

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 2 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

February, 2015

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体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，

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.

Thsis 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 discribed in the obove section, it's feasible to get the most effective laser plasma energy coupling, and finally benifit 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 conditon, 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 逆韧致吸收	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 使用简介	17
2.1 预脉冲与预等离子体	17
2.2 预等离子体的计算	19
2.2.1 铝靶烧蚀	21

2.2.2 碳纳米管及铝靶	22
2.2.3 结论	22
第三章 预等离子体对于加速的增强作用	23
3.1 预脉冲与预等离子体	23
附录 A 中国科学院大学学位论文撰写要求	27
A.1 学位论文的一般要求	27
A.2 学位论文的水平要求	27
A.3 撰写学位论文的语言及文字	27
A.4 学位论文的主要组成部分	28
参考文献	38
发表文章目录	39
简历	41
致谢	43

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	23
3.2	激光自聚焦示意图	24
3.3	激光自相位调制	24
3.4	逆自由电子激光示意图	25

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 $E_0 (\text{V/m}) = 96 \sqrt{n_0 (\text{cm}^{-3})}$ ，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 $n_0 = 10^{18} \text{cm}^{-3}$ 时，LPA的加速梯度可以达到 96GV/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。

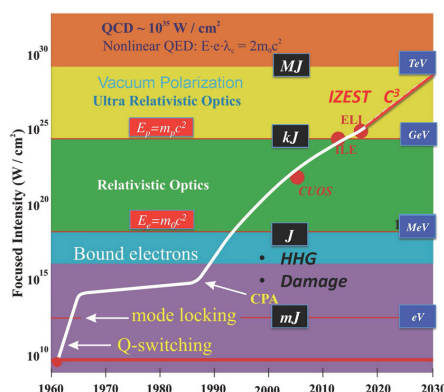


图 1.1: 各种光强对应的物理

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[1]；模型得到[2]，其主要结论，电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）。

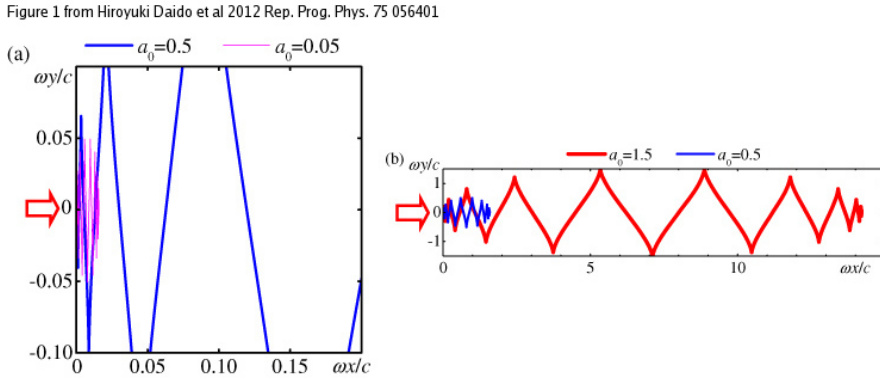


图 1.2: 电子在平面波中的运动

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:

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

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:

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

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洽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 (\mathbf{x}, \mathbf{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。

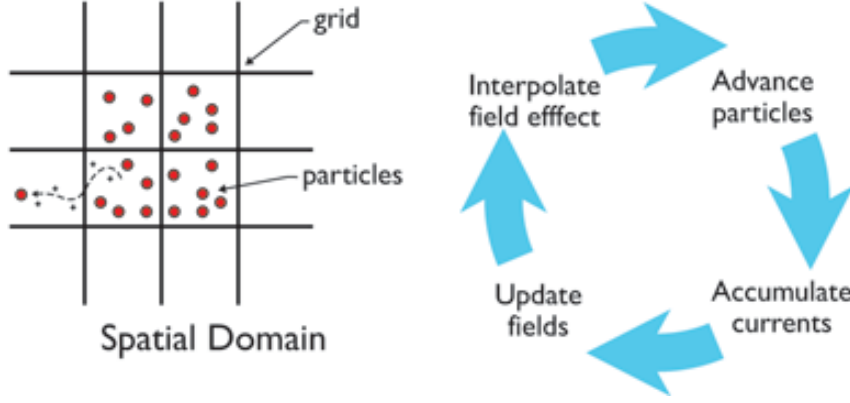


图 1.3: PICmodel

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^[7]，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^[7]，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韧致吸收，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 逆韧致吸收

逆韧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，真空加热造成的能量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

$$\partial p_L / \partial t = e \nabla \phi - m_0 c^2 \nabla (\gamma - 1) \quad (1.16)$$

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 μm 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：

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

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。该等离子体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 3mrad 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(55fs, $a \approx 3.9$)自引导通过密度为 $5.7 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ 长度为10mm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 μm 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：

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

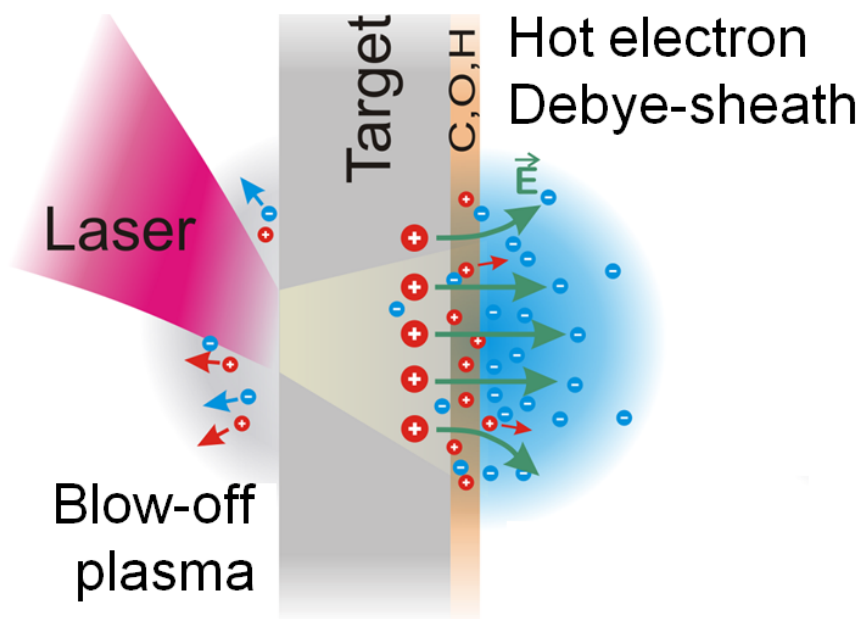


图 1.4: TNSA示意图

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:

$$E_{sheath\text{f}0} = \sqrt{\frac{2}{e_N} \frac{T_e}{e\lambda_D}} = \left(\frac{8\pi}{e_N} n_e T_e\right)^{1/2} \quad (1.23)$$

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:

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

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。理论研究表明对应于的给定激光强度，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：

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

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：

$$\beta_f = \frac{(1 + \epsilon)^2 - 1}{(1 + \epsilon)^2 + 1}, \epsilon = \frac{2F}{\rho l c^2} = 2\pi \frac{Z m_e a_0^2 \tau}{A m_p \pi \sigma} \quad (1.34)$$

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 $100nm$ 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。

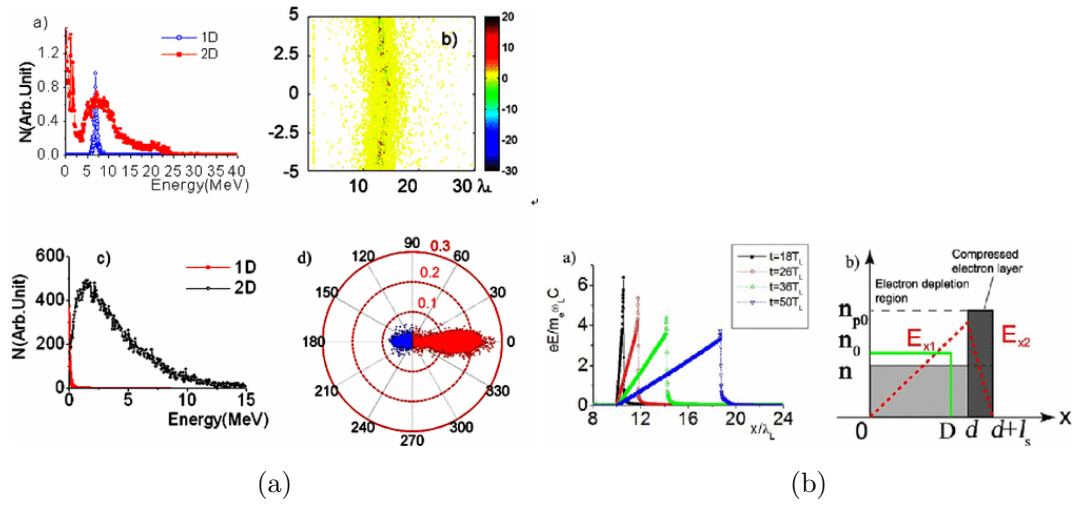


图 1.5: 稳相加速机制 (a) 理论研究, (b) 实验结果

1.5 论文安排

第二章 使用简介

2.1 预脉冲与预等离子体

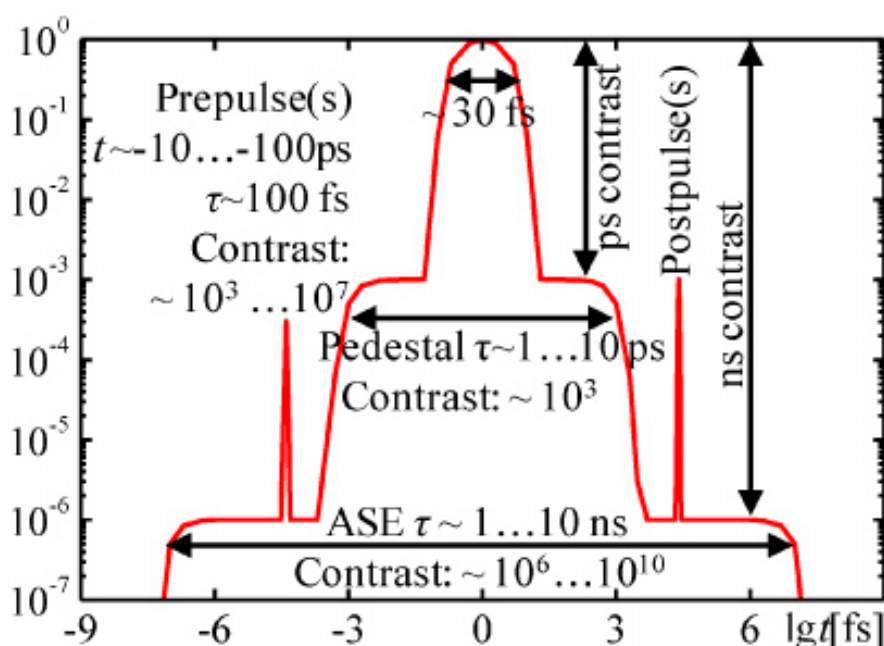
Figure 26 from Hiroyuki Daido et al
2012 Rep. Prog. Phys. 75 056401

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3.1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的位置，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。

在激光脉冲作用的过程中,其物理图像如此:在主脉冲之前,ASE和预脉冲已经把靶材前表面加热电离,形成等离子体。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,激光在靶面产生Mbar量级的压强,形成冲击波向靶内传输。如果靶材较薄,在主脉冲到来前冲击波传播到靶的后表面,将后表面破坏造成其向真空膨胀,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,降低加速效率,但是厚靶又不利于TNSA鞘层加速。因此靶材厚度存在一个最佳值,既能获得较高的鞘层加速效率,又将冲击波的影响降到最低。显然,这个最佳值将随冲击波的强度变化。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电离后,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 $t_{acc} \approx 1.3 t_{laser}$ 。fs预脉冲只在飞秒的脉冲时间与等离子体相互作用,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 $0.8\mu m$ 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 预等离子体的计算

对于激光预脉冲烧蚀金属靶产生预等离子体, 其时间尺度在ps或者ns量级, 空间尺寸在 $100\mu m$ 量级。因此其过程可以作为局部稳态处理, 同时流体力

学工具MULTI MULTI基于流体力学的基本方程，采用lagrangian流体力学描述方法，使用流体元作为基本的计算单位。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

2 拉格朗日流体力学过程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。

流体运动方程是由质量、动量、以及能量守恒方程组成的

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

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

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

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 \mathbf{q} ，外部能量源 S 。

对于非相对论激光脉冲，无法在临界密度以上等离子体中传播，其能量沉积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：

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

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：

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

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：

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

并通过差值的方法解决。

应用领域

2.2.1 铝靶烧蚀

北北京大学激光设备参数如下：主脉冲能量5J，主脉冲的脉宽30fs，脉冲的聚焦焦斑半径为5 um，同时预脉冲的对比度在 $10^{\dots} - 9$ ，预脉冲的强度在 $10^{\dots} 12$ ，时间尺度控制在1ns的范围内。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 $t=100\text{ps}$ 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 $t=500\text{ps}$ 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 $10^{\dots} 12$ 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。在脉冲作用时间在1ns之后又非常明显的在临界密度处的台阶状分布，而台阶的位置正好处于临界密度面

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

靶前表面铝靶结构的特点决定了在这样的作用的基础上result

2.2.2 碳纳米管及铝靶

2.2.3 结论

第三章 预等离子体对于加速的增强作用

3.1 预脉冲与预等离子体

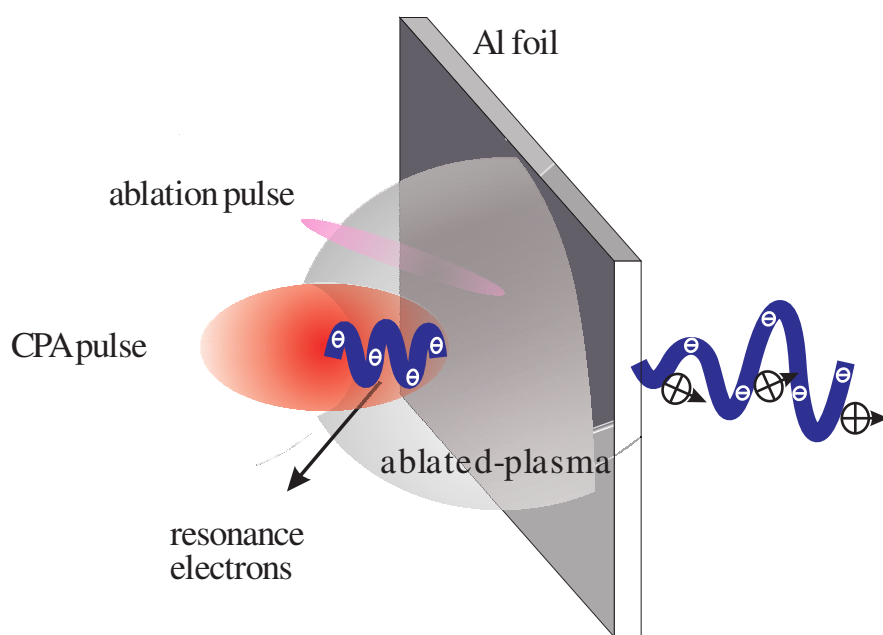


图 3.1: 预脉冲增强作用示意图

上一章中，我们利用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，产生预等离子体。预等离子体由靶前表面向外传播，其密度一维分布为类指数函数，其中一部分处于临界密度领域。我们已经对于临界密度做出定义，与激光频率一致的等离子体波对应的密度，同时也是非相对论激光脉冲穿透密度极限。而当激光的光强到达相对论区域，等离子体频率由于相对论效应相应地降低，因此激光穿透等离子体的能力增强，而此时等离子体也称为临界密度等离子体。

在激光在等离子体传播的过程中，存在很多的非线性机制。由于激光脉冲横纵向分布，对于等离子体折射率的调制，会产生相对论自聚焦以及相对论相位自调制现象。相对论自聚焦，是由于纵向高斯分布激光使得折射率中间低两翼高，像棱镜般对于激光脉冲形成聚焦效果，横向尺寸变小。另一方面，纵向

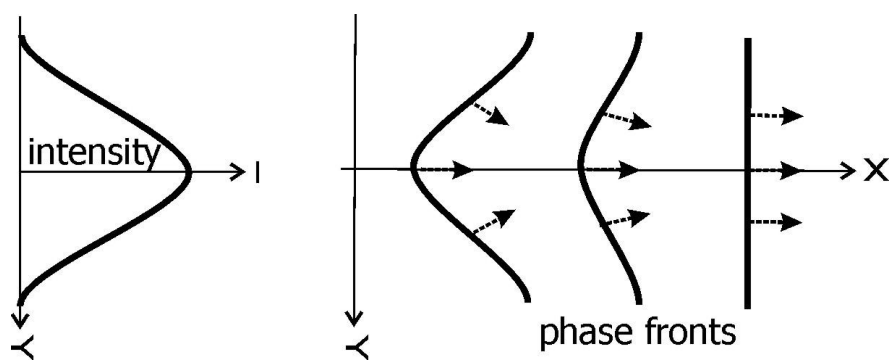


图 3.2: 激光自聚焦示意图

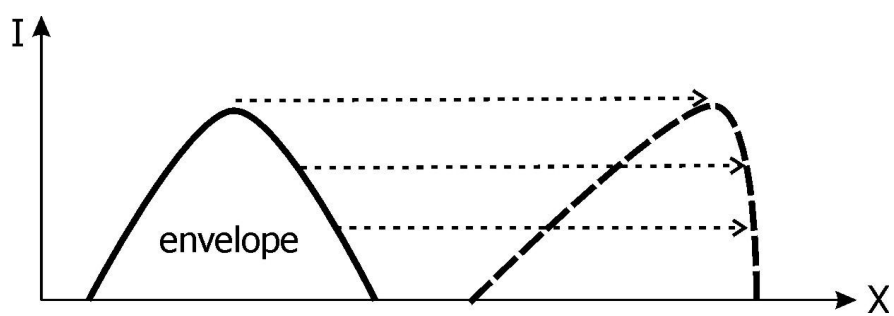


图 3.3: 激光自相位调制

高斯分布使得激光波前群速度较低，发生相对论相位自调制，使得激光脉冲纵向压缩。最终，由于相对论自聚焦以及自调制作用，激光的峰值光强得到明显的提高，横纵向尺寸得到有效的压缩^[64]。与此同时，激光脉冲前沿的电子被激光有质动力排开，形成横向尺寸与激光焦斑大小相当的离子通道结构。通道中电子密度中间低，通道壁较高，且一部分电子在通道壁回流产生磁场。然而离子分布均匀，电子与离子在通道中静电分离，通道中形成了的静电势，通道中的电子在静电势中作betatron振荡。此外，这些betatron共振电子受到激光场的驱动作用，当betatron振荡频率与激光频率匹配时，共振现象发生，使得电子产生强烈的能量吸收，这种现象被称为DLA（Direct Laser Acceleration）。共振电子的横向振荡频率即激光频率 ω_0 ，纵向的频率由于是 $2\omega_0$ 。共振电子产生之后沿激光方法传播，同时由于通道壁电子回流产生的磁场聚焦作用，形成高能量密度的束流。关于DLA的系统研究属于A. Pukhov和J. Meyer-ter-Vehn以及盛正明^[65,66]，通过模拟和实验，得出电子的温度的定标率，

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

相对于同等光强的相对论有质动力加热，其温度有三倍以上的提高，且电子的能量密度较高，于是将共振电子用于质子加速能够有效。

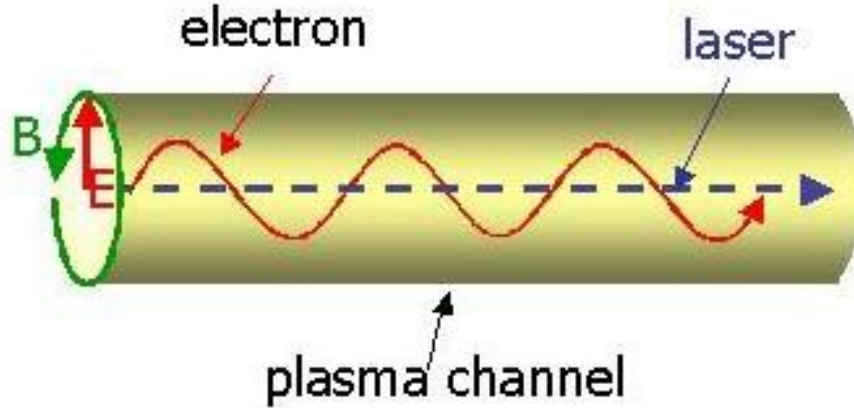


图 3.4: 逆自由电子激光示意图

在我们的加速方案中，使用激光预脉冲产生预等离子体，激光主脉冲与预脉冲作用产生DLA共振电子。激光能量有效地转化给电子，而后电子传播至靶后形成鞘层场加速离子，最终对于离子加速产生增强的作用。整个加速方案的

模型，首先强度 $10^{12}W/cm^2$ ，脉冲时间 $100ps$ 量级烧蚀脉冲与 μm 量级的金属靶作用。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梯度，最终得到指数密度分布预等离子体与未烧蚀金属靶的双层靶结构。而后相对论强度的激光与双层靶作用，首先激光脉冲在预等离子体临界密度区域中产生高能量高密度的DLA共振加热电子，共振电子传输到靶后面，在靶后建立起鞘层静电加速场。未烧蚀的金属靶的作用，提供质子层并提供未破坏的后表面。在这一模型的基础上，我们对于加速有如下的理论估计：首先，加速的过程是在后表面由于电子产生的鞘层加速场产生的，仍然归类为TNSA加速机制。相对于有质动力加热，其电子温度大约三倍，且其能量密度较高。对于加速时间，我们采用fuchs的 $1.3t_{laser}$ 的估计。利用TNSA理论中，估计质子的能量增加至少三倍，而电子的温度是重要原因。

问题的关键在于如何确保电子的温度可以达到最大值，而且保证高能量高密度的电子可以传播达到靶的后面。DLA电子高能高密，是由于共振效应，以及通道中磁场的聚焦效果的作用。因此电子能量密度，重要的条件是通道的存在，使得电子达到固体靶之前（因为固体靶中的电子由于相互之间的空间电荷力产生的密度减小可以忽略）仍然保持高度的聚焦状态。因此最优的加速条件：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。电子的加热和传输在很大程度上决定于等离子体的密度，而预等离子体的分布由预脉冲决定，因此可以通过控制预脉冲的参数，满足最优条件。对此我们有如下的估计：1 通道横向尺寸与激光相当；

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.

-
- [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 Dargor, 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 wakefields 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.

-
- [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 Flipppo, 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 targets). *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 Schworer, 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-

- larlypolarized laser pulse in the phase-stableacceleration 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 Manclossi, 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] 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.
- [65] 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.
- [66] 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.

发表文章目录

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

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

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，

同时也感谢街坊四邻及室友们的关怀，有你们的日子，我永远欢乐。

感谢赵栓五年辛勤的工作，用青春和汗水，书写了自己在科学的道路上的第一步，为明日的启航厚积薄发。

天道酬勤，

.....

谨把本文献给我自己。