化。其中 (a) $\sigma_z = 0$, (b) $\sigma_z = 5 \mu\text{m}$ 。辐射收集角为 50 mrad, 观测波长 (300 nm, 1100 nm)。

5.5.2 能散对调制结构的影响

如果电子束具有一定的能散 $\Delta\gamma$ ，那么伴随着束流传输过程，这些微结构会逐渐的被“抹平”甚至消失。要保持住微结构，最简单的推测是电子束因为能散导致的束流纵向扩散必须要小于调制周期，即

$$L\Delta\beta_z \sim z \frac{\Delta\gamma}{\Delta\gamma^3} < \lambda_m/2 \quad (5.38)$$

对于 $\lambda_m = 0.8 \mu m$, $L = 2 m$, 那么能散必须满足 $\Delta\gamma/\gamma < 7\%$ 。

与公式(5.36)一样, 我们假设电子束在刚离开等离子体时具有调制的高斯型密度分布,

$$f(r, z, 0) = \frac{1}{(2\pi)^{2/3} \sigma_{r0}^2 \sigma_{z0} [1 + a \exp(-\frac{1}{2} k_{m0}^2 \sigma_{z0}^2)]} \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma_{r0}^2} - \frac{z^2}{2\sigma_{z0}^2}\right) [1 + a_0 \cdot \cos(k_{m0} z)] \quad (5.39)$$

其中电子束的横向和纵向分布是不相关的。假设电子束的横向发散角分布为 $f(\theta) = 1/(\sqrt{2\pi}\sigma_\theta) \exp(-\theta_\perp^2/2\sigma_\theta^2)$, 其中 $\theta_\perp = p_\perp/\gamma$ 。在传输了 L 距离后, 电子束的新的横向密度分布函数为

$$\begin{aligned} f(r, L) &= \int \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{r0}} \exp\left(\frac{(r - \theta_\perp L)^2}{2\sigma_{r0}^2}\right) \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_\theta} \exp\left(\frac{\theta_\perp^2}{2\sigma_\theta^2}\right) \pi \theta_\perp d\theta_\perp \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_r} \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma_r^2}\right) \end{aligned} \quad (5.40)$$

这里 $\sigma_r = \sqrt{\sigma_{r0}^2 + (L\sigma_\theta)^2}$ 。

假设电子束的能散为 Δ_γ , 则在传播了 L 距离之后由于能散引起的纵向拉伸为 $\sigma_L = L \cdot \Delta_\gamma/\gamma^3$ 。此时的电子束纵向密度分布可以写为

$$\begin{aligned} f(z, L) &= \int \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_L^2} \exp\left(-\frac{z'^2}{2\sigma_L^2}\right) \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{z0}} \exp\left[-\frac{(z - z')^2}{2\sigma_{z0}^2}\right] [1 + a_0 \cdot \cos(k_m(z - z'))] dz' \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_z} \exp\left(-\frac{z^2}{2\sigma_z^2}\right) \left[1 + a_0 \cdot \exp\left(-\frac{k_{m0}^2 \sigma_{z0}^2 \sigma_L^2}{2\sigma_z^2}\right) \cos\left(k_{m0} \frac{\sigma_{z0}^2 z}{\sigma_z^2}\right)\right] \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_z} \exp\left(-\frac{z^2}{2\sigma_z^2}\right) [1 + a \cos(k_m z)] \end{aligned} \quad (5.41)$$

这里 $\sigma_z = \sqrt{\sigma_{z0}^2 + \sigma_L^2}$ 。可见虽然此时上式与公式(5.39)有着相似的形式, 但是因为能散的存在, 不仅使电子束的长度由 σ_{z0} 增长为 σ_z , 同时调制振幅由 a_0 降低为 $a = a_0 \exp(-k_{m0}^2 \sigma_{z0}^2 \sigma_L^2 / (2\sigma_z^2))$ 倍, 调制周期也由 k_{m0} 增长为 $k_m = k_{m0} \sigma_{z0}^2 / \sigma_z^2$ 倍。

图(5.12)是每皮库伦电子束的OTR相干放大率随着能量和能散的变化图, 其中(a)传播距离 $L = 2.3 m$, (b) $L = 3.8 m$ 。 $\sigma_z = 5 \mu m$, 辐射收集角为50 mrad, 观测波长范围(300 nm, 1100 nm)。因为能散主要影响到纵向的调制结构, 我们这里假设 $\sigma_r = 0$, 即在横向是完全相干的。对于能量200 MeV的电子束, 若要在2.3 m和3.8 m处观察到明显的COTR信号(辐射相干增益=1), 能散 $\Delta\gamma/\gamma$ 必须要分别小于1.5%和0.7%。

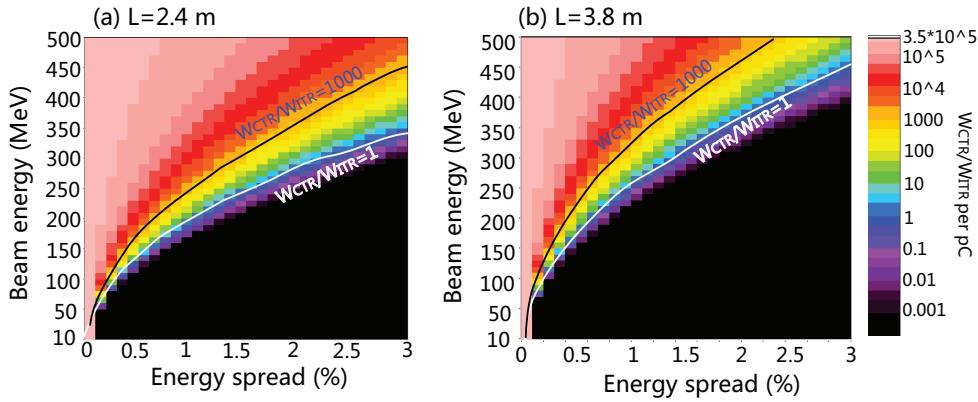


图 5.12: 具有调制结构的单位pC电子束的相干辐射增强率随能量和能散的变化, 其中 (a) 传播距离 $L = 2.3\text{ m}$, (b) $L = 3.8\text{ m}$ 。假设电子束的 $\sigma_r = 0$, $\sigma_z = 5\text{ }\mu\text{m}$, 辐射收集角为 50 mrad, 观测波长范围 (300 nm, 1100 nm)。

5.5.3 基于调制电子束的相干渡越辐射的实验观测

调制结构的电子束产生可以产生相干渡越辐射最早是在利用SASE(Self-Amplified-Spontaneous-Emission)机制的自由电子激光 (FEL) 系统上被发现的 [75]。电子束在传输过程中与产生的同步辐射光场和摇摆器磁场相互作用, 从而产生了与辐射波长一致的密度调制, 使辐射光强度指数增长。实验中除了观测到光谱在调制波长处具有单峰结构之外, 还观测到了相干OTR的强度与电子束的传输距离成正比 [76, 77], 这和SASE的原理完全吻合。因此, COTR可以作为FEL运行情况的一种诊断方法。

随后在DESY, 人们又提出利用预先调制的电子束来加速SASE过程 [78]。其基本原理是: 电子首先和一束激光同时通过一个相对较短的摇摆器, 产生密度调制。然后再将这种预调制的电子束注入到用于产生辐射的摇摆器中, 极大地缩短了实现SASE过程所需的作用长度。实验中也是通过相干OTR信号来判断电子束调制的效果。

伴随着LCLS的成功注束, 人们又观测到了通过磁压缩器(chicane beam compressor)之后的电子束也会产生相干OTR信号。[79, 80, 81, 82]。这是因为chicane将电子束的能量分布不均匀转化为了密度波动。

5.6 总结

光学渡越辐射在电子探测方面有着重要的作用。目前实验中对OTR的探测主要有三个方面：

1. 远场角分布：单一OTR的峰值角度 $\theta_{max} \propto 1/\gamma$ 。所以对角分布做拟合，可以推测电子束的中心能量以及发散角信息。根据两个来自同一电子束的OTR信号形成的干涉图纹，可以比较准确地得到电子束的发散角。远场观测适用于发散角和能散都很小的电子束。对于具有连续能谱和散角5 mrad以上的LPA电子束不适用。
2. 近场影像：OTR的近场影像是OTR源场考虑到成像系统放大率和透镜的衍射效应之后的分布。非相干情况下，近场影像正比于电子束的横向密度分布 $f(\mathbf{r})$ ，这里 $f(\mathbf{r}) = \int f(\mathbf{r}, dz) dz$ 。所以实验中主要用于探测电子束位置和密度分布。相干辐射情况下，其影像的强度 $\propto \nabla |f(\mathbf{r})|$ 。因此当OTR的信号分布与电子束出现较大差异时，基本可以确定相干辐射发生。
3. 相干光谱：相干OTR的光谱与电子的纵向结构密切相连。对于一个单独的超短脉冲，OTR光谱会具有较为平缓的上升下降沿，通过拟合可以得到脉冲纵向尺寸的上限。而当电子束具有纵向密度调制结构时，其光谱会在相应的调制波长处出现独立的增强峰。

在下一章，我们将讨论在基于LPA电子的OTR探测工作。并以本章的内容为理论基础，通过对OTR信号的分析，推测电子束的结构、能量和能散等信息。

第六章 激光加速电子束的光学渡越辐射实验研究

6.1 LPA电子束的纵向结构

本章将主要讨论基于LPA电子束的光学渡越辐射近场影像和光谱的探测。在正式展开介绍之前，我们先对人们已经知道的LPA电子束的纵向结构做一总结。

电子束整体长度

因为电子自俘获的机制，LPA的电子束的尺寸会自发得小于等离子体波长的一半 $\lambda_p/2$ 。例如，当等离子体密度为 $1 \times 10^{19} / \text{cm}^3$ 时 $\lambda_p = 5 \mu\text{m}$ ，加速电子束的长度必定小于16 fs。实验中对电子束纵向长度的探测最早在渡越辐射的太赫兹频段展开。因为THz的辐射波长远远超过电子束的纵向长度，容易产生完全的相干辐射。实验最初是直接对在1到3THz的相干辐射能量进行测量，证明了对应着LPA的电子束的总长度小于皮秒 [83]。随后人们又将THz会聚到electro-optic晶体中，使晶体的双折射轴发生偏转。通过对THz和同时入射的probe飞秒激光进行扫描，得到Thz辐射的时间分布，验证了电子束长度应当小于50 fs [84, 85]。如果想探测小于飞秒的更加微小结构，必须利用光学频段的辐射。

激光对电子束的调制作用

激光加速器的基本原理是利用超强激光入射到等离子体中，激光的有质动力势会将电子排开从而形成在等离子体频率上振荡的等离子体波。在目前实验条件下，激光的很容易达到 $a > 1$ ，电子会被完全排开而形成空泡（bubble）状的加速结构。具有一定初始速度的背景电子会在空泡的末端被俘获而加速。在加速过程中，电子的速度 $v_z \rightarrow c$ ，而等离子体波相速度 $v_p < c$ ，所以电子会逐渐由等离子体波的后部向前移动进入减速相位，并且与处于前端的驱动激光相遇。电子受到激光横向场的作用，沿激光偏振方向摇摆运动，演化出在空间和能量上都会形成与激光周期一致的调制结构。图 6.1 (a)是利用计算机3D PIC 模拟计算激光入射6.2 ns之后的LPA电子的密度分布图，其中的较浅的绿色和较深的红色分别代表

着空泡和加速电子束的密度分布 [88]。激光沿 x 轴传播，沿 z 轴线性偏振。 ζ 是与空泡末端的相对位置。可见电子在激光调制方向上已经形成了明显的与激光波长一致的正弦波状调制结构。

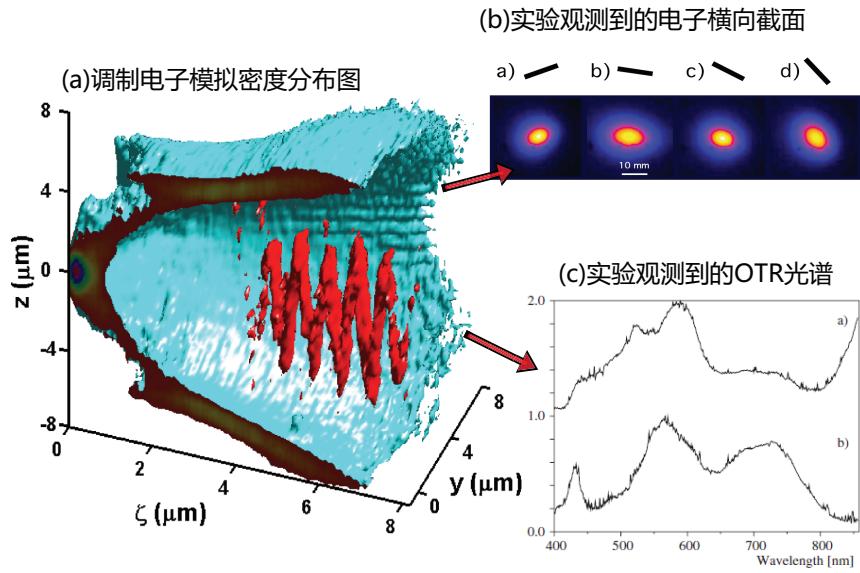


图 6.1: 关于LPA电子受激光调制的一些模拟和实验研究。(a)计算机3D PIC 的模拟中在激光入射6.2 ns之后, 空泡(绿色)和被加速电子束(红色)的密度分布。激光沿 x 轴传播, 沿 z 轴线性偏振。 ζ 是与空泡末端的相对位置。图片取自 [88]。(b)电子束横向密度分布截面随激光偏振的变化。此时激光波长与等离子体波长的关系 $c\tau = 3\lambda_p$ 。图中黑线是激光的偏振角: a)-20°, b)10°, c)30°, d)50°。图片取自 [86]。(c)实验观测到的LPA电子束OTR光谱, 其中a) 和b) 分别代表收集角为3 mrad和8mrad的情况。辐射薄膜放置于电子源30 mm之后。图片取自 [87]

除了理论模拟的预测, 实验中也观测到了这种LPA电子与激光的直接相互作用。证据之一就是电子横向截面的不对称性。因为在光场调制方向上电子会获得额外的动量, 所以加速出电子束往往具有长轴沿激光偏振方向的椭圆横截面 [86], 如图 6.1 (b)所示。其中a),b),c),d)分别代表着不同的激光偏振方向。这里注意到, 电子的椭圆截面只出现在激光脉冲的长度与等离子体波长接近时, 即通常所说的最优加速状态。如果减小等离子体密度, 因为等离子体波尺寸的增加渐渐少了电子和激光相遇重合的几率, 这种椭圆不对称性也随之消失。图 6.1 (c)是在实验 [87]中观测到的OTR光谱信息在激光波长范围内的光谱峰值证明了电子中存在着被激光调制形成的微结构。。在最近, 利用对测量到的远红外光谱进行拟合, 观测到了电子束中长度在1.4到1.8 fs的纵向结构 [89]。除了激光调制之外, 有人也提出了电子束的Betatron振荡也可以在加速或是传播过程中形成微结构 [90, 91]。但

是因为这种机制对等离子体的分布要求非常苛刻，所以目前来看并不能构成微结构产生的主要原因。

与以上的观测不同，在LOASIS系统上，用于产生OTR的金属薄膜分别放置在2.3 m和3.8 m之外。因此除了激光调制的结果，还要考虑到电子束自身的能量分布，发散角等造成的传输过程中结构的改变。因此，数据分析时必须考虑多个因素。

6.2 OTR实验平台和数据分析

6.2.1 OTR实验设置

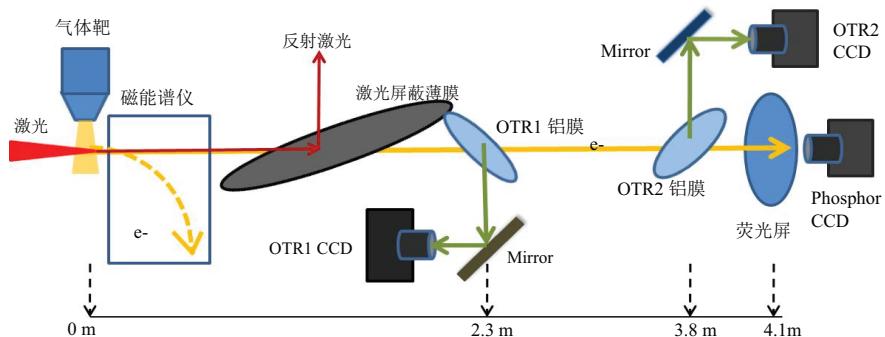


图 6.2: OTR实验设置图

OTR的实验测量是在LOASIS 40TW激光加速系统上进行的。该系统激光和加速部分在前面章节有具体的介绍，故这里只对电子诊断部分做一介绍。

加速结束后，电子和激光一同离开等离子体。加速靶体0.7 m之后放置着一个电磁铁能谱仪。当通入磁铁电流后，电子束在垂直方向上被磁场偏转到两个荧光屏上，发出的辐射光即能谱信号被四个同时触发的12位CCD(charge-coupled device)摄影机记录下来 [92]。能谱测量范围为0.01 GeV到1.1 GeV。在实验中，必须先根据磁分析器的测量结果来调整各种参数（等离子体密度，激光聚焦位置等等）。待得到稳定的电子束之后，关闭磁铁电流，电子束才可以继续向后传播到其他分析仪器中。而这些之前记录的电子能谱则被用于随后的OTR分析的参考能谱。

在靶体2 m之后放置着一个厚度为 $14 \mu\text{m}$ 的石墨薄膜和一个 $6.35 \mu\text{m}$ 铝薄膜作为激光屏蔽屏，两个薄膜附着在一起，均以 11° 角放置，以增大作用面积减少和降低激光对其的破坏。

屏蔽膜之后，在距离靶体2.3 m处以相对于电子入射角45°放置着第一个OTR镀铝薄膜（OTR1）。薄膜的直径为75 mm，厚度为5 μm 。电子束穿过它时产生的背向OTR信号被焦距为50 mm的透镜收集，成像于一个16位CCD相机上(Photometricx, CH250)。透镜辐射收集角为 ± 53 mrad，可以有效收集电子能量 $\gamma > 20$ MeV的辐射信号。CCD的观察范围为66 mm \times 66 mm，空间分辨率为220 μm ，光谱敏感范围为300 nm到1100 nm。

第二个OTR铝膜（OTR2）同样与电子入射角成45°放置在距靶体3.8 m之后。薄膜的直径为44 mm，厚度为5 μm 。背向OTR信号被一个焦距为35 mm的透镜装置收集，成像于第二个16位的CCD相机上(Photometricx, Cascade512B)。透镜辐射收集角为 ± 72 mrad。CCD的空间观察范围为45 mm \times 45 mm，空间分辨率为200 μm ，光谱测量范围为300 nm到1100 nm。相比于OTR1 CCD，OTR2 CCD具有multiplication gain(MG)的功能，其敏感度最高可以提高500倍，可以更加准确地测量电量在pC量级电子束的OTR信号。

在束流传输线的最后，距离电子源4.1 m处放置着一个phosphor荧光屏，用来记录电子的横向密度分布和电量。实验中当磁分析器关闭后，OTR1, OTR2和荧光屏同时触发测量，所以实验结果的分析可以得到相互关联的验证。

6.2.2 OTR的相干增益参数

实验测量OTR的仪器为CCD，将入射的辐射光信号通过光电效应(QE)转化为电子信号，然后再转化为可以读取的数字信号。为了更好的阐述所测量OTR信号的性质，我们引入一个参数：相干增益（coherent enhancement），即实际测量的OTR CCD 数字信号之和 N_{CCD} 与理论计算的非相干OTR (IOTR) 的数字信号之和 N_{IOTR} 的比值。这里IOTR的计算主要经历了以下几步：

(1) 利用公式 5.15 和磁能谱仪、荧光屏的探测结果一起计算电子束可以辐射的非相干总光子数

$$N_{\text{Iphoton}} = N \frac{2e^2}{\pi c} \int_{\omega_1}^{\omega_2} \frac{1}{\hbar\omega} \int_0^{\theta_{\max}} \int (\epsilon_{\perp}^2 + \epsilon_{//}^2) g(\mathbf{p}) d\mathbf{p} \sin \theta d\theta d\omega \quad (6.1)$$

这里 $g(\mathbf{p}) = g_{//}(u)g_{\perp}(\psi, \varphi)$ 。 $g_{//}(u)$ 代入磁能谱仪预先测量的平均电子动量分布函数，而 $g_{\perp}(\psi, \varphi)$ 代入荧光屏测得的电子横向密度分布函数。

(2) 结合薄膜不同位置上的辐射接收率函数 $A(\mathbf{p})$ ，计算可以被透镜收集的

光子数目

$$N_{\text{Iphoton}} = N \frac{2e^2}{\pi c} \int_{\omega_1}^{\omega_2} \frac{1}{\hbar\omega} \int_0^{\theta_{max}} \int (\epsilon_{\perp}^2 + \epsilon^2) g(\mathbf{p}) A(\mathbf{p}) d\mathbf{p} \sin \theta d\theta d\omega \quad (6.2)$$

其中 $A(\mathbf{p})$ 在后面的章节中会介绍。

(3) 最后利用CCD的光电转换效率 $QE(\omega)$, 将收集的光子数目转换为呈现在CCD上的数字信号

$$N_{\text{ICCD}} = N \frac{2e^2}{\pi c} \int_{\omega_1}^{\omega_2} \frac{1}{\hbar\omega} QE(\omega) \int_0^{\theta_{max}} \int (\epsilon_{\perp}^2 + \epsilon^2) g(\mathbf{p}) A(\mathbf{p}) d\mathbf{p} \sin \theta d\theta d\omega \quad (6.3)$$

$N_{\text{CCD}}/N_{\text{ICCD}}$ 即为OTR的辐射增益, 它是OTR性质的重要参数。

6.2.3 金属膜对电子束分布的影响

表 6.1: 束流传输系统中薄膜

用途	镀膜	基底	厚度 (μm)	角度	距离 (m)
laser dump 1	Aluminum	Mylar	6.35	11	2.06
laser dump 2	Graphite	Polycarbonate	14	11	2.06
laser dump 3	Aluminum	Nitrocellulose	5	90	2.23
OTR1	Aluminum	Nitrocellulose	5	45	2.3
OTR2	Aluminum	Nitrocellulose	5	45	3.8

实验中采用了多个金属膜来屏蔽强激光背景噪音和产生OTR信号(如表1所示)。电子束在穿过这些薄膜时, 不可避免的与薄膜中的分子相互作用导致发散度增加和能量损失。但是因为磁分析器放置在薄膜之前, 电子参考能谱是在无散射的情况下获得的。因此必须根据薄膜对电子的影响, 重新对能谱 $g_{//}(u)$ 进行校准。

能量损失

对于能量在MeV以上的电子, 穿过薄膜造成的能力损失主要由韧致辐射所致, 即:

$$|\frac{dE}{dx}| \approx \frac{E}{X_0} \quad (6.4)$$

其中 X_0 是介质的辐射长度(radiation length), 即电子在介质中运动由于韧致辐射

致的能量损失为 $1/e$ 时所经过的路径长度，单位为 g/cm^2 。 X_0 的表达式

$$X_0 = \frac{716.4 \text{ gcm}^{-2} A}{Z(Z+1)\ln(287/\sqrt{Z})} \quad (6.5)$$

对于有多种元素的混合物介质，辐射长度为与其中各种介质辐射长度的关系为

$$\frac{1}{X_0} = \sum \frac{w_j}{X_j} \quad (6.6)$$

对于表1中列出的薄膜成分，我们可以计算得到 $X_0(\text{Al}) = 24.3 \text{ g}/\text{cm}^2$, $X_0(\text{C}) = 42.66 \text{ g}/\text{cm}^2$, $X_0(\text{base}) \approx 40 \text{ g}/\text{cm}^2$ 。所以以上所有薄膜引起的电子能量损失在每0.04%/MeV左右，完全可以被忽略。

散射角的增加

电子在一介质中运动时会受到核子的库伦散射作用。库伦散射角对于小角散射来说是呈高斯分布的，即

$$f_d(\theta) = \frac{1}{2\pi\theta^2} \exp\left(-\frac{\theta^2}{2\theta_0^2}\right) \quad (6.7)$$

其中 θ_0 的经典计算公式为

$$\theta_0 = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta c p} z \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left[1 + 0.038 \ln\left(\frac{x}{X_0}\right) \right] \quad (6.8)$$

这里 p , βc 和 z 分别是电子的动量，速度和电荷数目。 x 是散射介质的厚度。利用电子束初始分布 $f_0(\theta)$ 和薄膜散射角分布 $f_d(\theta)$ 的卷积可以求得电子在穿过介质后的分布。

图 6.3 (a)是不同能量下由于多重薄膜引起的电子散射散角 θ_0 。可见当电子的能量大于100 MeV时，薄膜引起的散角很小 ($\leq 1 \text{ mrad}$)。而当能量小于50 MeV时，散射角可以到5 mrad甚至十几个 mrad。图(6.3) (b)是一个典型的LPA电子能谱图和其经过库伦散射校正的新能谱分布。图中的黄线和红线标注的范围分别是OTR1和OTR2铝膜的电子接收角，只有分布在其中的电子会入射到铝膜表面而产生辐射。可以看到位于低能尾部的电子受散射影响很大。这不仅降低了低能电子入射到铝膜上的几率，也增大了它们在金属薄膜上的横截面积，减小微结构存在的几率，极大降低了这部分电子产生相干信号的可能性。

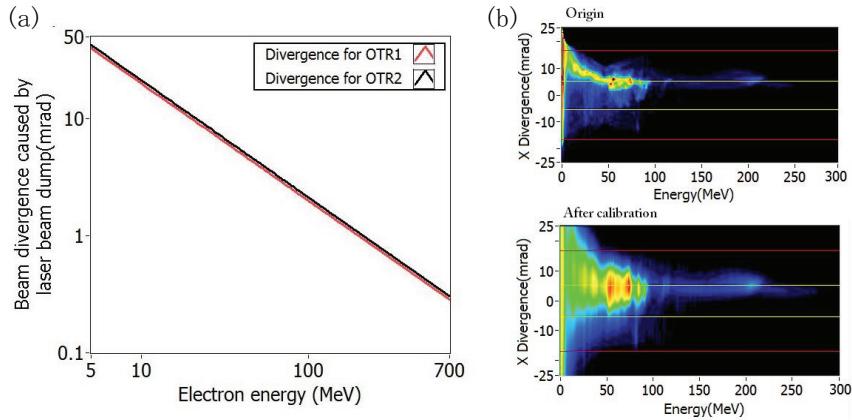


图 6.3: (a) 传输路径中的薄膜对于不同能量电子的散射效应。 (b) 磁能谱仪测量的电子能谱分布以及考虑到金属薄膜的散射效应后的校准图

6.2.4 光学收集系统效率计算

LPA 电子的散射角一般在几个到十几个毫弧度之间。在未加任何聚束装置的情况下，经过几米传输之后的束流横截尺寸可以达到毫米甚至厘米量级。而一般的透镜直径也在厘米量级，收集角为几十个毫弧度。而且偏离中心轴较远的电子往往能量相对较低，因此它们的辐射角度 ($\sim 1/\gamma$) 也较大。这就导致了偏离中心电子的OTR信号将不能够被完全接收。所以在推算非相干辐射时，我们必须要考虑光学系统的接收效率。

下面将以OTR2为例，介绍入射到薄膜不同位置上的电子的OTR辐射的校准方法。因为刚离开LPA的电子束的横向直径在微米量级，所以可以将其视为点源。设薄膜的中心与系统的中心轴重合，坐标为($x = 0, y = 0$)。这样电子入射角与其在传播距离 L 处的薄膜位置的关系为($\Delta x = L \sin \theta \cos \psi, \Delta y = L \sin \theta \sin \psi$)。利用公式 5.15 并假设其中的 $N = 1$ ，我们就可以推算在薄膜上位于($\Delta x, \Delta y$)的单电子所发出的OTR信号在透镜表面上的分布。我们将位于透镜接收面内的所有辐射积分并转换为光子数目，即为此单电子可以被CCD接收的单电子光子数。这样将金属膜划分为单位网格，即可计算每个网格坐标上接收的电子辐射的光子数目。

图 6.4. (a) 是不同入射角电子的辐射接收示意图，其中电子(1)是沿轴向垂直入射，电子(2)是以一定角度斜入射到薄膜表面，偏离中心轴的距离为 $\Delta x = \Delta y = 5$ mm。电子的能量均为 200 MeV. (b) 是计算的两个电子产生的OTR信号在OTR2透镜表面上的分布。透镜距离铝膜 200 mm，直径为 25 mm。电子(1)有 3.4×10^{-21} J 的辐射能量处于透镜接收范围之内，而电子(2)只有 2.7×10^{-21} J，即 79% 的能量

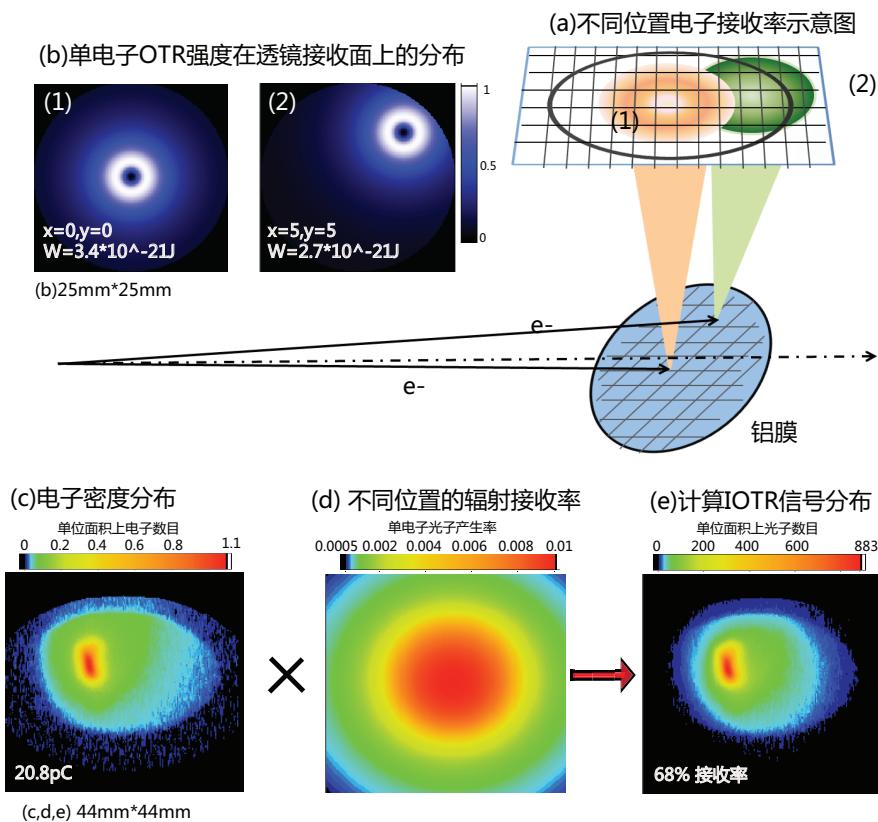


图 6.4: 不同位置处电子OTR信号接收率计算示意图。(a)不同入射角电子的辐射接收示意图。 (b)(1)垂直入射位于中心的单电子和(2)斜入射偏离中心的单电子在OTR2透镜表面上的辐射分布。电子的能量均为200MeV. (c)利用荧光屏, 实际测量到的电子束横向密度分布。 (d)在OTR2薄膜不同位置上的电子辐射接收率。 (e)计算的IOTR光子数目分布

被接收。 (c)是荧光屏实际测量到的电子束横向密度分布的一个示例。其中椭圆的边界是OTR2金属膜在荧光屏上的投影。 (d)是OTR2薄膜不同位置的单电子产生的OTR光子数目分布图。可见位于中心的电子有0.01个光子被接收，而位于边界的电子只有0.002个光子被接收。结合图(6.4). (c)与(d), 我们得到图(6.4). (e), 即由此电子束发出的非相干OTR光子数目在金属膜上的分布。这些光子之和，就是所计算的IOTR的辐射强度，也就是公式 (6.2) 中的 N_{Iphoton} 。

6.2.5 实验误差测量

LPA电子束的稳定性始终是一个极大的挑战。电子的稳定性取决于入射激光和等离子体的稳定性。但是激光器件对实验室温度和湿度十分敏感，因为实验环境自然变化造成的激光能量和脉冲长度波动在4%左右。而等离子体的密度分布也会因为气体控制仪器（例如螺线管阀门）的机械误差或电离干扰等原因造成不可避免的扰动。所以即使在同样的实验参数设定下，加速出的电子束在空间 $g_{\perp}(\psi, \varphi)$ 和能谱 $g_{\parallel}(u)$ 分布上还是会有波动，进而影响OTR信号的产生。注意到这里 $g_{\perp}(\psi, \varphi)$ 是由荧光屏实时测量所得，它的波动已经包含在分析过程中。而 $g_{\parallel}(u)$ 只能采用预先测量的结果，因此分析的主要误差来自于能谱的波动。所以，对于每一次实验，我们都选择出相同实验参数下的具有最高能量和最低能量的电子束。利用最高/最底能谱可以计算出最高/最低的IOTR辐射光子数目，它们与利用平均能谱得到的IOTR光子数比值就是由于能谱波动引起的实验分析误差范围。对于一般的LPA电子，这一波动范围是(-80%, +40%)。也就是说如果分析获得电子束的OTR相干增益在0.7和1.8之间，我们将无法判断它是否属于相干辐射。所以在下面的论文中，只有OTR的相干增益大于1.8时才会被称为COTR。

虽然激光屏蔽膜可以极大消弱强激光噪音背景，但是因为LPA电量较低(pC量级)，残余透射激光和CCD自身的噪音电流仍会对实验测量造成一定的干扰。所以在每一次进行OTR测量之前都必须单独记录30发到100发的激光背景影像。这些噪音光信号被转变为相同强度下的辐射信号，从而推算出产生这些辐射的电子束的电量，也就是由于背景噪音造成的误差范围。分析得到OTR1 CCD的波动噪音为 ± 3.1 pC，而OTR2 CCD的噪音背景为 ± 0.8 pC。也就是说，OTR1 CCD 和 OTR2 CCD 可以分别准确探测到电荷量大于3.1 pC和0.8 pC的电子束所发出的非相干OTR信号。所以在必要时，电量小于5 pC的电子束在进行分析之前均被过滤掉，以保证结果的准确性。

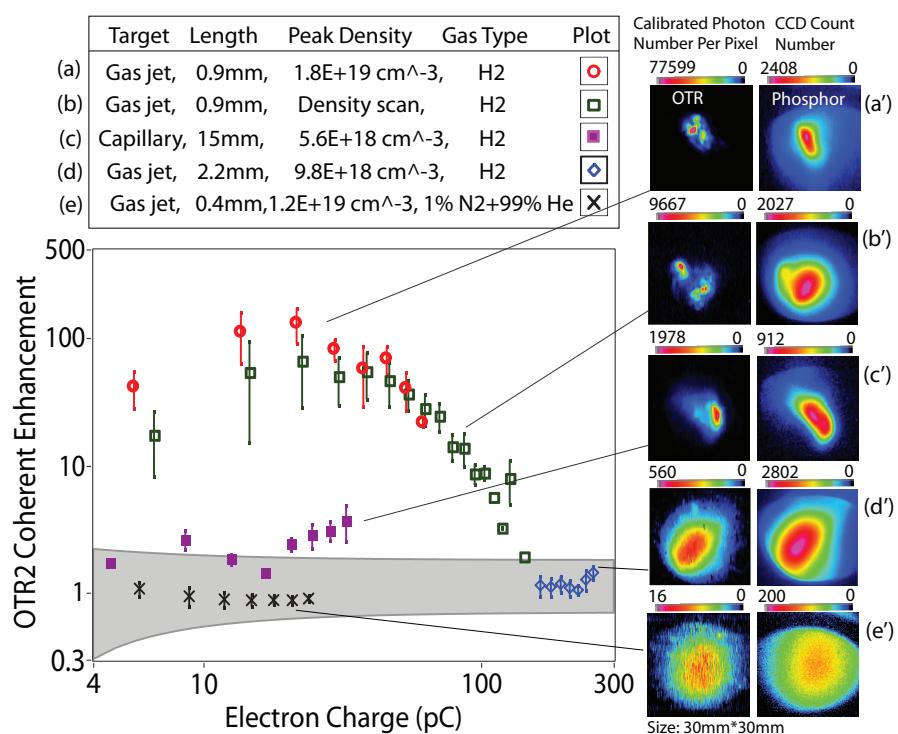


图 6.5: OTR测量结果汇总。

6.2.6 OTR影像探测实验结果

从2009年12月到2010年11月，在LOASIS 40 TW激光实验系统上总共进行了五次OTR测量，实验靶体包括不同长度的气体喷嘴和电离毛细管。图 6.5是这几次实验中具有代表性的OTR2测量结果的汇总。横坐标是荧光屏测量到的电子电量，纵坐标是OTR信号的相干增益。图中在相干增益”coherent enhancement=1”附近灰色区域是非相干OTR信号区域，其宽度代表着由于能量波动和背景噪音引起的误差范围。实验(a)到(e)的各种参数列于图表之上。从每一个实验中我们再选出一组具有代表性的OTR2近场影像和与其对应的荧光屏测量的电子横向密度分布图((a')到(e'))，以相干增益从上而下减小的次序列于图表的右侧。

可以看出，利用0.9 mm气体喷嘴作为靶体的实验(a)和(b)的信号的相干增益最高。此时它们OTR影像分布与电量分布有着很大的差别：不再是平滑的类高斯分布，而是具有明显的局域增强峰。峰值处对的强度是其他部分的 $\times 1000$ 以上，远远超过了由于能量波动引起的误差水平。毛细管实验(c)的相干性处于中间，可以看到它的影像中仍然具有局域峰，但是其横向尺寸增大并且强度下降。

在实验(d)和(e)中，OTR信号完全是非相干的。实验(d)的靶体是2.2 mm的喷嘴，可以看到电子束在OTR金属膜上具有较大的面积 ($\sigma \sim 10$ mm)，所以完全抑制了相干辐射的发生。同时注意到这次实验中电子束的电量较大 (> 100 pC)，激光调制的微结构也非常容易被抹平而消失。实验(e)利用的是400 μ m的喷嘴，利用电离注入的机制来实现电子注入。因为这种机制下，来自于氮原子的电子被激光电离注入时会带有一个额外的横向动量，所以导致了电子束发散角的增大。因此这次实验中电子束的横向面积几乎覆盖了整个薄膜，自然不会有相干辐射发生。可以看到，非相干OTR的影像的信号强度低于相干情况 (0.9 mm喷嘴实验) 两到三个量级，并且它的分布与位于右边的电子密度分布几乎一样。也就是说，非相干OTR可以用于电子位置和分布探测。

在以下的章节中，我们将对图 6.5 中的(a), (b) 和 (c)，也就是相干OTR的观测实验展开详细讨论。

6.3 气体喷嘴电子的OTR信号分析

我们首先介绍以0.9 mm气体喷嘴为实验靶体的加速电子的OTR信号探测。

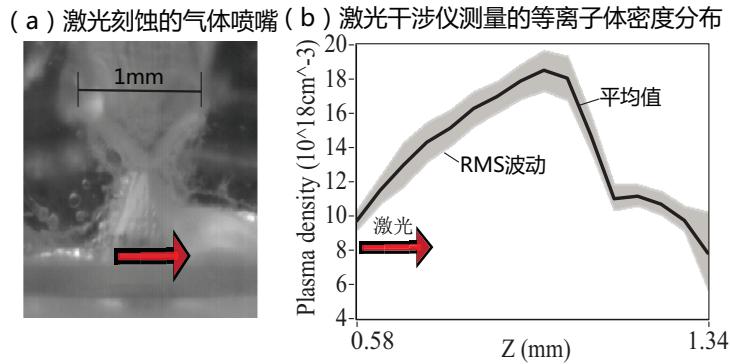


图 6.6: 实验靶体和等离子体分布情况, 入射激光用红色箭头表示。其中(a)实验结束后的激光刻蚀气体喷嘴实物照片。(b)实验中飞秒激光干涉仪测量的等离子体密度分布。气体喷嘴的进气压强设置为215 psi, 总共进行162次测量记录。其中黑色的曲线为平均值, 灰色区域为测量期间的RMS密度波动。

6.3.1 实验主要参数介绍

图 6.6 (a)是此次实验之后的靶体照片。红色的箭头为激光的入射方向, 可以看到喷嘴出口后部的损伤十分清晰。前面介绍过, 这种损伤是由于入射激光在等离子体中过度聚焦引起的散射造成的。靶体损伤的直接结果是产生了不对称的等离子体分布, 如图6.6 (b)所示, 这是实验中利用飞秒激光干涉仪实时测量的等离子体密度分布。这里等离子体密度在下降沿处的梯度急剧增大, 形成了一个不连续的拐点。测量时, 喷嘴进气口的氢气压强设定为215 psi, 测量数目共计162发。图中的灰色的区域是它们的RMS波动, 平均的波动水平约为11%。这里等离子体密度分布的波动以及加速激光的抖动, 导致了这次实验中电子束参数以及它们的OTR辐射并不稳定。

图 6.7是在0.9mm 气体喷嘴加速实验中的电子的能谱图。测量时气体喷嘴的注入压强设定为215 psi, 共计测量30发。我们可以看到, 与其它的单一喷嘴加速结果一样, 电子束表现出了波尔兹曼能谱似的分布, 即一个小的高能峰 (150 MeV~250 MeV) 之后是一个庞大的低能尾端 (< 150 MeV), 两部分对应的电量分别为12 pC和53 pC。这次实验中等离子体长度为 $900 \mu\text{m}$, 超过了滑相距离 ($L_d \sim 400 \mu\text{m}$) 两倍多, 这在一方面解释了电子能谱的连续性。

注意到图中红色和黑色的曲线分别代表着经过校准之后的OTR1和OTR2的平均参考能谱, 两者在低能部分的区别较大。因为OTR2铝膜的电子接收角 $\pm 5.78 \text{ mrad}$ 小于OTR1铝膜 $\pm 16.5 \text{ mrad}$, 所以在传输过程中, 一部分位于低能尾部的电子由于空间电荷效应, 能散等原因导致发散损失, 无法到达OTR2薄膜表面。图

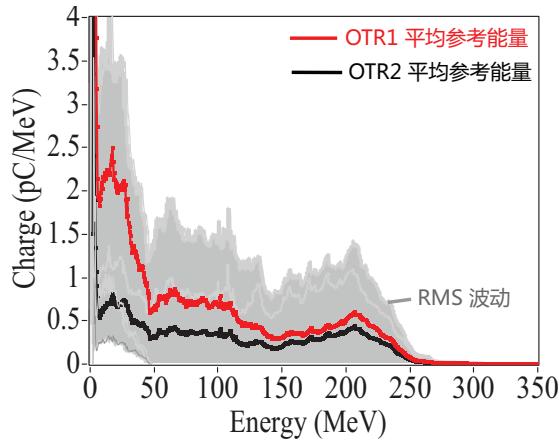


图 6.7: 气体喷嘴加速实验中的电子能谱图。采样时喷嘴注入气体压强设定为215 psi。红色和黑色的曲线分别代表着OTR1和OTR2的平均参考能谱，灰色区域则是采样过程中的能谱波动。

中的灰色区域是采样过程中的能谱波动。可以看到，LPA电子的能谱的波动要远远大于与前面测量的等离子体密度波动水平，这也说明了单级靶体加速的不稳定性。

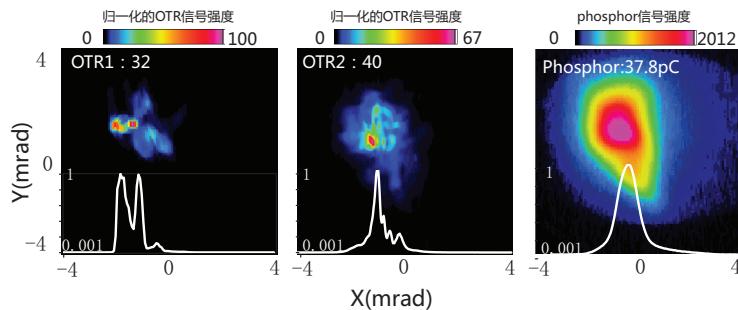


图 6.8: 实验中测量到的典型OTR1, OTR2和荧光屏近场影像。

图 6.8是在这次实验中测量到的典型OTR和荧光屏影像示例，它们分别位于喷嘴2.3 m, 3.8 m和4.1 m之后。为了便于比较，相应的的辐射相干增益数值和电量分别标注在图片的左上角。从图中可以看到：

(1) 观测到的OTR的辐射是非相干信号的几十倍，具有部分相干性。(2) OTR的影像出现了明显的局域增强峰，峰值处对相干增益达到了 $\times 1000$ 以上。由5.4.2章节的讨论我们知道，相干OTR的近场影像与密度分布梯度成正比。因此，局域峰的出现就代表着此处电子束具有陡峭的结构改变，即微结构的所

在。(3) OTR1与OTR2的强度分布存在着较大的差别。这说明电子束在传输过程中产生相干辐射的微结构发生了演变演化。(4) OTR1观测到的辐射峰值强于OTR2，但是束流总体的相干增益却小于OTR2。这是因为观测OTR1的CCD已经具有15年以上的工作历史，它的敏感性相对较低，无法有效测量低强度的信号。所以，我们将主要利用OTR2的测量结果进行物理分析，而OTR1更多的作为参考。

6.3.2 OTR随电子和实验参数的变化

第五章说过，具有调制微结构电子束的OTR相干增益可以表达为

$$W_{CTR}/W_{ITR} \sim N_e F^2$$

其中 N_e 是参与相干辐射的电子数目， $F = F_\perp F_{\parallel}$ ，是与电子横向和纵向结构都有关的空间分布因子。公式(5.37)中 F 的表达式为

$$F_\perp(\omega, \theta, \sigma_r) = \exp\left(-\frac{k^2 \sigma_r^2 \sin^2 \theta}{2}\right)$$

$$F_{\parallel}(\omega, \theta, \sigma_z) \approx \frac{1}{1 + a \exp(-\frac{1}{2} k_m^2 \sigma_z^2)} \times \quad (6.9)$$

$$\left[\exp\left(-\frac{k^2 \sigma_z^2}{2}\right) + \frac{a}{2} \exp\left(-\frac{(k - k_m)^2 \sigma_z^2}{2}\right) \right] \quad (6.10)$$

所以OTR的相干增益与电子束的纵向长度 σ_z ，横向长度 σ_r ，调制振幅 a 以及 N_e 都有关系。

基于OTR影像中局域峰的出现，我们将其相干增益分成两类：一是整体相干增益(coherent enhancement)，即基于整个电子束计算的OTR的相干增益。它的优点是比较精确，因为电子束的整体能量分布和电离分布均可被实验探测，所以可以比较准确的对非相干辐射的能量作出预测。二是局域相干增益(hot spot enhancement)，即局域峰的相干增益。它在计算中只考虑位于局域峰的电子的非相干辐射，因此可以直接反映出电子束中微结构的信息。但因为局域内电子束的电量和能量只能通过估算获得，因此分析结果的误差较大。

图 6.9 (a)是电子束OTR信号的整体相干增益(红色圆圈)和局域相干增益(黑色方块)随入射激光能量的变化规律。竖线代表着横坐标间隔内的数据的RMS偏差。测量时喷嘴注入气体压强设定为215 psi，测量数据数目为306发。由公式 2.48 可知，在空泡机制下加速的电子数目 $N_e \propto P^{1/2} \propto a_0$ 。所以加速电子束

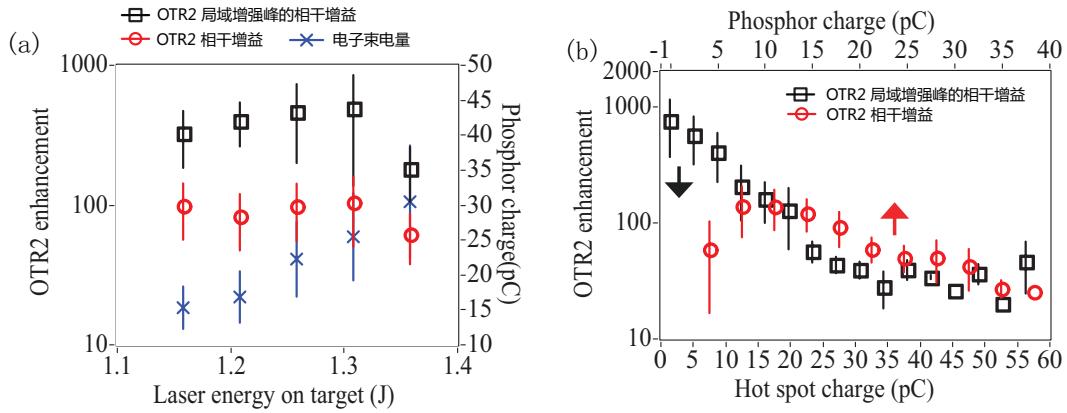


图 6.9: LPA 电子束OTR信号的整体相干增益和局域峰相干增益随 (a) 入射激光能量和 (b) 电子电量的变化规律。测量时喷嘴注入气体压强设定为215 psi, 测量数目为306发。

的电量随激光能量近似线性增加。这里局域相干增益随激光能量的增加趋势可以解释为激光在高能量下对对电子的调制作用增强了。但是, 当电量增加到25 pC之后, 因为beam loading等现象造成了发散角或是能散的增大, 使微结构在传播过程中逐渐消失。所以OTR的相干性又开始下降。图中整体增益没有显示出与激光能量的明显关联。这是因为增大激光能量不仅增加了电子束中被调制部分的电量, 也增加了其它部位的电量。

图 6.9 (b)OTR的相干增益与其对应的电子束电量的变化规律。这里我们看到OTR的两种相干增益都基本随电子束电量的增大而减小。这与电量增加导致电子束的品质下降是一致的。注意到, 整体相干增益在低电量时是随着电量增加的。这可能与参与相干辐射的电子的比例增高有关系。

图(6.10)表现相干增益与电子束大小的关系。其中(a)是整体相干增益和电量随整个电子束横截面积 ($\sigma_x \times \sigma_y$) 的变化规律, (b)是局域相干增益和位于局域峰附近的电子电量随着增强峰面积 ($\sigma_{px} \times \sigma_{py}$) 的变化规律。可以看到(a)中随着电子束发散变严重, 电量反而减小。这是电子束质量变差的表现。在 (b) 中局域峰的电量正与其面积成正比, 相干增益与面积成反比, 都与理论推论相符合。也验证了相干OTR信号是由这些电子发出的。

6.3.3 电子传输过程中的结构演变

实验中OTR1位于喷嘴靶体2.3 m之后而OTR2位于3.8 m之后。根据一般理解, 电子束的初始密度调制会在传播过程中逐渐消失, 因此预测在远离靶

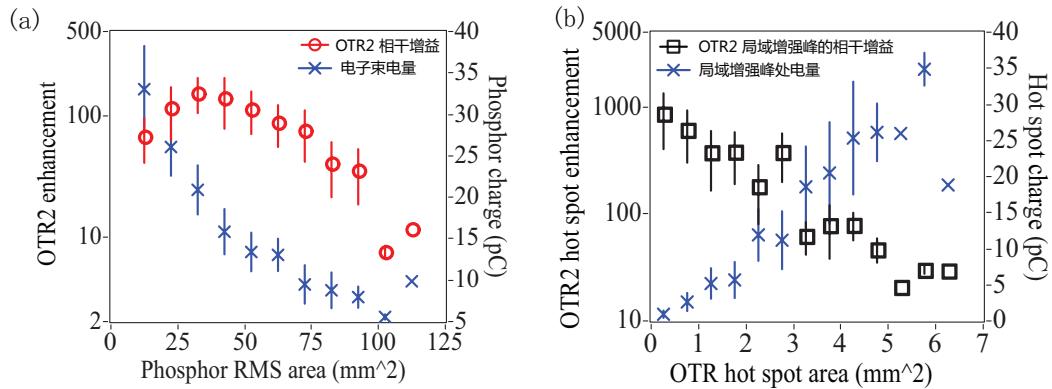


图 6.10: LPA 电子束OTR信号的 (a) 整体相干增益和电量随电子束横向RMS面积的分布规律。(b) 局域相干增益和其对应的峰值区域电量随局域峰的横向RMS面积的分布规律。测量时喷嘴注入气体压强设定为215 psi, 测量数据数目为306发。

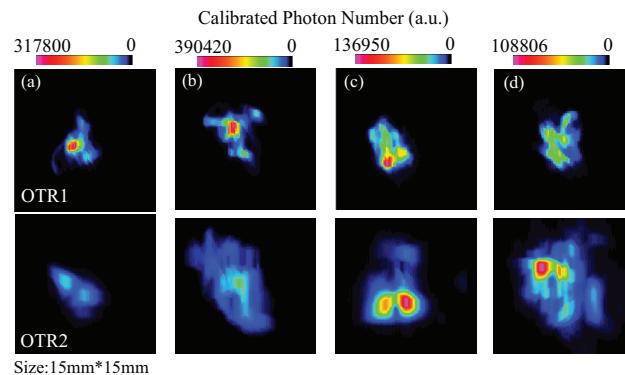


图 6.11: 同时测量的OTR1和OTR2的近场影像比较。注意到在图 (c) 和 (d) 中, 位于较远处的OTR2的信号强度高于OTR1的信号强度。

体的OTR2观测到的相干辐射强度会小于OTR1。图 6.11 是实验中同时测量的OTR1与OTR2近场影像分布举例。这里在 (a) 和 (b) 中, OTR1的辐射强度是OTR2的十倍左右, 这与上述发散和能散导致调制微结构消失的观点一致。实验中有90%的数据都属于这一情况。但是在 (c) 和 (d) 中, OTR2的信号峰值强度与OTR1相当甚至超过了它! 实验中这类数据占到了10%。这也就是说, 在传播过程中电子束的初始调制获得了增强或者演化出了新的微结构。造成这一现象的主要原因是在密度调制的同时, 激光对电子束也进行了能量上的调制。

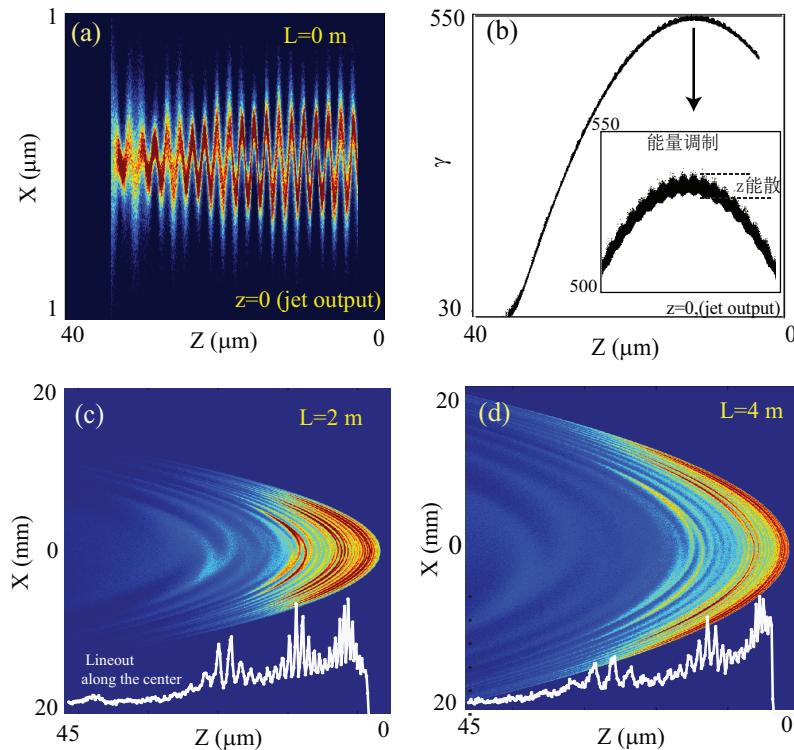


图 6.12: 利用2D模拟, 计算出的电子束在真空中传播 (a) 0 m (刚离开等离子体边界) (c) 2 m 和 (d) 4 m 之后在激光偏振平面的密度分布。图 (c) 和 (d) 底部的白色曲线是电子束在中心轴上的线密度分布。图 (b) 是电子束刚离开等离子体时在相空间中的分布。

为了进一步理解这一问题我们利用二维模拟程序INF-RNO对加速实验和之后电子束的传输进行了模拟, 其结果展示在图 6.12 中。模拟采用的等离子体的密度分布与图 6.6 所示相同, 峰值密度 $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, 纵向长度 $900 \mu\text{m}$ (FWHM)。在模拟中, 10^7 个测试粒子连续的从一个理想球形的等离子体“空泡”尾部注入。电子获得加速并向空泡前端移动, 和位于那里的激光光场相互作用。电子的加速、

Betatron振荡、滑相等各种物理效应均被考虑在内。离开等离子体时，电子束的最高能量达到270 MeV（与实验一致），随后在真空中自由传播。

图 6.12 (a) 是电子束刚离开等离子体边界时的密度分布。电子束的束长约为 $30 \mu\text{m}$ ，其上具有明显的与激光周期一致的密度调制结构。(b) 是电子束刚离开等离子体时在相空间中的分布。可以看到电子束的能量分布也出现了调制结构。图 6.12 (b) 中还包含着另外一个重要信息：虽然整个电子束具有从 $\gamma = 30$ 到 $\gamma = 550$ 的连续能量分布，总体能散可谓100%，但是在每一个纵向位置 Z 处的能散（图中标注出来的“Z能散”）却只有0.4% (RMS) 左右。我们把这种与纵向空间相关联的能散称为“slice energy spread”。实验中电子束的总能散可以通过磁分析仪得到，如图6.7。而slice energy spread却因为难以测量，一直被人忽视。但是这种能散却对OTR的相干增益有着重要的影响。为了定性的说明这一问题，我们假设一个在空间上初始均匀分布 $n(z, L = 0) = \text{const}$ 的电子束，它具有如下的速度分布

$$f(\beta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_\beta} \exp\left[-\frac{(\beta - \bar{\beta}(z))^2}{2\sigma_\beta^2}\right], \quad (6.11)$$

其中 $\bar{\beta} = \beta_0 + \delta_\beta \sin(k_m z)$ ， β_0 是电子平均速度， σ_β 是电子束的速度分散 (slice energy spread $\Delta\gamma/\gamma = \sigma_\beta/\gamma^2$)， δ_β 是激光导致的调制因子， k_m 是调制周期。为了简化问题，假设 β_0 和 σ_β 均不随电子束的位置变化。因此在传输了 L 距离之后，电子束的新的空间分布将变为

$$n(z, L) \simeq 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \exp\left(-\frac{\sigma_\beta^2 n^2 k_m^2 L^2}{2\beta_0^2}\right) J_n\left(\frac{\delta_\beta n k_m L}{\beta_0}\right) \cos(nk_m z). \quad (6.12)$$

公式 6.12 右边的 $\cos(nk_m z)$ 项表示电子束的速度调制引起了密度调制结构；而指数项表示这种密度调制只有在能散 σ_β 很小的情况下才能形成；贝塞尔函数 J_n 项则表示密度调制是周期振荡的，当 $k_m \delta_\beta L \sim 1$ 时具有最大振幅。注意到 $n = 1$ 的基模起主要作用。

图 6.13 是电子束在传播距离 $L = 2.3 \text{ m}$ (OTR1) 和 $L = 3.8 \text{ m}$ (OTR2) 处的密度调制振幅随 (a) 速度调制因子 δ_β 和 (b) 能散 $\Delta\gamma/\gamma$ 的变化。假设电子束的中心能量200 MeV，调制周期 $\lambda_m = 800 \text{ nm}$ 。(a) 中能散 $\Delta\gamma/\gamma = 0.25\%$ 。可以看到当 $\delta_\beta \simeq 6 \times 10^{-8}$ 时，在 $L = 3.8 \text{ m}$ 处的密度调制振具有最大值，并且是 $L = 2.4 \text{ m}$ 的1.3倍。(b) 中 $\delta_\beta \simeq 6 \times 10^{-8}$ 。可见只要 $\Delta\gamma/\gamma < 0.5\%$ ，电子束在 $L = 3.8 \text{ m}$ 处形成的密度调制就会大于 $L = 2.4 \text{ m}$ 的。这证明当电子束的能量调制振幅和能散均

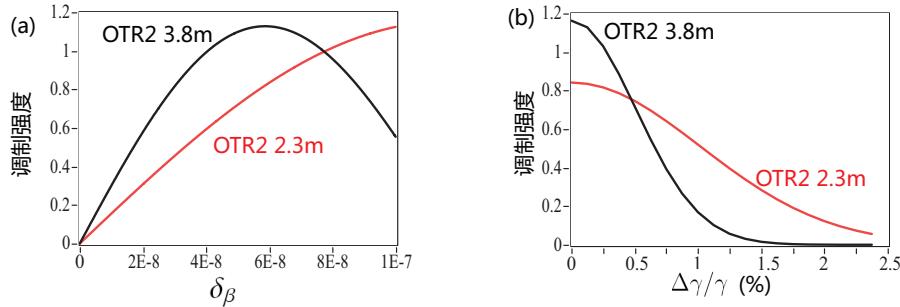


图 6.13: 传播距离 $L = 3.8$ m (黑线) 和 $L = 2.4$ m (红线) 处密度调制振幅随能量调制因子 δ_β 和能散 $\Delta\gamma/\gamma$ 的变化。假设电子束中心能量为 200 MeV, 调制周期 $\lambda_m = 0.8 \mu\text{m}$ 。

满足一定条件时, OTR2 处的辐射强度完全可能超过 OTR1, 对实验观测的现象作出了合理的解释。图 6.13 (b) 还显示 $\delta\gamma/\gamma > 1.5\%$ 时, OTR2 处调制微结构完全消失; $\delta\gamma/\gamma > 2.5\%$ 时, OTR1 的调制微结构完全消失。这说明实验中参与相干辐射的电子的 slice energy spread 必定小于 1.5%。

当然在实际情况中 σ_β 和 β_0 都与空间位置相关联, 而且 $n(z, L = 0)$ 也会具有初始的密度调制结构, 从而导致更为复杂的密度演变。图 6.12 (c) 和 (d) 是电子束传播了 2 m 和 4 m 之后的密度分布, 底部的白色曲线是对应的沿中心轴的线密度分布。可以看到虽然传播了几米的距离, 束流的前端, 即高能量电子区域仍然保留有一定程度的调制微结构。调制周期在 400 nm 到 800 nm 之间。而束流的后部, 即低能电子区域因为能散和发散角造成拉伸扩散, 微结构被完全的抹平了。模拟预示着产生相干 OTR 的电子基本为能量大于 200 MeV 的高能电子。注意到电子束的前端因为滑相效应而被压缩, 这也是产生飞秒微结构的可能原因之一。

6.3.4 对电子束能量分布的推测

表 6.2: 电子束参数和 OTR 相干增益(束电量 > 5 pC)

整体相干增益	OTR1 > 1	OTR2 > 1	OTR1 > 1000	OTR2 > 1000
相干性事例数	187	264	26	37
电子束电量 (pC)	22.8	21.7	6.7	5.0
束 σ_x (mm)	4.15	6.86	4.27	7.05
束 σ_y (mm)	4.32	7.0	4.33	7.15
局域增强峰 σ_{px} (mm)	0.68	1.11	0.43	0.91
局域增强峰 σ_{py} (mm)	0.44	1.36	0.27	0.89

表格 6.2 是以上数据的电子束和OTR参数总结。为了确保数据的正确性，表中只包括了电量在5 pC以上的数据，尽可能排除CCD背景噪音的影响。我们可以看到在总共308发数据中，有187发和264发的OTR1和OTR2显示出了相干性（相干增益 > 1 ），其中26发和37发具有强相干性（相干增益 > 1000 ）。这里OTR1显示出比OTR2要低的相干增益系由其较低的敏感性造成的。通过表 6.2，我们可以得到这样几个信息：

(1) 因为等离子体的密度为 $1.8 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ，所以我们假设电子束的纵向长度 $\sigma_z \approx 4 \mu\text{m} \approx \lambda_p/2$ 。那么由第五章的图 5.10 可以得知，只有电子束横向结构的 $\sigma_r < 0.5 \text{ mm}$ 和 $< 80 \mu\text{m}$ 时才能分别实现相干增益大 > 1 和 > 1000 。而表 6.2 中给出的增强峰半径均超过了这一数值。可能的原因有：I. 实际发生相干辐射的并不是整个电子束，而是其中的一部分，其纵向长度可能会小于 $4 \mu\text{m}$ 。II. CCD的空间分辨率为 $200 \mu\text{m}$ 左右，所以无法分辨尺度更小的束流结构。III. 对于少数强相干数据，峰值处的信号强度达到了数字饱和或是接近饱和，CCD读取的精确度受到了影响。

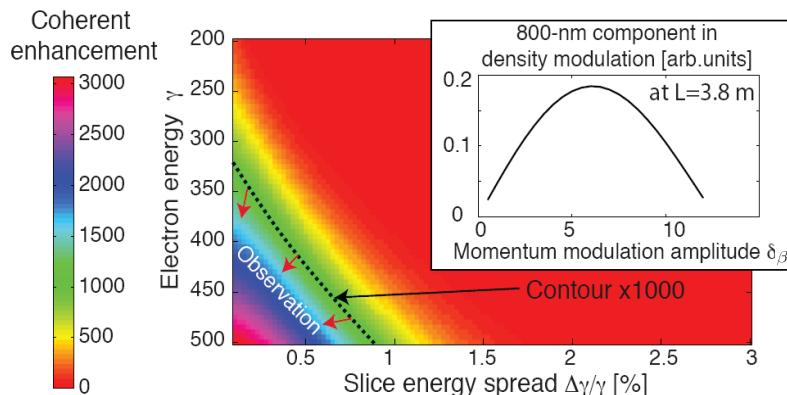


图 6.14: OTR相干增益与电子束能量和能散 (slice energy spread) 的关系。实验中观测到了1000倍以上的相干增益，说明参与相干辐射的电子的能量应当 $> 160 \text{ MeV}$ 以上，能散 $\leq 1\%$ 。

(2) 如果假设产生相干辐射的电子的分布为

$$f_0(z, \beta_z, \beta_r) = \frac{\exp\left[-\frac{z^2}{2\sigma_z^2}\right]}{\sqrt{2\pi}\sigma_z} \frac{\exp\left[-\frac{(\beta - \bar{\beta}(z))^2}{2\sigma_\beta^2}\right]}{\sqrt{2\pi}\sigma_\beta} \frac{\exp\left[-\frac{\beta_r^2}{2\sigma_{\beta_r}^2}\right]}{\sqrt{2\pi}\sigma_{\beta_r}^2} \quad (6.13)$$

这相当于公式 6.11 结合上电子束横向发散 σ_{β_r} 和初始的纵向高斯长度 σ_z 之后的分布。这样在不考虑空间电荷效应的前提下，经过传播距离 L 之后电子束的新的分布为 $n(z, L) = \int dz' f_0(z', \frac{z-z'}{L}, \frac{r}{L})$ 。利用计算机积分计算就可以得到 $n(z, l)$ ，再在利用 $n(z, l)$ 的傅里叶变换就可以推算出空间结构因子 F ，最后得到相干增益 $W_{CTR}/W_{ITR} \sim N_e F^2$ 。其中令 $\sigma_z \approx 4 \mu\text{m}$ （等离子体密度推测）， $\delta_\beta \simeq 6 \times 10^{-8}$ （使 OTR2 具有最大的调制效果）。根据以上 $\sigma_r < 80 \mu\text{m}$ 的推测， $\sigma_{\beta_r} = 80 \mu\text{m}/3.8\text{m} \approx 40 \mu\text{rad}$ ，作为横向发散度的最低限制。电量 5 pC ($N = 3.1 \times 10^7$)。图 6.14 是根据以上信息得出的相干增益与电子能量以及能散的关系。观测波长范围为 300 nm 到 1000 nm ，收集角为 50 mrad 。可以看出，对于实验中观测到的相干增益等于 1 的数据，参与相干辐射的电子束的能量必定在 100 MeV 以上，对应能散 (slice energy spread) 必须 $\leq 1.5\%$ 。而对于 1000 倍以上的相干增益，参与相干辐射的电子束的能量必定大于 160 MeV ，而且它们的能散必须 $\leq 1\%$ 。

(3) 这里还要注意到，因为实际情况中，I. δ_β 的实际值并不一定使 OTR2 的调制最理想的，II. 位于增强峰处的电子电量可能会更小，即 $N_e \downarrow$ ，III. 电子束的横向发散大于 $40 \mu\text{rad}$ ，所有以上因素都会使对电子能量和能散的要求进一步提高。

6.3.5 等离子体密度对OTR相干性的影响

LPA 电子束与等离子体参数密切相关。这是因为诸如激光聚焦，尾波场激发，电子俘获等加速的关键过程都与等离子体的分布有着复杂的关系。因此在这次实验中我们对等离子体密度也进行了扫描。

图(6.15)是等离子体密度扫描中 OTR 和电子参数的变化。喷嘴的注入压强从 195 psi 扫描至 275 psi ，每 10 psi 为间隔。对应的等离子体峰值密度变化为 $1.7 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 到 $2.4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ，与气体压强成近似线性关系。图(6.15). (a) 中是电子束 OTR 相干增益 (红色圆圈) 和电量 (蓝色十字) 随等离子体密度的变化。可以看到电子束电量随压强增加，这与高密度等离子体中电子的俘获阈值较低一致。但是当密度增大到 $n_e = 2.1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 之后电量出现下降的趋势，这说明了 beam loading 对加速的影响。OTR 相干增益随密度先增大后减小。可能的原因之一是较高密度的等离子体形成的加速空泡体积较小 ($\lambda_p \propto n_e^{-1/2}$)。处于同一个加速结构中的电子束和激光靠近更近，激光对电子的调制振幅较大。所以开始时辐射相干性随密度升高。但是 n_e 的继续增加后，激光的自聚焦效应增强使其强度增加，因此又激发起了较大的空泡结构，又拉开了电子与激光之间的距离，降低了调制作用。因此辐射相干性又随密度降低。

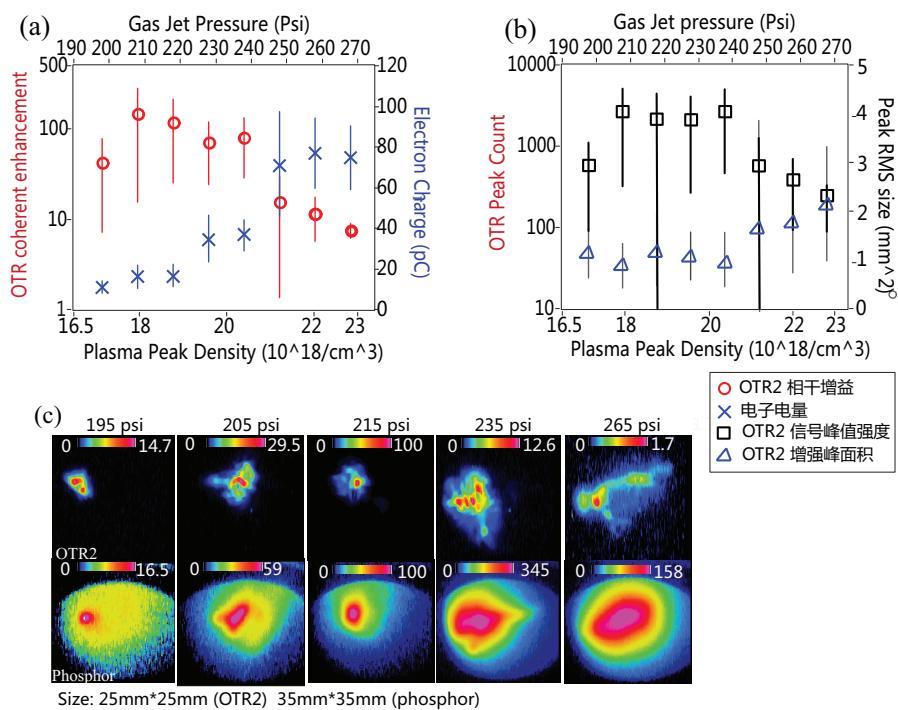


图 6.15: (a) 电子束OTR相干增益（红色圆圈）和电量（蓝色十字）随等离子体密度的变化。 (b) OTR的峰值强度（黑色方块）和局域峰面积（蓝色三角）随等离子体密度的变化。 (c) 不同密度下OTR2和荧光屏的影像举例。

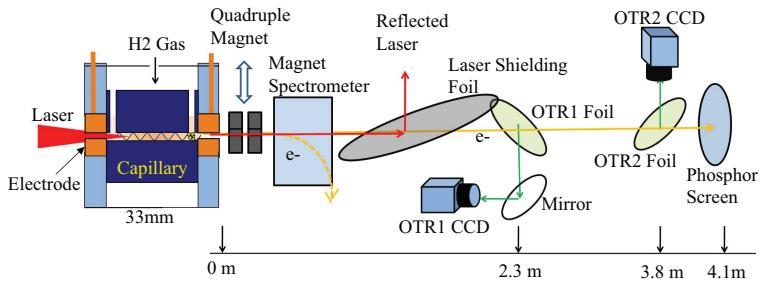


图 6.16: 基于毛细管靶体的电子加速实验示意图

图(6.15) (c)是不同等离子体密度下OTR2和荧光屏的近场影象分布。在注入气压235 psi之前，电子束的高能部分都保持了较好的准直性，对应的相干增益水平也较高。而235 psi之后，电子束发散角显著增加，所以辐射相干性迅速降低。图(6.15) (b)是OTR的辐射峰值和局域增强峰的面积随密度的变化规律。两者表现出了与理论一致的反比关系。再次证明了OTR的相干性主要是由增强峰处的电子形成。

6.4 电离毛细管电子OTR信号分析

6.4.1 OTR近场影像的探测

电离毛细管形成的等离子体通道可以对激光进行引导，有效延长激光和等离子体的作用距离，可以获得能量较高的电子束 [2, 54]。同时随着所加速电子束质量的改进，人们逐渐开始重视如何进一步传输和应用LPA电子。所以实验中我们在靶体之后加上四极磁铁来确保传输的有效性。

图 (6.16) 是毛细管加速实验的示意图。实验所用毛细管的长度为33 mm，直径 $250 \mu\text{m}$ ，电离电压设定为17 kV。氢气从分别距离毛细管两端2 mm的两个进气口连续注入。通入高压电流几百ns之后，毛细管内形成了中心密度低，两端密度高的等离子通道。在通道形成的同时，将激光脉冲聚焦到毛细管入口处使其被引导传输。外部通道的引导减弱了对激光自聚焦的依赖性，所以加速可以在较低等离子体密度 10^{18} cm^{-3} 下进行，有利于提高电子能量和稳定性。一对磁四极透镜安装在毛细管之后 [94]。通过调节磁透镜和靶体之间的相对位置，能够使在设定能量区间内的电子被准直传输，而在设定能量之外的电子则被散射而丢失。OTR与荧光屏的设置仍然与以前的实验一样。

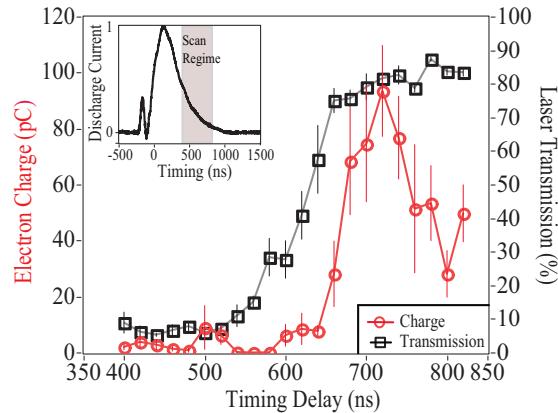


图 6.17: 注入气压160 Torr时, 对毛细管电离电流的延迟进行扫描测量时电子束电量(红色圆圈)和激光传输效率(黑色方块)的变化。左上角是电离电流的时间分布, 脉冲总持续时间为1ms, 其中灰色区域是扫描时间从400 ns到850 ns。

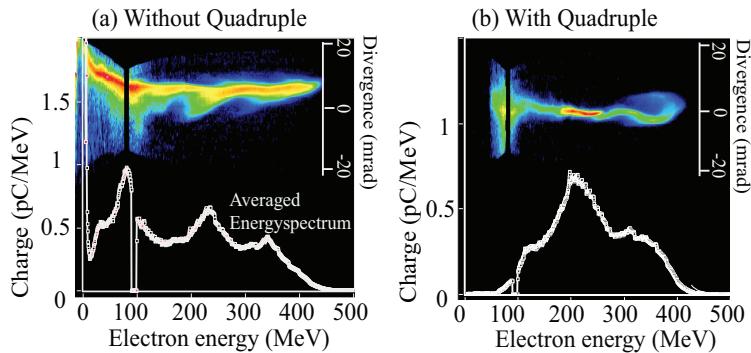


图 6.18: 在 (a) 无 (b) 有四极铁聚焦时的电子束能谱分布

图 (6.17) 是注入气压160 Torr时, 对毛细管电离电流的延迟进行扫描测量时电子束电量(红色圆圈)和激光传输效率(黑色方块)的变化。测量时四极铁没有插入到系统中。左上角的小图电离电流的时间分布, 脉冲总持续时间为1ms, 其中灰色区域代表了扫描时间400 ns到850 ns。可以看到在600 ns之后, 激光的传输效率显著增加, 意味着等离子体通道开始形成。随着激光的能量增大, 越来越多的激光能量被传递给等离子体波。随着等离子体波振幅的增加, 电子被俘获并加速。因而650 ns之后, 加速电量也开始增加, 并在720 ns处达到了峰值80 pC。720 ns之后, 电量开始下降, 而激光仍保持较好的传输。这是因为电离后期, 毛细管内等离子体密度开始下降, 所以电子俘获效率降低了。

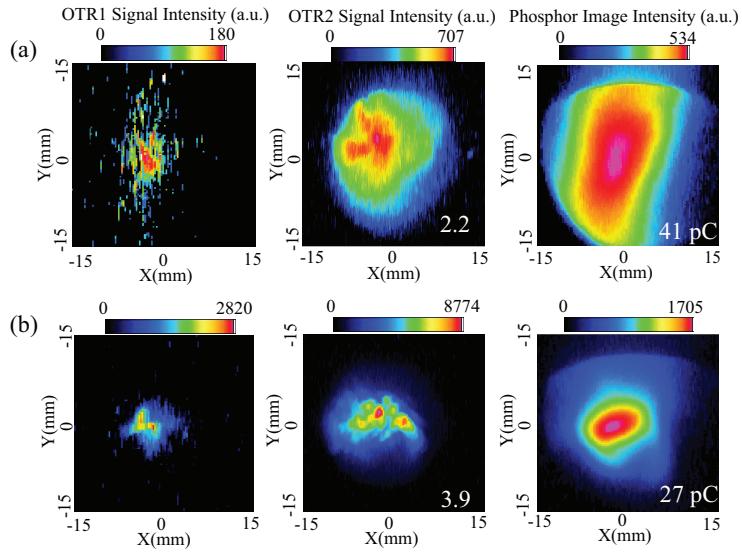


图 6.19: 同时测量的OTR1, OTR2和荧光屏近场影像。这里 (a) 没有磁透镜聚焦 (b) 有磁透镜聚焦下。其中OTR2的增益系数和相应电量分别标注在OTR2和荧光屏图像的右下角。

图 6.18是电子的能谱分布, 其中 (a) 是无四极磁铁聚焦, (b) 有四极磁铁聚焦的情况。注入气压为160 Torr, 激光在电离开始720 ns之后入射。根据模拟结果 [53], 等离子通道中心轴的密度约为 $n_e(0) = 1.473zn_{H_2}^i$, 其中 z 是平均电离度, $n_{H_2}^i$ 是初始的氢气分子密度。如果忽略注气通道内的气压损失, 160 Torr时的 $n_e(0) \approx 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, 对应着滑相距离 $d_p \approx 3.6 \text{ mm} < 33 \text{ mm}$ 。因此连续注入的电子束在相位空间内必定会经历多次循环, 导致较大的能散。所以毛细管电子束在磁分析器中一般都具有“铅笔”型的分布图像, 如图6.18 (a) 所示。这里电子最大能量 $W_m \approx 500 \text{ MeV}$ 。能谱上的周期结构可能与电子束在等离子体波中的Betatron运动有关。如果此时我们将注入气压降低到70 torr以下, 可以使加速距离与 L_d 匹配。但是电子的俘获将变得极为困难, 会造成电量的剧减。同时因为毛细管的匹配半径 $w_M \propto (n_{H_2}^i)^{-1/4}$, 过低的密度将造成实际激光焦斑比 w_M 小很多。所以, 单级毛细管加速比较难以产生后续试验所需要的高电量单能电子束。因此我们采用一对聚焦磁铁将所具有设定能量的电子选择出来。图 6.18 (b) 为此次实验中磁铁聚焦情况下的电子能谱, 准直的中心能量为230 MeV。

图 6.19是 (a) 无 (b) 有四极磁透镜聚焦时典型的毛细管电子的OTR1, OTR2和荧光屏的近场影像。注入气压160 Torr, 电离延迟720 ns。OTR2和荧光屏右下角的数字是分析得到的相干增益系数和电子束电量。在没有聚焦的情况下, 电子束的散角为4 mrad (FWHM)。较大的束流横向面积抑制了相干辐射的发生,

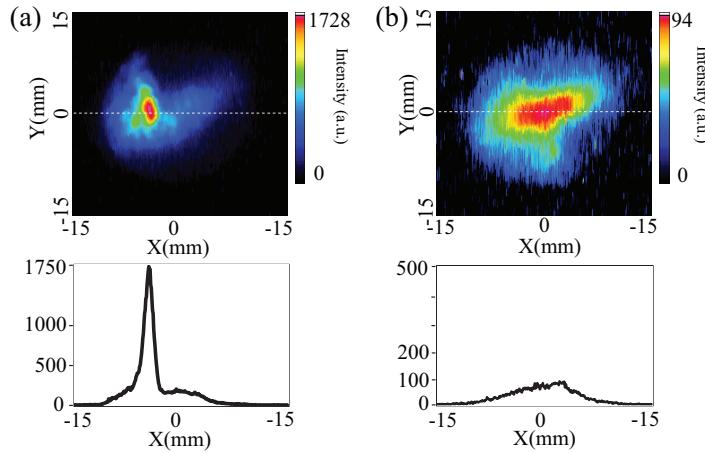


图 6.20: (a) 无 (b) 有滤波片时的OTR2影像和辐射中心轴上的线强度分布。

使辐射光子数目保持在较低的水平。此时敏感性相对较差的OTR1 CCD 只能勉强观测到微弱信号。注意OTR2的图像中心仍然出现了与其右侧电量分布不一致的信号增强区。但是考虑到相干增益只有2.2和连续分布的能谱，我们很难判断导致信号增强的原因是高能量的电子还是相干辐射。在聚焦的情况下，电子束的发散度降低到2.7 mrad (FWHM)。虽然电子束电量减小了近乎一半，但电子密度为没有聚焦情况下的3倍。与此同时，OTR1和OTR2的信号强度均增强了一个量级以上。而且它们的影像中同时出现了局域增强峰，其峰值强度远远超过能量或是密度分布的波动水平，意味着相干辐射的发生。

为了进一步研究OTR相干辐射发生的光谱范围，一个透射波长为350 nm 到 610 nm的滤波片 (bandpass filter, BG39) 被放置在OTR2 CCD之前。图 6.20是 (a) 无 (b) 有滤波片时OTR2的近场影像。可以看到，插入滤波片后，多数OTR2影像中的局域增强峰结构消失了，而且信号峰值强度降低了一个量级左右。这表明相干辐射应主要发生在610 nm以上的长波长区域，也就是说电子束密度调制的周期在610 nm到900 nm之间。

作为总结，我们将三组（无聚焦，有聚焦，有聚焦和滤波片）电子OTR信号数据同时列在图6.21中，其中横坐标是电子束电量，纵坐标是辐射总光子数目。测量时它们的注入气压均为160 Torr，电离延迟为720 ns。可见没有滤波片的两组OTR信号都与电量呈一定程度的二次方关系，这说明辐射是部分相干的。而磁透镜的聚焦作用减小电子束横向尺寸，使其相干性与没有聚焦相比有显著增加。而当使用滤波片时，OTR的光子数目与电量呈线性关系，这说明辐射是非相干的。

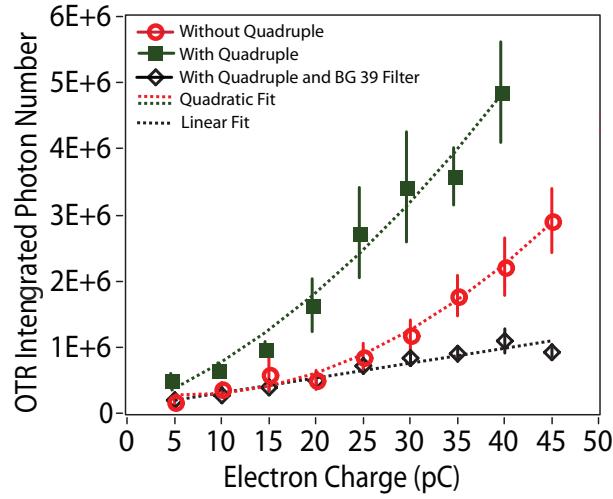


图 6.21: 在有磁透镜聚焦 (绿色方块), 无磁透镜聚焦 (红色圆圈) 以及聚焦并使用滤波片 (黑色菱形) 情况下, OTR信号随着电子束电量的变化。

6.4.2 OTR光谱的探测

OTR的影像测量反映了辐射的空间分布, 其中局域增强峰的位置就代表着束流中微结构的横向位置。根据5.5.1节的讨论, 对于具有调制结构的电子束, 如果调制周期显著小于脉冲的总长度, 那么光谱在 $k = k_m$ 处将出现一个尖锐的单峰结构。单峰的宽度与束流总长度相关。所以通过对光谱的观测, 我们可以获得更为直接的电子束纵向结构的分布信息。

光谱测量装置

我们知道非相干OTR的辐射峰值角 $\theta_{max} \simeq 1/\gamma$, 而相干OTR因为受到 F_\perp 的限制使其 $\theta_{max} \ll 1/\gamma$ 。所以对于具有mrad量级发射角和几百MeV能量的电子束, 我们可以将电子产生的辐射方向近似等同于这个电子的运动方向。这意味着从金属膜上产生的OTR可以被视作从一个固定的“点源”, 也就是毛细管的出口辐射出来。如果将CCD的成像平面从金属膜表面调整到毛细管的出口处, 就可以观测到这个“点源”的影像。因为实验中毛细管的位置是固定不变的, 所以观测“点源”的大小和位置基本不受金属膜上电子位置波动和束流横向尺寸的影响。此时将一个光栅放置在CCD成像透镜之前, 就可以对辐射光造成色散, 从而测量出二维的辐射光谱信息。图 6.22是OTR光谱测量的示意图。这里OTR1 (2.3 m) 被一个40/40的分光薄膜分成两路, 分别进行影像和光谱的测量。OTR2 (3.8 m) 只进行光谱的测量。其中HeNe激光用于对各光栅-CCD设备进行准直。注意到实验没

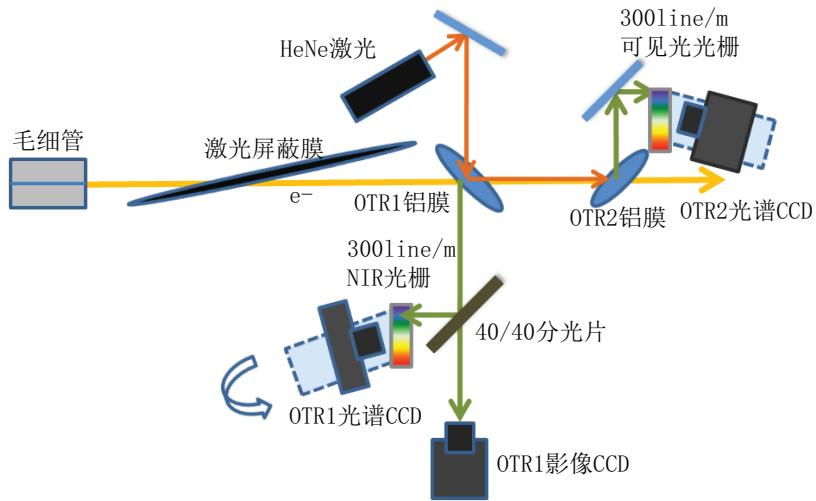


图 6.22: OTR光谱测量示意图

有安装原来位于靶体4.3 m之后的荧光屏，所以无法实时测量电量信息。

图 6.23是利用电离氪灯 (Kr lamp) 对OTR2光栅-CCD的定标结果。测量时CCD到氪灯的距离等于CCD和毛细管出口的距离。这里CCD相对于光栅旋转一定角度放置，使其可以同时观测到未色散的0阶信号和色散的一阶信号。0阶信号的位置将作为光谱的起始点，其宽度代表着光谱测量的分辨率。图中 (a) 为CCD测量到的光谱原始信号，(b) 是利用氪的发光光谱进行定标后的结果，测量范围为0阶到1050 nm。可见测量结果可以很清晰的分辨氪的各条光谱线，光谱分辨率为5 nm。

光谱探测实验结果

实验参数

光谱测量实验所用靶体为直径为300 μm ，长度为33 mm的毛细管，注入99%氢气与1%的氮气的混合气体。图 (6.24) 是 (a) 注入气压扫描和 (b) 电离延迟时间扫描过程中加速电子电量和平均能量的变化。在 (a) 中电离延迟时间固定为340 ns。可以看到100 Torr时开始出现加速电子，与注入纯氢气情况下相比低了近50 Torr，这说明电离注入机制有效地促进了电子俘获。注意到电子能量随着气压和电量而减小，是加速距离长于滑相距离的标志，意味着电子的连续能谱分布。在 (b) 中显示电子的有效俘获时间为350 ns到380 ns，而且能量非常稳定。根据实验聚焦磁四极透镜的准直中心能量设定为250 MeV，所以我们选择注入气压100 Torr，电离延迟375 ns作为OTR测量时的实验参数。

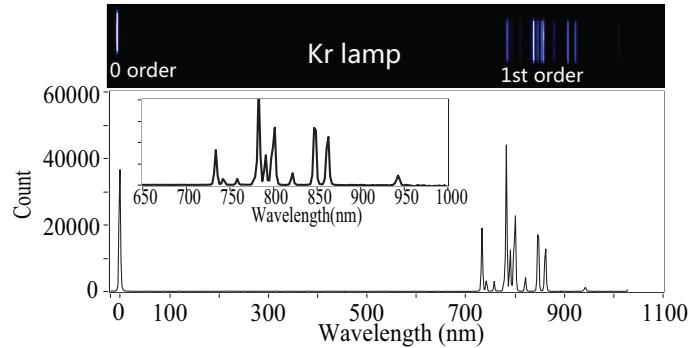


图 6.23: 利用 Kr lamp 对OTR2光栅-CCD的定标测量结果。(a) 是CCD测量到的二维光谱原始信号。CCD相对于光栅成一定角度放置使其可以同时观测到透过光栅的0阶信号和色散的一阶信号。(b) 是利用Kr的发光光谱进行定标后的结果。

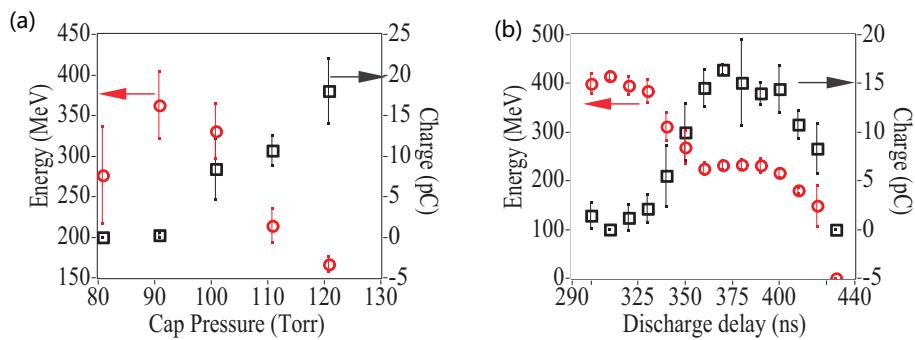


图 6.24: 加速电子束的中心能量（圆圈）和电量（方块）随着（a）等离子体密度和（b）激光与电离电流之间的延迟的变化关系。

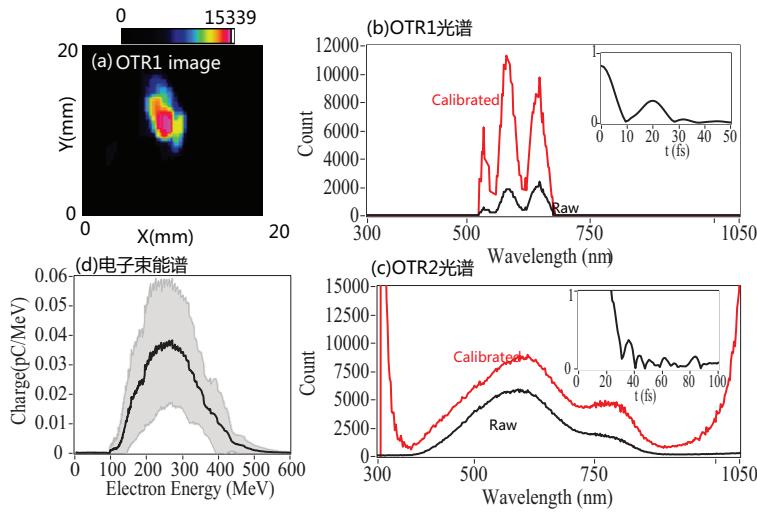


图 6.25: 同时测量到的OTR1近场影像, OTR1光谱和OTR2光谱。注气气压为100 Torr, 激光电离延迟375 ns。

光谱测量结果

图 6.25(a)到(c)分别是同时测量到的OTR1近场影像, OTR1光谱和OTR2光谱。 (d)为100发电子的平均参考能谱, 其中的灰色区域是这些能谱的RMS波动。因为实验没有安装荧光屏, 失去了对应的电量信息, 因此无法对单个OTR数据进行定量分析。但是之前在相同实验参数下 (气压100 Torr, 电离延迟375 ns), 磁谱仪的测量结果显示电子电量在10 pC到20 pC之间波动。利用图 (6.25) d的能谱分布, 可以计算出这些电子数产生的非相干辐射光子数目在 1.1×10^6 到 2.2×10^6 之间, 对应着OTR1影像CCD的总读数为 2×10^5 到 4×10^5 。而实际测量到的平均OTR1影像CCD数值为 3.1×10^6 。所以这次实验中OTR信号是部分相干的, 平均相干增益在10左右。

OTR1与OTR2的光谱分布 (b) 和 (c) 在500 nm与750 nm之间有明显的增强, 这是相干辐射光谱的特点。其中黑线是原始数据, 红线是利用CCD和光栅的光谱响应曲线定标后的结果。因为OTR1敏感性较差, 无法探测到低强度的信号, 所以其光谱分别被局限在相干波长内。OTR2光谱两端的无限增强是由定标曲线引起的误差, 可被忽略。可以看到, 两个光谱峰均表示电子束的调制微结构的主要周期在600 nm, 而非激光的中心波长800 nm, 这与Glinec等人的实验结果非常接近 [87]。主要原因一是因为激光受到等离子体波和相对论内自调制的影响, 使得脉冲的后部波长发生蓝移。第二, 因为OTR测量平台在靶体几米之后, 电子束的纵向能散会导致微结构长度改变。

图 6.25 (b) 中OTR1光谱中具有明显的调制波动。我们假设 $E_0(t)$ 与 $E_0(t +$

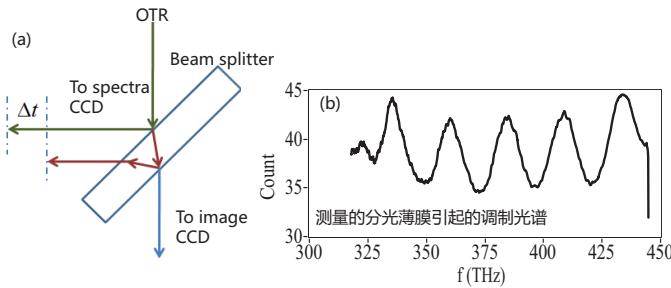


图 6.26: 分光薄膜导致的光脉冲复制示意图和光谱测试结果

τ)为时间上分离的两个脉冲，它们在时域的分布可以写成

$$E_{total}(t) = E_0(t) + E_0(t + \tau) \quad (6.14)$$

那么在频域中的分布为

$$\varepsilon_{total}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} E_{total}(t) e^{-i\omega t} dt \quad (6.15)$$

$$= \varepsilon_0(\omega)(1 + e^{i\omega\tau}) \quad (6.16)$$

其中 $\varepsilon_0(\omega) = 1/2\pi \int E_0(t) e^{-i\omega t} dt$ 。那么所导致的光谱就为

$$S_{total}(\omega) = |\varepsilon_{total}(\omega)|^2 = |\varepsilon_0(\omega)|^2 (1 + e^{i\omega\tau})(1 + e^{-i\omega\tau}) \quad (6.17)$$

即

$$S_{total}(\omega) = 2S_0(\omega)(1 + \cos \omega\tau) \quad (6.18)$$

这就是说。光谱中观测到的调制波形，是由两个在时间分开的辐射脉冲相互作用导致的。所以，我们对OTR1光谱做傅立叶变换，那么在转换之后新的分布的峰值就是两个脉冲的间隔时间 τ 。如图 6.25 (b) 右上的小图，这里显示两个辐射脉冲的时间间隔为20 fs。

但不幸的是，所有的OTR1光谱中都出现了间隔时间固定为20 fs的调制结构。这就是说OTR1某处的实验设置，使辐射脉冲发生了自我复制。最大可能性来自于实验中采用的40/40分光薄膜。在薄膜前后表面反射的辐射脉冲因为路程差导致了 Δt 的时间间隔。图 6.26是针对这一薄膜的测试光谱，可见由于薄膜厚度导致的调制周期在 $\Delta f = 24.6$ Hz，对应着 $\Delta t = 1/\Delta f = 40.6$ fs。是OTR1光谱中的两倍。同时注意到薄膜调制的振幅波动只有20%，也远远小于OTR1的光谱波动。所

以可以排除分光薄膜的原因。目前为止，尚未找出真正的原因所在，只能在今后的实验中继续探索。

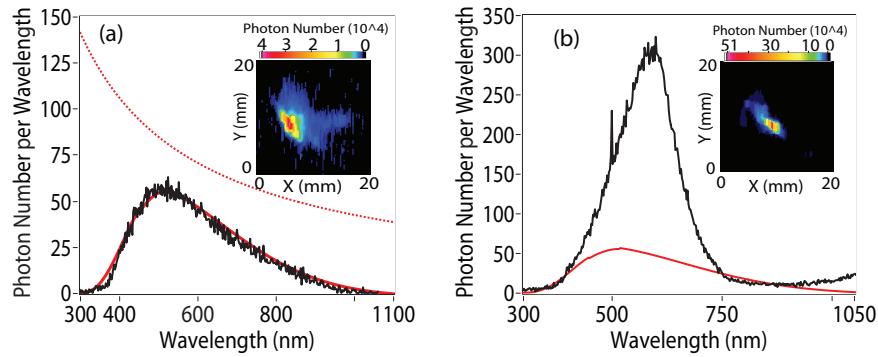


图 6.27: 测量得到的OTR2光谱举例。

图 6.27 是两个实验中观测到的OTR2光谱以及它们所对应的OTR1近场影像图。黑色曲线是实验测量的原始数据，红色虚线是理论计算的非相干OTR光谱，而红色实线是考虑到CCD与光栅光谱相应曲线之后的非相干OTR光谱。可见在 (a) 中，OTR2光谱与非相干光极好的重合在一起。与此同时，OTR1也探测到了具有较大横截面的辐射信号。在 (b) 中，OTR2光谱在500 nm到700 nm之间的强度超过了非相干光谱的6倍。而它的OTR1影像不仅面积较小了，其辐射强度也相比于 (a) 增加了10倍。因此我们可以确定 (a) 和 (b) 分别是非相干和相干光谱。这也验证了此光谱探测实验的有效性。

在这次实验中，有一个OTR2光谱数据中出现了调制结构，如图 6.28 (b) 所示。图 6.28 (a) 是与它对应的OTR1影像，我们可以看到此时在X轴方向也出现

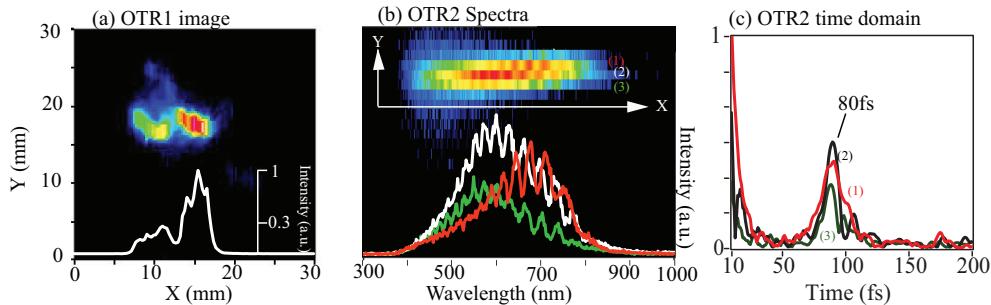


图 6.28: 具有调制结构的OTR2的光谱。

了两个独立电子束，它们的辐射强度之比大约为1:3。图 6.28 (b) 的上半部分是实验中测量到的光谱分布。注意到这里光谱信号在Y方向上主要占据了3条CCD pixel，其中每一条的信号分别代表着来自电子束不同Y分量的辐射光谱。因为在这种光栅-CCD的实验设置下，电子束发出的辐射在X方向被偏转成为光谱，但在Y方向上没有被偏转，仍然保持着空间分布信息。所以测量得到的是电子束OTR光谱的二维分布信息。下半部分是光谱中由上而下三条数据线上的信号强度分布。可见虽然三条光谱的具有不同的峰值分布和调制振幅，说明电子束中位于不同Y坐标的分量具有电量分布上的差异，但是它们的傅立叶变换均显示产生调制结构的两个光脉冲的间隔时间为80 fs，如图 6.28 (c)。在引文 [87] 和 [89] 中也观测到了类似的现象。模拟显示，这两个电子应当来自于不同的加速空泡。但是，目前这是唯一的观测到具有调制结构的光谱，我们尚无法作出确切的结论。需要今后实验的进一步验证。

6.5 总结

这一章主要讨论了利用0.9 mm喷嘴靶体和33 mm的电离毛细管靶体加速产生的电子束的OTR探测。在喷嘴靶体下，观测到的OTR信号最高超过非相干信号三个量级，这证明了

1. 电子束中存在着被激光调制产生的微结构。
2. 同时测量的OTR2的辐射强度高于OTR1的情况，说明了电子束的初始能量调制在传播过程中可以演化为新的密度调制。
3. 从一个简单的数学模型，我们推得对于实验中观测到的相干增益等于1的数据，参与相干辐射的电子束的能量必定在100 MeV以上，对应能散（slice energy spread）必须 $\leq 1.5\%$ 。而对于1000倍以上的相干增益，参与相干辐射的电子束的能量必定大于160 MeV，而且它们的能散必须 $\leq 1\%$ 。

在对毛细管电子的能谱观测中，OTR的相干增益在10左右。增益降低的原因可能在于过程的加速距离导致电子束能散的增大。加入聚焦磁铁之后，电子束的横向尺寸变小，因此辐射相干性增高。在利用氢气的实验中，我们推测相干波长主要位于630 nm之后的长波长区。在氦气与氮气的混合气体加速实验中，相干光谱增强的区间显示在500 nm到700 nm之间。这说明电子束中调制微结构的纵向长度主要集中在1.8 fs到2.3 fs之间，与激光的波长范围相符合。

相干OTR的观测结果使我们对电子束在密度和能量分布上都有了新的认识，对于深入理解LPA的物理机制有重要的意义。

第七章 结论与展望

7.1 本论文工作的总结

本论文的第一部分工作是基于喷嘴和毛细管结合的双级靶体的加速实验。根据第二章节的讨论，我们知道高的等离子体密度利于电子注入，而低的等离子体密度利于电子加速。利用单一靶体的加速实验，无论是喷嘴还是毛细管，电子的俘获和加速都是同时发生的，因此对加速质量非常难以控制。而双级靶体可以克服这一问题。其中第一级喷嘴区域的等离子体密度较高，实现电子的注入和预加速。这些电子随后被注入毛细管中，获得二次加速。毛细管中的密度较低，保证了高的加速能量。可见双级靶体的关键技术在于实现一个稳定的纵向密度调制。因此靶体的设计和检测是整个实验的基础环节。

从2008年开始，我们共设计制作了喷嘴分别位于毛细管中间、毛细管入口处和毛细管前端一定距离的三种靶体。这在第四章中作了详细的介绍。因为高硬度的靶体材料和特殊的结构设计，实验靶体均通过激光微刻蚀制作。对于刻蚀靶体的ANSYS CFX模拟结果显示，对于三种设计都可以在喷嘴处形成稳定的高密度峰，峰值宽度与喷嘴的相对位置和结构参数有关。而毛细管的其他部分仍然保持了较低密度的平衡分布。因此，双级靶体对于形成稳定的气体分布是有效的。

我们对前两种设计的靶体进行了实验上的探测，并取得了一定的进展。在喷嘴位于毛细管中间的靶体的加速实验中，喷嘴开启和关闭（即只有毛细管）相比，加速电子数的电量由2.6 pC增加到了7.3 pC，而且电子能谱的波动从22%降低到3%。这证明了喷嘴处高密度等离子体实现了电子的有效注入。当喷嘴位于毛细管入口处的靶体的实验中，与预先进行的单喷嘴实验结果相比，双级靶体的电子束的能量从25 MeV增加到了341 MeV，能谱波动保持在1.9%。这也因此证明了毛细管的后续加速作用。在两个实验中，通过调节喷嘴注气压强或激光的聚焦位置，都可以使电子的注入状态发生改变，从而改变了加速电子束的能量和电量等参数。因此，双级靶体的机制被证明是可能的。但是在利用激光干涉仪对靶体进行密度测量时，均观察到毛细管电离造成的冲击波对于喷嘴气体的影响。这使得

电子注入的过程变得更加复杂，并需要后续的研究工作。

论文的第二个工作是对加速电子束的光学渡越辐射的实验研究。测量的电子束分别来自于不同长度的喷嘴靶体和毛细管靶体。实验过程中，激光的参数保持不变，等离子体的密度分布随靶体的不同而改变。在0.9 mm的喷嘴实验中，当等离子体密度峰值 $1.8 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ，观测到了超过非相干信号两个量级以上的相干OTR信号。这证明在电子束中具有激光调制的微结构。在建立了一个简单的束流传输模型之后，我们得到了束流中参与相干辐射的电子的局域能散必定小于1%的结论。这样的结论意味着对电子的探测可以从以往的宏观整体参量转变到微观的内部结构中来。当改变等离子体的参数时，OTR的信号强度也随之改变，证明了电子微结构也随等离子体发生变化。在对毛细管电子的能谱观测中，探测到能谱主要在500 nm到700 nm之间出现了相干的增强峰。这说明电子束中微结构的纵向长度主要集中在1.8 fs到2.5 fs之间，与激光的波长相符合。测量的到的结果使我们对电子束有了更为全面的认识，对于深入理解LPA的物理机制，寻找实验匹配参数等都有重要的意义。

7.2 本论文工作的特色与创新点

1. 设计搭建了LOASIS飞秒激光微刻蚀系统，精确制作实验中所需要的百微米量级的各种毛细管及气体靶体。
2. 对不同设计的喷嘴和毛细管结合的双级靶体开展了深入的研究，通过计算机模拟和激光干涉仪测量，验证了这种靶体可以形成稳定的纵向密度分布。
3. 在利用双级靶体的加速实验中，获得了能量300 MeV到400 MeV的准单能电子束，其稳定性与单一靶体相比大幅提高，达到了2%。
4. 通过对激光加速电子束相干渡越的测量，证明了电子束中与激光波长一致的调制微结构，并且首次证明了电子束的局部能散（slice energy spread）在1%以下。

7.3 对未来工作的展望

电子加速方面

本论文第四章简述了三种双级靶体的设计和检验过程。其中前两种都得到了加速实验的验证。所以未来的工作将继续对第三种，即喷嘴位于毛细管电离电极

之外的靶体进行加速实验。首先要充分理解电离冲击波对于电子注入的影响，并且寻找实验中各项参数之间的关系，如最优的喷嘴和毛细管密度分布组合规律，不同气体密度下激光的最优聚焦位置等等。能够在一个广泛的参数范围内得到稳定的电子束，并且将加速能量提高到几个GeV以上。

对于已经进行了测试的两种靶体，也仍然有许多物理问题尚未解决。当喷嘴位于毛细管中间时，喷嘴气体会直接被电流电离而迅速向靶体外扩散。如何找到一个有效的方法对这一密度变化进行精确地测量仍是挑战，也是正确理解具体的加速物理机制的首要任务。

论文中讨论了利用采用密度下降沿和电离注入机制来增强和稳定喷嘴区域电子的俘获过程。那么对于毛细管加速过程，也有很多可以尝试的改进。例如通过外加磁场 [97] 或是改变毛细管两端注气口的气压，使毛细管中的等离子密度随传播距离不断上升。这样可以持续增加等离子体波的相速度，在理论上能够缓解电子的滑相问题。此外还可以考虑利用额外的激光脉冲预先对毛细管气体进行电离，来降低实际需要的电离电流。这样一方面可以减小电离冲击波对喷嘴气体的影响，另一方面可以将毛细管的直径减小到 $100 \mu\text{m}$ 左右，与驱动激光完全匹配。

电子诊断

虽然光学渡越辐射验证了电子束具有长度在 $2 \text{ fs}-3 \text{ fs}$ 的微结构。但是受波长的限制，OTR 无法对超过 3 fs 的电子束结构做探测。因此我们还需要对渡越辐射的远红外以及 THz 波段进行测量，以得到电子束长的全面分布信息。

相比于近场影像，光谱测量更可以直观的反应微结构的纵向长度。在不同等离子体密度下进行光谱探测，可以为我们提供电子结构随等离子体密度演变的清晰图像，对于深刻理解发生在加速结构中的现象很有帮助。

长远目标

激光加速可以产生飞秒量级的电子脉冲（峰值流强 $> 10 \text{ kA}$ ），因此可以被用来产生各种脉冲辐射源。例如一个能量为 1 GeV 的电子束在空泡中的 Betatron 振荡，可以在几个厘米的距离之内产生 keV 的 x 光辐射。再比如电子离开等离子体时产生的 THz 波段的渡越辐射，其辐射能量可以达到 $100 \mu\text{J}/\text{shot}$ ，对于 THz 成像等方面具有重大的应用潜质。同时，这些辐射均在加速过程中自发产生，便于对其开展深入的研究。

当喷嘴和毛细管结合的实验成功加速出 GeV 以上的电子束后，可以将其继续送入后面的毛细管中，继续获得加速。这样可以通过多个毛细管的串列，使电子的能量增加到 10 GeV 以上的量级。但是，这样技术对于各加速单元和激光的同步要求极高，是一个充满挑战的课题。

参考文献

- [1] T. Tajima, J. M. Dawson *et al.*, Laser plasma accelerator. Phys. Rev. Lett. **43**, 267 (1979).
- [2] W. P. Leemans *et al.*, GeV electron beams from a centimetre-scale accelerator. Nature Physics **2**, 696-699 (2007).
- [3] W. P. Leemans *et al.*, Radiation from laser accelerated electron bunches: coherent terahertz and femtosecond X-rays. IEEE Transaction on Plasma Science **33**, No. 1 (2005).
- [4] C. E. Clayton *et al.*, Relativistic plasma-wave excitation by collinear optical mixing. Phys. Rev. Lett. **54**, 2343 (1985).
- [5] Y. Kitagawa *et al.*, Beat-wave excitation of plasma wave and observation of accelerated electrons. Phys. Rev. Lett. **68**, 48 (1992).
- [6] C. E. Clayton *et al.*, Ultrahigh-gradient acceleration of injected electrons by laser-excited relativistic electron plasma waves. Phys. Rev. Lett. **70**, 37 (1993).
- [7] S. Ya. Tochitsky *et al.*, Enhanced acceleration of injected electron in a laser-beat-wave-induced plasma channel. Phys. Rev. Lett. **92**, 059004 (2004).
- [8] E. Esary *et al.*, Frequency shift induced in laser pulses by plasma waves. Phys. Rev. A **42**, 3526-3531 (1990).
- [9] P. Maine *et al.*, Generation of ultra high peak power pulses by chirped pulse amplification. IEEE. J. Quantum Electron. **24**, 398 (1988).
- [10] C. A. Coverdale *et al.*, Propagation of intense subpicosecond laser plasma pulse through underdense plasmas. Phys. Rev. Lett. **74**, 4659 (1995).

- [11] A. Ting *et al.*, Temporal evolution of self-modulated laser wakefields measured by coherent thomson scattering. Phys. Rev. Lett. **77**, 5377 (1996).
- [12] S. P. Le Blanc *et al.*, Temporal characterization of self-modulated laser wake-fields. Phys. Rev. Lett. **77**, 5381 (1996).
- [13] T. Katsouleas Plasma accelerators race to 10 GeV and beyond. Plasma of physics. **13**, 055503 (2006).
- [14] A. Z Modena *et al.*, Electron acceleration from the breaking of relativistic plasma waves. Nature **377**, 606 (1995).
- [15] R. Wagner *et al.*, Electron acceleration by a laser wakefield in a relativistically self-guided channel. Phys. Rev. Lett. **78**, 3125 (1997).
- [16] D. Gordon *et al.*, Observation of electron energies beyond the linear limit from a laser-excited relativistic plasma wave. Phys. Rev. Lett. **80**, 2133 (1998).
- [17] V. Malka *et al.*, Characterization of electron beams produced by ultrashort(30 fs)laser pulses. Physics of plasmas **8**, 2605 (2001).
- [18] V. Malka *et al.*, Electron acceleration by a wake field forced by an intense ultrashort laser pluse Science **298**, 1596 (2002).
- [19] W. P. Leemans *et al.*, Gamma-neutron activiation experiments using laser wakefield accelerators. Phyiscs of plasma **8**, 2510 (2001).
- [20] W. P. Leemans *et al.*, Electron-yield enhancement in a laser wakefield accelerator driven by asymmetric laser pulse. Phys. Rev. Lett. **89**, 174802 (2002).
- [21] J. Faure *et al.*, A laser-plasma accelerator producing monoenergetic electron beams. Nature **431**, 541 (2004).
- [22] S. P. D. Mangle *et al.*, Monoenergetic beams of relativistic electrons from intense laser-plasma interactions. Nature **431**, 535 (2004).
- [23] C. G. R. Geddes *et al.*, High-quality electron beams from a laser wakefield acceleator using plasma-channel guiding. Nature **431**, 538 (2004).
- [24] S. Kneip *et al.*, Near-GeV acceleration of electrons by a nonlinear plasma wave diriven by a self-guided laser pulse. Phys. Rev. Lett. **103**, 035002 (2009).

- [25] C. E. Clayton *et al.*, Self-guided laser wakefield acceleration beyond 1 GeV using ionization-induced injection. *Phys. Rev. Lett.* **105**, 105003 (2010).
- [26] E. Esary *et al.*, Overview of plasma-based accelerator concepts. *IEEE Trans. Plasmas* **14**, 055501 (1996).
- [27] E. Esary *et al.*, Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators. *Review of Modern Physics* **81**, 1229 (2009).
- [28] R. Keinigs *et al.*, Two-dimensional dynamics of the plasma wakefield accelerator. *Physics of Fluids* **30**, 252-263 (1987).
- [29] S. V. Bulanov *et al.*, 2-dimensional regimes of self-focusing wakefield generation,, and induced focusing of a short intense laser-pulse in an underdense plasma. *Phys. Rev. Lett.* **74**, 710 (1995).
- [30] P. Sprangle *et al.*, Nonlinear interaction of intense laser-pulse in plasma. *Phys. Rev. A* **41**, 4463-4467 (1990).
- [31] P. Sprangle *et al.*, Nonlinear theory of intense laser-plasma interactions. *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2011 (1990).
- [32] E. Esary *et al.*, Nonlinear pump depletion and electron dephasing in laser wakefield accelerators. *AIP Conference Proceedings*, **737**, 578-584 (2004).
- [33] A. Pukhov and J. Meyer-ter-Vehn Laser wakefield acceleration: the high nonlinear broken-wave regime. *Appl. Phys. B* **74**, 355-361 (2002).
- [34] W. Lu *et al.*, Nonlinear theory for relativistic plasma wakefield in the blowout regime. *Phys. Rev. Lett.* **96**, 165002 (2006).
- [35] W. Lu *et al.*, A nonlinear theory for multidimensional relativistic plasma wakefields. *Physics of Plasma* **13**, 056709 (2006).
- [36] S. V. Bulanov *et al.*, Transverse-wake wave breaking. *Phys. Rev. Lett.* **78**, 4205 (1997).
- [37] C. G. R. Geddes *et al.*, Plasma-density-gradient injection of low absolute-momentum=spread electron bunches. *Phys. Rev. Lett.* **100**, 215004 (2008).

- [38] K. Schmid *et al.*, Density-transition based electron injector for laser driven wakefield accelerators. *Physicla Review Special Topics-Accelerators and Beams*. **13**, 091301 (2010).
- [39] E. Esary *et al.*, Electron injection into plasma wake field by colliding laser pulses. *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2682 (1997).
- [40] G. Fubinai *et al.*, Beat wave injection of electron into plasma waves using two interfering laser pulses. *Phys. Rev. E* **70**, 016402 (2004).
- [41] c. Rechatin *et al.*, Plasma wake inhibition at the collision of two laser pulses in an underdense plasma. *Physics of plasma* **14**, 060702 (2007).
- [42] J. Faure *et al.*, Controlled injection and acceleration of electrons in plasma wakefield by colliding pulse. *Nature* **444**, 737 (2006).
- [43] H. Kotaki *et al.*, Electron optical injection with head-on and countercrossing colliding laser pulses. *Phys. Rev. Lett.* **103**, 194803 (2009).
- [44] C. Rechatin *et al.*, Controlling the pahse-space wolume of injected electrons ina laser-plasma accelerator. *Phys. Rev. Lett.* **102**, 164801 (2009).
- [45] A. Pak *et al.*, Injection and trapping of tunnel ionized electron into laser produced wakes. *Phys. Rev. Lett.* **104**, 025003 (2010).
- [46] C. MacGuffy *et al.*, Ionization induced trapping in a laser wakfield accelerator. *Phys. Rev. Lett.* **104**, 025004 (2010).
- [47] T. Katsouleas *et al.*, Beam loading in plasma accelerators. Part. *Accel.* **22**, 81-99 (1987).
- [48] B. M. Luther *et al.*, Guilding of high intensity laser beams in highly ionized plasma columns generated by a fast capillary discharge. *Phys. Rev. Lett.* **92**, 235002 (2004).
- [49] Y. Ehrlich *et al.*, Guilding of high intensity laser pulse in straight and curved plasma channel experiments. *Phys. Rev. Lett.* **77**, 4186 (1996).
- [50] E. Esary *et al.*, Synchrotron radiation from electron beams in plasma-focusing channels. *Phys. Rev. E* **65**, 056505 (2001).

- [51] A. Rousse *et al.*, Production of a keV X-ray beam from Synchrotron radiation in relativistic laser-plasma interaction. Phys. Rev. Lett. **93**, 135005 (2004).
- [52] S. Kneip *et al.*, Bright spatially coherent synchrotron X-ray from a table-top soucre. Nature Physics **6**, 980 (2010).
- [53] N. A. Bobrova *et al.*, Simulation of a hydrogen-filled capillary discharge waveguide. Phys. Rev. E **6501**, 016407 (2002).
- [54] A. J. Gonsalves *et al.*, Transverse interferometry of a hydrogen-filled capillary discharge waveguide. Phys. Rev. Lett. **98**, 025002 (2007).
- [55] L. Jiang and H. L. Tsai *et al.*, Plasma modeling for ultrashort pulse laser ablation of dielectrics Journal of Applied Physics **100**, 023116 (2006)
- [56] E. G. Gamaly *et al.*, Ablation of solid by femtosecond lasers: ablation mechanism and ablation thresholds for metals and dielectrics. Physics of Plasma **9**, 949 (2002).
- [57] A. J. Gonsalves *et al.*, Plasma Channel diagnostic based on laser centroid oscillations. Physics of Plasma **17**, 056706 (2010).
- [58] A. J. Gonsalves *et al.*, Longitudinal density tailoring for the enhancement of electron beams in the capillary-discharge laser-guided wakefield accelerator. Proceeding of PAC09, Vancouver, Canada, 2009.
- [59] H. Suk *et al.*, Emittance growth of high-energy electrons produced from the laser wakefield acceleration. IEEE Transactions on Plasma Physics, **32**, 429-432 (2004).
- [60] K. Schmid *et al.*, Density-transition based electron injector for laser driven wakefield accelerators. Phys. Rev. ST Accel. Beams, **13**, 019301 (2010).
- [61] V. L. Ginzburg and V. N. Tsytovich Several problems of the transition transition radiaiton and transition scattering. Physics Report **49**, pp.1-89 (1979)
- [62] C. B. Schroeder *et al.*, Theory of coherent transition radiation generated at a plasma-vacuum interface. Phys. Rev. E **69**, 016501 (2004).

- [63] 杨国君 *et al.*, 利用光学度越辐射进行强流束诊断. 强激光与粒子束 **16**, 1215-1218 (2004).
- [64] E. Bravin *et al.*, Studies of OTR angular distribution on CTF2. Proceedings DIPAC 2003, Mainz Germany MP03, 92 (2003).
- [65] G. P. Le. Sage *et al.*, Transverse phase space mapping if relativistic electron beams using optical transition radiation. Phys. Rev. ST Accel. Beams **2**, 122802 (1999).
- [66] L. Wartski *et al.*, Interferenee phenomenon in optical transition radiation and its application ot particle beam diagnostic and multiple scattering measurements. Journal of Applied Physics **46**, No.8, 3644 (1975).
- [67] R. B. Fiorito *et al.*, Use of optical transition radiation interferometry for energy spread and divergence meausrement. Proceedings DIPAC 2003, 89-91 (2003).
- [68] M. Castellano *et al.*, Analysis of optical transition radiaiton emitted by 1 MeV electron beam and its ppossible use as diagnostic tool. Nuclear Instruments and methods in Physics Research A **375**, 231-237 (1995).
- [69] P. Catravas *et al.* Beam profile measurement at 30 GeV using optical transition radiaiton. Proceeding of the 1999 Particle Accelerator Conference Piscataway, NJ, 1999, Vol. 3, pp. 2111-2113 (1999)
- [70] P. Catravas *et al.* Radiation source and diagnostics with ultrashort electron bunches. Plasma of Physics **9**, 2428 (2002).
- [71] V. A. Lebedev *et al.*, Difraction-limited resolution of the optical transition radiation monitor. Nuclear Instruments and methods in Physics Research A **372**, 344-348 (1996).
- [72] D. Xiang *et al.*, Theoretical considerations on imaging of micron size electron beam with optical transition radiaiton. Nuclear Instruments and methods in Physics Research A **570**, 357-364 (2007).
- [73] M. Castellano *et al.*, Spatial resolution in optical transition radiation beam diagnostic. Phys. Rev. ST Accel. Beams**1**, 062801 (1998).

- [74] H. Loos *et al.*, Observation of coherent optical transition radiation in the LCLS Linac. Proceeding of FEL08, Gyeongju, Korea, 2008.
- [75] A. Tremaine *et al.*, Observation of self-amplified spontaneous-emission-induced-electron-beam microbunching using coherent transition radiaiton. Phys. Rev. Lett. **81**, 26 (1998).
- [76] A. H. Lumpkin *et al.*, First observation of z-dependent electron-beam microbunching using coherent transition radiaiton. Phys. Rev. Lett. **86**, 79 (2001).
- [77] A. H. Lumpkin *et al.*, Evidence for microbunching “sidebands” in a saturated free-electron laser using coherent optical transition radiation. Phys. Rev. Lett. **83**, 234801 (2002).
- [78] P. Salen *et al.*, Result from the optical replica synthesizer at FLASH. Proceeding of FEL09, Liverpool, UK, 2009 .
- [79] Z. Huang *et al.*, Suppression of microbunching instability in the linac coherent light source. Phys. Rev. ST. Accel. **7**, 074401 (2004).
- [80] R. Akre *et al.*, Commissioning the Linac coherent light source injector. Phys. Rev. ST. Accel. **11**, 030703 (2008).
- [81] Y. Ding *et al.*, Measurements and simulations of ultralow emittance and ultra-short electron beams in the Linac coherent light source. Phys. Rev. Lett. **102**, 254801 (2009).
- [82] A. H. Lumpkin *et al.*, Coherent optical transition radiation ans self-amplified spontaneous emission generated by chicane-compressed electron beams. Phys. Rev. ST. Accel. **12**, 080702 (2009).
- [83] W. P. Leemans *et al.*, Observation of terahertz emission from a laser-plasma accelerated electron bunch crossing a plasma-vacuum boundary. Phys. Rev. Lett. **91**, 074802 (2003).
- [84] J. van Tilborg *et al.*, Temporal characterization of femtosecond laser-plasma-accelerated electron bunches using terahertz radiation. Phys. Rev. Lett. **96**, 014801 (2006).

- [85] A. D. Debus *et al.*, Electron bunch length measurements from laser-accelerated electron using single-shot THz time-domain interferometry. *Phys. Rev. Lett.* **104**, 084802 (2010).
- [86] S. P. Mangles *et al.*, Laser-driven acceleration of monoenergetic electron beams in the first plasma-wave period. *Phys. Rev. Lett.* **96**, 215001 (2006).
- [87] Y. Glinec *et al.*, Observation of finestructure in laser-driven electron beams using coherent tansition radiaiton. *Phys. Rev. Lett.* **98**, 194801 (2007).
- [88] K. Nemeth *et al.*, Laser driven coherent betatron oscillation in a laser-wakefield cavity. *Phys. Rev. Lett.* **100**, 095002 (2008).
- [89] O. Lundh *et al.*, Few femtosecond, few kiloampere electron bunch prodeced by a laser-plasma accelerator. *Nature Physics* **7**, 219-222 (2011).
- [90] A. G. Khachatryan *et al.*, Femtosecond electron-bunch dynamics in laser wakewfield and vacuum. *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **10**, 121301 (2007).
- [91] M. J. H. Luttikhof *et al.*, Generating ultrarelativistic attosecond electron buchhes with laser wakefield accelerators. *Phys. Rev. Lett.* **105**, 124801 (2010).
- [92] K. Nakamura *et al.*, Broadband single-shot electron spectrometer for GeV-class laser-plasma-based accelerators. *Rev. Sci. Instrum.* **79**, 053301 (2008).
- [93] Particle data group *et al.*, Review of particle physics. (2006).
- [94] J. Osterhoff *et al.*, Transport and non-invasive position detection of electron beams from laser-plasma accelerators. Proceeding of the 14th Advanced Accelerator Workshop, Annapolis, Maryland, (2006).
- [95] A. Tremaine *et al.*, Observation of self-amplitude spontaneous-emission-induced electron-beam microbunching using coherent transition radiaition. *Phys. Rev. Lett.* **81**, 5816 (1998).
- [96] E. Tokunaga *et al.*, Frequency domain interferometer for femtosecond time-resolved phase spectroscopy. *Optics Letters* **17**, 1131 (1992).
- [97] C. M. Wang *et al.*, Magnetically tapperd plasma channels for laser wakefield accelerators. *Journal of Physics D: Applied Physics* **41**, 085203 (2008).

致谢

在六年的博士学习期间（两年半在北京大学，三年半在伯克利），我的导师，同学，家人和朋友们在一直给予我无私的支持和帮助。没有你们，这篇博士论文将无法顺利完成。在此我对你们表示诚挚的谢意！

首先要感谢我的导师郭之虞教授！作为导师，他教给了我科学的研究方法，严谨的科研态度；作为父辈和朋友，他在各方面都给予了我最无私的关心和帮助。在最困难沮丧的时期，是郭老师的耐心和鼓励帮我重树信心，得以在科研的道路上继续前行。谢谢您为我付出的一切！

同样也要向我的联合培养导师Wim Leemans博士致以最诚挚的谢意！在美国期间，他为我提供了最好的科研环境和技术支持。他的热情鼓励和信任是我全心投入到科研工作中的保障和动力。与Wim和LOASIS的所有成员一起度过的三年半，是我迄今为止最为活跃和珍贵的科研经历。

然后，我要感谢北京大学的颜学庆教授和陆元荣教授。是颜老师将我带入了激光加速这一个兴奋而又充满挑战的领域。在这六年中，他给予了我很多指导。陆老师对我的学习，科研和特别是本论文的写作给予了悉心的指导和鼓励。

我还要感谢Kei Nakamura 和 Anthony Gonsalves。在伯克利的三年半我们共同完成了40 TW系统上的几乎所有实验。是他们的耐心指导使我从零开始逐步掌握了各种实验技能，有了他们，论文中的实验部分才能顺利完成。还有Jeroen van Tilborg和Nicholas Matlis，他们对于OTR的探测提供了大量的帮助。同时还要感谢Guillaume Planteau，他在生活中的帮助和照料，使我顺利的适应了美国的生活。你们是我工作中的良师和生活的益友。

此外对北京大学的刘克信教授，彭世香教授，袁崇喜老师和邹宇斌老师也表示感谢，这几位老师对我的学习，生活都给予了帮助。

感谢我的同学郭纪美，钱锋，胥建国，徐蓉，张萌和康明磊。我们互相帮助，相互激励和关心，共同走过了一段难忘的求学道路。愿同学之间的友谊长存。

对LOASIS的其他同事Mike Bakeman, Satomi Shiraishi, Cameron Geddes, Carl Schroeder, Casaba Toth, Eric Esary, Nathan Ybarrolaza, Don Syversrud,

Zachary Eisentraut Ken Sihler也致以我衷心的感谢。他们是诚恳勤奋的学生，优秀的科学家，娴熟的工程师，也是最融洽的团队。因为有了他们的帮助和支持，我的研究工作才能得以顺利完成。

还要感谢上海交通大学的盛政明教授，清华大学的鲁巍教授。在多次与他们的讨论中我受益匪浅，他们的科研热忱令我深表敬佩。

还有特殊的感谢给伯克利的李德润老师和Olivia Wong，你们给了我长辈一般的关爱和温暖，谢谢。

对我父母的感谢是无法用语言来表述的。在成长的道路上，他们一直用无私的爱和关心支持着我，是我人生中最宝贵财富。所有一直关心我的亲戚朋友们，在这里请接受我诚挚谢意，祝愿你们健康长寿，永远幸福！

北京大学学位论文原创性声明和使用授权说明

原创性声明

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。除文中已经注明引用的内容外，本论文不含任何其他个人或集体已经发表或撰写过的作品或成果。对本文的研究做出重要贡献的个人和集体，均已在文中以明确方式标明。本声明的法律结果由本人承担。

论文作者签名： 日期： 年 月 日

学位论文使用授权说明 (必须装订在提交学校图书馆的印刷本)

本人完全了解北京大学关于收集、保存、使用学位论文的规定，即：

- 按照学校要求提交学位论文的印刷本和电子版本；
- 学校有权保存学位论文的印刷本和电子版，并提供目录检索与阅览服务，在校园网上提供服务；
- 学校可以采用影印、缩印、数字化或其它复制手段保存论文；
- 因某种特殊原因需要延迟发布学位论文电子版，授权学校 一年 / 两年 / 三年以后在校园网上全文发布。

(保密论文在解密后遵守此规定)

论文作者签名： 导师签名： 日期： 年 月 日