



北京大学

博士研究生学位论文

题目： 超短超强激光与等离子体相互作用中离子加速的理论和数值模拟研究

姓 名 : 王鸿勇
学 号 : 10804889
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 : 陈佳洱院士, 颜学庆教授

二〇一三年五月

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，引起有碍作者著作权之问题，将可能承担法律责任。

摘要

传统的射频粒子加速器经过近百年的发展已接近技术和经济可行性的极限，主要原因在于受到材料电离击穿阈值的限制，其加速梯度被限制在100 MV/m。超短超强激光驱动的粒子加速器可以获得高于传统加速器三个量级以上加速梯度，为粒子加速提供了一个全新的思路。近几十年来，激光等离子体加速器在理论和实验上进展迅速。其中激光驱动离子加速器产生的离子束具有脉宽短、亮度高、方向性好等特点，这使其在激光聚变、离子束诊断和治疗、超快成像等方面都具有广泛的应用前景。本论文的工作即主要研究超短超强脉冲与等离子体相互作用过程中高能离子加速问题。

论文主要包括三个部分：

第一部分(第三和第四章)研究了相对论激光和临界密度等离子体相互作用的过程。其中第三章讨论了临界密度靶中的激光整形过程。我们通过三维粒子模拟发现激光相对论自聚焦、相对论自相位调制、相对论穿透这三种效应能够共同作用于临界密度等离子体中，从而实现了三种激光整形的现象。当激光穿透临界密度等离子体时，在横向，相对论自聚焦效应能够把激光焦斑聚到 $1\mu m$ 以下，从而把激光的光强提高一个量级以上。在纵向，激光自相位调制导致脉冲压缩和脉冲前沿变陡。同时激光的相对论穿透可以用来吸收激光的预脉冲从而提高激光对比度。因此我们提出了用临界密度靶做为一种等离子体透镜来产生高强度、高对比度、陡上升沿激光脉冲的新方法。第四章将介绍临界密度中的激光直接共振加速电子的物理机制。在临界密度等离子体中，电子在自生场作用下的振荡频率能够和激光频率共振，从而其能够有效地从激光那里直接得到能量。这种激光直接共振加速机制在临界密度电子加速中占主导地位。本章中讨论了线偏振和圆偏振下电子共振加速机制的区别，发现在圆偏振情况下存在一种电子自匹配的直接加速机制。进一步我们讨论了双层靶(临界密度靶+固体密度靶)中的离子加速问题，发现临界密度中产生的高强度激光和直接加速的高能电子能够有效的用于离子加速，在同样的激光参数下双层靶能够显著提高离子能量和降低离子束能散。

第二部分(第五章)讨论了两种特殊结构靶：弯曲靶和充气锥靶中激光驱动离子加速过程。对于弯曲靶下的电子加速机制进行了研究，发现真空电子加热机制对于这种弯曲靶的激光吸收来说起关键的作用，其能够提高电子的加热效

率从而提高离子的能量。模拟还发现这种弯曲靶能够把离子聚集到很高的密度。对于充气锥靶的研究发现这种新型的靶结构能够汇聚激光，从而提高激光强度和激光等离子体能量转换效率。模拟发现利用这种充气锥靶能够在仅仅 $2.6 \times 10^{20} W/cm^2$ 的激光强度下产生准单能的 181 MeV 的离子束。

第三部分(第六章)介绍了在 MPQ/LMU 离子加速实验的一些最新进展以及相关的理论和模拟研究工作。真实的实验条件下激光的主脉冲前会有 ps 和 ns 的预脉冲，这个预脉冲和靶的相互作用会导致靶的预膨胀和扩张，从而产生靶前和靶后的预等离子体。我们讨论了靶的预等离子体对于离子加速的影响，发现合适参数的靶前预等离子体能够有效的提高离子能量，而靶后预等离子体则会严重降低离子的能量。通过模拟研究我们对于相关的实验结果进行了讨论和分析。此外实验中通过激光和超薄靶(nm量级)相互作用得到了极小发散角($\sim 2^\circ$)的离子束，离子发散角的大小和薄靶(μm 量级)相比减小了一个量级。我们通过模拟和理论模型对于这个问题进行了研究，发现这主要由于超薄靶情况下在靶后电子纵向上非常陡峭的密度梯度和横向指数的密度分布造成的。这些研究说明超薄靶能够产生高流强的离子束，这对于需要高离子流强的核反应及稠密等离子体物理等问题的研究有重要意义。

关键词：超短超强激光与等离子体相互作用，粒子模拟，离子加速，激光整形，电子激光直接共振加速，激光预脉冲，超薄靶

Theory and Simulation Study of Ion Acceleration in the Interaction of Ultrashort Ultraintense Laser Pulse with Plasmas

Hongyong Wang (Nuclear Technology and Application)

Directed by Prof. Jiaer Chen and Prof. Xueqing Yan

The conventional accelerators have developed and improved nearly a hundred of years, which may well be approaching the limit of what is technologically and economically feasible. The main reason is due to the material breakdown threshold, which limit the acceleration gradient to 100 MV/m. Thus huge facility size and high cost are needed to accelerate particles to very high energy. The recent advancement of Ultra-intense Ultra-short laser technology provide a new way for particle acceleration. The laser-driven particle accelerators may have more than three orders higher acceleration gradient compared to the conventional accelerators, which makes them very attractive for building the future compact high energy particle accelerators. In the past decades, great progress has been made in laser-driven particle acceleration in both the theoretical and experimental research. While for laser-driven ion acceleration, as the generated ion beams have the advantage of short duration, extremely brightness and collimation, it is attractive for many applications such as laser fusion, medical diagnosis and treatment, and ion imaging. My thesis is focused on the energetic ion acceleration from ultra-intense and ultra-short laser plasma interactions.

The thesis is composed of three parts: The first part (third chapter and forth chapter) studies relativistic laser-plasma interaction in near-critical density region. In third chapter we discuss the laser shaping process in near-critical plasma. By 3D particle-in-cell simulation, we find that three nonlinear process: relativistic self-focusing, relativistic self-phase modulation and relativistic transparency are dynamically related together in laser interaction with the near-critical plasma, which results three laser shaping effects. Due to laser relativistic self-focusing in transverse direction, the laser intensity is increased by more than 1 order of magnitude with its spot size focused to smaller than $1\mu m$. In longitudinal direction, the initial Gaussian profile undergoes self-modulation longitudinally and transform into a quasistep function pulse with a steep rise front. Meanwhile, a nonrelativistic prepulse can be absorbed by the overcritical plasma lens,

which can improve the laser contrast without affecting laser shaping of the main pulse. Thus we propose to use such a near-critical plasma lens to make high intensity, high contrast laser pulses with a steep front. In forth chapter we introduce the electron direct laser acceleration mechanism in near-critical plasma. In near-critical plasma, the electron betatron frequency under self-generated fields can be resonant with the laser frequency, which results a efficient energy transfer from laser to electron. Such electron resonant acceleration dominates in the electron acceleration in near-critical plasma. This chapter discuss the electron resonant acceleration process for linearly polarized and circularly polarized laser pulse. We find that there exists a electron self-matching resonant acceleration for circularly polarized laser pulse. Further on we discuss the ion acceleration process from two-layer target (critical density layer+solid density layer). We find the direct laser acceleration electrons from critical density layer can be used to accelerate ion in the second solid density layer. With two-layer target the proton energy is enhanced and the energy spread is reduced.

The second part (fifth chapter) discusses laser-ion acceleration from two structured targets: bulged target and gas-filled-cone target. The electron heating mechanisms for bulged target are studied, which show the efficient vacuum heating at larger incidence angles will result in more energetic hot electrons, and thus an enhancement of proton energy. Also such bulged target can focus protons to high density on laser axis. For the gas-filled-cone target we find that the laser can be focused in such a new structure target, thereby the laser intensity and the laser-plasma conversion efficiency are increased. By simulation it is found that 181MeV quasi-monoenergetic ion beam can be generated at laser intensity of only $2.6 \times 10^{20} W/cm^2$ with such a gas-filled-cone target.

The third part (sixth chapter) introduces the recent experiment results in MPQ/LMU and the related theory and simulation studies. For real laser system, there often exists a pre-pulse with duration of the order of ps to ns. Such a pre-pulse can result a target pre-expansion and two pre-plasmas before and behind the target. We study the influence of such pre-plasmas on laser ion acceleration. It is found that the front-side plasma with proper parameters can be beneficial for ion energy increase, while the rear-side plasma will decrease the ion energy. What is more, in experiment proton beams with extremely small divergence (half angle) of $\sim 2^\circ$ are observed from ultra-thin targets in addition with a remarkably well collimated feature over the whole energy range, showing one order of magnitude reduction of the divergence angle in comparison to the results from μm thick targets. We demonstrate that this reduction

arises from a steep longitudinal density gradient and an exponentially decaying transverse profile at the rear side of the ultrathin foils. Those novel features make nm foils an extremely attractive alternative for high flux experiments relevant for fundamental research in nuclear and warm dense matter physics.

Key Words: Ultra-intense Ultra-short laser, particle simulation, ion acceleration, laser shaping, electron direct laser resonant acceleration, laser pre-pulse, ultra-thin targets

目 录

摘要.....	I
ABSTRACT (英文摘要)	III
第一章 绪 论.....	1
1.1 引言	1
1.2 激光驱动离子加速的实验进展	3
1.2.1 薄靶离子加速实验	5
1.2.2 超薄靶离子加速实验	7
1.2.3 临界密度靶离子加速实验	11
1.2.4 激光离子加速实验小结.....	13
1.3 激光等离子体粒子模拟方法	13
1.4 论文简介.....	15
第二章 超短超强激光与等离子体相互作用.....	17
2.1 相对论激光脉冲与等离子体相互作用	17
2.1.1 相对论激光与单电子相互作用	17
2.1.2 强激光与等离子体作用.....	19
2.2 激光的吸收机制	21
2.2.1 碰撞吸收.....	21
2.2.2 共振吸收.....	22
2.2.3 真空加热.....	23
2.2.4 反常趋肤效应	24
2.2.5 $j \times B$ 加热.....	25
2.3 激光驱动离子加速的理论机制	26
2.3.1 鞘层加速机制	26
2.3.2 激波加速机制	28
2.3.3 光压加速机制	30
2.4 总结	32

目 录

第三章 临界密度等离子体中的激光整形	35
3.1 引言	35
3.2 临界密度等离子体的特点	35
3.3 临界密度等离子体中的激光整形	38
3.3.1 相对论自聚焦效应	38
3.3.2 相对论自相位调制和相对论自穿透	40
3.3.3 激光和等离子体参数对激光整形的影响	41
3.4 小结	42
第四章 临界密度等离子体中的电子加速和双层靶离子加速	47
4.1 引言	47
4.2 临界密度等离子体中的电子加速	48
4.2.1 线偏振下电子直接加速	48
4.2.2 圆偏振下电子自匹配直接加速	53
4.3 双层靶中的离子加速	55
4.4 小结	60
第五章 弯曲靶和充气锥靶中的离子加速	61
5.1 引言	61
5.2 弯曲靶离子加速	61
5.3 充气锥靶离子加速	67
5.4 小结	71
第六章 超薄靶离子加速实验结果和相关理论模拟研究	75
6.1 引言	75
6.2 预等离子体对于离子加速的影响	75
6.2.1 预脉冲导致的靶的预扩张	75
6.2.2 实验结果	77
6.2.3 模拟研究	79
6.3 超薄靶中加速离子的角分布研究	81
6.3.1 实验结果	82
6.3.2 理论模型	83
6.3.3 模拟研究	85

6.4 小结	86
总结	89
参考文献	91
致谢	105

表格

1.1 薄靶的主要离子加速实验	6
1.2 超薄靶的主要离子加速实验	10
4.1 不同密度下电子加速的区别	55

第一章 绪 论

1.1 引言

自从1960年Maiman发明激光技术以来[1]，激光以其单色性好、相干性好和方向性好等特点为人类提供了一种非常有价值的光源。激光的出现和不断发展引起了现代科学的巨大变革，使古老的光学重新焕发了青春。五十多年来，激光的应用已经遍及工业、农业、国防、生命、信息和科学研究本身等广大的领域，并在信息、光电子等许多新兴学科和产业中起着不可替代的作用。激光器的发明已经被列入二十世纪最重大的十大发明之一，激光产业由于其强大的生命力和巨大的发展潜力也因此成为二十一世纪的一项重要产业。

在过去的50年里，人们一直在技术上追求更强的激光强度，这种技术上的发展也驱动了相应的物理学的研究。图1.1左纵坐标显示了激光聚焦光强随年代的增长，右纵坐标显示了与之相应能段的物理研究发展。可以看到伴随着调Q技术、锁模放大技术[2-4]的发展，激光器的功率提高到了MW量级。此时的激光光强 $\geq 10^{13} W/cm^2$ ，非线性效应开始占主导地位。激光和物质的相互作用进入原子物理领域。原子在强激光下发生多光子电离和隧道电离等过程，在这个区域内气体高次谐波和阿秒脉冲的研究引起了广泛关注[5-7]。1985年Mourou等人提出的超短脉冲的啁啾放大技术(CPA)[8]是激光技术发展历史上的一个重大突破。CPA技术克服了放大介质的损伤阈值限制，把激光的光强提高了6个量级以上。当激光强度大于 $10^{18} W/cm^2$ 时，其电磁场的强度可以把电子在一个周期内就加速到接近光速($v_{osc} \sim c$)，此时描述电子的运动必须做相对论性的考虑，从而使激光和物质的相互作用进入了相对论激光等离子体物理的新领域[9]。在今后的十年中，随着技术的进步，激光强度可能会进一步提高，迈向ZettaWatt Laser(大于 $10^{23} W/cm^2$)甚至更高的非线性量子电动力学(Nonlinear QED)领域，空间中聚焦的激光甚至可以将真空击穿产生反物质。因此，超强激光的迅猛发展为科学研究提供了前所未有的研究手段和全新的发展机遇，

等离子体(plasma)是由处在非束缚态的带电粒子组成的多粒子体系，与气体、液体、固体一起构成自然界物质的四种基本形态。虽然日常中所见的多是固体、液体和气体，但是在宇宙中99%的物质都是以等离子态存在的，其数量

密度跨越30个量级而温度跨越8个量级。当激光强度大于 $10^{14} W/cm^2$ 时，绝大多数物质都被激光瞬时电离，形成了等离子体，并表现出等离子体的集体效应，此时激光与物质相互作用可以看成激光与等离子体相互作用。目前，激光技术已经可以把激光脉冲压缩到飞秒（ $1fs = 10^{-15}s$ ）量级，相应的飞秒激光脉冲聚焦功率密度可以远高于 $10^{18} W/cm^2$ ，在这种条件下，激光和等离子体相互作用问题的研究得到了很大的推动，成为等离子体学科中最活跃、最丰富的组成部分。这种高强度的激光与等离子体相互作用能在实验室中产生极端的物态条件：如高电场、强磁场、高能量密度、高光压、高的电子抖动能量、高的加速梯度、高度的非线性效应等，这种极端的物理条件目前只有在核爆中心、恒星内部、星洞边缘才能存在。因此超短超强激光脉冲与等离子体相互作用开拓了一个崭新的物理学领域，为惯性约束核聚变[10]、激光驱动粒子加速[11–15]、激光驱动新型辐射源[16, 17]等多个前沿交叉学科的发展带来了历史性的机遇。

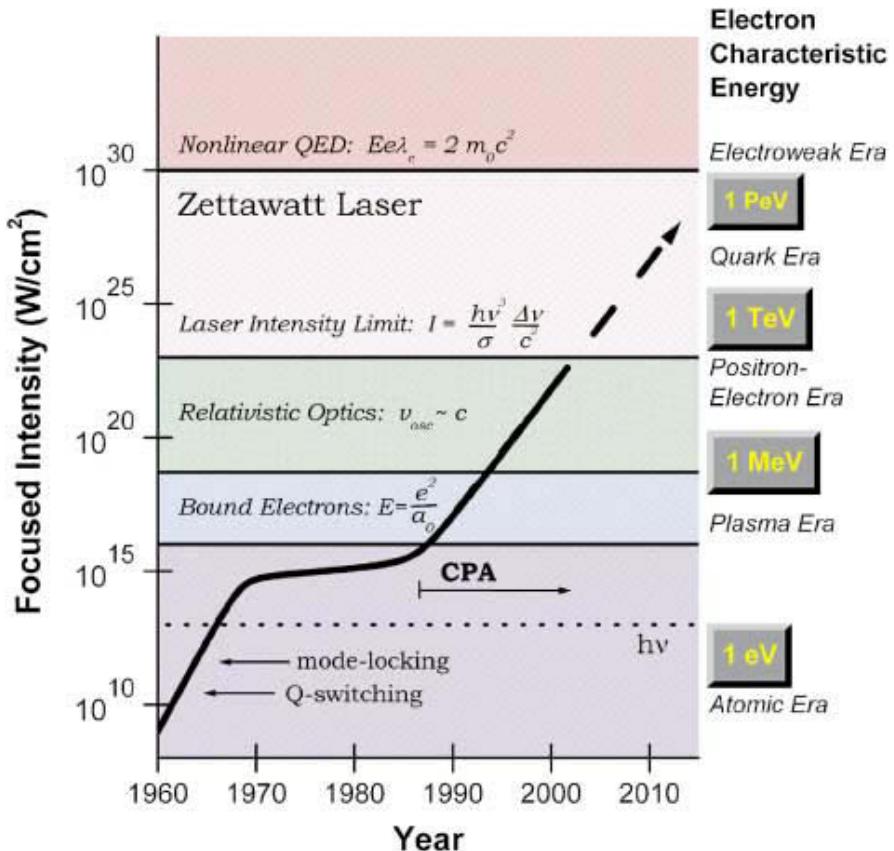


图 1.1 激光强度的提高和相关物理研究的发展

1.2 激光驱动离子加速的实验进展

在上述激光与等离子体相互作用的前沿研究中，激光驱动粒子加速做为一种新型的加速方法，吸引了人们的广泛关注。传统的射频直线加速器由于存在材料电离击穿的限制，其加速梯度被限制在100 MV/m。正如费米所说，利用传统的加速器如果要把粒子能量加速到PeV量级，需要造一个环绕地球一周的加速器！而拟建造的国际直线对撞机(ILC)，为了加速粒子到250GeV, 其总长度需要50km, 造价更是接近百亿美元。昂贵的造价和巨大的占地面积成为了目前加速器进一步发展的主要瓶颈，而由激光脉冲激发的等离子体波的电场可以高达非相对论波裂场(wave breaking field)的量级：

$$E_0[V/cm] \approx 0.96\sqrt{n_0[cm^{-3}]} \quad (1.1)$$

这里 n_0 为等离子体的密度。可以看到当 $n_0 = 10^{18}cm^{-3}$ 时， $E_0 \approx 96GV/m$, 比传统的加速器高三个量级。所以激光等离子体加速器为加速器的小型化提供了条件，是未来加速器的进一步发展的一个重要方向。

1979年，Tajima和Dawson第一次提出了利用超短脉冲超强激光与等离子体作用激发尾波加速电子的方案 [18]。在此后的二十多年来这一方案在理论和实验上都获得了快速的发展。2004年《Nature》同时刊登3篇有关激光等离子体加速电子的文章 [19–21]，三个实验小组通过等离子通道等不同技术得到了几十MeV的准单能电子束流，成功地改善激光等离子体加速的电子束品质。进一步2006年Leemans 等在3.3cm长的毛细管放电形成等离子体中获得了惊人的1GeV的高质量电子束 [22](如图1.2所示)。

受到激光加速电子实验突破的驱动，近十几年来，随着大量高功率TW和PW激光装置的建立，基于超强激光与等离子体相互作用产生的高能离子束也吸引了人们的广泛关注。然而与电子相比，由于离子要重得多，在现在典型的激光强度下($\ll 10^{24}W/cm^2$)，离子无法从激光场中直接获得能量。目前的实验条件下，离子能量一般来源于电子被加速后形成的电荷分离场。所以这里电子就像一个媒介，先从激光那里得到能量然后转移给离子。早在2000年Lawrence Livermore国家实验室在超强激光打金属薄膜靶时就发现沿着靶背法线方向发射的最高能量达到58MeV的质子束 [15]。进一步的研究表明产生的质子束具有很好的准直性，其发射度在 $mm \cdot mrad$ 量级，甚至优于传统的

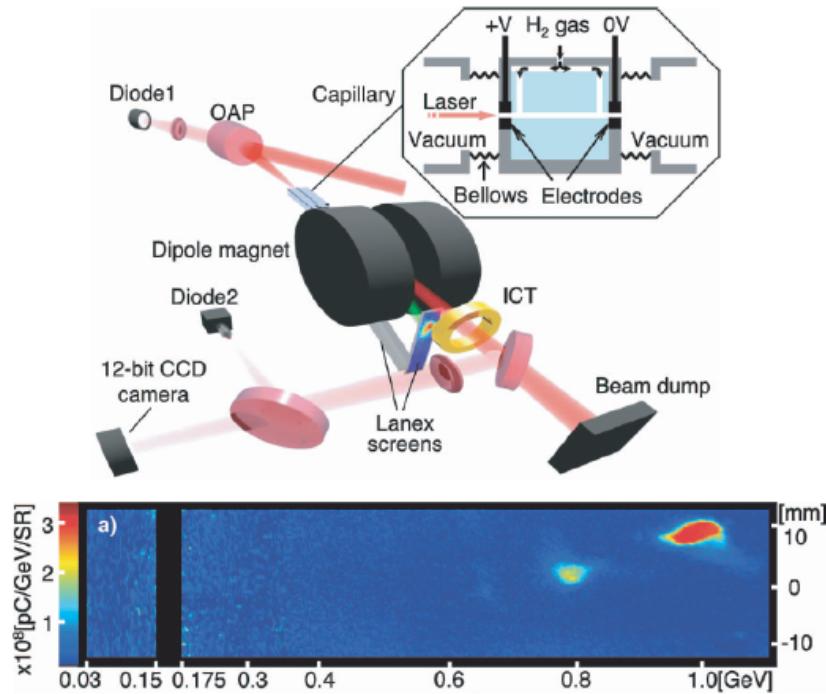


图 1.2 激光尾波场加速获得1GeV电子 [22]

加速器 [23]。同时，激光加速的质子具有很高的粒子数目($10^{10} - 10^{13}$)、很短的脉冲(ps量级)、很小的源尺寸(μm 量级)等特点，这使其在诸多方面都可以得到广泛的应用，如利用质子束短脉冲的特点来做质子照相 [24, 25]、离子束用于癌症治疗 [26, 27]、做为快点火聚变中的点火束 [28] 以及做为常规加速器中的粒子注入源 [29] 等等。受到这些应用的驱动，大量的科研小组开展了激光离子加速的理论模拟和实验研究工作，促进了这个领域的迅速发展。现阶段来说，如何产生更稳定，更高品质的离子束是人们的主要研究重点。在实验上，人们在不同的激光参数下，研究了强激光与各种物质相互作用中的离子加速过程。大量的实验结果表明超强激光脉冲与气体 [30]、固体 [13–15, 23, 31–35]、团簇 [36–38] 等不同物质相互作用均能产生高能的离子束。这其中，激光与固体靶相互作用时产生的离子束具有能量高、方向性好以及转换效率高的特点，受到的关注最大，成为强场物理的一大研究热点。这里的固体靶指的是靶的密度远大于临界密度($n_{ec} = \frac{1.1 \times 10^{21}}{\lambda_L^2 (\mu\text{m})^2} \text{cm}^{-3}$)的物质材料，比如对于一般的激光波长 $1\mu\text{m}$ ，金属固体靶的靶密度 $>> 100n_{ec}$ 。关于固体靶离子加速的实验研究按照靶的厚度可以大致分为薄靶(μm 量级)离子加速和超薄靶(nm 量级)离子加速两大类。近

几年，临界密度靶($n_e \approx n_{ec}$)离子加速由于其超高的激光到等离子体能量转换效率，有可能产生非常高能量的离子束，也引起了人们的广泛关注。接下来我们分别对这三方面的实验结果进行介绍。

1.2.1 薄靶离子加速实验

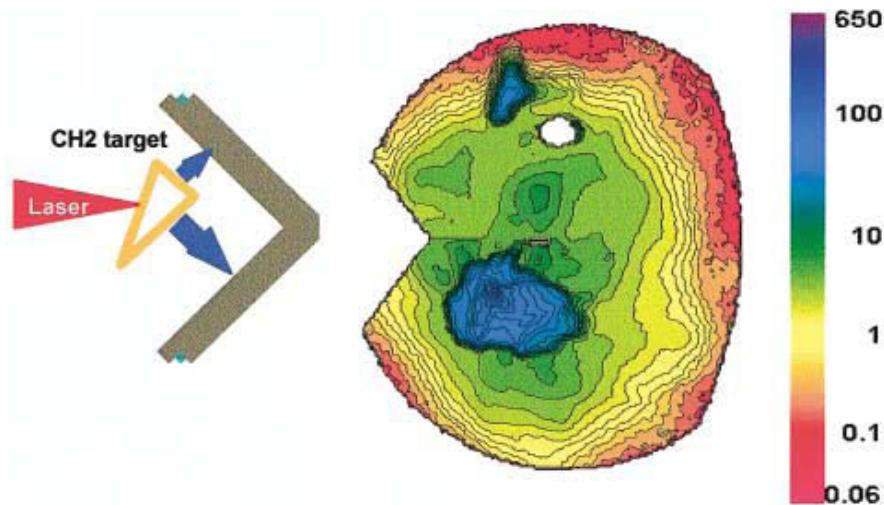


图 1.3 激光与锥形靶相互作用离子角分布 [15]

近十几年来，在全世界各地的实验室开展了大量激光驱动离子加速的实验研究 [14, 15, 39–55]。这其中大部分实验所用的靶材料都是固体薄靶(主要有金属靶和绝缘塑料靶)，其靶的厚度一般在 μm 量级。表格 1.1 统计到目前为止主要的薄靶离子加速实验结果，可以看到在不同的激光参数下照射不同的靶材料都能够产生几 MeV 到几十 MeV 的离子束。其中质子由于其高的荷质比，一般优于其他离子被先加速到比较高的能量。在激光与固体薄膜靶相互作用过程中，会产生三群质子。前面两群都来源于靶的前表面，分别朝靶前发射和靶后发射，靶前发射的离子群来源于前表面静电场加速，而往靶后发射的离子群来源于激光有质动力在临界面附近产生的静电场加速；第三群离子来源于靶的后表面，其加速与超热电子有关，来源于超热电子传播到靶后形成的鞘层电场加速。靶后发射的离子由于其能量一般高于靶前发射的离子，成为人们主要的研究对象。这里，关于靶后观察到的最高能质子来源问题，引起了广泛的争议。

Clark 等人 [14, 39] 在使用 RCF 测量发射角中观测到环形的离子分布，并认为这是因为这些质子来源于前表面，在穿过热等离子体时被内部的环形磁场偏转所导致。而几乎与此同时 R.A.Snavely 等人发现高能质子束是垂直于靶背表面方

表 1.1 薄靶的主要离子加速实验

文章	激光能量 $W_L(\text{J})$	脉冲长度 $\tau(\text{fs})$	功率密度 $I_0(\text{W/cm}^2)$	对比度	靶材料和厚度 (μm)	最大离子能量 (MeV/nucleon)
Snavely et al (2000)	423	500	3×10^{20}	1×10^4	CH, 100	58
Clark et al (2000)	50	1000	5×10^{19}		Al, 125	30
Nemoto et al (2001)	4	400	6×10^{18}	5×10^5	Mylar, 6	10
Mackinnon et al (2002)	10	100	1×10^{20}	1×10^{10}	Al, 3	24
Patel et al (2003)	10	100	5×10^{18}		Al, 20	12
Spencer et al (2003)	0.2	60	7×10^{18}	1×10^6	Mylar, 23	1.5
Spencer et al (2003)	0.2	60	7×10^{18}	1×10^6	Al, 12	0.9
McKenna et al (2004)	233	700	2×10^{20}	1×10^7	Fe, 100	40
Kaluza et al (2004)	0.85	150	1.3×10^{19}	2×10^7	Al, 20	4
Oishi et al (2005)	0.12	55	6×10^{18}	1×10^5	Cu, 5	1.3
Fuchs et al (2006)	10	320	6×10^{19}	1×10^7	Al, 20	20
Robson et al (2007)	310	1000	6×10^{20}	1×10^7	Al, 10	55
Robson et al (2007)	160	1000	3.2×10^{20}	1×10^7	Al, 10	38
Robson et al (2007)	30	1000	6×10^{19}	1×10^7	Al, 10	16
Yogo et al (2007)	0.71	55	8×10^{18}	1×10^6	Cu, 5	1.4
Yogo et al (2008)	0.8	45	1.5×10^{19}	2.5×10^5	Polyimide, 7.5	3.8
Nishiuchi et al (2008)	1.7	34	3×10^{19}	2.5×10^7	Polyimide, 7.5	4
Flippo et al (2008)	20	600	1.1×10^{19}	1×10^6	Flat-top cone Al, 10	30
Safronov et al (2008)	6.5	900	1×10^{19}		Al, 2	8
Zeil et al (2010)	3	30	1×10^{21}	2×10^8	Ti, 2	17
Gaillard et al (2011)	82	670	1.5×10^{20}	1×10^9	Flat-top cone Cu, 12.5	67.5

向发射的 [15], 如图1.3。他们将激光以 45° 角入射到一个角度为 30° 楔形靶上时, 发现了两个分离的质子束沿楔形靶的两个直角边背面的垂直方向发射。随后2001年Mackinnon通过改变靶表面的等离子体定标长度的研究认为质子来自于后表面 [33], 而更直接的证据是在2004年Allen等人 [56]使用Ar离子枪直接去除靶后表面污染层的方法, 发现去除污染层以后未观察到高能质子, 所以认为高能质子来源于靶后。现在广泛接受的观点是: 在目前的激光强度下, 质子束主要来源于靶的后表面, 靶后鞘层加速机制(target normal sheath acceleration)起主要作用。其基本加速原理为: 激光脉冲在靶前表面作用产生超热电子向靶内传播, 在到达靶的后表面时产生很强的鞘层电场, 这一鞘层电场的强度高达 10^{12}V/m , 能直接电离靶后表面的氢原子, 并将质子沿着后表面的法线方向加速至MeV量级。被加速的质子主要来自于被污染的靶表面的水汽和碳氢化合物。这个机制可以解释目前已有的大部分薄靶离子加速实验结果, 其具体的理

论模型我们会在后面第二章进行详细介绍。

目前为止，人们在实验中得到的加速离子的能谱特性并不好，基本呈现出指数下降谱的特征。降低离子束的能散，获得准单能的离子束也是激光离子加速的重要研究课题。2002年Esirkepov等人通过三维数值模拟提出了用双层靶实现准单能离子加速的构想 [57]，并在随后得到了实验的证实。2006年德国科学家Schwoerer等人利用双层靶获得了中心能量为1.2MeV，能散度为25%的准单能质子束 [58]。实验中激光聚焦功率密度为 $3 \times 10^{19} W/cm^2$ ，脉宽80fs，靶为 $5\mu m$ 厚的钛膜，附着 $0.5\mu m$ 厚的聚甲基丙烯酸甲脂(PMMA)，其中PMMA被微加工成具有 $20\mu m \times 20\mu m$ 的阵排列结构，如图1.4所示。类似的，Hegelich等人也利用这种复合靶得到了能散在17%，能量在3MeV每核子的准单能离子束 [59]。

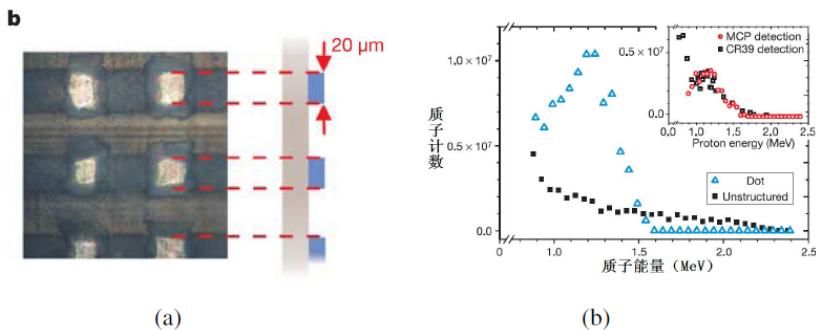


图 1.4 用微结构靶得到准单能质子 [58](a)微结构靶, (b)质子能谱图

除了上述通过靶材料和结构实现单能离子的方法外，还有在靶后加能量选择仪器从而获得单能离子束的方法。2006年，Toncian等人向人们展示了一种超快的等离子体聚焦镜技术，这种技术可以对超短脉冲激光产生的离子束进行聚焦并起到选能的作用，从而得到单能离子束 [60]，如图1.5。实验中等离子体镜是由一束激光电离圆筒，并造成等离子体向筒轴处膨胀，而形成非完全电中性等离子体，其电场方向从筒内壁指向筒轴。由于不同能量的离子束到达该筒的时间不同，对应不同的静电场强，相应的不同离子聚焦的焦点也就不同，在不同焦点处就可以得到不同能量的聚焦的单能离子束。

1.2.2 超薄靶离子加速实验

上节介绍的薄靶离子加速，其靶的厚度在 μm 量级，当激光和这种靶

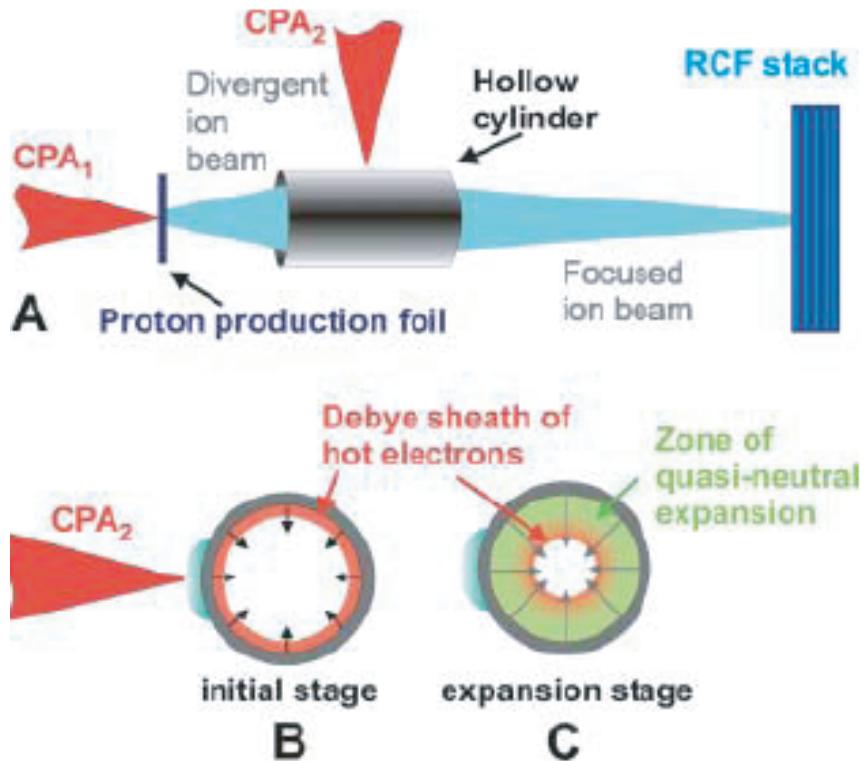


图 1.5 等离子体透镜选择单能离子束 [60]

作用时，大部分激光能量都被反射，激光和靶的作用范围局限在趋肤深度($l_s = c/\omega_p$)以内。实验表明当靶的厚度降低时，会导致加速离子能量增加[45]。理论和模拟研究表明对应于特定的激光强度，存在一个最佳的靶厚使加速离子能量最高。这个最佳靶厚，处于激光的光压和等离子体的静电分离势平衡时[61–64]：

$$a_0 \sim \sigma = \frac{n_e l}{n_{ec} \lambda_0} \quad (1.2)$$

这里 σ 为靶的面密度，为归一化的靶密度和厚度的乘积。在这样的条件下，激光可以部分穿透甚至直接移动靶，电子携裹着离子一起被加速到很高的能量，这种加速机制叫做光压加速机制(如图1.6所示)。相应的理论模型我们会在后面第二章详细介绍。

在实验室要满足光压加速机制的条件，在现有的激光条件下，如果假设激光光强 $a_0 = 5$ ，固体靶的密度为 $500 n_c$ ，则靶的最佳厚度 $l \sim 10 nm$ ，要制作这么薄的自支撑靶无疑是非常困难的。而且超薄靶的离子加速还需要非常高的对比

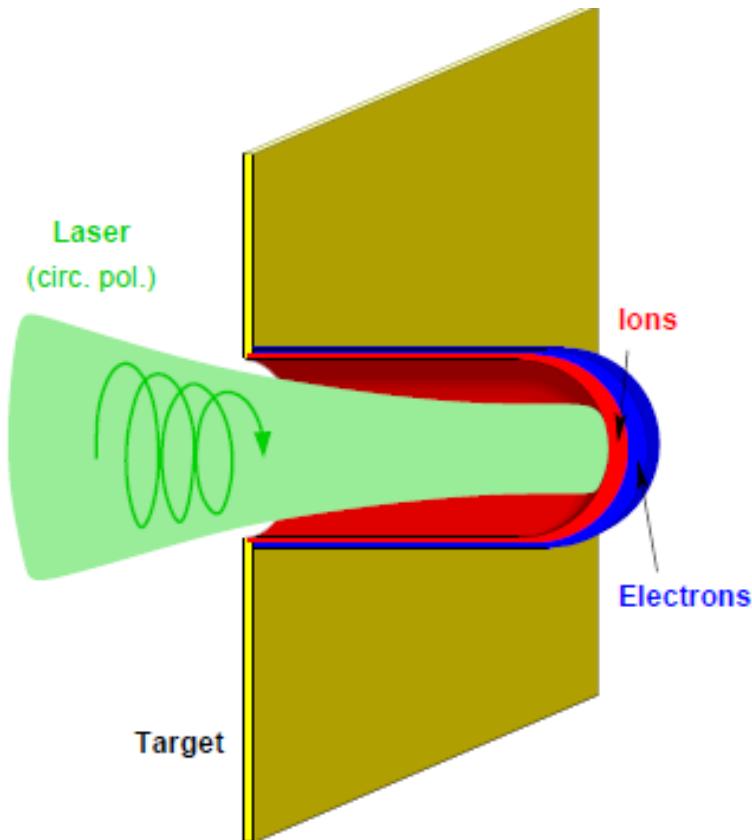


图 1.6 离子光压加速机制

度，这里对比度指的是激光预脉冲与主脉冲的比值。如果激光对比度不好，预脉冲强度太高，在主脉冲到来之前超薄靶已经被破坏了，显然不能实现有效的离子加速。

幸运的是，两项关键技术使得这种超薄靶的离子加速实验有了实现的可能。其一是双离子体镜技术，这个技术可以让低强度的预脉冲通过，而把高强度的主脉冲反射回来，从而使得激光的对比度提高了3-4个量级。第二个技术是超薄靶-类金刚石碳靶(DLC靶)的制造(如图1.7所示)，这种靶有着非常好的可伸展性，好的硬度和导热性，其厚度可以最薄到3nm左右。目前开展这方面实验工作的单位还不多，这里我们主要介绍德国MBI实验室和美国LANL实验室两家的最新实验结果，其基本的实验参数见表格1.2。在德国MBI实验室，Henig和Steinke等人在激光圆偏振和线偏振情况下都发现了靶的最佳厚度是5nm(如图1.8所示) [65, 66]，这个最佳靶厚正好处于公式1.2描述的区域。在最佳靶厚的位置，Steinke在线偏振情况下观察到最高质子能量达到13MeV，最高

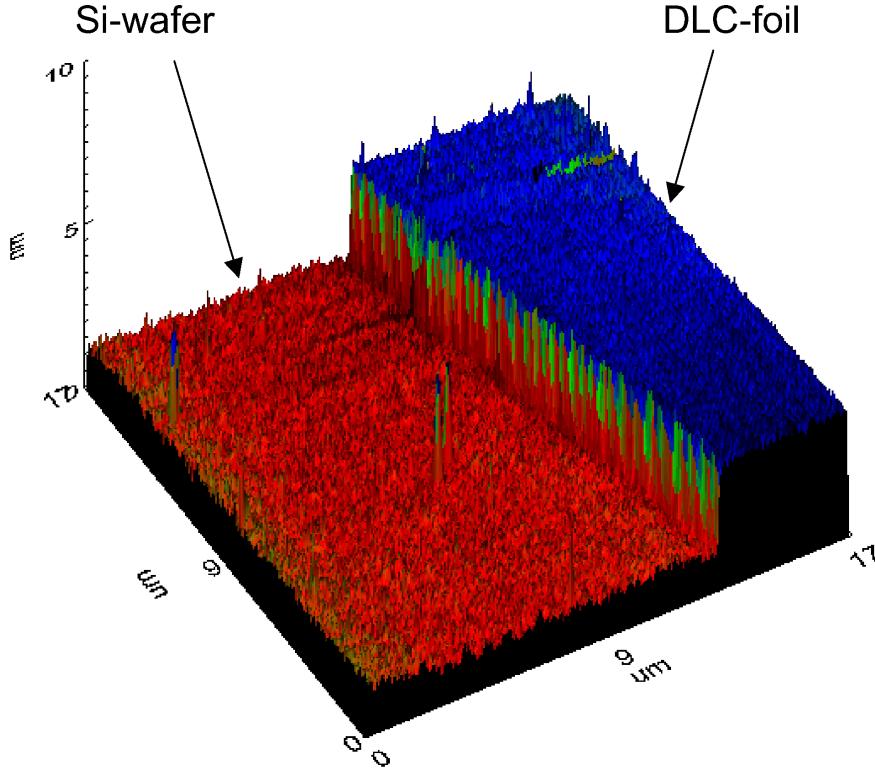


图 1.7 沉积在硅衬底上的DLC靶示意图

表 1.2 超薄靶的主要离子加速实验

单位	激光能量 $W_L(J)$	脉冲长度 $\tau(fs)$	功率密度 $I_0(W/cm^2)$	对比度	靶材料和厚度 (μm)	最大离子能量 (MeV/nucleon)
MBI	0.7	45	5×10^{19}	1×10^{11}	DLC 0.0054	13
LANL	40	700	7×10^{19}	1×10^{12}	DLC 0.03	25

碳离子能量为71MeV, 其激光能量转换效率达到10%, 远高于以往的薄靶离子加速实验结果(< 1%)。Henig等人在圆偏振最佳靶厚情况下观察到最高质子能量为10MeV, 最高碳离子能量为40MeV。此外, 圆偏振情况下观察到比线偏振低得多的电子温度和准单能的碳离子峰, 这被认为是第一个光压加速的离子实验结果。在美国LANL实验室, Henig等人 [67]在更高的激光能量下发现靶的最佳厚度位于30nm, 在这个最佳厚度下得到了最高能量达185MeV的碳离子, 其离子加速过程认为和激光相对论穿透靶有关系。之后Jung [68]用圆偏振激光得到了能散在15%, 峰值能量在35MeV的准单能碳离子, 其激光能量转换效率和之前薄靶离子实验比提高了一个量级。综合这些最新的实验结果, 可以发现高对比度超短超强激光和超薄靶作用在提高离子能量, 降低离子能散, 提高激光能

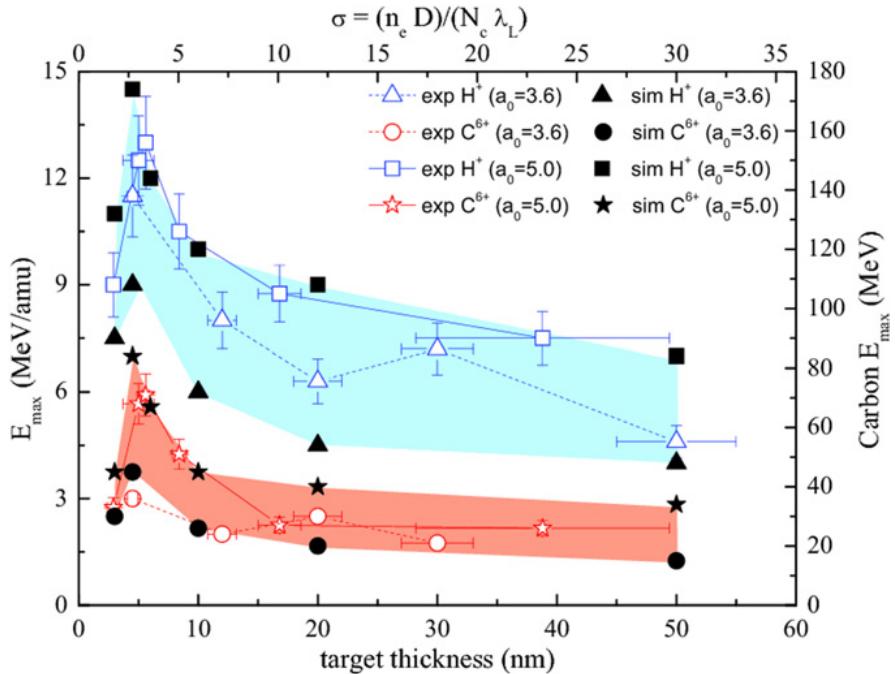


图 1.8 德国MBI实验室超薄靶离子加速实验中加速离子能量和靶厚度的关系。[65]

量转换效率方面和之前薄靶实验相比都有明显的优势。可以预计，超薄靶离子加速将成为以后离子加速实验的一个主流方向，引起越来越广泛的关注。

1.2.3 临界密度靶离子加速实验

除了固体靶以外，近几年来，临界密度靶的离子加速由于其超高的激光能量转换效率也吸引了人们的关注。要产生这样的临界密度靶有多种方法，其中一种是用气体喷嘴产生团簇靶的方法。Fukuda等人 [69] 报道了用150mJ的激光照射到气体团簇靶(10%CO₂和90%He)产生10-20MeV/nucleon离子束的实验结果(如图1.9所示)。这里的团簇靶最高密度为~ 0.1n_{ec}，通过这种靶得到离子能量远高于同样激光能量下固体靶的实验结果。另外一种方法是泡沫靶。Willingale等人报道了用340J激光与密度在0.9n_{ec} – 30n_{ec}的泡沫靶作用的实验结果，发现当靶密度接近临界密度(0.9n_{ec})时，得到的质子能量和激光能量转换效率都最高。此外，通过比较泡沫靶和固体Mylar靶的实验结果发现，泡沫靶中电子加热远高于固体靶，从而导致了更高的离子能量。而且泡沫靶中加速的离子束的准直性非常好，这被认为是由于靶后形成的自生电场和自生磁场的约束作用所致。

到目前为止大部分激光离子加速实验中的激光波长都为~ 1μm, 而最近有两个关于CO₂激光器下临界密度靶离子加速的实验得到了非常有意思的一些结

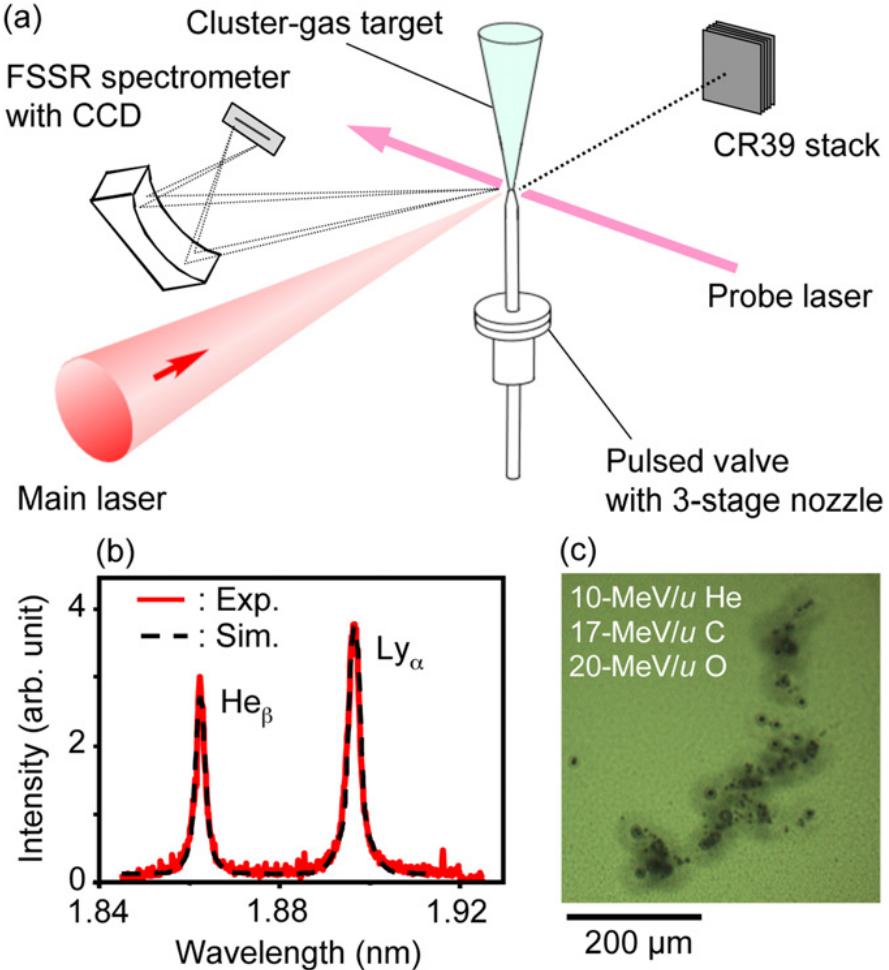


图 1.9 气体团簇靶的离子加速实验 [69]

果。这种 CO_2 激光器的典型波长为 $10\mu m$,而且其激光脉冲通常由一系列ps量级的脉冲序列构成。由于临界密度 $n_{ec} \propto \lambda_L^{-2}$, 所以对于 CO_2 激光器而言其对应的临界密度要低100倍, 用常规的气体靶就可以很容易到达临界密度。Palmer等人 [70]用3J, 0.5TW的 CO_2 激光器与氢气体靶作用得到了能散在4%的单能氢离子。其离子的加速机制认为是激光在等离子体中激发的无碰撞静电激波反射离子的加速。相关的理论模型我们会在第二章予以介绍。类似的Haberberger等人 [71]在更高能量(60J)的激光器上得到了20MeV, 1%能散的离子束, 其离子发射度只有5mm mrad。这是离子加速在实验上首次得到能散度在1%量级的单能离子束。

1.2.4 激光离子加速实验小结

总的来看，激光离子加速是近十几年来随着超短超强激光技术的发展兴起的强场物理领域的一个热点方向。由于其发展时间较短，发展还不是非常成熟，其内在的许多物理问题仍然有待进一步研究。对于不同参数的激光和不同种类的靶相互作用目前提出了许多不同的加速机制。从中找到最优的实验条件和加速机制来得到更高品质(更高能量，更低能散，更小发散角等)的离子束仍是目前阶段离子加速的主要研究目标。从实验上来说，提高激光器的稳定性，提高激光对比度，制造高品质的靶是离子加速实验的关键。从应用来说，现在的离子束已经应用于质子照相，PET同位素生产，材料损伤探测等很多方面。但是对于有些应用比如癌症治疗来说，目前的离子束品质还远远不够(癌症治疗需要能量在 200MeV/nucleon ，能散小于1%的离子束)。然而，随着激光技术的发展和激光强度的提高，未来这些应用的实现都大可期待。例如，目前正准备建设的大型激光器项目如CALA, ELI等，其激光器能量可以达到100J量级。在这样的大型激光器上离子能量可能达到 100MeV-1GeV 量级，这些大型激光器的建立必将进一步推动激光离子加速理论和实验的发展，为未来加速器小型化和制造台面型离子加速器指明方向。

1.3 激光等离子体粒子模拟方法

激光等离子体科学的研究方法包含实验研究、理论解析与计算机数值模拟三大类。实验研究是以实验和观测为基础，其结果是最可靠的。但是由于影响实验结果的因素非常多，想要从这么多因素中找到最佳的实验条件非常困难。理论解析为人们理解等离子体中的各种效应提供了明确的物理图像和理性认识，然而由于等离子体的集体效应，激光与等离子体相互作用过程中涉及诸多的非线性效应，使得这个过程极其复杂，解析理论处理起来往往很困难。而最近几十年高速度大容量的计算机得到飞速发展，作为第三种方法的计算机数值模拟在激光等离子体的研究中，正在发挥着越来越大的作用。计算机数值模拟通过解数值方程的形式得到结果，而不管这个方程是否存在解析解。其优点是比实验要便宜得多，却能够提供高时间、高空间分辨的数据；及结果有可重复性、可跟踪性；可以给出理论解析所不易得到的更加直观的结果。当然数值模拟不是万能的，更不能完全代替实验，因为实验是非常多因素共同作用的结果，数值模拟只能找出其中主要的因素加以考虑。其结果的可靠性，最终还是

需要实验来验证。

等离子体数值模拟计算包括两大类，分别对应于流体力学模拟和动力学模拟。其中动力学模拟又可以分为两类：基与求解Vlasov 方程和Fokker-Planck方程的模拟以及等离子体粒子模拟方法，即Particle-in-Cell(PIC)模拟。Vlasov和Fokker-Planck模拟在处理激光等离子体相互作用方面由于其方程数值解法的复杂性，其计算时间远远超过PIC 模拟。而PIC模拟采用的是求解较为简单的粒子运动方程，且数值方法非常成熟，可以有很好的并行算法与效率，这使得它在目前的激光等离子体相互作用领域大有作为。

粒子模拟方法是从微观角度研究等离子体的某一小区域（例如上千个电子德拜长度）和较短的时间范围（上千个电子等离子体振荡周期）发生的物理过程。其基本理论基础为，只关心宏观的大尺度下(大于电子德拜长度)的集体特性，在等离子体相空间分布函数中的某点的周围，认为每个带电粒子对电磁场的贡献和电磁场对这些相邻粒子的作用都基本相同，这样周围这些大量带电粒子的运动规律基本相同。因而我们可以只用一个粒子——“宏粒子”(macro-particle)来代表这些粒子。这样所需模拟的粒子数目就大大减少，这是PIC模拟能够准确刻画等离子体的集体行为的原因所在。

等离子体粒子模拟方法的基本过程是这样:(1)初始化粒子的位置和速度分布，求出电荷密度和电流密度分布;(2)数值求解Maxwell 方程组(用FFT 方法或空间网格差分法)得到电磁场分布；(3)由单粒子运动方程求出粒子受力，并给出其新的位置和速度分布。如此循环下去（如图1.10 所示），就可知道电磁场和每个粒子的运动变化情况。所有关于场和粒子的基本量都可以用计算机储存起来，宏观量和统计量都可以通过这些基本量求出。由以上过程可以看出，粒子模拟主要包含两大部分：（1）各个时刻空间电磁场的分布（即求解Maxwell 方程组）；（2）粒子在电磁场作用下的运动情况（即求解相对论粒子运动方程）以及由此产生的电流和电荷密度分布。

本论文的主要模拟工作用的模拟程序为KLAP(Kinetic Laser Plasmas)，其为中科院物理所为研究激光等离子体相互作用而编写的多维并行PIC模拟程序 [72]。该程序目前已经 在THz辐射 [72]，表面电子发射 [73]，激光驱动离子加速 [62]等许多方向上取得了广泛的成果。

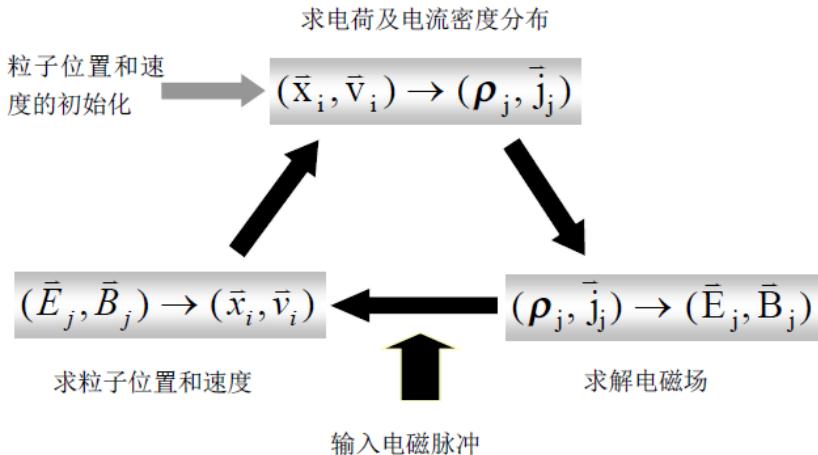


图 1.10 粒子模拟的基本过程

1.4 论文简介

本论文主要通过理论和PIC模拟的方法研究超短超强激光与等离子体相互作用过程中的高能离子加速问题。主要内容包括：激光与临界密度等离子体相互作用过程中的激光整形和电子加速行为；双层靶(临界密度靶+固体靶)中的离子加速过程；两种特殊结构靶(弯曲靶和充气锥靶)中的离子加速过程；在MPQ/LMU离子加速实验的一些最新进展以及相应的理论和模拟研究工作。论文结构如下：

第二章将主要介绍强激光与等离子体相互作用中离子加速的一些基本理论。包括介绍强激光和等离子体相互作用的基本物理过程，激光的吸收机制，以及激光驱动离子加速的一些主要的理论模型。这一章的理论介绍为后面工作的展开讨论提供理论的基础。

第三章将介绍临界密度靶的激光整形过程。激光与临界密度靶相互作用会出现许多非常强的非线性现象，包括相对论自聚焦、相对论自相位调制、相对论穿透及强的磁场产生等。这一章将介绍从三维PIC模拟中观察到的这些现象，并提出用临界密度靶做为一种等离子体透镜来产生高强度、高对比度、陡上升沿激光脉冲的思想。

第四章将介绍临界密度靶里面的电子加速过程。在临界密度等离子通道内，电子的振荡频率能够和激光频率共振，从而出现一种电子的直接共振加速机制。我们将分别讨论线偏振和圆偏振下电子的这种直接加速机制。进一步我

们提出采用双层靶改善加速离子束流品质的构想。

第五章将介绍两种特殊结构靶：弯曲靶和充气锥靶的激光离子加速过程。对于弯曲靶下的电子加速机制进行了研究，发现真空电子加热机制对于这种弯曲靶的激光吸收来说起关键的作用。模拟还发现这种弯曲靶中会出现离子的自聚集现象。对于充气锥靶的研究发现这种新型的靶结构能够汇聚激光，从而提高激光强度和激光等离子体能量转换效率。

第六章将介绍在德国MPQ/LMU离子加速实验的一些最新进展以及相关的理论和模拟研究工作。主要包括预等离子对于离子加速的影响和超薄靶中加速离子的角分布问题。

第七章为总结。

第二章 超短超强激光与等离子体相互作用

2.1 相对论激光脉冲与等离子体相互作用

本论文研究的重点是超短超强激光与等离子体相互作用过程中高能离子的加速问题。作为这个问题后续展开的理论基础，本章首先对强场下激光等离子体相互作用做一下简单介绍，具体内容包括：相对论激光脉冲的描述、相对论激光与单电子相互作用以及相对论激光与等离子体的相互作用。

2.1.1 相对论激光与单电子相互作用

在真空和介质中的电磁现象都可以用麦克斯韦方程组来描述，激光的电磁场可以用矢势 \vec{A} 和标势 Φ 表示为：

$$\vec{B} = \nabla \times \vec{A} \quad (2.1)$$

$$\vec{E} = -\frac{\partial}{\partial t} \vec{A} - \nabla \Phi \quad (2.2)$$

这里矢势 \vec{A} 满足：

$$-\nabla^2 \vec{A} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{A} = \frac{1}{c^2 \epsilon_0} \vec{j}, \quad (2.3)$$

其中 c 是激光在真空中的光速， ϵ_0 是介电常数， \vec{j} 是电流密度。对于在真空中传播的激光，有 $\vec{j} = 0$ ，方程2.3有解：

$$\vec{A} = \vec{A}_0 \cos(\omega t - kz + \phi) \quad (2.4)$$

这里对于线偏振激光， $\vec{A}_0 = \hat{x} A_0$ ，而对于圆偏振激光， $\vec{A}_0 = (\hat{x} \pm \hat{y}) A_0$ 。我们这里讨论线偏振激光，对于圆偏振而言其结果类似。可以看到对于线偏振这是一个沿着z方向传播的在x方向偏振的无限大平面波。其频率为 ω ，波数为 k ，相位为 ϕ 。相应的激光电磁场可以表示为：

$$\vec{E} = \hat{y} E_0 \cos(\omega t - kz + \phi) \quad (2.5)$$

$$\vec{B} = \hat{x} B_0 \cos(\omega t - kz + \phi) \quad (2.6)$$

其中振幅满足关系：

$$A_0\omega = E_0 = cB_0 \quad (2.7)$$

对于超短超强脉冲，激光强度通常用归一化的矢势 a_0 表示：

$$a_0 = \frac{eA_0}{m_e c} = \frac{eE_0}{m_e c\omega} \quad (2.8)$$

其中 e 和 m_e 为电子电荷和质量。对于特定的激光强度 I 和激光波长 λ 有：

$$a_0^2 = \frac{1}{1.37 \times 10^{18}} I_L [W cm^{-2}] \lambda^2 [\mu m^2] / \zeta \quad (2.9)$$

这里对于线偏振 $\zeta = 1$ 而对于圆偏振 $\zeta = 2$ 。根据矢势 a_0 的大小可以大致把激光脉冲分为弱相对论($a_0 \ll 1$)、相对论($a_0 \approx 1$)和强相对论($a_0 \gg 1$)三类。要了解非相对论激光和相对论激光的区别，最直接的方式是考察单电子在激光场中的运动。考虑相对论效应的电子在激光场中运动方程为：

$$\frac{\partial \vec{p}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t}(\gamma m_e \vec{v}) = -e(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (2.10)$$

其中 \vec{p} 为电子的相对论动量， \vec{v} 为电子速度， $\gamma = (\sqrt{1 - v^2/c^2})^{-1}$ 为电子的相对论因子。可以看到电子的运动主要由两个力驱动：横向的激光电场力和激光传播方向的 $\vec{v} \times \vec{B}$ 力，其中 $\vec{v} \times \vec{B}$ 力比激光横向的电场力要小 v/c 倍。对于弱相对论激光， $\vec{v} \times \vec{B}$ 力很小可以忽略，电子运动为沿着平行于矢势偏振方向的直线以激光频率振荡。其最大的振荡速度为：

$$v_{max} = \frac{eE_0}{\gamma m_e \omega} = \frac{a_0}{\gamma} c \quad (2.11)$$

可以看到，当矢势 a_0 接近1时，电子横向的振荡速度开始接近光速。此时 $\vec{v} \times \vec{B}$ 力和激光横向电场力相当，磁场的作用不能被忽略。随着激光强度进一步增加，当 $a_0 \gg 1$ 时，由于 $\vec{v} \times \vec{B}$ 力 $\propto a_0^2$ 而激光横向电场力 $\propto a_0$ ，激光的纵向运动开始超越横向运动(如图1.3所示)。此时电子会被激光在几个周期内就加速到接近光速，电子的相对论效应变得重要，并表现出极强的非线性。所以通常把激光强度达到 $a_0 = 1$ 时做为进入相对论激光等离子体作用的标志。

以上描述的是单电子与平面波激光脉冲相互作用，在这种情况下一个初始

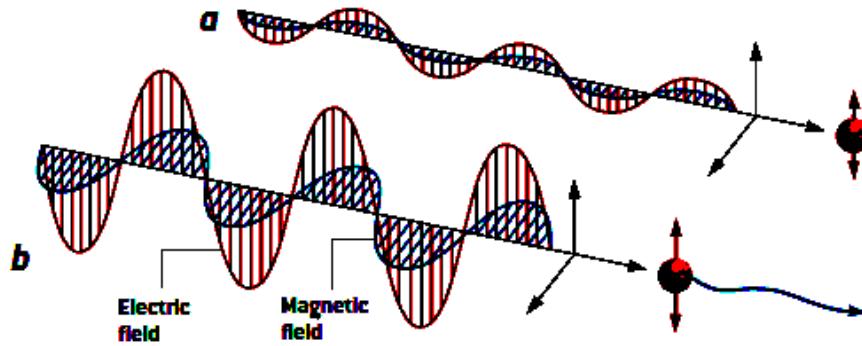


图 2.1 非相对论和相对论激光

静止的电子在激光通过以后仍然处于静止状态，电子无法从激光场中获得能量。对于实际的激光来说，激光一般会被聚集到很小的焦斑(μm 量级)，其横向的分布可以近似的用高斯分布来看待。对于这种高斯型紧聚焦的激光脉冲与单电子相互作用，电子会被激光的有质动力从激光场焦斑中心区域散射出去。其基本物理图像如下：电子先被激光横向电场拉离轴向位置，当激光场方向反向要拉回电子时，由于其激光横向电场分布不均匀(从轴线往两边按照高斯下降)，电子无法再被拉回轴线上。因此每个激光周期电子都越来越被往焦斑区域以外排开，在这个过程中电子不断获得能量。这种效应可以认为是电子在激光的有质动力势中被加速，电子在这个过程中能够获得能量为：

$$W_e = mc^2(\gamma - 1) \quad (2.12)$$

这里 $\gamma = \sqrt{1 + a_0^2/2}$ 为周期平均的相对论因子 [74]。电子的出射角度为：

$$\tan^2 \theta = \left(\frac{p_\perp}{p_z}\right)^2 = \frac{2}{\gamma - 1} \quad (2.13)$$

这个电子的发射角度在实验上得到了验证 [75]。

2.1.2 强激光与等离子体作用

以上讨论了强激光与单电子的相互作用过程，而实际等离子体由大量电子和离子组成，激光与等离子体的作用需要考虑其集体效应。一般来说，离子由于其质量很高往往被当成固定不动的一个正离子背景，电子被激光推开以后，

2.1. 相对论激光脉冲与等离子体相互作用

受到离子的吸引力而拉回，从而围绕离子做简谐振荡运动，其运动频率为：

$$\omega_p = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m \gamma}} \quad (2.14)$$

电磁波在等离子体中的色散关系为 [76]：

$$\omega_L^2 = \omega_p^2 + c^2 k^2 \quad (2.15)$$

所以激光在等离子体中的折射率为：

$$\eta = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_L^2}} \quad (2.16)$$

可以看到当 $\omega_p < \omega_L$ 时，折射率小于 1，激光可以在等离子中传播，其相应的相速度和群速度为：

$$v_{ph} = c/\eta, v_g = c\eta \quad (2.17)$$

当 $\omega_p > \omega_L$ 时，折射率为虚数，意味着激光不能在等离子体中传播。这个临界点 $\omega_p = \omega_L$ 定义了等离子体的临界密度，对于非相对论激光有：

$$n_{ec} = \frac{\epsilon_0 m_e \omega_L^2}{e^2} \simeq 1.1 \times 10^{21} \left(\frac{\lambda_L}{\mu m} \right)^{-2} cm^{-3} \quad (2.18)$$

而对于相对论激光 ($a > 1$)，这个临界密度值与激光的光强有关，此时激光能够穿透的等离子体的条件为：

$$n_e < \gamma n_{ec} \quad (2.19)$$

可以看到对于相对论激光其能穿透的等离子体密度为非相对论激光的 γ 倍，这个非线性现象叫做激光的相对论自透明 [77]，此时等离子体的折射率可以表述为：

$$\eta = \sqrt{1 - \frac{n_e}{\gamma n_{ec}}} \quad (2.20)$$

可以看到折射率与等离子体密度和激光强度都有关系。对于一般的高斯脉冲，其轴线上激光光强最大，所以折射率最大而相速度最小。这样等离子体就会像一个棱镜一样汇聚激光，这种效应叫做相对论自聚焦 [78–81]。此外，激光在等

离子体中，会把电子往两边排开，从而形成一个等离子体通道。通道轴线上电子比两边电子密度低，这种效应也会导致激光的有质动力自聚焦。这种通道结构已经在实验中被观察到 [82]。

此外，在纵向上，激光光强强的区域(中心)群速度要大于激光光强弱的区域(前沿和后沿)，这会导致另一种非线性效应——激光相对论自相位调制 [83,84]。其结果是激光脉冲的压缩和脉冲前沿变陡，如图2.2所示。

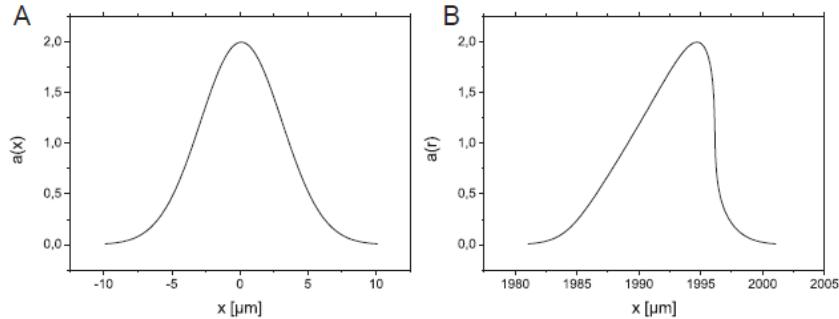


图 2.2 相对论自相位调制导致激光脉冲变陡。A: $a_0 = 2$, 20fs的激光波形, B: 激光在穿过2mm, 密度为 $n_e = 1.5 \times 10^{19} W/cm^3$ 等离子体后的波形。

以上描述的都是激光和次临界密度等离子体相互作用，而对于稠密等离子体来说($n_e > n_{ec}$)，激光不能穿透等离子体，激光与等离子体的相互作用范围局限在趋肤深度以内：

$$l_s = \frac{c}{\omega_p} \quad (2.21)$$

当然这里假设的是等离子体的厚度远大于等离子体的趋肤深度。当激光波长和等离子体的厚度接近或者小于等离子体趋肤深度时，则会出现许多新的物理现象 [85]。

2.2 激光的吸收机制

在现有的激光强度下($\ll 10^{21} W/cm^2$)，激光难以直接把能量传递给离子。通常电子首先从激光场中获得能量，然后再通过建立的静电场来加速离子。所以要研究离子加速过程，首先要了解激光能量转移给电子的激光吸收机制。

2.2.1 碰撞吸收

碰撞吸收是激光等离子体吸收能量的重要机制，也叫逆轫致吸收。它是由

于电子和离子之间的碰撞引起的，在激光场下电子会通过高频振荡与离子发生碰撞，从而转化成无规则的热运动，吸收掉激光的能量。因为自由电子的能量是连续的，因此任何波长的激光都能发生逆轫致吸收。碰撞吸收的系数 K_{ab} (吸收的激光能量与入射的激光能量之比)取决于等离子体中电子与离子的碰撞频率。

$$K_{ab} = \frac{v_{ei} L_h}{c} \quad (2.22)$$

在此， $L_h \approx v\tau_L$ 是等离子体区的尺度。 τ_L 是激光的脉宽， v 是激光在等离子体中的速度。 v_{ei} 是电子离子碰撞频率，其满足关系 [76]:

$$v_{ei} \propto \frac{Z n_e}{T_e^{3/2}} \quad (2.23)$$

T_e 是等离子体的电子温度， Z 是等离子体的电离度， n_e 是等离子体的电子温度。如果激光能够穿透等离子体，等离子体的密度越高，则电子离子的碰撞频率越高，所以碰撞吸收主要发生在临界密度附近区域。与此同时，碰撞吸收效率随着等离子体的电子温度的升高而降低。当激光功率密度处于 $5 \times 10^{13} \sim 10^{15} W/cm^2$ 区间时，碰撞吸收是最主要的吸收机制，其碰撞吸收的系数 K_{ab} 可以达到70%以上。当激光强度进一步升高时，电子温度迅速升高，此时碰撞吸收机制不再起主导作用而其他的非碰撞吸收机制开始占主导。

2.2.2 共振吸收

共振吸收由Forslund [86]和Estabrook [87]等人最早提出，它是在超短超强激光与等离子体相互作用过程中经常出现的一种吸收机制。其基本的理论图像为：当一束线偏振激光以角度 θ 斜入射到一个密度分布非均匀的等离子体密度界面时，它会在临界密度界面处发生反射($n_e = n_{ec} \cos \theta^2$)，此时激光脉冲的电场在临界密度面附近沿密度梯度方向有一分量，使得电子会被激光的电场推动振荡，形成电子密度的涨落，这种密度梯度的涨落在等离子体临界面处会引起共振，从而激发出等离子体波。所以共振吸收实质是一个激光的电磁波能量转换为电子的等离子体波的过程。这个等离子体波最后通过各种阻尼机制如朗道阻尼、波破等将能量交给电子。

共振吸收基本可认为是一种线性吸收，对于确定的等离子体标尺长度 $L = (\frac{1}{n_e} \frac{dn_e}{dx})^{-1}$ ，其等离子体的密度振荡和激发的静电波的振幅都与激光电场成

正比。此外共振吸收系数还与密度标长和激光入射角都有关系，在密度标长不变的情况下，最大吸收对应的角度满足：

$$\sin \theta = 0.8(\omega_L L/c)^{-1/3} \quad (2.24)$$

在共振吸收的情况下，加热电子的温度和激光光强的定标率大致满足 [86]：

$$T_e \approx 14(I\lambda)^{1/3} T_b^{1/3} \quad (2.25)$$

其中 I 是以 $10^{16} W/cm^2$ 为单位的激光强度， λ 是激光波长，以 μm 为单位， T_b 是以 keV 为单位的背景电子温度。

2.2.3 真空加热

上述的共振加速机制往往发生在等离子体的密度标尺长度比较大的情况，而当电子的振荡幅度大于等离子体的密度标尺长度时，共振将不会发生，而此时另一种与共振吸收相联系起来的吸收机制——真空加热开始出现。此加速机制最早由 Brunel [88] 等人于 1987 年提出，其基本物理图像如下：当一束线偏振激光斜入射到一束陡峭的等离子体密度梯度界面时，由于激光场在临界密度面附近沿密度梯度方向有一电场分量，使得电子被拉出等离子体到真空中，随着激光场电场的反向，电子将又被拉回到等离子体中。此时由于等离子体的密度远高于临界密度，激光不能穿透等离子体，所以电子脱离了激光场而往等离子体里传播，其能量最后通过碰撞等方式损失掉。这个物理模型又被称为 Brunel 模型，此种吸收机制经常发生在激光与固体靶作用的过程中。

考虑平面电磁波以角度 θ 斜入射到密度梯度十分“陡峭”的等离子体上，其在激光等离子体界面处会产生一个驱动电场：

$$E_d = 2E_L \sin \theta \quad (2.26)$$

根据泊松方程，单位面积上被拉到真空中的电子数目为：

$$\Sigma = \frac{2E_L \sin \theta}{4\pi e} \quad (2.27)$$

这些电子获得的速度 $v_d \simeq 2v_{os} \sin \theta$, 其中 v_{os} 为电子在激光场中的振荡速度 $v_{os} = a_0 c$ 。假设这些电子能量全部损失在等离子体中, 则每个激光周期吸收的能量密度为:

$$P_a = \frac{\Sigma}{\tau} \frac{mv_d^2}{2} \quad (2.28)$$

入射激光的功率为 $P_L = cE_L^2 \cos \theta / 8\pi$, 因而可以得到真空加热的吸收率为:

$$\eta_a = \frac{P_a}{P_L} = \frac{4}{\pi} a_0 \frac{\sin^3 \theta}{\cos \theta} \quad (2.29)$$

真空加热的吸收率随着入射角度和激光光强的增加而增加。根据这个表达式, 只要激光光强或者入射角度足够大, 真空加热的吸收率都会达到100%, 这显然是不符合物理的, 因此需要对其做一些修正。第一个修正是考虑激光不是完全反射, 此时驱动电场表达式为:

$$E_d = [1 + (1 - \eta_a)^{1/2}] E_L \sin \theta \quad (2.30)$$

第二个修正是考虑电子的相对论效应, 此时电子的动能为 $U_k = (\gamma - 1)mc^2$, 这里 $\gamma = (1 + v_d^2/c^2)^{1/2}$ 为电子的相对论因子。考虑这两项修正后可以得到真空加热的吸收率为:

$$\eta_B = \frac{1}{\pi a_0} f [(1 + f^2 a_0^2 \sin^2 \theta)^{1/2} - 1] \frac{\sin \theta}{\cos \theta} \quad (2.31)$$

这里 $f = 1 + (1 - \eta_a)^{1/2}$ 为驱动电场的修正因子。

以上考虑的都是弱相对论情况下的吸收率, 对于强相对论的真空加热, 其吸收率为 [89]:

$$\eta_{vh}^{rel} = \frac{4\pi\alpha'}{(\pi + \alpha')^2} \quad (2.32)$$

其中 $\alpha' = \sin^2 \theta / \cos \theta$, 可以看到, 此时真空吸收存在一个最佳的入射角度 $\theta_{opt} = 73.06^\circ$ 。

2.2.4 反常趋肤效应

反常趋肤效应发生在真空等离子体界面上。对于光强比较弱的激光而言, 电子通常在激光场作用下在趋肤层 $l_s = c/\omega_p$ 内振荡, 此时电子的平均自由程满

足：

$$l_a = \frac{v_{te}}{v_{ei}} < l_s \quad (2.33)$$

这里 v_{te} 为电子的热速度， v_{ei} 为电子离子碰撞频率，此时 2.21 节描述的碰撞吸收占主导。然而随着激光光强的增加，电子温度迅速上升，电子离子的碰撞频率降低，所以电子的平均自由程迅速增加，以至于 $l_a > l_s$ ，即等离子体内的平均热弥散长度大于趋肤层的厚度，此时反常趋肤效应这种无碰撞的吸收机制就开始重要。反常趋肤效应依赖于趋肤层内的热效应，在趋肤深度内，激光与电子相互作用，激光将能量传给电子。当满足条件 $\omega_p^2 v_{te}^2 \gg \omega_0^2 c^2$ 时，反常趋肤效应发生。

2.2.5 $j \times B$ 加热

$J \times B$ 加热是 1985 年最早由 Kruer 和 Estabrook 提出的 [90]，物理图像上和真空加热机制非常类似，都属于激光入射到一个陡峭的等离子体界面上，电子在激光场中被直接加速获得能量。这两种加速机制是相对论激光和陡峭密度等离子体作用的主要加速机制，其主要区别是：真空加速机制的主要驱动力来自于垂直与靶表面方向的电场；而 $J \times B$ 加热主要来源于洛伦兹力高频的 $v \times B$ 分量。对于一个线偏振激光 $E = E_0(x) \hat{y} \sin \omega t$ ，其电子受到纵向力为：

$$f_x = -\frac{m}{4} \frac{\partial v_{os}^2(x)}{\partial x} (1 - \cos 2\omega t) \quad (2.34)$$

其中第一项为有质动力的非振荡项，提供一个恒定的压力推动电子密度层往里加速。它也是下节要讲述的离子光压加速机制的驱动力。第二项的时间振荡项为 $J \times B$ 加热的来源，在这个力的作用下电子以两倍激光频率在交界面处振荡。如果振荡项足够大，交界面上所有的电子都会在这种非共振波中振荡。其中一部分电子所处的位相使得它们能从振荡中获得能量，例如通过非绝热的碰撞进入密度更高的等离子体中。这些电子的比例由振荡力的大小所决定。需要指出的是，对于圆偏振激光，其有质动力没有第二项的非振荡项，所以不存在这种电子的 $J \times B$ 加热效应。

一般来说，真空加热和 $J \times B$ 加热在激光和固体陡峭密度等离子体作用时都会存在。当 $2E_L \sin \theta > v_{osc} B_L$ 时，真空加热占主导地位 [88]。而对于垂直入射的激光， $J \times B$ 加热占主导地位。

2.3 激光驱动离子加速的理论机制

超短超强激光脉冲与等离子体相互作用过程中可以变化的因素的主要有：

激光：强度、脉冲长度、焦斑大小、激光波长大小和激光对比度等。

靶：材料、密度、厚度、温度和构造等。

这其中以上任何因素的改变都会引起相互作用过程的变化。对于不同的因素，存在各种不同的加速机制来解释相应的物理过程。例如团簇靶中的库仑爆炸加速机制 [91, 92]，在自聚焦通道内离子爆炸加速 [93]，低密度区域离子的静电场加速 [94–96]，临界密度靶的磁涡流加速机制 [97] 等。目前为止激光离子加速实验主要还是基于激光与固体密度等离子体的相互作用，我们将主要介绍激光与固体靶作用的三种主要加速机制：鞘层加速机制(Target Normal Sheath Acceleration)，光压加速机制(Radiation Pressure Acceleration)以及激波加速机制(Shock Acceleration)。

2.3.1 鞘层加速机制

靶后鞘层加速机制(Target Normal Sheath Acceleration)是目前最广泛认可的一种加速机制，简称TNSA理论。激光在靶前被吸收，热电子通过上面第二节介绍的各种激光吸收机制产生，当其传播到靶后表面时，建立一个强的鞘层电场，离子在这个电场中获得加速。这个物理过程可以用等离子体的真空自由膨胀模型 [98, 99] 来描述，如图2.3所示 [32, 100]。这个模型起始条件为：假设离子一开始处于静止，形成一个陡峭的等离子体界面，而电子的密度分布服从玻尔兹曼(Boltzmann)分布：

$$n_e = n_{e0} \exp \frac{e\Phi}{T_e} \quad (2.35)$$

而电子的静电势满足泊松方程：

$$\frac{d^2\Phi}{dx^2} = 4\pi(n_e - Z_i n_i) \quad (2.36)$$

这里 n_e , T_e 表示靶后的热电子的密度和温度， n_i , Z_i 为离子的密度和带电量。靶后鞘层电场的特征长度为电子的德拜长度：

$$\lambda_D = (T_e / 4\pi n_e e^2)^{1/2} \quad (2.37)$$

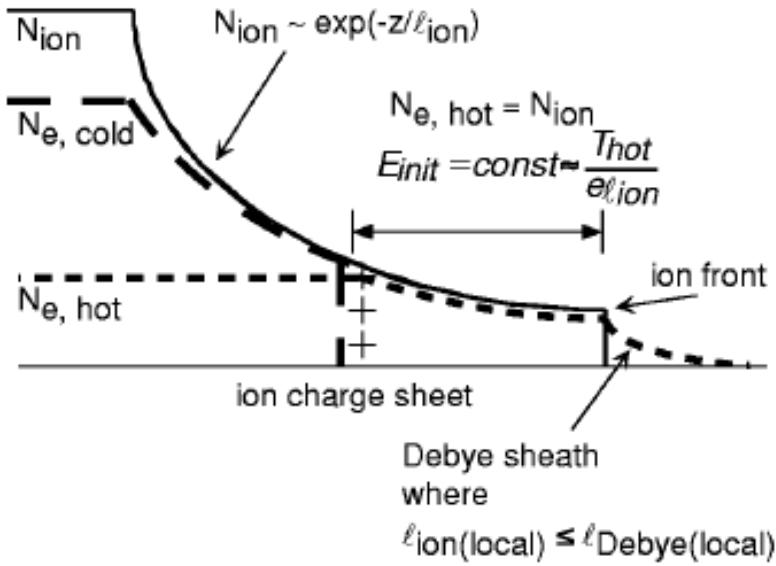


图 2.3 TNSA 加速机制的真空自由膨胀模型示意图。

初始时刻电场的最大值为：

$$E_{sheath,0} = \sqrt{\frac{2}{e_N}} \frac{T_e}{e \lambda_D} = \left(\frac{8\pi}{e_N} n_e T_e\right)^{1/2} \quad (2.38)$$

这里 $e_N \approx 2.71828$ 为欧拉常数。此后等离子体的自由膨胀可以通过求解连续性方程和运动方程得到自相似解，其离子的速度前沿为：

$$v_f = 2c_s \ln(\tau + \sqrt{1 + \tau^2}) \quad (2.39)$$

其中 $\tau = \omega_{pi} t / \sqrt{2e_N}$, $\omega_{pi} = (4\pi Z_i n_{e0} e^2 / m_i)^{1/2}$ 为离子等离子体频率, $c_s = (Z_i k_B T_e / m_i)^{1/2}$ 为离子声速。相应的离子加速的最大能量为：

$$\varepsilon_i = 2Z_i T_e \left\{ \ln \left[\frac{\omega_{pi} t}{\sqrt{2e_N}} + \sqrt{\left(\frac{\omega_{pi} t}{\sqrt{2e_N}} \right)^2 + 1} \right] \right\}^2 \quad (2.40)$$

通过这种自相似解得到的电荷分离，鞘层电场以及相应的离子能谱结构如图2.4所示。以上的讨论中我们都是假设靶为无限厚，而对于实际的一定厚度的靶来说，以上电子的等温膨胀模型不一定适用。例如对于靶的厚度为d的等离子

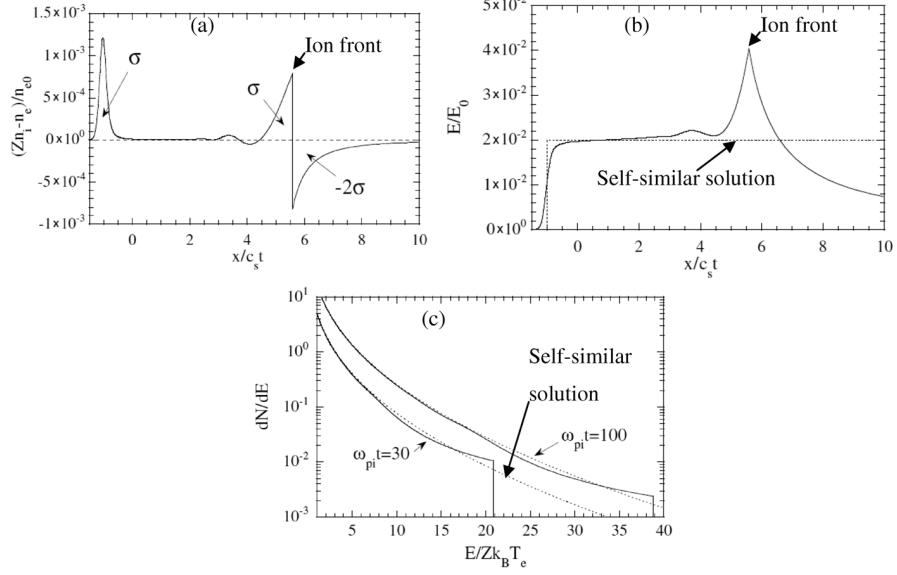


图 2.4 等离子自由膨胀模型。(a)电荷分离。(b)鞘层电场结构。(c)离子能谱结构

体，在 $\tau_L \ll t_e = 2d/c$ 时，电子可以看做等温分布。当 $\tau_L \approx t_e$ 时，电子应该看成是绝热分布 [99]。而对于 $\tau_L \gg t_e$ 的情况，以上理论都不适用。比如对于45fs的激光，满足 $\tau_L \approx t_e$ 的条件是 $d \approx 7\mu m$ 。所以一般来说对于薄靶的离子加速，等温膨胀模型是比较适用的。而对于超薄靶的离子加速，其靶的厚度要低2-3个量级，显然等温膨胀模型将不再适用。

2.3.2 激波加速机制

如2.5所示，固体靶加速的离子有三群，其中朝前运动的离子有两群，分别来源于靶前和靶后。上一节介绍了来自靶后的离子群的鞘层场加速机制，这一节将介绍另外一群来源于靶前的离子群的加速机制。

对于一个垂直于固体靶入射的激光，其纵向的有质动力不停的推动电子往前跑，激光就像钻孔一样不停的朝靶内推进，这个加速过程也叫做打洞加速机制(hole boring acceleration)。激光的打洞速度由激光的光压和离子动量平衡决定：

$$n_i m_i v_s^2 = (1 + R) I_L / c \quad (2.41)$$

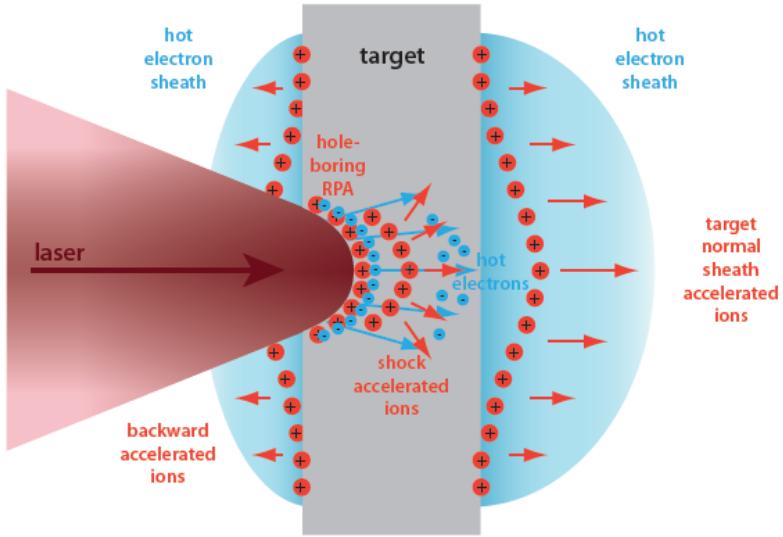


图 2.5 固体靶离子加速机制

其中 R 为激光的反射率，相应的形成的离子静电激波的速度为：

$$v_s = \sqrt{\frac{(1+R)I_L}{n_i m_i c^3}} c = a_L \sqrt{\frac{(1+R)m_e n_c}{2m_i n_i}} \quad (2.42)$$

激波前的静止离子被激波反弹，得到速度 $v_i = 2v_s$ 。激波的马赫数被定义为：

$$M = v_s/c_s \quad (2.43)$$

这里 $c_s = \sqrt{Zk_B T_e / m_i}$ 为离子声速。Silva [101] 等人的理论和 PIC 模拟研究表明高强度的激光脉冲和固体靶相互作用过程中可以产生高马赫数(2-3)的静电激波。被激波反弹的离子达到固体靶后的时候，其能够进一步被鞘层场加速到更高的能量 [101, 102]。当靶足够薄：

$$l < 4\lambda_D M^2 / Z_i \quad (2.44)$$

此时到达靶后的离子的最大速度大于鞘层场此时加速离子的最大速度，激波加速机制能够超越鞘层加速机制而占据主导地位。

2.3.3 光压加速机制

自从激光发明以来，人们就设想过用激光做为一种驱动力来加速火箭，光压加速机制与这个想法非常类似。这里，靶成为一个镜子，就像一个光帆一样，一直反射激光，激光的光压推动着整个靶一起前进从而将靶整体加速到很高的速度。反射激光的频率受到多普勒频移的效应为：

$$\omega_r = \omega_0 / 4\gamma^2 \quad (2.45)$$

这里 γ 为靶运动的相对论因子。随着靶速度的增加，反射光子能量降低，激光能量几乎全部转移给靶。同时，由于靶是作为一个整体来加速，离子会和电子加速到一样的速度，而离子的质量远高于电子，所以激光的主要能量将转移给离子。

2004年T. Esirkepov等人 [103]用线偏振激光在 $\sim 10^{23} W/cm^2$ 的激光强度下在三维模拟中看到了这种离子光压加速的现象，他们把这个机制叫做活塞加速机制，意思是激光像一个活塞一样把整个靶都推出来，从而得到准单能的GeV量级的离子束，如图2.5所示。对于以速度 v 运动的靶，激光的光压为：

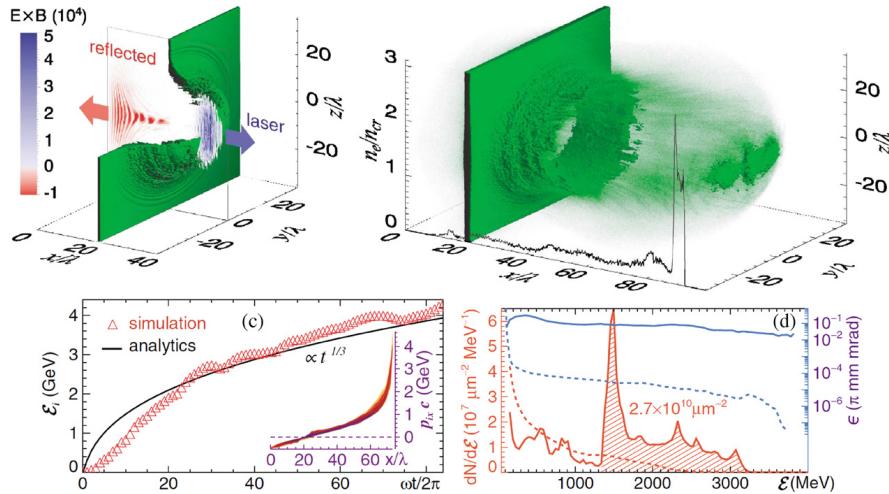


图 2.6 活塞加速机制。

$$P_{rad} = R \frac{c-v}{c+v} \frac{2I_0}{c} \quad (2.46)$$

这里R是在靶的坐标系下激光的反射率。靶的运动方程为:

$$\frac{d}{dt}(\beta\gamma) = \frac{2I(t - z/c)}{\rho lc} R \frac{1 - \beta}{1 + \beta} \quad (2.47)$$

这里 $\beta = v/c$, $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$, ρ , l 为靶的质量密度和厚度。靶加速的最终速度 β_f 取决于激光的能量密度 $F = \int I dt$ 。对于激光反射率 $R = 1$,有:

$$\beta_f = \frac{(1 + \varepsilon)^2 - 1}{(1 + \varepsilon)^2 + 1}, \varepsilon = \frac{2F}{\rho lc^2} = 2\pi \frac{Z}{A} \frac{m_e}{m_p} \frac{a_0^2 \tau}{\pi \sigma} \quad (2.48)$$

其中 $\sigma = \frac{n_0 l}{n_c \lambda}$ 为靶的面密度, τ 为激光脉冲长度。相应的可以得到离子加速的最大能量:

$$\varepsilon_i \approx m_i c^2 \left(\frac{3a_0^2 \tau}{8\pi n_0 l m_i c} \right)^{1/3} = m_i c^2 (\mu s \frac{\tau}{T})^{1/3} \quad (2.49)$$

这里, $\mu = \frac{m_e Z}{m_i}$, $s = \frac{a^2}{\sigma}$ 。

以上考虑的是靶速度接近相对论光速, 其反射率R=1的情形。而对于非相对论速度运动的靶($\beta \ll 1$)。离子的能量可以估计为:

$$\varepsilon_i \approx 2m_i c^2 (\mu R s \frac{\tau}{T})^2 \quad (2.50)$$

可以看到光压加速机制是一种非常诱人的加速机制, 它可以实现非常好的离子单能性(所有离子都被加速到一样的速度)以及超高的激光到离子转换效率。然而, 要实现这种加速机制, 需要满足许多的条件。

第一, 合适的靶厚度, 最佳厚度处于激光的光压和靶的静电分离势平衡时 [61–63]:

$$a_0 \sim \sigma = \frac{n_e l}{n_{ec} \lambda_0} \quad (2.51)$$

同时这个厚度也刚好处于靶接近相对论穿透的范围 [85]。当 $a \gg \pi\sigma$ 时, 激光能量大部分穿透了靶, 电子被激光推出而离子跟不上电子(激光光压远大于静电分离势), 则离子无法得到有效加速。在这个厚度区域推出的电子层可以作为一个相对论飞镜通过汤姆逊散射产生高次谐波 [104, 105]。当 $a \ll \pi\sigma$ 时, 由于靶太厚, 激光也无法把靶做一个整体来推动。

第二, 离子必须迅速地被加速到比较高的能量使得其能够跟上电子, 如上

所述，对于线偏振激光要实现光压加速需要激光光强 $\sim 10^{23} W/cm^2$ ，而这远高于现有激光器的激光强度($< 10^{22} W/cm^2$)。理论和模拟结果显示采用圆偏振激光可以降低光压加速机制需要的激光强度 [62, 64, 106, 107]。圆偏振激光由于其有质动力不存在 2ω 的振荡项，所以其电子加热要远远小于线偏振，这种情况下激光能够稳定的把电子推成一个高密度的电子压缩层，离子在压缩电子层形成的静电分离场中做追赶运动，在相图上呈现一个螺旋结构。这与常规射频加速器中的稳相加速过程非常类似，被称为稳相加速机制 [62]，如图2.7所示。

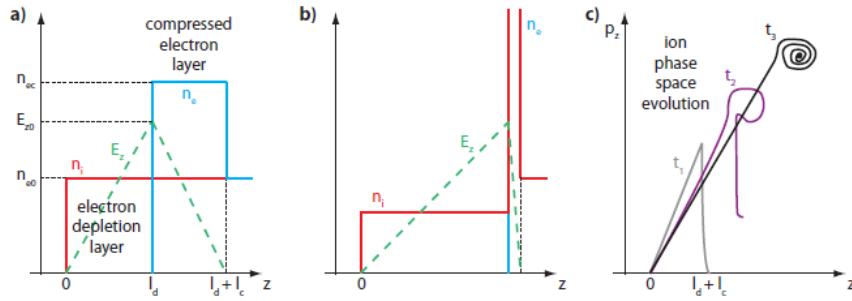


图 2.7 稳相加速机制。

第三，激光的焦斑需要足够大使得整个加速过程保持一个准一维的效应。因此，横向采用超高斯或者平顶的脉冲要优于高斯脉冲 [106–108]。

第四，横向的瑞利泰勒不稳定性 [109]需要得到控制。这一点可以通过采用特殊结构的靶来实现 [110, 111]，此外通过用两种离子混合靶的方法也可以让轻的离子的不稳定性得到控制 [112, 113]。还有用大焦斑的高斯激光脉冲，由于激光横向分布不均匀导致靶弯曲，激光能够穿透靶的边缘区域，而靶的轴线上一小团离子能够稳定实现光压加速 [114]。

此外通过光压加速机制产生的高能离子能够进一步注入到尾波场中，从而类似于电子尾波场加速一样被加速到非常高的能量。模拟结果显示用这种方法可以产生TeV量级的离子束 [115, 116]。

2.4 总结

超短超强激光和等离子体相互作用由于其强的非线性和相对论效应，现有的离子加速理论一般都基于比较多的假设和一些简单的模型。更接近实验真实情况的离子加速过程可能还需要相应的PIC模拟来获得，但是这些理论模型为我们理解离子加速过程提供了比较清晰直观的物理图像。

从现有的理论模型来看，最为有效的离子加速机制是光压加速机制。然而其实现需要许多条件，比如高的激光强度，合适的激光波形，高的激光对比度等。未来大型激光器如ELI, CALA等的建立将为实现此加速机制提供非常好的条件。接下来的第三章我们将要介绍用临界密度靶来作为等离子体透镜产生高强度、高对比度和陡峭上升沿激光脉冲的方法，此方法可能产生光压加速机制所需要的激光脉冲。

第三章 临界密度等离子体中的激光整形

3.1 引言

我们在绪论中介绍了强激光技术的发展，其中提高激光强度是激光技术发展的一个关键，大量的应用都需要高的激光强度。对于固定的激光能量来说，要提高激光强度需要在时间和空间上都对激光进行压缩。在时间上现有的激光技术已经可以把激光压缩到fs量级。同时在空间上，一般通过离轴抛面镜来把激光压缩到很小的焦斑(几个 μm 量级)。随着激光强度的增加，由于光学器件在过高的激光强度下会受到损伤，所以对于越高的激光强度需要的抛面镜和变形镜尺寸也越大，这对于相应制作工艺提出了挑战。此外，激光在真空传播时存在衍射效应，稳定传播距离在理想条件下在瑞利长度量级：

$$Z_R = \pi r_0^2 / \lambda \quad (3.1)$$

其中 r_0 为聚焦焦斑半径， λ 为激光波长。可以看到，对于焦斑越小的激光光束，其能够稳定传播的距离越短。所以一般来说很难把激光聚焦到激光波长 $1\mu m$ 以下。

对于激光驱动离子加速而言，如第二章讨论那样，不仅激光强度非常关键，往往激光的脉冲形状也会影响离子的加速。光压加速机制是目前最高效的离子加速机制，然而为了克服打洞效应 [117] 和横向不稳定性 [109] 等效应的影响，其往往需要非常高的激光强度($> 10^{21} W/cm^2$)、陡峭的激光上升沿、和非常高的激光对比度($> 10^{10}$)。这对于现有的激光技术提出了挑战。本章节将介绍一种新型的用临界密度等离子体做为透镜来产生极小焦斑($< 1\mu m$)、高强度、高对比度和陡峭上升沿激光脉冲的新方法。有别于气体密度和固体密度等离子体，临界密度等离子体有许多非常独特的特点，在这个密度区域激光和等离子体作用产生了非常丰富的物理现象。在此，我们首先对于临界密度等离子体的基本特点做一个介绍。

3.2 临界密度等离子体的特点

此前激光等离子体的研究主要集中在气体密度和固体密度等离子体的区

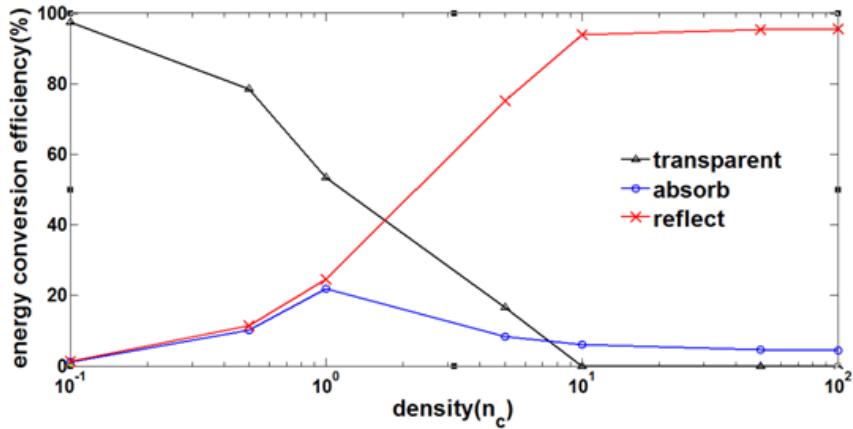


图 3.1 激光在不同密度靶中的吸收率，穿透率和反射率的2维PIC模拟结果。模拟参数为：激光为线偏振高斯脉冲，其归一化波矢量 $a_0 = 10$ ，激光焦斑直径为 $3.6\mu m$ ，脉冲长度为 $50fs$ 。等离子体长度固定为 $10\mu m$ ，其密度从 $0.1n_e$ 变到 $100n_e$

域，其中在气体中主要研究尾波场加速电子，而离子加速主要是基于激光和固体靶相互作用。对于临界密度这个中间的区域，一直以来人们的关注比较少，其中一个重要原因是靶制作比较困难。最近几年，随着团簇靶、泡沫靶以及碳纳米管靶等新靶出现，这些靶的密度都在临界密度这个范围，对于这个区域的理论和实验研究引起了越来越广泛的关注。临界密度靶一个最吸引人的特点在于其非常高的激光等离子体耦合效率，即激光在此密度范围的吸收效率最高。图3.1显示了一束超短超强脉冲在不同密度等离子体中吸收率、穿透率和反射率的2维PIC模拟结果。可以看到随着等离子体密度的升高，激光从几乎100%穿透变为几乎100%反射。而其吸收效率在临界密度处最高。在临界密度等离子体区域，激光一部分被穿透、一部分被反射、一部分被吸收，这三者基本处于一个相当的地位。

此外，在临界密度区域激光和等离子体作用过程中会产生许多非常强的非线性效应，例如相对论自聚焦 [118]、相对论自相位调制 [119]、相对论自穿透 [77]、强的自生磁场 [69]、非线性孤波和激波的产生 [120] 等。当然这里许多非线性效应比如相对论自聚焦 [78–81] 和相对论自调制效应 [83, 84] 在低密度的气体等离子体中也会发生。相应的在低密度区域的激光波形变化可以通过弱非线性近似理论来描述 [121, 122]。其中相对论自聚焦导致的激光自导引对于电子在气体等离子体中的尾波场加速研究有着重要意义 [123]。在临界密度等离子体中，这些非线性效应远比低密度区域强烈，因此不能再用弱非线性近似理论描述。如同第二章介绍的那样等离子体对激光的响应可以简单的用非线性折

射率模型来描述，其中激光的折射率 $\eta = \sqrt{1 - \frac{n_e}{\gamma n_{ec}}}$ 与等离子体密度和激光强度都有关系。可以看到，在等离子体中，激光的折射率小于1。相应的激光的相速度 $v_p = c/\eta > c$ ，而激光的群速度 $v_g = c\eta < c$ 。在不同的等离子体区域，激光的折射率因为等离子体密度和激光强度的分布不同而变化，从而导致相应区域激光群速度和相速度的不同，这是导致激光非线性波形变化的原因。具体的主要包括在横向上的相对论自聚焦和纵向上的相对论自相位调制两种效应。对于低密度的气体等离子体，考虑典型的等离子体密度 $n_e = 10^{-3}n_c$ 和 $\gamma = 10$ ，我们可以得到激光的折射率为 $\eta = 0.99995$ 。因此在低密度等离子体中激光的折射率非常接近1，相应的激光的相速度和群速度非常接近光速。我们可以估计此时激光的典型整形距离为 $\frac{1}{1-\eta}\lambda = 20mm$ ，这个是激光在低密度区域相对论自导引的典型长度。而对于临界密度气体等离子体，考虑典型的等离子体密度 $n_e = n_c$ 和 $\gamma = 10$ ，我们得到激光的折射率为 $\eta = 0.95$ 以及相应的激光的典型整形距离为 $\frac{1}{1-\eta}\lambda = 20\mu m$ 。可以看到由于临界密度比气体密度高三个量级，其激光折射率远小于气体密度等离子体。因此其激光非线性整形发生距离比气体要短三个量级。例如对于激光横向的相对论自聚焦效应，如果我们把等离子体看成一个光学透镜来对激光进行聚焦，临界密度等离子体中更短的激光整形距离意味着等离子体透镜有更小的f数，能够将激光聚到更小的焦斑。因此对于临界密度等离子体，由于其密度高，其非线性过程发生得更快，相应的非线性效应也更强。

临界密度等离子体的另外一个重要特点为电子运动会产生非常强的自生电场和自生磁场，这些自生场强度随着等离子体密度的增加而增强。对于临界密度等离子体，自生场强度和激光强度相当，因而反过来自生场会影响等离子体中电子的运动。所以对于激光和临界密度等离子体相互作用过程，激光，电子，自生场这三者强烈的耦合在一起互相影响。这种强的耦合效应导致激光和临界密度的等离子体的相互作用过程很难用简单的理论模型去描述，而PIC模拟自动的包含了上述所有非线性效应和自生场产生问题，提供了一个非常好的研究工具。

本论文主要研究了激光和临界密度等离子体作用中的两个问题：

1. 临界密度等离子体中的激光整形问题，即激光在穿透临界密度靶以后其时间上和空间上脉冲波形的变化。
2. 临界密度等离子体中激光的吸收过程，即研究临界密度靶中电子的动力学行为和加速过程。

本章首先对第一个问题进行讨论，下一章将讨论第二个问题。

3.3 临界密度等离子体中的激光整形

在这里，我们用三维PIC模拟程序来研究临界密度等离子体中相对论自聚焦，相对论自相位调制和相对论自穿透等非线性效应对激光脉冲的整形作用。模拟的盒子为 $60\lambda \times 20\lambda \times 20\lambda$ ，对应为z,x,y方向。相应的其中包含 $600 \times 200 \times 200$ 个网格。我们用一束圆偏振高斯激光从左侧入射盒子($z = 0\mu m$)，激光传播方向为z方向。激光的归一化波矢量为： $a = a_0 \exp[-(y - y_0)^2/r_0^2] \exp[-(x - x_0)^2/r_0^2] \exp[-(t - t_0)^2/\tau^2]$ 。在模拟中我们设置 $a_0 = 16.5$ ，对应的峰值激光强度为 $7.46 \times 10^{20} W/cm^2$ ， $t_0 = 50T$ ， $\tau = 25T$ ， $r_0 = 6\lambda$ ， $x_0 = y_0 = 10\lambda$ 。这里 $T = 3.3 fs$ 为激光的周期。盒子里面我们设置碳等离子体充满 $3\lambda \leq z \leq 60\lambda$ 的区域，其等离子体密度 $n_0 = 2.4n_c$ 。每个网格对于每种粒子放置了8个宏粒子，电子和碳离子的初始温度设为5eV。

3.3.1 相对论自聚焦效应

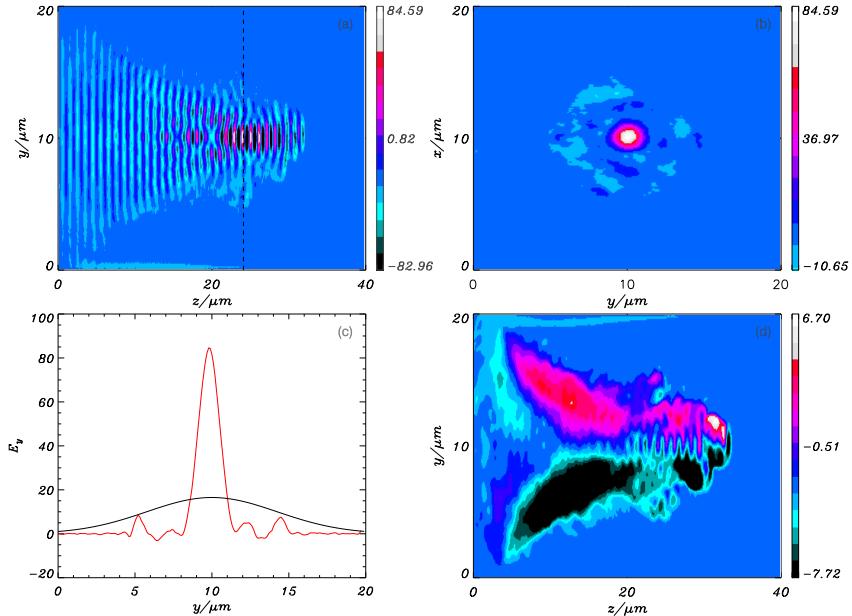


图 3.2 在 $t = 72T$ 时横向的激光自聚焦：(a)在 $x = 10\mu m$ 的(Z,Y)切面上 E_y 示意图，单位为 $m_e c \omega / e$ ，其中黑色虚线显示了(b)(c)中横向切面的位置。(b)在 $z = 24.1\mu m$ 的(X,Y)切面上 E_y 示意图。(c)在 $z = 24.1\mu m$, $x = 10\mu m$ 的沿着y轴上 E_y 示意图，其中黑色实线为初始的激光波形。(d)在 $x = 10\mu m$ 的(Z,Y)切面上周期平均的磁场 B_x 示意图，单位为 $m_e \omega / e$ 。

对于相对论激光和临界密度等离子体相互作用，环向磁场对于横向的激光自聚焦行为有着重要作用 [118, 124]。激光在临界密度等离子体中传播时，会把电子往外排，从而形成一个等离子体通道。通道中的电子被激光场加速形成很强的电子电流。这个往前的电子电流产生准静态的环向磁场。由于电子的速度接近光速，所以电子电流的密度可以大致估计为 $en_e c$ 。这个电子电流产生的环向静态磁场为：

$$B_s = (en_e)2\pi r \quad (3.2)$$

其中 r 为距离轴线的距离。可以看到，这个环向磁场随着 r 的增加而增加，因而其在轴线上为0而在通道边界处达到最大值。等离子密度越高，这个磁场也越强，对于临界密度等离子体，这个磁场能够把部分相对论电子约束在等离子体通道以内。即电子在环向磁场中的拉莫运动直径等于等离子体通道的半径：

$$r = 2\gamma mc^2/eB_s \quad (3.3)$$

这里 $\gamma = \sqrt{1 + a^2} \sim a$ 对于 $a \gg 1$ 。综合上述公式3.2和3.3我们可以得到等离子体通道的半径为：

$$r = \frac{1}{\pi} \sqrt{an_c/n_e} \quad (3.4)$$

以及相应的环向磁场最大值为：

$$B_s = \sqrt{an_e/n_c} B_0 \quad (3.5)$$

这里 $B_0 = m_e c \omega / e$ 。对于激光波长 $\lambda = 2\pi c/\omega = 1\mu m$, 我们可以得到 $B_0 = 107.1 MG$ 。由公式3.5可以看到，随着等离子体密度的提高，自生环向磁场越强，其对电子的束缚作用也相应增强。对于临界密度等离子体，此磁场的强度和激光电场强度相当，因此其对于电子的束缚作用和激光对于电子的有质动力排斥作用基本相当。这种激光，电子和自生磁场的强烈自洽耦合作用导致了极强的非线性激光自聚焦过程，激光能量迅速的被约束在横向非常窄的一个等离子体通道以内。从公式3.4可以看到激光的焦斑半径 r 随着等离子体密度的增加而减小，当等离子体密度接近临界密度时，其焦斑可以被缩小到 $1\mu m$ 以下。

图3.2显示了模拟中观察到的横向激光自聚焦过程。从图3.2(a)可以看到激光先经过一段不稳定的成丝过程，然后这些丝迅速汇聚成一个单一的激光通

3.3. 临界密度等离子体中的激光整形

道。激光在位于 $z = 24.1\mu m$ 处聚成一个最小的焦斑, 对应于激光自聚焦距离为仅仅 $21.1\mu m$ 。在激光的自聚焦距离处, 激光的归一化波矢量 $E_y = 84.59$, 和初始的激光波矢量对比增加了5倍, 即激光的强度增加了25倍。从图3.2(b)和图3.2(c)可以看到在通道内激光在横向仍然保持一个高斯的形状, 其焦斑半径大约为 0.9λ , 这和公式3.2的估计符合得很好(公式3.4的估计值为 0.83λ)。在模拟中, 我们从图3.2(d)可以看到归一化的平均环向磁场值在轴向上等于0, 而在等离子体通道边缘达到最大值约等于6.7, 这和我们公式3.5的估计符合得很好(公式3.3的估计值为6.29)。同时我们可以注意到激光焦斑变小的比率并不完全等于其归一化波矢量的增加比率, 这是因为激光在等离子体中能量被部分消耗的缘故。事实上随着等离子密度的增加, 这种差异会越大, 这一点我们将在接下来3.33节进一步讨论。

3.3.2 相对论自相位调制和相对论自穿透

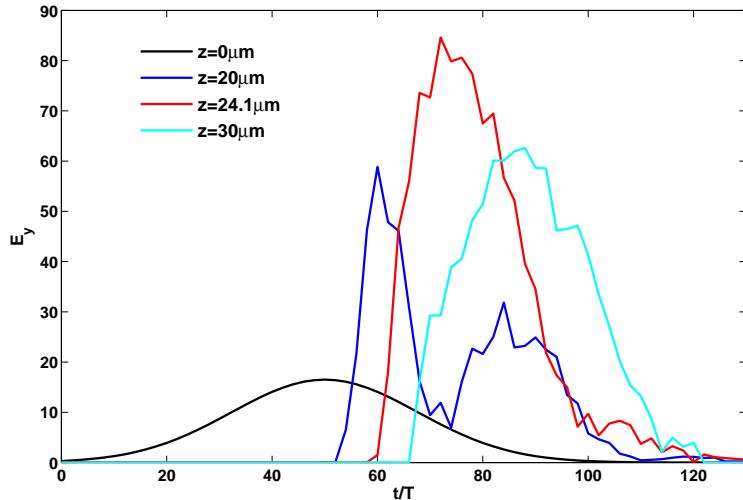


图 3.3 在纵向上不同位置处激光包络形状。

如同前面对于激光相对论自相位调制的讨论那样, 激光在中心处激光光强, 电子密度低, 导致其群速度快。而在激光波前, 激光光强弱, 电子密度高, 所以群速度慢。中心处的激光追赶波前的激光, 从而导致相对论自相位调制现象, 激光在纵向上被压缩, 其脉冲前沿变陡。图3.3给出了在纵向上不同位置处激光包络形状的变化。可以看到, 当等离子体的长度恰好等于激光自聚焦距离时, 激光包络从一个初始的高斯形变成一个准台阶形。激光脉冲上升时间

从约 $50T$ 下降为约 $8T$ ，在陡峭的上升以后激光强度在大约 $10T$ 中基本不变，随后开始缓慢下降。这种准台阶的脉冲恰好是离子光压加速机制非常需要的，其陡峭的上升沿可以有效的抑制不稳定性的发展 [109]，而中间一段平缓的区域可以提供一个稳定的光压加速过程。同时可以看到，在自聚焦距离往前和往后的位置，激光的这种整形行为都没有在自聚焦距离处有效。 $z = 20\mu m$ 处位于激光自聚焦距离以前，为激光成丝不稳定的区域，整形后的激光脉冲呈现出一个双峰结构。

激光的对比度，即激光主脉冲和预脉冲的比值对于许多的应用都有重要的影响。对于激光驱动离子加速而言，往往需要非常高的激光对比度保证靶在主脉冲来临前没有被破坏。相对论自穿透提供了一种改善激光对比度的方法 [85, 125]。其基本原理是，对于密度为 n_e 的临界密度等离子体，只有 $a > n_e/n_c$ 的脉冲才能穿透等离子体，而 $a < n_e/n_c$ 的脉冲将被反射。这样当一束激光打过来时，其预脉冲被反射，而主脉冲穿透，因此激光的预脉冲被吸收掉。图3.4显示了激光预脉冲在临界密度等离子体中的吸收过程。这里我们在主脉冲前 $40T$ 设置了一个 $a = 1$, $\tau = 10T$, $r_0 = 6\lambda$ 的小的预脉冲。可以看到经过临界密度等离子体后，这个预脉冲被吸收掉了，而主脉冲的整形行为基本不受影响。激光整形的三维示意图如图3.5所示。

3.3.3 激光和等离子体参数对激光整形的影响

进一步，我们讨论激光和等离子体参数对于激光整形的影响，如同前面介绍那样，激光的最佳整形对应于等离子体的长度等于激光的自聚焦距离。而激光的自聚焦距离与激光焦斑大小、激光强度和等离子密度等因素有关。这里对于不同的激光和等离子体参数，我们都改变等离子长度使得其恰好等于激光的自聚焦距离来实现最佳激光整形。在此条件下我们研究在激光整形过程中，以下三个关键物理量的变化：

- (i) 归一化激光波矢量的增加比率 $f_0 = a_{max}/a_0$;
- (ii) 激光脉冲的上升时间 r_T ;
- (iii) 激光的穿透效率 t_E .

我们的目标是尽可能提高 f_0 ，降低 r_T 和提高 t_E 。图3.6a显示了等离子体密度对于这三个量的影响，可以看到在一个比较宽的密度范围($1n_c$ 到 $5n_c$)都有非常有效的激光整形效应和激光强度的增加。在这个区域 $f_0 = 5$ ，对应于激光强

度增加25倍。虽然随着密度的增加激光焦斑会进一步缩小(如图3.6b所示)，然而 f_0 基本维持不变，这主要由于更高的密度会导致更强的激光衰减的缘故。当密度超过 $5n_c$ 时， f_0 反而开始下降，模拟可以看到此时激光的自聚焦过程非常不稳定，激光可能偏离轴线传播，激光的整形过程被破坏。激光的脉冲上升时间 r_T 随着等离子密度的增加而变短，当等离子密度为 $n_e = 2.4n_c$ ，其脉冲上升沿变为大概 $8T$ ，而此后随着等离子体密度进一步升高，脉冲上升沿基本保持不变。随着等离子体密度的增加，激光的穿透效率 t_E 迅速下降。当等离子体密度为 $1.5n_c$ ，激光的穿透率能达到60%，而此时的脉冲上升沿为大概 $18T$ 。而对于等离子密度 $n_e = 2.4n_c$ ，其穿透率下降为 $\sim 30\%$ 。所以提高激光穿透效率和降低激光脉冲上升时间这两者是不能兼得的，如果不太需要特别陡峭上升沿，而只是希望得到尽可能高的激光强度和保留尽可能多的激光能量，可以采用比较低一些的等离子体密度。而如果需要得到尽可能陡峭的上升沿，则需要提高等离子体密度。另外从模拟中观察到的磁场大小和激光聚焦焦斑半径和我们理论估计非常吻合，如图3.6b和3.6d所示。

另一个关键的问题是，对于不同强度的激光应该怎么设置这个等离子体透镜的参数？这里通过模拟我们发现，只要保持等离子体的特征长度 $l_s/\lambda = \sqrt{an_c/n_e}$ 固定，则对于不同强度的激光，其整形效果基本不变，如图3.6c所示。因此只要使得等离子体透镜的密度随着激光强度的增加线性增加，这种整形方法就可适用于大于 $10^{19} W/cm^2$ 的不同激光强度。

3.4 小结

这一章我们讨论了用合适参数临界密度等离子体做一个等离子体透镜产生高强度，陡峭上升沿和高对比度激光的方法。通过三维模拟我们发现激光的相对论自聚焦，相对论自相位调制和相对论自穿透这些非线性效应会同时发生作用，从而发生三种激光整形的效应：

- I) 激光相对论自聚焦导致的激光横向焦斑变小，光强增加；
- II) 激光相对论自相位调制导致激光纵向脉冲压缩和脉冲前沿变陡；
- III) 激光相对论自穿透导致的激光预脉冲的吸收。

通过模拟我们发现最佳的激光整形位于等离子体长度等于自聚焦距离时。经过整形过程激光的焦斑能够聚到 $1\mu m$ 以下，激光强度提高超过一个量级，并且产生一个准台阶状的脉冲。对于比较低的等离子体密度激光的穿透率能

够达到60%。固定等离子体特征长度不变，此透镜能够用于不同的激光强度。这个整形过程只涉及激光和等离子体相互作用。等离子体不存在材料的损伤问题，所以理论上说这种整形方法不受到激光光强增加的制约，能够用于非常高强度的激光。这种整形以后的激光脉冲对于很多应用都非常有用，例如激光驱动电子和离子加速、激光与固体靶相互作用中阿秒脉冲和x射线的产生等 [126, 127]。

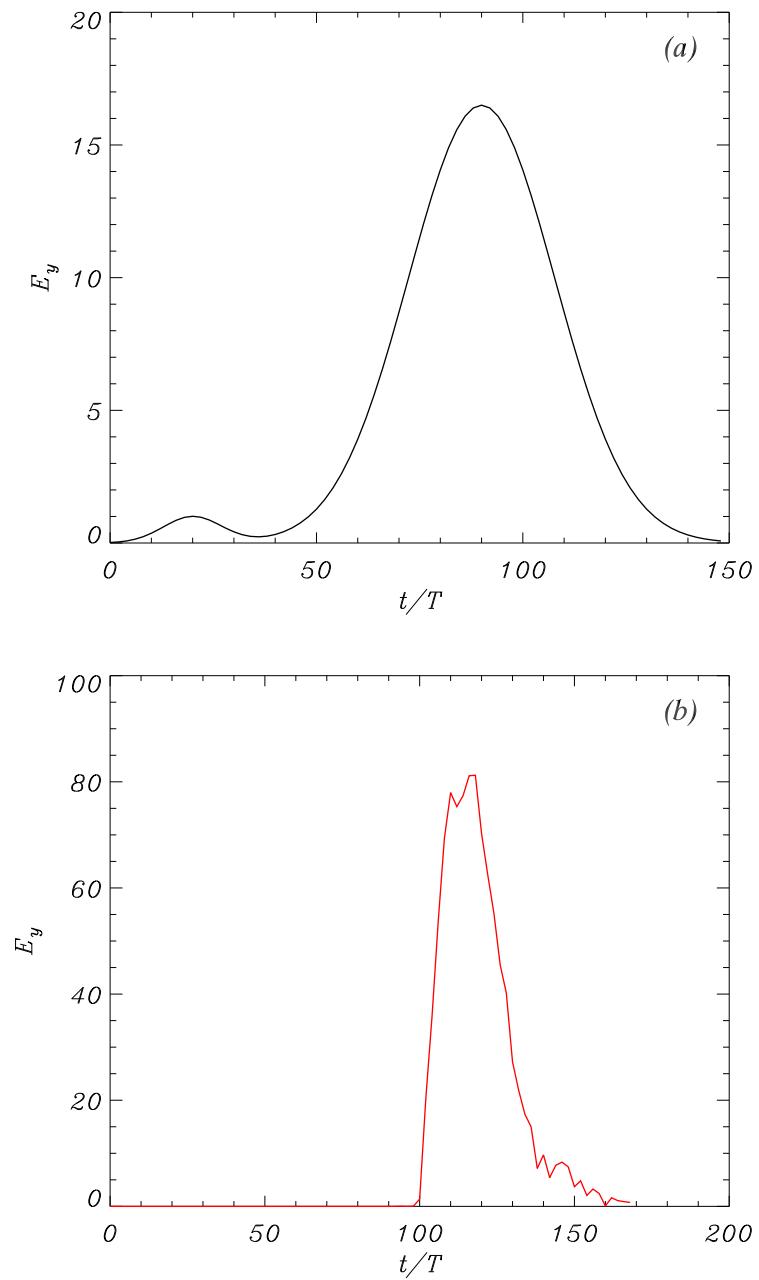


图 3.4 激光预脉冲的吸收。

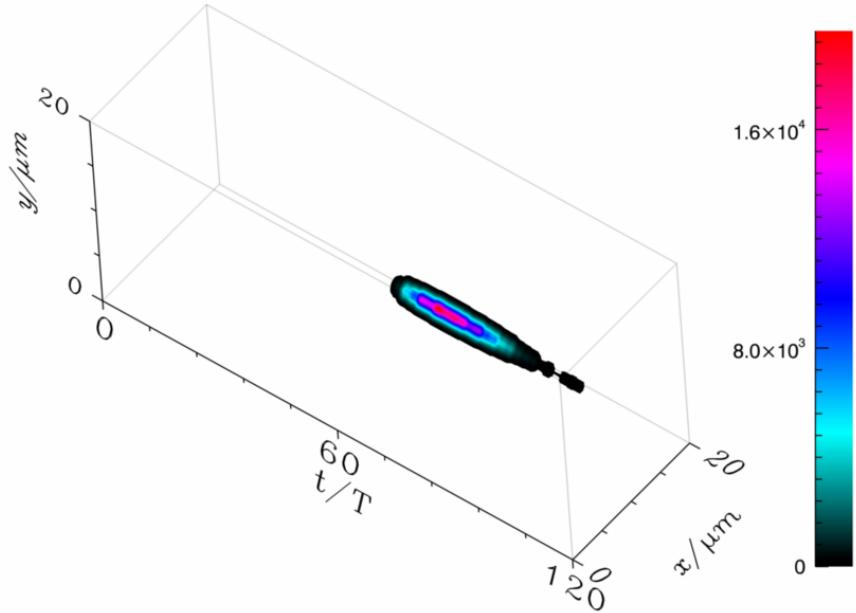


图 3.5 激光整形的三维示意图。

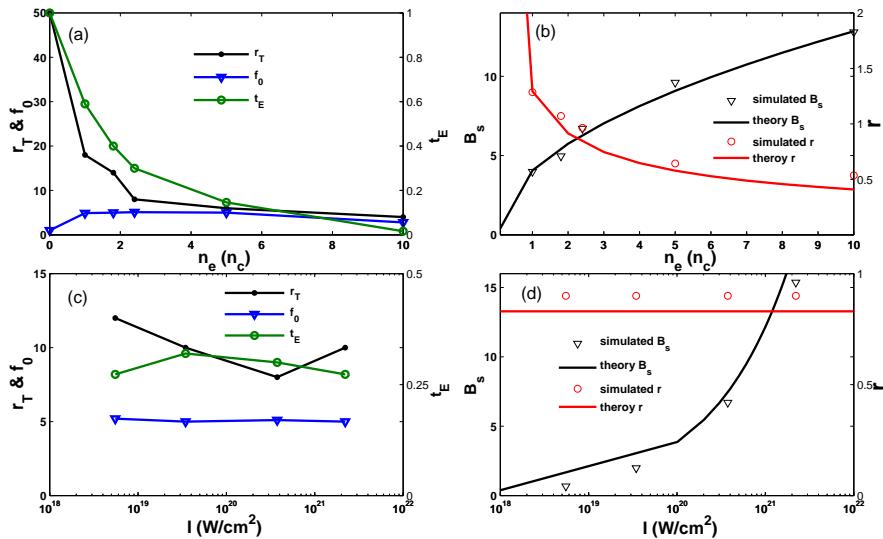


图 3.6 不同等离子体密度和激光强度对于激光整形的影响:(a) f_0 , r_T 和 t_E 对于不同的等离子体密度和固定的激光光强 $a_0 = 16.5$; (b) B_s 和 r 对于不同的等离子体密度和固定的激光光强 $a_0 = 16.5$; (c) f_0 , r_T 和 t_E 对于不同的激光强度和固定的等离子体特征长度 $l_s/\lambda = \sqrt{an_c/n_e} = 2.6$; (d) B_s 和 r 对于不同的激光强度和固定的等离子体特征长度 $l_s/\lambda = \sqrt{an_c/n_e} = 2.6$;

第四章 临界密度等离子体中的电子加速和双层靶离子加速

4.1 引言

我们在上一章讲述了临界密度中的激光整形现象，可以看到伴随着激光穿透临界密度等离子体的过程中，一方面激光波形会由于非线性效应而发生变化，另一方面激光损失了很大一部分的能量。这些能量损失一部分由于激光被等离子体所反射，另一部分则由于激光被等离子体吸收。正如前面所述，临界密度等离子体对应着最强的激光等离子体的能量耦合和激光吸收效率。本章将讨论临界密度中激光的吸收机制问题。需要首先说明的是，上一章讨论的激光整形和这一章将要讨论的激光吸收和电子动力学行为这两者不是独立的两个过程，激光的整形过程受等离子体的密度分布的影响，因而其和等离子体中电子的移动紧密相关。而激光在等离子体中的波形变化显然也会影响电子的动力学行为和相应的激光吸收机制。

此外，对于临界密度等离子体，电子的运动不光受到激光的影响，还会受到其电子运动本身产生的自生场的影响。对于线偏振激光来说，自生场主要包括径向的静电场和环向的静磁场。其中径向的静电场来源于等离子体通道中的电荷分离，而环向的静磁场来源于等离子体中往前的电子电流。由于激光有质动力方向为激光强度梯度方向，因而其总是会试图把电子排出等离子体通道。而自生场则起到一个相反的作用，其力总是试图把电子约束在等离子体通道以内。而对于临界密度等离子体，自生场的强度和激光场相当，所以等离子体中的电子在这两者的共同作用下处于一个动态平衡的过程中。一部分电子会被激光排出而形成一个等离子体通道，而与此同时一部分电子会被自生场约束在等离子体通道以内。这些被约束在等离子体通道内的电子会在激光场和自生场的共同作用下运动，出现了一种新的电子加速机制：激光直接加速(Direct Laser Acceleration)，简称DLA机制 [128–130]。这个电子在等离子体通道中的加速过程本质上可以看成一个逆自由电子激光的过程 [131]。只是这里外在的扭摆场由等离子体通道中的自生场代替，而相应的相位也由电子能量转移给自由电子激光的相位变成激光能量转移给直接加速电子的相位。对于临界密度等离子体，这种电子的直接加速机制将主导激光到等离子体的能量吸收过程。而对于不同的激光偏振类型，相应电子动力学行为也会有差异。本章前半部分将分别讨论

线偏振和圆偏振下激光和临界密度等离子体相互作用中电子直接加速的理论模型和模拟结果，然后后半部分讨论这种直接加速电子对于双层靶离子加速的影响。

4.2 临界密度等离子体中的电子加速

4.2.1 线偏振下电子直接加速

对于线偏振激光，自生场主要包括径向的静电场和环向的静磁场。如果考虑一个圆柱形的等离子体通道，其中电子的密度为 $n_e = fn_0$ 。这里f为电子的排空系数($0 \leq f \leq 1$)， n_0 为初始等离子体电子密度。由于电荷分离密度 $(1 - f)n_0$ 形成的径向静电场为：

$$-eE_r = (1 - f)m\omega_p^2/2 \cdot r \quad (4.1)$$

激光在等离子体中驱动的往前的电子电流密度为 $-efn_0c$ ，相应的产生的环向磁场为：

$$-eB_\varphi = fm\omega_p^2/2 \cdot r \quad (4.2)$$

在这两个自生场作用下的电子径向运动方程为：

$$m\gamma d^2r/dt^2 = eE_r + eB_\varphi = -m\omega_p^2/2 \cdot r \quad (4.3)$$

从而我们可以得到电子在自生场中的横向振荡频率为：

$$\omega_\beta^2 = \omega_p^2/2 \quad (4.4)$$

可以看到电子的横向振荡频率和f无关。

上面我们求解了电子在自生场作用下的横向振荡频率，事实上电子在等离子体通道的运动受到激光场和自生场的共同影响。如果我们考虑激光场为一个平面波： $E_y^l = E_0 \cos \omega_0(t - x/v_{ph})$, $B_z = E_y/v_{ph}$ ，其中 v_{ph} 为激光运动的相速度，激光朝x方向运动。进一步由于径向电场和环向磁场与电子的横向位置成正比，我们可以假设：径向电场 $E_y^s = \kappa_E y$, 环向磁场 $B_z^s = -\kappa_B y$ 。这里我们求解电

子在二维x-y平面的运动，采用如下无量纲量：

$$p \rightarrow p/mc; v \rightarrow v/c; t \rightarrow \omega_0 t; x \rightarrow x\omega_0/c; E \rightarrow eE/m\omega_0 c; B \rightarrow eB/m\omega_0; \quad (4.5)$$

可以得到电子运动方程为：

$$\frac{dp_x}{dt} = -\frac{v_y}{v_{ph}} E^l - v_y B^s \quad (4.6)$$

$$\frac{dp_y}{dt} = -(1 - \frac{v_y}{v_{ph}}) E^l - E^s + v_x B^s \quad (4.7)$$

$$\frac{d\gamma}{dt} = -v_y (E^l + E^s) \quad (4.8)$$

由公式4.6和4.8我们可以得到电子运动的一个常量：

$$-v_{ph} p_x + W = W_0 \quad (4.9)$$

其中

$$W = \gamma - 1 + (\kappa_E + v_{ph} \kappa_B) y^2 / 2 \quad (4.10)$$

这里 $K = \gamma - 1$ 为电子的动能， $U = (\kappa_E + v_{ph} \kappa_B) y^2 / 2$ 为电子在自生场中的势能。由于其非线性特性，要对于公式4.6-4.8进行精确求解是不可能的，然而这些公式反映了电子的加速过程，这里对于电子的横向运动，我们可以改写公式4.7为：

$$\frac{d^2 y}{dt^2} + \omega_\beta^2 y = [(\frac{dy}{dt})^2 - (1 - \frac{v_x}{v_{ph}})] \frac{E^l}{\gamma} + (\frac{dy}{dt})^2 \frac{\kappa_E y}{\gamma} \quad (4.11)$$

其中电子的横向振荡频率为：

$$\omega_\beta^2 = (\kappa_E + v_x \kappa_B) / \gamma \quad (4.12)$$

公式4.11右边的驱动力实现电子共振的条件为：

$$\omega_\beta = 1 - v_x / v_{ph} \quad (4.13)$$

这里，公式4.13右边 $1 - v_x / v_{ph}$ 为在电子运动坐标系下的激光频率。当这个共振

条件满足时，电子的横向振荡频率等于激光的频率，这意味着当电子经过半个周期的加速而运动方向反向时，激光刚好也改变电场方向，从而电子能够持续的在激光场中被加速。如果考虑速度非常快的相对论电子 $\gamma \gg 1$ ，电子的横向振荡频率是一个慢变量，此时对于电子的横向运动有：

$$p_y = P_y \cos \theta_\beta, d_t \theta_\beta = \omega_\beta \quad (4.14)$$

这里 P_y 为电子横向运动的最大振幅，电子横向运动最大偏移为 $y_0 = P_y / \omega_\beta$ 。由公式4.8我们可以得到：

$$d_x(\gamma + \frac{\kappa_E y^2}{2}) = -E_0 \frac{P_y}{2p_x} (\cos \Psi + \cos \psi) \quad (4.15)$$

$$v_x d_x \Psi = \omega_\beta - (1 - \frac{v_x}{v_{ph}}) \quad (4.16)$$

$$v_x d_x \psi = \omega_\beta + (1 - \frac{v_x}{v_{ph}}) \quad (4.17)$$

其中 Ψ 为电子在激光场中的慢变化的有质动力相位，而 ψ 为快变化相位，其振荡频率为 $2\omega_\beta$ 。可以看到要使得电子在激光场中得到加速需要其有质动力相位满足 $\pi/2 < \Psi < 3\pi/2$ 。其最大的电子加速相位位于 $\Psi = \pi$ 时，此时当电子到达轴线速度最大时，激光电场也恰好位于其最大值，而当电子达到通道边界时，激光电场为0。可以看到，要实现电子的直接加速，需要电子和激光满足共振条件，这要求电子的频率和相位与激光的频率相位相匹配。因此等离子通道中并不是所有的电子都能够实现这种有效的共振加速，而且对于共振的电子，随着其速度的增加，其 ω_β 减小，这会导致电子慢慢失去其加速相位而加速过程终止。总的来看，电子达到共振匹配的条件是一个随机的行为，电子共振加速的距离和最终加速的能量和电子初始的速度和位置都有很大的关系，因而最终等离子体中的总的电子能谱呈现一个指数分布。对于共振的电子，电子的横向速度 $\beta_\perp = v_\perp/c$ 的振荡周期等于激光的周期，而电子纵向速度 $\beta_\parallel \approx 1 - \beta_\perp^2/2$ 的振荡周期为半个激光周期。因此每个激光周期会产生两团共振的电子束团，这一点会在我们接下来的模拟结果中看到。

我们用二维PIC模拟程序研究了线偏振下激光和临界密度靶相互作用中的电子加速过程。其模拟参数为：模拟的盒子为 $120\lambda \times 40\lambda$ ，对应为z,y方

向。相应的其中包含 9600×1600 个网格。我们用一束线偏振高斯激光从左侧入射盒子($z = 0\mu m$)，激光传播方向为 z 方向。激光的归一化波矢量为： $a = a_0 \exp[-(y - y_0)^2/r_0^2] \exp[-(t - t_0)^2/\tau^2]$ 。在模拟中我们设置 $a_0 = 21$ ，对应的峰值激光强度为 $6 \times 10^{20} W/cm^2$ ， $t_0 = \tau = 15T$ ， $r_0 = 6\lambda$ ， $y_0 = 20\lambda$ 。这里 $T = 3.3 fs$ 为激光的周期。盒子里面我们设置碳等离子体充满 $10\lambda \leq z \leq 35\lambda$ 的区域，其等离子体密度 $n_0 = 1.2n_c$ 。每个网格对于每种粒子放置了36个宏粒子，电子的初始温度设为 $1 keV$ 。

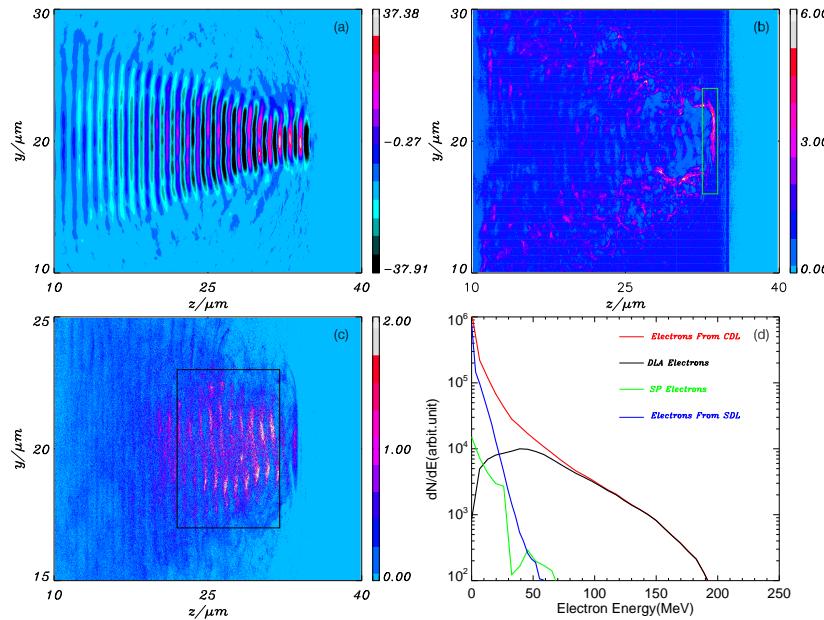


图 4.1 电子在临界密度等离子体中的加速过程。(a) $t = 44T$ 时 E_y 示意图，单位为 $m_e c \omega / e$ ，(b) $t = 44T$ 时电子密度图，(c) $t = 44T$ 时电子能流密度图 $E_f = \sum(\gamma - 1)m_e c^2 v_{ez}$ ，(d)电子能谱图。

电子在临界密度等离子体中的加速过程如图4.1所示。其中图4.1(a)显示了二维情况下的激光自聚焦过程。二维情况下激光的焦斑大小可以估计为 $r_f = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{a_0 n_c}{\sqrt{2} n_{e1}}}$ ，其中 a_0 是初始的激光归一化强度而 n_{e1} 是初始的电子密度。根据我们的模拟参数，可以理论估计焦斑半径为 $1.125\mu m$ ，而模拟中焦斑半径为 $1.1\mu m$ ，理论和模拟符合得很好。对于二维模拟，其聚焦以后的激光强度满足关系为： $a_f \leq a_0 \sqrt{r_0/r_f}$ ，而对于三维模拟，满足 $a_f \leq a_0 r_0/r_f$ ，其中 a_0 ， r_f 和 r_0 分别是初始激光光强，聚焦以后激光焦斑和初始激光焦斑。可以看到三维模拟中激光的聚焦强度比二维要强，即相对论自聚焦效应更强。在此二维模拟中聚焦的激光光强 $a_f \sim 1.8a_0 \leq a_0 \sqrt{r_0/r_f} = 2.3a_0$ ，符合我们的理论估计。

伴随着激光的整形过程，激光能量迅速沉积在等离子体中。从模拟中我们可以观察到两群电子：第一群电子是雪犁(snow plow)电子，我们简称其为SP电子(位于图4.1b中绿色方框中)。这些电子在激光有质动力的作用下堆积在激光波前，这种电子加速机制叫做雪犁加速 [132, 133]。从图4.1b中可以看到这些电子的密度远远高于背景等离子体密度。另一群电子就是我们上面讨论的激光直接加速电子(direct laser acceleration)，我们简称其为DLA电子(位于图4.1c中黑色方框中)。我们可以看到这些DLA电子在密度图上显示出强烈的密度振荡，如图4.1b所示。这些电子在图4.1c的电子能流密度中显示得更为清晰，可以看到电子在纵向的振荡周期为半个激光周期，每个激光周期分别在轴线的上方和下方产生了两团直接加速的电子。激光的能量大部分沉积给了这部分直接加速的共振电子，因而直接加速电子机制是临界密度里面占主导地位的电子加速机制。

在图4.1d中我们比较了4种不同情况的电子能谱，其中红线为临界密度中所有电子的能谱，黑线为临界密度中直接加速电子的能谱，绿线为雪犁加速的电子能谱，蓝线为相同激光与固体密度等离子体作用下的电子能谱。可以看到线偏振激光与临界密度等离子体作用中电子能谱呈现指数分布，其中加速的高能电子都来源于直接加速电子，而雪犁加速的电子虽然有很高的电子密度，但其能量不高。进一步我们可以看到临界密度中得到的电子的截止能量远高于固体密度。这是因为对于固体密度靶，激光被靶反射，电子的有效加速时间只有半个激光周期，此时电子的典型能量为激光的有质动力势 $E = (\gamma - 1)m_e c^2$ 。而对于临界密度靶，电子一旦满足共振条件，其可以在几十个激光周期内持续从激光处得到能量，所以最大电子能量可以远高于激光的有质动力势。激光到所有临界密度等离子体中的电子，直接加速电子，雪犁加速电子和固体密度等离子体中电子的能量转换效率分别为：26%，11%，0.8% 和1.8%。可以看到激光到临界密度等离子体的能量转换效率远高于固体密度等离子体，其中接近一半的能量转移给了直接加速的电子。

以上，我们讨论了线偏振下激光与临界密度等离子体相互作用的电子直接加速机制，可以看到，这种加速机制在临界密度的电子加速中占主导地位。要实现这种有效的电子直接加速，需要自生场足够强从而电子能够满足共振条件。对于线偏振的激光，这种共振条件的实现是一种随机过程。而接下来我们将讨论圆偏振激光下临界密度等离子体的电子直接加速，此时电子能够自匹配的达到与激光的共振，从而实现电子的自匹配直接加速 [134]。

4.2.2 圆偏振下电子自匹配直接加速

圆偏振激光和线偏振激光的一个重要区别在于：圆偏振激光下，电子在横向做圆周运动，其能够产生一个轴向的静磁场，对于临界密度等离子体，这个静磁场强度能够达到100兆高斯量级，从而其能够约束一部分电子在激光轴线上。这里，我们考虑电子在轴向磁场中做拉莫运动，可以定义电子能够被轴向磁场约束住的垂直动量的最大值为：

$$p_{tr} = 2eRB_{sz} \quad (4.18)$$

这里 p_{tr} 为电子被轴向磁场约束的动量最大阈值，R为轴向磁场区域的半径， B_{sz} 为激光的轴向磁场。当电子到达轴线时，如果其垂直动量小于 p_{tr} ，则其将被轴向磁场约束住而围绕轴向磁场做拉莫运动。考虑一个圆偏振的朝z方向传播的平面波： $E_{Lx} = E_L \cos \phi$, $E_{Ly} = E_L \sin \phi$, $B_{Lx} = -E_{Ly}/v_{ph}$, $B_{Ly} = E_{Lx}/v_{ph}$ ，其中 $\phi = kz - \omega_0 t$ 为激光的相位。考虑电子在激光场以及环向磁场 $B_{s\theta}$ 和轴向磁场 B_{sz} 的共同作用下的横向运动方程为：

$$dp_x/dt = -e\kappa E_L \cos \phi + ev_z B_{sy} - ev_y B_{sz} \quad (4.19)$$

$$dp_y/dt = -e\kappa E_L \sin \phi - ev_z B_{sx} + ev_x B_{sz} \quad (4.20)$$

这里 $\kappa = 1 - v_z/v_{ph}$ ，对于速度非常快的共振电子，可以假定 $v_z \rightarrow 0$, $\dot{\gamma} \rightarrow 0$ 。从而我们可以得到圆偏振下共振电子横向运动方程为：

$$\frac{d^2 p_x}{dt^2} + \Omega_\theta^2 p_x + \Omega_z \frac{dp_y}{dt} = m_e c a_L \omega_L^2 \sin \omega_L t \quad (4.21)$$

$$\frac{d^2 p_y}{dt^2} + \Omega_\theta^2 p_y - \Omega_z \frac{dp_x}{dt} = m_e c a_L \omega_L^2 \cos \omega_L t \quad (4.22)$$

其中 $a_L = eE_L/m_e c \omega_0$ 为归一化的激光强度， $\omega_L = \kappa \omega_0$ 为在电子运动坐标系下的激光频率， $\Omega_\theta = \sqrt{\frac{ev_z}{\gamma m_e} \frac{\partial}{\partial r} B_{s\theta}}$, $\Omega_z = eB_{sz}/\gamma m_e$ 分别为电子在环向磁场和轴向磁场中的振荡频率。设定 $p_x(t) = -p_\perp(t) \cos \omega_+ t$, $p_y(t) = p_\perp(t) \sin \omega_+ t$ 可以求得电子横向动量为：

$$p_\perp(t) = \frac{2m_e c a_L \omega_L^2}{(\omega_B - \omega_L)(\omega_B + \omega_L + \Omega_z)} \sin \omega_- t \quad (4.23)$$

其中电子的振荡频率 $\omega_B = \sqrt{\Omega_\theta^2 + (\Omega_z/2)^2} - \Omega_z/2$, $\omega_+ = (\omega_B + \omega_L)/2$, $\omega_- = (\omega_B - \omega_L)/2$ 。可以看到电子满足共振的条件为 $\omega_B \approx \omega_L$ 。事实上, 对于共振电子, 其 $\gamma \gg 1$, 轴向磁场对于电子的共振运动只是起到一个很小的修正作用, 对于电子的共振频率起主要作用的是环向磁场。轴向磁场对于电子运动的影响主要体现在其对于电子的约束作用上, 考虑一个被轴向磁场约束住的电子, 其逃离轴向磁场约束的条件是其垂直动量超过 p_{tr} , 即:

$$\left| \frac{2m_e c a_L \omega_L^2}{(\omega_B - \omega_L)(\omega_B + \omega_L + \Omega_z)} \right| > 2eRB_{sz} \quad (4.24)$$

或者写为:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_L} < \left(1 + \frac{\Omega_z}{2\omega_L}\right) \left(\sqrt{1 + \frac{m_e c a_L}{eRB_{sz}} / \left(1 + \frac{\Omega_z}{2\omega_L}\right)^2} - 1 \right) \quad (4.25)$$

这里 $\Delta\omega = |\omega_B - \omega_L|$ 。当轴向磁场足够强使其满足:

$$\frac{m_e c a_L}{eRB_{sz}} / \left(1 + \frac{\Omega_z}{2\omega_L}\right)^2 \ll 1 \quad (4.26)$$

则有:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_L} < \frac{a_L}{2\pi(R/\lambda)[(B_{sz}/B_0)^2 + 2(B_{sz}/B_0)]} \quad (4.27)$$

这里 $B_0 = m_e c \omega / e$ 。对于激光波长 $\lambda = 2\pi c / \omega = 1\mu m$, 我们可以得到 $B_0 = 107.1 MG$, 这里我们假定对于束缚的电子其 $\gamma \kappa \sim 1$ 。可以看到, 轴向磁场越强, 则公式4.27越接近1, 即 $\frac{\Delta\omega}{\omega_L} \rightarrow 0$, 这意味着只有满足共振条件的电子才能逃离轴向磁场的约束。当电子被轴向磁场约束住时, 其振荡频率在激光场中迅速变化, 只有其达到共振条件才能脱离轴向磁场的约束, 此后在环向磁场作用下和激光共振而直接被激光加速。这种电子在轴向磁场约束下自动达成匹配条件的加速过程被称为自匹配电子直接加速。这里被轴向磁场约束住的电子就像形成一个“水池”, 其可以源源不断的提供满足共振条件的电子。关于此加速机制具体细节的三维模拟结果可见文献 [134]。这里本论文只给出同样激光参数下圆偏振和线偏振激光相比较的电子能谱图。

由图4.2可见圆偏振下电子能谱图呈现一个平台的形状, 其最高能的电子数目远大于线偏振激光。可见在圆偏振情况下, 电子自匹配导致其达成共振条件的几率增加, 因而其高能电子数目更多。

以上我们可以看到不管什么样的激光偏振形态, 在临界密度等离子体中,

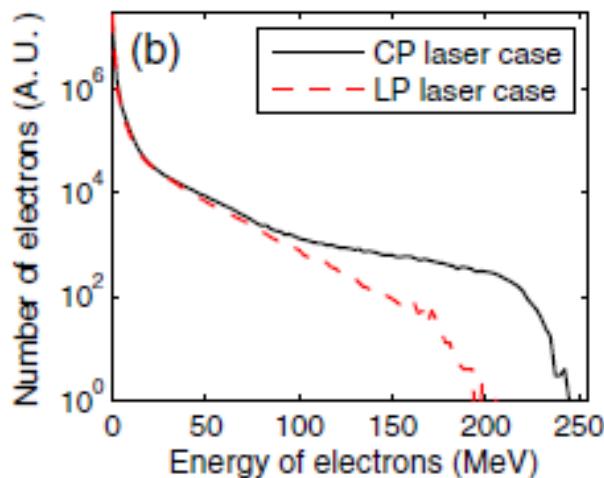


图 4.2 圆偏振和线偏振对比的电子能谱图

占主导地位的加速机制为电子的共振直接加速。其中圆偏振激光由于存在轴向磁场的约束效应，其电子能够实现自动匹配而增加共振几率。我们对于气体，固体和临界密度下电子的加速机制进行总结为表4.1。可以看到，气体中电子主要的加速机制为尾波场加速，这是一种非直接的电子加速，激光先驱动尾波场，电子从尾波后部注入，然后经过许多个激光周期被有效的加速到很高能量。然而由于气体密度低，加速电子密度较低。固体中电子加速机制主要为靶前表面的各种激光加热机制，其加速时间很短，电子能量低。而临界密度中的电子加速行为和气体以及固体都显著不同，临界密度等离子体密度较高，加速电子密度高，而且由于电子共振的被激光加速许多个周期，电子能量高。因此在临界密度中能同时产生高能量和高密度的电子束。

表 4.1 不同密度下电子加速的区别

	气体	固体	临界密度
加速机制	非直接	直接	直接
加速时间	许多激光周期	半个激光周期	许多激光周期
电子能量	高	低	高
电子密度	低	高	高

4.3 双层靶中的离子加速

我们在前面的讨论中可以看到在临界密度中会有强烈的激光整形，从而产

生更高强度的激光。与此同时等离子体通道内会产生高能量的直接加速电子。而从第二章关于激光离子加速的理论可以看出激光强度的提高和高能量电子的产生都有助于产生更高能量的离子，所以临界密度等离子体对离子加速非常有利。虽然到目前为止大部分激光离子加速的研究都集中于固体密度等离子体，但最近几年由于临界密度等离子体具有非常高的激光等离子体耦合效率 [30, 69, 77]，在这个密度区域离子加速研究也吸引了一定的关注。理论和实验研究表明临界密度靶能够通过磁涡流 [97]，持续的静电场等 [50, 122, 135–137] 方式产生高能量的离子。然而单纯临界密度靶产生的离子虽然能量很高，其离子数目不多，而且其离子能谱一般呈指数分布。

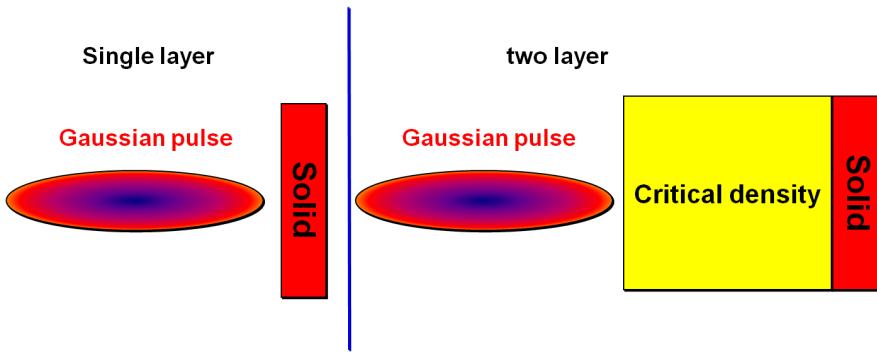


图 4.3 双层靶和单层固体靶离子加速示意图

这里我们提出在临界密度靶后加上一层固体靶的想法，这样一方面能够利用临界密度产生高强度激光和高的能量耦合效率的优点，另一方面又能够让整形以后的激光和固体靶相互作用，加速固体靶里面离子。具体的示意图如图4.3所示，我们通过二维PIC模拟比较了双层靶和单层固体靶的离子加速过程。其模拟参数如下：模拟的盒子为 $120\lambda \times 40\lambda$ ，对应为z,y方向。相应的其中包含 9600×1600 个网格。我们用一束线偏振高斯激光从左侧入射盒子($z = 0\mu m$)，激光传播方向为z方向。激光的归一化波矢量为： $a = a_0 \exp[-(y - y_0)^2/r_0^2] \exp[-(t - t_0)^2/\tau^2]$ 。在模拟中我们设置 $a_0 = 21$ ，对应的峰值激光强度为 $6 \times 10^{20} W/cm^2$ ， $t_0 = \tau = 15T$ ， $r_0 = 6\lambda$ ， $y_0 = 20\lambda$ 。这里 $T = 3.3 fs$ 为激光的周期。盒子里面我们设置临界密度靶为碳靶，碳等离子体充满 $10\lambda \leq z \leq 35\lambda$ 的区域，其等离子体密度 $n_{e10} = 1.2n_c$ 。每个网格对于每种粒子放置了36个宏粒子，电子的初始温度设为 $1keV$ 。而固体靶放置在临界密度靶后，为碳氢混合靶，其碳氢比 $C^{6+}:H=10:1$ 。固体靶的厚度 $d = 0.15\mu m$ ，电子密度 $n_{e20} = 60n_c$ 。固体靶区域每个网格放置200个粒子，其电子初始温度设

为 1keV 。

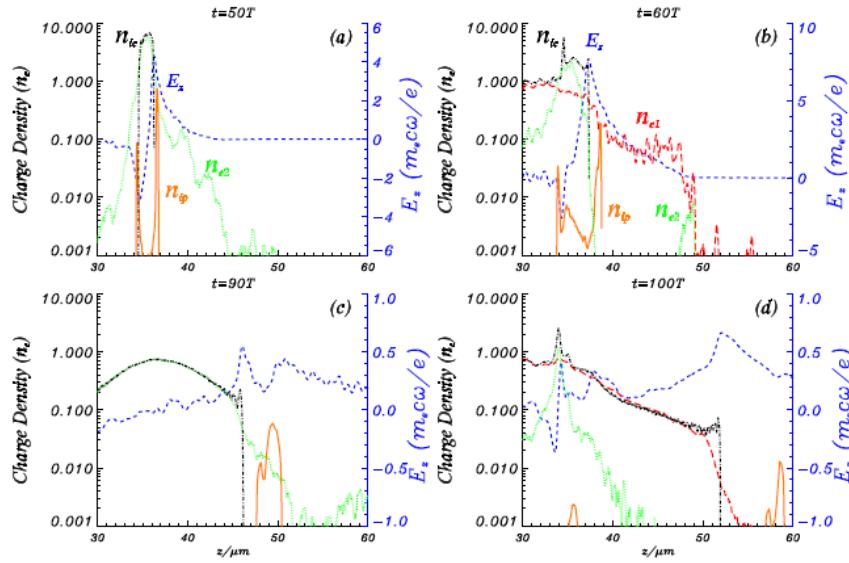


图 4.4 双层靶和单层固体靶的离子加速过程比较。

图4.4和4.5显示了双层靶和单层固体靶的离子加速过程和结果的比较。其中图4.4显示了离子加速初期(图4.4(a)(b))和后期(图4.4(c)(d))在轴线上的一维密度和电场结构图。可以看到，在离子加速初期，由于氢离子具有更高的荷质比，其很快跑到碳离子的前面，形成一束往前的质子束。这里对于双层靶为了区别来自不同靶区域的电子，我们分别用 n_{e1} 和 n_{e2} 来标注来自于临界密度靶和固体靶的电子密度。我们可以看到来自于临界密度靶的直接加速电子对于鞘层电场的形成起主导作用。比较两种情况下的鞘层电场可以看到，由于激光强度的提高和高能量直接加速电子的产生，双层靶情况下靶后的鞘层电场比单层靶更强，而且其纵向范围更广。因此双层靶能够加速离子到更高能量。从图4.5可以看到对于双层靶在 $t = 75T$ 时质子束已经被加速到了 150MeV ，其质子束能散此时为 14% 。这比同样时候的单层靶质子能量要高三倍。

在离子加速的后期，对于单层靶，可以看到由于电子迅速的扩散，加速的质子束流不再满足电中性，此时被加速的质子束开始在其自身的库伦膨胀场中扩散，如图4.4(c)所示。在这个过程中，质子束流的峰值能量不再增加，而质子束的能散迅速增大，如图4.5(a)(c)所示。而对于双层靶，其库伦膨胀效应在整个加速过程中都被抑制。这主要由于两个原因所致：第一，由于双层靶加速的质子束流经过了更长和更强的早期加速，其离子密度更低，因此其库伦膨胀

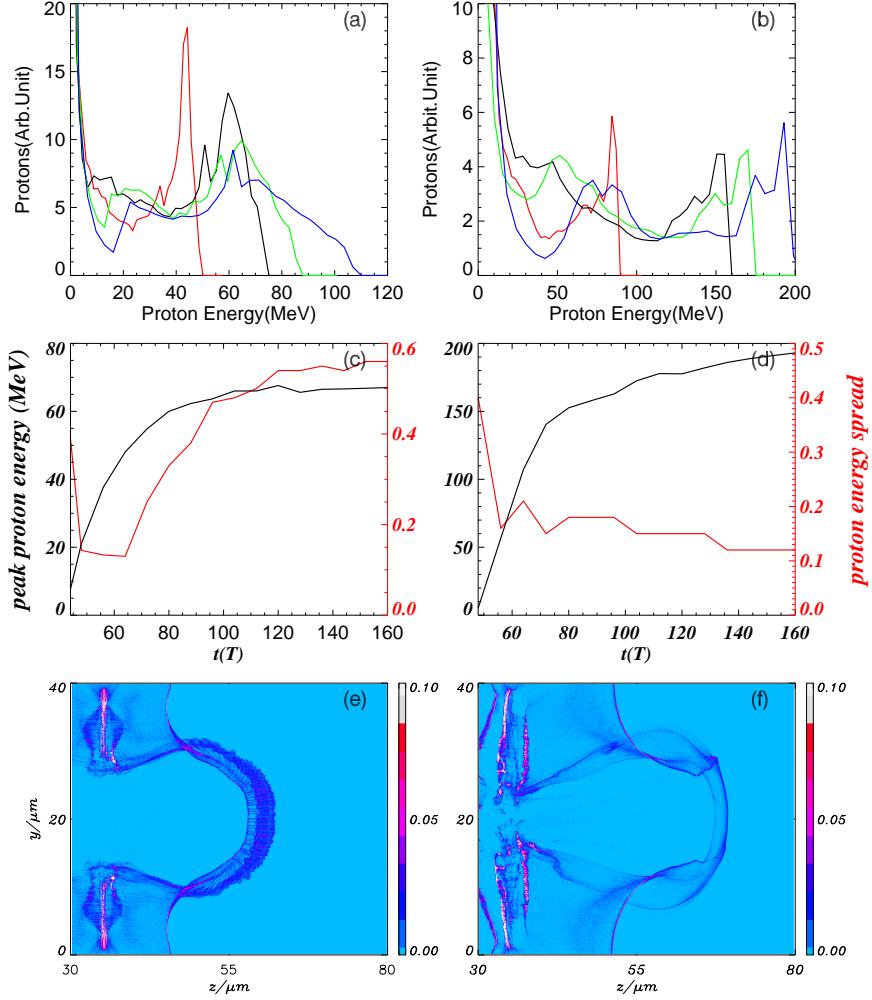


图 4.5 双层靶和单层固体靶的离子加速结果比较。 $t=60$ (红), 80 (黑), 100 (绿) 和 $160T$ (蓝)时刻的质子能谱对于(a) 单层固体靶, (b) 双层靶, 质子束峰值能量和能谱随时间的演化对于(c) 单层固体靶, (d) 双层靶, $t=120T$ 时刻质子密度分布图对于(e) 单层固体靶, (f) 双层靶。

力小于单层靶。第二, 由于双层靶情况下靶后的鞘层电场更强, 因此相比起来库伦膨胀场的影响变得很弱。所以对于双层靶, 被加速的质子束流在加速后期也能够一直保持其很好的单能性, 而且其峰值能量还能够进一步提高, 如图4.5(b)(d)所示。同样从质子密度图(图4.5(e)(f))可以看到, 在加速后期单层靶加速的质子束开始在库伦场中膨胀, 而双层靶加速的质子束则一直被压缩在一个很薄的密度层内。最终两种情况下离子的峰值能量和能散都开始接近饱和。比较此时加速的质子束流我们可以看到, 双层靶情况下加速质子束的峰值能量为192MeV, 其能散为12%, 而单层靶情况下加速质子束的峰值能量为67MeV, 其能散为57%。因此双层靶情况下我们不光得到了更高的质子束能量, 还降低

了质子束的能散。

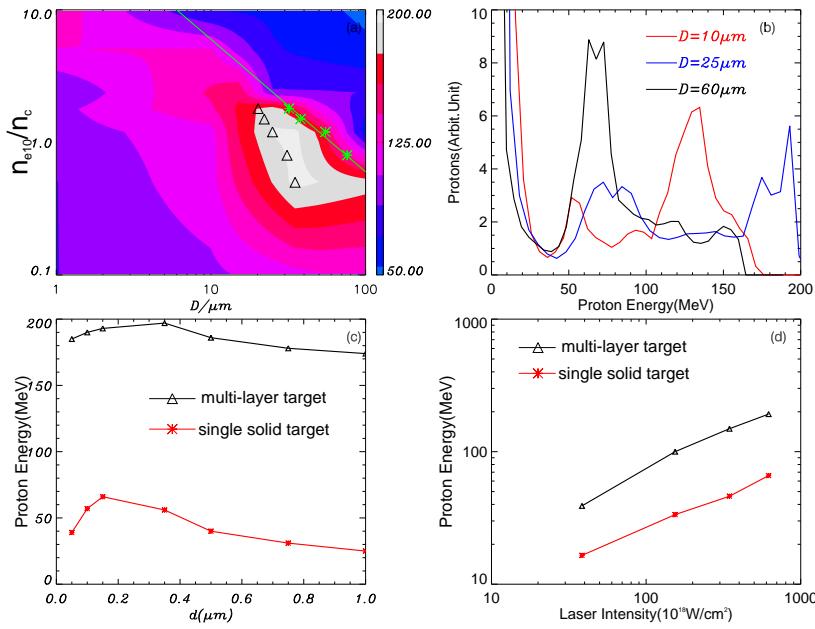


图 4.6 双层靶离子加速的参数扫描和峰值能量与激光强度的定标率。(a)质子束峰值能量随着临界密度靶密度和厚度的影响，其中黑色的三角为模拟中激光的自聚焦距离，绿色的星星为模拟中激光的衰减距离，绿色的实线为公式4.28所估计的激光衰减距离。(b)密度 $1.2n_c$ 时不同厚度临界密度靶下质子束的能谱图，其中 $D = 25\mu\text{m}$ 为激光的自聚焦距离。(c)质子能量随着固体靶厚度的变化。(d)质子能量随着激光强度的变化。

进一步我们研究了临界密度靶密度和厚度对于双层靶离子加速的影响。这里我们总共计算了144组模拟结果，扫描了密度从 $0.1n_c$ 到 $10n_c$ ，厚度从 $1\mu\text{m}$ 到 $100\mu\text{m}$ 的参数范围，其结果如图4.6(a)所示。可以看到存在一个离子加速的最优参数岛。这个岛位于临界密度靶密度接近临界密度(从 $0.5n_c$ 到 $2n_c$)，而其厚度位于激光自聚焦距离和激光衰减距离之间的位置。其中激光在临界密度靶中的衰减距离可以估计为[77]:

$$D = 2c\tau_L n_c / n_{e10} = 60n_c / n_{e10}(\mu\text{m}) \quad (4.28)$$

这里 τ_L 是激光的脉冲长度。加速质子束的能散当临界密度靶厚度等于自聚焦距离时最小，如图4.6(b)所示，这是由于在此位置激光整形效果最佳的缘故。从图4.6(c)可以看出双层靶下质子能量对于第二层固体靶的厚度不敏感，这是由于产生鞘层场的电子主要来自于临界密度靶的缘故，因此对于比较厚的靶来说，双层靶能够更加有效的提高离子能量。从图4.6(d)可以看到在两种情况下离子能

量随着激光强度的变化都满足定标率： $E \propto I^{1/2}$ ，因此对于不同强度的激光，双层靶和单层靶比都能够有效的提高三倍的离子能量。

4.4 小结

这一章我们讨论了临界密度靶中的电子加速机制，在此密度区域等离子体通道中的电子在自身场作用下其振荡频率能够和激光频率共振，从而能够持续的直接从激光场中获得能量，这种电子的直接加速机制在临界密度等离子体中占主导地位。我们还发现采用圆偏振激光能够让电子自动达到共振匹配条件，从而提高电子共振几率和高能量电子的数目。进一步我们研究了双层靶中的离子加速行为，我们用临界密度靶来同时产生整形的高强度激光和高能量的直接加速电子。这样高强度的激光和高能量的电子共同作用到固体靶上，能够加速固体靶中的质子到更高的能量同时降低加速质子束的能散。模拟结果表明双层靶能够在中等的激光强度下产生峰值能量 $\sim 200\text{MeV}$ ，能散在12%的质子束，其质子束能量比单层靶提高了三倍。同时通过参数扫描我们发现临界密度靶的最佳参数为密度接近临界密度同时其长度等于激光自聚焦距离。这种双层靶能够通过在超薄固体靶前面加上一层泡沫靶来实现，其为在中等激光强度下产生癌症治疗需要的 200MeV 质子束提供了一个可行的方案。

第五章 弯曲靶和充气锥靶中的离子加速

5.1 引言

激光离子加速的一个重要研究方向为在特定的激光条件下，通过改变靶的参数来改善加速离子束的品质，如提高离子束能量，降低能散，提高流强，减小其发散角等。为此，人们一方面研究靶的厚度和密度对于离子加速过程的影响，另一方面也试图通过各种新型的靶结构来改善离子束的品质。例如，采用双层微结构靶来降低离子束能散 [57–59]，用一个高斯形状靶来实现有效的光压离子加速 [110]，用球形靶来实现有效的激波离子加速 [138] 等。这一章我们将讨论两种新型的靶结构：弯曲靶和充气锥靶中的离子加速过程。

5.2 弯曲靶离子加速

在第二章中介绍了薄靶(μm 量级)的TNSA离子加速模型，此模型中加速离子的方向为靶的背法线方向。因此一个简单的想法为把靶弯曲成一个半球形，则加速离子沿着靶的法线方向传播将汇聚在靶球的圆心处，从而得到很高密度的离子束。这一想法已经得到了实验，理论和模拟研究的证实 [42, 100, 139, 140]。正如我们之前所述，靶厚度的降低有利于得到更高能量的离子。对于超薄靶(nm 量级)，如果激光脉冲足够长，激光可以穿透靶，从而产生一种增强的TNSA加速，此时能够得到更高的电子温度和离子能量 [141, 142]。本论文详细研究了超薄靶情况下弯曲靶离子加速的过程，并且和同样参数情况下平面靶离子加速的结果进行了比较。模拟结果表明超薄弯曲靶中离子能够类似于薄靶弯曲靶一样发生自聚集现象，如图5.1所示。

二维PIC模拟参数如下：模拟的盒子为 $40\lambda \times 10\lambda$ ，对应为z,y方向。相应的其中包含 3200×800 个网格。我们用一束线偏振高斯激光从左侧入射盒子($z = 0\mu m$)，激光传播方向为z方向。激光的强度为： $a = a_0 \exp[-(y/r_0)^2] \exp\{-(t - t_L)/t_L\}^2$ 。在模拟中我们设置 $a_0 = 9.8$ ，对应的峰值激光强度为 $1.3 \times 10^{20} W/cm^2$ ， $r_0 = 3\lambda$ ， $t_L = 20T$ ，这里 $T = 3.3 fs$ 为激光的周期。靶为碳氢混合，其碳氢比为C:H=1:1。靶的等离子体密度 $n_e = 80n_c$ 。平面靶的厚度d=0.075λ，其位于x=3λ处。弯曲靶的半径r=3λ，其密度和厚度和平面靶相同。每个网格对于每种粒子放置了100个宏粒子，电子的初始温度设为1keV。

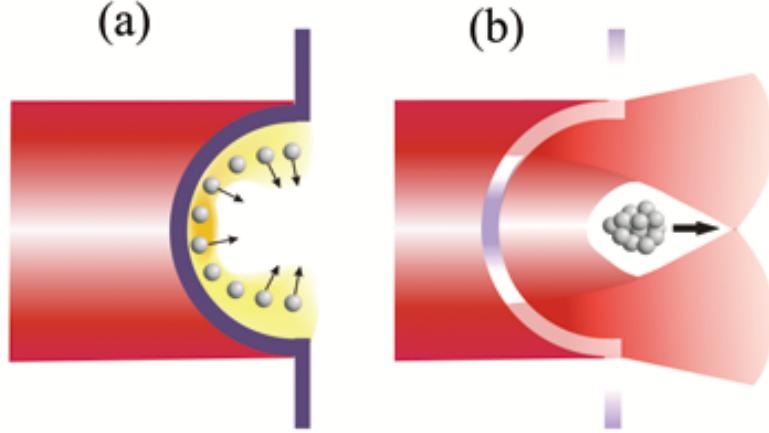


图 5.1 弯曲靶离子加速示意图。其中红色光束代表激光，灰色的小球代表质子，黄色的云代表电子。(a)初始阶段TNSA加速，(b)第二阶段增强的TNSA加速。

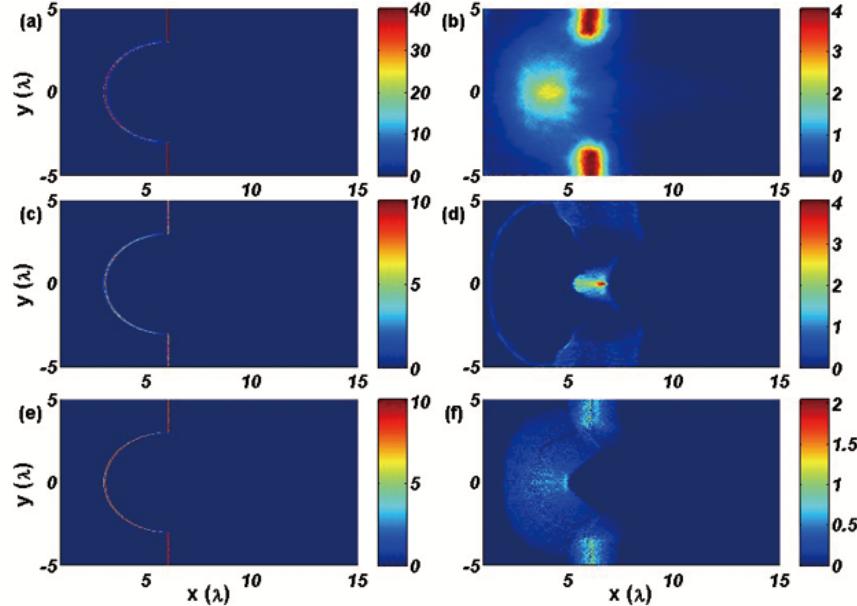


图 5.2 弯曲靶密度演化。左边(a)(c)(e)为 $t = 6T$ 时密度图, (b,d,f)为 $t = 32T$ 时密度图(上: 电子密度, 中: 质子密度, 下, 碳离子密度)。激光从左入射, 在 $t = 2T$ 时作用到靶上。

质子的传播方向与靶法线方向的偏离角度可以估计为:

$$\phi \approx \sqrt{\varepsilon_{pk}/2m_p c^2} \sin \theta \quad (5.1)$$

其中 θ 为激光的入射角度, ε_{pk} 为质子的动能。如果我们考虑质子动能 $\varepsilon_{pk} =$

100MeV, 激光入射角度 $\theta = 45^\circ$, 可以得到 $\phi \approx 9^\circ$ 。可以看到这个偏离角度很小, 所以质子将基本沿着靶背法线方向传播。由于靶的形状为半圆形, 这些高能量的质子将最终聚焦到轴线上靶的圆心处, 即质子的自聚集现象。如图5.2(d)所示在激光轴线处经过质子的自聚集过程形成了一束高密度的质子束。质子束最大密度超过临界密度, 直径约为 1λ , 长度约为 2λ , 质子数目大约为 10^9 。碳离子由于荷质比比质子低, 加速没有质子有效, 其无法像质子一样被聚集到很高的密度, 而会在空间中扩散如图5.2(f)所示。

图5.2显示了弯曲靶密度随着时间的演化过程。可以看到由于激光是一个高斯脉冲, 在加速的初期, 激光的强度低, 此时靶对于激光来说是不透明的(如图5.1和5.2(a)所示)。随着激光与靶相互作用时间延长, 靶开始扩散, 其等离子体电子密度迅速降低, 激光光强增强。在 $t = 32T$ 时电子密度最大值为 $4n_c$, 小于此时激光相对论穿透的临界值 $\gamma n_c = 7n_c$, 此时激光开始穿透靶。相应的对于激光穿透前和穿透后有两个离子加速的阶段——TNSA加速阶段和增强的TNSA加速阶段。

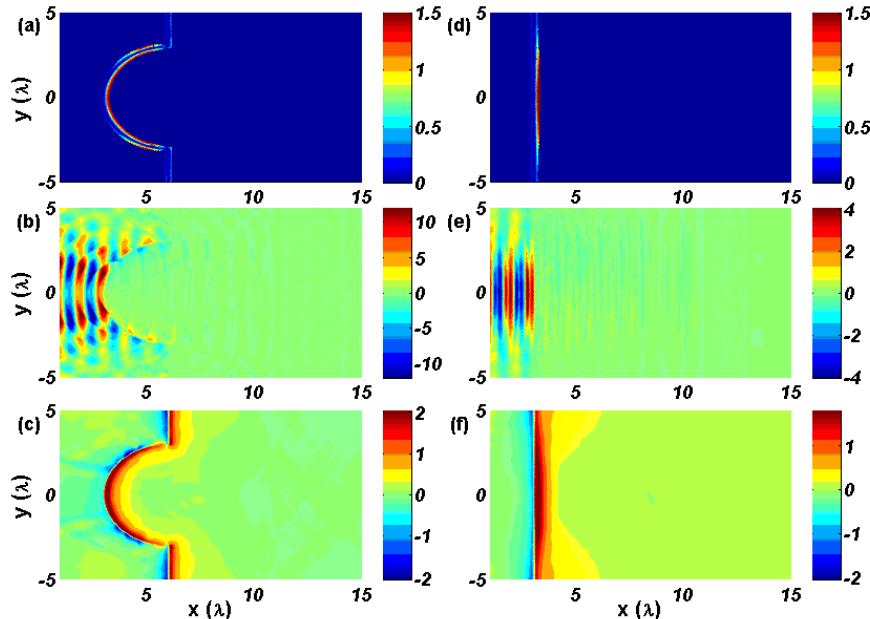


图 5.3 两种靶的TNSA加速阶段($t = 10T$)。(a,d) 质子能量(b,e) E_y (c,f) E_x (左边: 弯曲靶, 右边: 平面靶)。

图5.3(TNSA加速阶段)和图5.4(增强的TNSA加速阶段)显示了弯曲靶(左图)和平面靶(右图)的两个加速阶段。可以看到在 $t = 10T$ 时, 质子处于TNSA加速阶段, 其能量很低(图5.3(a),(d)), 此时激光被靶反射(图5.3(b)(e)), 归一化

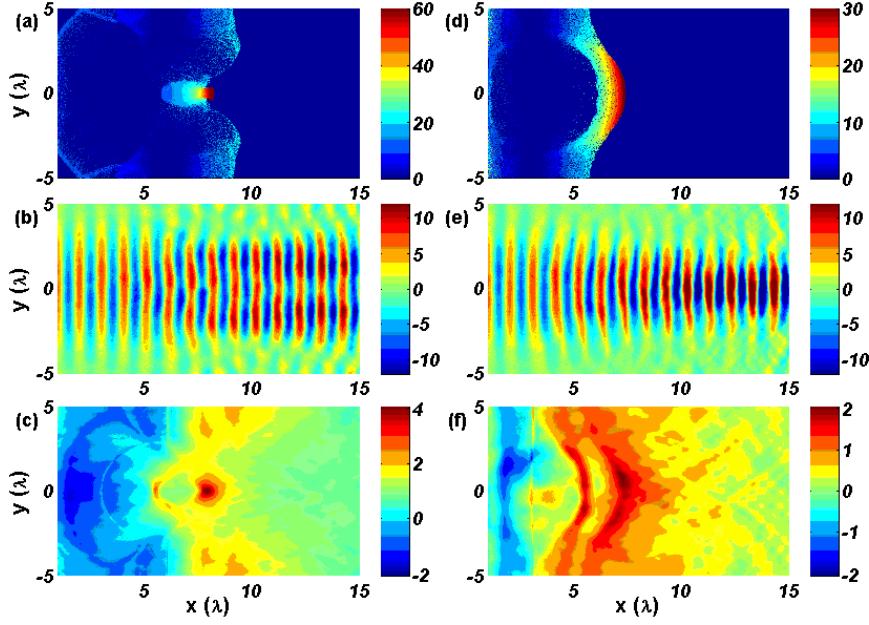
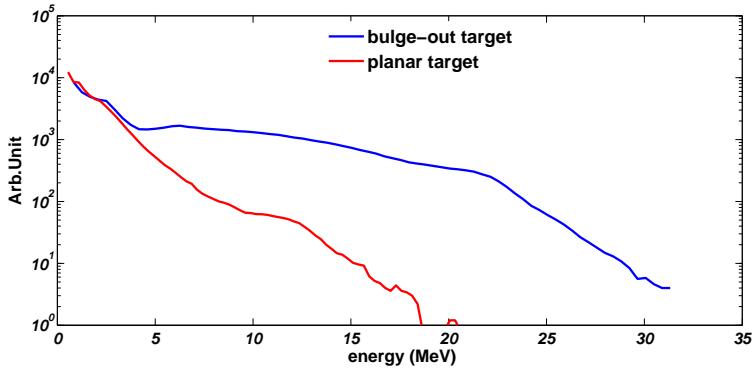


图 5.4 两种靶的增强TNSA加速阶段($t = 36T$)。(a,d) 质子能量(b,e) E_y (c,f) E_x (左边: 弯曲靶, 右边: 平面靶)。

纵向电场对于弯曲靶和平面靶分别为2和1。在 $t = 32T$ 以后, 激光开始穿透靶(图5.4(b)(e)), 质子进入第二个增强的TNSA加速阶段。如图5.4(c)(f)所示, $t = 36T$ 时归一化纵向电场对于弯曲靶和平面靶分别为4和2, 均高于第一个TNSA加速阶段, 因此质子的主要加速过程发生在第二个增强的TNSA阶段。比较弯曲靶和平面靶, 可以看到两个明显的区别。第一, 对于弯曲靶, 高能的质子将汇聚到激光轴线上, 形成高密度的质子束, 而对于平面靶质子在横向扩散, 如图5.4(a)(d)所示。第二, 对于弯曲靶, 由于靶的弯曲结构, 激光将斜入射到靶表面, 从而导致强烈的靶前电子真空加热, 这将产生比平面靶更高的电子温度和电子密度, 如图5.5所示。对于弯曲靶, 激光到等离子体的转换效率达 $\eta = 24\%$, 高于平面靶的转换效率 $\eta = 14.1\%$ 。由于更高的电子能量和激光能量转换效率, 弯曲靶的纵向电场的值在两个加速阶段都高于平面靶, 从而导致更高的质子能量。

质子最大能量随着时间的演化如图5.6(a)所示。在初期的TNSA加速阶段($t = 14T$ 以前), 激光不能穿透靶, 质子的能量增长很缓慢。而在增强的TNSA加速阶段($t = 14T$ 到 $t = 50T$), 激光开始穿透靶, 质子的能量开始迅速增加。在 $t = 50T$ 以后, 激光越过了质子束, 此时质子加速过程基本结束, 其最大能量趋于饱和。最终弯曲靶最大质子能量为124MeV, 和平面靶(61MeV)相比

图 5.5 两种靶的电子能谱图($t=80T$)。

提高了约两倍，相应的质子能谱图如图5.7所示。图5.6(b)显示了质子最大能量随着靶弯曲半径的变化，最佳的靶弯曲半径为 $r=3\lambda$ ，等于激光的焦斑半径值。

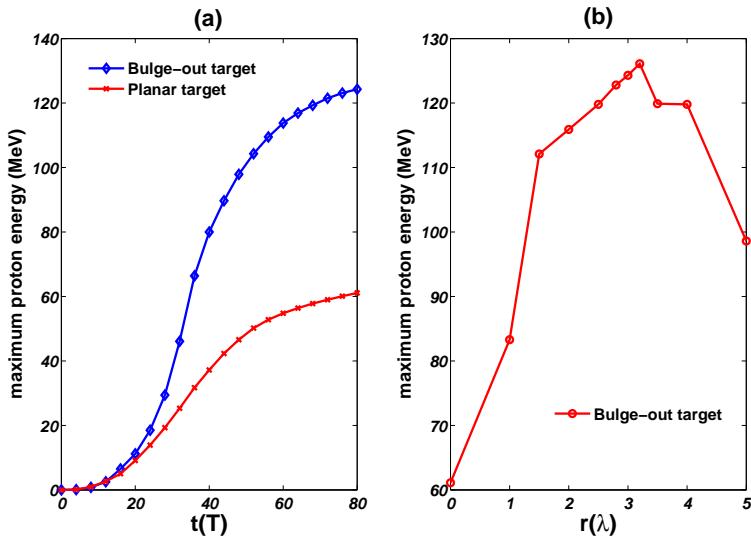


图 5.6 (a)两种靶的质子最大能量随着时间的演化。(b)弯曲靶质子最大能量随着靶弯曲半径的变化。

在第二章中我们介绍了对于激光和陡峭密度梯度的等离子体相互作用，主导的激光吸收机制为真空加热和 $J \times B$ 加热。其中 $J \times B$ 加热对于激光垂直入射靶起主要作用，而真空加热对于激光斜入射靶非常有效。因此，对于弯曲靶来说，激光斜入射将导致更有效的电子真空加热。图5.8(a)显示了两种靶的高能电子数目与其横向位置的关系。可以看到，对于平面靶，由于激光强度在横向是高斯分布，而激光的 $J \times B$ 吸收效率和激光强度成正比 [90]，因此横向的高能电子数目分布呈现一个高斯分布。对于弯曲靶，在激光轴线上激光都是垂直入

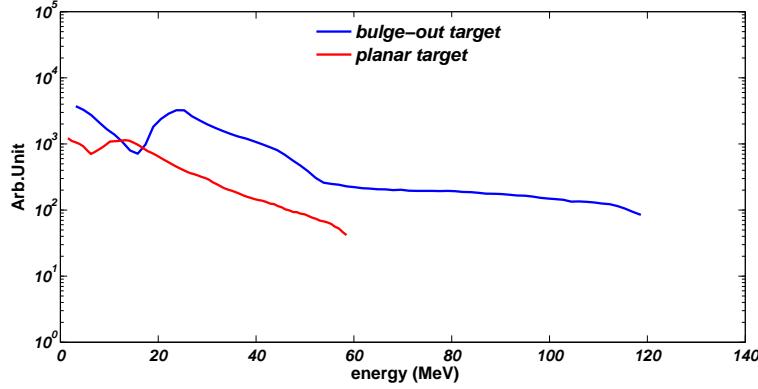


图 5.7 两种靶的质子能谱图($t=80T$)。

射靶，所以其高能电子的数目和平面靶非常接近。而在偏离激光轴线的位置，由于靶的弯曲结构，激光将斜入射靶，此时真空加热机制占主导。如图5.8(a)所示在 $y=-3\lambda$ 和 $y=3\lambda$ 处有两个非常尖锐的峰，对应非常多的高能电子，意味着此处的真空加热效率最高。电子的真空加热和激光强度与激光的入射角度有关，这里我们用加热系数 κ 来评估弯曲靶总的电子真空加热效率：

$$d\kappa \propto P_L \times \eta_{vh} \times rd\theta \quad (5.2)$$

其中 P_L 为入射激光的功率 $P_L \propto c \exp[-(r \sin \theta / r_0)^2] \cos \theta / 8\pi$ ， η_{vh} 为单位长度电子真空加热效率。对于相对论强度激光 η_{vh} 满足 [89]:

$$\eta_{vh} = 4\pi\alpha/(\pi + \alpha)^2, \alpha = \sin^2 \theta / \cos \theta \quad (5.3)$$

其中 θ 为激光的入射角度。可以看到真空加热效率最大值当 $\alpha = \pi$ 时，对应于 $\theta_{opt} = 73.06^\circ$ 。对于整个靶表面的电子真空加热做一个积分可以得到弯曲靶的加热系数 κ 为:

$$\kappa = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \exp[-(r \sin \theta / r_0)^2] \times \cos \theta \times \eta_{vh} \times rd\theta \quad (5.4)$$

对于模拟中激光焦斑半径 $r_0 = 3\lambda$ ，图5.8(b)显示了加热系数 κ 随着靶弯曲半径的变化，其在 $r=3\lambda$ 达最大值，这和我们的模拟结果图5.4(b)符合得很好。可以看到对于不同的激光焦斑大小，加热系数 κ 最大值位于 $r/r_0 = 1$ ，即当靶的弯曲半径

等于激光焦斑时弯曲靶总的真空加热效率最高，相应的加速质子能量也最高。

最后我们对于弯曲靶的质子加速结果做一个小结：我们在超薄弯曲靶的情况下发现了有效的质子自聚集现象，在激光轴线上产生了高于临界密度的质子束。同时由于激光斜入射导致的有效的电子真空加热效应，弯曲靶和平面靶相比，质子的能量提高了将近2倍，其激光到等离子体的能量转换效率高达24%。通过理论和模拟我们发现弯曲靶的最佳靶弯曲半径应该等于激光的焦斑半径。这种弯曲靶能够同时产生高密度和高能量的离子束，可以用于质子癌症治疗和离子束快点火等相关应用。需要指出的是从实验角度来说，面临的一个问题为激光的指向稳定性问题，我们需要激光准确打在弯曲靶的正中心，所以要求激光有非常好的方向性。

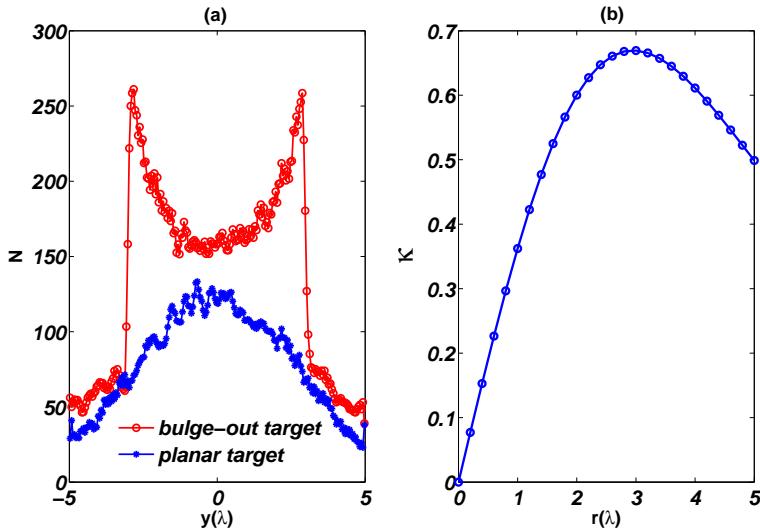


图 5.8 ((a)两种靶的高能电子数目和其初始横向位置的关系($t=20T$), (b)加热系数和靶弯曲半径的关系 κ versus r .

5.3 充气锥靶离子加速

激光离子加速中影响加速离子能量的一个关键因素是激光强度，更高的激光强度往往意味着更强的激光等离子体能量耦合和电子温度，从而能够提高加速离子能量。我们在第三章讨论了激光在临界密度中的自聚焦现象，可以有效地提高激光强度一个量级以上。另一种提高激光强度的方法为采用锥靶来强制性汇聚激光。最早对于锥靶的研究开始于快点火聚变的实验研究。2001年Kodama等人在实验中 [143]发现用锥靶能够实现非常高

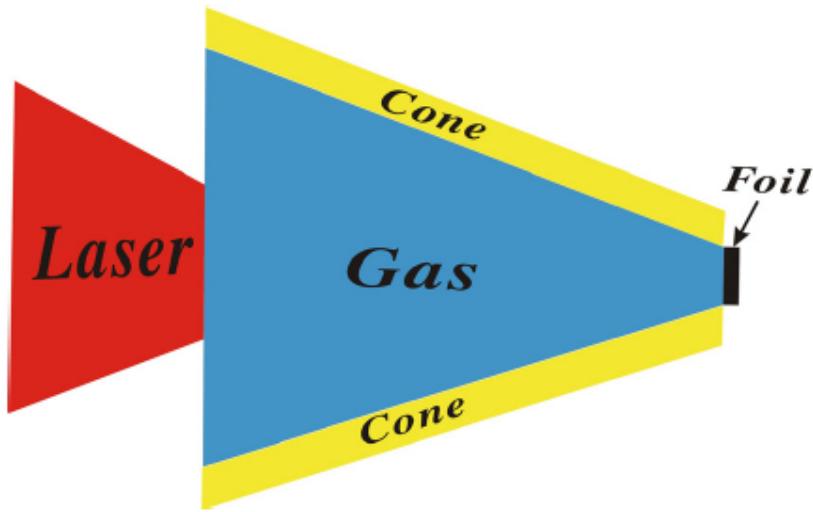


图 5.9 充气锥靶示意图

的中子产额。此后锥靶在理论模拟和实验上引起了人们的广泛关注和研究 [144–156]。PIC模拟结果显示，锥靶能够非线性的引导和汇聚激光从而提高激光强度和激光到等离子体的能量转换效率 [157–159]。这里，我们提出一种把临界密度等离子体和锥靶结合起来的新型靶结构——充气锥靶，如图5.9所示。我们在固体靶前加上了一段锥靶，锥靶中充满了临界密度的气体等离子体。和弯曲靶类似，我们将比较充气锥靶和平面靶中的激光离子加速过程。

二维PIC模拟参数如下：模拟的盒子为 $80\lambda \times 20\lambda$ ，对应为 z,y 方向。相应的其中包含 3200×800 个网格。我们用一束圆偏振高斯激光从左侧入射盒子($z = 0\mu m$)，激光传播方向为 z 方向。激光的强度 $I_L = 2.6 \times 10^{20} W/cm^2$ 。激光在横向为高斯分布，其焦斑半径 $\sigma = 5\lambda$ 。在纵向上，激光为一个 $1T - 40T - 1T$ 的梯形分布，即40周期的平台和1个周期的上升和下降。锥的位置处于 $10 < z[\mu m] < 45$ ，其左，右开口的直径分别为 $16\mu m$ 和 $2\mu m$ 。锥由碳等离子构成，其密度为 $10n_c$ 。锥中间气体密度为 $0.8n_c$ 。在锥的后端开口处附上了一层宽 $2\mu m$ ，厚 $0.35\mu m$ 的固体层，其由碳氢混合构成，碳氢比为1:1。固体靶的密度为 $40n_c$ 。相应的与充气锥靶相比较的固体靶其厚度，密度，碳氢比均与充气锥靶后面的固体层相同，其放置在 $z = 10\mu m$ 处。

图5.10(a),(b),(c)显示了激光横向电场随着时间的变化。激光在临界密度中发生了强烈的自聚焦现象，在 $t = 44T$ 时激光焦斑在 $z = 35\mu m$ 处聚成最小，相应的激光归一化波矢量为18，和初始的激光相比提高了1.8倍，即激光强

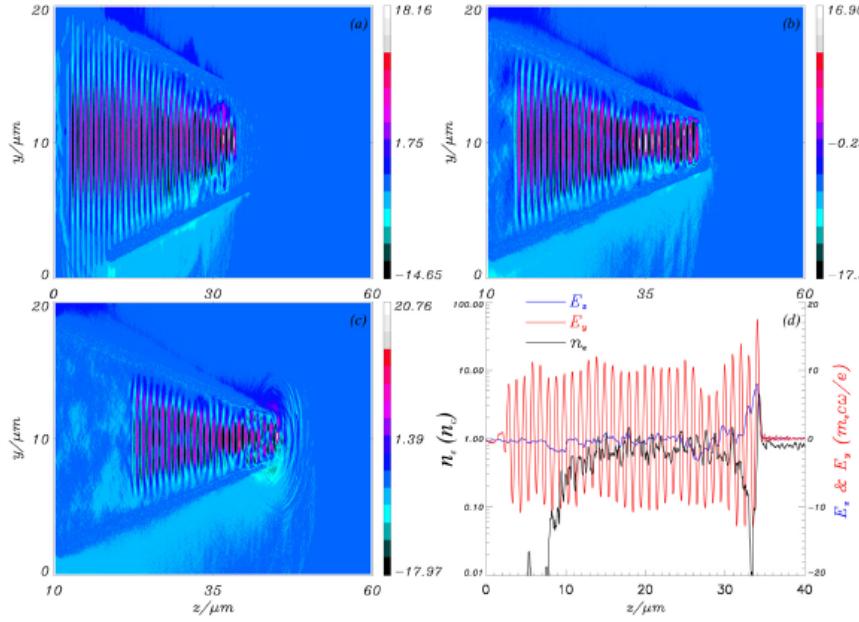


图 5.10 充气锥靶中激光横向电场的变化。(a) $t = 40T$, (b) $t = 56T$, (c) $t = 64T$, (d)激光轴线上电子密度和电场的一维结构图。

度提高了 $1.8^2 = 3.24$ 倍。与此同时，激光的焦斑大小随着传播的距离而变化(图5.10(b))。焦斑半径在 $z = 35\mu m$ 约为 $3\mu m$ ，而在 $z = 40\mu m$ 处变为约 $4\mu m$ ，相应的激光强度变弱。这种激光聚焦，再散焦的振荡过程源于激光衍射和激光自聚焦两种效应的平衡。当激光传播到锥靶的顶端时，由于锥靶顶端开口半径很小，激光被强制性的进一步压缩和汇聚，其焦斑半径变为 $1\mu m$ 。相应的激光归一波矢量提高到20。伴随着激光的自聚焦在激光波前产生了很强的电子电流，如图5.10(d)所示。由于激光的强度增强，这些电子的能量也相应的提高。这些高能量的电子随后穿过固体层而在靶后建立起一个非常强的鞘层电场。

图5.11(a)显示了两种靶加速的质子束的最终能谱图。可以看到充气锥靶的质子最大能量为 181MeV ，比平面靶(65MeV)提高了将近三倍。相应的激光到质子的能量转化效率分别为2.5%(充气锥靶)和0.7%(平面靶)。同时，由于充气锥靶后固体层很窄的横向宽度，质子在加速过程中感受到的鞘层场在横向是均匀的，因此质子能谱上呈现出一个显著的质子能峰，其能散为36%。而对于平面靶，由于横向不稳定性和打洞效应，质子基本呈指数分布。质子最大能量随着时间的演化如图5.11(b)所示，平面靶虽然质子的加速过程发生得更早，然而由于质子层位置的纵向电场值远小于充气锥靶(图5.12(a))，质子能量增加的速度慢于充气锥靶。充气锥靶中质子的最大能量从 3.3MeV 增加到 120MeV 只用了短短

5.3. 充气锥靶离子加速

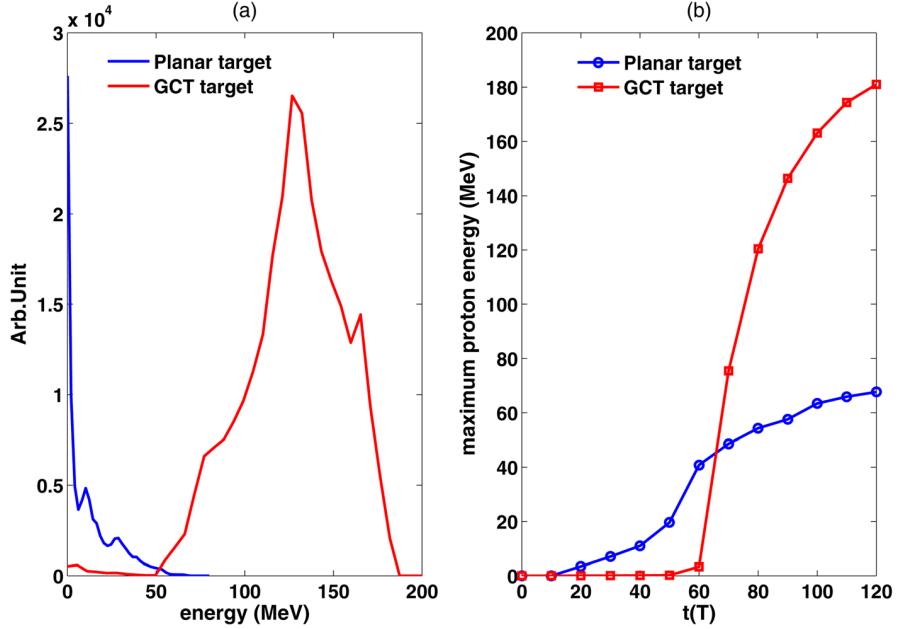


图 5.11 (a)两种靶的质子能谱图($t = 120T$)，(b)两种靶的质子最大能量随着时间的演化图。

的20个激光周期(从 $t = 60T$ 到 $t = 80T$)。随后，两种靶的质子最大能量都趋于饱和。

图5.12(a)显示了两种靶加速质子层位置处纵向电场随时间的演化。可以看到，对于充气锥靶，在 $t = 60T$ 激光开始作用在固体层上，与此同时从气体靶中产生的高能量电子开始抵达靶后，建立起一个非常强的鞘层电场。充气锥靶的归一化纵向电场的最大值约为20，比平面靶提高了将近3.3倍。由于高能量的电子随后迅速扩散开，因此鞘层电场值在抵达最大值以后迅速下降。图5.12(b)显示了两种靶的电子能谱图，分别取自两种靶的靶后电子最大能量最高时。可以看到充气锥靶的电子温度和电子密度均远高于平面靶，这导致了其更强的纵向电场和更高的质子能量。我们统计了两种靶靶后电子数目和充气锥靶中来自不同位置的电子数目，如图5.13所示。可以看到充气锥靶靶后电子数目远高于平面靶，约是后者的5倍。其电子主要来源(97%)于气体，而只有非常少量来源于(3%)锥靶。

进一步我们研究了气体密度和固体层厚度对于质子加速的影响(图5.14)。可以看到质子的最大能量在气体密度处于 $0.4n_c$ 到 $0.8n_c$ ，以及固体层厚度处于 $0.3\mu m$ 到 $0.5\mu m$ 之间均基本保持不变，这说明充气锥靶的离子加速机制非常稳定。图5.15显示了充气锥靶电子最大能量随着气体密度的变化，可以看到，

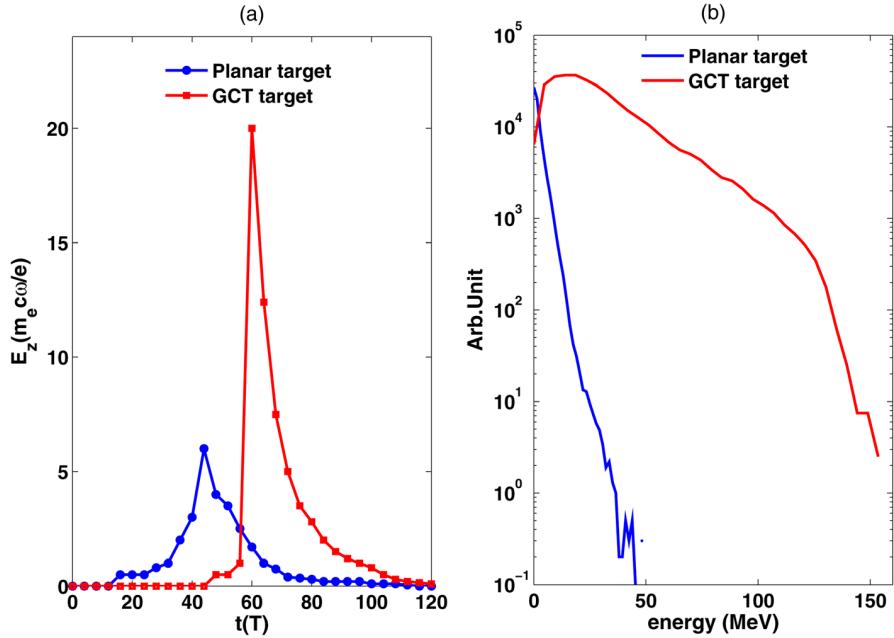


图 5.12 (a)两种靶的加速质子层所在位置纵向电场随着时间的演化图, (b)两种靶的电子能谱图($t = 80T$ 对于充气锥靶, $t = 50T$ 对于平面靶)。

随着气体密度的增高, 电子最大能量降低, 意味着电子温度降低。而如果电子密度过低, 高能电子的数目降低, 因此存在一个最佳的气体密度区域, 如图5.14(a)所示。我们同样模拟了线偏振下充气锥靶的离子加速过程, 其加速过程和圆偏振类似, 产生质子束的峰值能量和最大能量分别为139MeV和185MeV, 说明充气锥靶对于线偏振激光也同样有效。

5.4 小结

这一章我们研究了两种新型靶结构: 弯曲靶和充气锥靶中的离子加速过程, 并且和同样参数条件下平面靶离子加速进行了比较。二维模拟结果显示, 弯曲靶能够产生高密度的质子束和提高2倍的质子能量, 而充气锥靶能提高三倍的质子能量并且得到准单能的质子束。如果考虑到离子能量和激光强度的定标率关系 $E_i \propto I^{1/2}$, 在平面靶情况下要得到同样的离子能量需要激光强度提高4-9倍。模拟结果说明利用这两种新型的靶结构能够在中等的激光强度 $I \sim 10^{20} - 10^{21} \text{W/cm}^2$ 下产生能量为100-200MeV的质子束, 可以用于癌症治疗, 质子束快点火等许多方面的应用。

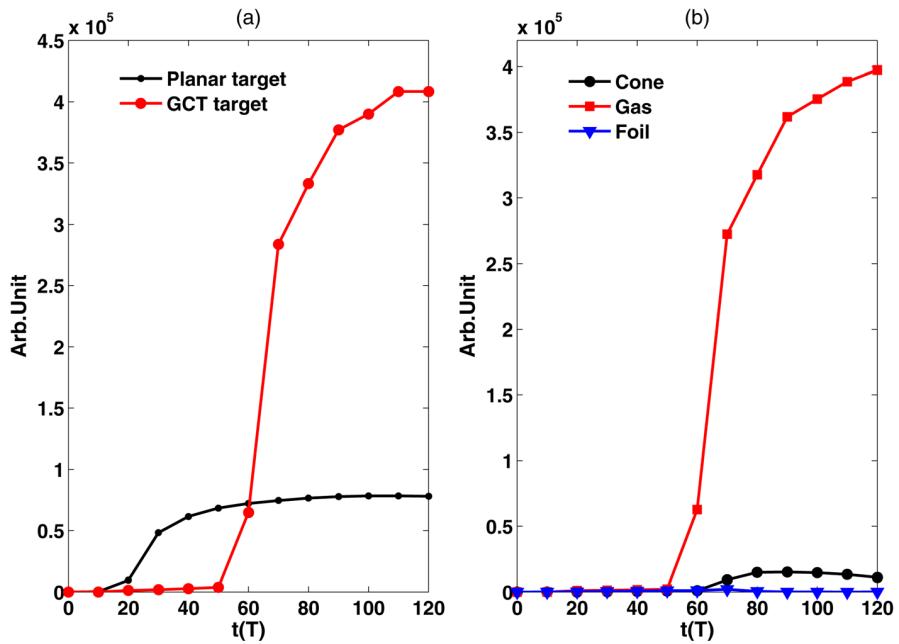


图 5.13 (a)两种靶的靶后电子数目随着时间的演化, (b)充气锥靶中来自不同位置的电子数目随着时间的演化。

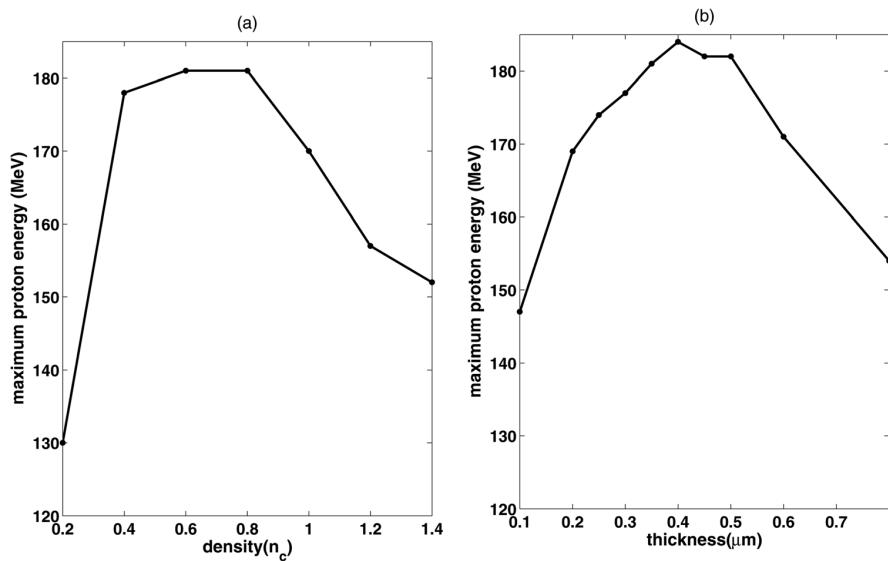


图 5.14 (a)充气锥靶最大质子能量随着气体密度的变化, (b)充气锥靶最大质子能量随着固体层厚度的变化。

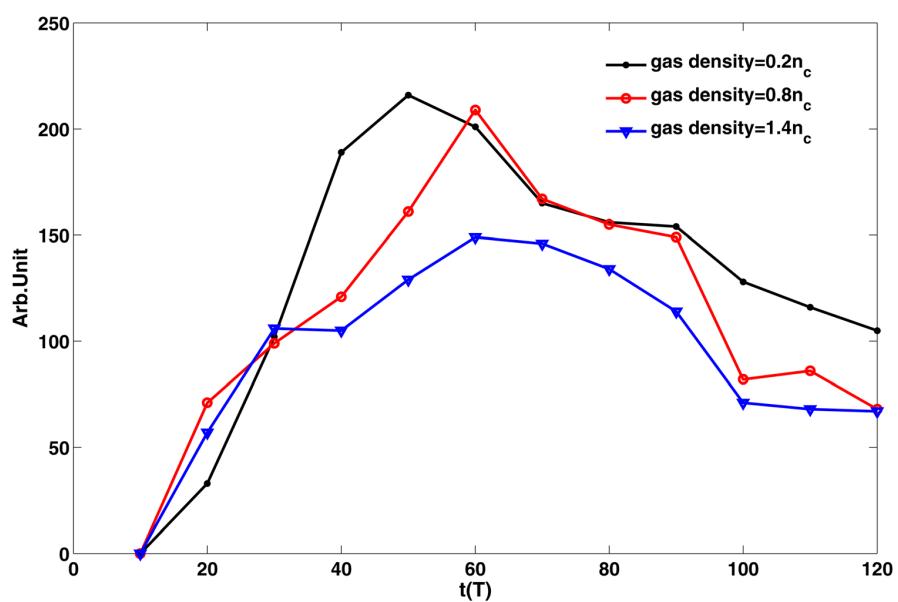


图 5.15 充气锥靶电子最大能量随着气体密度的变化。

第六章 超薄靶离子加速实验结果和相关理论模拟研究

6.1 引言

以上第三-五章中介绍了激光与临界密度靶、双层靶、弯曲靶和充气锥靶相互作用的PIC模拟结果。在模拟中对于激光我们一般把其考虑为一个特定长度的完美高斯脉冲，而对于靶我们一般考虑其具有非常陡峭的密度界面，即在激光主脉冲到来之前靶是没有扩散的。然而真实的实验情况远远比模拟考虑的要复杂。实验中激光一般都不是一个完美的高斯脉冲，由于选单元件消光比的限制以及放大过程中的自发辐射效应（Amplified Spontaneous Emission, ASE）等因素，不可避免的存在着背景噪声，而且随着为提高峰值功率而采用的放大级数的不断增多，这种背景噪声也将相应的增大，从而导致激光脉冲对比度的下降。在主脉冲和靶相互作用以前，一定强度的预脉冲和靶相互作用会导致靶的预扩张和预膨胀。因此对于实际的实验来说，激光和靶的相互作用过程是主脉冲和预膨胀以后的靶的相互作用过程。本论文作者有幸于2012年9月到2013年4月期间在德国MPQ/LMU Joerg Schreiber教授领导的激光离子加速小组进行交流。在过去几年内，该小组在超薄靶激光离子加速方面取得了一系列的进展 [65–68, 138, 160]。本论文作者在交流期间参与了该小组关于超薄靶的激光离子加速实验工作，并且对相关实验结果进行了模拟方面的研究。接下来将介绍该小组在超薄靶离子加速实验方面的一些最新进展以及相关的理论模拟结果。

6.2 预等离子体对于离子加速的影响

6.2.1 预脉冲导致的靶的预扩张

如图6.1所示，理想中的激光是一个完美的高斯脉冲而没有任何噪声，然而实际上现有的激光装置产生的激光在主脉冲之前都不可避免的会有一段预脉冲。预脉冲导致的靶膨胀可以分为两种，靶前膨胀和靶后膨胀，分别在靶前和靶后形成两段密度指数下降的预等离子体。其中靶前膨胀源于预脉冲导致的靶

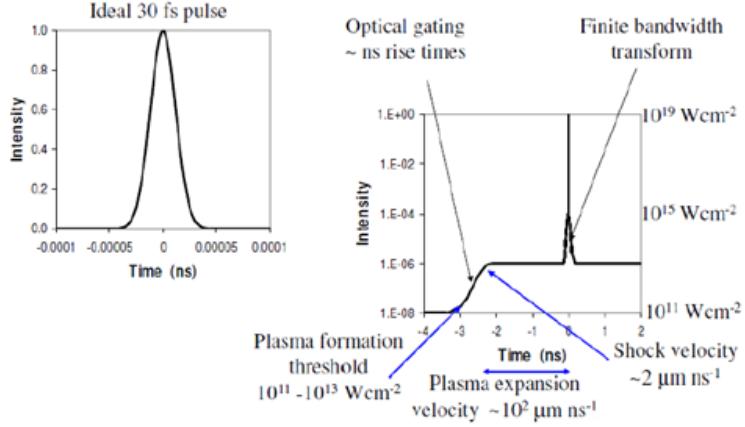


图 6.1 理想中的激光和真实的激光。

前等离子体的加热，其膨胀速度为离子声速：

$$c_s = \sqrt{\frac{Z k_B T}{M}} \quad (6.1)$$

其中 $k_B T$ 为等离子体温度， Z, M 为离子的电量和质量。假设等离子体被加热到温度 $k_B T = 1 \text{ keV}$, $Z = 1$, $M = 1836$, 可以估算得 $c_s = 3 \times 10^2 \mu\text{m/ns}$ 。而靶后膨胀源于激光在靶前产生的激波，其传播到靶后导致靶后等离子体的扩张。激波的速度为：

$$v_s = \sqrt{\frac{(\gamma + 1) P_s}{\rho_0}} \quad (6.2)$$

其中 $P_s (\text{Mbar}) = 8.6 \left(\frac{I}{10^{14}} \right)^{2/3} \lambda^{-2/3} \left(\frac{A}{2Z} \right)^{1/3}$ 为激光导致的压力， ρ_0 为等离子体的质量密度。对于一般的激光和固体靶，此激波速度一般在 $\mu\text{m/ns}$ 量级。由于固体靶本身有一定的厚度，所以激波传播到靶后需要一定的时间。如果考虑激光预脉冲在主脉冲以前 τ 个激光周期，考虑靶的厚度为 d ，则形成靶后预等离子体的条件为 $\tau > d/v_s$ 。所以激光预脉冲强度越弱，激波速度越慢，越难以形成靶后预等离子体。对于特定的激光脉冲，在激光主脉冲到来之前，靶可能有三种情况：

1. 激光对比度极好，此时可以把激光看成一个完美的高斯脉冲，激光主脉冲到来时，靶没有经历任何膨胀过程，如图 6.2(a) 所示。

2. 预脉冲比较弱，此时激光预脉冲的影响主要体现为靶前膨胀。由于激波速度太慢，激波还未抵达靶后主脉冲就已经到来，此时靶后等离子体还未形

成，因此主脉冲看到的靶如图6.2(b)所示。

3. 预脉冲很强，此时激光预脉冲不光引起靶前膨胀，也引起靶后膨胀，分别形成靶前和靶后两段等离子体区域，如图6.2(c)所示。

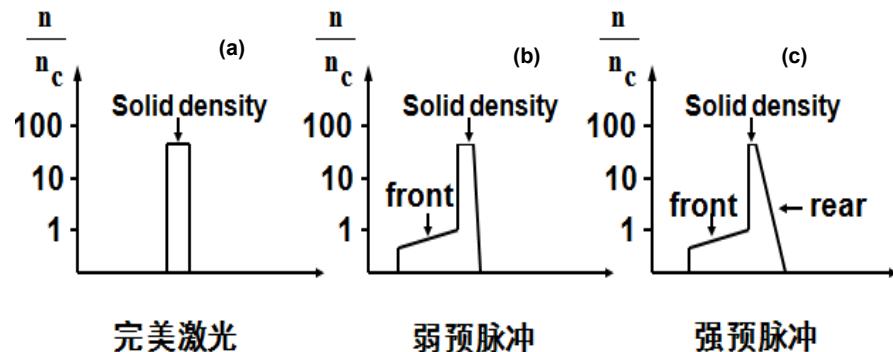


图 6.2 主脉冲到来前靶三种情况

6.2.2 实验结果

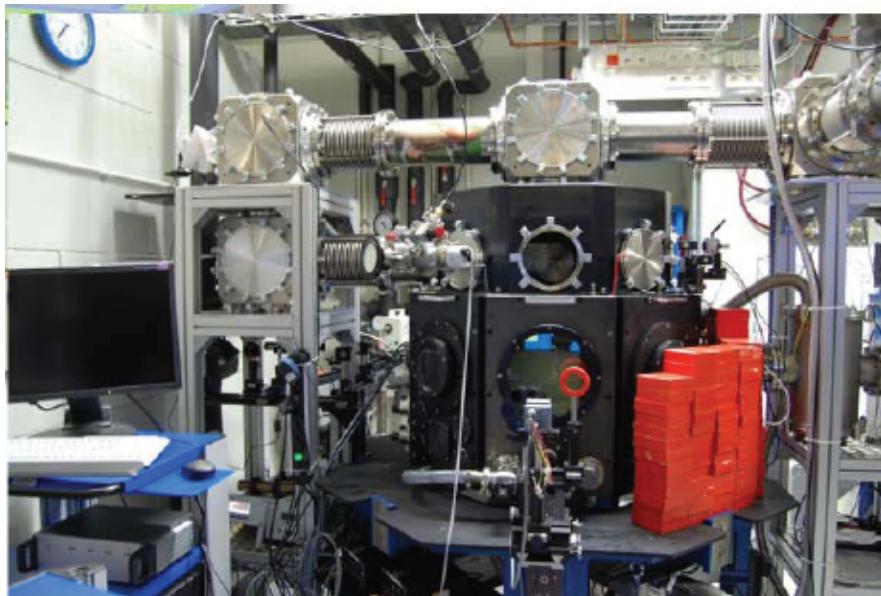


图 6.3 ATLAS激光离子加速靶室

实验在MPQ的Ti:sapphire激光装置ATLAS上进行，采用双等离子体镜提高激光的对比度到 10^9 ，经过等离子体镜后激光到靶上能量为接近400mJ。实验的靶室如图6.3所示。激光从上面进入靶室，靶安放在靶室内。可以通过马达控制靶

6.2. 预等离子体对于离子加速的影响

的位置，其中调节靶前后位置可以相应的让激光焦斑和激光强度发生变化，如图6.4所示。加速的离子束通过磁谱仪记录离子的能量和角分布的信息。实验主

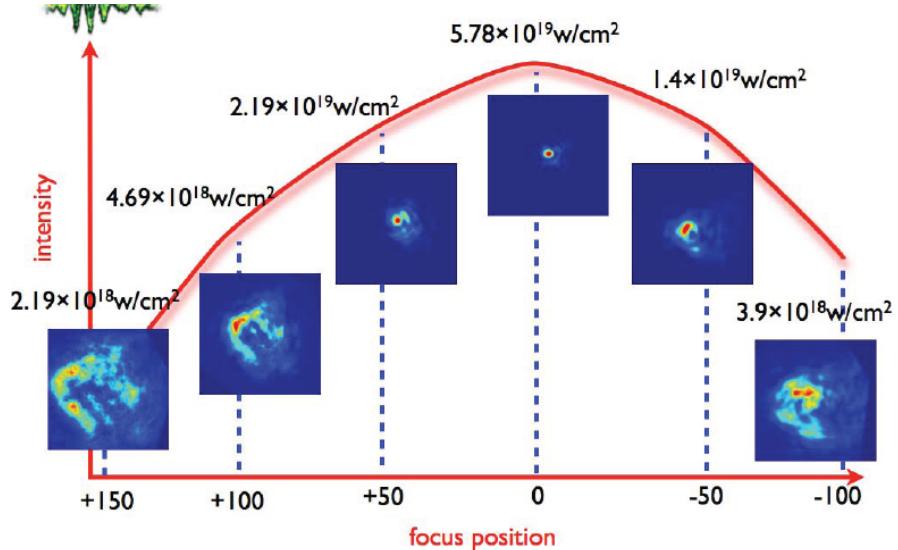


图 6.4 靶的不同位置导致的激光强度变化

要研究了激光照射超薄类金刚石靶(Diamond like carbon DLC)的质子加速过程，包括激光脉冲长度，靶的位置，靶的厚度等因素对加速质子束的影响。相应的实验结果很多，其中有意思的一个现象为通过调节靶的前后位置发现，在激光散焦的情况下得到了比激光聚焦更高的质子能量，如图6.5所示。

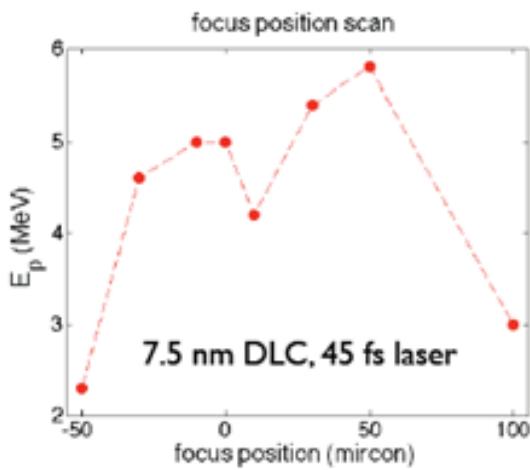


图 6.5 加速质子最大能量随着靶的位置的变化

可以看到对于45fs脉冲长度的激光照射到7.5nm的DLC靶上，加速质子最

大能量位于偏离聚焦位置 $20\text{-}50\mu\text{m}$ 的区间上。在激光聚焦位置处离子最大能量约为 4MeV 。而往正偏离聚焦位置 $+50\mu\text{m}$ 处离子的最大能量提高了接近1.5倍(6MeV)。而且可以看到，聚焦位置正负质子最大能量的变化趋势不完全对称。这是由于往正对应着靶往激光入射方向移动，此时激光汇聚入射，而往负则对应着激光发散入射，这两种入射方式的不同可能也会导致离子加速过程的差异。这里，我们先只讨论激光汇聚入射的情形。我们知道一般来说，离子能量随着激光强度的提高而提高，所以，以往大部分离子加速的实验都是把靶放置在激光聚焦位置，从而实现最高的激光强度。当靶偏离激光聚焦位置时，相当于激光散焦入射到靶上，其激光焦斑变大而强度降低，按理说应该得到更低的离子能量，然而实验结果恰恰与此相反。我们接下来通过模拟研究来理解这一实验现象。

6.2.3 模拟研究

我们首先通过二维PIC模拟研究了激光和没有经过膨胀的靶相互作用，其激光的参数和靶的参数和实验相同。与实验类似，我们将靶放置在激光聚焦(focus=0 μm)和散焦(focus=+60 μm)的位置。图6.6显示了加速质子最大能量随着时间的演化。可以看到靶放在激光聚焦位置时质子能量远高于在散焦位置时，这符合我们对于质子能量随着激光强度增加而提高的理解，但是不符合实验结果。当靶放在散焦位置时，模拟中质子的最大能量只有将近 1.5MeV ，远远低于实验的 6MeV 。因此另一个问题是为何我们实验上在激光散焦的情况下能够得到如此高的质子能量？

我们接下来研究预等离子体对于加速质子最大能量的影响，我们依然采取激光散焦的条件，即靶仍然放置 $+60\mu\text{m}$ 的位置。考虑预脉冲在靶前形成了一段靶前预等离子体，如图6.2(b)的情况，在模拟中我们在固体靶前设置一段从临界密度 $1n_c$ 指数下降的 $4\mu\text{m}$ 长的预等离子体。图6.7显示了预等离子体密度梯度对于质子加速的影响。可以看到靶前预等离子体能够有效提高加速质子的能量，在最佳密度梯度 $4\mu\text{m}$ 的位置，和单纯的平面靶相比，质子能量提高了将近7倍。其主要原因在于：我们在第四章介绍了激光和临界密度等离子体相互作用有非常高的能量耦合效率，在这个过程中会产生了大量的高能电子，这些电子传播到固体靶后建立起一个更强的鞘层电场，从而导致更强的离子加速。与第四章介绍的双层靶离子加速不同的是：这里临界密度的形成来自于激光预脉冲导致的靶的预扩张，而且临界密度等离子体不是均匀分布，而是呈指数分布。

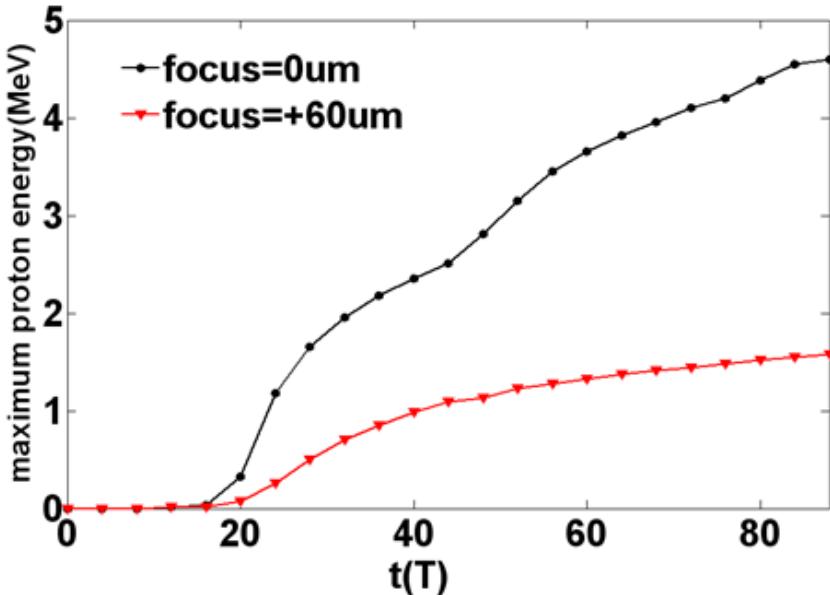


图 6.6 靶不同位置时加速质子最大能量随时间的演化

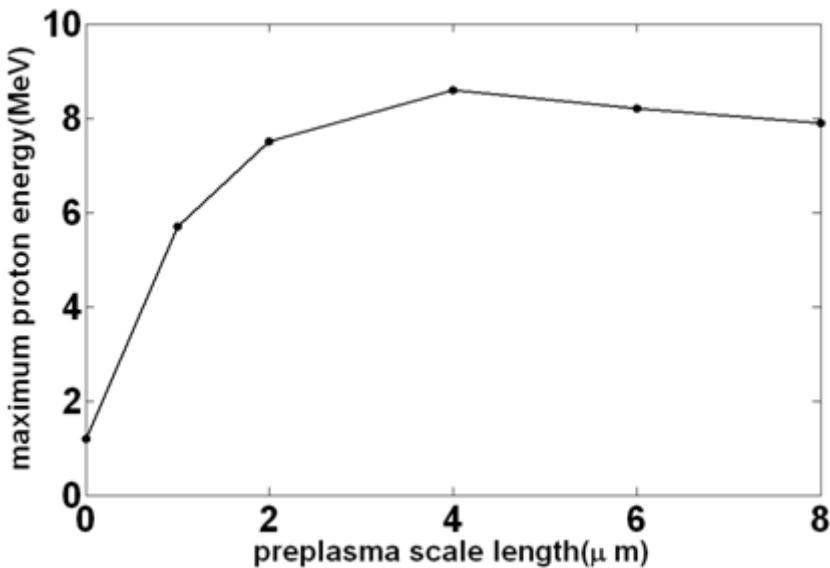


图 6.7 靶前预等离子体对于加速质子最大能量的影响

进一步我们研究了靶后预等离子体对于加速质子最大能量的影响，我们固定靶后预等离子体的密度梯度为 $1\mu\text{m}$ ，相应的改变靶后预等离子体的长度。从图6.8可以看到，靶后预等离子体的形成会降低质子的能量。靶后预等离子体长度越长则加速质子能量越低。这主要由于靶后预等离子体会削弱靶后的鞘层电场的原因。

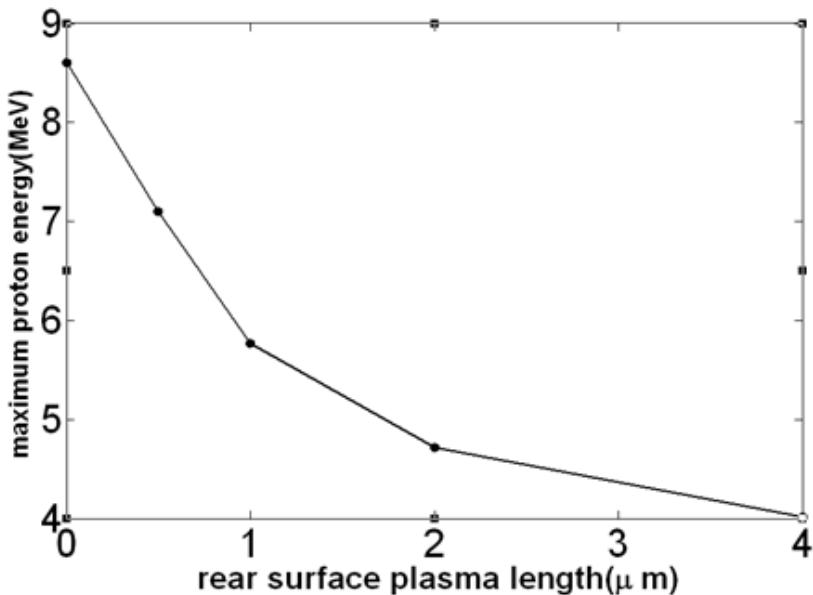


图 6.8 靶后预等离子体对于加速质子最大能量的影响

由以上的模拟结果我们可以定性的理解我们的实验结果。当靶偏离激光聚焦位置时，激光强度降低，而激光的对比度是一定的，所以相应的预脉冲也降低。这种弱预脉冲的情况对应于图6.2(b)的第二种靶情况，模拟中我们可以看到合适的靶前预等离子体可以将质子能量提高到8MeV，与实验中的6MeV接近。而当靶处于聚焦位置时，虽然激光强度提高，但是预脉冲也变强了，这对应于图6.2(c)的第三种靶情况，从我们模拟结果来看此时靶后预等离子体会降低质子的能量，因此最终加速质子能量反而低于激光散焦时。

从上述实验和模拟结果来看，激光的预脉冲对于离子加速有关键的影响，合适强度的预脉冲能够通过形成靶前预等离子体而增加质子能量，而如果预脉冲太强，则其会在靶后产生预等离子体而降低质子能量。在激光对比度不是非常好的情况下，通过移动靶的位置激光散焦让激光预脉冲强度降低也是一种提高加速离子能量的可行方法。

6.3 超薄靶中加速离子的角分布研究

激光加速产生的离子束和常规加速方法比的一个重要的优点在于其非常好的准直性，其发射度在 $mm \cdot mrad$ 量级。这主要因为加速离子束源于一个非常小的横向范围，离子束的横向源尺寸大小在 μm 量级，而离子的发散角并不小。

6.3. 超薄靶中加速离子的角分布研究

以往基于薄靶离子加速实验中离子的发散角一般在 10° 以上。而对于大部分的应用来说，往往是取一个很小固体角内的离子。离子束的发散角越小，则能够用于应用的离子数目就越多，因此降低离子束的发散角对于核反应，稠密等离子体物质研究等需要大量离子数目的应用有重要的意义。最近我们在MPQ的离子加速实验小组发现激光和超薄靶相互作用能够得到极小发散角(2°)的离子束，和以往薄靶的实验结果相比发散角小一个量级。

6.3.1 实验结果

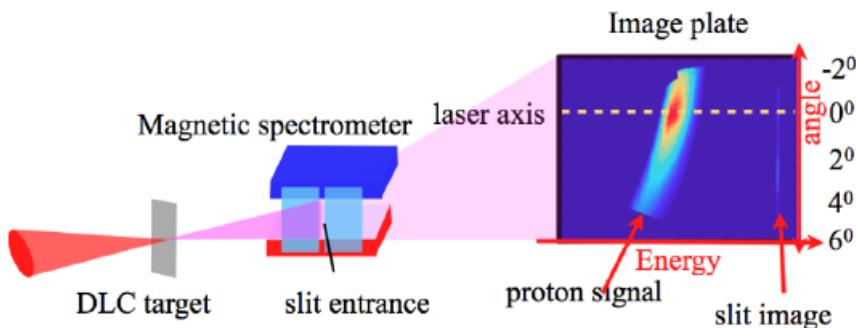


图 6.9 实验装置示意图

实验装置图如图6.9所示，激光的脉冲长度30fs，聚焦位置激光强度为 $8 \times 10^{19} W/cm^2$ ，DLC靶的厚度为5nm,10nm和20nm。通过改变靶的位置，相应的激光焦斑直径从聚焦位置的 $3\mu m$ 可以变大到最大 $19.2\mu m$ 。加速质子的能量和角分布信息通过磁谱仪同时得到。

主要的实验结果如图6.10和6.11所示。其中在图6.10(a)中对我们的实验结果和以往文献中的实验结果 [161–165]进行了比较。可以清楚的看到，随着靶厚度的降低，离子的发散角变小。我们实验中得到最小的离子角分布为 2° ，和以往的实验结果比减小了接近一个量级。另一个特点是在整个质子能量范围内，质子的发散角都基本不变，如图6.10(a)(b)所示。而以往基于薄靶的实验结果质子的发散角随着能量的增加而降低。进一步我们扫描了靶厚度和位置对于离子角分布的影响，发现对于不同的靶厚度，离子角分布都随着靶偏离聚焦位置，激光焦斑的增加而降低。总结以上实验结果，我们的发现如下：

1. 超薄靶(nm厚度)比薄靶(μm 厚度)离子发散角小一个量级。
2. 超薄靶离子在整个能量区间，其发散角基本不变。

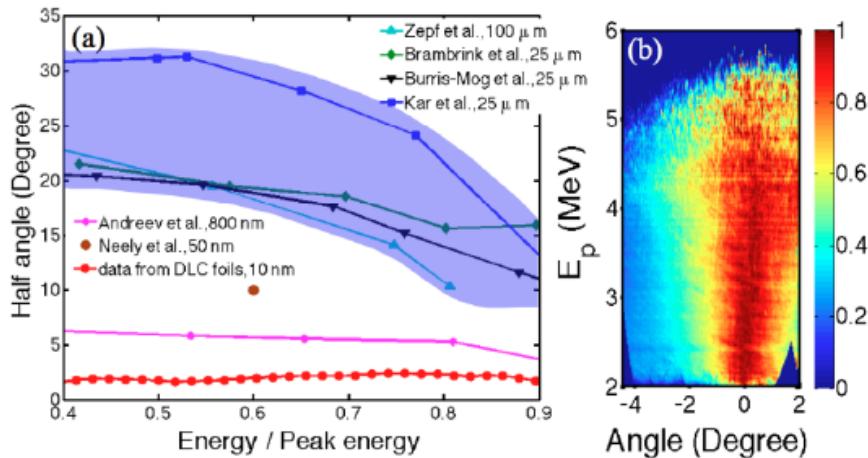


图 6.10 (a) 不同厚度靶离子的发散角, (b)10nm厚的DLC靶放置在偏离激光聚焦100 μm 处时加速离子能量角分布示意图

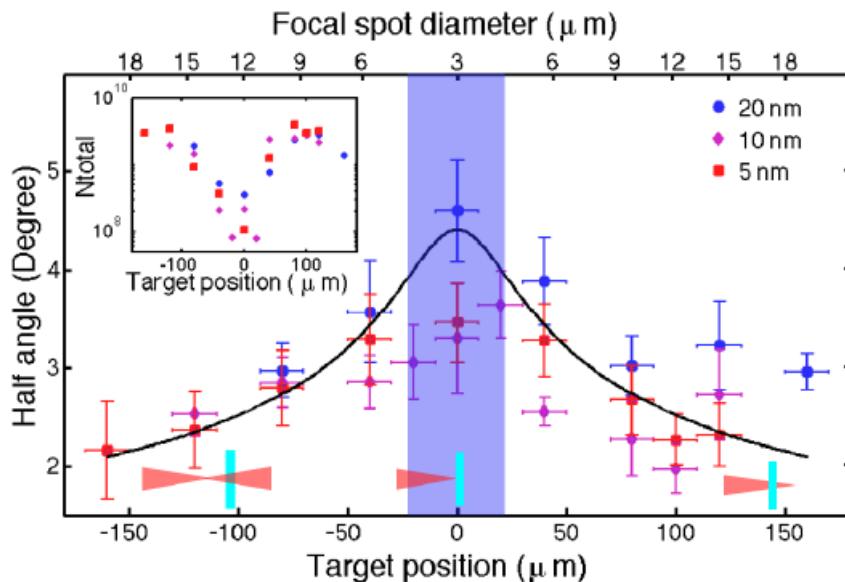


图 6.11 靶厚度和靶位置对离子发散角的影响

3. 激光焦斑越大, 离子发散角越小。

我们接下来通过理论和模拟研究对以上实验结果进行解释。

6.3.2 理论模型

以下理论基于准静态模型, 即假设在离子加速过程中鞘层电场基本不变。

则离子的发散角可以估计为:

$$\theta = \arctan\left(\int_0^\infty E_y dt / \int_0^\infty E_z dt\right) \quad (6.3)$$

其中 E_y 和 E_z 分别是横向和纵向的静电场，其大小由 $E = -\nabla\Psi$ 决定。靶后的热电子服从波尔茨曼热分布，因此静电场可以估计为:

$$E_y \propto -\frac{k_B T_e}{e} \frac{\partial n_e}{\partial y} \quad (6.4)$$

$$E_z \propto -\frac{k_B T_e}{e} \frac{\partial n_e}{\partial z} \quad (6.5)$$

定义电场方向 $\alpha = E_y/E_z$, 则有:

$$\theta = \arctan\left(\int_0^\infty \alpha E_z dt / \int_0^\infty E_z dt\right) \approx \arctan \langle \alpha \rangle = \arctan \langle \frac{\partial n_e}{\partial y} / \frac{\partial n_e}{\partial z} \rangle \quad (6.6)$$

靶后电子云在纵向上呈指数下降，我们可以假设电子云密度分布为:

$$n_e = n_0 \cdot \xi(y) \cdot \exp\left(-\frac{z}{l_0}\right) \quad (6.7)$$

其中 $\xi(y)$ 为电子在横向的分布函数， l_0 为电子在纵向的密度梯度。由此，我们可以最终得到:

$$\theta = \arctan \left\langle -\frac{\frac{\partial \xi(y)}{\partial y}}{\xi(y)} \cdot l_0 \right\rangle \quad (6.8)$$

由公式6.7我们可以看到离子的分散角取决于电子横向和纵向的分布。其中电子纵向的密度梯度 l_0 可以用德拜长度来估计 [98]:

$$l_0 = (\varepsilon_0 k_B T_e / n_0 e^2)^{1/2} \quad (6.9)$$

可以看到 l_0 和 靶后电子温度 $k_B T_e$ 和 电子密度 n_0 有关。对于薄靶而言， l_0 一般在 μm 量级 [33]。而对于超薄靶，由于靶厚度的降低，一方面电子在靶内传播的距离缩短，电子的发散角更小，导致靶后电子密度提高。另一方面，电子在靶前后表面来回振荡，靶越薄电子振荡周期越短，相应的靶后电子密度也越高。因此超薄靶靶后电子密度高于薄靶，这一方面导致更强的靶后鞘层电场和更高

的离子能量，另一方面也会导致更小的 l_0 和因此更小的质子角分布。

另外，薄靶离子的横向角分布一般满足高斯分布 [25]:

$$\xi_y \propto \exp\left(-4 \ln 2 \frac{y^2}{D^2}\right) \quad (6.10)$$

其中D为电子横向分布的尺寸直径。因此根据公式6.7我们可以得出薄靶的离子发散角为:

$$\theta \propto \arctan \left\langle 8 \ln 2 \frac{y}{D^2} \cdot l_0 \right\rangle \quad (6.11)$$

可以看到角分布随着y的减小而减小，而纵向电场在激光轴线上最大，因此加速离子能量越高，其离子发散角越小，这符合图6.10(a)中薄靶离子角分布的实验结果。

而对于超薄靶，我们的模拟结果表明离子在横向服从指数分布：

$$\xi_y \propto \exp\left(-\frac{|y|}{l_y}\right) \quad (6.12)$$

其中 l_y 为电子在横向的密度梯度，此时离子角分布为:

$$\theta \propto \arctan(l_0/l_y) \quad (6.13)$$

可以看到，离子角分布和质子能量以及其运动轨迹无关，加速离子的发散角为一个固定值。而电子横向密度梯度和激光焦斑有关，激光焦斑越大，则横向电子密度梯度也越大，相应的离子发散角越小。因此我们的理论模型解释了上述三个实验现象：

1. 超薄靶后电子密度高于薄靶，因此其纵向电子密度梯度更小，离子发散角更小。
2. 超薄靶后电子横向电子呈指数分布，因此离子发散角为一个固定值。
3. 激光焦斑越大，则电子横向密度梯度越大，离子发散角越小。

6.3.3 模拟研究

为了进一步证实上述理论模型的正确性，我们对超薄靶实验结果进行了模拟验证。我们设置模拟的参数和实验参数一致，其主要的模拟结果如

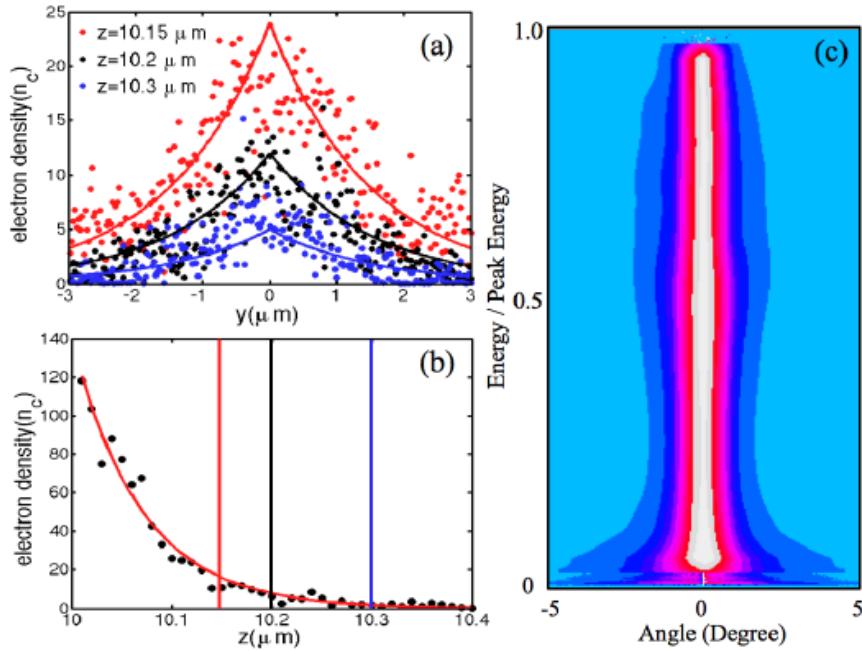


图 6.12 模拟结果。(a)不同纵向位置处电子横向密度分布，其纵向位置如(b)中不同颜色线所示。(b)电子纵向密度分布。(c)加速离子束能量角分布图

图6.12所示。可以看到，电子在横向分布基本服从指数分布，其横向电子密度梯度 $l_y \approx 1.5\mu m$ ，约等于激光焦斑半径。而在纵向电子服从指数分布，其密度梯度 $l_0 \approx \frac{1}{12}\mu m$ 。此电子密度分布符合我们上述理论模型。可以看到电子的纵向梯度 l_0 比薄靶的典型值($1\mu m$)要低一个量级，这是造成超薄靶离子发散角比薄靶低一个量级的主要原因。从图6.12(c)可以看到离子发散角在整个能量区间基本不变，约为 2° ，这一点和我们的理论模型以及实验结果都符合得很好。

6.4 小结

这一章我们介绍了MPQ最新的基于超薄靶离子加速的实验结果，其主要结果为：

1. 在当前的实验条件下，激光适当散焦比聚焦离子能量更高
2. 在超薄靶情况下观察到非常小的加速离子角分布，而且通过激光散焦的方法可以进一步降低离子发散角到约 2° 。

通过理论分析和PIC模拟研究我们理解了上述的实验结果。可以看到，实验上通过调节靶的位置而让激光散焦的方法可以增大激光焦斑和降低预脉冲的强

度。这对于特定的激光和靶参数来说是一个提高离子能量和降低离子发散角的方法。

总 结

本论文主要研究超短超强激光与等离子体相互作用的离子加速问题，全文共含六章内容：

第一章为绪论部分，我们首先介绍了激光等离子体科学的发展和研究内容。随后介绍了激光驱动离子加速的实验进展，其中着重讲述了薄靶离子加速，超薄靶离子加速以及临界密度靶离子加速的实验结果。接着简略介绍了激光等离子体的离子模拟方法。

第二章为理论背景介绍，包括相对论激光与等离子相互作用的基本过程，激光的吸收机制，和离子加速的一些主要的理论模型。

第三章和第四章我们对于激光与临界密度等离子体相互作用过程进行了研究。其中第三章我们重点介绍了激光在临界密度等离子体中的整形过程。我们研究了相对论自聚焦、相对论自相位调制和相对论穿透等非线性效应对激光波形的影响。提出了用临界密度等离子体做一个透镜来产生高强度、高对比度、陡上升沿的脉冲的方案。第四章我们对于临界密度中的电子直接加速机制进行了研究，发现在圆偏振激光情况下存在一种电子的自匹配共振加速机制。进一步我们讨论了用临界密度靶加固体靶构成的双层靶中的离子加速问题，发现激光经过临界密度靶以后，整形的激光和临界密度靶中共振加速的电子共同作用于固体靶，能够导致非常有效的固体靶中的离子加速。模拟研究表明和平面靶相比，双层靶能够提高加速离子能量3倍并且降低离子能散，是一种有效提高加速离子束品质的方案。

第五章我们讨论了两种新型靶结构：弯曲靶和充气锥靶中的离子加速过程。发现超薄弯曲靶中能够产生质子的自聚集现象，在激光轴线上产生了非常高密度的质子束。同时，由于激光斜入射导致的有效的电子真空加热效应，质子束的能量相比平面靶要高2倍。通过理论分析和模拟验证，得到弯曲靶靶半径的最佳值为激光焦斑半径。对于充气锥靶的研究表明，这种新型的靶结构能够有效的汇聚激光，从而有效的提高激光强度。同时激光在气体中产生了大量的高能电子，这些电子传播到锥靶后建立起非常强的鞘层电场，从而加速离子到非常高的能量。模拟结果表明利用这种充气锥靶能够在仅仅 $2.6 \times 10^{20} W/cm^2$ 的激光强度下产生准单能的181MeV的离子束，其离子能量和平面靶相比提高了三倍。

第六章我们介绍在德国MPQ/LMU离子加速实验的一些最新进展以及相关的理论和模拟研究工作。模拟研究表明合适参数的靶前预等离子体能够有效的提高离子能量，而靶后预等离子体则会降低离子的能量。这些研究很好地解释了我们在实验中观察到的激光散焦情况下离子能量比聚焦要高的问题。此外实验中通过激光和超薄靶(nm 量级)相互作用得到了极小的离子发散角($\sim 2^\circ$)，和薄靶(μm 量级)比减小了一个量级，而且其发散角在整个能量区间都基本不变。我们通过模拟和理论对于这个问题进行了研究，发现这主要由于超薄靶下在靶后电子纵向上非常陡峭的密度梯度和横向上指数的密度分布造成的。理论模型，模拟结果和实验结果非常吻合。

本论文的主要创新点如下：

1. 提出了用临界密度等离子体做为透镜来产生高强度、高对比度、陡峭上升沿激光脉冲的新方法。这种激光可以用于激光驱动离子加速，激光驱动高能X射线源等方面的应用。
2. 研究了临界密度中的电子动力学行为和双层靶中离子加速过程，发现双层靶能够有效的提高加速离子束的能量和降低能散，并且找到了双层靶的最佳离子加速参数条件。
3. 研究了弯曲靶和充气锥靶中的离子加速过程，发现这两种靶和平面靶相比都能够有效地改善离子束的品质。
4. 研究了靶预等离子体对于离子加速的影响，并且对相关实验结果进行了解释。提出了关于离子角分布的理论模型，和模拟结果一起很好地解释了超薄靶下观察到超小离子发散角的实验结果。

参考文献

- [1] T. H. Maiman. Stimulated Optical Radiation in Ruby[J]. Nature. 1960, **187**(493)
- [2] F. J. McClung, R. W. Hellwarth. Giant Optical Pulsations from Ruby[J]. Journal of Applied Physics. 1962, **33**(828)
- [3] L. E. Hargrove et al. Locking of He-Ne Laser Modes Induced by Synchronous Intracavity Modulation[J]. Applied Physics Letters. 1964, **5**(4)
- [4] J. M. DiDomenico. Small-Signal Analysis of Internal (Coupling-Type) Modulation of Lasers[J]. Journal of Applied Physics. 1964, **35**(2870)
- [5] M. Drescher et al. X-ray pulses approaching the attosecond frontier[J]. Science. 2001, **291**(1923)
- [6] P. M. Paul et al. Observation of a train of attosecond pulses from high harmonic generation[J]. Science. 2001, **292**(1689)
- [7] M. Hentschel et al. Attosecond metrology[J]. Nature. 2001, **414**(509)
- [8] D. Strickland, G. Mourou. Compression of amplified chirped optical pulses[J]. Optics Communications. 1985, **55**(447)
- [9] G. Mourou et al. Ultrashort intensity lasers: physics of the extreme on a tabletop[J]. Physics Today. 1998, **51**(22)
- [10] S. Atzeni, J. Meyer ter Vehn. The physics of inertial fusion[J]. Clarendon Press - Oxford. 2004
- [11] V. Malka et al. Electron acceleration by a wake field forced by an intense ultrashort laser pulse[J]. Science. 2002, **298**(1596)
- [12] A. Modena et al. Electrons acceleration from the breaking of relativistic plasma waves[J]. Nature,. 1995, **377**(606)
- [13] A. Maksimchuk et al. Forward ion acceleration in thin films driven by a high-intensity laser[J]. Physical Review Letters. 2000, **84**(4108)
- [14] E. L. Clark et al. Measurements of energetic proton transport through magnetized plasma from intense laser interactions with solids[J]. Physical Review Letters. 2000, **84**(670)
- [15] R. A. Snavely et al. Intense high-energy proton beams from petawatt-laser irradiation of solids[J]. Physical Review Letters. 2000, **85**(2945)

- [16] P. A. Norreys et al. Efficient Extreme UV Harmonics Generated from Picosecond Laser Pulse Interactions with Solid Targets[J]. *Physical Review Letters*. 1996, **76**(1832)
- [17] B. Dromey et al. High harmonic generation in the relativistic limit[J]. *Nat Phys.* 2006, **2**(456)
- [18] T. Tajima, J. M. Dawson. Laser Electron Accelerator[J]. *Physical Review Letters*. 1979, **43**(267)
- [19] S. P. D. Mangles et al. Monoenergetic beams of relativistic electrons from intense laser-plasma interactions[J]. *Nature*. 2004, **431**(535)
- [20] C. G. R. Geddes et al. High-quality electron beams from a laser wakefield accelerator using plasma-channel guiding[J]. *Nature*. 2004, **431**(538)
- [21] J. Faure et al. plasma accelerator producing monoenergetic electron beams[J]. *Nature*. 2004, **431**(541)
- [22] W. P. Leemans et al. GeV electron beams from a centimetre-scale accelerator[J]. *Nature Physics*. 2006, **2**(696)
- [23] T. E. Cowan et al. Multi-MeV Proton Beams from a Laser Virtual-Cathode Plasma Accelerator[J]. *Phys Rev Lett*. 2004, **92**(204801)
- [24] M. Borghesi et al. Macroscopic Evidence of Soliton Formation in Multiterawatt Laser-Plasma Interaction[J]. *Physical Review Letters*. 2002, **88**(135002)
- [25] L. Romagnani et al. Dynamics of Electric Fields Driving the Laser Acceleration of Multi-MeV Protons[J]. *Physical Review Letters*. 2005, **95**(195001)
- [26] V. Malka. Practicability of protontherapy using compact laser systems[J]. *Med Phys*. 2004, **31**(1587)
- [27] S. V. Bulanov, V. S. Khoroshkov. Feasibility of using laser ion accelerators in proton therapy[J]. *Plasma Phys Rep*. 2002, **28**(453)
- [28] M. Roth et al. Fast Ignition by Intense Laser-Accelerated Proton Beams[J]. *Physical Review Letters*. 2001, **86**(436)
- [29] H. Haseroth, H. Hora. Physical mechanism leading to high currents of highly charged ions in laser-driven ion sources[J]. *Laser and particle beams*. 1996, **14**(393)
- [30] L. Willingale et al. Collimated Multi-MeV Ion Beams from High-Intensity Laser Interactions with Underdense Plasma[J]. *Physical Review Letters*. 2006, **96**(245002)

-
- [31] A. P. Fews et al. Plasma ion emission from high intensity picosecond laser pulse interaction with solid targets[J]. *Physical Review Letters.* 1994, **73**(1801)
 - [32] S.P. Hatchett et al. Electron, photon, and ion beams from the relativistic interaction of Petawatt laser pulses with solid targets[J]. *Phys Plasmas.* 2000, **7**(2076)
 - [33] A. J. Mackinnon et al. Effect of Plasma Scale Length on Multi-MeV Proton Production by Intense Laser Pulses[J]. *Physical Review Letters.* 2001, **86**(1768)
 - [34] M. Roth et al. The generation of high-quality, intense ion beams by ultra-intense lasers[J]. *Plasma Phys Control Fusion.* 2002, **44**(B99)
 - [35] M. Borghesi et al. Multi-MeV Proton Source Investigations in Ultraintense Laser-Foil Interactions[J]. *Phys Rev Lett.* 2004, **92**(055003)
 - [36] S. Fritzler et al. Ion Heating and Thermonuclear Neutron Production from High-Intensity Subpicosecond Laser Pulses Interacting with Underdense Plasmas[J]. *Physical Review Letters.* 2002, **89**(165003)
 - [37] S. Karsch et al. High-Intensity Laser Induced Ion Acceleration from Heavy-Water Droplets[J]. *Physical Review Letters.* 2003, **91**(015001)
 - [38] T. Ditmire et al. Nuclear fusion from explosions of femtosecond laser-heated deuterium clusters[J]. *Physical Review Letters.* 1999, **398**(489)
 - [39] E. L. Clark et al. Energetic Heavy-Ion and Proton Generation from Ultraintense Laser-Plasma Interactions with Solids[J]. *Physical Review Letters.* 2000, **85**(1654)
 - [40] K. Nemoto et al. Laser-triggered ion acceleration and table top isotope production[J]. *Appl Phys Lett.* 2001, **78**(595)
 - [41] A. J. Mackinnon et al. Enhancement of proton acceleration by hot-electron recirculation in thin foils irradiated by ultraintense laser pulses[J]. *Physical Review Letters.* 2002, **88**(215006)
 - [42] P.K.Patel et al. Isochoric heating of solid-density matter with an ultrafast proton beam[J]. *Physical Review Letters.* 2003, **91**(125004)
 - [43] I. Spencer et al. Experimental study of proton emission from 60-fs, 200-mJ high-repetition-rate tabletop-laser pulses interacting with solid targets[J]. *Physical Review E.* 2003, **67**(046402)
 - [44] P.McKenna et al. Characterization of proton and heavier ion acceleration in ultrahigh-intensity laser interactions with heated target foils[J]. *Physical Review E.* 2004, **70**(036405)

- [45] M.Kaluza et al. Influence of the laser prepulse on proton acceleration in thin-foil experiments[J]. Physical Review Letters. 2004, **93**(045003)
- [46] Y. Oishi et al. Dependence on laser intensity and pulse duration in proton acceleration by irradiation of ultrashort laser pulses on a Cu foil target[J]. Phys Plasmas. 2005, **12**(073102)
- [47] J. Fuchs et al. Laser-driven proton scaling laws and new paths towards energy increase[J]. Nature Phys. 2006, **2**(48)
- [48] L. Robson et al. Scaling of proton acceleration driven by petawatt-laser – plasma interactions[J]. Nature Phys. 2007, **3**(58)
- [49] A.Yogo et al. Laser prepulse dependency of proton-energy distributions in ultraintense laser – foil interactions with an online time-of-flight technique[J]. Phys Plasmas. 2007, **14**(043104)
- [50] A.Yogo et al. Laser ion acceleration via control of the near-critical density target[J]. Phys Rev E. 2008, **77**(016401)
- [51] M.Nishiuchi et al. Efficient production of a collimated MeV proton beam from a polyimide target driven by an intense femtosecond laser pulse[J]. Phys Plasmas. 2008, **15**(053104)
- [52] K. Flippo et al. Increased efficiency of short-pulse laser-generated proton beams from novel flat-top cone targets[J]. Phys Plasmas. 2008, **15**(056709)
- [53] K.V.Safronov et al. Experimental study of the acceleration of protons emitted from thin foils irradiated by ultrahigh-contrast laser pulses[J]. JETP Lett. 2008, **88**(716)
- [54] K. Zeil et al. The scaling of proton energies in ultrashort pulse laser plasma acceleration[J]. New J Phys. 2010, **12**(045015)
- [55] S.A.Gaillard et al. Increased laser-accelerated proton energies via direct laser-light-pressure acceleration of electrons in microcone targets[J]. Phys Plasmas. 2011, **18**(056710)
- [56] M. Allen et al. Direct experimental evidence of back-surface ion acceleration from laser-irradiated gold foils[J]. Physical Review Letters. 2004, **93**(265004)
- [57] T. Z. Esirkepov et al. Proposed double-layer target for the generation of high-quality laser-accelerated ion beams[J]. Physical Review Letters. 2002, **89**(175003)
- [58] H. Schwoerer et al. Laser-plasma acceleration of quasi-monoenergetic protons from microstructured targets[J]. Nature. 2006, **439**(445)
- [59] B. M. Hegelich et al. Laser-plasma acceleration of quasi-monoenergetic protons from microstructured targets[J]. Nature. 2006, **439**(441)

- [60] T. Toncian et al. Ultrafast laser-driven microlens to focus and energy-select mega-electron volt protons[J]. *Science*. 2006, **312**(410)
- [61] T. Zh. Esirkepov et al. Laser ion-acceleration scaling laws seen in multiparametric particle-in-cell simulations[J]. *Physical Review Letters*. 2006, **96**(105001)
- [62] X.Q. Yan et al. Generating high-current monoenergetic proton beams by a circularly polarized laser pulse in the phase-stable acceleration regime[J]. *Physical Review Letters*. 2008, **100**(135003)
- [63] A. Macchi et al. ‘Light sail’ acceleration reexamined[J]. *Physical Review Letters*. 2009, **103**(085003)
- [64] B. Qiao et al. Stable GeV ion-beam acceleration from thin foils by circularly polarized laser pulses[J]. *Physical Review Letters*. 2009, **102**(145002)
- [65] A. Henig et al. Radiation pressure acceleration of ion beams driven by circularly polarized laser pulses[J]. *Physical Review Letters*. 2009, **103**(245003)
- [66] S. Steinke et al. Efficient ion acceleration by collective laser-driven electron dynamics with ultra-thin foil targets[J]. *Laser Part Beams*. 2010, **28**(215)
- [67] A. Henig et al. Enhanced laser-driven ion acceleration in the relativistic transparency regime[J]. *Physical Review Letters*. 2009, **103**(045002)
- [68] D. Jung et al. Monoenergetic Ion Beam Generation by Driving Ion Solitary Waves with Circularly Polarized Laser Light[J]. *Physical Review Letters*. 2011, **107**(115002)
- [69] Y. Fukuda et al. Energy increase in multi-MeV ion acceleration in the interaction of a short pulse laser with a cluster-gas target[J]. *Physical Review Letters*. 2009, **103**(165002)
- [70] C. A. J. Palmer et al. Monoenergetic Proton Beams Accelerated by a Radiation Pressure Driven Shock[J]. *Physical Review Letters*. 2011, **106**(014801)
- [71] D. Haberberger et al. Collisionless shocks in laser-produced plasma generate monoenergetic high-energy proton beams[J]. *Nature Physics*. 2012, **8**(95)
- [72] Z.M. Sheng et al. Emission of Electromagnetic Pulses from Laser Wakefields through Linear Mode Conversion[J]. *Physical Review Letters*. 2005, **94**(095003)
- [73] Y. T. Li et al. Observation of a Fast Electron Beam Emitted along the Surface of a Target Irradiated by Intense Femtosecond Laser Pulses[J]. *Physical Review Letters*. 2006, **96**(165003)
- [74] P. Mora, T.M. Antonsen. Kinetic modeling of intense, short laser pulses propagating in tenuous plasmas[J]. *Phys Plasmas*. 1997, **2**(217)

- [75] C. I. Moore et al. Observation of the Transition from Thomson to Compton Scattering in Multiphoton Interactions with Low- Energy Electrons[J]. Physical Review Letters. 1995, **74**(2439)
- [76] W. L. Kruer. The Physics of Laser Plasma Interactions[M]. 2003
- [77] L.Willingale et al. Characterization of High-Intensity Laser Propagation in the Relativistic Transparent Regime through Measurements of Energetic Proton Beams[J]. Physical Review Letters. 2009, **102**(125002)
- [78] C. M. Tang P. Sprangle, E. Esarey. Relativistic Self-Focusing of Short-Pulse Radiation Beams in Plasmas[J]. IEEE Trans Plasma Sci. 1987, **15**(145)
- [79] G. Z. Sun et al. Self-focusing of short intense pulses in plasmas[J]. Phys Fluids. 1987, **30**(526)
- [80] X. L. Chen, R. N. Sudan. Necessary and sufficient conditions for self-focusing of short ultraintense laser pulse in underdense plasma[J]. Phys Rev Lett. 1993, **70**(2082)
- [81] E. Esarey et al. Self-focusing and guiding of short laser pulses in ionizing gases and plasmas[J]. IEEE J Quantum Electron. 1997, **33**(1879)
- [82] M. Borghesi et al. Relativistic Channeling of a Picosecond Laser Pulse in a Near-Critical Preformed Plasma[J]. Physical Review Letters. 1997, **78**(879)
- [83] J. Arons C. Max, A. B. Langdon. Self-Modulation and Self-Focusing of Electromagnetic Waves in Plasmas[J]. Physical Review Letters. 1974, **33**(209)
- [84] C. J. Mackinstrie, R. Bingham. Stimulated Raman forward scattering and the relativistic modulational instability of light waves in rarefied plasma[J]. Phys Fluids B. 1992, **4**(2626)
- [85] V. A. Vshivkov et al. Nonlinear electrodynamics of the interaction of ultra-intense laser pulses with a thin foil[J]. Physics of Plasmas. 1998, **5**(2727)
- [86] D.W. Forslund et al. Theory of Hot-Electron Spectra at High Laser Intensity[J]. Physical Review Letters. 1977, **39**(284)
- [87] K. Estabrook, W.L. Kruer. Properties of resonantly heated electron distributions[J]. Physical Review Letters. 1978, **40**(42)
- [88] F. Brunel. Not-so-resonant, resonant absorption[J]. Physical Review Letters. 1987, **59**(52)
- [89] P. Gibbon. Short Pulse Laser Interactions with Matter. Imperial College Press[M]. 2005
- [90] W. L. Kruer, K. Estabrook. J x B heating by very intense laser light[J]. Physics of Fluids. 1985, **28**(430)

- [91] T. Ditmire et al. Interaction of intense laser pulses with atomic clusters[J]. Physical Review A. 1996, **53**(3379)
- [92] D. R. Symes et al. Anisotropic Explosions of Hydrogen Clusters under Intense Femtosecond Laser Irradiation[J]. Physical Review Letters. 2007, **98**(123401)
- [93] G. S. Sarkisov et al. Self-focusing, channel formation, and high-energy ion generation in interaction of an intense short laser pulse with a He jet[J]. Physical Review E. 1999, **59**(7042)
- [94] T. Esirkepov et al. Ion acceleration by superintense laser pulses in plasmas[J]. JETP Letters. 1999, **70**(82)
- [95] S. Bulanov et al. Generation of collimated beams of relativistic ions in laser-plasma interactions[J]. JETP Letters. 2000, **71**(407)
- [96] Y. Sentoku et al. High density collimated beams of relativistic ions produced by petawatt laser pulses in plasmas[J]. Physical Review E. 2000, **62**(7271)
- [97] T. Nakamura et al. High-Energy Ions from Near-Critical Density Plasmas via Magnetic Vortex Acceleration[J]. Physical Review Letters. 2010, **105**(135002)
- [98] P.Mora. Plasma expansion into a vacuum[J]. Physical Review Letters. 2003, **90**(185002)
- [99] P. Mora. Thin-foil expansion into a vacuum[J]. Physical Review E. 2005, **72**(056401)
- [100] S. C. Wilks et al. Energetic proton generation in ultra-intense laser – solid interactions[J]. Phys Plasmas. 2001, **8**(542)
- [101] L. O. Silva et al. Proton Shock Acceleration in Laser-Plasma Interactions[J]. Physical Review Letters. 2004, **92**(015002)
- [102] A. Zhidkov et al. Ion acceleration in a solitary wave by an intense picosecond laser pulse[J]. Physical Review Letters. 2002, **89**(215002)
- [103] T. Zh. Esirkepov et al. Highly efficient relativistic-ion generation in the laser-piston regime[J]. Physical Review Letters. 2004, **92**(175003)
- [104] H. C. Wu et al. Uniform laser-driven relativistic electron layer for coherent Thomson scattering[J]. Physical Review Letters. 2010, **104**(234801)
- [105] H.C. Wu et al. Giant half-cycle attosecond pulses[J]. Nature Photonics. 2012, **6**(304)
- [106] O. Klimo et al. Monoenergetic ion beams from ultrathin foils irradiated by ultrahigh-contrast circularly polarized laser pulses[J]. Phys Rev ST Accel Beams. 2008, **11**(031301)

- [107] A. P. L. Robinson et al. Radiation pressure acceleration of thin foils with circularly polarized laser pulses[J]. *New J Phys.* 2008, **10**(013021)
- [108] T. V. Liseykina et al. Radiation pressure acceleration by ultraintense laser pulses[J]. *Plasma Phys Control Fusion.* 2008, **50**(124033)
- [109] F.Pegoraro, S. V. Bulanov. Photon bubbles and ion acceleration in a plasma dominated by the radiation pressure of an electromagnetic pulse[J]. *Physical Review Letters.* 2007, **99**(065002)
- [110] M.Chen et al. Enhanced collimated GeV monoenergetic ion acceleration from a shaped foil target irradiated by a circularly polarized laser pulse[J]. *Physical Review Letters.* 2009, **103**(024801)
- [111] S.V. Bulanov et al. Unlimited ion acceleration by radiation pressure[J]. *Physical Review Letters.* 2010, **104**(135034)
- [112] T.P. Yu et al. Stable Laser-Driven Proton Beam Acceleration from a Two-Ion-Species Ultra-thin Foil[J]. *Physical Review Letters.* 2010, **105**(65002)
- [113] B. Qiao et al. Radiation-Pressure Acceleration of Ion Beams from Nanofoil Targets: The Leaky Light-Sail Regime[J]. *Physical Review Letters.* 2010, **105**(155002)
- [114] X.Q.Yan et al. Self-organizing GeV, nanocoulomb, collimated proton beam from laser foil interaction at $7 \times 10^{21} \text{W/cm}^2$ [J]. *Physical Review Letters.* 2009, **103**(135001)
- [115] F. L. Zheng et al. An ultra-short and TeV quasi-monoenergetic ion beam generation by laser wakefield accelerator in the snowplow regime[J]. *EPL.* 2011, **95**(55055)
- [116] F. L. Zheng et al. Sub-TeV proton beam generation by ultra-intense laser irradiation of foil-and-gas target[J]. *Phys Plasmas.* 2012, **19**(023111)
- [117] A. Macchi et al. Laser Acceleration of Ion Bunches at the Front Surface of Overdense Plasmas[J]. *Physical Review Letters.* 2005, **94**(165003)
- [118] A. Pukhov, J. Meyer ter Vehn. Relativistic Magnetic Self-Channeling of Light in Near-Critical Plasma: Three-Dimensional Particle-in-Cell Simulation[J]. *Physical Review Letters.* 1996, **76**(3975)
- [119] A. Pukhov O. Shorokhov, I. Kostyukov. Self-Compression of Laser Pulses in Plasma[J]. *Physical Review Letters.* 2003, **91**(265002)
- [120] F. Fiuzza et al. Laser-Driven Shock Acceleration of Monoenergetic Ion Beams[J]. *Physical Review Letters.* 2012, **197**(215001)

- [121] C. Ren et al. Compressing and focusing a short laser pulse by a thin plasma lens[J]. Phys Rev E. 2001, **63**(026411)
- [122] S. S. Bulanov et al. Generation of GeV protons from 1 PW laser interaction with near critical density targets[J]. Phys Plasmas. 2010, **17**(043105)
- [123] B. Hafizi et al. Relativistic focusing and ponderomotive channeling of intense laser beams[J]. Physical Review Letters. 2000, **62**(4120)
- [124] G. A. Askar'yan et al. Magnetic interaction of self-focusing channels and fluxes of electromagnetic radiation: their coalescence, the accumulation of energy, and the effect of external magnetic fields on them[J]. JETP Lett. 1994, **60**(251)
- [125] V. A. Vshivkov et al. Nonlinear interaction of ultra-intense laser pulses with a thin foil[J]. Nucl Instrum Methods Phys Res, Sect A. 1998, **410**(493)
- [126] C. D. Tsakiris et al. Route to intense single attosecond pulses[J]. New J Phys. 2006, **8**(19)
- [127] Y. Nomura et al. Attosecond phase locking of harmonics emitted from laser-produced plasmas[J]. Nature Phys. 2008, **5**(124)
- [128] A. Pukhov et al. Particle acceleration in relativistic laser channels[J]. Phys Plasmas. 1999, **6**(2847)
- [129] C. Gahn et al. Multi-MeV Electron Beam Generation by Direct Laser Acceleration in High-Density Plasma Channels[J]. Physical Review Letters. 1999, **83**(4772)
- [130] S. P. D. Mangles et al. Electron Acceleration in Cavitated Channels Formed by a Petawatt Laser in Low-Density Plasma[J]. Physical Review Letters. 2005, **94**(245001)
- [131] E.D.Courant et al. High-energy inverse free-electron-laser accelerator[J]. Phys Review. 1985, **32A**(2813)
- [132] M. Ashour-Abdalla et al. Ultrarelativistic electromagnetic pulses in plasmas[J]. Physical Review A. 1981, **23**(1906)
- [133] D. Habs T. Tajima, X. Q.Yan. Laser Acceleration of Ions for Radiation Therapy[J]. Rev Accel Sci Technol. 2009, **2**(201)
- [134] B. Liu et al. Generating Overcritical Dense Relativistic Electron Beams via Self-Matching Resonance Acceleration[J]. Physical Review Letters. 2013, **110**(045002)
- [135] A. V. Kuznetsov et al. Efficiency of ion acceleration by a relativistically strong laser pulse in an underdense plasma[J]. Plasma Phys Rep. 2001, **27**(211)

参考文献

- [136] K. Matsukado et al. Energetic Protons from a Few-Micron Metallic Foil Evaporated by an Intense Laser Pulse[J]. *Physical Review Letters.* 2003, **91**(215001)
- [137] S. V. Bulanov, T. Z. Esirkepov. Comment on “Collimated Multi-MeV Ion Beams from High-Intensity Laser Interactions with Underdense Plasma” [J]. *Physical Review Letters.* 2007, **98**(049503)
- [138] A. Henig et al. Laser-Driven Shock Acceleration of Ion Beams from Spherical Mass-Limited Targets[J]. *Physical Review Letters.* 2009, **102**(095002)
- [139] H. Ruhl et al. Particle Acceleration in plasma Computer Simulation of the Three-Dimensional Regime of Proton Acceleration in the Interaction of Laser Radiation with a Thin Spherical Target[J]. *Plasma Phys Rep.* 2001, **27**(363)
- [140] T. Okada et al. Energetic proton acceleration and bunch generation by ultraintense laser pulses on the surface of thin plasma targets[J]. *Physical Review E.* 2006, **74**(026401)
- [141] L. Yin et al. GeV laser ion acceleration from ultrathin targets: The laser break-out afterburner[J]. *Laser Part Beams.* 2006, **24**(291)
- [142] L. Yin et al. Monoenergetic and GeV ion acceleration from the laser breakout afterburner using ultrathin targets[J]. *Phys Plasmas.* 2007, **14**(056706)
- [143] R. Kodama et al. Fast heating of ultrahigh-density plasma as a step towards laser fusion ignition[J]. *Nature.* 2001, **412**(798)
- [144] Z. L. Chen et al. Enhancement of energetic electrons and protons by cone guiding of laser light[J]. *Physical Review E.* 2005, **71**(036403)
- [145] R. B. Stephens et al. Implosion of Indirectly Driven Reentrant-Cone Shell Target[J]. *Physical Review Letters.* 2003, **91**(185001)
- [146] L. V. Woerkom et al. Fast electron generation in cones with ultraintense laser pulses[J]. *Phys Plasmas.* 2008, **15**(056304)
- [147] R. J. Mason. Heating Mechanisms in Short-Pulse Laser-Driven Cone Targets[J]. *Physical Review Letters.* 2006, **96**(035001)
- [148] A. L. Lei et al. Optimum Hot Electron Production with Low-Density Foams for Laser Fusion by Fast Ignition[J]. *Physical Review Letters.* 2006, **96**(255006)
- [149] J. Pasley, R. Stephens. Simulations investigating the effect of a deuterium-tritium-ice coating on the motion of the gold cone surface in a re-entrant cone-guided fast ignition inertial confinement fusion capsule[J]. *Phys Plasmas.* 2007, **14**(054501)

- [150] H. Sakagami et al. Fast ignition integrated interconnecting code project for cone-guided targets[J]. *Laser Part Beams.* 2006, **24**(191)
- [151] H. Nagatomo et al. Simulation and design study of cryogenic cone shell target for Fast Ignition Realization Experiment project[J]. *Phys Plasmas.* 2007, **14**(056303)
- [152] M. H. Key. Status of and prospects for the fast ignition inertial fusion concept[J]. *Phys Plasmas.* 2007, **14**(055502)
- [153] H. B. Cai et al. Enhancing the Number of High-Energy Electrons Deposited to a Compressed Pellet via Double Cones in Fast Ignition[J]. *Physical Review Letters.* 2009, **102**(245001)
- [154] J. A. King et al. Studies on the transport of high intensity laser-generated hot electrons in cone coupled wire targets[J]. *Phys Plasmas.* 2009, **16**(020701)
- [155] J. S. Green et al. Surface heating of wire plasmas using laser-irradiated cone geometries[J]. *Nat Phys.* 2007, **3**(853)
- [156] J. Rassuchine et al. Enhanced hot-electron localization and heating in high-contrast ultraintense laser irradiation of microcone targets[J]. *Physical Review E.* 2009, **79**(036408)
- [157] Y. Sentoku et al. Laser light and hot electron micro focusing using a conical target[J]. *Phys Plasmas.* 2004, **11**(3083)
- [158] T. Nakamura et al. Optimization of cone target geometry for fast ignition[J]. *Phys Plasmas.* 2007, **14**(103105)
- [159] L. H. Cao et al. Nonlinear laser focusing using a conical guide and generation of energetic ions[J]. *Physical Review E.* 2008, **78**(036405)
- [160] J.H.Bin et al. A laser-driven nanosecond proton source for radiobiological studies[J]. *Physical Review Letters.* 2012, **101**(243701)
- [161] M. Zepf et al. Proton Acceleration from High-Intensity Laser Interactions with Thin Foil Targets[J]. *Physical Review Letters.* 2003, **90**(064801)
- [162] E. Brambrink et al. Transverse Characteristics of Short-Pulse Laser-Produced Ion Beams: A Study of the Acceleration Dynamics[J]. *Physical Review Letters.* 2006, **96**(154801)
- [163] S. Kar et al. Ballistic Focusing of Polyenergetic Protons Driven by Petawatt Laser Pulses[J]. *Physical Review Letters.* 2011, **106**(225003)
- [164] T. Burris-Mog et al. Laser accelerated protons captured and transported by a pulse power solenoid[J]. *Phys Rev ST Accel Beams.* 2011, **14**(121303)

参考文献

- [165] M. Roth et al. Laser accelerated ions in ICF research prospects and experiments[J]. *Plasma Phys Control Fusion*. 2005, **47**(B841)

论文发表和获奖情况

发表论文

- (1) **H. Y. Wang**, C. Lin, Z. M. Sheng, B. Liu, S. Zhao, Z. Y. Guo, Y. R. Lu, X. T. He, J. E. Chen, and X. Q. Yan, "Laser Shaping of a Relativistic Intense, Short Gaussian Pulse by a Plasma Lens", **Phys. Rev. Lett.**, 107, 265002 (2011)
- (2) **H. Y. Wang**, X. Q. Yan, Y. R. Lu, F. L. Zheng, Z. Y. Guo, W. J. Ma, X. T. He, T. Tajima, D. Habs, and J. E. Chen, "Autofocused, enhanced proton acceleration from a nanometer-scale bulged foil", **Phys. Plasmas**, 17, 113111, (2010)
- (3) **H. Y. Wang**, C. Lin, F. L. Zheng, Y. R. Lu, Z. Y. Guo, X. T. He, J. E. Chen, and X. Q. Yan, "High-quality proton bunch from laser interaction with a gas-filled cone target", **Phys. Plasmas**, 18, 093105 (2011)
- (4) **H. Y. Wang**, X. Q. Yan, J. E. Chen, X. T. He, W. J. Ma, J. H. Bin, J. Schreiber, T. Tajima, and D. Habs, "Efficient and stable proton acceleration by irradiating a two-layer target with a linearly polarized laser pulse", **Phys. Plasmas**, 20, 013101 (2013)
- (5) B. Liu, **H. Y. Wang**, J. Liu, L. B. Fu, Y. J. Xu, X. Q. Yan, and X. T. He, "Generating Overcritical Dense Relativistic Electron Beams via Self-Matching Resonance Acceleration", **Phys. Rev. Lett.**, 110, 045002 (2013)
- (6) Lingyuan Gao, **Hongyong Wang**, Chen Lin, Yubin Zou, and Xueqing Yan, "Efficient proton beam generation from a foam-carbon foil target using an intense circularly polarized laser", **Phys. Plasmas**, 19, 083107 (2012)
- (7) F. L. Zheng, **H. Y. Wang**, X. Q. Yan, T. Tajima, M. Y. Yu, and X. T. He, "Sub-TeV proton beam generation by ultra-intense laser irradiation of foiland- gas target", **Phys. Plasmas**, 19, 023111 (2012)
- (8) F. L. Zheng, S. Z. Wu, C. T. Zhou, **H. Y. Wang**, X. Q. Yan, and X. T. He, "An ultra-short and TeV quasi-monoenergetic ion beam generation by laser wakefield accelerator in the snowplow regime", **EPL**, 95, 55005 (2011)
- (9) M. Wen, L. L. Jin, **H. Y. Wang**, Z. Wang, B. F. Shen, Y. R. Lu, J. E. Chen, and X. Q. Yan, "Determination of carrier-envelope phase of relativistic few-cycle laser pulses by Thomson backscattering spectroscopy", **Phys. Rev. E**, 85,

035401 (2012)

获奖情况

2011年北京大学学术新人奖

致 谢

博士生涯如白驹过隙，转瞬之间已临近毕业。在这五年的博士学习期间(三年半在北京大学，一年半在慕尼黑马普量光所和慕尼黑大学)，我的导师，同学，家人和朋友们一直给予我无私的支持和帮助。值此毕业论文即将完成之际，在此向你们表达我由衷的谢意。

首先要感谢我博士期间的导师陈佳洱院士和颜学庆教授！陈先生是老一辈的科学家，他对科研的热忱一直感染着我们年轻后辈，他对科学研究严谨认真的态度是我学习的榜样。颜学庆教授把我领入激光加速这一美丽而又前沿的领域，通过模拟研究发现的许多有意思的现象让我对科研产生了浓厚的兴趣。颜老师一直对我的科研工作给予悉心的指导，让我迅速掌握了基本的科研方法。他开阔的科研思路总是能启发我在科研道路上不断前进。在我最困难失落的时候，是颜老师的鼓励让我重拾信心。我的论文的几乎所有部分都得到了他的亲自指点和认真帮助，每一项工作都凝聚了他的智慧和汗水。颜老师为人非常和善，非常关心学生的工作生活情况，帮助解决各种问题。我从他身上不光学到了如何做科研，也学到了如何做人。

同样也要对我在慕尼黑交流的合作导师Joerg Schreiber教授和Diet Habs教授表示诚挚的谢意！在德国交流期间，他们为我提供了最好的科研环境和技术支持。在这里我接触了世界顶尖的离子加速实验设施，了解了最前沿的实验研究的情况，开阔了眼界，让我对于离子加速领域有了更加全面的理解。同时也要感谢留学基金委对我这次交流提供的资助。

然后，我要感谢北京大学的陆元荣高级工程师，陆老师经常关心我的学习和生活，对我科研工作进行了悉心的指导和鼓励。此外还要感谢郭之虞老师，彭士香老师，邹宇斌老师，朱昆老师，这几位老师都对我学习，生活提供过帮助。

我还要感谢我在北京大学的所有同学和朋友们，他们让我的生活多姿多彩。同样感谢在慕尼黑大学的同事们，他们让我在德国度过了一段充实快乐的科研时光。愿同学朋友之间的友谊长存。

最后我要深深感谢我的家人，感谢我的父亲母亲这么多年对我的辛苦培养和教导。你们的养育之恩我一辈子都无法报答。感谢我温柔可爱的妻子，虽然博士期间我们大部分时间都身处异地，你无私的爱一直温暖着我，让我不会觉

致谢

得孤单。我还要感谢我的岳父岳母对我一直以来关心和支持。感谢我的所有亲戚和朋友，祝愿你们永远幸福快乐！

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

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；
学校可以采用影印、缩印、数字化或其它复制手段保存论文；
在不以赢利为目的的前提下，学校可以公布论文的部分或全部内容。

(保密的论文在解密后应遵守此规定)

论文作者签名： 导师签名：
日期： 年 月 日

学位论文出版授权声明

本人已经认真阅读《“中国精品学位论文全文数据库”建设章程》，同意将本人的学位论文提交给“中国精品学位论文全文数据库”项目的产品开发与运作方——北京北大方正电子有限公司全文发表，并可按“中国精品学位论文全文数据库稿酬支付说明”享受相关权益。同意论文提交后滞后：半年；一年；二年发布。

作者签名：_____

____年__月__日

导师签名：_____

____年__月__日

“中国精品学位论文全文数据库”稿酬支付说明

作者信息：姓名：_____ 学号：_____ 所在院系：_____

提交论文类型： 硕士论文， 博士论文

授权作者可以选择报酬方式：

1、 唯一授权：本人论文电子版独家授权给北大方正，并可选择下列报酬方式(三选一)

- (1) 读书卡：硕士论文作者将获得有效期5年价值449元的方正Apabi数字图书馆读书卡1张，博士论文作者将获得有效期10年价值669元的方正Apabi数字图书馆读书卡1张；
- (2) 现金+读书卡：硕士论文作者将获得30元现金和有效期3年价值269元的方正Apabi数字图书馆读书卡1张，博士论文作者将获得80元现金和有效期5年价值449元的方正Apabi数字图书馆读书卡1张。
- (3) 销售分成：作者每年获得作者本人提交论文销售收入的10 %作为著作权使用费。本人同意提供并填写完整、正确的个人信息，并在下列任一个人信息发生改变时及时通知北大方正（发邮件到ApabiCEDD@founder.com，或上网<http://www.apabi.com>在线提交），若因下列个人信息填写不完整、不正确或未将变化及时通知北大方正而发生的著作权使用费无法按期支付等问题由本人负责。北大方正及项目其它参与方负责对作者的下列个人信息保密：

作者姓名：_____ 开户行：_____ 银行帐号：_____
Email：_____ 手机：_____

2、 非唯一授权：本人论文电子版以非独家授权方式授权给北大方正，并获得下列报酬：

读书卡：硕士论文作者将获得有效期3年价值269元的方正Apabi数字图书馆读书卡1张，博士论文作者将获得有效期5年价值449元的方正Apabi数字图书馆读书卡1张。

同时，本人导师将获得方正Apabi数字图书馆读书卡1张（硕士论文作者的导师的读书卡有效期5年，价值449元人民币；博士论文作者的导师的读书卡有效期10年，价值669元人民币）。

北大方正将按照作者选择的论文授权方式和报酬方式，及时支付作者应得的报酬。北大方正将提供数字版权保护技术（DRM）确保合法使用作者论文。同时，北大方正负责为作者提供网上查询论文销售情况及作者个人信息的服务，服务主页：<http://www.apabi.com>。

注：1、本“稿酬支付说明”一式两份，一份由作者本人保存，另一份做为领取稿酬凭证，交送给图书馆。

2、“学位论文授权使用声明”请直接装订在论文影印本的后面。

3、授权作者需提交“学位论文授权使用声明”的复印件、稿酬支付说明原件到图书馆论文采收处，领取稿酬。

