

密级: _____



中国科学院大学
University of Chinese Academy of Sciences

博士学位论文

基于薄膜靶的激光离子加速研究

作者姓名: _____ 赵栓

指导教师: _____ 陈佳洱, 颜学庆, Thomas E. Cowan 教授

中国大学物理科学学院, 北京大学重离子物理研究所

学位类别: _____ 理学博士

学科专业: _____ 粒子物理与原子核物理

培养单位: _____ 中国科学院力学研究所

2015 年 5 月

Laser ion acceleration research based on thin foil target

By
Shuan Zhao

A Dissertation Submitted to
The University of Chinese Academy of Sciences
In partial fulfillment of the requirements
For the degree of
Doctor of Nuclear Physics and Particle Physics

School of Physics, University of Chinese Academy of
Sciences

May, 2015

摘 要

摘 要

激光与物质的相互作用是高能物理的很重要的分支，是新能源以及高能物理进一步发展很重要的方向。例如：受控核聚变，很有可能解决未来很长一段时间内的能源问题。激光加速器具有体积小造价低的优势，其应用涉及癌症治疗，新型辐射源以及成像技术等。随着强激光技术的逐渐成熟，这一领域步入飞速发展的阶段，趋于成熟的电子加速器，曾出不穷的辐射源方案，以及不断地突破的离子加速能量记录。在激光加速领域中，离子加速的提升空间还很大，束流品质难以有效控制。本文研究强相对论激光与物质相互作用，以高性能计算为工具，围绕临界密度等离子体对激光离子加速的影响展开，依据现有实验室条件为参考，着重于离子能量提高以及束流品质改善，并对其应用进行讨论。论文主要分为三部分，可控式固体靶激光烧蚀，临界密度等离子体增加激光离子加速，强激光等离子体中的流不稳定性，以及激光加速质子在成像技术中的应用。

第一部分研究固体靶在激光脉冲作用下的可控烧蚀。金属固体靶在非相对论激光作用下，离化加热并膨胀，是激光与物质作用普遍的现象，在实验研究中有着重要的影响，其物理过程可由流体力学方法描述。通过研究激光以及固体靶参数对于烧蚀过程的影响，使得其密度分布由激光的光强以及脉冲周期控制，为后续的离子加速作为基础。流体力学模拟仿真程序MULTI是重要工具。

第二部分提出了用临界密度等离子体控制激光加速的方法。利用第一部分中金属靶烧蚀，控制临界密度等离子体的生成，提高激光与等离子体的能量耦合，最终实现对于离子加速的增强作用。理论分析以及PIC 计算机模拟相得益彰。

第三部分分析了在强激光产生的相对论电子在等离子中传播时的流不稳定性以及对于质子加速的影响。强激光与物质作用过程中，不稳定性是普遍存在的，一定条件下，其增长速度急剧提高，对于激光与等离子体的能量耦合以及质子加速有着重要的影响。第四部分整合前基本分的结果，强调了应用。

关键词： 激光， 等离子体， 离子加速， 不稳定性，

ABSTRACT

Laser ion acceleration research based on thin foil target

Shuan Zhao

Directed by Professor Jiaer Chen, Xueqing Yan, Thomas E. Cowan

Abstract

Laser matter interaction is a hot topic for the new energy sources and new accelerator, for example: Inertial Confined Fusion is the potential candidates for the safty energy source and laser accelerators have the advantages in size and cost, application in cancer therapy, radiation source and radiography technology and so on. As the developing of the laser technology, it's now fast-growing. The mature laser electron accelerator, new radiation source scheme and upgrading ion energy record. However we have still large room improving the ion energy, emittance etc and control them.

This thesis investigate the ultra-intense laser interaction with matter by large massive computation, focusing on the critical plasma effect on the ion acceleration enhancement and aiming for ion energy and other beam quality parameters improvement. Based on the nowadays available experiment condition, it includes also the application. The paper contains three parts: controllable laser foil target ablation; laser ion acceleration enhancement by critical plasma; The current instability during the laser plasma interaction and the effect on ion acceleration; The applicaiton in proton radiography.

The first section research the metal foil target ablation by laser pulse. In non-relativistic laser regime, it's common to have foil target ionization, heating and expansion. And it's an important part in experiment. Hydrodynamic model is effective to analysis the process, MULTI code is the tool. We get the relationship between target expansion with laser and target parameters. It can be used to control the target expansion for the future acceleration.

The second section propose the scheme to control ion acceleration by critical

plasma. By controlling the target ablation described in the above section, it's feasible to get the most effective laser plasma energy coupling, and finally benefit to the ion acceleration. The theoretical analysis and the PIC simulation agree to each other.

The third section we investigate the current instability during the process that laser driven current propagates in plasma. and the effect on ion acceleration. Current instability is universal during the laser plasma interaction. The growing can be dramatic under specific condition, effecting much on ion acceleration.

The fourth section is for application. Using the ion beam got from the above scheme for proton radiography and so on.

Keywords: laser, plasma, ion acceleration, instability

目 录

摘要	v
Abstract	vii
目录	ix
第一章 绪论	1
1.1 引言	1
1.2 等离子体的描述	2
1.2.1 单粒子轨道描述方法	2
1.2.2 Vlasov模拟和Fokker-Planck模拟方法	2
1.2.3 流体力学模拟方法	3
1.2.4 粒子模拟方法	3
1.3 激光在等离子体中吸收	4
1.3.1 逆轫致吸收	5
1.3.2 共振吸收	6
1.3.3 真空加热	6
1.3.4 JxB加热	7
1.4 激光电子加速	8
1.4.1 激光离子加速	9
1.4.2 鞘层加速机制	10
1.4.3 激波加速机制	12
1.4.4 光压加速机制	13
1.5 论文安排	15
第二章 金属靶激光烧蚀	17
2.1 预脉冲与预等离子体	17
2.2 预等离子体的数值计算	20
2.2.1 流体力学过程	20

2.2.2 激光的吸收	20
2.2.3 能量传输	21
2.2.4 铝靶烧蚀	22
2.2.5 DLC烧蚀	23
2.2.6 结论	23
第三章 预等离子体对于加速的增强作用	25
3.1 引言	25
3.2 预等离子体增强离子加速	28
第四章 不稳定性在激光离子加速中的应用	41
4.1 常见不稳定性	41
4.2 高能电子束流在有限厚度靶中的成丝现象	43
第五章 Pariticle-In-Cell	47
5.1 等离子体数值模拟	47
5.1.1 流体力学模拟	48
5.1.2 动力学模拟	48
5.2 粒子模拟	49
5.2.1 宏粒子及粒子云模型	50
5.2.2 电磁场求解	53
5.2.3 粒子运动的求解	56
5.2.4 电流密度计算	57
5.3 结论	58
附录 A 中国科学院大学学位论文撰写要求	59
A.1 学位论文的一般要求	59
A.2 学位论文的水平要求	59
A.3 撰写学位论文的语言及文字	59
A.4 学位论文的主要组成部分	60
参考文献	72
发表文章目录	73

目 录

简历	75
致谢	77

表 格

表 格

插 图

1.1 各种光强对应的物理	1
1.2 电子在平面波中的运动	2
1.3 PICmodel	4
1.4 TNSA示意图	11
1.5 稳相加速机制 (a) 理论研究, (b) 实验结果	15
2.1 激光脉冲示意图	17
3.1 预脉冲增强作用示意图	25
3.2 激光自聚焦示意图	26
3.3 激光自相位调制	26
3.4 逆自由电子激光示意图	28
3.5 激光聚焦及共振电子产生和传输	33
3.6 参照组中激光聚焦及共振电子产生和传输	35
3.7 各组中激光能量的吸收	36
3.8 脉冲持续时间对于加速的影响	37
4.1 平衡状态	41
4.2 双流不稳定性	42
4.3 成丝过程中的不稳定模式	43
5.1 激光脉冲示意图	47
5.2 Leapfrog算法	50
5.3 各阶贝塞尔函数粒子云分布	53
5.4 YEE氏晶格	55
5.5 Boris半加速半旋转方法	57

第一章 绪论

1.1 引言

从定义上来说，等离子体是由带电粒子和原子构成的具有集体行为的准电中性物质，被称为除气态，液态和固态之外的物质第四状态。整个宇宙中，等离子体的存在更具普遍性，99% 以上的物质都处于等离子体状态^[1]，地球属于剩余的1%。等离子体是由W. 克鲁克斯在1879 年发现的，在1928 年美国科学家欧文·朗缪尔(Irving Langmuir)和汤克斯(Tonks)首次将“等离子体”(plasma)一词引入物理学，用来描述气体放电管里的物质形态，并由此开创了一个崭新的物理学领域。当功率密度大于 $10^{14} W/cm^2$ 时，绝大多数物质将被电离，形成等离子体。激光等离子体加速(laser plasma acceleration—LPA)是1979年由Tajima和Dawson提出^[2]。LPA利用等离子体作为加速媒介，等离子体中加速电场强度可达到 $E_0 = cm_e\omega_p/e$ ，或者写为 $E_0(V/m) = 96\sqrt{n_0(cm^{-3})}$ ，其中 n_0 是等离子体的电子密度， $\omega_p = (4\pi n_0 e^2/m_e)^{1/2}$ 为等离子体波的频率。所以当 $n_0 = 10^{18} cm^{-3}$ 时，LPA的加速梯度可以达到 $96 GV/m$ ，超过传统射频加速器三个量级以上。这种新型加速器拥有广阔的前景，然而限于当时激光技术，一直未能在实验上取得突破。20 世纪80 年代末期G. Mourou 等提出啁啾脉冲放大(CPA) 技术^[3]，为实验的发展奠定了基础。近年来，强激光与等离子体作用的研究在实验和理论上得到迅速发展。

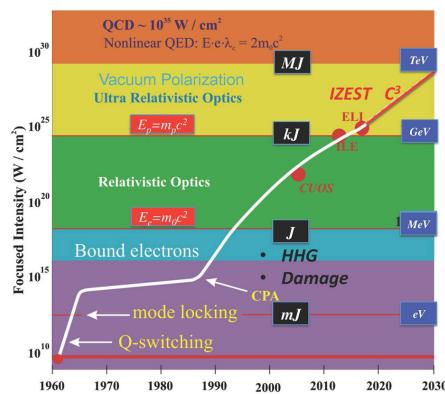


图 1.1: 各种光强对应的物理

1.2 等离子体的描述

等离子体实际上是由大量带电粒子组成的电离气体，其动力学行为受到长程电磁力的支配，且其运动规律呈现集体运动特性。由于多自由度以及相互关联性，合理的等离子体描述方法成为理论研究的基础问题。等离子体物理中常用的基本描述方法有以下三种：单粒子理论，流体理论，动力学理论。其中动力学理论中常见的有符拉索夫方程和福克—普朗克方程以及粒子模拟方法。

1.2.1 单粒子轨道描述方法

当等离子体碰撞的平均自由程远大于等离子体空间尺度时，粒子间的碰撞以及带电粒子的自洽场可以忽略，分析电磁场对带电粒子的作用足以描述其运动。在假设合理的前提下，粒子的轨道描述能够简化问题，并对问题给出定性解释。轨道描述作为讨论粒子间相互作用对等离子体行为影响时的零级近似，是理论上的出发点。经典的平面波与初始静止电子的作用可有；；；模型得到；；；，其主要结论，地那子在纵向上以二倍激光频率运动，横向上以激光频率震荡，如图（1.2）。

Figure 1 from Hiroyuki Daido et al 2012 Rep. Prog. Phys. 75 056401

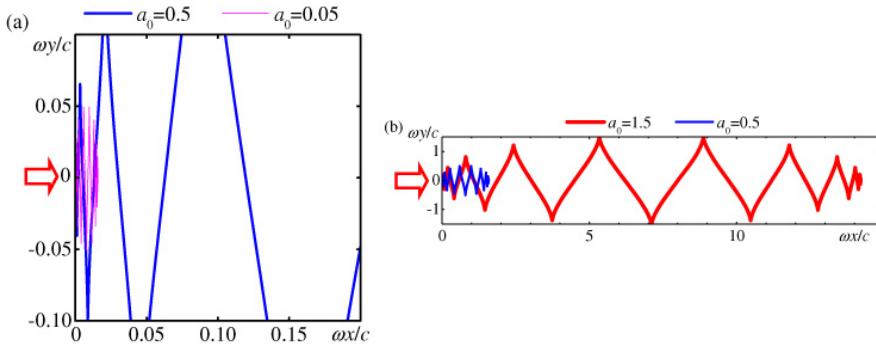


图 1.2: 电子在平面波中的运动

1.2.2 Vlasov模拟和Fokker-Planck模拟方法

Vlasov模拟和Fokker-Planck模拟是以粒子分布函数为基础，求解分布函数的演化方程，最后根据分布函数和宏观量之间的关系来研究等离子体性质。根据碰撞相互作用的重要性，可以把动力学方程模拟分成Vlasov模拟和Fokker-

Planck模拟。当碰撞效应可以忽略时，采用Vlasov模拟，其中a粒子的分布函数满足：

$$\partial f^a / \partial t + \mathbf{v} \cdot \nabla f^a + \frac{q_a}{m_a} (\mathbf{E} + \frac{1}{v} \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot \nabla_{\mathbf{v}} f^a = 0 \quad (1.1)$$

当碰撞效应不可以忽略时，采用Foker-Planck模拟，其中a粒子的分布函数满足：

$$\partial f^a / \partial t + \mathbf{v} \cdot \nabla f^a + \frac{q_a}{m_a} (\mathbf{E} + \frac{1}{v} \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot \nabla_{\mathbf{v}} f^a = (\partial f^a / \partial t)_{\text{collision}} \quad (1.2)$$

1.2.3 流体力学模拟方法

对于高密度等离子体，由于达到局部热动平衡的弛豫时间很短（皮秒量级），等离子体状态可作局域热平衡近似，激光等离子体相互作用就可用多温流体力学描述，并给出电子、离子的输运系数及辐射信息。

1.2.4 粒子模拟方法

粒子模拟方法是通过追踪大量的在自治和外加电磁场作用下的带电粒子的运动来研究等离子体集体运动性质的动力学模拟方法。实际中等离子体粒子数远超出计算机的计算能力，例如典型的实验室等离子体(聚变装置中的等离子体)中总粒子数大约是 $10^{19}/m^3$ 。很难实现全部粒子跟踪模拟，因此“宏粒子”的概念就非常必要。在等离子体分布函数的相空间中的一点(x, v)的周围，每个带电粒子对电磁场的贡献和电磁场对粒子的作用力都基本相同，故周围这些大量带电粒子的运动规律基本相同。基于此特征，Buneman^[4]和Dawson^[5]提出“宏粒子”。忽略宏粒子内部的作用，考虑宏粒子之间，以及宏粒子与场的作用。但是由于点粒子间的库仑碰撞作用，静电噪声太大。随后，Birdsall 和Langdon提出了有限大小粒子模型，将粒子电荷分布等效为云分布。粒子云之间可以穿越和重叠，当粒子云分离时，遵循库仑力相互作用，重叠时遵循线性力，解决了粒子间库仑碰撞的问题。宏粒子与粒子云模型，在控制计算误差的同时降低了计算规模，是粒子模拟方法中有效的模型。粒子模拟方法的基本过程如下：(1) 粒子的位置，速度，电荷密度和电流密度分布初始化；(2) 数值求解Maxwell 方程组(FDTD有限时域差分)更新电磁场分布；(3) 由动力学

方法更新粒子的位置和速度分布，并由此得到电荷密度和电流密度分布。而后，循环（2），（3）得到等离子体内部粒子和场的信息。

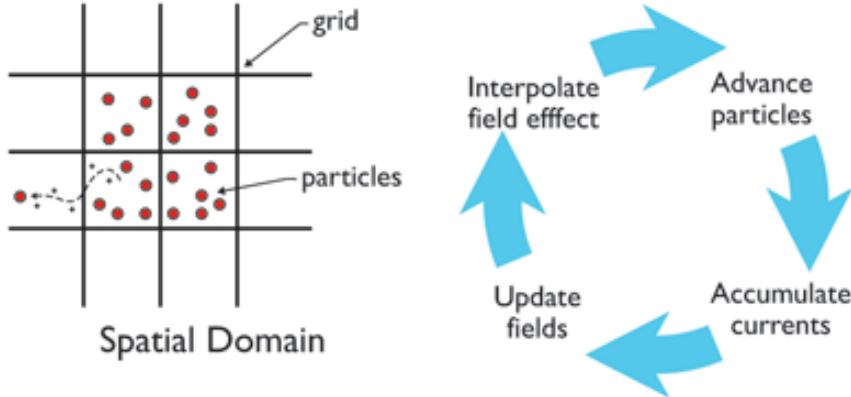


图 1.3: PICmodel

1.3 激光在等离子体中吸收

当平面波激光脉冲作用于自由电子时，在一个周期内电子平均动量不变，能量增益为零。然而当激光在等离子体中传播时，集体效应显得更为重要。激光在等离子体中激发等离子体波，其频率为

$$\omega_p = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m \gamma}} \quad (1.3)$$

激光电磁场在等离子体中的色散关系^[6]:

$$\omega_L^2 = \omega_p^2 + c^2 k^2 \quad (1.4)$$

因此激光在等离子体中的折射率:

$$\eta = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_L^2}} \quad (1.5)$$

可以看出当 $\omega_p > \omega_L$ 时，折射率为实数，激光可以在等离子体中传播，相速度和群速度为：

$$v_{ph} = c/\eta, v_g = c\eta \quad (1.6)$$

当 $\omega_p = \omega_L$ 定义了等离子体的临界密度，对于非相对论激光，

$$n_{cr} = \frac{\epsilon_0 m_e \omega_L^2}{e^2} \approx 1.1 \times 10^{21} \left(\frac{\lambda_L}{\mu m} \right)^{-2} cm^{-3} \quad (1.7)$$

由于相对论效应的存在， $a > 1$ 时，临界密度值与光强有关，此时临界密度为：

$$n_{cr} = \gamma n_{cr} \quad (1.8)$$

相对论激光的穿透能力相应的提高，而这种非线性现象称为激光的相对论自透明^[7]，此时等离子体的折射率为：

$$\eta = \sqrt{1 - \frac{n_e}{\gamma n_{cr}}} \quad (1.9)$$

折射率由等离子体密度与激光光强有关。考虑高斯脉冲在均匀密度等离子体中的传播，其折射率受到光强分布的影响，呈类高斯的分布，对于激光光束具有棱镜汇聚的效应，被称作相对论自聚焦^[8-11]。此外等离子体中电子被激光脉冲排开，形成类似通道结构^[?]，改变等离子体中电子的密度分布，促进激光有质动力自聚焦。同时由于群速度受到光强影响，导致非线性激光自相位调制^[? ?]，改变激光脉冲的纵向分布。

然而当 $\omega_p < \omega_L$ 时，折射率为虚数，激光可以在等离子体中迅速衰减，其作用距离在趋肤深度以内：

$$l_s = \frac{c}{\omega_p} \quad (1.10)$$

在激光的传播过程中，其能量通过多种作用部分地被等离子体吸收。从碰撞作用的角度讲，激光在等离子体中的吸收机制分为正常吸收和异常吸收两种。正常吸收也可称为逆轫致吸收，由粒子之间的碰撞引起，在短波长，小角度入射的情况下主导。异常吸收是指激光能量通过非碰撞机制部分地转化为等离子体其他形式的波的能量。异常吸收可以分为共振吸收、真空加热、JxB加热等。下面作简单介绍：

1.3.1 逆轫致吸收

逆轫致吸收主要是由于粒子间的碰撞引起的。在激光场中，电子在横向电场的作用下进行高频振动，碰撞效应使得电子的动能转化至等离子体，激光的

能量由此被等离子体吸收。若忽略集体效应和量子效应，当 $\hbar\omega \ll k_B T_e$ 时，激光线性吸收系数 K_{ib} 为

$$K_{ib} \approx \frac{Z n_e^2}{T_e^{3/2} (1 - n_e/n_{cr})^{1/2}} \quad (1.11)$$

其中 Z 为原子序数， n_e 为电子密度， n_{cr} 为等离子体临界密度， T_e 为电子温度。但随着激光强度增加，等离子体的温度上升其直接导致电子与离子间的碰撞频率降低，逆韧致吸收的作用减弱，非碰撞吸收机制开始增强。部分电子由逆韧致吸收产生温度低于 keV 的热电子，另一部分是由其他吸收机制产生的超热电子。

1.3.2 共振吸收

共振吸最早由Forslimd^[12]和Estabrook^[13]报道。其能量吸收，通过共振方式发生在临界密度面上，是超短超强激光与物质作用中存在的重要吸收机制。当P偏振的激光以 θ 角斜入射到非均匀密度等离子体中，在临界密度面 $n = n_{cr} \cos(\theta)$ 发生反射，此时激光电场在临界密度面附近沿密度梯度方向的分量，驱动电子在等离子体密度梯度方向来回振荡，激发电子等离子体波，最后通过各种阻尼机制如朗道阻尼、波破等将能量转化为电子能量。共振吸收基本上是一种线性吸收，在给定的临界密度面附近等离子体密度标长 $L = (1/n \times dy/dx)^{-1}$ 的情况下，等离子体的密度振荡和静电波的振幅都与激光电场成正比。共振吸收系数与密度标长和激光入射角有关系^[6]，在密度标长不变的情况下，最大吸收对应的角度满足

$$\sin(\theta) = 0.8(\omega L/c)^{-1/3} \quad (1.12)$$

其中 ω 为激光频率。超热电子的温度与激光强度之间有经验上的定标率^[12]

$$T_{hot} \approx 14(I\lambda^2)^{1/3} T_b^{1/3} \quad (1.13)$$

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

1.3.3 真空加热

真空加热^[14,15]又称为“Not-so-resonant, resonant absorption”，由Brunel于1987年首次提出^[16]。真空加热与共振吸收共同存在于激光与物质作用表面，作用强度

受密度分布影响。密度标长较大时，共振吸收主导，激光电场能够在临界密度面附近驱动强等离子体波，并将能量传递至电子。密度标长较小（小于一个激光波长），共振条件无法满足，此时激光通过非共振地耦合到静电等离子体波中，此时真空加热主导。如果电子的振荡幅度大于等离子体密度标长，等离子体中的电子被拉到真空中；当电场相位反转，电子又被拉回等离子体中形成超热电子，或与离子场作用辐射出x射线光子。做简单的估计，考虑平面电磁场波以 θ 角入射到密度梯度十分“陡峭”的等离子体上，在电磁波的反射面上产生 $E = 2E_0 \sin\theta$ 的驱动电场。根据泊松方程，单位面积上被拉到真空中的电子数目为 $\frac{2E_0 \sin\theta}{4\pi e}$ ，根据电子所吸收的能量，真空加热造成的能力损失率与电子的最大振荡速度($v_{osc} = eE_0/m\omega$)和入射角 θ 的关系为

$$f_{vh} \propto v_{osc} \sin^3\theta \quad (1.14)$$

因此真空加热与激光强度成线性正比关系，而且增大入射角也可增加能量的吸收。

1.3.4 JxB加热

JxB加热是1985年由Kruer 和Estabrook提出的^[17]，它是由激光的有质动力的振荡部分产生。在等离子与真空的交界面上，由于趋肤效应，激光的电场和磁场将在趋肤深度的范围内进入到高密等离子体中，因此JxB加热机制依赖于真空等离子体界面附近的激光光强的梯度。考虑在真空等离子体交界面附近的电子流体元，其运动方程可写为^[18]

$$\partial \mathbf{p} / \partial t + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{p} = -e[\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{B}}{c}] \quad (1.15)$$

其中 $\mathbf{p} = \gamma \mathbf{m}_0 \mathbf{v}$ $\gamma = \frac{1}{\sqrt{(1-\frac{v^2}{c^2})}} = \frac{1}{\sqrt{(1-\frac{\bar{p}^2}{\gamma^2})}}$ $\bar{p}^2 = p_{osc}^2/m_e^2 c^2$ 在圆偏振光下 $\gamma = \sqrt{1+\bar{p}^2}$ ，线偏振光下 $\gamma = \sqrt{1+\bar{p}^2/2}$ 。利用 \bar{p} 和矢势 \mathbf{A} ，重写(1.15)，可以获得电子流体元的动量的纵向分量

$$\partial \mathbf{p}_L / \partial t = e \nabla \phi - m_0 c^2 \nabla(\gamma - 1) \quad (1.16)$$

式中第一项是静电力引起的，第二项是相对论有质动力项。由此，有质动力势可得

$$U_p = m_0 c^2 (\gamma - 1) \quad (1.17)$$

取非相对论近似，则（1.17）式就是有质动力势的标准表达形式。如果在激光与等离子体相互作用的过程中，电子受到这个势场的作用，电子的能量从势场中获得，那么热电子的温度定标律为^[19]

$$T_{hot} = \left(\sqrt{1 + \frac{I\lambda^2}{2.8 \times 10^{18}}} - 1 \right) \cdot 511 \text{keV} \quad (1.18)$$

Malka和Miquel^[19]使用脉宽在300-500fs，波长为 $1.056\mu\text{m}$ 的激光垂直入射到固体靶，靶面激光功率密度为 $2 \times 10^{19}\text{W/cm}^2$ 。在靶后 0° 和 22° 的位置，测量热电子温度，发现在 0° 方向电子温度满足（1.18）式，而在其他方向热电子温度与 I^α 成比例，例如在 22° 方向， $\alpha \approx 0.28$ 。考虑非相对论形式的JxB加热，电子受到的力由下式给出：

$$f_p = -\frac{\partial}{\partial x} \frac{mv_{osc}^2}{2} \frac{4\omega_0^2\omega_{pe}^2}{e^{-2\omega_{pe}X/c[\frac{1+\cos 2\omega t}{2}]}} \quad (1.19)$$

位于等离子体内深x处的电子受到的力。电子加热源于有质动力中两倍于激光频率时间振荡项。激光与等离子体作用面上电子处于这种振荡状态，其中一部分电子所处的位相使得它们通过非绝热的碰撞从振荡中获得能量，进入密度更高的等离子体。获得能量的电子数量由振荡力的大小所决定。对于相对论强度激光与物质作用，J x B加热电子的效率十分显著，甚至超过其他集中加热机制成为主导作用。对于非相对论激光，当驱动电场远大于JxB驱动项时，真空加热的作用大于JxB加热。如下情形^[19]:
 $2E_L \sin\theta > V_{osc}B_L$ 或 $\sin\theta > (v_{osc}/c)(\omega_0/\omega_{pe})$

1.4 激光电子加速

在激光等离子体电子加速提出之前，1956 年Fainberg 就提出了利用电子束激发等离子体尾波场的方案，相应的粒子加速称为等离子体尾波场加速^[20]。1990 年Nakajima采用相同的方法利用能量为500MeV、脉宽10ps、电量为10nC 的多电子束激发密度为 $(2 - 8) \times 10^{12}\text{cm}^3$ ，长度为1m 长的等离子体，获得的电子最大能量增益为30MeV^[21]。最早提出利用激光在等离子体中形成电子等离子波并加速电子的方案的是Tajima 等人，他们在1979 年分析利用纵向的激光尾波场作为电子加速场的可能性，并依照当时的激光技术，提出了利用激光拍频波激发激光尾波场的方案^[2]。对应于不同的激光技术条件，人们提出了多种激光尾波场加速的方案：激光拍频波加速(PBWA)^[2,22]、脉冲链

尾波场加速(RLPA)^[23]、激光尾波场加速(LWFA)^[24-27]，自调制激光尾波场加速(SM-LWFA)^[28,29]。

当激光脉冲在小于临界密度的等离子体中传播时，在光脉冲的纵向有质动力作用下等离子体中的电子向前运动，离子由于惯性大保持位置。激光电场随传播而消失，而正负电荷分离而产生的静电势使得电子在平衡位置附近作纵向振荡，形成电子等离子体波。该等离子波是由激光脉冲激发且存在于激光脉冲之后，被称为激光尾波。它的相速度与激光脉冲在等离子体中传播的群速度相同，激光尾波场以同样的相速度向前传播。激光尾波场的强度受尾波场本身波破极限的限制，其幅度可以比通常的射频场加速器高三个量级。当等离子体的密度达到 $n_0 = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 时，尾波场的强度可以达到 $E = 100 \text{ GV/m}$ 。电子在尾波场中的正向加速区域得到加速，反之则减速。

在2002年，利用激光尾波场加速，获得200MeV的电子^[24]，但其单能性较差。2004年，美国的Geddes^[25]利用预等离子体通道导引一束相对论强度的超短激光脉冲，增加了激光的有效传播距离，结果产生了能量 $80 \text{ MeV} \pm 1.8 \text{ MeV}$ ，发散角 3 mrad 的准单能电子束。此后不久Mangles等人^[26]，通过改变等离子体密度，发现在适当的情形下，可以产生能散度小于6% 的中心能量为70MeV的单能电子束。法国的Faure等人^[27]，利用更高强度的激光脉冲，实现了激光脉宽与尾波长度相当的条件下的空泡加速，得到了能量为170MeV 的准单能电子束。2006年，激光尾波场加速电子在能量和稳定性上又取得了进一步的突破。Leemans等人利用毛细管对激光进行引导，获得了1GeV的准单能电子束^[30]。Faure 等人^[31]将两束激光同轴反向传输，一束为低强度的注入脉冲，另一束作为主脉冲。利用主脉冲激光产生强的尾波场，而在两光束重叠区，形成驻波场，在驻波场有质动力的作用下，部分初速合适的电子被尾波场捕获并加速。实验结果，能量保持在 $117 \pm 7 \text{ MeV}$ ，能散度 $11 \pm 2\%$ ，发散角 $5.8 \pm 2 \text{ mrad}$ ，重复率高。2009年，帝国理工大学的Kneip等人利用200TW激光脉冲(55 fs , $a \approx 3.9$)自引导通过密度为 $5.7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 长度为10 mm等离子体，得到准单能的800 MeV电子束^[32]。2010年UCLA的Clayton等人将110TW激光脉冲(60 fs, $a \approx 3.8$) 聚焦到1.3 cm的气体腔中 ($1.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)，利用电离注入机制将加速电子的最高能量再次提高到1.45 GeV连续谱能量^[33]。

1.4.1 激光离子加速

离子由于惯性较大，在典型光强下，无法在激光场中直接加速。实验

中，离子加速源于电子离子间静电分离势其束具有流准直性良好（发射度在 $mm \cdot mrad$ ）量级，粒子数目多（ $10^{10} - 10^{13}$ ），ps量级脉冲宽度等特点。因此激光离子加速得到的粒子束可应用于，质子照相^[34,35]、离子束癌症治疗^[36,37]、快点火^[38]以及常规加速器中的粒子注入源^[39]等。

最早的离子加速可以追溯到1963年，W. I. Linlor 等从在实验中通过长脉冲激光(0.2 J, 40 ns, $5 \times 10^9 W/cm^2$)与等离子体作用，得到约1keV 的离子束^[40]。1997年，T. Ditmire 利用150 fs, $2 \times 10^{16} W/cm^2$ 的激光脉冲与Xe 原子团簇作用，产生MeV 的Xe 离子，比小分子相互作用产生的离子能量高4 个量级^[41]。2000 年E. L. Clark 通过50 J, 1 ps, $5 \times 10^{19} W/cm^2$ 的Vulcan 激光脉冲与 $125\mu m$ Al 靶相互作用，产生18MeV 的加速质子^[42]。

同年，R. A. Snavely使用NOVA (48 J, 500fs, $3 \times 10^{20} W/cm^2$) 激光作用在固体靶上观察到截止能量为58 MeV 的质子^[43]。2009 年，S.Gaillard 使用Trident 激光 (80 J, 700fs, $1.5 \times 10^{20} W/cm^2$) 于微结构铜靶作用，获得最高能量67.5 MeV 的质子^[44]。

离子加速能量不断提高的同时，降低能散以获得准单能的离子束是激光离子加速的另一个重要研究课题。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^[45]，并在随后得到了实验的证实。2006年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^[46]。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^[47]。

现有的激光离子加速实验，由于其激光光强以及靶厚度的原因，大部分归于靶后鞘层加速(TNSA)^[48]。

1.4.2 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^[48]。其简化物理图像：电子在靶前被激光加热，传播至靶后并形成德拜长度量级的鞘层场。鞘层场对靶后表面的离子进行加速。这个物理过程可以用等离子体的真空自由膨胀模型^[49,50]来描述，

模型初始条件为：假设离子静止均匀分布于原点左侧，电子全空间分布，其分布服从玻尔兹曼(Boltzmann)统计：

$$n_e = n_{e0} \exp\left(\frac{e\phi}{T_e}\right) \quad (1.20)$$

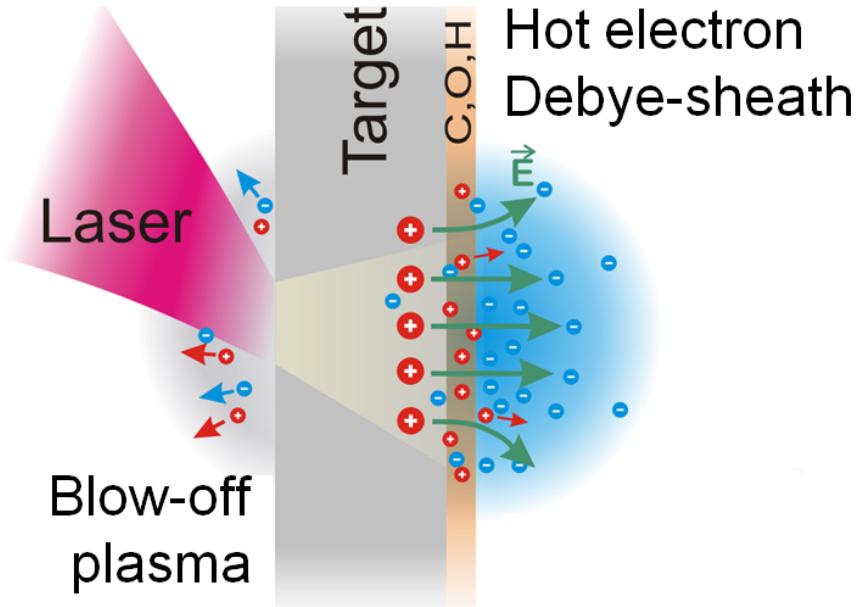


图 1.4: TNSA示意图

电子静电势满足泊松方程:

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = 4\pi(n_e - Z_i n_i) \quad (1.21)$$

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:

$$\lambda_D = (T_e/4n_e e^2)^{1/2} \quad (1.22)$$

初始时刻电场的最大值为:

$$E_{sheathf0} = \sqrt{\frac{2}{e_N} \frac{T_e}{e \lambda_D}} = \left(\frac{8\pi}{e_N} n_e T_e\right)^{1/2} \quad (1.23)$$

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:

$$v_f = 2c_s \ln(\tau + \sqrt{1 + \tau^2}) \quad (1.24)$$

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:

$$\epsilon_i = 2 Z_i T_e \ln \left[\frac{\omega_{pi} t}{\sqrt{2e_N}} + \sqrt{\left(\frac{\omega_{pi} t}{\sqrt{2e_N}} \right)^2 + 1} \right]^2 \quad (1.25)$$

通过这种自相似解得到的电荷分离。以上的讨论适用于厚靶，对于靶的厚度为d的等离子体，在 $\tau_L \ll t_e = 2d/c$ 时，电子等温膨胀模型有效。当 $\tau_L \approx t_e$ 时，或者 $\tau_L \gg t_e$ 的情况，则不适用。

1.4.3 激波加速机制

以上介绍靶后的离子群的鞘层场加速机制，这一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:

$$n_i m_i v_s^2 = (1 + R) I_L / c \quad (1.26)$$

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:

$$v_s = \sqrt{\frac{(1 + R) I_L}{n_i m_i c^3}} c = a_L \sqrt{\frac{(1 + R) m_e n_c}{2 m_i n_i}} \quad (1.27)$$

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:

$$M = v_s / c_s \quad (1.28)$$

这里 $c_s = \sqrt{Z k_B T_e / m_i}$ 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:

$$l < 4 \lambda_D M^2 / Z_i \quad (1.29)$$

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。

1.4.4 光压加速机制

经过几十年的发展，TNSA机制已被证实，但是很难通过优化靶结构明显进一步提高离子束流品质。理论研究表明对于给定激光强度，存在最佳的靶厚使得激光的光压和等离子体的静电分离势平衡^[51-53]，此时加速离子能量最高。

$$a_0 \propto \theta = \frac{n_e l}{n_c \lambda_0} \quad (1.30)$$

这里 θ 为靶的面密度，为归一化的靶密度和厚度的乘积。满足条件时，激光穿透靶，由于光压作用将波前部分靶整体推出，其过程可由光帆模型描述。光帆模型中，靶中电子层比作帆，而离子比作船，激光在薄膜靶前表面被反射，光压作用于电子，从而带动靶整体运动，实现离子的加速。与TNSA相比，激光到离子的能量转化效率有数量级上的提高，能量和能散得到显著的提高。这种加速机制叫做光压加速机制。激光能量通过多普勒频移效应转化为靶中粒子能量，而主要是离子能量（因为离子和电子速度相同，而质量高出三个数量级）。

$$\omega_r = \omega_0 / 4\gamma^2 \quad (1.31)$$

这里 ω 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，激光与离子间能量转化效率提高。2004年T. Esirkepov等人^[54]用线偏振激光在 $10^{23} W/cm^2$ 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。对于以速度 v 运动的靶，激光的光压为：

$$P_{rad} = R \frac{c - v}{c + v} \frac{2I_0}{c} \quad (1.32)$$

这里 R 是在靶的坐标系下激光的反射率。靶的运动方程为：

$$\frac{d}{dt}(\beta\gamma) = \frac{2I(t - z/c)}{\rho lc} R \frac{1 - \beta}{1 + \beta} \quad (1.33)$$

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:

$$\beta_f = \frac{(1 + \epsilon)^2 - 1}{(1 + \epsilon)^2 - 1}, \epsilon = \frac{2F}{\rho lc^2} = 2\pi \frac{Zm_e a_0^2 \tau}{Am_p \pi \sigma} \quad (1.34)$$

其中 $\sigma = \frac{n_0 l}{nc\lambda}$ 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:

$$\epsilon_i \approx m_i c^2 \left(\frac{3a_0^2 \tau}{8\pi n_0 l m_i c} \right)^{1/3} = m_i c^2 (\mu s \tau / T)^{1/3} \quad (1.35)$$

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

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:

$$\epsilon_i \approx 2m_i c^2 (\mu R s \frac{\tau}{T})^2 \quad (1.36)$$

光压加速机制有效地提高了, 激光到离子的能量转化效率高, 出射离子束流单能性好, 方向性等。然所需条件较高, 超过 $10^{23} W/cm^2$ 激光强度, 以及 $100 nm$ 以下的靶厚度, 以及很好的对比度 (10^{-10} 以下)。理论研究表明, 对于圆偏振激光, 其有质动力不含 2ω 的振荡项, 因此震荡项引起的电子各向同性加热得到抑制, 光压更稳定地推动电子层且间接推动离子, 因此降低了光压加速机制需要的激光强度^[52,55-57]。在这一过程中, 离子激光传播方向的相图随着时间呈现内螺旋的稳定结构, 由于和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^[52]。目前较好的实验结果, 2009年Henig^[58]在实验上得到了准单能 $20 - 40 MeV C^{6+}$ 离子, 验证了稳相加速机制。

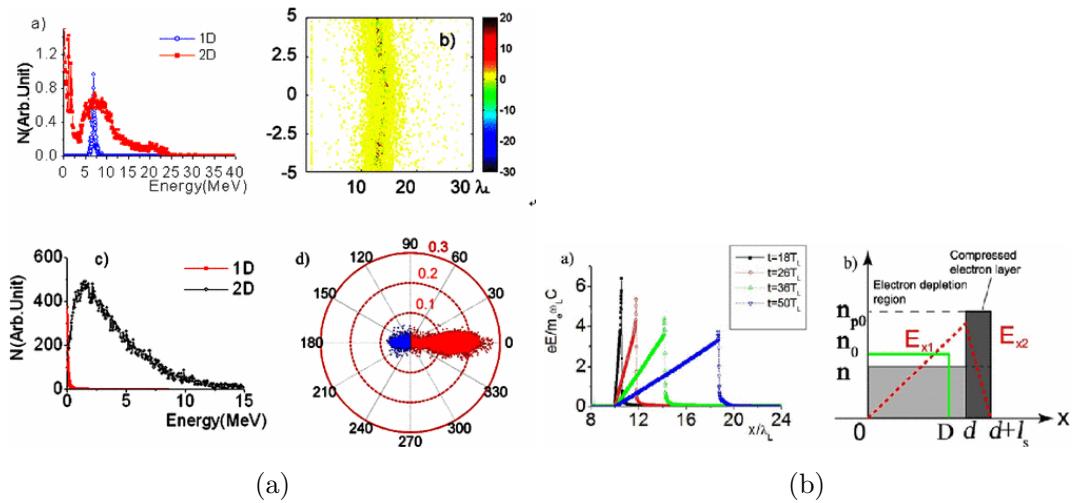


图 1.5: 稳相加速机制 (a) 理论研究, (b) 实验结果

1.5 论文安排

第二章 金属靶激光烧蚀

2.1 预脉冲与预等离子体

Figure 26 from Hiroyuki Daido et al
2012 Rep. Prog. Phys. 75 056401

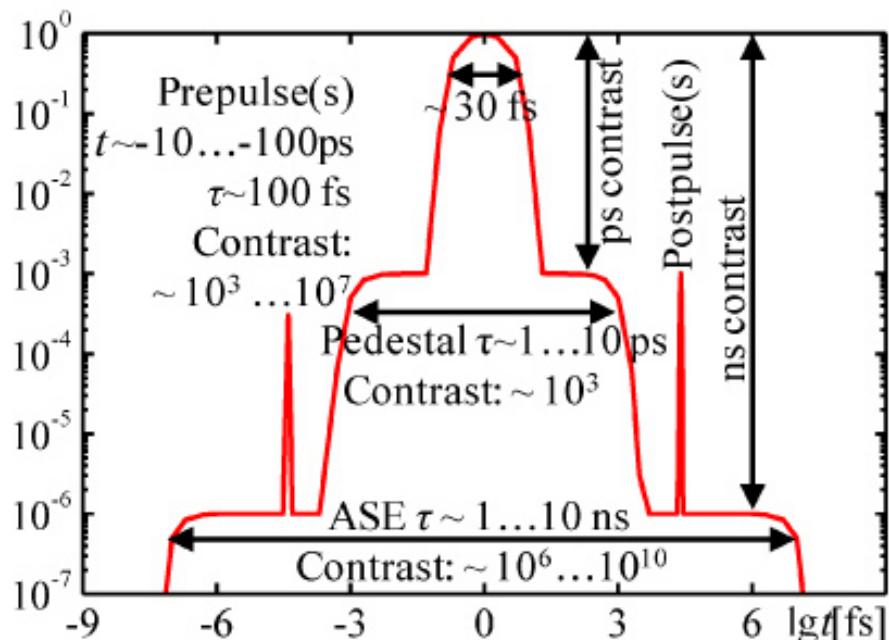


图 2.1: 激光脉冲示意图

实际上，在实验中激光脉冲并不是只有一个主脉冲，其时间结构如图5.1所示。在峰值强度之前的激光可以统称为预脉冲，从前到后依次是：1、Replica: 位于主脉冲前7ns到十几ns，是相干的短脉冲，也可称为fs预脉冲。2、ASE (自发放大辐射): 位于主脉冲之前几个ns的位置，时间宽度为ns量级。ASE是非相干的光。3、Pedestal: 位于主脉冲前100ps内。从产生原因来看: fs预脉冲是再生放大器在选单或倒空的过程中，由于高压电脉冲的上升沿不够陡峭，或者普克尔盒对高压电脉冲的响应不够快，响应时间太长，造成普克尔盒消光比不够高，在主脉冲的前后有几个间隔为7ns左右(由再生腔长决定)的激光脉冲从再生腔中输出并在后面的主放大器中得到进一步的放大，并在经过压缩器压缩后

成为脉宽与主激光基本相同的fs脉冲。ASE(自发放大辐射)主要来源于预放大器和主放大器晶体内的自发辐射。由于钛宝石晶体的增益较高，增益介质中产生的自发辐射会在放大链中也得到放大，从而形成放大的自发辐射。它位于主脉冲前几个ns的位置，持续时间为ns量级。最后由于振荡器内的杂散光或者漏光，以及压缩光栅对光脉冲的不完全压缩，会在主脉冲前100ps内形成一个平台区Pedestal。

激光预脉冲在主脉冲之前与靶作用，其物理图像可简化如下：在主脉冲之前，ASE和预脉冲已经把靶材前表面加热电离，其电离方式有阈上电离以及多光子电离，形成等离子体。激光能量在等离子体中吸收，实现了等离子体的加热。对于强度低于 $10^{12}W/cm^2$ 的激光，主要的加热方式是逆轫致辐射。激光的能量的主要沉积位置处于临界密度面处，产生Mbar量级的热压，向前后两个方向传播。前表面的等离子体向真空膨胀，在靶前形成预等离子体。与此同时，热压在靶内形成冲击波向传输。如果在主脉冲到来前冲击波传播到靶的后表面，将后表面破坏，对于加速是有害的。冲击波达到靶后的同时，后表面等离子体向真空膨胀，靶后与真空不再有锐利的分界面，形成密度标长较长的区域。这种情况下，鞘层加速场强度降低，相应的加速效率降低。因此，对于激光加速的实验，避免冲击波达到靶后造成破坏是保证有效加速的重要前提。在实验中预脉冲和ASE同时存在，两者均能在靶前产生预等离子体，并在靶内形成冲击波，从而改变靶的密度分布。

我们对ASE和fs预脉冲产生的作用进行理论分析。首先是靶材的前表面被离化后，等离子体向真空自由膨胀的过程。根据Mora等人的工作^[49,50]，假设等离子体的自由膨胀是等温过程后，通过解析计算得到等离子体的波前速度公式为：

$$v_{max} = 2c_s \ln(\tau + \sqrt{\tau^2 + 1}) \quad (2.1)$$

其中 $c_s = (Zk_B T_e / m_i)^{1/2}$ 为离子声速度， $T_e = m_e c^2 \sqrt{1 + \frac{I\lambda^2}{1.37 \times 10^{18} W/cm^2 \cdot \mu m^2}}$ 是电子能量^[17]， $\tau = \omega_{pi} t_{acc} / (2e)^{1/2}$ 为归一化加速时间， $\omega_{pi} = [(Z_i e^2 n_e) / (m_i \epsilon_0)]$ ，J. Fuchs^[59]通过对部分实验数据进行拟合得到离子加速的参考时间约为 $t_{acc} \approx 1.3t_{laser}$ 。fs预脉冲只在飞秒的脉冲时间与等离子相互作用，ASE却在ns的时间内持续作用。因此ASE对于前表面预等离子体的产生起到主导的作用。

其次需要计算预脉冲和ASE所产生的冲击波对靶后表面的影响。由于ASE是从7ns逐渐增长至最大值(即所列数值)，且其强度比fs预脉冲低一个

量级，对靶后的破坏远不如fs预脉冲，所以下面的主要讨论fs预脉冲的作用。由激光脉冲所引起的冲击波压强为^[60]:

$$P = \zeta I^{2/3} \quad (2.2)$$

其中P是压强，以 P_a 为单位；I是激光光强，以 W/m^2 为单位； ζ 是材料常数，对于波长为0.8um的激光，Al靶和Cu靶可分别近似为 $J^{1/3}s^{2/3}m^{5/3}$ 和 $0.75J^{1/3}s^{2/3}m^{5/3}$ ^[61]。对于受到冲击波作用的靶材，因为初始时处于静止状态，所以根据质量和动量守恒定律，冲击波波前的传播速度 v_s 和离子的速度 v_p 满足

$$\rho_0 v_s = \rho(v_s - v_p) \quad (2.3)$$

$$P = \rho_0 v_s v_p \quad (2.4)$$

$$v_s = c_0 + \alpha v_p \quad (2.5)$$

其中 ρ_0 和 ρ 分别是靶材初始密度和被压缩后的密度， c_0 是声速， α 与材料有关的经验常数。Al靶 $c_0 = 5.24\mu m/ns$ ， $\alpha = 1.40$ ，Cu靶 $c_0 = 3.94\mu m/ns$ ， $\alpha = 1.49$ ^[62]。利用??求解 v_s ， v_p 得

$$v_s = \frac{c_0}{2}(\sqrt{1+x} + 1) \quad (2.6)$$

$$v_s = \frac{c_0}{2}(\sqrt{1+x} - 1) \quad (2.7)$$

其中 $x = (4\alpha/\rho_0 c_0^2)P$ 。当冲击波到达靶后与真空的交界面后，冲击波压强变为零，被压缩的靶的后表面开始以 $2v_p$ 速度向真空膨胀，同时形成松弛波(relaxation wave)以离子声速向靶内传播。当靶内压力下降到零之后，根据靶后的最终物质状态可以分为两种情况。第一种情况是冲击波压强小于1.2Mbar(相应的预脉冲强度为 $5 \times 10^{12} W/cm^2$)，靶后物质低于气相点，靶与真空之间还有明显的分界面；第二种情况是当冲击波压强大于2Mbar(相应的预脉冲强度为 $10^{13} W/cm^2$)，靶后被完全气化，形成大密度标长的等离子体，导致难以有效的建立鞘层场^[63]。

但是，如果ASE强度相当且远低于fs预脉冲，并且fs预脉冲在ASE达到最大值前的几个ns就与靶相互作用，fs预脉冲对靶后表面的破坏作用远大于ASE。

2.2 预等离子体的数值计算

我们关注的问题是，对于目前相对论fs激光实验室条件下的，强度在 $10^{12} - 10^{15} W/cm^2$ ，脉冲周期在ps到ns量级的预脉冲，对于 μm 金属薄膜靶的作用。关注的重要物理过程有：激光的吸收，能量的传输，金属靶的离化，电子和离子的加热，靶前表面等离子体的膨胀，压力波向靶后的传播等。

流体力学模拟的方法对于较精确的结果是十分必要的，由于实验中脉冲的强度随时间存在一定的波动，并且这种涉及多过程的情况很难用解析的方法给出完美的结果。本文采用的辐射压流体力学程序MULTI是由R. Ramis 开发的，用于研究强激光与物质作用过程中流体力学过程，在研究预脉冲与金属靶作用领域有着一定的应用。其基本的构成是典型的流体力学程序结构：

2.2.1 流体力学过程

由质量、动量、以及能量守恒方程组成的流体运动方程

$$D_t \rho = -\rho \nabla \cdot \mathbf{v} \quad (2.8)$$

$$\rho D_t \mathbf{v} = -\nabla P - \mathbf{R} \quad (2.9)$$

$$\rho D_t e = -P \nabla \cdot \mathbf{v} - \nabla \cdot \mathbf{q} - \mathbf{Q} + \mathbf{S} \quad (2.10)$$

其中，密度 ρ ，速度 v ，压强 P ，辐射动量 R ，内能 e ，能量密度 Q ，能流 q ，外部能量源 S 。

2.2.2 激光的吸收

对于我们关注的固体靶烧蚀问题中，外部能量源是非相对论激光脉冲，而激光的吸收耦合因子是一个初始设定的变量。建立在对于吸收机制明确的基础上，这种假设成立。然而激光强度增加之后，电子的异常加热机制（真空加热，共振加热，以及更高强度的J x B 加热等）得到显著的增强，此时这种处理不再有效。对于强度低于 $10^{18} W/cm^2$ 的非相对论激光脉冲，其能量沉积主要发生在临界密度以下等离子体中，入射光 $I_+(x, t)$ 和发射光 $I_-(x, t)$ 满足；

$$\partial_x I_+ = \kappa I_+ \quad (2.11)$$

$$\partial_x I_- = -\kappa I_- \quad (2.12)$$

其中 κ 是吸收耦合因子,

$$\kappa = C \frac{1}{T^{3/2}} \left(\frac{\rho}{\rho_c} \right) \frac{1}{\sqrt{1 - \rho/\rho_c}} \quad (2.13)$$

$\rho_c = n_c m_i / Z_i$ 是离子临界密度, n_c 是电子临界密度, m_i 和 Z_i 分别是离子质量和电量。已知 I_- 和 I_+ , 能量沉积项:

$$S = \partial_x I_+ \partial_x I_- \quad (2.14)$$

2.2.3 能量传输

激光的吸收通过 5.3 耦合到流体方程中, 沉积在等离子体中的能量, 主要通过电子传输, 近稳态近似下, 热流满足 Spitzer 公式:

$$q = -\bar{K} T^{5/2} \partial_x T \quad (2.15)$$

\bar{K} 满足

$$\bar{K} = \frac{10.16 \epsilon \delta_t k^{7/2}}{\sqrt{m_e} e^4 Z_i \log \Lambda} \quad (2.16)$$

且:

$$\epsilon \delta_t \approx 0.095 \frac{Z_i + 0.24}{1 + 0.24 Z_i} \quad (2.17)$$

k 是玻尔兹曼常熟, m_e 和 e 电子的质量与电量, Z_i 是有效的离子带电量, Λ 是库仑对数。

但是对于较大的温度梯度, 公式不再成立, 通常算法是热流中引入如下变量:

$$q_{fs} = -n_e k T (k T / m_e)^{1/2} \quad (2.18)$$

并通过差值的方法解决。

传输过程确定了能量的分布, 传输过程完成后, 通过状态方程的方法, 更新温度, 压强, 辐射度等变量, MULTI 使用的是 SESAME 库处理状态方程的求解。对于不同属性材料, 使用表格的形式, 对于状态方程离化处理。基本的变量为密度 ρ 和内能 e_i , 其导出量: 温度 $T(\rho, e_i)$, 压强 $P(\rho, e_i)$, 平均电离度 $\bar{Z}(\rho, e_i)$, 辐射性 $\epsilon_k(\rho, e_i)$ (其中 k 表示不同的辐射频率) 等。

在拉格朗日描述的基础上，通过流体力学基本方程及假设，以格点为单位，计算能量的吸收，由于状态方程得到温度压强等，更新速度，体积等。然后将拉格朗日坐标系转化为欧拉坐标系，但是变换后的变量在空间上不具有连续性，需要使用插值的方法对此进行修正。

其计算流程如下：1 初始化过程，根据初始条件设定，以流体元为基本的单元，将质量 m 和能量 E ，体积 V ，密度 ρ ，温度 T ，压强 P 等热力学变量及其导出变量，存贮到计算格中。而 \vec{p} \vec{v} 存贮在计算格的顶点中，因此格子的大小是可以改变的，格子中的质量元是常量。

能量的沉积是由于电子的

以下的流体力学模拟基于北京大学强激光实验室，其参数如下：激光激光主脉冲能量5J，脉冲的脉宽为30fs，焦斑半径5um，预脉冲对比度 10^{-9} ，预脉冲强度为 $10^{12}W/cm^2$ ，时间尺度为1ns范围内。我们采用 μm 量级铝靶进行烧蚀，烧蚀过程中每10ps进行采样，包括电子的密度，压强，温度等最终得到的结果可以在相应的时间做出一维结果分析。计算过程采用100格点进行解析，同时采用100ns的时间分辨率。

2.2.4 铝靶烧蚀

作用中采用的材料为铝靶，其厚度在um量级，为激光加速试验中常用的材料。采用multi1D2009程序对于烧蚀过程进行模拟，结果如下，

其中图1是密度的分布，颜色分别表示激光作用时间的结果。激光在 $t=0$ 时刻由左侧作用在等离子体上，激光能量沉积在靶中，可以假设有一个吸收面，而吸收面处由于温度梯度产生热压力，热压向左右两侧同时传播，左侧向真空中传播造成等离子体的膨胀，右侧的热压向靶内部传播形成高密度压力波前沿。在 $t=100ps$ 时已经可以看到明显的压缩前沿了，而其位置正好对应于压力波前的位置，其速度可由上节中的理论进行估算。应该注意在 $t=500ps$ 时压力波前沿已经完全至靶后，因此500ps之后的靶后表面结构已经明显被破坏了，而这对于鞘层加速是有害的，因此对于加速时应该尽量避免的。因此在光强10 \cdots 12时候，激光的脉冲宽度应该控制在500ps内部，否则预脉冲对于加速将起到负面的作用，这就解释了众多的离子加速试验中的结果都低于模拟中的预期结果了。总体的趋势，随着时间的增长，等离子体密度的膨胀距离更大，而且等离子体的标度也更大，密度的分布变得更加平缓，而预等离子体的分布主要集中在了临界密度的区域，因为激光的吸收主要在临界密度区域，压力波的前

向传播对于等离子体的密度影响由自由膨胀模型所决定。

其次在图2中，我们得到了压强的分布，压强的位置对应于密度压缩前沿的位置，当压力波传到靶后，靶后被破坏，而且压力波瞬间减少。如图中对应于500ps的分布。靶后表面的变形对于加速是有害的，这一点已经有实验所验证，因此尽量避免。压力波在靶内部的传播速度由靶材料温度等决定，由于压力波的传播速度可以估计靶后被破坏的时间。而实际的实验中尽量减小预脉冲的时间尺度，从而排除由于靶后表面的破坏造成对加速负面效应。

同时图3中，我们得到了温度的分布情况，电子的加入集中在临界密度区域，这符合理论分析的结果。同时可以看出电子的加热在向前的方向。而向后的方向几乎没有高温电子的分布，因此后表面破坏不是电子的等离子体膨胀造成的原因，更多是由于压力波形成的如shock结果传播的结果。经过1ns的烧蚀作用，电子的温度最大值已经可以达到100KeV的量级，这这样的电子温度对于激光与等离子体作用中的不稳定性具有有很重要的意义。

2.2.5 DLC烧蚀

北京大学镀膜实验室中能够生产类金刚石薄膜靶（DLA），其最小厚度可以达到10nm，是用于激光光压RPA加速的重要材质。然而重要的问题在于，由于DLA很薄，激光预脉冲可以很轻易的将其气化，而无法满足RPA对于等离子体靶的基本要求。即便是对于fs量级的预脉冲，这样的影响也是相当地。因此，DLA烧蚀作用的研究是非常必要的过程。同样也是基于现有的实验中的方案采用30fs的激光脉冲对于DLA进行烧蚀，研究再次过程中DLA靶的密度以及温度等演化过程。而研究的工具是multifs工具，同样是由Rafael. Ramis 开发的工具，其计算过程采用的模型不同于multi2009中的流体力学模型，而是采用了求解电磁场的方法，求解格点内部的状态方程，最终得到密度，温度，压强等宏观可测参量。再次不对其具体算法进行详细介绍。

此外，另一个应用在于对于碳纳米管的烧蚀的研究。彬建辉等提出了一种产生预等离子体的方法，是利用激光烧蚀间隔分布的碳纳米管，由于纳米管被烧蚀膨胀气化，最终形成的等离子体均匀且密度可能。因此对于碳纳米管烧蚀产生的等离子体的分布就是一个有意义的问题。

2.2.6 结论

第三章 预等离子体对于加速的增强作用

3.1 引言

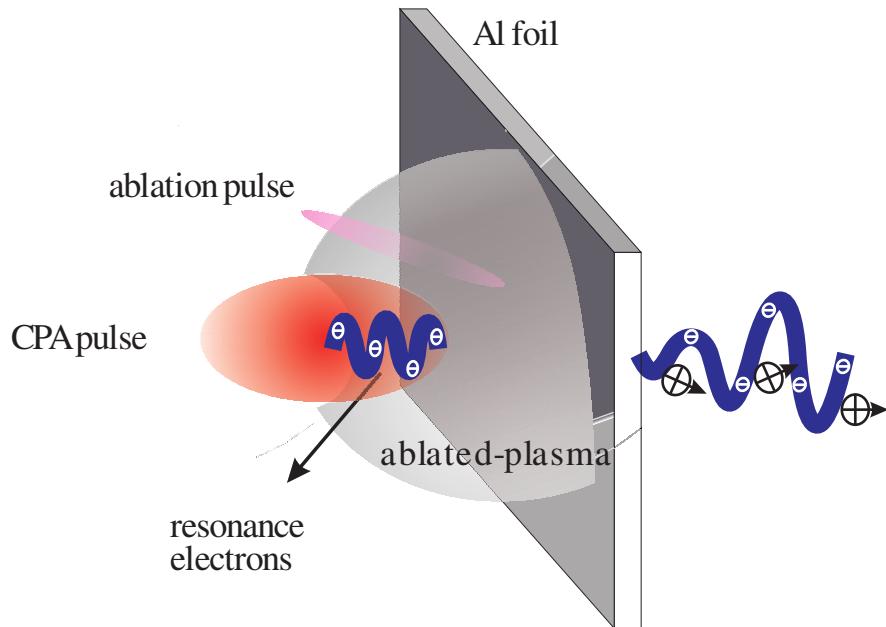


图 3.1: 预脉冲增强作用示意图

上一章中，我们研究了激光的预脉冲或者中等强度激光脉冲 ($10^{10} W/cm^2$ 到 $10^{14} W/cm^2$)，对于金属靶进行烧蚀过程，以及预等离子体的产生。预等离子体是靶前表面烧蚀的产物，由烧蚀前沿向外传播，同时其压力波向靶内部传播，形成一定的密度压缩。其密度分布较复杂，主要集中在近临界密度区域，且呈现类指数函数分布。我们已经对于临界密度做出定义，当等离子体频率对应于激光频率，此时的等离子体密度为临界密度。有等离子体中的色散关系 $\omega^2 = \omega_p^2 + k^2 c^2$ 知，当等离子体频率高于激光频率时，激光在等离子体中无法传播。因此临界密度也是非相对论激光脉冲穿透的密度极限。然而对于相对论强度激光，由于相对论效应，其色散关系 $\omega^2 = \omega_p^2 / \gamma + k^2 c^2$ ，其中 $\omega_p^2 = 4\pi^2 n_e / m$ ， γ 是相对论因子。由于相对论因子的存在，使得激光在高于临界密度的等离子体中传播，这种线性被称为相对论自导引穿透。在传播过程

中，由于激光脉冲强度在横向存在一定分布，一般情况下为高斯分布，因此有质动力在横向也存在类似的分布，使得横向电子被排开的程度不同，等离子体的密度分布不再均匀。另一方面，电子的相对论质量也存在径向分布，中心处的电子的质量偏大，而两翼出的电子的质量相对较小。其直接效果是，等离子体的折射率的中心处变小，而两边较大。这种由激光脉冲对于等离子体折射率的调制，并改变激光在传播过程中的聚焦属性的现象，称为相对论自聚焦。于此同时，考虑激光的纵向分布，假设纵向分布为高斯分布，激光光强对于包络的群速度产生调制作用，包络峰值处的光强较高群速度较快，使得脉冲峰值处前移，脉冲上升沿变得陡峭，这种现象称为相对论自调制。

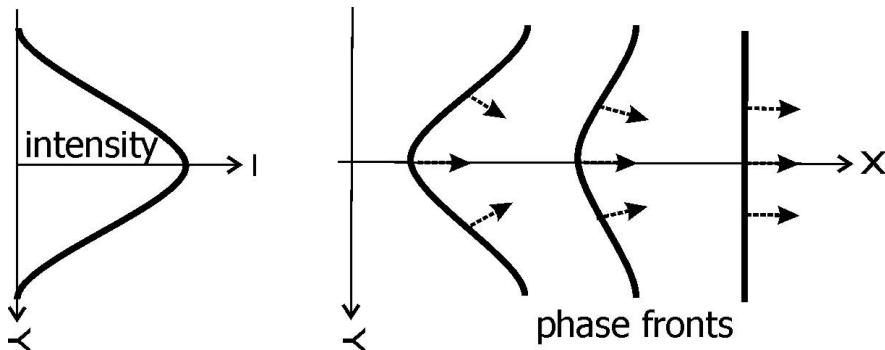


图 3.2: 激光自聚焦示意图

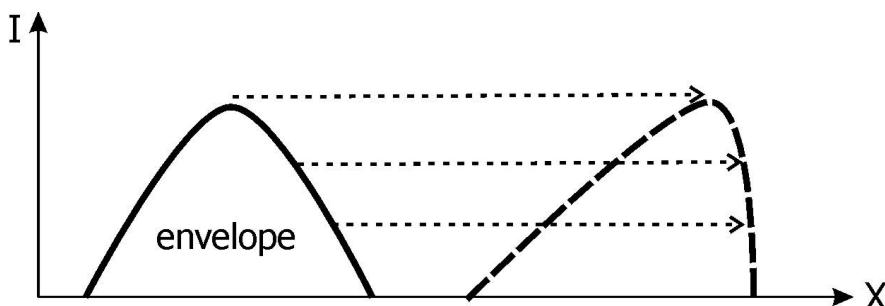


图 3.3: 激光自相位调制

相对论激光脉冲在临界密度等离子体中，由于非线性现象的存在，其能量转换效率得到了很大的提高。正是因此，这一领域得到广泛的关注。早在1996年，A. Pukhov等就利用三维仿真程序VLPL研究了激光的自聚焦^[64]进行了研究，观察到了相对论激光在临界密度等离子体中强烈的自聚焦，并对于

聚焦条件以及现象进行了讨论。2011年王鸿勇人提出了相对论自聚焦透镜的模型^[65]，得到了最优的聚焦条件，并提出了利用透镜进行激光脉冲整形的观点。自聚焦透镜，是相对论强度激光在临界密度等离子体中传播中，当激光光强与等离子体密度匹配时，由自聚焦与自调制作用，使得激光在横向焦斑变小纵向脉冲尺寸压缩。经过透镜整形的激光脉冲，光强得到一个数量级的提高，同时激光的对比度明显地提高。且在相对论激光脉冲在等离子体中传播的过程中，伴随着自聚焦，激光波前位置处的电子被激光有质动力排开，最终形成横向尺寸与激光焦斑大小离子背景的通道结构。通道中电子密度中间低两侧较高，形成了的静电势，而通道壁的电子由于回流效应产生轴向磁场。在轴向磁场以及静电场的共同作用下，通道中的电子做betatron震荡，其频率由电磁场决定。同时，电子还受到激光场的驱动作用，当betatron震荡频率与激光频率匹配时，共振现象发生，使得电子对于激光产生强烈的能量吸收，这种现象被称为DLA (Direct Laser Acceleration) ^[66,67]。其过程可解释为，共振电子的横向动量由于共振效应得到了很大的增益，其横向震荡频率即激光频率 ω_0 。在近稳态磁场的作用下，一部分的横向能量转化为纵向的能量，横向以及纵向速度关系为 $v_{\parallel} = 1 - v_{\perp}^2$ ，由此得到纵向频率是 $2\omega_0$ 。DLA电子受到近稳态电磁场作用，在通道中紧聚焦，使得高能量密度电子束流沿激光传播方向运动，电子的温度的定标率，

$$T_e = 1.8(I_{cpa}\lambda^2/13.7GW)^{1/2} \quad (3.1)$$

1999年Gahn等^[68]的实验工作很好的验证了DLA理论。由于这种加速过程中，电子的运动类似自由电子激光中的wiggler，因此这种加速也被称为逆自由电子激光电子加速。其电子加热温度相对于传统的有质动力加速过程的电子温度，有将近三倍以上的提高，而且由于通道中磁场的聚焦效果，因此电子束流的密度较高。在此基础上，刘彬等提出自匹配共振电子加速理论，研究了DLA电子在通道中得到捕获过程，并给出了激光与等离子体的共振匹配条件。这种电子具有能量高且在时间以及空间上具有很强的谐振性，可用于高频率高品质的辐射的研究，是 γ 光源的重要途径。由于临界密度等离子中，激光能量耦合效率的显著提高，因此在离子加速研究中也有非常重要的应用。Nakamura等人通过模拟发现，当激光在变化密度的临界密度等离子体中的传播时。激光可以穿透等离子体，并在其中稳定的传播，而当等离子体的密度发生突然变化的时候，在密度变化区域，一种磁场涡旋出现。这种磁

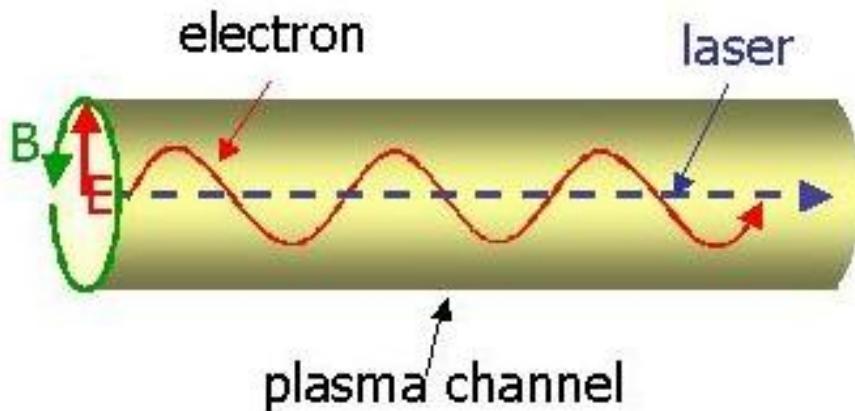


图 3.4: 逆自由电子激光示意图

涡旋结构的特点，纵向产生有效的加速电场，在横向产生对于离子的聚效应对于电子的散焦的效应。处于涡旋内部的质子被此结构捕获并得到能量增益，并且在纵向存在聚焦的效果。最终，可以实现准单能且强聚焦的离子束流。王鸿勇等人^[69]在2011年的理论工作提到，使用均匀临界密度的等离子体以及薄膜靶，可以实现3倍左右的能量提高，同时束流品质得到相应的提高。Sgattoni等人^[70]在2012通过二维以及三维的模拟细致地研究了激光在等离子体中的聚焦以及后续的加速的过程，最终也得到了质子能量明显增加的结论。在理论研究取得重要进步的同时，实验中，McKnenna等人实现了预等离子体对于加速的增强效应。实验中使用中的强度烧蚀脉冲对于金属靶表面进行烧蚀的方法制备临界密度等离子体，其中与脉冲的持续时间可以控制，从而得到不同的预等离子体的分布。在进行了不同预脉冲尺寸的实验后，最终得到了最高能量38MeV的质子束流，相对于没有预脉冲的情况产生25%的能量提高。Glinec等^[71]在2008年也完成的实验，使用不同强度以及脉冲长度的预脉冲控制预等离子体的分布，其结果表明，适度的烧蚀作用对于加速的作用是增强的，然而如果烧蚀脉冲过长，有可能起到负面的作用。然而此实验中很多的情况是可以优化的，而这一问题在后续将讨论。

3.2 预等离子体增强离子加速

以往的关于预等离子体对于加速的影响的研究工作中，将临界密度等离子体对于离子加速的增强效应的原因归结为：1 激光脉冲在等离子体中的聚焦，

使得激光的光强得到提高；2 高能电子的产生以及激光自聚焦的共同作用的结果。然而这种增强效果的根本原因是什么，如何在已有激光设备的基础上如何获得最优的质子加速效果，以及这种增强效果的潜能如何，这是本文的重点。

首先，我的问题在于如何制备预等离子体。传统的实验中，采用烧蚀脉冲作用于靶前表面产生预等离子体的方法，产生的等离子体在近临界密度区域呈现指数密度分布。可以通过控制烧蚀脉冲的参数控制指数密度分布的标度，具体可以参考上一章中的讨论。近年来，在临界密度等离子体的制备领域产生很重要的进步，Zoni等人2013年在实验上，利用间歇式脉冲激光实现了准均匀密度的泡沫等离子体的制备，其等离子体的密度以及厚度都可以得到有效的控制。2014年Passoni等人基于这种等离子体进行了质子加速的实验，使用非相对论强度的激光，最终的离子能量提高达到3倍之多。对于相对论强度激光，实验中增强效果不够明显。

对于激光离子加速，选取指数分布的等离子体以及均匀分布的等离子体，可作如下的分析。如果选取均匀密度等离子体，其初始密度符合DLA电子共振匹配条件，其激光与等离子体的能量耦合效率最高。然而自聚焦过程是动态的，聚焦过程中激光的强度得到增加，初始的匹配关系变得不再匹配，而激光的转化效率相应的变化。最终的能量耦合效率会低于预期的结果，因为激光脉冲与等离子体无法长时间匹配。而对于变化密度的等离子体，随着激光自聚焦的强度增加，激光位置处等离子体的密度同时增加。如果可以保持匹配关系，激光的能量转换将处于最优情况，其必要条件是变化密度等离子体。为了简化模型，我们选取指数分布的等离子体密度，满足激光与等离子体的匹配问题。针对这一观点，作相应的模拟工作：三组模拟中，激光以及固体靶参数保持一致，预等离子体的长度也相同，1号中为均匀密度分布，2号于3号为指数型密度分布，然而其标长不同。三组的电子能谱分布如图，以反映系统的能量转化效率。仿真结果表明，指数型分布的等离子体对于激光能量的吸收优于均匀密度分布的等离子体，同时指数分布的标长对于能量吸收有重要的影响。

基于上述的分析，本文中延续了实验中烧蚀脉冲作用于靶前表面产生预等离子体的方法，研究预脉冲产生的预等离子体对于加速的增强效应。强度 $10^{12} - 10^{14} W/cm^2$ ，脉冲时间100ps量级烧蚀脉冲与 μm 量级的金属靶作用，烧蚀激光脉冲对于靶前表面离化加热，使得前表面的等离子体膨胀。通过调整烧蚀脉冲的强度以及持续时间，控制金属靶的烧蚀深度和预等离子体膨胀距离以及密度分布梯度，最终未烧蚀的靶和膨胀的等离子体形成

了气体与固体薄膜靶的双层靶结构。气体靶的厚度在几十微米的量级，固体靶的厚度数微米，固体靶的作用是提供后表面形成鞘层加速场。当主激光到来的时候，首先于气体作用，自聚焦的同时产生高能高密度的DLA共振电子。激光能量有效地转化给电子，此电子束流MeV量级，在通道中得到有效的聚焦。此后电子穿透固体靶，靶中电子对于DLA电子产生散射作用，但是MeV量级电子在固体靶中的散射效应是可以忽略的。同时由于固体靶较薄（微米量级），DLA电子束流由于缺少聚焦作用的散射效应也不明显。当电子传播至靶后，一部分电子回流至靶中，另一部分离开靶。此动态过程中，电子在靶后堆积并形成鞘层场加速离子，最终对于离子加速产生增强的作用。DLA共振电子的温度 $T_e = 1.5(I_{cpa}\lambda^2/13.7GW)^{1/2}$ ^[67]，相对于有质动力加热电子温度 $T_e = 0.5[(1 + (I_{cpa}\lambda^2/13.8GW)/2)^{1/2} - 1]$ ^[72]，有三倍的提高。当高密度高能DLA电子经过薄膜靶，在其后表面形成鞘层场，强度 $E_{sheath} = (\frac{8\pi}{e_N}n_e T_e)^{1/2}$ ^[49]， $e_N \approx 2.71828$ 是欧拉常数。鞘层加速中的质子最高能量 $E_{max} \propto T_e[\ln(2\tau)]^2$ ，其中 $\tau \propto \sqrt{n_e}\tau_{laser}$ ， τ_{laser} 是激光的脉冲持续时间。由加速电场以及最高能量的公式可知，电子的温度以及密度对于加速都有影响。同时提高电子的温度温度和密度，能实现最优的加速效果。首先需要把激光能量尽可能多的传递给电子，同时保证电子的密度。一方面，通过满足激光与等离子体之间的匹配关系，确保DLA共振电子加速转换尽可能多激光能量；另一方面，使得DLA电子处于通道的聚焦作用中，知道电子达到固体靶。具体的最优加速条件：激光在即将达到固体靶的时候耗尽所有的能量，即DLA共振电子获得最大程度的能量增益的同时，确保激光脉冲产生的通道能够一直连接到金属靶，有助于电子保持聚焦的高密度状态。如果预等离子体的膨胀尺寸不够，激光脉冲有能量剩余，将直接作用于固体靶。其能量转化效率相对较低，电子得不到足够的能量而温度较低。相反，如果预等离子体的膨胀尺寸过长，激光会在预等离子体中可以完全吸收，然而此后通道随之消失，无法将高能量高密度DLA电子聚焦，电子传输到靶的过程中会产生一定的扩散导致密度降低。综合考虑共振电子的产生和传输过程，预等离子体的密度及尺寸决定了加速的增强效果。因此可以根据主激光与预等离子体的匹配关系控制预脉冲的参数，得到最优加速。为了简化模型，我们有如下的估计：

1共振电子产生于次临界密度等离子体，因为高密度区域由于密度匹配关

系无法实现共振条件。而共振电子的数目

$$\begin{cases} N_e = \pi \sigma_0^2 \int_{x_{front}}^{x_c} density(x) dx \\ density(x) = n_c \exp\left(\frac{x-x_c}{c_s \tau_{abl}}\right) \end{cases} \quad (3.2)$$

其中 x_{front} 是预等离子体膨胀前沿, x_c 临界密度面位置, 密度分布函数 $density(x) = n_c \exp\left(\frac{x-x_c}{c_s \tau_{abl}}\right)$ 是次临界密度等离子体的分布, $c_s \propto I_{abl}^{1/3}$ 等离子体声速, I_{abl} 和 τ_{abl} 是烧蚀脉冲的强度以及脉冲持续时间。

$$N_e = \pi \sigma_0^2 c_s \tau_{abl} [1 - \exp\left(-\frac{x_{front} - x_c}{c_s \tau_{abl}}\right)] \quad (3.3)$$

电子温度为 $T_e = 1.8(I_{cpa} \lambda^2 / 13.7GW)^{1/2}$, 相应的共振电子能量:

$$\begin{cases} E_{absorb} = N_e \int_0^{E_{max}} f(E) dE = \\ N_e \int_0^{E_{max}} \exp\left(-\frac{E}{T_e}\right) dE = \\ N_e T_e \left(1 - \exp\left(-\frac{E_{max}}{T_e}\right)\right) \approx N_e T_e \end{cases} \quad (3.4)$$

其中 $f(E) = \exp\left(-\frac{E}{T_e}\right)$ 是能量分布函数。

2激光能量中一部分转化给通道中的共振电子, 其转化比例为 α_{absorb} , 于是共振电子能量 $E_{absorb} = \alpha_{absorb} E_{laser}$ 。激光脉冲能量

$$E_{laser} = I_{cpa} \int_0^{\sigma_0} 2\pi r f_{rad}(r) dr \int_0^{t_{max}} f_{long}(t) dt \quad (3.5)$$

其中 $f_{rad}(r)$ 和 $f_{long}(t)$ 是激光的横向分布已经纵向包络, I_{cpa} 和 t_{max} 是激光的峰值光强以及脉冲持续时间。为了简化分析, 我们取 $f_{rad}(r)$ 和 $f_{long}(t)$ 等于1, 且 $t_{max} = \tau_{cpa}$, $E_{laser} = \pi \sigma_0^2 \tau_{cpa} I_{cpa}$ 。对于其他的分布, 结果有一个系数的差别。

$$E_{laser} = \pi \sigma_0^2 \tau_{cpa} I_{cpa} \quad (3.6)$$

3激光与共振电子的能量转化存在极限值, α 在最优转化时达到极限值。在以上假设的基础上, 代换 $E_{absorb} = \alpha_{absorb} \times E_{laser}$, 并归一化 $(I_{cpa} \lambda^2 / 13.7GW)^{1/2}$ 为 a_{cpa} , $(I_{abl} \lambda^2 / 13.7GW)^{1/2}$ 为 a_{abl} , 且 $c_s \propto I_{abl}^{1/3}$:

$$1.8 a_{abl}^{2/3} \tau_{abl} [1 - \exp((x_{front} - x_c) / c_s \tau_{abl})] \propto \alpha_{absorb} a_{cpa} \tau_{cpa} \quad (3.7)$$

对于百皮秒烧蚀脉冲， $(1 - \exp((x_{front} - x_c)/c_s \tau_{abl})) \approx 1$ ，其中 $x_{front} - x_c = -c_s \tau_{abl} [2 \ln(\omega_{pi} \tau_{abl}) + \ln 2 - 3]$ ^[49]， ω_{pi} 是等离子体初始密度。在最优情况下， α_{absorb} 是常数，此时预脉冲与主脉冲之间的匹配关系：

$$a_{abl}^{2/3} \tau_{abl} \propto a_{cpa} \tau_{cpa}$$

对于这一关系，我们做简单讨论。当 a_{cpa} 和 a_{abl} 固定时，简化为

$$\tau_{abl} \propto \tau_{cpa}$$

直观的结论，长脉冲激光需要长预脉冲满足匹配关系，直观上增加激光能量就需要更多的预等离子体吸收这些能量。如果主激光的强度以及脉冲持续时间固定，则只有特定的预脉冲满足最优条件。实验上我们可以通过控制预脉冲的持续时间，满足最优加速条件。我们做了PIC模拟工作，检验上述模型。

在此理论分析基础上我们做了模拟仿真的研究，二维PIC粒子仿真，使用KLAP代码，参数依据北京大学强激光实验室条件，金属靶材质是密度为 $2.7 g/cm^3$ 铝靶，厚度为 μm 量级。激光参数包括有：预脉冲以及主脉冲。预脉冲的强度： $10^{12} W/cm^2$ ，且预脉冲的时间尺度为 $1 ns$ 之内。主激光脉冲在预脉冲之后，脉冲能量为 $5 J$ ，激光的脉冲持续时间为 $30 fs$ ，聚焦后的焦斑半径为 $5 \mu m$ ，相应强度 $10^{20} W/cm^2$ 。靶结构为双层靶， $10 \mu m$ 量级的预等离子体与 μm 厚度的金属靶，其密度分布以及温度电离态等，由MULTI计算的结果导入。PIC模拟中的参数如下：仿真区域 $80 \times 40 \mu m^2$ ，格点数目 6400×3200 ，其分辨率为 $\lambda/80$ 。仿真时间为 $200 T$ ， $T = 3.3 fs$ 为激光周期。通过改变预脉冲的持续时间，得到不同的密度分布，得出了三组仿真结果。

对于仿真的结果我们的分析如下：首先分析出射质子能量最高组。激光在预等离子体中传播并将能量传递给共振电子的过程。如图所示 (3.5)，在其中 3.5(a) 是激光聚焦的过程， $t = 50T$ 的时候激光开始进入预等离子体，并在其中传播。之后 $t = 80$ 脉冲进入强聚焦的过程，激光的强度的增加剧烈，并且伴随着不稳定性的出现。 $t = 100T$ 激光波前达到金属靶的位置，其能量基本耗散。整个过程中，激光的能量很少有反射的成分，伴随着聚焦过程的增强，共振电子产生。在 3.5(b)，电子的能量密度分布。其中心位置处的电子呈现出明显的周期性结果，且其周期为激光的周期，而不是由于所谓的有质动力加速所产生的二倍于激光频率的结构。与此同时，紧聚焦的电子束流达到靶后，形成

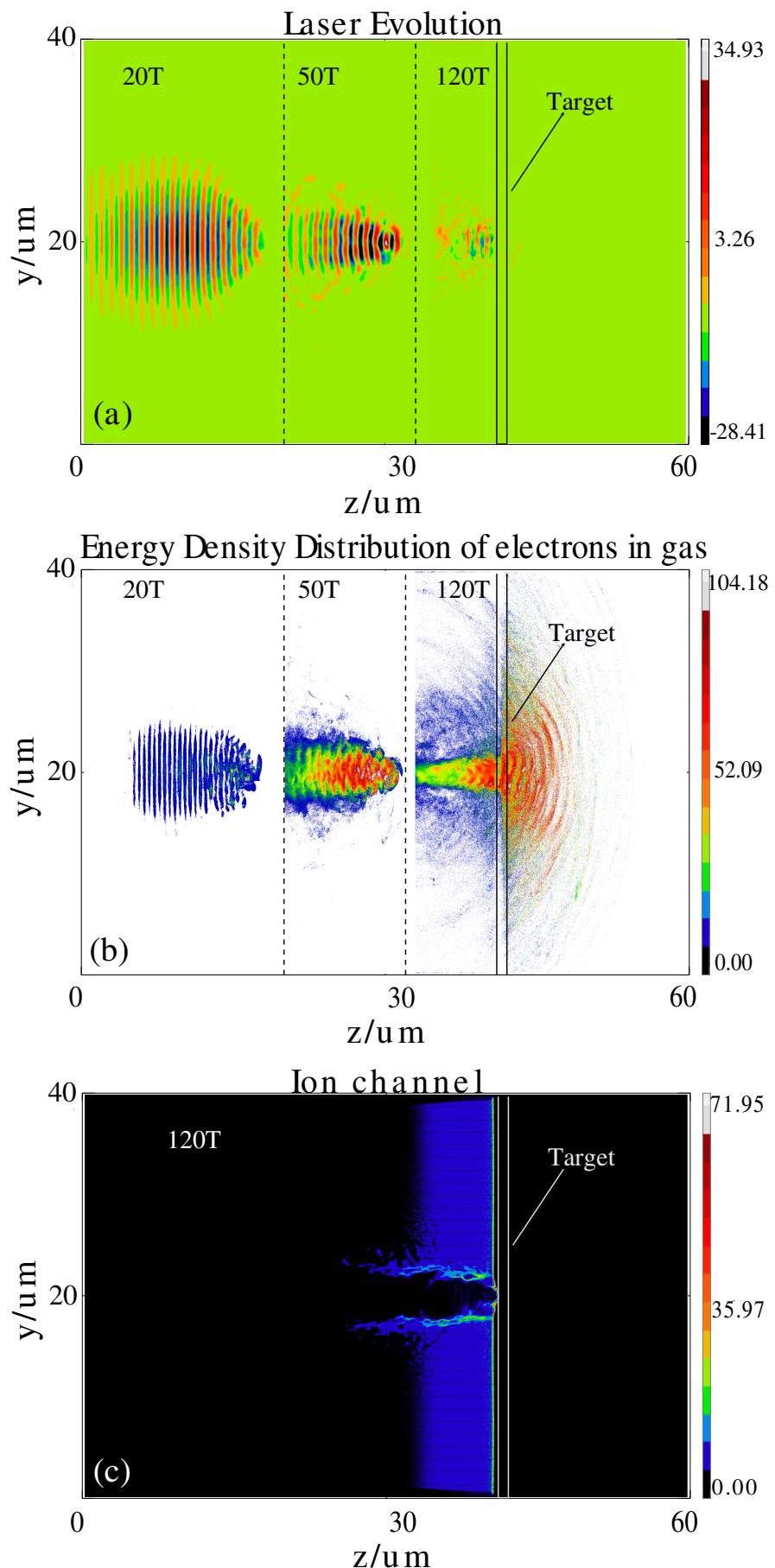


图 3.5: 激光聚焦及共振电子产生和传输

鞘层场，促进加速作用。在3.5(c)显示了，激光脉冲耗散完之后离子通道的分布，其连接于靶前表面处，有效的保证了共振电子的束流品质。

另外两组能量较低的仿真结果在3.6中，其中一组，烧蚀脉冲的持续时间为100ps，称为‘短脉冲’，另一组的烧蚀脉冲持续时间为280ps，称为‘长脉冲’。不同的脉冲长度，对应的结果就是预等离子体密度分布的变化，其中‘短脉冲’对应的膨胀距离较小，而且等离子体的密度中梯度较大。而‘长脉冲’对应的等离子体的膨胀距离较大，而且密度梯度较小。同样做了激光脉冲聚焦在3.6(a)中，左侧‘短脉冲’组中，激光在没有达到最优聚焦的时候已经被反射了，而右侧的激光脉冲在没有达到固体靶的时候已经完全的耗散，很显然，激光在‘长脉冲’组里的吸收更充分。对应于共振电子的产生的情况在3.6(b)，其中‘短脉冲’中电子的能量密度较低原因在于激光能量未能完全的转化，右侧‘长脉冲’电子能量密度在激光聚焦区域相对较高高。但是，在‘长脉冲’中，由于激光在耗散之后，通道也就随之消失，没有相应的通道提供聚焦磁场，因此电子很快就散开。3.6(c)中给出了通道的形成，‘长脉冲’中，激光脉冲无法完全穿透预等离子体，从而无法实现通道连接到固体靶。为了更好地理解等离子体中的电子的加热的情况，我们将电子的加热分区域进行了统计，包括：预等离子体中的电子以及固体靶中的电子。reffig:laserAbsorption(b)为预等离子体中的电子加热的情况，其中红，黑，蓝分别代表着‘最优’，‘短脉冲’，‘长脉冲’的等离子体分布。‘最优’和‘长脉冲’的预等离子体中的电子加热情况类似，可见都已经达到了共振电子加热的极限的情况，而‘短脉冲’中的电子加热由于激光的吸收不完全，能量较低。在reffig:laserAbsorption(c)，统计了固体靶中的电子的能谱，‘最优’，‘长脉冲’情况下由于激光在达到靶的时候已经基本耗散，所有没有太多的能量沉积在固体靶子中，而对于‘较短’，电子的加热很明显，由于激光脉冲在固体靶表面有很强烈的反射，因此加热存在。考虑电子的平均温度以及数目，‘长脉冲’，‘最优’相对于‘较短’有着明显的优势，但是由于‘长脉冲’情况下，通道随于激光耗尽而消失，因此无法进一步进行共振电子的聚焦，造成了reffig:laserEvolution1(d)所示的束流散开的情况，对于最终的加速有一定的影响。

对于以上三种情况，我们考虑了激光能量的吸收并得到了质子能谱，并使用没有预等离子体膨胀的情况进行参照，其结果在3.7(d)。能谱的统计采用了加速过程结束之后质子能量的统计，红色曲线代表‘最优’情况，其能量可以达到90MeV，蓝色的‘长脉冲’情况和黑色的‘短脉冲’情况相对较低，分

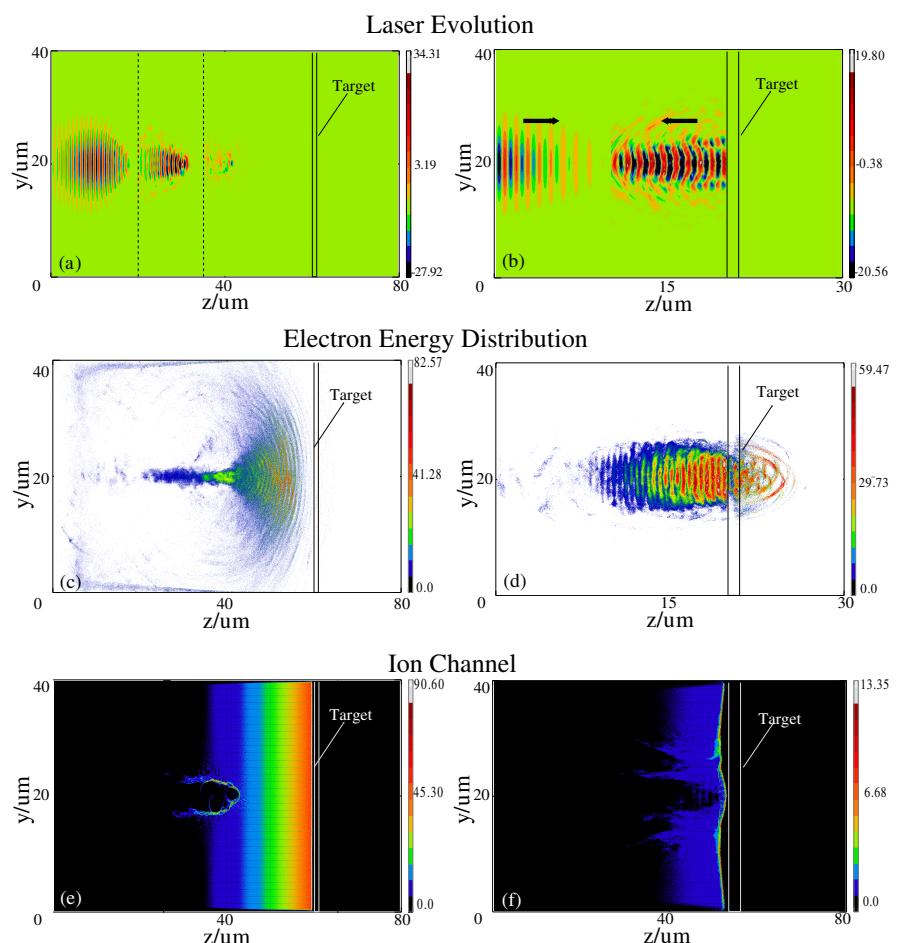


图 3.6: 参照组中激光聚焦及共振电子产生和传输

别为 47MeV , 65MeV 。但是对比绿色的‘无烧蚀’情况, 质子能量都有显著提高。同时我们对最优情况, 使用mora的自由膨胀的模型进行验证, 电子的温度由3.1, 而且电子的密度可以从模拟中得到相应的值, 加速的时间可估计为 $1.3\tau_{laser}$ ^[59], 带入1.35中, 得到加速的能量应该在 90MeV 。

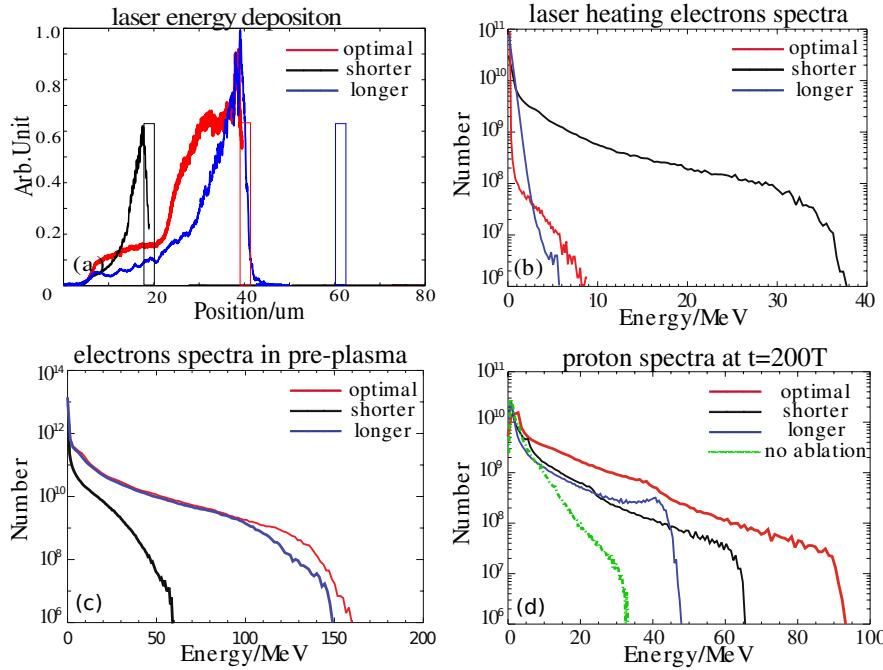


图 3.7: 各组中激光能量的吸收

由此可见, 由预脉冲产生的预等离子体对于质子加速可以起到增强的作用, 而其增强效果存在最优的情况, 对应于烧蚀脉冲与激光主脉冲之间的匹配关系。根据3.7, 在固定预脉冲与主脉冲的强度的前提下, 预脉冲的持续时间应该是和主脉冲的持续时间满足如下关系 $\tau_{abl} \propto \tau_{cpa}$, 呈现一定的正比关系。这就意味着, 对于固定预脉冲以及烧蚀脉冲强度的情况, 脉冲持续时间在匹配关系时, 可以实现最优的增强效果。正如仿真中得到的结果, 脉冲持续时间过短或者过长的预脉冲都减弱了增强效果。在仿真中通过改变预脉冲以及主脉冲参数, 得到预脉冲与主脉冲的匹配关系在3.8。散点是仿真结果, 曲线是根据3.7做出。二者在一定范围内符合, 然而在脉冲宽度过大和过小的情况下, 偏离了理论分析的结果。其原因在于, 一些基本假设不再成立。例如: 脉冲持续时间增长之后的能量吸收率不再是一个常量, 而是和脉冲参数存在一定的关系; 而在脉冲尺寸比较小的时候, 由于激光与临界密度等离子体的作用时间不

足，未能完全的进行能量转化，3.7略微过估计了激光的吸收。

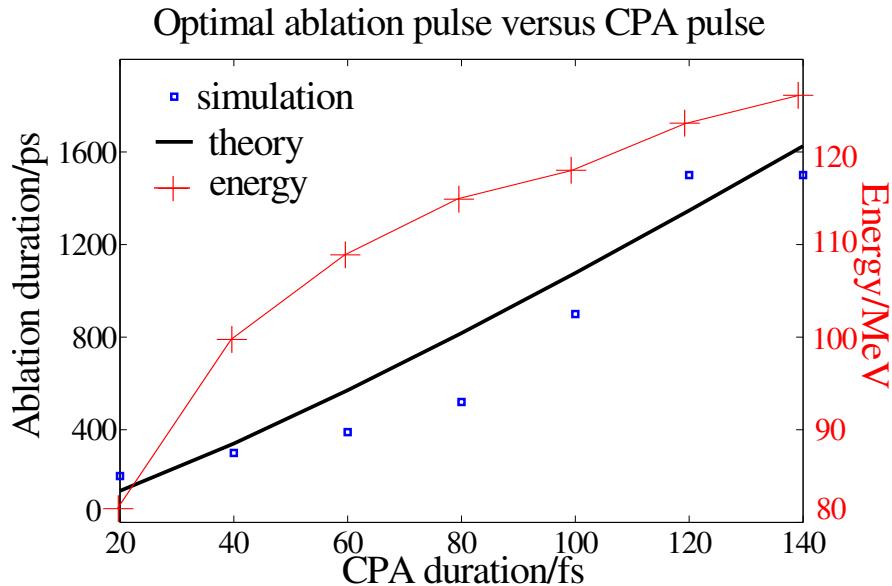


图 3.8: 脉冲持续时间对于加速的影响

对于实验，我们有相应的实验的验证作为比较，在2008年，macknnea的实验就在一定程度上对于理论分析做出了相应的分析，因为在实验的参数如下，其强度与本文中的模拟的参数是近似的，烧蚀脉冲的持续时间以及主脉冲的持续时间相对较长，但是符合理论推导中的比例关系，因此间接证明了在较长的主脉冲的前提下，最优的加速过程对应于特定的一个激光的持续时间。同时实验中加速粒子的能量远远低于理论的预期的结果，很大原因是由于实验中使用的靶的厚度较大，25微米，这样的厚度下很难保证产生的高品质的共振电子部分发生相应的发散，导致最终的加速效果大打折扣。在实验中的脉冲持续时间是由于烧蚀脉冲的时间来决定的。烧蚀脉冲的时间用于控制激光等离子体的膨胀时间，而时间和膨胀的尺度存在直接的正比的关系，因此存在一定的关系决定最终的关于膨胀的尺度与激光脉冲的匹配关系，这一关系决定了相应的最优加速的过程是由于主脉冲激光和烧蚀脉冲的参数之间存在相应的匹配关系来决定的。一般来说，激光设备的主脉冲很难做出很大的调整，而相应的烧蚀脉冲由于其强度较低，控制的难度也相对较小，可以考虑通过控制烧蚀脉冲的强度以及脉冲持续时间来控制整个的加速的增强的过程。由于最优秀的加速过程往往存在唯一的对应的烧蚀脉冲，这对于实验中的控制是很有好处的，大大提高

了相应的可控制的难度。

总的来说，使用预脉冲对于激光离子加速进行增强，是将传统意义上的‘有害’的预脉冲加以利用使其成为促进部分。这一点对于实验有着一定的指导意义，通过调整烧蚀脉冲以及主脉冲的脉冲持续时间，改变加速离子的能量与束流的发散度，使得激光加速在一定程度上可控。从实验的可行性上，对于激光的控制在实验上更容易实现，对于给定的主脉冲激光，烧蚀激光可以使用激光预脉冲或者另一束独立的激光脉冲。控制其强度以及脉冲持续时间，使其满足最优增强效果，实现加速。

总结，预脉冲以及预等离子体在超强激光与等离子体作用的过程中是不可避免的，在离子加速的过程中，对于加速离子的能量可能起到正面或者反面的作用，直接与等离子体的密度分布有一定的关系，当等离子体的密度分布可以有助于产生共振电子的时候，由于激光的吸收得到有效的增强，进一步的加速的电子的效率得到显著的提升，而在另一方面，如果等离子体的密度的分布无法实现共振电子的条件，而且预脉冲由于强度比较的强，轻易的破坏掉了靶子的后表面结构，那么与等离子体起到的就是一种负面的作用因为无法通过破坏的加速面实现有效的加速电场的形成，在这种条件下的，加速就显得十分的没有意义了。因此需要对于激光的与脉冲进行相应的控制，而这种控制的核心部分在于对于预脉冲的脉冲时间的控制。因为时间的控制就决定了相应的预等离子体的分布。而且在给定的激光的强度以及激光的脉冲持续时间的基础上，有最优的预脉冲参数使得激光加速得到的离子的能量达到最高的值，这也是增强效果的最有意义的用途。在这样的基础上我们提出了使用烧蚀脉冲的方法对于传统的激光加速的方法进行相应的改进。烧蚀脉冲的参数考虑了实验室环境下常见的预脉冲的参数，并且对于不同预脉冲脉冲持续时间进行了深入的分析，得到了对于加速有最优效果的加速方案，因为在此基础上的加速，将最大化的实现激光到离子的能量转化。综合考虑实验的可行性，以及加速增强效果，这种方案可以使一种在现有的实验室环境下的有效的方法，且其操作性强，需要控制的是激光的参数，而不是进行微结构的靶的制作，相应的技术层面的要求更合适目前的实验室的环境的需求。对比于没有烧蚀脉冲的情况，得到的加速的质子的能量提高了响应的3倍以上的量。相信这种技术可以在实验中取得相应的突破，使得激光离子加速的能量步入到百MeV的数量级。此方案的一个优势在于变废为宝，因为在实验中不需要引进外界的参量，需要的是性能稳定的激光器设备以及分光技术，使得激光的脉冲可以被分成两部分一部分通过放大

技术成为主脉冲，另一部分则可以完全用来当做烧蚀脉冲实现对于靶的烧蚀。在这样的设计中，很重要的一点就是主激光以及烧蚀激光之间的匹配关系，因为预脉冲的持续时间决定了相应的预等离子体的分布的情况。在预等离子体中的共振电子的产生是加速增强的直接的原因，没有主激光与预脉冲之间的匹配关系，就很难真的存在对于加速的最优的增强的效果。这是整个章节的核心的地方，也是这种方案的核心，是对于加速在一定程度上进行了相应的控制使得加速的离子的能力可以满足在一定的范围的分布，而且离子的束流的发散程度是和激光的参数相关的，实现了相应的关于控制的要求。

第四章 不稳定性在激光离子加速中的应用

4.1 常见不稳定性

等离子体本身是一个复杂的系统，稳定性的研究是其很重要的方向。简单的模型来描述稳定性，正如4.1所示。假设，存在微小的扰动使得系统偏离平衡状态，稳态系统中，系统通过负反馈及时地平衡扰动，使得系统回复到平衡状态；而对于非稳定系统，而这种偏离对于非平衡产生正反馈从而加剧了不平衡的程度，使之增长，并最终形成一种明显效应离开平衡态。



图 4.1: 平衡状态

不稳定的形成和增长对于研究激光在等离子体中的吸收，能量沉积，以及热电子的传输等，都有很重要的意义，在快点火聚变^[73]，天体物理中有广泛的应用，同时在离子加速中也有重要的影响。等离子体中存在不计其数不稳定性，我们侧重于激光与质密厚靶(μm 以上)作用过程中不稳定性的研究。由于激光无法穿透等离子体并在其中传播，因此激光传输过程中的不稳定性就不需要考虑，而激光在等离子体前表面产生的电流向后传播的过程中，存在非常多的不稳定性。其中常见的流布稳定性包括的有：韦伯不稳定性^[74]，双流不稳定性等。韦伯不稳定性，发生在均匀或者近均匀等离子体中。由于电子在动量空间中各向异性分布，通常可以简化理解为不同方向上的两种温度。在微小的磁场扰动下，不同温度的电子产生不同的偏移而产生电流，而这种电流会产生磁场进一步增强原磁场，促进这种扰动并导致不稳定性增长，最终出现明显的不

稳定性的现象。双流不稳定性，是等离子体中常见的现象。当高能粒子束流在等离子体中传播时，电子和离子束流具有不同的速度，而这种不同速度分布会激发等离子体波以及不稳定性。如图4.2，当高能电子束流入射到等离子体中，其速度分布出现一个局部的凸起。如果一种等离子体波的相速度处于如图所示的位置，则大于相速度的‘快电子’数目要多于‘慢电子’，粒子的能量将转化至此等离子体波中。

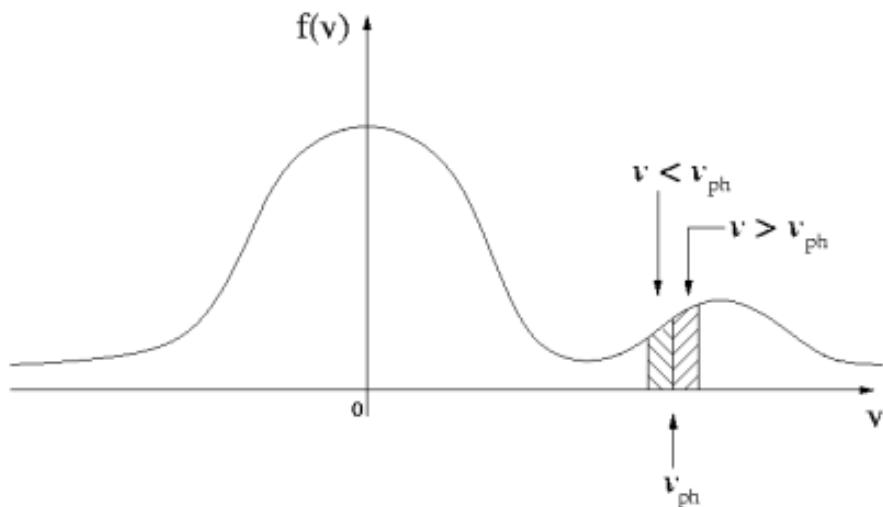


图 4.2: 双流不稳定性

当激光与等离子体前表面产生的高能电子正向电流在等离子体中传播时，由于电中性的要求，背景电子存在回流。这种回流与正向电流方向相反，并由此激发与电流的方向垂直的成丝分布，而这一现象和以上三种不稳定性相关。如图4.3^[75]，其中成丝不稳定性与韦伯不稳定性属于不稳定性增长方向与扰动方向垂直的横向模式，双流不稳定性属于纵向模式。在非相对论领域，双流不稳定性处于主要的地位；而对于相对论电流，成丝不稳定性占据主导地位。然而在成丝的过程中，各种模式共同存在，并通过偶和的方式决定了不稳定性的增长率等。

基于无限空间中高能电子束流在等离子体中的传播模型，A. Bret^[75,76]研究了三种模式共同存在下，成丝不稳定的增长率以及成丝具体分布的研究，得出如下结论。

$$\sigma_M = \frac{\sqrt{3}}{2^{4/3}} \left(\frac{\alpha}{\gamma_b} \right)^{1/3} \omega_p \quad (4.1)$$

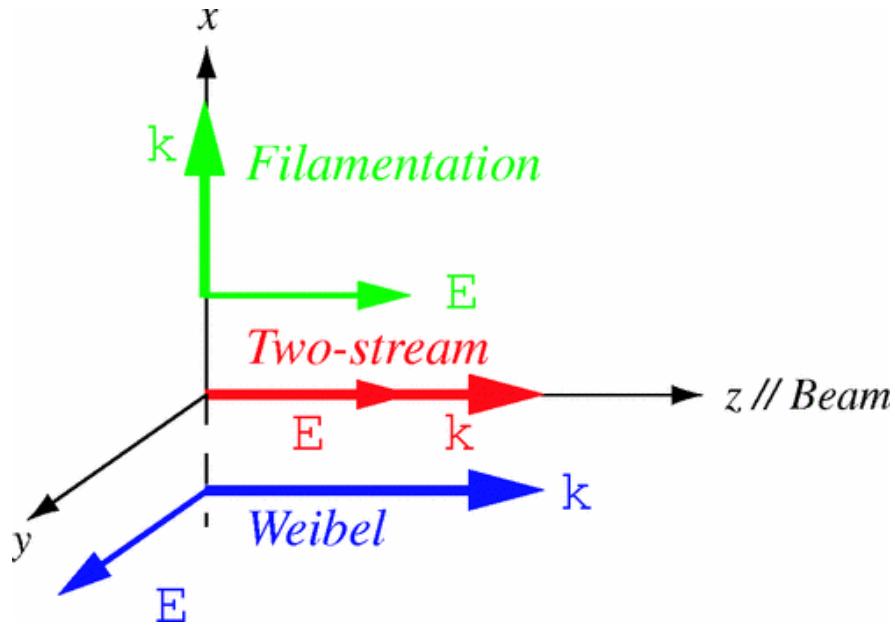


图 4.3: 成丝过程中的不稳定模式

其中 σ_M 是最大增长率, $\alpha = n_b/n_p$, n_b 是回流的密度, n_p 是正向电流的密度, $\gamma_b = 1/\sqrt{1-\beta^2}$, $\beta = V_b/c$, $\omega_p = (4\pi n_p e^2/m_e)^{1/2}$ 是等离子体频率。

$$L_f \approx \pi \lambda_s \sqrt{V_{tp}/V_b} \quad (4.2)$$

其中 L_f 是成丝间隔, V_{tp} 是前向电流的速度, V_b 是回流的速度。

然而在激光与有限厚度等离子体作用的过程中, 高能电子束流在等离子体中的传播情况出现了变化。由于靶厚有限, 电子回流会产生影响, 不稳定性增长以及成丝分布情况发生的变化。由此使得电子的分布受到影响, 电子在靶后表面相应的形成的鞘层场也有一定的变化, 最终影响了出射离子的分布。

4.2 高能电子束流在有限厚度靶中的成丝现象

在激光与等离子体靶相互作用的过程中, 厚度为 $10\mu\text{m}$ 的电流在等离子体的传播, 不稳定性存在是必然的, 其产生需要一定的时间以及距离, 可以说, 对于厚度在 $10\mu\text{m}$ 以上的靶, 这种不稳定性增长有可能变得十分的, 然而对于厚度仅在 μm 的靶, 不稳定性分布在离子加速中是可以不考虑的, 因为不稳定性的影响还无法改变离子的能量以及分布的情况。

对于无限厚度的靶，当前表面有超强相对论激光与靶作用电流，由于电中性的要求，一部分电子需要以回流的方式向相反的方向运动，形成相应的回流电流，这种相对运动的电流构成了不稳定性的基础，当相对运行的流的强度达到一定阈值，不稳定性增长率急剧增长，并迅速建立起不稳定的特征。然而在一般情况下由于回流电子多属于背景热电子，其温度和速度都相应的较低，电子数目比较的多，总体上实现电荷平衡，但是其电流强度很难和前向电流相比，很难真正的使得不稳定急剧的增长。

然而实际中的靶很难使无限的厚度，因此我们考虑在有限厚度的靶中的流不稳定性的状况。因为是有限大小的靶，因此其尺寸就是十分重要的因素之一，因为当电子到达边界的时候，电子的回流的相应就不同于在靶内部的情况。考虑相对论情况下的强电流在有限厚度的靶中的传播，当电流达到靶后表面的时候，一部分电子会以回流的方式反向运动，其速度远大于背景电子的速度，而且相应的电流的强度和前向电流的强度可比拟，因此这种情况下的，相向而行的电流之间形成的硫不稳定性的增长就可以达到很高的增长率。模型很简单如下：有 $10\mu m$ 厚度的靶，其密度高于临界密度，因此激光脉冲很难穿透靶进入内部，电流的形成主要分布在了前表面，而相应的电流的传播在靶中形成一定影响，背景电子的回流效应完成了电中性的要求，随后当前向电子达到靶后的时候，有相应的反射的想象的出现，而此时的电流的相对增长的趋势就变得很明显了，而且其强度可以比拟。不稳定性增长率达到一个相应的值。而造成这种现象产生的根源在于电流的发射使得回流电流变得可以满足不稳定性快速增长的要求，而相应的不稳定性增长及不稳定现象的描述可以参考流布稳定性的分析的工作。其相应的仿真结果如下：

首先磁场的分布的情况，成丝现象最基本的特征是在相应的位置处有磁场的生成，在我们可以很清楚的看到磁场的在靶后表面的位置的分布，这说明不稳定性明显的电流的成丝分布在后表面的位置得到了很强的增长。考虑不稳定性出现的时间，是前向电流达到靶后表面的位置，而正是由于反射的作用的存在，因此回流方向的电流得到了很大程度上的增强，使得不稳定的增长率在很短的时间内得到了急剧的增长。在随后的时间里，反射持续存在并且在相应的位置处产生很明显的不稳定的分布，其中电流的成丝的现象的出现的位置仅仅分布在靶的后表面的位置处。为了探究其不稳定性产生的源头，后表面电流反射的增强效应，我们对于不同位置处的电子的密度在最强的不稳定性出现的前后进行了相应的跟踪分析切片的处理。得到的结论如下：1不稳定性

出现首先在于靶的后表面2 不稳定性的时间在与激光产生的强电流传播到靶后表面的位置3 其成丝现象的条纹的间隔随着时间的变化有着一定的增长，和电流的强度有着相应的关系由此可见这种不稳定性的一个重要的原因就在于靶后表面的反射的作用对于回流的增强。但是所有的这种后表面的反射都会在很大程度上增强不稳定性。问题在于不稳定的出现的原因在，对于厚度在微米量级的靶，即便是后表面的反射作用，其回流也无法和前向电流进行比拟，存在数量级上的恶差距，无法满足不稳定性快速增长的条件。而对于厚靶（十微米以上或者更厚），随着前向电流的传播及耗散，达到靶后的时候，强度基本和回流相当，因此不稳定性的增长趋势也就相应的增加了很多。为了验证这一点，我们做了相应的实验，当靶厚低于一定的值之后，这种不稳定性现象不再出现。相反，当靶厚较高时，很容易出现不稳定的想象，而且这些现象十分的稳定。对于高光强还是相对较低的光强，都存在很明显的不稳定性特征。再次基础上研究了电子产生的后表面加速电场，以及相应的质子的加速的情况。由于成丝的出现，因此电子的分布呈现出一定的周期性的调制结构，相应的加速电场的分布以及质子的分布也有同样的特征。

第五章 Pariticle-In-Cell

5.1 等离子体数值模拟

Figure 26 from Hiroyuki Daido et al
2012 Rep. Prog. Phys. 75 056401

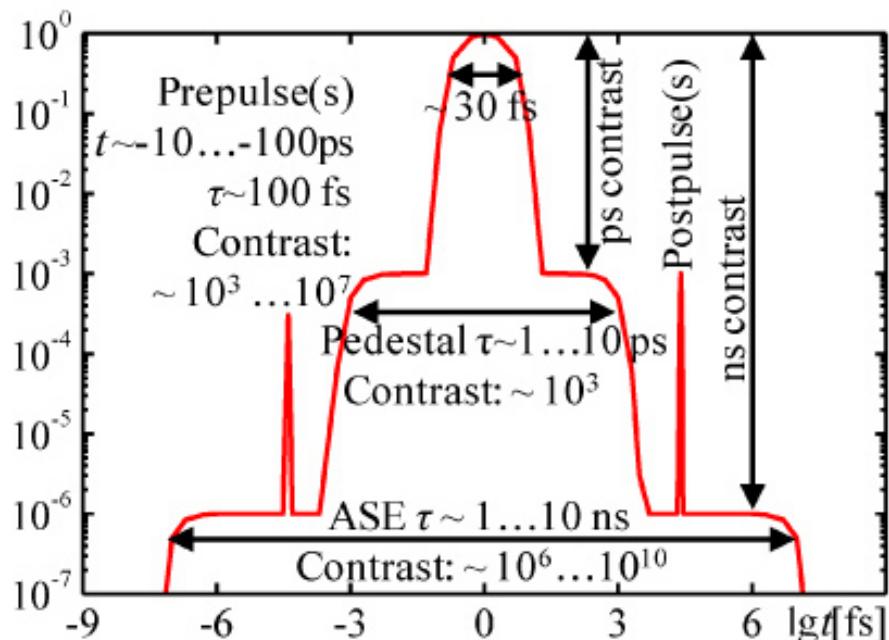


图 5.1: 激光脉冲示意图

激光的相互过程中，设计到波-波、波-粒子、粒子-粒子的相互作用，是一个多模、多粒子系统的强非线性相互作用过程。解析方法很难全面地进行研究，数值计算就是必然的选择。数值模拟的方法在激光等离子体相互作用的领域中有重要的意义。首先，模拟工作往往具有前瞻性，许多重要的发现是建立在模拟工作的基础上，对实验提出要求与指导。由于数值模拟的灵活性，实验中难以达到的条件，可以在数值计算中进行模拟，寻找最优解决方法。同时，模拟工作可以解释实验中的新发现，全方位地对于物理过程进行剖析，有助于更好地理解实验现象。实验和模拟之间，互为依靠，相辅相承。现代数值模拟，借助与CPU以及GPU等高速计算工具，以及MPI和CUDA等优秀的计算平

台，其计算功能已经相对成熟。从模拟的算法角度，对于不同对象，模拟中采用不同的数值方法。对等离子体这种呈现集体运动特性的带电粒子的复杂系统(等离子体)的数值模拟研究，一般用流体力学模拟或动理学模拟方法，以及粒子模拟的方法。

5.1.1 流体力学模拟

流体力学模拟方法从宏观统计角度研究等离子体特性，例如：温度、密度、压强等，其精度在空间上百微米量级，时间上纳秒量级。其方法，是将微观得到的吸收系数或输运系数作为已知条件，求解流体力学方程组，得到粒子的分布信息。通过粒子分布函数对参量进行积分，得到统计意义上的结果。完整的流体力学方程组，可以通过取Vlasov 方程的不同的速度矩得到：

连续性方程： $\partial n_j / \partial t + \partial(n_j \vec{u}_j) / \partial \vec{x} = 0$

运动方程： $n_j \partial \vec{u}_j / \partial t + n \vec{u}_j \partial \vec{u}_j / \partial \vec{x} = \frac{n_j q_j}{m_j} (\vec{E} + \frac{\vec{u}_j \times \vec{B}}{c}) - \frac{1}{m_j} \frac{\partial \vec{p}_j}{\partial \vec{x}}$

状态方程：

$$\begin{cases} p_j = n_j T_j & : \omega/k \ll v_j \\ \frac{p_j}{n_j \gamma} = \text{const} & : \omega/k \gg v_j \end{cases} \quad (5.1)$$

其中， j 代表粒子种类，温度 T_j ，热速度 $v_j = (T_j/m_j)^{1/2}$ ，热压 P_j 。 $\gamma = (2+N)/N$ ， N 是自由度。加上maxwell方程，以上构成流体力学的完备描述。当 $\omega/k \ll v_j$ 时，系统服从等温分布，当 $\omega/k \gg v_j$ 时，系统服从绝热分布。当 $\omega/k = v_j$ 时，状态方程无法描述热传递过程，需要使用Vlasov方程。因此流体力学的描述方法，适用于热传输速度远大于或者小于系统的变化速率，对于二者相当的情况，其状态方程无法用绝热或者热平衡来近似，因此流体力学方法失效。

5.1.2 动力学模拟

动力学模拟在微观上研究等离子体中的物理过程，考虑粒子在电磁场作用下运动。由于微观系统较大的复杂度，其研究等离子体的空间范围和时间尺度都有限，多用于微型空间中的快速过程。主要包括两种方法：(1) 求解动力学方程：Vlasov 方程：

j 类粒子在相空间随时间的分布函数 $f_j(\vec{x}, \vec{v}, t)$ 满足：

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial f_i}{\partial \vec{x}} + \frac{1_j}{m_j} (\vec{E} + \frac{1}{c} \vec{v} \times \vec{B}) \cdot \frac{\partial f_i}{\partial \vec{v}} = 0 \quad (5.2)$$

它描述高温无碰撞等离子体，如受控热核反应和激光等离子体相互作用。

Fokker-Plank 方程: 描述驰予扩散等非平衡状态的等离子体,在Vlasov 方程中,加了碰撞项 $\frac{\partial f_i}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial f_i}{\partial \vec{x}} + \frac{1_j}{m_j}(\vec{E} + \frac{1}{c}\vec{v} \times \vec{B}) \cdot \frac{f_i}{\vec{v}} = (\partial f / \partial t)_{collision}$

$$\rho D_t e = -P \nabla \cdot \mathbf{v} - \nabla \cdot \mathbf{q} - \mathbf{Q} + \mathbf{S} \quad (5.3)$$

利用流体力学方程或动力学方程求解问题时，由于存在一个多维相空间的分布函数，数值求解时要进行离散化处理，容易产生非物理的多束流失真。因此无论是流体力学方程还是动力学方程，都需要对作为统计系统的等离子体做平滑处理，而系统固有的统计起伏信息丢失，然而这些起伏效应在一定条件下可以发展成象湍流这样的重要物理现象。

5.2 粒子模拟

等离子体的粒子模拟方法（PIC）起源于上世纪60年代，经过几十年的发展，其功能不断地完善，成为等离子体作用研究中的一种成熟的数值模拟方法。其原理是跟踪计算大量的粒子在自洽场以及外加磁场中的运动，运用统计平均的方法得到电流，密度等宏观量的以及等离子体中的集体效应。粒子模拟方法是从微观角度研究等离子体特性，其适用于小尺寸（例如几百电子Debye 波长）超快（几百电子等离子体频率）过程。首先介绍PIC中的量纲，计算机模拟过程中，有些物理量非常小，如电子质量、电量、波长等，而有些量却很大，如光速等，用计算机直接进行这些量之间的加减乘除等计算，非常不方便，而且很有可能在计算中因变量太大而导致数值溢出或变量太小而导致有效数字的损失。出于计算方便的考虑，物理量都做了归一化，所以在数值计算中各物理量均采用无量纲量形式：

$$\begin{aligned} t &= t_{phy}/\omega_{pe}^{-1} \\ x &= x_{phy}/\lambda_D \\ m &= m_{phy}/m_e \\ q &= q_{phy}/e \\ n &= n_{phy}/n_p e \\ v &= v_{real}/v_{th} \\ P &= \gamma m v = P_{phy}/m_e v_{th} \\ E &= E_{phy}/(m_e v_{th} \omega_{pe}/e) \end{aligned}$$

$$B = B_{phy}/(m_e v_{th} \omega_{pe}/e)$$

$$J = J_{real}/(ev_{th} n_c)$$

其中， ω_{pe} 是初始等离子体频率， $v_{th} = (k_B T_e / m_e)^{1/2}$ 是电子初始热速度， $\lambda_D = v_{th} / \omega_p$ 是等离子体初始德拜长度， m_e 是电子质量， e 是电子电荷量， γ 是相对论因子， n_c 是等离子体临界密度。

PIC的基本算法如下：首先，初始化等离子体中粒子的位置速度信息以及外界电磁场源，在此基础上进行如下的循环：(1) 由粒子位置和速度求解电荷密度分布以及电流密度分布，(2) 电荷分布及电流密度分布，通过麦克斯韦分布求解格点中的电磁场分布，(3) 由电磁场的分布更新粒子的电荷及电流密度分布，如图5.2所示。其特点在于，使用宏粒子与粒子云的模型，对于粒子的分布进行描述。粒子之间的电磁作用，不是通过库仑作用描述，而是通过粒子电荷电流产生的自洽电磁场的作为媒介完成，这样很大程度上避免了库仑作用中无穷小距离下的发散问题。

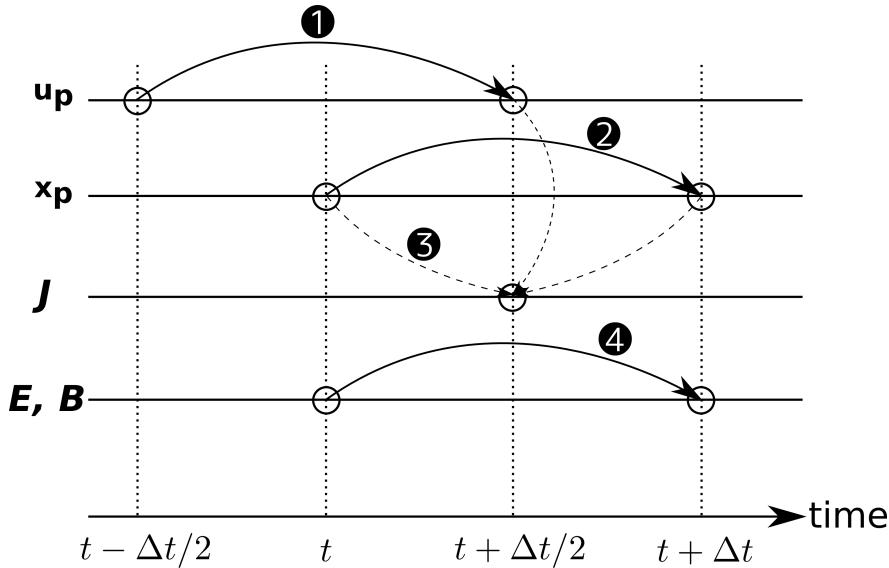


图 5.2: Leapfrog算法

5.2.1 宏粒子及粒子云模型

实际等离子体区域中粒子数目，远远超出现有的计算机模拟能力，全部粒子模拟难度比较大。同时在等离子体分布函数的相空间中的一点 (x, v) 的周围，每个带电粒子对电磁场的贡献和电磁场对粒子的作用力都基本相同，故周

围这些大量带电粒子的运动规律基本相同，因而只用一个粒子—“粒子”代表这些粒子。对于描述等离子体中的集体效应，这种简化不会带来很大的精度上损失，也使得计算量很大程度上减少。对宏粒子系统做量纲分析

宏粒子体系中电子（代表N个电子）的质量、电荷、温度和密度分别为：
 $m' = Nm$, $e' = Ne$, $n' = n/N$ 。所以，

$$(kT)' = m'v'^2 = Nmv^2 = NkT,$$

$$\lambda_D' = \sqrt{(kT)/(4\pi n'e'^2)} = \sqrt{NkT/[4\pi(n/N)(Ne)^2]} = \sqrt{kT/(4\pi ne^2)} = \lambda_D,$$

$$N_d = 4\pi n' \lambda_D'^3 / 3 = 4\pi(n/N) \lambda_D^3 / 3 = N_d / N,$$

λ_D 是德拜半径， N_d 是反映等离子体近碰撞程度的物理量，所以超粒子的引入基本上不改变等离子体的集体效应，只是增加了粒子间近碰撞效应，引入了短波长噪声，对于超快过程（fs量级）这种碰撞效应的影响可以忽略。

宏粒子模型解决了计算量的问题，宏粒子电荷与电流对于场的影响时，存在粒子位置的问题。由于在PIC模拟中，电磁场是以格点为存贮单元，而带点粒子在不同位置处对于格点内部电磁场的贡献是不同的，因此需要通过插值的方法，得到粒子对于其所在位置及动量状态下的电磁场的贡献。PIC中使用粒子云的方法解决这一问题的，粒子在空间中存在一定的分布，通过分布函数可以导出受力、电荷、密度等宏观属性，从而计算粒子的运动以及场的更新。一阶情况下计算粒子的电荷分布和受力插值如下：

$$\begin{cases} q\vec{E}^t = q \sum_p W_p(x) \vec{E}_p^t \\ q\vec{B}^t = q \sum_p W_p(x) \vec{B}_p^t \end{cases} \quad (5.4)$$

其中 $W_p(x)$ 为处于x位置的粒子在网格点 x_p 的电荷分量，即电荷分布函数， $W_p(x)$ 必须满足电荷守恒，匀滑性好等特点。阶数越高，插值力越匀滑，数值噪声越小。接下来给出一个示例如何求解1D二阶电荷分布函数(TSC) $W_p(x)$

粒子电荷分布函数 $W_p(x)$ 在其最邻近的三个网格点(−1, 0, 1)可以写成二次方程形式：

$$\begin{cases} W_0(x) = ax^2 + b \\ W_1(x) = W_{-1}(-x) = cx^2 + dx = e \end{cases} \quad (5.5)$$

其中粒子的位置x计算为拉格朗日步长，其定义域为 $-1/2 < x < 1/2$ 。为

计算方程组5.5的待定系数，考虑粒子处于特殊位置 $x = 1/2$ ，则有：

$$\begin{cases} W_0(1/2) = 1/2 \\ W_1(1/2) = 1/2 \\ W_{-1}(1/2) = 0 \\ \frac{d}{dx}W_{-1}(1/2) = 0 \\ \frac{d}{dx}W_1(1/2) = -\frac{d}{dx}W_0(1/2) \end{cases} \quad (5.6)$$

$$\begin{cases} a = -1 \\ b = 3/4 \\ c = 1/2 \\ d = 1/2 \\ e = 1/8 \end{cases} \quad (5.7)$$

所以粒子电荷分布函数 $W_p(x)$ 可以写成：

$$\begin{cases} W_0(x) = -x^2 + 3/4 \\ W_1(x) = W_{-1}(-x) = (x + 1/2)^2/2 \end{cases} \quad (5.8)$$

根据位移不变性原理， $W_p(x)$ 也可以重写为：

$$W(x) = \begin{cases} 3/4 - x^2 & \text{if } (|x| \leq 1/2) \\ (3/2 - |x|)^2/2 & \text{if } (1/2 \leq |x| \leq 3/2) \\ 0 & \text{其他} \end{cases} \quad (5.9)$$

其他任意阶的电荷分布函数 $W_p(x)$ 可以通过同样的方法计算。将1D的 $W_p(x)$ 扩展为2D或3D的形式，假设各个维度之间相互独立，分别计算各维度上粒子的电荷分布函数，然后对各维度的电荷分量函数相乘即得到最终的电荷分布。以2D TSC 分布函数为例，每个计算粒子的电荷将分布在其最邻近的 $3^2 = 9$ 个网格点上，假设 W_i 和 W_j 分别为粒子在x和y方向上最邻近三个网格点的电荷分布，则2D 电荷分布函数可以写成：

$$W_{ij} = W_i W_j \quad (5.10)$$

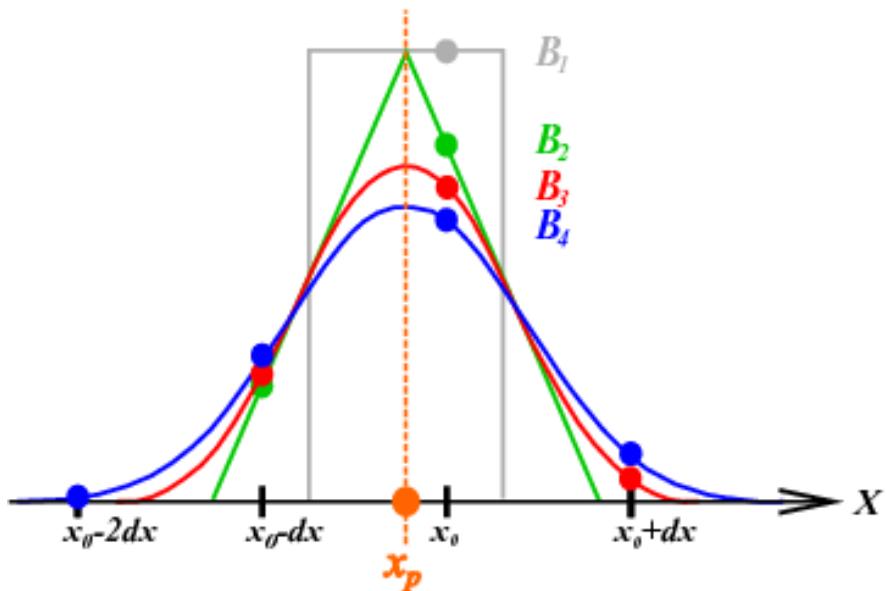


图 5.3: 各阶贝塞尔函数粒子云分布

粒子云的方法有效地解决了带电点粒子作用过程中距离无穷小的发散问题，通过分布函数来抑制噪声，使得计算结果尽可能的趋于实际的等离子体过程。不同的云分布对应于不同的物理模型，根据计算中的实际需求选择不同的模型。例如，对于高密度分布的等离子体，单位格点内部的粒子数目较多，低阶分布函数容易造成较大的计算噪声，高阶分布对于计算量要求较高。在保证计算精度的基础上，选择合适的分布函数。

5.2.2 电磁场求解

电磁场的求解，是通过求解麦克斯韦方程，得到由粒子电荷以及电流产生自洽场。麦克斯韦方程的求解算法，有限时域差分法(FDTD)^[77,78]是比较成熟且常用的。FDTD算法常采用YEE氏晶格^[77]分配电场和磁场在网格上的位置，如图5.4所示。这是一种基于格点的电磁场数值计算方法，使用中心差分的方法将麦克斯韦方程差分化，使得每个格点中的电磁场只与自己相邻格点相关。基于时间空间偏微分形式的麦克斯韦方程，被差分化之后，在时间上通过电场磁场交替更新的方式演绎电磁场的时间演化过程。空间中的电场先计算，而后基于电场结果计算磁场，此过程循环往复。

无量纲化的微观麦克斯韦方程组(安培方程及法拉第方程)可以写为:

$$\begin{cases} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \vec{\nabla} \times \vec{B} - 2\pi \vec{J} \\ \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\vec{\nabla} \times \vec{E} \end{cases} \quad (5.11)$$

对安培方程求梯度, 得到: $\nabla \cdot \partial_t \vec{E} = c \nabla \cdot (\nabla \times \vec{B}) - \nabla \cdot \vec{J} = \nabla \cdot \vec{J}$, 在电荷守恒 $\partial_t \rho + \nabla \cdot \vec{J} = 0$ 的条件下, 因此有高斯方程 $\nabla \cdot \vec{E} = \rho$ 恒成立。同时, 如果初始条件有 $\vec{\nabla} \cdot \vec{B}_{t=0} = 0$, 那么由 $\nabla \cdot \partial_t \vec{B} = -\vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla} \times \vec{E} = 0$, 得到 $\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$ 恒成立。

将方程组5.11的矢量参数转化成标量参数, 可得:

$$\begin{cases} \partial_t E_x = (\partial_y B_z - \partial_z B_y) - 2\pi J_x \\ \partial_t E_y = (\partial_z B_x - \partial_x B_z) - 2\pi J_y \\ \partial_t E_z = (\partial_x B_y - \partial_y B_x) - 2\pi J_z \\ \partial_t B_x = (\partial_y E_z - \partial_z E_y) \\ \partial_t B_y = (\partial_z E_x - \partial_x E_z) \\ \partial_t B_z = (\partial_x E_y - \partial_y E_x) \end{cases} \quad (5.12)$$

方程5.13为基于YEE 氏晶格将微分方程组5.12的第一个方程转换成差分方程的形式, 其他微分方程也可很容易地类似写成相应的差分形式。基于YEE氏晶格法的FDTD算法在时间和空间上都是中心差分, 二阶精度。

$$\frac{E_x^n(i + \frac{1}{2}, j, k) - E_x^{n-1}(i + \frac{1}{2}, j, k)}{\delta t} = \frac{B_z^{n-\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k) - B_z^{n-\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j - \frac{1}{2}, k)}{\delta y} - \frac{B_y^{n-\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j, k) - B_y^{n-\frac{1}{2}}(i - \frac{1}{2}, j, k)}{\delta x} \quad (5.13)$$

实际处理中, 综合考虑计算精度计算量等, 可以进行一定的简化处理, 将三维程序简化为一维、二维、还有1D2V (一个空间分量, 两个速度分量)、1D3V (一个空间分量, 三个速度分量) 和2D3V (两个空间分量, 三个速度分量), 从而在保证研究问题的需求精度的基础上大幅度地简化计算的规模。由于本论文的工作大多基于2D3V, 因此对于麦克斯韦方程的二维差分形式做以介绍。二维模型中, 电磁场存在两种模式, 分别是TM和TE:

对于TM模, Maxwell方程组的二维中心差分形式

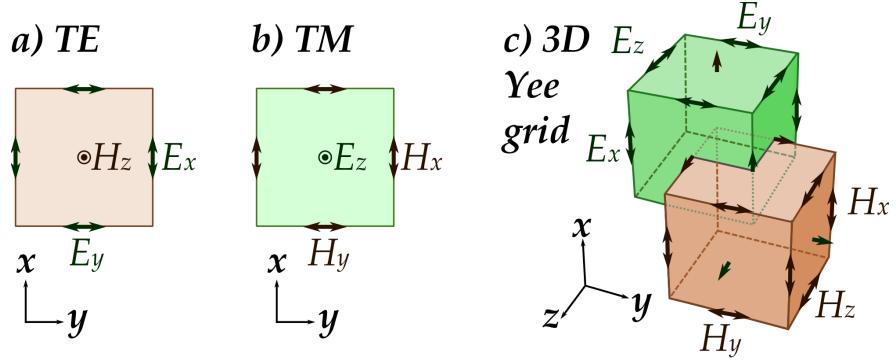


图 5.4: YEE氏晶格

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{E_x^{n+1}(i, j + 1/2) - E_x^n(i, j + 1/2)}{\delta t} = \frac{B_z^{n+1/2}(i, j + 1) - B_z^{n+1/2}(i, j)}{\delta y} \\ -2\pi J_x^{n+1/2}(i, j + 1/2) \\ \frac{E_y^{n+1}(i, j + 1/2) - E_y^n(i, j + 1/2)}{\delta t} = \frac{B_z^{n+1/2}(i, j + 1) - B_z^{n+1/2}(i, j)}{\delta x} \\ -2\pi J_y^{n+1/2}(i + 1/2, j) \\ \frac{B_z^{n+1/2}(i, j) - B_z^{n-1/2}(i, j)}{\delta t} = \frac{E_y^n(i + 1/2, j) - E_y^n(i - 1/2, j)}{\delta x} - \\ \frac{E_x^n(i, j + 1/2) - E_x^n(i, j - 1/2)}{\delta y} \end{array} \right. \quad (5.14)$$

对于TE模， Maxwell方程组的二维中心差分形式是：

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{E_z^{n+1}(i + 1/2, j + 1/2) - E_z^n(i + 1/2, j + 1/2)}{\delta t} = \\ \frac{B_y^{n+1/2}(i + 1, j + 1/2) - B_y^{n+1/2}(i, j + 1/2)}{\delta x} - \frac{B_x^{n+1/2}(i + 1/2, j + 1) - B_x^{n+1/2}(i + 1/2, j)}{\delta x} \\ 2\pi J_z^{n+1/2}(i + 1/2, j + 1/2) \\ \frac{B_x^{n+1/2}(i + 1/2, j) - B_x^{n-1/2}(i + 1/2, j)}{\delta t} = \frac{E_z^n(i + 1/2, j + 1/2) - E_z^n(i + 1/2, j - 1/2)}{\delta y} \\ \frac{B_y^{n+1/2}(i, j + 1/2) - B_y^{n-1/2}(i, j + 1/2)}{\delta t} = \frac{E_z^n(i + 1/2, j + 1/2) - E_z^n(i + 1/2, j - 1/2)}{\delta x} \end{array} \right. \quad (5.15)$$

其中空间步长 $\delta x = \delta y = \delta$, 时间步长 $\delta t = \delta/2$, 时间步长和空间步长应满足courant 条件: $(c\delta t)^2[1/(\delta x)^2 + 1/(\delta x)^2] < 1$ 。

5.2.3 粒子运动的求解

粒子运动的求解和麦克斯韦场的求解交替进行的。粒子的运动改变场分布, 场信息的更新进一步促使粒子运动。PIC中使用半加速-旋转-半加速方法^[79]解相对论粒子运动方程

$$m \frac{d\vec{u}}{dt} = 2\pi q (\vec{E} + \frac{\vec{u}}{\gamma} \times \vec{B}) \frac{d\vec{r}}{dt} = \vec{v} \quad (5.16)$$

其中 $\vec{u} = \gamma \vec{v} = \vec{v}/\sqrt{1+v^2}$, γ 是粒子的相对论因子。将运动方程化成差分形式

$$\begin{cases} \frac{\vec{u}^{n+1/2} - \vec{u}^{n-1/2}}{\delta t} = \frac{2\pi q}{m} (\vec{E}^n + \frac{\vec{u}^{n+1/2} + \vec{u}^{n-1/2}}{2\gamma} \times \vec{B}^n) \\ \frac{\vec{r}^n - \vec{r}^{n-1}}{\delta t} = \vec{v}^{n+1/2} \end{cases} \quad (5.17)$$

做如下替换

$$\begin{cases} \vec{u}^{n-1/2} = \vec{u}^- - \frac{\pi q}{m} \vec{E}^n \delta t \\ \vec{u}^{n+1/2} = \vec{u}^+ + \frac{\pi q}{m} \vec{E}^n \delta t \end{cases} \quad (5.18)$$

, 上式转化为

$$\begin{cases} \vec{u}^+ - \vec{u}^- = \frac{2\pi q}{m} \frac{\delta t}{2\gamma^n} (\vec{u}^+ + \vec{u}^-) \times \vec{B}^n \end{cases} \quad (5.19)$$

进一步, $\vec{t} = \frac{2\pi q}{m} \frac{\delta t}{2\gamma^n} \vec{B}^n$, $\vec{s} = \frac{2\vec{t}}{1+t^2}$, 可得

$$\begin{cases} \vec{u}' = \vec{u}^- + \vec{u}^- \times \vec{t} \\ \vec{u}^+ = \vec{u}^- + \vec{u}' \times \vec{s} \end{cases} \quad (5.20)$$

其基本步骤如下所示:

$$\vec{u}^{n-1/2} \xrightarrow[\text{在前}\delta/2\text{时间内}]{\vec{E}^n\text{作用, 加速}} \vec{u}^- \xrightarrow{\vec{B}^n\text{作用, 旋转}} \vec{u}^+ \xrightarrow[\text{在后}\delta/2\text{时间内}]{\vec{E}^n\text{作用, 加速}} I\vec{u}^{n+1/2} \quad (5.21)$$

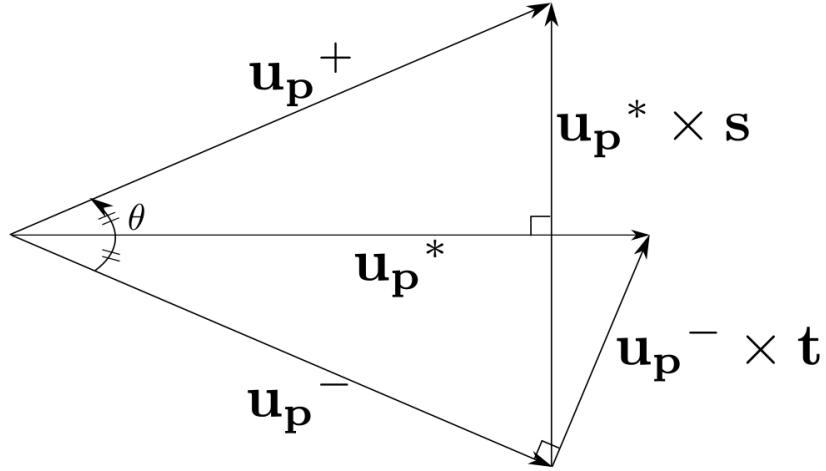


图 5.5: Boris半加速半旋转方法

5.2.4 电流密度计算

由连续方程 $\partial_t \rho = -\vec{\nabla} \cdot \vec{J}$ 可知，带电计算粒子的运动会产生电流，电流又产生相应的电磁场。在数值计算粒子运动方程中，所得的粒子速度有一定的误差，所以由简单的面积平均法求解电流密度分布 $\vec{J} = e n \vec{v}$ 并不能严格满足连续方程，而需求解泊松方程对电场进行修正^[80]，这需要长程计算，并不易于并行优化。但若计算该局部电流的过程中满足电荷守恒的条件，则可以避免求解泊松方程。由连续方程可知，电流密度可由粒子的电荷密度分布变化表征。在PIC 模拟中，计算粒子并非一个质点，而可以定义为其宏观属性如电荷，密度，产生的电流等在网格格点上的分布，该分布取决于给定的插值函数和粒子的位置，而与粒子速度无关。所以局部电流密度的计算将变得非常简单：只需求解计算粒子在其附近网格格点上前后时刻的电荷密度分量，再由各格点的电荷密度变化率即可得该格点的电流密度。假设某粒子 t_0 和 t_1 时刻在其附近网格点的电荷密度分布分别为矩阵 W_0 和 W_1 ，则各网格点的电荷密度变化为：

$$T = W_1 - W_0 \quad (5.22)$$

则对应产生的电流密度变化 δJ 为：

$$\delta J = \frac{q}{V} \frac{\delta x}{\delta t} T = \frac{q}{V} \frac{\delta x}{\delta t} (W_1 - W_0) \quad (5.23)$$

值得注意的是，为抑制数值加热，电荷密度分布的变化必须很匀滑，因此可以采用高阶分布函数。在电荷守恒的条件下，J. Villasenor 和O. Buneman 给出了基于一阶电荷分布CIC的电流密度计算方法^[81]，但因考虑到各种边界情形，其计算形式非常复杂。而后T. Z. Esirkepov 给出了任意阶电荷分布函数下电流密度计算的统一形式^[82]，该形式可以直接用于PIC中。

5.3 结论

随着计算工具和计算方法的发展，PIC本身也有重要的进步。不同版本的程序相继出现，且其功能已经从最初的简单的模型扩展到更全面的等离子体模拟，包括电离、碰撞、辐射等热门应用领域，且在不断地完善。与此同时计算方法以及平台也在相继进步。例如，电磁场的计算中，出现了例如Direct Spliting^[83]等方法，相对于成熟的有限时域差分方法，具有速度与精度的双重优势，缺点是无法模拟激光斜向入射的情况。德国HZDR的激光加速模拟小组，开展了将PIC发展到GPU上的工作，取得了重要的突破。利用性能优越的商业化GPU硬件以及成熟的并行化编程平台CUDA，使得PIC计算速度相对于传统的CPU服务器，其速度提高了将近20倍以上，这在计算等离子体领域是一个很重要的进步。

附录 A 中国科学院大学学位论文撰写要求

学位论文是研究生科研工作成果的集中体现，是评判学位申请者学术水平、授予其学位的主要依据，是科研领域重要的文献资料。根据《科学技术报告、学位论文和学术论文的编写格式》(GB/T 7713-1987)、《学位论文编写规则》(GB/T 7713.1-2006)和《文后参考文献著录规则》(GB7714—87)等国家有关标准，结合中国科学院大学（以下简称“国科大”）的实际情况，特制订本规定。

A.1 学位论文的一般要求

学位论文必须是一篇（或由一组论文组成的一篇）系统的、完整的学术论文。学位论文应是学位申请者本人在导师的指导下独立完成的研究成果，除论文中已经注明引用的内容外，不得抄袭和剽窃他人成果。对学位论文研究做出重要贡献的个人和集体，均应在文中以明确方式标明。学位论文的学术观点必须明确，且立论正确，推理严谨，数据可靠，层次分明，文字正确、语言通畅，表述清晰，图、表、公式、单位等符合规范要求。

A.2 学位论文的水平要求

硕士学位论文要选择在基础学科或应用学科中有价值的课题，对所研究的课题有新的见解，并能表明作者在本门学科上掌握了坚实的基础理论和系统的专门知识，具有从事科学研究工作或独立担负专门技术工作的能力。

博士学位论文要选择在国际上属于学科前沿的课题或对国家经济建设和社会发展有重要意义的课题，要突出论文在科学和专门技术上的创新性和先进性，并能表明作者在本门学科领域掌握了坚实宽广的基础理论和系统深入的专门知识，具有独立从事科学研究工作的能力。

A.3 撰写学位论文的语言及文字

除外国来华留学生及外语专业研究生外，研究生学位论文一般应采用国家正式公布实施的简化汉字撰写；应采用国家法定的计量单位。学位论文中采用

的术语、符号、代号在全文中必须统一，并符合规范化的要求。

外国来华留学生可用中文或英文撰写学位论文，但须采用中文封面，且应有详细的中文摘要。外语专业的学位论文等应用所学专业相应的语言撰写，摘要应使用中文和所学专业相应的语言对照撰写。

为了便于国际合作与交流，学位论文亦可有英文或其它文字的副本。

A.4 学位论文的主要组成部分

学位论文一般由以下几个部分组成：中文封面、英文封面、致谢、中文摘要、英文摘要（Abstract）、目录、正文、参考文献、附录、作者简历及攻读学位期间发表的学术论文与研究成果。

1. 学位论文题目应当简明扼要地概括和反映出论文的核心内容，一般不宜超过25个汉字（符），英文题目一般不应超过150个字母，必要时可加副标题。
2. 论文摘要包括中文摘要和英文摘要（Abstract）两部分。论文摘要应概括地反映出本论文的主要内容，主要说明本论文的研究目的、内容、方法、成果和结论。要突出本论文的创造性成果或新见解，不宜使用公式、图表，不标注引用文献。英文摘要（Abstract）应与中文摘要内容相对应。摘要最后另起一行，注明本文的关键词（3-5个），关键词是为了文献标引工作从论文中选取出来，用以表示全文主题内容信息的单词或术语。
3. 正文是学位论文的主体，包括引言（或绪论）、论文主体及结论等部分。
 - 引言（或绪论）应包括选题的背景和意义，国内外相关研究成果述评，本论文所要解决的问题、所运用的主要理论和方法、基本思路和论文结构等。引言应独立成章，用足够的文字叙述，不与摘要雷同。
 - 论文主体由于涉及不同的学科，在选题、研究方法、结果表达方式等有很大的差异，不作统一的规定。但必须严格遵循本学科国际通行的学术规范，言之成理，论据可靠，实事求是，合乎逻辑，层次分明，简练可读。

- 结论是对整个论文主要成果的总结，应明确、精炼、完整、准确。结论应明确指出本研究的创新点，对论文的学术价值和应用价值等加以预测和评价，说明研究中尚难解决的问题，并提出今后进一步在本研究方向进行研究工作的设想或建议。应严格区分本人研究成果与他人科研成果的界限。
4. 参考文献应本着严谨求实的科学态度，凡学位论文中有引用或参考、借用他人成果之处，均应按不同学科论文的引用规范，列于文末（通篇正文之后）。需正确区分直接引用和转引并明确加以标注。
 5. 学位论文印刷及装订要求：学位论文用A4标准纸打印、印刷或复印，按顺序装订成册。自中文摘要起双面印刷，之前部分单面印刷。论文必须用线装或热胶装订，不使用钉子装订。学位论文封面采用国科大统一规定的学位论文封面格式 (<http://www.gucas.ac.cn/site/82?u=60473>)，封面用纸一般为150克（需保证论文封面印刷质量，字迹清晰、不脱落），博士学位论文封面颜色为红色，硕士学位论文封面颜色为蓝色。
 6. 学位论文的提交、保存与使用：学位申请者需按规定向国科大提交学位论文的印刷本和电子版，印刷本和电子版在内容与形式上应完全一致；国科大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，可以采用影印、缩印、数字化或其它复制手段保存学位论文；研究所、国科大有义务保护论文作者的知识产权。涉密学位论文在解密后，须按此规定执行。
 7. 本规定自印发之日起施行【2013年04月07日】，解释权属于校学位评定委员会，由国科大学位办公室负责解释。原《中国科学院研究生院研究生学位论文撰写规定》（院发学位字〔2012〕31号）同时废止。

参考文献

- [1] Francis F Chen and Mark D Smith. *Plasma*. Wiley Online Library, 1984.
- [2] T Tajima and JM Dawson. Laser electron accelerator. *Physical Review Letters*, 43(4):267, 1979.
- [3] Donna Strickland and Gerard Mourou. Compression of amplified chirped optical pulses. *Optics communications*, 55(6):447–449, 1985.
- [4] Oscar Buneman. Dissipation of currents in ionized media. *Physical Review*, 115(3):503, 1959.
- [5] John Dawson. One-dimensional plasma model. *Physics of Fluids (1958-1988)*, 5(4):445–459, 1962.
- [6] William L Kruer et al. *The physics of laser plasma interactions*, volume 70. Addison-Wesley New York, 1988.
- [7] L Willingale, SR Nagel, AGR Thomas, C Bellei, RJ Clarke, AE Dangor, R Heathcote, MC Kaluza, C Kamperidis, S Kneip, et al. Characterization of high-intensity laser propagation in the relativistic transparent regime through measurements of energetic proton beams. *Physical review letters*, 102(12):125002, 2009.
- [8] P Sprangle, Cha-Mei Tang, and E Esarey. Relativistic self-focusing of short-pulse radiation beams in plasmas. *Plasma Science, IEEE Transactions on*, 15(2):145–153, 1987.
- [9] Guo-Zheng Sun, Edward Ott, YC Lee, and Parvez Guzdar. Self-focusing of short intense pulses in plasmas. *Physics of Fluids (1958-1988)*, 30(2):526–532, 1987.

-
- [10] XL Chen and RN Sudan. Necessary and sufficient conditions for self-focusing of short ultraintense laser pulse in underdense plasma. *Physical review letters*, 70(14):2082, 1993.
 - [11] Eric Esarey, Phillip Sprangle, Jonathan Krall, and Antonio Ting. Self-focusing and guiding of short laser pulses in ionizing gases and plasmas. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 33(11):1879–1914, 1997.
 - [12] DW Forslund, JM Kindel, and K Lee. Theory of hot-electron spectra at high laser intensity. *Physical Review Letters*, 39(5):284, 1977.
 - [13] Kent Estabrook and WL Kruer. Properties of resonantly heated electron distributions. *Physical Review Letters*, 40(1):42, 1978.
 - [14] So V Bulanov, NM Naumova, and F Pegoraro. Interaction of an ultrashort, relativistically strong laser pulse with an overdense plasma. *Physics of Plasmas (1994-present)*, 1(3):745–757, 1994.
 - [15] Paul Gibbon and AR Bell. Collisionless absorption in sharp-edged plasmas. *Physical review letters*, 68(10):1535, 1992.
 - [16] F Brunel. Not-so-resonant, resonant absorption. *Physical Review Letters*, 59(1):52, 1987.
 - [17] WL Kruer and Kent Estabrook. $J \times b$ heating by very intense laser light. *Physics of Fluids (1958-1988)*, 28(1):430–432, 1985.
 - [18] Scott C Wilks and William L Kruer. Absorption of ultrashort, ultra-intense laser light by solids and overdense plasmas. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 33(11):1954–1968, 1997.
 - [19] G Malka and JL Miquel. Experimental confirmation of ponderomotive-force electrons produced by an ultrarelativistic laser pulse on a solid target. *Physical review letters*, 77(1):75, 1996.

参考文献

- [20] Eric Esarey, Phillip Sprangle, Jonathan Krall, and Antonio Ting. Overview of plasma-based accelerator concepts. *Plasma Science, IEEE Transactions on*, 24(2):252–288, 1996.
- [21] K Nakajima, A Enomoto, H Kobayashi, H Nakanishi, Y Nishida, A Ogata, S Ohsawa, T Oogoe, T Shoji, and T Urano. Plasma wake-field accelerator experiments at kek. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 292(1):12–20, 1990.
- [22] CM Tang, P Sprangle, and RN Sudan. Dynamics of space-charge waves in the laser beat wave accelerator. *Physics of Fluids (1958-1988)*, 28(6):1974–1983, 1985.
- [23] D Umstadter, E Esarey, and J Kim. Nonlinear plasma waves resonantly driven by optimized laser pulse trains. *Physical review letters*, 72(8):1224, 1994.
- [24] Victor Malka, S Fritzler, E Lefebvre, M-M Aleonard, F Burgy, J-P Chambaret, J-F Chemin, K Krushelnick, G Malka, SPD Mangles, et al. Electron acceleration by a wake field forced by an intense ultrashort laser pulse. *Science*, 298(5598):1596–1600, 2002.
- [25] CGR Geddes, Cs Toth, J Van Tilborg, E Esarey, CB Schroeder, D Bruhwiler, C Nieter, J Cary, and WP Leemans. High-quality electron beams from a laser wakefield accelerator using plasma-channel guiding. *Nature*, 431(7008):538–541, 2004.
- [26] SPD Mangles, CD Murphy, Z Najmudin, AGR Thomas, JL Collier, AE Dan-gor, EJ Divall, PS Foster, JG Gallacher, CJ Hooker, et al. Monoenergetic beams of relativistic electrons from intense laser–plasma interactions. *Nature*, 431(7008):535–538, 2004.
- [27] Jérôme Faure, Yannick Glinec, A Pukhov, S Kiselev, S Gordienko, E Lefebvre, J-P Rousseau, F Burgy, and Victor Malka. A laser–plasma accelerator producing monoenergetic electron beams. *Nature*, 431(7008):541–544, 2004.

-
- [28] P Sprangle, E Esarey, J Krall, and G Joyce. Propagation and guiding of intense laser pulses in plasmas. *Physical review letters*, 69(15):2200, 1992.
 - [29] A Modena, Z Najmudin, AE Dangor, CE Clayton, KA Marsh, C Joshi, V Malka, CB Darrow, C Danson, D Neely, et al. Electron acceleration from the breaking of relativistic plasma waves. *Nature*, 377(6550):606–608, 1995.
 - [30] WP Leemans, B Nagler, AJ Gonsalves, Cs Toth, K Nakamura, CGR Geddes, E Esarey, CB Schroeder, and SM Hooker. Gev electron beams from a centimetre-scale accelerator. *Nature physics*, 2(10):696–699, 2006.
 - [31] Jérôme Faure, Clément Rechatin, A Norlin, A Lifschitz, Y Glinec, and Victor Malka. Controlled injection and acceleration of electrons in plasma wake-fields by colliding laser pulses. *Nature*, 444(7120):737–739, 2006.
 - [32] S Kneip, SR Nagel, SF Martins, SPD Mangles, C Bellei, O Chekhlov, RJ Clarke, N Delerue, EJ Divall, G Doucas, et al. Near-gev acceleration of electrons by a nonlinear plasma wave driven by a self-guided laser pulse. *Physical review letters*, 103(3):035002, 2009.
 - [33] CE Clayton, JE Ralph, F Albert, RA Fonseca, SH Glenzer, C Joshi, W Lu, KA Marsh, SF Martins, WB Mori, et al. Self-guided laser wakefield acceleration beyond 1 gev using ionization-induced injection. *Physical review letters*, 105(10):105003, 2010.
 - [34] M Borghesi, S Bulanov, DH Campbell, RJ Clarke, T Zh Esirkepov, M Galimberti, LA Gizzi, AJ MacKinnon, NM Naumova, F Pegoraro, et al. Macroscopic evidence of soliton formation in multiterawatt laser-plasma interaction. *Physical review letters*, 88(13):135002, 2002.
 - [35] Lorenzo Romagnani, Julien Fuchs, M Borghesi, Patrizio Antici, P Audebert, F Ceccherini, T Cowan, T Grismayer, S Kar, A Macchi, et al. Dynamics of electric fields driving the laser acceleration of multi-mev protons. *Physical review letters*, 95(19):195001, 2005.

参考文献

- [36] Victor Malka, Sven Fritzler, Erik Lefebvre, Emmanuel d' Humières, Régis Ferrand, Georges Grillon, Claude Albaret, Samuel Meyroneinc, Jean-Paul Chambaret, Andre Antonetti, et al. Practicability of protontherapy using compact laser systems. *Medical physics*, 31(6):1587–1592, 2004.
- [37] SV Bulanov and VS Khoroshkov. Feasibility of using laser ion accelerators in proton therapy. *Plasma Physics Reports*, 28(5):453–456, 2002.
- [38] M Roth, TE Cowan, MH Key, SP Hatchett, C Brown, W Fountain, J Johnson, DM Pennington, RA Snavely, SC Wilks, et al. Fast ignition by intense laser-accelerated proton beams. *Physical Review Letters*, 86(3):436, 2001.
- [39] Helmut Haseroth and Heinrich Hora. Physical mechanisms leading to high currents of highly charged ions in laser-driven ion sources. *Laser and particle Beams*, 14(03):393–438, 1996.
- [40] William I Linlor. Ion energies produced by laser giant pulse. *Applied Physics Letters*, 3(11):210–211, 1963.
- [41] T Ditmire, JW Gl Tisch, E Springate, MB Mason, N Hay, RA Smith, J Marangos, and MHR Hutchinson. High-energy ions produced in explosions of superheated atomic clusters. 1997.
- [42] EL Clark, K Krushelnick, JR Davies, M Zepf, M Tatarakis, FN Beg, A Machacek, PA Norreys, MIK Santala, I Watts, et al. Measurements of energetic proton transport through magnetized plasma from intense laser interactions with solids. *Physical Review Letters*, 84(4):670, 2000.
- [43] RA Snavely, MH Key, SP Hatchett, TE Cowan, M Roth, TW Phillips, MA Stoyer, EA Henry, TC Sangster, MS Singh, et al. Intense high-energy proton beams from petawatt-laser irradiation of solids. *Physical Review Letters*, 85 (14):2945, 2000.
- [44] SA Gaillard, T Kluge, KA Flippo, M Bussmann, B Gall, T Lockard, M Geissel, DT Offermann, M Schollmeier, Y Sentoku, et al. Increased laser-accelerated proton energies via direct laser-light-pressure acceleration of

-
- electrons in microcone targetsa). *Physics of Plasmas (1994-present)*, 18(5):056710, 2011.
- [45] T Zh Esirkepov, SV Bulanov, K Nishihara, T Tajima, F Pegoraro, VS Khoroshkov, K Mima, H Daido, Y Kato, Y Kitagawa, et al. Proposed double-layer target for the generation of high-quality laser-accelerated ion beams. *Physical review letters*, 89(17):175003, 2002.
- [46] H Schwoerer, S Pfotenhauer, O Jäckel, K-U Amthor, B Liesfeld, W Ziegler, R Sauerbrey, KWD Ledingham, and T Esirkepov. Laser-plasma acceleration of quasi-monoenergetic protons from microstructured targets. *Nature*, 439(7075):445–448, 2006.
- [47] BM Hegelich, BJ Albright, J Cobble, K Flippo, S Letzring, M Paffett, H Ruhl, J Schreiber, RK Schulze, and JC Fernandez. Laser acceleration of quasi-monoenergetic mev ion beams. *Nature*, 439(7075):441–444, 2006.
- [48] Stephen P Hatchett, Curtis G Brown, Thomas E Cowan, Eugene A Henry, Joy S Johnson, Michael H Key, Jeffrey A Koch, A Bruce Langdon, Barbara F Lasinski, Richard W Lee, et al. Electron, photon, and ion beams from the relativistic interaction of petawatt laser pulses with solid targets. *Physics of Plasmas (1994-present)*, 7(5):2076–2082, 2000.
- [49] P Mora. Plasma expansion into a vacuum. *Physical Review Letters*, 90(18):185002, 2003.
- [50] P Mora. Thin-foil expansion into a vacuum. *Physical Review E*, 72(5):056401, 2005.
- [51] T Esirkepov, M Yamagiwa, and T Tajima. Laser ion-acceleration scaling laws seen in multiparametric particle-in-cell simulations. *Physical review letters*, 96(10):105001, 2006.
- [52] XQ Yan, C Lin, ZM Sheng, ZY Guo, BC Liu, YR Lu, JX Fang, and JE Chen. Generating high-current monoenergetic proton beams by a circu-

- larly polarized laser pulse in the phase-stable acceleration regime. *Physical review letters*, 100(13):135003, 2008.
- [53] Andrea Macchi, Silvia Veghini, and Francesco Pegoraro. “light sail” acceleration reexamined. *Physical review letters*, 103(8):085003, 2009.
- [54] T Esirkepov, M Borghesi, SV Bulanov, G Mourou, and T Tajima. Highly efficient relativistic-ion generation in the laser-piston regime. *Physical review letters*, 92(17):175003, 2004.
- [55] B Qiao, M Zepf, M Borghesi, and M Geissler. Stable gev ion-beam acceleration from thin foils by circularly polarized laser pulses. *Physical review letters*, 102(14):145002, 2009.
- [56] APL Robinson, M Zepf, S Kar, RG Evans, and C Bellei. Radiation pressure acceleration of thin foils with circularly polarized laser pulses. *New journal of Physics*, 10(1):013021, 2008.
- [57] O Klimo, J Psikal, J Limpouch, and VT Tikhonchuk. Monoenergetic ion beams from ultrathin foils irradiated by ultrahigh-contrast circularly polarized laser pulses. *Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams*, 11(3):031301, 2008.
- [58] Andreas Henig, S Steinke, M Schnürer, T Sokollik, Rainer Hörlein, D Kiefer, D Jung, Jörg Schreiber, BM Hegelich, XQ Yan, et al. Radiation-pressure acceleration of ion beams driven by circularly polarized laser pulses. *Physical Review Letters*, 103(24):245003, 2009.
- [59] J Fuchs, P Antici, E d’ Humières, E Lefebvre, M Borghesi, E Brambrink, CA Cecchetti, Malte Kaluza, Victor Malka, M Mancossi, et al. Laser-driven proton scaling laws and new paths towards energy increase. *Nature physics*, 2(1):48–54, 2006.
- [60] John Lindl. Development of the indirect-drive approach to inertial confinement fusion and the target physics basis for ignition and gain. *Physics of Plasmas (1994-present)*, 2(11):3933–4024, 1995.

-
- [61] Damian C Swift, Thomas E Tierney IV, Roger A Kopp, and J Tinka Gammel. Shock pressures induced in condensed matter by laser ablation. *Physical Review E*, 69(3):036406, 2004.
 - [62] Olle Lundh, Filip Lindau, Anders Persson, C-G Wahlström, P McKenna, and D Batani. Influence of shock waves on laser-driven proton acceleration. *Physical Review E*, 76(2):026404, 2007.
 - [63] D Batani, R Jafer, Mina Veltcheva, R Dezulian, Olle Lundh, Filip Lindau, Anders Persson, K Osvay, CG Wahlström, DC Carroll, et al. Effects of laser prepulses on laser-induced proton generation. *New Journal of Physics*, 12 (4):045018, 2010.
 - [64] A Pukhov and J Meyer-ter Vehn. Relativistic magnetic self-channeling of light in near-critical plasma: three-dimensional particle-in-cell simulation. *Physical review letters*, 76(21):3975, 1996.
 - [65] HY Wang, C Lin, ZM Sheng, B Liu, S Zhao, ZY Guo, YR Lu, XT He, JE Chen, and XQ Yan. Laser shaping of a relativistic intense, short gaussian pulse by a plasma lens. *Physical review letters*, 107(26):265002, 2011.
 - [66] A Pukhov and J Meyer-ter Vehn. Relativistic laser-plasma interaction by multi-dimensional particle-in-cell simulations. *Physics of Plasmas (1994-present)*, 5(5):1880–1886, 1998.
 - [67] A Pukhov, Z-M Sheng, and J Meyer-ter Vehn. Particle acceleration in relativistic laser channels. *Physics of Plasmas (1994-present)*, 6(7):2847–2854, 1999.
 - [68] C Gahn, GD Tsakiris, A Pukhov, J Meyer-ter Vehn, G Pretzler, P Thirolf, D Habs, and KJ Witte. Multi-mev electron beam generation by direct laser acceleration in high-density plasma channels. *Physical Review Letters*, 83 (23):4772, 1999.
 - [69] HY Wang, C Lin, FL Zheng, YR Lu, ZY Guo, XT He, JE Chen, and XQ

- Yan. High-quality proton bunch from laser interaction with a gas-filled cone target. *Physics of Plasmas (1994-present)*, 18(9):093105, 2011.
- [70] Andrea Sgattoni, Pasquale Londrillo, Andrea Macchi, and Matteo Passoni. Laser ion acceleration using a solid target coupled with a low-density layer. *Physical Review E*, 85(3):036405, 2012.
- [71] Yannick Glinec, Guillaume Genoud, Olle Lundh, Anders Persson, and C-G Wahlström. Evolution of energy spectrum from laser-accelerated protons with a 100 fs intense prepulse. *Applied Physics B*, 93(2-3):317–321, 2008.
- [72] SC Wilks, WL Kruer, M Tabak, and AB Langdon. Absorption of ultra-intense laser pulses. *Physical review letters*, 69(9):1383, 1992.
- [73] Max Tabak, James Hammer, Michael E Glinsky, William L Kruer, Scott C Wilks, John Woodworth, E Michael Campbell, Michael D Perry, and Rodney J Mason. Ignition and high gain with ultrapowerful lasers*. *Physics of Plasmas (1994-present)*, 1(5):1626–1634, 1994.
- [74] Erich S Weibel. Spontaneously growing transverse waves in a plasma due to an anisotropic velocity distribution. *Physical Review Letters*, 2(3):83, 1959.
- [75] A Bret, M-C Firpo, and C Deutsch. Characterization of the initial filamentation of a relativistic electron beam passing through a plasma. *Physical review letters*, 94(11):115002, 2005.
- [76] Antoine Bret, M-C Firpo, and Claude Deutsch. Collective electromagnetic modes for beam-plasma interaction in the whole k space. *Physical Review E*, 70(4):046401, 2004.
- [77] Kane S Yee et al. Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell' s equations in isotropic media. *IEEE Trans. Antennas Propag*, 14(3):302–307, 1966.
- [78] Allen Taflove. Application of the finite-difference time-domain method to sinusoidal steady-state electromagnetic-penetration problems. *Electromagnetic Compatibility, IEEE Transactions on*, (3):191–202, 1980.

-
- [79] JP Boris. Relativistic plasma simulation-optimization of a hybrid code. In *Proc. Fourth Conf. Num. Sim. Plasmas, Naval Res. Lab, Wash. DC*, pages 3–67, 1970.
 - [80] Roger W Hockney and James W Eastwood. *Computer simulation using particles*. CRC Press, 1988.
 - [81] John Villasenor and Oscar Buneman. Rigorous charge conservation for local electromagnetic field solvers. *Computer Physics Communications*, 69(2):306–316, 1992.
 - [82] T Zh Esirkepov. Exact charge conservation scheme for particle-in-cell simulation with an arbitrary form-factor. *Computer Physics Communications*, 135(2):144–153, 2001.
 - [83] Yasuhiko Sentoku and Andreas J Kemp. Numerical methods for particle simulations at extreme densities and temperatures: Weighted particles, relativistic collisions and reduced currents. *Journal of Computational Physics*, 227(14):6846–6861, 2008.

发表文章目录

发表文章目录

[1] Thesis Template of the University of Chinese Academy of Sciences, 2014.

简 历

简 历

CASthesis 作者基本情况

赵栓，男，1988年出生，中国科学院大学物理学院博士研究生。

联系方式

通讯地址：北京市海淀区，城府路201，北京大学重离子物理研究所

邮编：100191

E-mail: erdayegauss@163.com

致 谢

致 谢

值此论文完成之际，谨在此感谢父母和姐姐们对我的关爱和支持，家是我心中永远的至高无上，家的温暖是我永远的动力。

感谢陈佳洱院士的教诲。陈先生是世界顶级科学家，他严谨的学术作风，一丝不苟的做事态度，将是我一生的榜样。感谢颜学庆教授的悉心栽培。颜老师是激光离子加速的领军人，百忙之中总会悉心地指导，使得我全方位得以提高，逐渐地步入科研的正轨。

感谢林晨老师无私的帮助，一个有着多年海外经历的超一流实验科学家，她事必躬亲，尽善尽美。感谢赵妍英老师

一起工作的同事们，的周泉丰，聪明可爱的美林，

同时也感谢街坊四临及室友们关怀，有你们的日子里，我永远欢乐。

感谢赵栓五年辛勤的工作，用青春和汗水，书写了自己在科学道路上的一步，为明日的启航厚积薄发。

天道酬勤，

.....

谨把本文献给我自己。