

申请上海交通大学博士学位论文

基于激光等离子体尾波场的电子加速与辐射研究

论文作者 罗 辑

学 号 0140729006

导 师 陈民教授

专 业 等离子体物理

答辩日期 2018 年 06 月 01 日

Submitted in total fulfillment of the requirements for the degree of Doctor
in Plasma Physics

Electron acceleration and radiation based on laser plasma wakefield

Ji LUO

Advisor

Prof. MIN CHEN

SCHOOL OF PHYSICS AND ASTRONOMY

SHANGHAI JIAO TONG UNIVERSITY

SHANGHAI, P.R.CHINA

June. 1st, 2018

上海交通大学 学位论文原创性声明

本人郑重声明：所呈交的学位论文，是本人在导师的指导下，独立进行研究工作所取得的成果。除文中已经注明引用的内容外，本论文不包含任何其他个人或集体已经发表或撰写过的作品成果。对本文的研究做出重要贡献的个人和集体，均已在文中以明确方式标明。本人完全意识到本声明的法律结果由本人承担。

学位论文作者签名：_____

日 期：_____年 _____月 _____日

上海交通大学 学位论文版权使用授权书

本学位论文作者完全了解学校有关保留、使用学位论文的规定，同意学校保留并向国家有关部门或机构送交论文的复印件和电子版，允许论文被查阅和借阅。本人授权上海交通大学可以将本学位论文的全部或部分内容编入有关数据库进行检索，可以采用影印、缩印或扫描等复制手段保存和汇编本学位论文。

本学位论文属于

保 密 ☐，在 _____ 年解密后适用本授权书。

不保密 ☐。

(请在以上方框内打√)

学位论文作者签名：_____

指导教师签名：_____

日 期：_____年____月____日

日 期：_____年____月____日

基于激光等离子体尾波场的电子加速与辐射研究

摘要

粒子加速器的出现是人类科学发展史上的里程碑，粒子加速器的发展也一直代表着人类对物理本质和极限追求的最前沿。然而目前传统加速器和基于传统加速器的同步辐射装置的发展却越来越难以跟上人类科学研究的快速步伐。近年来，激光技术的发展，尤其是超短超强激光技术的进步，推动了现代物理学中高能量密度物理领域的不断发展。人们从超短超强激光与等离子体相互作用中发现了新型的粒子加速原理：激光尾波场加速。相比于传统加速器，激光尾波场中的电子加速梯度可以高出 3 个数量级，能够将当前动辄长达数公里的大型传统加速器缩小到台面尺度，有望成为下一代 TeV 能量级别加速器的备选方案；也具备将需要利用高能电子的传统同步辐射装置小型化和实用化的潜力。然而基于激光尾波场加速产生的高能电子和辐射相比目前已经成熟的传统加速器和辐射源还有一定的缺点，有待科研人员的进一步深入研究。本文中，我们将就基于激光尾波场的电子加速和辐射产生过程，如电子能量提高、电子注入方式、辐射产生方案等问题给出自己的看法，希望将激光尾波加速推向实用。

本学位论文除绪论外主要包含以下两方面工作：第一部分主要研究激光等离子体尾波场中的电子加速过程。首先，我们将提出一种新的激光尾波场加速级联耦合方案。通过使用曲率渐变的弯曲等离子体通道作为加速器的过渡级，我们实现了激光脉冲传播方向的改变，并且保证了新激光在下一级直等离子体通道中传输时横向振荡和激光包络扭曲变形的最小化，同时借助电子束在等离子体中传输时自身激发尾波场对电子束的聚焦效应，该方案可以获得高效率高稳定性的级联耦合。在保证电子束品质的前提下，使已被前级激光尾波场加速的电子束再次获得加速，为未来制造 TeV 能量级别的激光尾波场加速器和对撞机奠定基础。接着，我们将研究空泡机制下激光尾波场中的边界层电子。我们观察到空泡边界层中的部分电子会获得较高的横向动量，并从空泡两侧横向出射离开尾波场。根据电子从空泡边界鞘层中分离位置的不同，我们区分出了三种边界波：在鞘层尾部越过中心轴出射的尾部波，在鞘层中部平行于激光传播方向向后出射的侧面波和在鞘层头部出射的弓形波。边界波会从尾波场中带走相当比例的能量，减小实际的激光泵浦耗散距离。通过研究这些边界波中电子的动力学，我们通过使用光强较低、焦斑较大的激光和相对高的等离子体密度可以抑制高能量的边界层电子波的形成，从而提高激光尾波场加速中能量从激光脉冲到被加速电子束的转化效率。在此基础上，

我们还将就如何应用具有一定能量的边界层电子提出自己的看法。最后，我们将研究驱动光与高相对论强度注入光作用下的电子注入和加速。我们发现当两光束具有一定延时，无法发生直接碰撞时，依然能获得准单能的高能电子束。进一步分析后，我们发现此条件下存在尾波场碰撞引起的电子注入，并且延时的微调会导致背景电子注入电量受所处尾波场相位不同的影响而发生变化。同时该尾波场碰撞机制也具备了作为新型的诊断方法对尾波场的结构进行探测的潜力。

第二部分重点研究激光尾波场中可调谐的电子辐射。首先，我们提出了基于激光在等离子体通道中偏轴或倾斜注入时，激光脉冲及脉冲后的尾波场和尾波场中的被加速电子的横向振荡产生的类同步辐射的 X 射线。这种振荡的频率和幅度均不会随电子在尾波场中能量的增加而变化，与通常的 betatron 振荡不同而更接近电子在同步辐射光源中的运动方式。此方案中电子的振荡周期由等离子体通道的参数决定，振荡幅度由激光入射参数决定。因此只要改变激光入射参数和等离子体通道的参数就能够方便地改变电子的运动轨迹，从而调节产生 X 射线辐射的辐射区域、辐射频谱。接着，我们通过高维粒子模拟将上述方案推广到更一般的三维情形，即激光入射时波矢方向与等离子体通道中心轴异面的情况。这时，我们发现电子的振荡轨迹将变成螺旋形并在中空的椭圆或圆形区域内产生辐射。由于螺旋运动中电子的横向速度方向在不断发生变化，因此会辐射出在不同方向偏振的光子。模拟中我们能够在辐射接收面上的不同位置得到不同偏振的辐射，也能通过改变激光的入射参数调整辐射的偏振方向。最后，我们研究了激光尾波场加速器产生的高能电子束与高相对论强度的散射光发生的 Thomson 散射，分析该过程中产生高频辐射的原因，计算高频辐射相对于基频散射激光的阶数。同时我们通过数值模拟研究，成功解释了实验中观测到的远场菱形辐射分布，模拟中得到的辐射频谱和辐射功率与理论计算和实验结果吻合。

关键词：激光等离子体尾波场，电子加速，级联耦合，等离子体通道，尾波场碰撞电子注入，类同步辐射，螺旋运动，辐射偏振可调谐性，高阶非线性多光子汤姆逊散射

Electron acceleration and radiation based on laser plasma wakefield

ABSTRACT

The emergence of particle accelerators is a milestone in the history of the development of human sciences. The development of particle accelerators has always represented the forefront of human beings' pursuit of physical essence and limits. In recent years, the development of laser technology, especially the advancement of ultra-short ultra-intense laser technology, has promoted the continuous development of high energy density physics in modern physics. An advanced accelerator concept has been discovered in the interaction between ultra-short ultra-intense laser and plasma: laser wakefield accelerator (LWFA). Compared to conventional accelerators, the electron acceleration gradient in LWFA can be up to three orders of magnitude higher, and can reduce current large-scale conventional accelerators up to several kilometers to table-top size, which is expected to be an alternative to the next generation of TeV energy level accelerators. The program also has the potential to miniaturize and partialize conventional synchrotron radiation devices that require high-energy electrons. However, the high-energy electron beams and radiation produced by LWFA still have some disadvantages compared to the conventional accelerators and radiation sources that are already mature, future research is still needed. In this thesis, we will give our own opinions on the electron acceleration and radiation generation processes based on LWFA, such as electron energy enhancement, electron injection mechanism, and radiation generation schemes. We hope to push LWFA to practical use.

In addition to the introduction, this dissertation mainly includes the following two aspects. The first part mainly studies the electron acceleration process in LWFA. First, we will propose a new LWFA multistage coupling scheme. By using a curvature-graded curved plasma channel as a transition stage, we achieved a change in the propagation direction of the laser pulse and ensured the laser oscillation and the laser enveloping distortion were minimized when the new laser was transmitted in the next straight plasma channel. At the same time, when the electron beam is transmitted in the plasma, the focusing effect of the wake field on the electron beam is excited, and the scheme can achieve high-efficiency and high-stability cascade coupling. On

the premise of guaranteeing the quality of the electron beam, the pre-accelerated electron beam is once again accelerated, laying the foundation for the future manufacture of TeV energy-grade laser wakefield accelerators and colliders. Next, we will study the boundary layer electrons in LWFA under the bubble regime. We observe that some electrons in the bubble boundary layer will obtain higher transverse momentum and exit from the wakefield laterally from both sides of the bubble. According to the difference in the separation position, we distinguish three boundary waves: the tail wave exiting the central axis at the sheath tail, the lateral wave exiting in the middle of the sheath parallel to the laser propagation direction, and the bow wave that emerges from the sheath head. The boundary wave will take a considerable proportion of energy from the wakefield, reducing the actual pump depletion distance. By studying dynamics of boundary layer electrons, we can suppress the formation of high-energy boundary layer electron waves by using a laser with relatively low intensity, large focal spot, and high plasma density, thereby improving the energy conversion efficiency. On this basis, we will also put forward our own opinions on how to apply the boundary layer electrons with certain energy. Finally, we will investigate the electron injection and acceleration under driving light and high relativistic intensity injected light. We have found that when the two beams have a certain time delay and cannot directly collide, a quasi-monenergetic electron beam can still be obtained. After further analysis, we find there exists electron injection caused by wakefield collision under this condition, and the fine tuning of the delay will cause the charge of injected electrons change due to the different phase of the wakefield. Also, such electron injection mechanism has the potential to detect the structure of the wakefield as a novel diagnostic method.

The second part focuses on the tunable electron radiation in LWFA. First, we study a compact all optical radiation source based on laser-plasma acceleration in a straight channel. With the laser pulse off-axially injected, its centroid oscillates transversely in the plasma channel. This results in a wiggler motion of the whole accelerating structure and the self-trapped electrons behind the laser pulse, leading to strong synchrotron-like radiations. Unlike the usual betatron trajectories, electron oscillations in our scheme have fixed period and amplitude. As long as the incident parameters of the laser and the parameters of the plasma channel are changed, the trajectory of the electron can be easily changed, thereby adjusting the radiation region and the radiation spectrum of the X-ray radiation. Next, we extend the above scheme to a more general three-dimensional situation through high-dimensional particle simulation, that is, the situation where the direction of the wave vector and the central axis of the plasma channel are different when the laser is incident. At this time, we found that the oscillating trajectory of the

electrons would become a spiral and generate radiation in a hollow elliptical or circular area. Because the direction of the lateral velocity of the electrons in the spiral movement constantly changes, photons polarized in different directions are radiated. In simulations, we can obtain different polarized radiation at different positions on the radiation receiving surface, and we can also adjust the polarization direction of the radiation by changing the incident parameters of the laser. Finally, we studied the Thomson scattering of high-energy electron beams and scattered light with high relativistic intensities produced by LWFA, analyzed the causes of high-frequency radiation in the process, and calculated the order of radiation with respect to the fundamental scattered laser. In addition, we successfully explained the far-field diamond radiation distribution observed in the experiment through numerical simulation. The radiation spectrum and radiation power obtained in the simulation are in good agreement with theoretical calculations and experimental results.

KEY WORDS: laser plasma, laser wakefield accelerator, multistage coupling, plasma channel, electron injection, wake collision, synchrotron radiation, spiral motion, radiation polarization, high-order multiphoton Thomson scattering.

目 录

第一章 绪论	1
1.1 引言	1
1.2 激光尾波场的产生	3
1.2.1 线性等离子体波	3
1.2.2 非线性等离子体波	4
1.2.3 空泡机制的等离子体波	5
1.3 激光尾波场加速中电子的捕获与注入	7
1.4 激光尾波场加速中的激光导引	10
1.4.1 相对论自聚焦光导引	11
1.4.2 等离子体通道光导引	12
1.5 基于激光尾波场加速的辐射产生机制	13
1.5.1 基于等离子体波荡器的 betatron 辐射	16
1.5.2 基于传统波荡器的类同步辐射	17
1.5.3 基于光波荡器的非线性汤姆逊/康普顿散射	17
1.6 数值模拟	18
1.6.1 粒子模拟	20
1.6.2 辐射模拟	22
1.7 本论文选题依据与主要内容安排	23
第二章 基于激光尾波场的电子加速研究	27
2.1 引言	27
2.2 激光尾波场加速的级联方案	27
2.2.1 研究背景	27
2.2.2 激光在弯曲等离子体通道中的传输	28
2.2.3 通过弯曲等离子体通道实现的激光尾波场加速多级耦合	32
2.2.4 工作小结	38
2.3 激光尾波场边界层电子动力学	39
2.3.1 研究背景	39
2.3.2 尾部波	40

2.3.3	侧面波	43
2.3.4	弓形波	47
2.3.5	边界层电子导致的驱动激光能量损失	48
2.3.6	边界层电子的潜在应用	50
2.3.7	工作小结	51
2.4	尾波碰撞产生的电子注入和加速	51
2.4.1	背景介绍	51
2.4.2	实验方案及数据	52
2.4.3	数值模拟与分析	55
2.4.4	工作小结	59
2.5	本章总结	59
第三章	基于激光尾波场的辐射产生研究	61
3.1	引言	61
3.2	基于厘米级等离子体通道的高度可调谐类同步辐射源	61
3.2.1	研究背景	61
3.2.2	等离子体通道中激光和电子束的运动	62
3.2.3	受控类同步辐射的产生	67
3.2.4	工作小结	69
3.3	基于激光等离子体螺旋波荡器的可调谐 X 射线源	70
3.3.1	研究背景	70
3.3.2	激光和电子束的螺旋运动	71
3.3.3	螺旋等离子体波荡器的辐射	77
3.3.4	工作小结	82
3.4	高阶非线性多光子汤姆逊散射	83
3.4.1	背景介绍	83
3.4.2	远场辐射分布研究	84
3.4.3	辐射谱研究	89
3.4.4	工作小结	90
3.5	本章小结	90
第四章	总结与展望	91
4.1	全文总结	91
4.2	工作展望	92

附录 A 主要程序源代码	95
参考文献	97
致 谢	115
攻读学位期间发表的学术论文	117

第一章 绪论

1.1 引言

粒子加速器指的是利用电磁场将带电粒子束加速到接近光速并维持粒子束形状基本不变的装置。粒子加速器的发展历程与近两百年来人类对电学现象的发现和理解紧密相连。上世纪五十年代起,随着高功率射频源技术的发展和政府对加速器项目投入的不断增大,加速器物理得到了迅猛的发展。目前世界上约有大大小小三万多个加速器处于运行之中 [1]。大型的粒子加速器主要用在粒子对撞机(如欧洲核子研究组织 CERN 的大型强子对撞机 LHC、布鲁克海文国家实验室的粒子加速器 Tevatron 等)或同步辐射光源装置中用于核物理、粒子物理和凝聚态物理的研究。小型的粒子加速器被广泛用于各种各样的生产生活当中,包括产生高能粒子来治疗肿瘤、产生放射性同位素用于医学诊断、用作半导体生产中的离子注入设备和用作测量放射性碳等稀有同位素的加速器质谱仪等 [2]。

经过几十年的发展,现有粒子加速器装置已经具备了束流品质高、稳定性好、重复频率高的优点,但也存在装置庞大、建造复杂、成本昂贵等缺点。尤其是,传统加速器不管是静电加速器还是微波加速器、直线加速器还是环形加速器,其加速梯度都不可避免的受材料击穿电压的限制,仅能达到约 100 MV/m 。为了获得目前人们需要的几十 GeV 甚至 TeV 量级的高能粒子,加速器就必须要有几公里到几百公里的加速距离。例如,美国斯坦福国家实验室的直线高能电子加速器 SLAC linac 需要超过 3 公里的加速距离才能将电子加速到 50 GeV [3]。如此庞大的加速器装置显然只有少数几个大型实验室才能建造和运行,无法满足广大科研工作者——尤其是大学实验室和中小型研究所中的科研工作者——对于高能对撞机和高亮度同步辐射光源日益增长的需求。因此,人们一直在不断寻找新的加速技术,希望突破传统加速器的瓶颈。

另一方面,激光器是指通过受激辐射产生、放大的光源,相比之前的光源具有高方向性、高亮度、高相干性和高单色性的优点,被广泛应用于光学、医学、工业等领域。图1-1显示了激光聚焦强度的发展历程与对应光强下相应的物理学发展。在经历了 20 世纪 60 年代末到 80 年代初激光聚焦强度提升的短暂停滞,1985 年罗切斯特大学 Mourou 等人提出了啁啾脉冲放大(Chirped Pulse Amplification, CPA)技术 [5],使激光的聚焦功率密度和脉冲宽度分别发展到了如今的 10^{22} W/cm^2 和 10 fs 量级,引领激光与物质的相互作用进入相对论领域,并由此发展出一门崭新的学科——激光等离子体物理。激光与等离子体相互作用中包含极为丰富的物理过程,能够加速带电粒子 [6, 7],

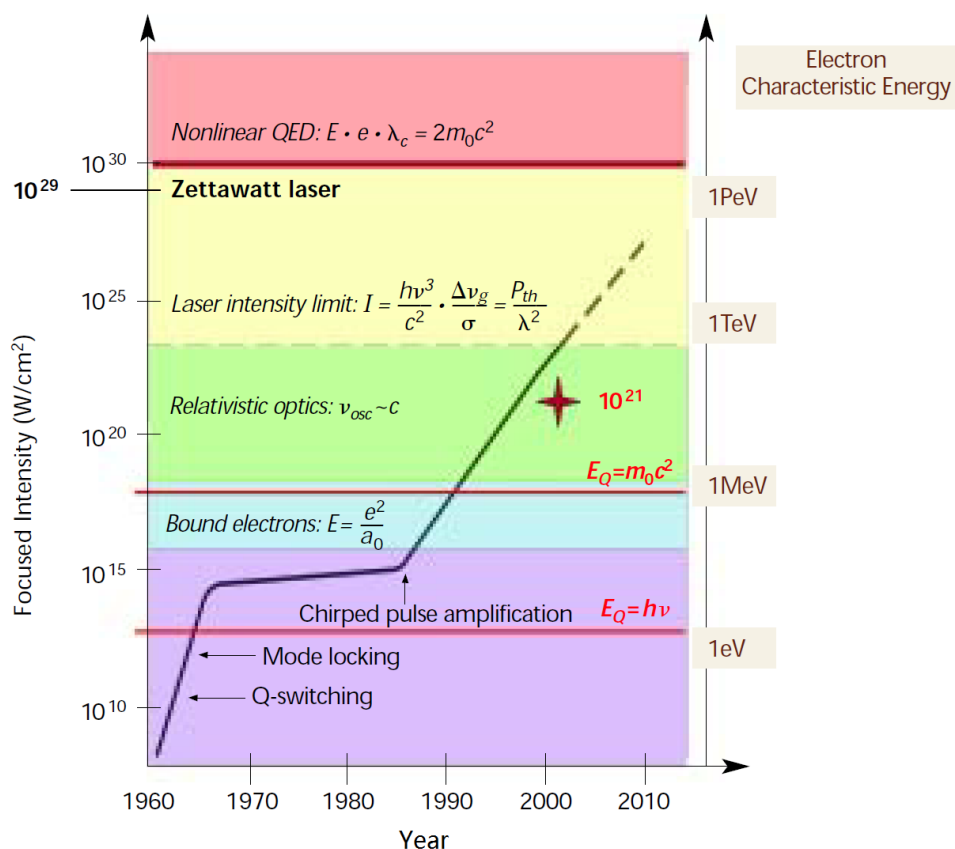


图 1-1 超短超强激光及其推动的物理学的的发展。图片来自文献 [4]

Fig 1-1 Evolution of the focused laser intensity and the corresponding physics development.

能够产生从太赫兹到 γ 光的各波段辐射 [8, 9], 也是实现惯性约束聚变的核心过程 [10, 11], 具有极为重要的研究意义。

在此背景下, 超短超强激光与等离子体相互作用中对带电粒子的加速因其具有的超高加速梯度——等离子体介质不受材料击穿电压的限制——成为新型加速器的备选方案, 吸引了人们的广泛关注。激光等离子体相互作用形成的加速场有比传统加速器高 3 个数量级的加速梯度, 即具有能够在“台面上”(table-top) 实现数公里长的传统加速器功能的潜力。传统的 X 射线辐射源同样也具备在使用激光等离子体加速器后实现小型化和实用化的可能。当然, 现有的基于激光等离子体加速方法的粒子加速器和辐射源在稳定性、加速能量、粒子束品质、重复性等方面与传统方案相比还存在明显的不足。这不仅需要激光技术的持续发展作为支撑, 更需要我们对激光等离子体加速过程中物理本质的进一步理解, 后者正是本文研究的目的所在。

本章作为绪论, 将首先对激光尾波场加速器技术的发展和原理做简要介绍, 包括激

光尾波场的产生、电子在激光尾波场中的捕获和注入以及激光在等离子体中传播的导引方法；然后对基于激光尾波场加速的多种辐射产生机制进行一一描述；紧接着，我们将介绍本论文中主要使用的研究工具——数值模拟方法，包括粒子模拟和辐射模拟；最后给出本论文的选题依据和后续各章节的内容安排。

1.2 激光尾波场的产生

1.2.1 线性等离子体波

在非相对论条件下，等离子体波在发生波破时相速度 $v_p = \omega_p/k_p$ 接近于真空中的光速 c 。电子在冷等离子体波中的加速梯度受波破场限制，最高可以达到 [12]

$$E_0[\text{V/cm}] = \frac{m_e c \omega_p}{e} \simeq 0.96(n_e[\text{cm}^{-3}])^{1/2} \quad (1-1)$$

其中 $\omega_p = ck_p = (4\pi n_e e^2/m_e)^{1/2} = c(4\pi r_e n_e)^{1/2}$ 是等离子体频率， m_e 是电子质量， n_e 是等离子体密度， $r_e = e^2/m_e c^2$ 是经典电子半径。这意味着使用 $n_e = 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 的等离子体靶，电子的加速梯度就能达到 100 GeV/m 。受等离子体色散关系的限制，激光只能在低于临界密度 n_c 的等离子体中传播，其中 $n_c = m_e \omega_0^2 / 4\pi e^2 = \pi / r_e \lambda_0^2$ ，与激光频率 ω_0 或激光波长 $\lambda_L = 2\pi c / \omega_0$ 有关。激光与等离子体相互作用中另一个重要的参数是激光强度，一般用归一化值 $a_0 = eA_0/m_e c^2$ 来表示，其中 A_0 是激光矢势 $\mathbf{A}$ 的幅值。对于线偏振激光， a_0 与激光的峰值功率密度 I_L 的关系为 [13]

$$a_0 = \left[\frac{2e^2 \lambda_L^2 I_L}{\pi m_e^2 c^5} \right]^{1/2} \simeq 8.55 \times 10^{-10} I_L^{1/2} \left[\frac{\text{W}}{\text{cm}^2} \right] \lambda_L [\mu\text{m}] \quad (1-2)$$

当超强激光在低于临界密度的等离子体中传输时，激光强度的空间不均匀性导致有质动力 $\mathbf{F}_p = -m_e c^2 \nabla(a_0^2/2)$ 的产生，从而将背景等离子体中的电子推向激光强度较低的区域，并最终激发出等离子体波 [14]。等离子体波的相速度近似等于激光的群速度，为 $v_p \simeq v_g = c(1 - \omega_p^2/\omega_0^2)^{1/2}$ 。在等离子体冷流体极限下，电子的动量方程为

$$\frac{\partial \mathbf{p}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{p} = -e \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{B} \right) \quad (1-3)$$

其中激光的电场 $\mathbf{E}$ 和磁场 $\mathbf{B}$ 可以分别表示为

$$\mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{A}}{c \partial t}; \quad \mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad (1-4)$$

考虑偏振方向为 $\mathbf{e}_x$ 的线偏振激光，可知激光矢势 $\mathbf{A} = A_0 \cos(k_0 z - \omega_0 t) \mathbf{e}_x$ 。在线性极限下 $|\mathbf{a}| = e|\mathbf{A}|/(m_e c^2) \ll 1$ ，令 $\mathbf{v} = \mathbf{v}_0 + \delta \mathbf{v}$ ，则动量方程的一阶项就给出了电子的振荡

速度 $\mathbf{v}_0 = e\mathbf{A}/m_e c = c\mathbf{a}$, 剩余的二阶项就产生了激光的有质动力

$$\begin{aligned} m_e \left(\frac{\partial \delta \mathbf{v}}{\partial t} \right) &= -m_e [(\mathbf{v}_0 \cdot \nabla) \mathbf{v}_0 + c \mathbf{v}_0 \times (\nabla \times \mathbf{a})] \\ &= -m_e c^2 [(\mathbf{a} \cdot \nabla) \mathbf{a} + \mathbf{a} \times (\nabla \times \mathbf{a})] = -m_e c^2 \nabla \left(\frac{a_0^2}{2} \right) \equiv \mathbf{F}_p \end{aligned} \quad (1-5)$$

根据 Poisson 方程和连续性方程

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = -4\pi e \delta n \frac{\partial \delta n}{\partial t} + n_0 \nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (1-6)$$

可以将初始密度均匀的等离子体中激发出的密度振荡（即等离子体尾波）描述为

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \omega_p^2 \right) \left(\frac{\delta n}{n_0} \right) = \frac{c^2 \nabla^2 a^2(\mathbf{r}, t)}{2} \quad (1-7)$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \omega_p^2 \right) \phi(\mathbf{r}, t) = \frac{\omega_p^2 m_e c^2 a^2(\mathbf{r}, t)}{2e} \quad (1-8)$$

其中等离子体波的密度扰动 $\delta n/n_0 \ll 1$, 激光归一化强度 $a^2(\mathbf{r}, t) \ll 1$, 静电势 ϕ 定义为 $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = -\nabla \phi(\mathbf{r}, t)$ 。利用格林函数法可以从方程 (1-7)、(1-8) 中求解出激光场 $\mathbf{A}(\mathbf{r}, t)$ 激发出的等离子体尾波、尾波静电势和尾波电场

$$\frac{\delta n(\mathbf{r}, t)}{n_0} = \frac{1}{\omega_p} \int_0^t dt' \sin \omega_p(t-t') \times \left[\frac{c^2 \nabla^2 a^2(\mathbf{r}, t')}{2} \right] \quad (1-9)$$

$$\phi(\mathbf{r}, t) = \left(\frac{m_e c^2 \omega_p}{e} \right) \int_0^t dt' \sin \omega_p(t-t') \times \left[\frac{a^2(\mathbf{r}, t')}{2} \right] \quad (1-10)$$

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = -\frac{m_e c^2 \omega_p}{e} \int_0^t dt' \sin \omega_p(t-t') \times \left[\frac{\nabla^2 a^2(\mathbf{r}, t')}{2} \right] \quad (1-11)$$

1.2.2 非线性等离子体波

需要注意的是式 (1-11) 成立的条件是尾波电场小于等离子体波破场 $E_0 = m_e c \omega_p / e$ (式 (1-1))。故上述方法仅能在激光强度小于 10^{17} W/cm^2 时求解线性的等离子体波。当激光强度达到或超过 10^{18} W/cm^2 时, 相对论效应开始显著, 会生成非线性的等离子体波。下面我们将根据一维冷相对论流体模型推导非线性等离子体波。我们采用慢变包络近似, 将激光脉冲简化为共动坐标 $\xi = z - v_p t$ 的函数。经过分析, 可知一维准静态近似下电子动量和等离子体波电势 ϕ 满足 [15]

$$\mathbf{u}_\perp - \mathbf{a}_\perp = 0 \quad (1-12)$$

$$\gamma - \beta_p u_z - \phi = 1 \quad (1-13)$$

$$n(\beta_p - \beta_z) = \beta_p n_0 \quad (1-14)$$

而 Poisson 方程 $\partial^2 \phi / \partial \xi^2 = k_p^2 (n/n_0 - 1)$ 可以改写为:

$$k_p^{-2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial \xi^2} = \gamma_p^2 \left\{ \beta_p \left[1 - \frac{\gamma_\perp^2}{\gamma_p^2 (1 + \phi)^2} \right]^{-1/2} - 1 \right\} \quad (1-15)$$

式 (1-15) 中的相对论因子可以表达为 $\gamma_\perp^2 = 1 + u_\perp^2 = 1 + a^2$, $\gamma_p = (1 - \beta_p^2)^{-1/2}$, $\beta_p = v_p/c$ 。求解式 (1-12) - (1-15), 可得到等离子体波的有关参数为

$$n/n_0 = \gamma_p^2 \beta_p \left[\left(1 - \frac{\gamma_\perp^2}{\gamma_p^2 (1 + \phi)^2} \right)^{-1/2} - \beta_p \right] \quad (1-16)$$

$$u_z = \gamma_p^2 (1 + \phi) \left[\beta_p - \left(1 - \frac{\gamma_\perp^2}{\gamma_p^2 (1 + \phi)^2} \right)^{1/2} \right] \quad (1-17)$$

$$\gamma = \gamma_p^2 (1 + \phi) \left[1 - \beta_p \left(1 - \frac{\gamma_\perp^2}{\gamma_p^2 (1 + \phi)^2} \right)^{1/2} \right] \quad (1-18)$$

考虑到激光在等离子体中传播时 $\gamma_g^2 = \gamma_p^2 \gg 1$, Poisson 方程和非线性等离子体波的描述可以简化为

$$k_p^{-2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial \xi^2} = \frac{(1 + a^2)}{2(1 + \phi)^2} - \frac{1}{2} \quad (1-19)$$

$$n/n_0 = \frac{\gamma_\perp^2 + (1 + \phi)^2}{2(1 + \phi)^2} \quad (1-20)$$

$$u_z = \frac{\gamma_\perp^2 - (1 + \phi)^2}{2(1 + \phi)} \quad (1-21)$$

$$\gamma = \frac{\gamma_\perp^2 + (1 + \phi)^2}{2(1 + \phi)} \quad (1-22)$$

数值求解两种情况下的等离子体波相关参数会看到, 线性等离子体波的电场呈规则的正弦振荡; 而在非线性等离子体波中, 由于背景等离子体电子的非线性效应, 激光引起的等离子体密度变化更为明显, 等离子体振荡会产生周期性的密度尖峰, 且等离子体波的电场被拉伸, 呈锯齿形 [16]。

1.2.3 空泡机制的等离子体波

当激光焦斑半径较大时, 激光与等离子体的相互作用呈现准一维的特性, 可以用上述一维非线性等离子体波的理论分析解释。然而, 当激光半径较小时 ($k_p r_0 \leq 1$, 其中 r_0 为激光焦斑半径), 等离子体尾波会呈现出完全不同的性质。这种三维非线性等离子体尾波无法通过理论做精确推导, 仅能通过数值模拟进行分析。

超短超强激光与等离子体相互作用形成空泡区域的尾波场最早在 2002 年由 Pukhov 等人提出 [17], 之后很多科研人员进行了细致的研究分析 [18-20], 鲁巍等人给出了空

泡区域等离子体尾波场的一系列定标律 [21]。他们在三维粒子模拟中发现，超强激光脉冲的有质动力会将背景等离子体电子完全排开，在激光脉冲后形成一个厚度与等离子体趋肤深度 c/ω_p 相当的球形鞘层，球体内部仅有带正电的离子存在，即为空泡区域的等离子体尾波场，如图1-2所示。随着激光向前传播，部分背景等离子体电子会被该球形空泡捕获并在空泡内被加速，通过 beam loading 效应造成注入截止，最终产生准单能的高能电子束。

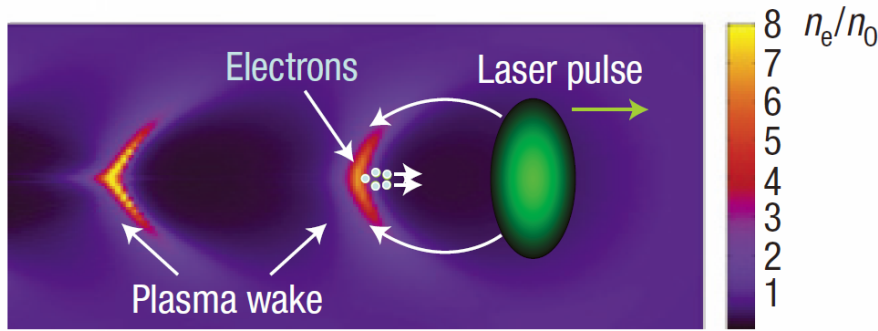


图 1-2 等离子体尾波场产生和电子注入过程的示意图。图片来自文献 [22]

Fig 1-2 Generation of plasma wakefield and injection of electrons.

球形空泡的半径 R_B 远小于等离子体离子振荡的特征长度 c/ω_{pi} ，其中等离子体离子频率 $\omega_{pi} = (4\pi Z^2 e^2 n_0 / m_i)^{1/2}$ ， Z 为离子电荷数， m_i 为粒子质量， n_0 为等离子体离子密度。故可以忽略球形空泡中离子的运动。在空泡中电子密度为 0，归一化的激光矢势也为 0，可以得到归一化的尾波场势 $\Phi = a_z - e\phi/m_e c^2$ 的关系

$$\Delta\Phi = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \frac{\partial\Phi}{\partial r}) = \frac{3}{2} k_p^2 \quad (1-23)$$

其中 $\Phi = 1 - k_p^2(R_B^2 - r^2)/4$ ， $a_z = -e\phi/m_e c^2 = \Phi/2$ ，且 $\Phi(R_B) = 1$ ， $r^2 = x^2 + y^2 + \xi^2$ ， $\xi = z - v_B t$ 。因此可根据 Maxwell 公式求出

$$\begin{aligned} \frac{eE_x}{m_e c \omega_p} &= \frac{-eB_y}{m_e c \omega_p} = \frac{\partial_x \Phi}{2} = \frac{k_p x}{4} \\ \frac{eE_y}{m_e c \omega_p} &= \frac{eB_x}{m_e c \omega_p} = \frac{\partial_y \Phi}{2} = \frac{k_p y}{4} \\ \frac{eE_z}{m_e c \omega_p} &= \partial_\xi \Phi = \frac{\xi}{2} \frac{eB_z}{m_e c \omega_p} = 0 \end{aligned} \quad (1-24)$$

作用在空泡内 $v_z = c$ 的相对论电子上的洛伦兹力为

$$\begin{aligned} F_x &= -e(E_x - B_y) = -m_e c^2 k_p \partial_x \Phi = \frac{-m_e c^2 k_p^2 x}{2} \\ F_y &= -e(E_y + B_x) = -m_e c^2 k_p \partial_y \Phi = \frac{-m_e c^2 k_p^2 y}{2} \\ F_z &= -eE_z = -m_e c^2 k_p \partial_\xi \Phi = \frac{-m_e c^2 k_p^2 \xi}{2} \end{aligned} \quad (1-25)$$

电子注入到空泡之前, 空泡的形状由内部离子对包含电子鞘层的洛伦兹力, 以及激光对电子的有质动力共同决定。对于强度为 $a^2(r) = a_0^2 \exp(-2r^2/r_0^2)$ 的线偏振激光, 有

$$\frac{k_p R_B}{4} \simeq -\frac{1}{k_p} \frac{\partial}{\partial R_B} \sqrt{1 + a^2(R_B)} \quad (1-26)$$

当激光焦斑半径与空泡半径相当时, 即 $R_B \simeq r_0$, 式 (1-26) 可以给出球形空泡半径与激光强度的关系 $k_p R_B \simeq k_p r_0 \simeq 1.72 \sqrt{(a_0)} (1 + 7.4/a_0^2)^{-1/4}$ 。对于强度较高的激光 ($a_0 \gg 1$), 数值模拟结果显示 [21]

$$k_p R_B \sim k_p r_0 \approx 2\sqrt{a_0} \quad (1-27)$$

代入式 (1-24) 可以求出最大的加速电场 E_B 为

$$\frac{E_B}{E_0} = \left(\frac{1}{2}\right) \alpha_c k_p R_B \simeq \alpha_c \sqrt{(a_0)} \quad (1-28)$$

其中 α_c 因子代表模拟结果与理论估计的误差。

根据式 (1-24), 电子在空泡的后半部分会受纵向空泡电场的影响产生加速, 当电子速度超过空泡速度, 即 $v_z \geq v_B$ 时, 电子就能停留在空泡中被持续加速, 通常称发生了电子捕获。当一定电量的电子束注入后, 电子束自身形成的纵向尾场会削弱空泡的加速场, 发生 **beam loading** 效应 [23, 24], 导致无法继续捕获新的电子, 从而能够产生准单能的电子加速。

2004 年三个研究组同时报道通过激光尾波场加速获得了百 MeV 量级的准单能电子束, 被 *Nature* 杂志称为“梦之束” [25–27]。自此激光尾波场加速的实验研究进入非线性模式, 世界各地的研究组利用强度为几十到几百太瓦 (TW) 的激光先后获得了 GeV 量级的准单能电子束 [7, 28–35]。

1.3 激光尾波场加速中电子的捕获与注入

实现激光尾波场加速, 除了要有高梯度的加速场, 还需要完成电子的捕获与注入。对于相速度为 v_p 的尾波场, 如果用 $\xi = z - v_p t$ 来代表电子位置, 用 $\psi = k_p \xi = k_p(z - v_p t)$

代表电子所处位置的等离子体波相位，则根据式 (1-25)，电子在 $-\pi < \psi < 0$ 的区域内将被加速，在 $0 < \psi < \pi$ 的区域内将被减速。考虑一个初速度较小的电子，它将相对于激光尾波场不断向后运动。如果电子到达 $\psi = -\pi$ 相位时速度仍小于 v_p ，就会离开加速相位进入下一个减速相位，只有到达该位置时速度大于或等于 v_p 的电子才能随着尾波场继续向前运动并被持续加速，即通常称之为发生了电子捕获。Esarey 等最早研究了一维情况下激光尾波场中电子的捕获条件 [36]。对于归一化动量为 p 的电子，其哈密顿量为 $H = \sqrt{1+p^2} - \beta_p p - \phi(\xi)$ ，其中 $\beta_p = v_p/c$ 。正则变换后哈密顿量可以改写为

$$H(\gamma, \psi) = \gamma(1 - \beta\beta_p) - \phi(\psi) \quad (1-29)$$

由 $\partial H/\partial t = 0$ 知，电子的哈密顿量不随时间变化。电子在相空间 (p, ξ) 中的运动可以用哈密顿量表示为

$$d\xi/dt = \partial H/\partial p \quad (1-30)$$

$$dp/dt = -\partial H/\partial \xi \quad (1-31)$$

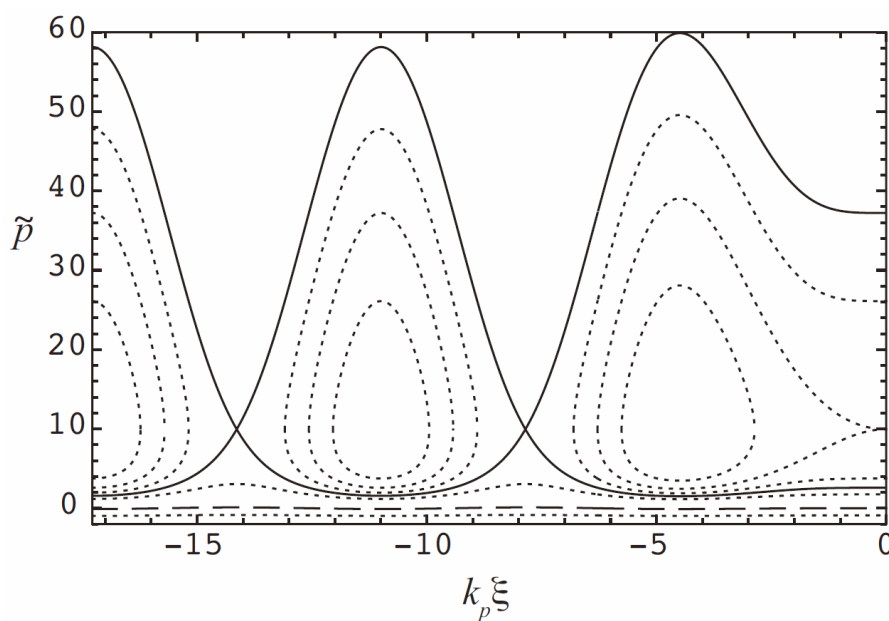


图 1-3 单电子在一维激光尾波场中的相空间轨迹。图片来自文献 [15]

Fig 1-3 Single particle orbits in phase space $(p, k_p \xi)$ for an electron in a small amplitude sinusoidal plasma wave.

图1-3给出了求解方程 (1-30)、(1-31) 得到的单电子在一维激光尾波场中的运动轨迹，其中实线内的虚线代表能够被注入电子的相空间轨迹，下方虚线和未闭合点线代

表无法被注入电子的相空间轨迹，也是初速度接近于 0 的背景等离子体电子的运动轨迹，实线是能否被注入的分界线。由于冷的背景等离子体电子无法直接被捕获，人们提出了各种电子注入方案。各种注入方案本质上可分成提高电子速度和降低尾波场相速度两类，更具体的主要包括自注入、密度梯度注入、光注入和电离注入等。

自注入是指利用等离子体波的波破来实现背景电子的注入，是最初被使用的注入方式。波破分两种，纵向波破是由于等离子体波的强度超过了临界值，线性强度下该临界值就是式 (1-1) 中的 $E_0 = cm_e\omega_p/e$ ；横向波破通常由于等离子体密度或激光场强的横向不均匀分布引起。自注入的优点是实现简单，早期的激光尾波场加速实验研究中常采用这种注入机制 [17, 37–40]。缺点是波破作为一种临界现象发生与否及在哪发生不受人控制，无法得到稳定的注入位置和加速长度，且由于注入电量过大通常只能得到连续分布的电子能谱。

密度梯度注入是指通过降低等离子体的密度，增大尾波场的波长，使尾波场的相速度降低。尾波场相速度降低到一定程度就会出现满足捕获条件的电子，即能实现电子注入 [41–44]。通常的密度梯度注入中密度变化的特征长度大于等离子体尾波的波长，也有人研究发现密度突然下降时也能实现注入 [45–47]。密度梯度注入的优点是注入机制稳定、可重复性高、注入位置和注入电量的调节方便，Tooley 等人最近提出了利用密度梯度注入获得阿秒电子束的新方案 [48]。

光注入是指除驱动尾波场的激光脉冲外，额外使用一束或多束光实现电子注入。光注入本质上是通过注入光改变电子的哈密顿量，使电子的相空间轨迹从无法注入的区域改变到能够注入的区域中。按照改变电子相空间轨迹的原因，光注入主要被分为两类：有质动力注入和碰撞光注入。有质动力注入方案最早由 Umstadter 等提出，该方案中注入光的传播方向通常与驱动光垂直（或呈较大角度），背景电子被注入光的有质动力推动实现注入 [49, 50]。碰撞光注入中通常使用与驱动激光反方向传播的强度较弱的注入光与驱动光（或与驱动光同方向传播的另一束强度较弱的注入光）碰撞，利用碰撞时产生的相速度很低的拍频波，通过随机加热、拍频波加热、冷注入等方式，对背景电子进行预加速，从而实现注入 [51–59]。光注入方式产生的电子束一般能散较小，且能够实现对注入位置的精确控制 [60]，缺点是实验装置复杂，实现多数激光在时空上的碰撞难度很大，需要很高的实验技巧。

通常背景电子会与完整的尾波场相互作用，在进入尾波场的加速相之前电子会先受尾波场的减速相作用发生减速（或向后加速）。电离注入则是让原子中的部分电子在运动到尾波场内部时才被电离，使这些电子避免受尾波场前端减速场的影响，从而更容易被加速。通常电离注入中使用低原子序数的背景气体（如氢气、氦气或其它惰性气体）和高原子序数的注入气体（如氮气、氧气、二氧化碳）相混合的气体靶。电离注入最早

由陈民等人在 2006 年研究 [61]，并于 2010 年首次被实验证实 [30, 62]，近十年来获得了较快的发展 [63–69]。电离注入的优点是实验装置简单，注入电量可以通过控制背景气体和注入气体的混合比例方便调节。另一个电离注入的重要特点是电离注入的电子注入时有较大的横向初速度，因此最终获得的电子束横向发射度也较大，尽管这对于提高激光尾波场加速获得的电子束品质上是不利的，但是却有助于尾场加速和激光直接加速复合加速机制中电子能量的提高 [70, 71]，更有利于辐射能量的增强 [72]。

1.4 激光尾波场加速中的激光导引

限制激光尾波场加速中能量增益的主要有三类因素：泵浦能量耗散、电子失相和激光衍射。泵浦能量耗散指的是驱动激光在等离子体中传播时会不断把自身能量转变为等离子体波的能量，导致激光能量在传播过程中不断衰减。估算泵浦耗散距离 L_{pd} 时，通常简单的认为激光能量完全转变成了尾波场能量，即 $E_z^2 L_{pd} \simeq E_L^2 L$ ，其中 E_z 为尾波场强度， E_L 为激光电场强度， L 为激光脉宽。电子失相指的是电子被加速到高相对论能量后速度高于尾波场相速度。因此电子在尾波场中运动一段距离后将不可避免的由于相对于尾波场向前运动产生相位滑移，导致电子加速梯度逐渐变小直到为零，甚至进入减速相发生减速。激光衍射指的是聚焦激光束的自发散。在真空中激光脉冲会发生瑞利衍射 (Rayleigh diffraction)，即经过焦面后激光焦斑大小会随传播距离逐渐增大 [15]

$$r_s = r_0(1 + z^2/Z_R^2)^{1/2} \quad (1-32)$$

其中 r_0 是激光在 $z = 0$ 的焦面位置处的最小焦斑大小， $Z_R = kr_0^2/2$ 是瑞利长度。即使不考虑激光能量的耗散，激光强度也会迅速降低。这意味着如果不对激光加以约束，其与等离子体的有效相互作用距离将被限制在几个 Z_R 以内。

泵浦激光的能量耗散不可避免，想要克服泵浦能量耗散长度对加速的限制必须采用多束激光的级联加速 [74, 75]。如图 1-4 所示，2016 年 Steinke 等首次实现了电子在双非共轴传输激光的尾波场中级联加速的实验 [73]。他们使用等离子体镜改变激光的传播方向，使用主动式等离子体透镜控制两加速级之间电子束的发散，将已被预加速了的电子耦合到了下一级加速器中。

人们也提出了多种延缓电子失相的方案。理论计算发现，电子的失相距离 L_d 与等离子体密度成反比 $L_d \propto n_0^{-3/2}$ [15]，因此降低等离子体密度能够有效延长电子失相距离。采用密度缓慢升高的等离子体能够使尾波场空泡不断减小，使被加速电子始终处在空泡末端保持较高的加速度 [76–79]，达到延长电子失相长度的目的。采用密度突变的等离子体由于相似的原因，也能够使电子回复到原来的相位 [80]。此外，引入静磁场也能减弱电子失相的影响 [81]。

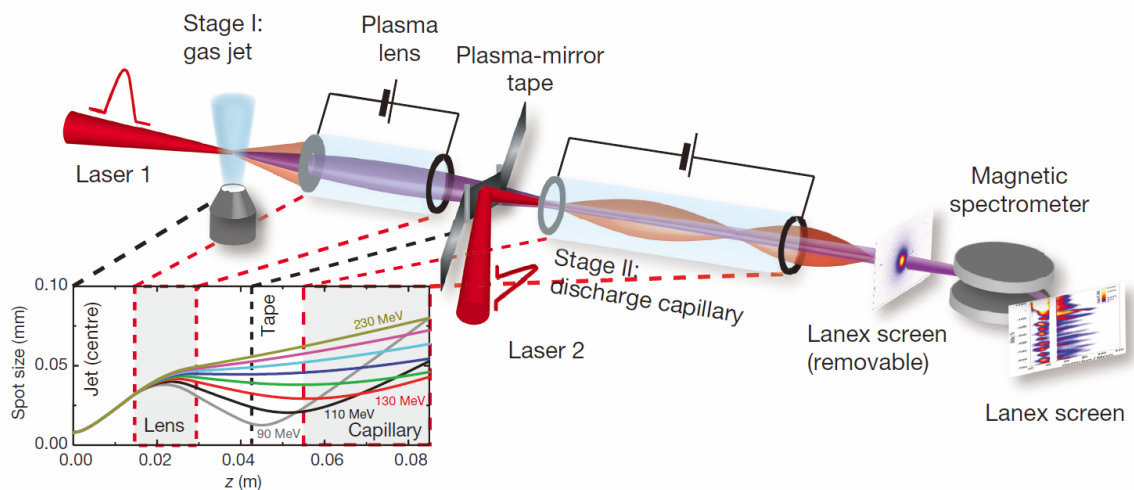


图 1-4 激光尾波级联加速实验的装置图。图片来自文献 [73]

Fig 1-4 The experimental set-up of multistage coupling of independent laser-plasma accelerators.

与激光衍射有关的瑞利长度，通常是三个特征长度中的最小值。因此直接制约了电子的加速距离和加速能量。目前克服这一点的主要方法有两类：一是利用激光自身的自聚焦，二是利用预先准备好的等离子体通道对主激光脉冲进行导引。以下分别进行介绍这两种方案。

1.4.1 相对论自聚焦光导引

相对论强度激光在等离子体中传播时引起的电子振荡导致电子的相对论质量发生变化，影响实际的等离子体频率，表现在折射率上即为

$$\eta(r) \simeq 1 - \frac{\omega_{p0}^2}{2\omega_0^2} \frac{n(r)}{n_0\gamma(r)} \quad (1-33)$$

其中 ω_{p0} 是密度为 n_0 的中心轴上的等离子体频率， $n(r)$ 是横向位置 r 处的电子密度， $\gamma(r)$ 是横向位置 r 处电子横向振荡的相对论因子，有 $\gamma \simeq (1 + |a|^2)^{1/2}$ (圆偏振光)。激光在中心轴上有最大强度 $\partial a^2 / \partial r < 0$ ，因此轴上的折射率也最大，离轴越远折射率越小，即 $\partial \eta(r) / \partial r < 0$ ，等离子体类似于凸透镜会对激光进行聚焦。理论分析表明激光焦斑大小的演化遵循

$$\frac{d^2 R}{dz^2} = \frac{1}{Z_R^2 R^3} \left(1 - \frac{P}{P_c} \right) \quad (1-34)$$

其中 $R = r_s / r_0$ 是归一化的激光焦斑大小， r_0 是真空中焦斑的最小值（即焦面处的焦斑大小）。式 (1-34) 右侧括号中的第一项代表激光的自然散焦，第二项则代表相对论自

聚焦。若 $z = 0$ 时 $dr_s/dz = 0$ ，可以解出

$$r_s^2/r_0^2 = 1 + (1 - P/P_c)z^2/Z_R^2 \quad (1-35)$$

因此，仅在 $P \geq P_c$ 时会发生相对论自聚焦。临界功率 P_c 为 $P_c = 2c(e/r_e)^2(\omega_0/\omega_{p0})^2$ ，或 $P_c(\text{GW}) \simeq 17.4(\omega_0/\omega_{p0})^2$ ，这里 ω_0 代表驱动激光的频率。

1.4.2 等离子体通道光导引

根据式 (1-33)，等离子体的横向密度分布 $n(r)$ 也会影响激光传输的折射率。我们将在横向上具有轴上密度低，越往外密度越高的等离子体分布称为等离子体通道，这种等离子体分布也能对激光进行聚焦从而弥补激光衍射导致的散焦，从而引导高功率激光的传输。产生等离子体通道的方法很多，包括激光穿过等离子体时引起的流体力学膨胀 [82, 83] 和毛细管放电产生等离子体通道 [7, 84]。

考虑抛物线形的等离子体横向密度分布 $n = n_0 + \Delta n r^2/r_0^2$ ，其中 $\Delta n = n(r_0) - n(r = 0)$ 代表通道深度。在激光功率 $P \ll P_c$ ，激光强度 $a^2 \ll 1$ 的条件下，式 (1-33) 中的折射率可以表示为

$$\eta_r = 1 - \frac{\omega_{p0}^2}{2\omega^2} \left(1 + \frac{\Delta n}{n_0} \frac{r^2}{r_0^2}\right) \quad (1-36)$$

将该折射率代入旁轴近似的激光波动方程可以得到高斯激光脉冲 $|a|^2 = (a_0 r_0/r_s)^2 \exp(-2r^2/r_s^2)$ 的焦斑半径 r_s 的演化满足

$$\frac{d^2 R}{dz^2} = \frac{1}{Z_R^2 R^3} \left(1 - \frac{\Delta n}{\Delta n_c} R^4\right) \quad (1-37)$$

其中临界通道深度 $\Delta n_c = (\pi r_e r_0^2)^{-1}$ (或 $\Delta n_c(\text{cm}^{-3}) = 1.13 \times 10^{20}/r_0^2(\mu\text{m})$)。式 (1-37) 右侧括号中的第一项代表激光的自然散焦，第二项代表等离子体通道引起的聚焦效应。给定初始条件 $dr_s/dz = 0$ ， $r_s = r_i$ 可以求出焦斑大小为

$$2\frac{r_s^2}{r_i^2} = 1 + \frac{\Delta n_c r_0^4}{\Delta n r_i^4} + \left(1 - \frac{\Delta n_c r_0^4}{\Delta n r_i^4}\right) \cos(k_{os} z) \quad (1-38)$$

其中 $k_{os} = (2/Z_R)(\Delta n/\Delta n_c)^{1/2}$ ， r_i 是注入激光焦斑的尺寸。若激光满足 $\Delta n r_i^4 = \Delta n_c r_0^4$ ，即 $r_i = r_0$ 且 $\Delta n = \Delta n_c$ ，则称之为与等离子体通道匹配，该激光在通道中传播时焦斑大小始终不变。与通道不匹配的激光焦斑在通道中传播时，焦斑大小会在 $r_s^2 = r_i^2$ 到 $r_s^2 = \Delta n_c r_0^4/\Delta n r_i^2$ 之间振荡，平均值为 $\langle r_s^2 \rangle = (r_i^2/2)(1 + \Delta n_c r_0^4/\Delta n r_i^4)$ ，振荡周期为 $\lambda_{os} = 2\pi/k_{os} = \pi Z_R(\Delta n_c/\Delta n)^{1/2}$ 。

1.5 基于激光尾波场加速的辐射产生机制

自从一个世纪前被伦琴发现时起, X 射线就是科学研究中探索物质特性的最有效工具之一。为了提供更高亮度、更短波长和更短脉宽的 X 射线, 人们一直在发展升级 X 射线源装置, 并已经取得了重大的进展 [85]。然而, 目前除了造价高昂的 X 射线自由电子激光 (XFEL) 装置外, 我们仍然缺少能够提供飞秒脉宽、超高亮度的 X 射线以及 γ 射线的微米尺度的辐射源, 这样的辐射源在基础科学研究、工业和医学上都有着广泛的应用潜力 [86–89]。为此, 科研人员提出了各种方案来产生飞秒 X 射线源。在加速器领域, 现今的大型自由电子激光装置能够提供最亮的 X 射线, 已经为飞秒 X 射线的应用提供了前所未有的可能性 [90, 91]。该装置中将传统加速器与飞秒激光源结合以产生超薄的电子切片层, 再通过这些电子片的相干同步辐射产生脉宽为 100fs 的辐射脉冲 [92]。高能辐射也可以通过基于传统加速器的射频源、X 射线管、康普顿散射源等来产生。尽管这些高能辐射源目前已被广泛使用, 但仍然存在着脉宽长、频谱可调谐性差、装置尺寸庞大、装置成本高等诸多缺点。另一方面激光尾波场加速就能够产生高品质、飞秒脉宽、能量最高达几个 GeV 的电子束。过去几十年来, 人们提出了多种利用这些相对论能量电子产生准直、飞秒脉宽、频谱范围从软 X 射线到 γ 射线的辐射源的方案。

本文中所研究的各种基于激光尾波场加速产生的 X 射线辐射本质上都是由被加速的相对论电子产生的。根据 Liénard-Wiechert 场, 在 $\vec{n}$ 方向的单位立体角 $d\Omega$ 内观察到的频率为 ω 、单位频率区间为 $d\omega$ 的远场辐射强度与电子的位置、速度及其加速有关 [93]

$$\frac{d^2 I}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{16\pi^3 \epsilon_0 c} \times \left| \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega[t - \vec{n} \cdot \vec{r}(t)/c]} \frac{\vec{n} \times [(\vec{n} - \vec{\beta}) \times \dot{\vec{\beta}}]}{(1 - \vec{\beta} \cdot \vec{n})^2} dt \right|^2 \quad (1-39)$$

其中 $\vec{r}(t)$ 是电子在 t 时刻的位置, $\vec{\beta}$ 是归一化到光速 c 的电子速度, $\dot{\vec{\beta}} = d\vec{\beta}/dt$ 是除以光速 c 之后的加速度值。根据公式 (1-39) 可知, X 射线本质上是由相对论能量电子束的加速产生的。同步辐射装置中通过插入周期性磁铁让电子产生横向振荡从而发出辐射即是根据这一原理。

相对论能量电子横向振荡产生辐射可以分为两类。如图1-5所示, 假设电子具有沿 z 方向的相对论级别的速度并同时在 x 方向有横向振荡, 则每个时刻电子瞬时的辐射方向为图中扇叶形区域, ψ 为电子速度方向和 z 方向的最大夹角, $\Delta\theta = 1/\gamma$ 为瞬时辐射的发散角。当 $\psi \ll \Delta\theta$ 时, 我们称之为波荡器 (undulator) 辐射。此时电子沿着轨迹运动时的辐射方向基本保持不变。相反当 $\psi \gg \Delta\theta$ 时, 我们称之为摇摆器 (wiggler) 辐射。此时电子在轨迹不同地方发出的辐射有不同的方向。区分这两种机制的无量纲参数为 $K = \gamma\psi$ 。这两种机制下产生的辐射具有完全不同的辐射谱、发散角、辐射能量、辐射光子数目等特征。

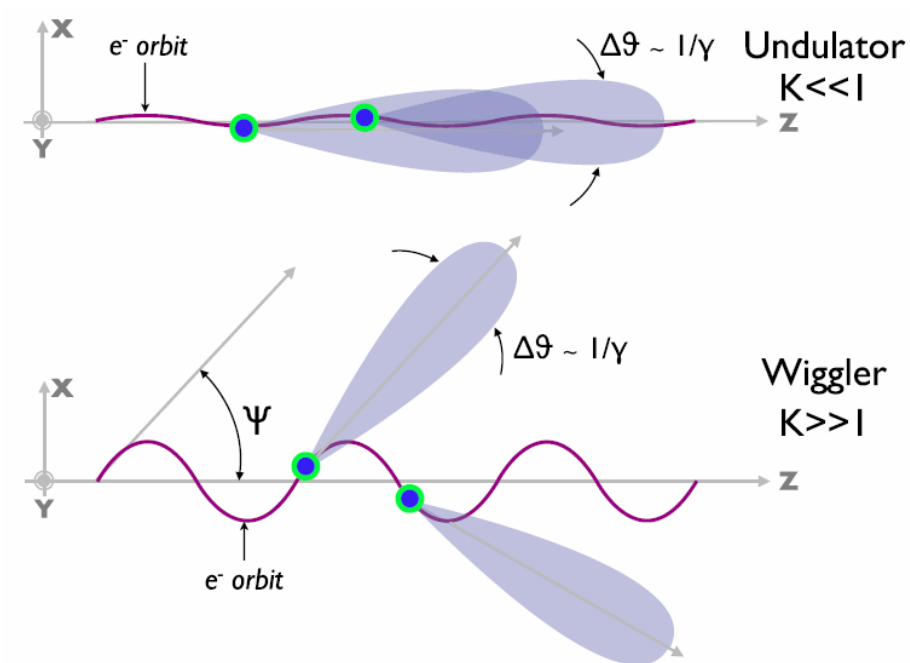


图 1-5 波荡器（上）和摇摆器（下）条件下电子横向振荡产生 X 射线辐射的示意图。图片来自文献 [9]

Fig 1-5 Illustration of the undulator and wiggler limits, at the top and the bottom, respectively.

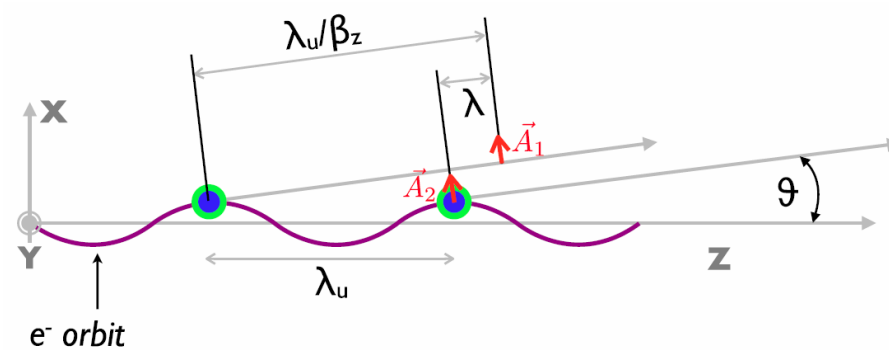


图 1-6 辐射周期计算原理图。图片来自文献 [9]

Fig 1-6 Schematic for the calculation of the spatial period λ of the radiation.

为了进一步分析辐射特征,我们将电子的振荡简化为横向的正弦波,周期为 λ_u , 速度 β 和相对论因子 γ 不变。这时电子的轨迹为

$$x(z) = x_0 \sin(k_u z) = \frac{\psi}{k_u} \sin(k_u z) = \frac{K}{\gamma k_u} \sin(k_u z) \quad (1-40)$$

其中 $k_u = 2\pi/\lambda_u$ 为波矢, x_0 为横向振荡幅度。根据电子总能量不变的假设, 电子横向速度增加就会导致其纵向速度减小。于是根据轨迹可以得到电子的纵向速度

$$\beta_z \simeq \beta \left[1 - \frac{K^2}{2\gamma^2} \cos^2(k_u z) \right] \quad (1-41)$$

$$\bar{\beta}_z \simeq \beta \left(1 - \frac{K^2}{4\gamma^2} \right) \simeq 1 - \frac{1}{2\gamma^2} \left(1 + \frac{K^2}{2} \right) \quad (1-42)$$

当电子运动为周期性轨迹时, 发出的辐射也是周期性的, 且辐射场的周期就是辐射谱的基频。如图1-6所示可得辐射场的空间周期为

$$\lambda = \frac{\lambda_u}{\bar{\beta}_z} - \lambda_u \cos\theta \simeq \frac{\lambda_u}{2\gamma^2} \left(1 + \frac{K^2}{2} + \gamma^2 \theta^2 \right) \quad (1-43)$$

此时, 辐射谱由基频 $\omega = 2\pi c/\lambda$ 及其谐波构成。当 $K \ll 1$ 时, 电子纵向速度的降低可以忽略: $\bar{\beta}_z \simeq \beta$, $\gamma_z = 1/\sqrt{1 - \bar{\beta}_z^2} \simeq \gamma$ 。平均静止坐标系中电子运动近似为偶极振荡, 产生的辐射谱仅有单一的基频峰, 频率值 ω 与观察角 θ 有关。当 $K \gg 1$ 时, 电子会由于横向振荡产生明显的纵向速度降低 $\gamma_z = \gamma/\sqrt{1 + \frac{1}{2}K^2}$ 。平均静止坐标系中电子做8字形运动, 辐射谱由基频及各次谐波共同构成。对于有 N 个周期的电子振荡轨迹, 辐射的脉宽为

$$\tau = N\lambda/c \quad (1-44)$$

对于波荡器 ($K \ll 1$), 辐射方向不变, 辐射的发散角就是 $\theta_r = 1/\gamma$ 。对于摇摆器 ($K \gg 1$), 电子振荡方向上电子各时刻的辐射方向不同, 总的辐射发散角为 $\theta_{Xr} = \psi = K/\gamma$, 而在垂直电子振荡平面上各时刻辐射方向仍然相同, 总辐射发散角仍为 $\theta_{Yr} = 1/\gamma$ 。令 $\hat{p}$ 为电子归一化到 mc 的动量, 根据单个电子辐射功率的表达式 [93]

$$P(t) = (e^2/6\pi\epsilon_0 c) \gamma^2 [(d\hat{p}/dt)^2 - (d\gamma/dt)^2] \quad (1-45)$$

可知, 电子的平均辐射功率 $\bar{P}_\gamma$ 和单位振荡周期内的总辐射能量 I_γ 分别为

$$\bar{P}_\gamma = \frac{\pi e^2 c}{3\epsilon_0} \frac{\gamma^2 K^2}{\lambda_u^2} \quad (1-46)$$

$$I_\gamma = \frac{\pi e^2}{3\epsilon_0} \frac{\gamma^2 K^2}{\lambda_u} \quad (1-47)$$

在波荡器中 ($K \ll 1$), 辐射谱是单能的, 平均光子能量为 $\hbar\omega_{\theta=0}/2$, 故辐射光子数目为

$$N_{\gamma} = \frac{2\pi}{3}\alpha K^2 \quad (1-48)$$

其中 $\alpha = e^2/4\pi\epsilon_0\hbar c$ 是精细结构常数。在摇摆器中 ($K \gg 1$), 辐射谱形状与同步辐射谱类似, 辐射光子数目约为

$$N_{\gamma} = \frac{5\sqrt{3}\pi}{6}\alpha K \quad (1-49)$$

下面我们将对几种常见的基于激光尾波场加速器的辐射产生机制做简单介绍。

1.5.1 基于等离子体波荡器的 betatron 辐射

如1.2节所述, 当超强飞秒激光脉冲在低于临界密度的等离子体中传播时, 激光的有质动力会将背景等离子体电子排开在中心产生带净正电荷的离子腔, 通常称为空泡尾波场。电子被捕获到空泡中后, 除了获得纵向的加速外, 还会受到球形离子腔产生的指向激光传播轴的横向回复力, 从而导致电子的横向振荡并产生 X 射线辐射。我们将这种辐射称为 betatron 辐射。

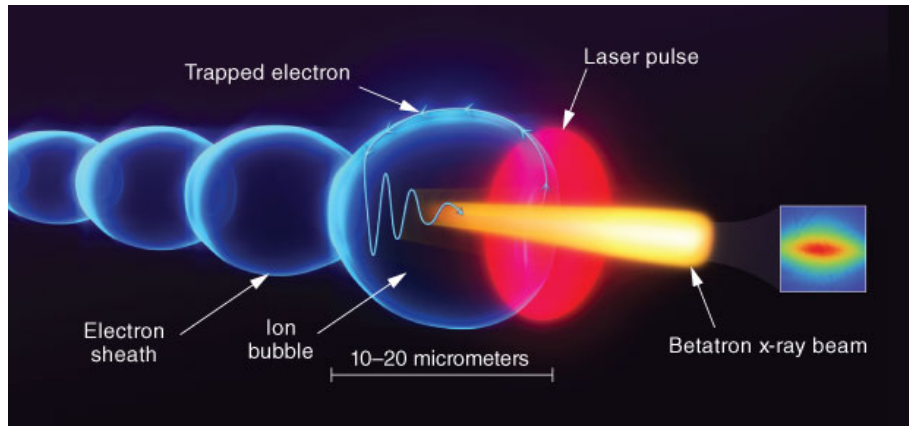


图 1-7 产生 betatron 辐射的示意图。图片来自文献 [94]

Fig 1-7 Schematic diagram of the generation of betatron radiation.

Betatron 辐射是最早被提出和观察到的基于激光尾波场加速的辐射机制 [95, 96]。十多年来受到了广泛的关注和研究 [96–103]。Rousse 等人发现 betatron 辐射的强度与等离子体密度关系密切, 并首次测出了 betatron 辐射谱 [96, 97]; Kneip 等人利用准单能电子束产生 betatron 辐射, 其光子频率达到 10 keV 的硬 X 射线波段 [98–100]; Cipiccia 等人在传统 betatron 的基础上延长激光脉宽使得激光与被加速电子发生直接相互作用, 产生能

量高达 MeV 的辐射光子 [102]; Yan 等同时产生了准单能电子束和强 X 射线辐射 [103]。Betatron 辐射产生装置简单,不需要增加额外设备,既能被用于拍摄微观照片 [104],也能用于诊断激光与等离子体的相互作用过程 [105],具有广泛的应用前景。

1.5.2 基于传统波荡器的类同步辐射

另一种产生类同步辐射的方法是让激光尾波场加速产生的高能电子穿过外加的传统波荡器或摇摆器,使电子产生横向振荡从而发出辐射,如图1-7所示。传统的波荡器或摇摆器一般为周期性放置的南北极交替的磁铁,用来产生周期变化的静磁场。典型的磁场周期为厘米量级,整个装置的尺度约为米量级。因此相比 betatron 辐射源,基于传统波荡器的同步辐射源的一个劣势是电子横向振荡的周期 λ_u 较大(厘米量级)。想要获得 X 射线频段的辐射,需要电子的初始能量达到 GeV 量级,这就要求辐射源中的激光尾波场加速器使用更高能量的激光脉冲和更长的加速距离。

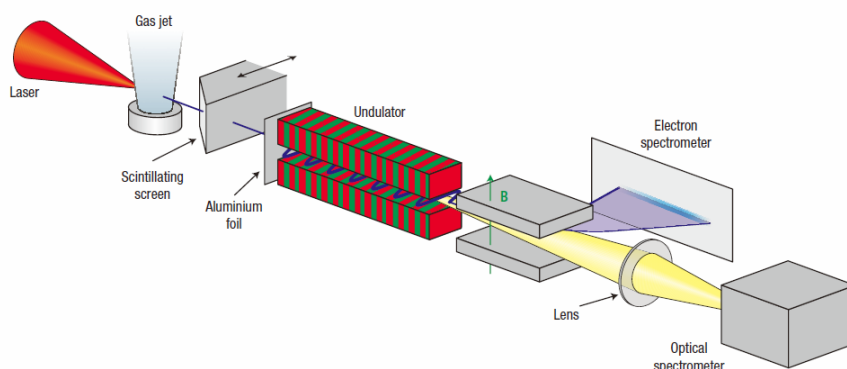


图 1-8 基于传统波荡器的辐射装置图。图片来自文献 [106]

Fig 1-8 Set-up of plasma accelerator and conventional undulator experiment.

Schlenvoigt 等人首次在实验上实现了利用激光尾波场加速产生的电子束产生的同步辐射源 [106]; Fuchs 等利用更高能量的电子和更短的波荡器周期产生了能量高达 130 eV 的辐射光子 [107],为未来实现可调谐性更高的辐射源奠定了基础。相比基于传统加速器的同步辐射光源,基于激光尾波场的同步辐射光源装置更为简单紧凑,建造成本大大降低,有利于满足大学实验室和中小级别实验室对同步辐射光的使用需求。

1.5.3 基于光波荡器的非线性汤姆逊/康普顿散射

另一种产生 X 射线的方式是利用激光尾波场加速产生的电子与散射光(电磁波)相互作用,使电子在电磁波的偏振方向振荡产生辐射。从量子电动力学角度描述,为电子

吸收一个或多个光子并发出一个光子的过程。由于实验中一般使用相对论能量级别的散射光, 存在非线性效应, 因此通常称之为非线性汤姆逊 (Thomson) /康普顿 (Compton) 散射。因为在电子与散射光的相互作用中存在两次多普勒频移, 所以散射光子的频率 ω_r 一般为入射光子频率 ω_i 的 $4\gamma^2$ 倍或其谐波, 其中 γ 是电子的相对论因子。这导致非线性 Thomson/Compton 散射中只需要中等能量的电子束 (100 MeV 左右) 就能产生 X 射线甚至 γ 射线波段的散射光子。

陈赐原等人使用激光直接照射背景等离子体, 在实验上首次观测到了非线性 Thomson 散射 [109]; 后来人们更多的采用激光尾波场加速产生的高能电子进行实验 [110]; Phuoc 等人通过等离子体镜反射驱动激光尾波场加速器的激光与电子束进行散射, 实现了全光的 Thomson 散射 [108], 如图1-9所示; 陈守元等在实验上获得了窄带宽、中心能量可调的 Thomson 散射 [111]; Sarri 等获得了超高亮度、最高光子能量超过 18 MeV 的辐射 [112]; Kalmykov 等利用梳状能谱的电子产生了梳状能谱的 γ 射线 [113]。基于光波荡器的非线性 Thomson/Compton 散射源未来的发展目标一是全光地产生高度可调的、准单能的 X 射线辐射, 二是产生高重复频率的 X 射线辐射 [114]。

1.6 数值模拟

超短超强激光脉冲和等离子体的相互作用是一个作用时间极短、多种波与粒子相互耦合、高度非线性的过程。想要理解这一复杂过程的物理本质, 仅仅通过理论推导和实验研究是非常困难的, 于是人们引入了利用现代高性能计算机实现的数值模拟研究方法 [115–117]。数值模拟也被认为是在计算机上进行的数值实验。不同的模拟程序意味着对物理规律不同程度的运用和简化, 研制合适的模拟程序并给定我们感兴趣的初始条件后, 计算机就能给出接下去的演化中我们想知道的任意细节。数值模拟结果可以与简化的解析模型计算出的理论结果对比, 也能预测尚未进行的实验会发生什么。几十年来, 数值模拟一直是激光尾波场加速研究中一个不可替代的工具 [118–120]。通过数值模拟, 我们能够得到超高时间精度的尾波场形成、电子捕获和加速的物理过程描述, 对于实验方案的设计和实验结果的理解起到了巨大的帮助作用 [7, 73, 121, 122]。

大部分的等离子体问题都可以用四个 Maxwell 方程和带电粒子的洛伦兹运动方程来描述。实际情况中, 根据所研究问题中等离子体的热平衡状态、时间尺度、非线性程度等情况的不同可以把关于等离子体的数值模拟分为两大类, 流体模拟和动力学模拟。激光尾波场加速研究中, 我们关心的是粒子在相空间中的分布函数, 最常使用的是动力学模拟中能自洽描述带电粒子运动的粒子模拟 (Particle-in-Cell, PIC)。另一种将计算量均匀分布在相空间以关注少部分相空间位置特殊粒子的动力学模拟是 Vlasov 模拟。Vlasov 模拟是数值求解相空间中分布函数演化的模拟方法, 相比于 PIC 模拟缺点是计

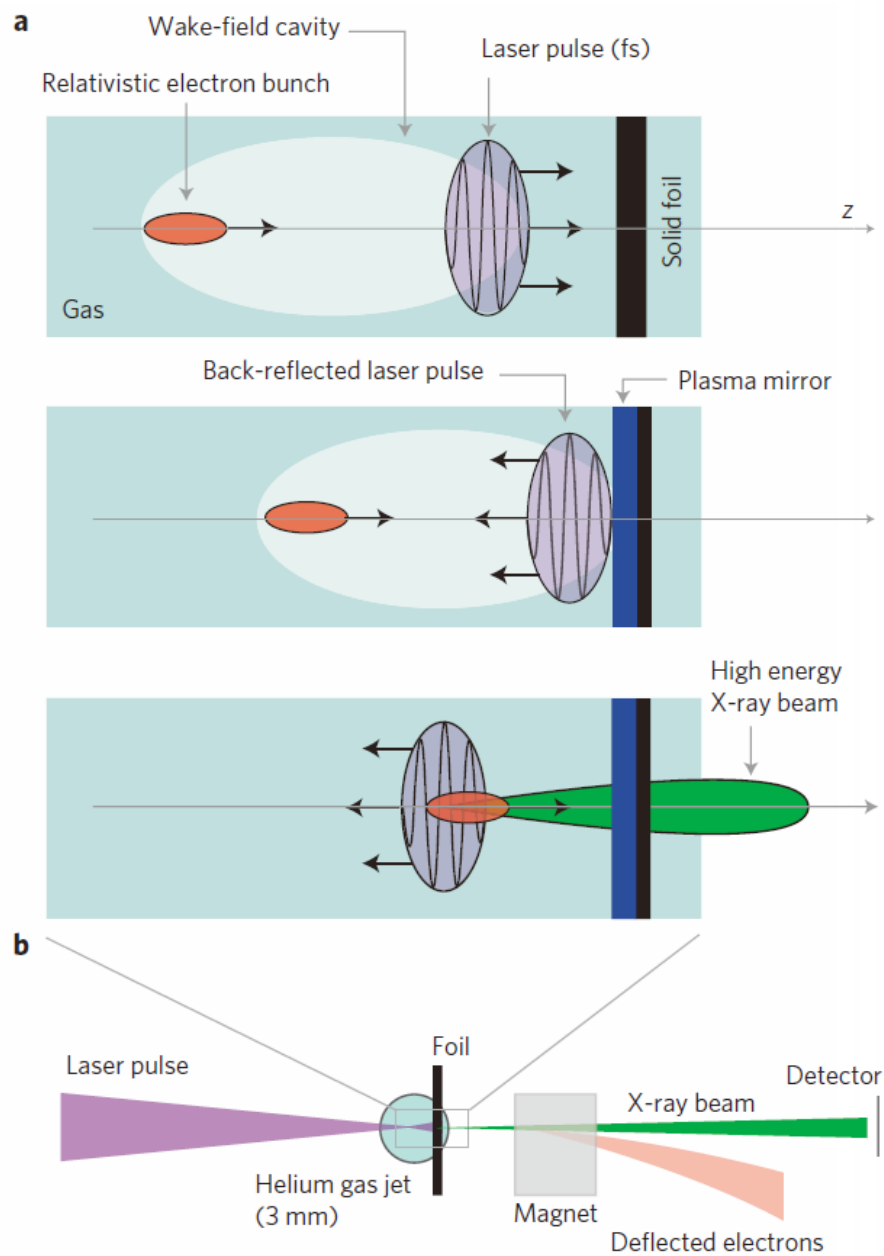


图 1-9 利用等离子体镜反射激光产生的全光 Compton 辐射源。图片来自文献 [108]

Fig 1-9 All-optical Compton radiation source with the laser pulse reflected by a plasma mirror.

算量大、运算速度慢，且在相空间中的锐边界有分布函数的扩散效应 [123]。如果想进一步考虑粒子间的碰撞，就需要使用 Fokker-Planck 模拟，其计算量更为庞大。本文中我们始终采用 PIC 程序来模拟等离子体。

1.6.1 粒子模拟

PIC 模拟以接近第一性原理的方式自洽地模拟等离子体中带电粒子的运动。在 PIC 模拟中，每个时刻直接采用 Maxwell 方程求解电磁场，

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \rho / \epsilon_0 \quad (1-50)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (1-51)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\partial \mathbf{B} / \partial t \quad (1-52)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j} + \frac{1}{c^2} \partial \mathbf{E} / \partial t \quad (1-53)$$

公式中 t 为时间， $\mathbf{E}$ 和 $\mathbf{B}$ 分别为电场和磁场矢量，电荷密度 ρ 和电流密度 $\mathbf{j}$ 则与带电粒子的位置和速度有关：

$$\rho = \sum_{i=1}^N \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) q_i \quad (1-54)$$

$$\mathbf{j} = \sum_{i=1}^N \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) \mathbf{v}_i q_i \quad (1-55)$$

其中 $\mathbf{r}_i$ 、 $\mathbf{v}_i$ 、 m_i 和 q_i 分别为第 i 个粒子的位置、速度、质量和电量 (i 可以取 1 到 N)。另一方面，带电粒子的推动根据 Newton-Lorentz 运动方程求解：

$$\frac{d\mathbf{r}_i}{dt} = \frac{\mathbf{p}_i}{m\gamma} \quad (1-56)$$

$$\frac{d\mathbf{p}_i}{dt} = q_i(\mathbf{E} + \mathbf{v}_i \times \mathbf{B}) \quad (1-57)$$

原则上仅凭这些方程就能实现等离子体的模拟。但事实上，尽管最近的高性能计算能力已得到突飞猛进的发展，我们通常考虑的区域电子和离子的总数目仍然远远大于现有超级计算机的计算能力上限。PIC 模拟中我们采用的解决办法是将计算粒子视为在相空间中分布接近的很多真实等离子体粒子组合而成的宏粒子，并采用了粒子云模型 [116]。只要宏粒子的核质比与真实粒子相同，它们就能够以与真实粒子相似的方式运动。上述模型的另一个问题是 N 个粒子中的任意一个都会与其它 $N-1$ 个发生相互作用，导致考虑的总相互作用次数高达 $N(N-1) \approx N^2$ 次。在 N 已经很大的前提下，计算机也无法处理这么多次的相互作用。所以 PIC 模拟中，我们并不在粒子所在位置直接计算电磁

场，而是在空间网格的格点上计算。这样对于总粒子数目为 N ，网格数目为 $N_x \times N_y$ 的二维模型。每步的计算量就正比于 N 或 $N_x \times N_y$ 而远远小于 N^2 。这使得我们能够正确高效地处理 N 数目很大的等离子体模拟，如图1-10(a)所示。

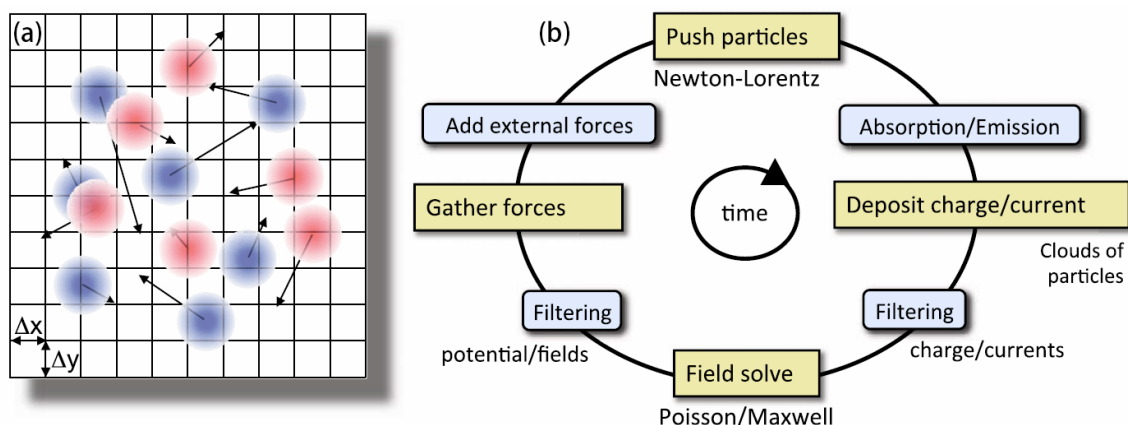


图 1-10 (a)PIC 模拟是大量带电粒子（蓝色为正电荷，红色为负电荷）及其电磁场自持演化的过程，
(b)PIC 模拟的基本算法步骤。图片来自文献 [124]

Fig 1-10 (a) The PIC method follows the evolution of a collection of charged macroparticles (positively charged in blue, negatively charged in red) that evolve self-consistently with their electromagnetic fields. (b) Basic algorithm steps of PIC simulations.

图1-10(b)显示了每轮时间步下 PIC 算法的四个核心步骤：（1）用 Newton-Lorentz 公式求解带电粒子的速度和位置；（2）通过插值方法将模型中的电荷和电流从粒子位置沉积到网格格点上；（3）在所有网格格点上计算 Maxwell 场方程；（4）将计算出的新的电磁场信息从网格格点再插值回粒子所在位置，为下一步的粒子推动计算做准备。其它额外的操作根据所研究物理问题的不同插入在上述四个核心操作之间，包括：粒子吸收和释放的考虑、模型外部施加的场或者力、处理数值噪声的平滑和过滤操作等。此外，针对 PIC 模拟计算量大、时间长的问題，人们还发展了移动窗口、准静态近似、Lorentz-boosted 坐标系等一系列方法来提高 PIC 模拟的效率，以实现可控计算成本下的多维模拟 [124]。

目前国际上发展了很多较为成熟的 PIC 模拟程序，本文中主要采用了以美国加州大学洛杉矶分校为主开发的 OSIRIS 程序 [125] 和以德国马普所为主开发的 VLPL 程序 [126]。需要注意的是，我们采用的这些 PIC 模拟程序中均不包括高频辐射计算模块，为此我们专门自主研发了程序来计算电子在激光尾波场中加速时产生的高频辐射。

1.6.2 辐射模拟

本文中我们采用的是自主研发的辐射模拟程序“Virtual Detector for Synchrotron Radiation” (VDSR)。该程序能够精确地计算出激光与等离子体相互作用过程中多种物理机制下产生的类同步辐射。本文中我们将在 VDSR 中根据 PIC 模拟得到的电子轨迹来计算 betatron 辐射, 也将直接计算电子束与激光进行 Thomson 散射产生的辐射。

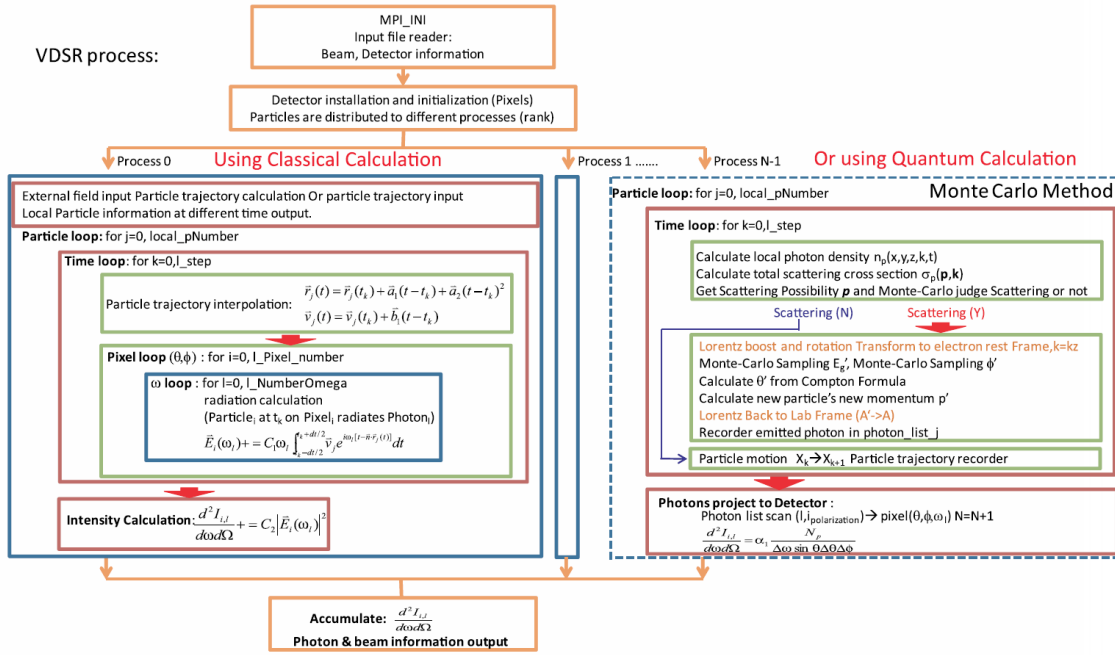


图 1-11 VDSR 程序的原理图。图片来自于 [127]

Fig 1-11 A schematic view of the VDSR programming flowchart.

VDSR 程序是适合在高性能计算机上使用的并程序, 可有效利用上千个 CPU 进行计算, 流程图如图1-11所示。首先向程序输入计算的模型, 接着根据参数条件的不同选择采用经典方式或量子方式计算辐射, 最后得到虚拟的远场探测器上每个像素点处接收到的单位频率 ω 、单位立体角 Ω 上的辐射强度 $d^2 I / d\omega d\Omega$ 以及粒子和场的演化信息。经典模式下, 辐射根据式 (1-39) 积分得到, 粒子 j 在 k 时间步的单步积分为

$$I_{j,k} = e^{i2\pi\omega(t_k - \vec{n} \cdot \vec{r}_{j,k})} \int_{-dt/2}^{dt/2} e^{i2\pi\omega(1 - \vec{n} \cdot \vec{a}_1)t} (\vec{\beta}_{j,k} + \vec{b}_1 t) \times e^{i2\pi\omega(-\vec{n} \cdot \vec{a}_2 t^2)} dt \quad (1-58)$$

其中 $\vec{a}_1$, $\vec{a}_2$, $\vec{b}_1$ 为粒子轨迹的位置和速度插值系数 (见图1-11) [127]。本文中仅使用了根据经典方式计算的 VDSR 辐射模拟。

VDSR 程序相比之前的同步辐射数值模拟程序的一个重要改进就是经典范围内对于少周期电子振荡产生辐射的计算更为准确了。通过使用更细致的数学公式, VDSR 程

序从辐射结果中过滤掉了辐射轨迹起点和终点处粒子速度的突变引起的高频辐射,使得模拟出的辐射谱更为精确 [127]。

1.7 本论文选题依据与主要内容安排

相比目前基于传统加速方案的粒子加速器和辐射源,激光尾波场加速和基于激光尾波场加速的辐射源能够大大降低装置尺度和运行维护成本,满足日益增长的对于高能加速器和辐射源的使用需求,使得大学和中小规模研究所的实验室也能够开展相关的实验研究,具有重要的应用价值,是激光等离子体物理领域最热门的研究方向之一。

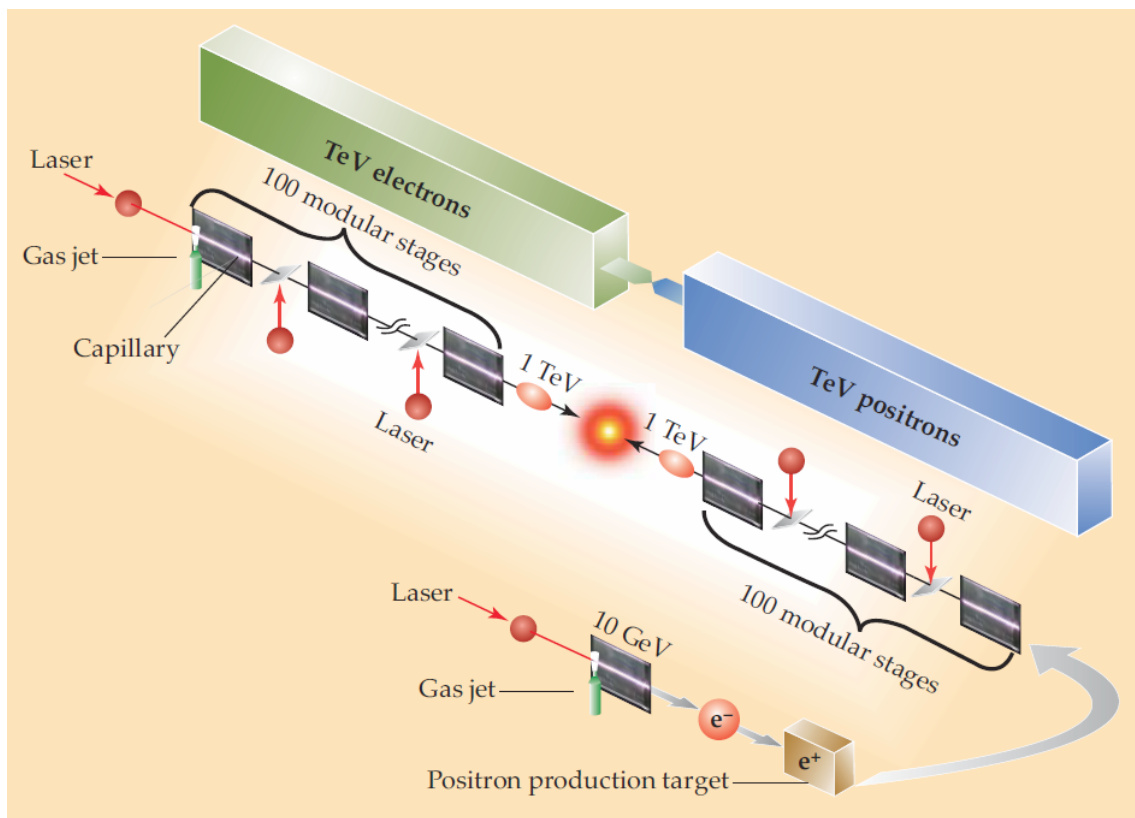


图 1-12 基于激光尾波场加速器的 TeV 正负电子对撞机原理图。图片来自于 [3]

Fig 1-12 A schematic view of the LWFA based TeV electron-positron collider.

激光尾波场加速器的一个重要应用方向是建造正负电子对撞机。世界上拟建造的大型正负电子对撞机所需的电子、正电子能量将达到 TeV 量级。如图1-12所示,美国伯克利国家实验室的 Leemans 等设计了基于激光尾波场加速器的正负电子对撞机。该对撞机通过级联 100 个单级激光尾波场加速器分别获得 TeV 量级的正负电子束,其中每个激光尾波场加速器从独立的驱动激光中获得能量,能够将电子或正电子的能量提高 10

GeV。为此我们需要获得单级能将电子加速到 10 GeV 左右的激光尾波场加速器和能够实现高效的电子束串联的级联方案。目前电子在单级激光尾波场加速器中获得能量的世界纪录是 4.2 GeV[7]，仍与目标的 10 GeV 有一定距离。因此进一步研究单级激光尾波场加速器中的物理具有实际的意义 [128]。另一方面，2016 年 Steinke 等首次在实验上实现了两级激光尾波场加速器的级联，成功的将 33 pC，100 MeV 电子束中 3.3% 的电子在第二级中进一步加速到了 200 MeV，宣告了激光尾波场加速器的实验研究正式进入级联问题阶段。然而，目前该方案级联效率仍然较低、两加速级间实现电子耦合的设备不仅复杂而且设备参数与电子束能量相关，难以适应未来上百级加速器耦合的要求。因此，我们需要从理论上寻找解决加速器级联问题的新方案，为接下去的实验研究指明方向。此外，目前激光尾波场加速器产生的电子束在能散、束流发射度等特性上与传统加速器相比还有不小差距。而不管是高能电子束的应用还是激光尾波场加速器的级联耦合效率都与电子束的这些特性紧密相关。所以我们仍需要进一步研究如何提高激光尾波场加速器产生电子束的品质。空泡机制下的激光尾波场加速器中，电子的注入机制不仅对最终获得的电子束品质有决定性作用，还会对电子束能量的精确控制、实验装置的操作难度、实验方案的实用程度产生影响，因此继续探索新的电子注入机制仍然是现阶段激光尾波场加速器研究不可或缺的组成部分。

基于激光尾波场加速的多种辐射机制为产生更高亮度、更短脉宽的 X 射线辐射提供了新的途径。然而，各种现有辐射产生方案仍存在缺点。Betatron 辐射过程尽管实现简单、不需要增加额外的装置，但电子的 betatron 振荡周期和幅度始终变化，无法实现与同步辐射光源中类似的固定周期和振幅的电子振荡；外插入的传统波荡器则会增加整个装置的尺度并限制电子的最小振荡周期和辐射光子的最高能量。此外，基于激光尾波场加速器的辐射源的可调谐性也不够理想，难以适应复杂的应用场景。因此，不增加额外装置、全光的产生高度可调谐的类同步辐射 X 射线具有实际的意义。Thomson 散射中需要让激光尾波场加速器产生的高能电子束与另一束散射激光发生碰撞，这种辐射受相对论多普勒效应的影响有很高的光子能量 [110]。此前研究中使用的散射光强度往往弱于或接近相对论的强度，不会产生高阶非线性现象。随着激光技术的日益进步，散射光的强度已经能够达到更高的量级，这很有可能使非线性效应显著增强，使得激光与等离子体相互作用中出现新的物理现象。因此，研究基于激光尾波场加速和高相对论级别能量散射光的 Thomson 散射研究也很有必要。

综上所述，我们对本论文后续各章节做如下安排：

第二章，我们将主要研究激光尾波场加速器中电子能量的进一步提高和电子的注入。首先，我们提出一个新的激光尾波场加速器级联耦合方案。该方案与现有的使用等离子体镜和等离子体透镜进行级联耦合的方案不同，通过弯曲的等离子体通道和电子束

的自聚焦效应分别导引激光和电子束的传播，实现两者在下一级加速器中的耦合。该方案能够实现稳定的级联耦合，且电子级联效率较高，适用于多级耦合。然后，我们将会研究单级激光尾波场加速器中边界层电子的动力学。在1.4节中，我们在计算泵浦耗散长度时简单的认为激光泵浦能量能完全转化为了等离子体尾波场能量。但在模拟中我们发现空泡边界层中的电子可以形成三种不同类型的波，并离开等离子体尾波场。通过对这些波的区分和研究，我们试图厘清边界层电子形成不同类型波的条件、波中电子的动力学特征和能量演化，分析其对激光尾波场加速器能量转化效率的影响，希望可以从提高能量转化效率的角度提升泵浦耗散长度。同时我们也将寻找这些波自身的应用途径。最后，我们将会研究一种新的电子注入机制——通过两束激光各自驱动的等离子体尾波的碰撞进行注入。与之前通过多束激光碰撞实现电子注入不同，在尾波碰撞注入方案中两束激光即使不发生碰撞也能实现电子注入。通过 PIC 模拟结果与实验结果的对比，我们将分析尾波碰撞注入的原理，解释不同情况下电子的注入过程，讨论该电子注入方案的特点和其它应用场景。

第三章，我们将重点研究基于激光尾波场加速器的 X 射线辐射源。我们首次发现当激光偏轴或倾斜入射到等离子体通道中时，等离子体尾波场和尾波场中的注入电子都会随激光脉冲一起在等离子体通道中做周期固定的横向振荡。由此产生的电子振荡轨迹与 betatron 振荡有本质区别，类似于同步辐射光源中的电子振荡，因此也会产生类同步辐射的 X 射线。我们将通过简化模型，讨论电子振荡周期的影响因素，分析辐射的可调谐性。之后，通过将该方案推广到更一般的情况，我们还将获得螺旋形的电子运动轨迹和形状可调的椭圆形远场辐射分布。通过进一步分析远场辐射上不同位置的频谱，我们发现辐射光的偏振与电子的运动轨迹高度关联，也是高度可调的。最后，我们将会研究基于激光尾波场加速的 Thomson 散射。借助先进的合作实验平台，我们利用远超之前报道的高度非线性的散射光用于与激光尾波场加速产生的准单能高能电子束进行散射。由于参数区间的变化，我们发现 Thomson 散射中的非线性效应显著，在模拟和实验中同时观察到了阶数超过 500 的多光子 Thomson 散射现象。通过辐射模拟，我们解释了高阶多光子 Thomson 散射中出现远场菱形辐射分布的原因，分析了辐射频谱、辐射功率等参数，为今后的非线性 Thomson 散射研究提供了基础和依据。

第四章里我们将对整篇论文进行总结，并对可能的后续研究进行展望。

第二章 基于激光尾波场的电子加速研究

2.1 引言

电子加速问题是激光尾波场加速研究中的根本问题,吸引了人们的广泛关注。激光尾波场加速中电子加速的原理复杂,可以控制的激光和等离子体参数众多,包含丰富的物理过程。通常,人们从激光尾波场的激发 [15–17, 129, 130]、电子的注入和捕获机制 [51, 60, 61, 131]、电子能量的提升 [7, 30, 34]、电子束品质的提高 [35, 42, 132, 133] 等方面开展电子加速研究。这一章,我们将重点研究如何克服激光泵浦耗散长度对加速能量的限制,以及基于多束激光的电子注入新机制。

本章主要有三个部分内容:第一部分中我们将基于弯曲的等离子体通道对激光脉冲的导引,提出一种新的激光尾波场加速的级联方案,同时实现激光和电子束的高效级联耦合;第二部分我们将回到单级激光尾波场加速中,研究尾波场的边界层电子的特性及其对激光能量转化效率和泵浦耗散长度的影响,并根据边界层电子自身的特点寻找可能的应用场景;第三部分,我们将数值模拟两束相对论强度激光激发的尾波场间的碰撞,并实现电子注入的过程,分析该过程中电子注入的新机制。

2.2 激光尾波场加速的级联方案

2.2.1 研究背景

激光尾波场加速的众多潜在应用中,最引人注目也是最有挑战的一个就是基于激光尾波场加速的 TeV 能级的正负电子对撞机 [3, 134]。然而如1.4节所述,单级激光尾波场加速中电子的能量增益受诸多因素的限制。其中最难以突破的就是泵浦激光能量耗散距离的限制,即加速距离必然会小于激光将其所有能量沉积到等离子体波的距离。根据现有的激光技术和电子获得能量随等离子体密度变化的定标律,单级激光尾波场加速中的电子能量增益的最合适值为 10 GeV。目前全世界的相关科研人员都在朝这一目标努力 [7, 21, 29–31, 76, 135]。为了在未来实现制造 TeV 能级的对撞机,必须要将多个使用独立激光驱动的激光尾波场加速过程进行级联耦合,即让在第一级激光尾波场加速中被加速的电子束注入到由另一个新的激光脉冲驱动的激光尾波场中继续加速。由于电子束和尾波场结构的尺度小至微米量级、各级激光同步的时间精度要求高达飞秒量级和极短的耦合距离,实现激光尾波场加速的级联难度非常大。2016 年,美国劳伦斯-伯克利国家实验室的 Steinke 等人 [73] 初步实现了两级激光尾波场加速的级联耦合。他们通过使用等

离子体镜 [136] 来反射新激光改变激光的传输方向, 通过使用等离子体透镜 [137] 来重新聚焦电子束, 将在第一加速级中被初步加速的电子束中约 3.5% 的电子耦合到了第二加速级中, 并再次加速了 100 MeV。这一实验方案中, 两加速级之间需要安装复杂的等离子体镜和主动式的等离子体透镜。同时, 为了在电子束质量不显著变差的情况下获得较高的耦合效率, 需要精确匹配前级电子束的出射能量和主动式等离子体透镜的参数, 这在多加速级耦合时显然很难办到。更重要的是, 如果真的要实现数十甚至上百个激光尾波场加速级的级联, 电子束的级联效率必须要接近 100% 才行。因此, 我们急需寻找一种简单高效的激光尾波场加速的级联耦合新方案。

除了等离子体镜之外, 弯曲的等离子体通道也可以引导激光传输 [138–143]。Reitsma 等人 [139] 从理论上研究了激光在弯曲等离子体通道中的传输, 给出了能实现激光中心稳定传输的均衡位置。陈民等人 [140], 罗辑等人 [141] 和 Palastro 等人 [142] 讨论了基于弯曲等离子体通道产生的类同步辐射。Hooker 等人 [143] 发表了基于弯曲通道的紧凑型波荡器和辐射源的专利。本节中, 我们使用一种特殊设计的弯曲等离子体通道来替代现有级联方案中的等离子体镜和等离子体透镜, 实现紧凑的激光尾波场加速的级联。在该方案中, 新激光被一个曲率逐渐变大的弯曲等离子体通道导引进入下一加速级产生新的尾波场, 而电子束则从前一加速级出射后始终在等离子体中沿直线传播进入下一级新激光驱动的尾波场中的合适相位, 实现级联加速。PIC 模拟证明了通过该方案可以实现稳定高效的激光导引和电子耦合。

2.2.2 激光在弯曲等离子体通道中的传输

图2-1是我们级联方案的结构示意图, 主要包括激光脉冲 I, 激光脉冲 II, 第一加速级, 第二加速级和两者之间的级联过渡级。其中, 两个加速级和级联过渡级分别为直毛细管和弯曲毛细管通入气体后放电形成的直等离子体通道和弯曲等离子体通道。该装置工作时, 先由激光脉冲 I 在第一加速级中耗散自身能量产生尾波场捕获并加速电子。在第一加速级出口处电子束继续沿直线传播, 穿过级联过渡级的等离子体通道, 然后进入第二加速级中。而激光脉冲 I 则由于能量损失殆尽无法再继续产生尾波场, 在遇到级联过渡级弯曲等离子体通道的高密度外层时向上偏转出等离子体区域。另一方面激光脉冲 II 从弯曲等离子体通道的入口处入射, 在通道的导引下运动方向发生改变, 会从中心进入第二加速级的直等离子体通道并激发稳定的尾波场。最终新的尾波场再次捕获原电子束, 并进一步加速电子束。

该级联方案中最为关键的问题就是如何在不造成大的激光能量损失的前提下, 稳定且高效地将激光脉冲 II 引导到第二加速级的直等离子体通道中心。需要注意的是, 根据等离子体通道中激光传输的原理, 激光脉冲偏轴或倾斜入射到匹配的等离子体通

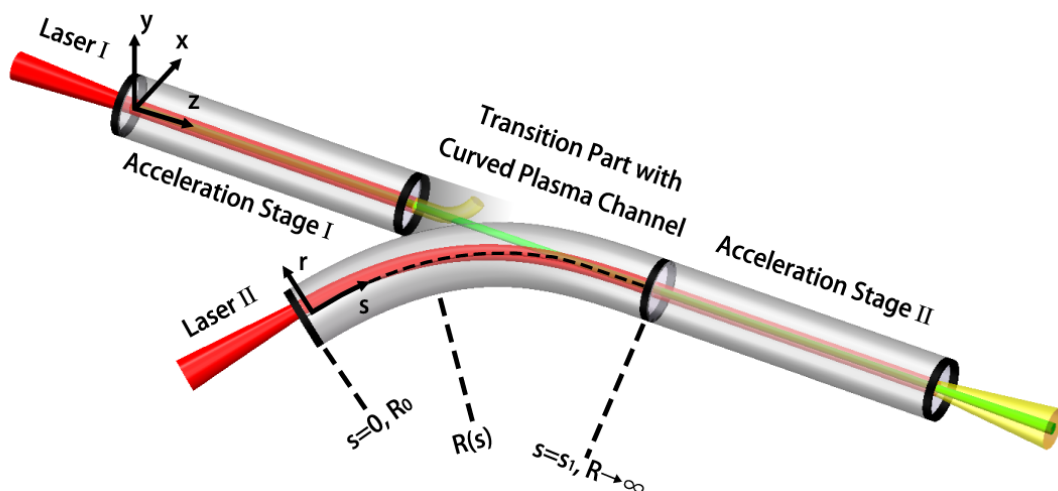


图 2-1 通过弯曲等离子体通道耦合两个独立激光尾波场加速级的原理图及新激光 II（红色）、能量已耗散的旧激光 I（黄色）和被加速电子束（绿色）在该装置中的轨迹。

Fig 2-1 Schematic diagram of coupling the two LWFA acceleration stages via a curved plasma channel with trajectories of fresh lasers (red), depleted lasers (yellow) and electrons (green).

道中会在接下去的运动过程中产生激光中心的横向振荡 [140]，导致激光脉冲变形扭曲、加速能力下降。所以这里对激光脉冲 II 的引导的核心目标就是要让激光脉冲尽可能的从中心垂直入射到第二加速级的等离子体通道中。为了实现该目标，我们首先重点研究的就是激光在弯曲等离子体通道中的传输情况，希望找到弯曲通道的最优的构型。为了简化问题，我们将直通道的中心定义为 z 轴，电子束在直通道中的传输方向定义为 z 轴的正方向。假设激光在 y 方向线性偏振，则激光脉冲演化可以用公式 $(c^2 \nabla^2 - \partial^2 / \partial t^2) A_y = \omega_p^2 A_y$ 来描述。上式中 A_y 代表激光矢势，归一化的 A_y 可以表示为 $e A_y / m_e c^2 = a \cdot \exp(ikz - i\omega_l t) / 2 + c.c.$ ，其中 $\omega_p = \sqrt{4\pi n_p e^2 / m_e}$ 是等离子体的频率。根据 1.4 节中的介绍，一个横向高斯分布的激光脉冲可以在横向密度为 $n_p(r) = n_0 + \Delta n \cdot (r^2 / w_0^2)$ 的抛物线形状的直等离子体通道中稳定传输，其中 $n_0 = n_p(r = 0)$ ， $\Delta n = 1.13 \times 10^{20} (cm^{-3}) / w_0^2 (\mu m^2)$ ， w_0 是焦面处的激光焦斑半径， r 是径向上到通道中心的距离 [15]。进一步，我们引入共动坐标系 $\xi = s - ct$ ，其中 s 是沿着通道中心激光传播的路程。如果弯曲等离子体通道的曲率半径固定为 R ，通过使用慢变包络近似和旁轴近似并仅保留含 r/R 的项泰勒展开后的最低阶，则激光脉冲包络的演化满足以下表达式 [139]：

$$i \frac{\partial a}{\partial t} = \left[-\frac{c^2}{2\omega_l} \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{\omega_l n_0}{2 n_c} \left(1 + \frac{\Delta n}{n_0} \frac{r^2}{w_0^2} \right) - \omega_l \frac{r}{R} \right] a \quad (2-1)$$

其中 n_c 是该激光脉冲对应的等离子体临界密度，激光脉冲包络的初态为 $a(t = 0, r) =$

$a_0 \exp[-(r-r_0)^2/w_0^2]$ 。公式 (2-1) 形式上类似于薛定谔方程, 方程右侧中括号内的项对应于薛定谔方程中的哈密顿算符。对于直等离子体通道, 弯曲通道的曲率半径 $R \rightarrow \infty$, 哈密顿量关于 $r = 0$ 对称。因此初始激光中心在通道中心轴上 (即 $r_0 = 0$) 时, 激光可以稳定传输。类似的, 如果通道有有限大小的曲率半径 R , 想要实现激光脉冲没有横向振荡的稳定传输需要激光从通道中心外侧偏轴入射且偏轴距离为 $r_0 = r_{equ} = (n_c/\Delta n)w_0^2/R$ 。为了确认该结果, 我们通过有限差分法数值求解式 (2-1), 并将激光脉冲的加权中心轨迹 $r_c = \int r|a|^2 dr / \int |a|^2 dr$ 绘制在了图2-2(a) 中。等离子体通道的曲率对激光焦斑演化的影响由该公式右侧中括号内的最后一项代表, 以额外的一种势能的形式产生的, 而不影响哈密顿量中其它与等离子体通道有关的项。故我们仍可以认为此公式代表了有额外势能场存在时, 激光脉冲在沿着等离子体通道方向传播时的演化。图2-2(a) 中的黑色实线代表了如果激光入射时有相对于通道中心的横向偏离距离 $r_{equ} = 6.33 \mu\text{m}$, 它就能在通道中稳定传输。

但是在公式 (2-1) 中, 我们忽略了相对论强度激光带来的非线性效应。在我们的级联加速方案中, 激光脉冲 II 的光强为 $a_0 = 2$ 。该激光强度下, 相对论效应会明显增大电子的相对论质量, 改变等离子体中电子的振荡频率和等离子体的折射率, 不能被忽略。于是在改进的计算中, 我们将背景等离子体的密度 n_0 修正为了 $n_0/(1 + |a|^2/2)^{1/2}$ 。这样哈密顿量就与激光强度产生关联, 式 (2-1) 也就成为了含时的薛定谔方程 (Time-Dependent Schrödinger Equation, TDSE)。图2-2(a) 中的红线是改进后计算出的激光中心运动轨迹。这时即使激光仍然从之前的均衡位置入射, 还是会出现轻微的中心振荡。

为了减弱激光在第二加速级的直等离子体通道中传输时的横向振荡, 降低电子在尾波场中的 betatron 振荡引起的电子能量损失和部分电子由于较大的横向动量从侧面离开空泡尾波场导致的电子束电量减小, 我们要让激光从弯曲通道进入到第二级直通道中时, 相对直通道中心的偏移距离尽可能小, 注入方向尽可能平行于 z 轴 [15]。在此条件下, 激光入射到弯曲等离子体通道中时的最优位置就不再是之前描述的均衡位置了。尽管如图2-2(a) 中的绿线所示, 当入射的偏移位置为 $r_0 = 0$ 或 $r_0 = 2r_{equ}$ 时, 激光脉冲都能在传播距离为振荡周期 $\Lambda_{os}/2 = \pi^2 w_0^2/\lambda_l$ 的整数倍时回到 $r = 0$ 的位置, 即直通道中心轴位置 [15, 140]。但上述情况下, 激光的横向振荡幅度很大, 纵向传播距离即使变化很小也会造成激光横向位置的较大区别, 因此要保证激光出射时恰处于 $r = 0$ 的位置, 对于弯曲等离子体通道长度的选取精度要求非常高。更加不利的是, 这种运动轨迹中激光穿过区域的等离子体密度变化剧烈, 导致激光包络的严重扭曲变形。这种非旁轴的效应无法用式 (2-1) 来描述, 所以我们通过二维 (two-dimensional, 2D) 的 PIC 模拟将激光从 $r_0 = 2r_{equ}$ 的偏移位置入射后, 在第一个 $r = 0$ 位置出射时的激光电场形态绘制在了图2-2(b) 中。严重的激光脉冲形态扭曲会极大降低激光在第二加速级中产生尾波场的稳

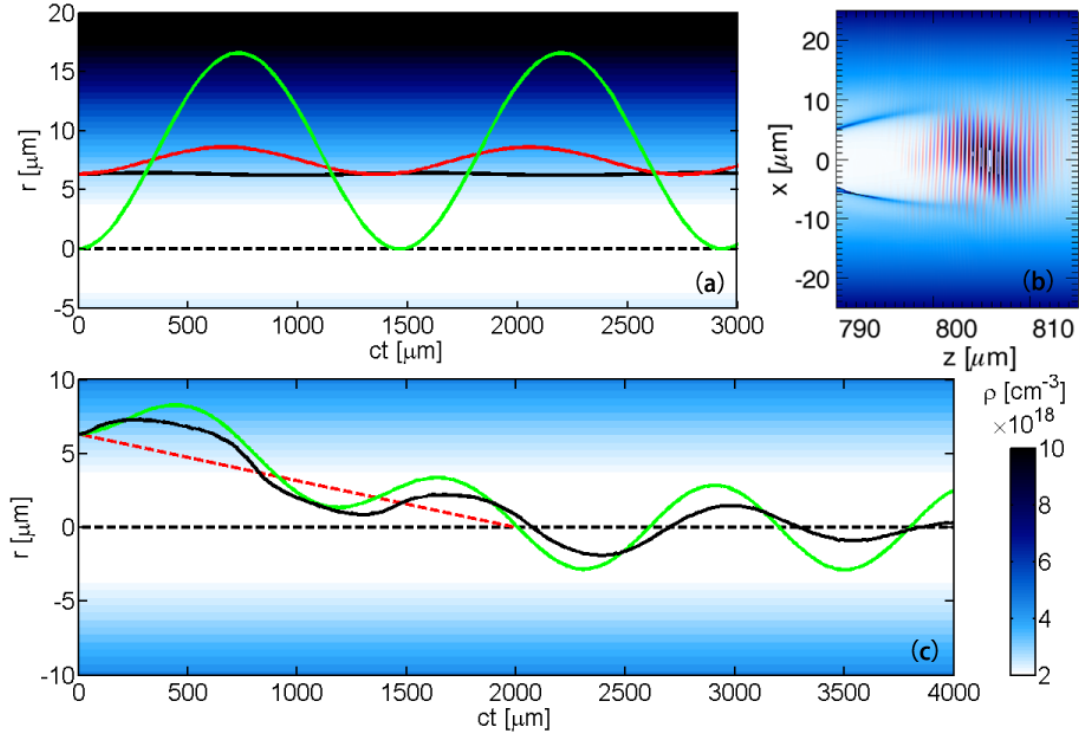


图 2-2 TDSE 模拟和 PIC 模拟得到的激光从不同位置入射到 (a) 固定曲率和 (c) 逐渐增大曲率的弯曲等离子体通道中时的中心轨迹，其中 $\lambda_l = 0.8 \mu\text{m}$, $w_0 = 8 \mu\text{m}$, $R_0 = 10 \text{ mm}$, $n_0 = 10^{-3} n_c$ 。黑色虚线代表通道中心，而红色虚线代表激光传播均衡位置的轨迹。(b) 为 2D-PIC 的快照，显示了注入到直等离子体通道瞬间的激光电场形状。除 (a) 图中的黑色实线外，获得其它结果的模拟中均考虑了激光强度引起的相对论效应。

Fig 2-2 Centroid trajectories (solid lines) of laser injected at different position from TDSE and PIC simulation in a curved plasma channel with fixed radius of curvature (a) and the proposed transition curvature (c) with $\lambda_l = 0.8 \mu\text{m}$, $w_0 = 8 \mu\text{m}$, $R_0 = 10 \text{ mm}$, $n_0 = 10^{-3} n_c$. Dashed lines represent the centre of channels (black) and the laser equilibrium trajectory (red), respectively. A snapshot from a 2D-PIC simulation in (b) shows the laser profile for injection into a straight channel. All results account for relativistic laser intensity effects, except the black solid line in (a).

定性，以及激光能量转化为电子束能量的效率。所以这些都不是最优的激光入射位置。

为了解决上述问题，我们提出改用一个曲率半径变化的等离子体通道来进行级联过渡。考虑实验时的简便性，我们通过固定 $(s_1 - s) \cdot R^\alpha$ 的值来实现通道曲率的变化，其中 s_1 代表弯曲通道的总长度（见图2-1中的共动坐标系）。由此，我们发现

$$r_{equ} = \frac{n_c}{\Delta n} \frac{w_0^2}{R} = \frac{n_c}{\Delta n} \frac{w_0^2}{R_0} \left(\frac{s_1 - s}{s_1} \right)^{1/\alpha} \quad (2-2)$$

其中 R_0 是 $s = 0$ 时的弯管曲率半径。激光脉冲在弯曲等离子体通道中传输时，逐渐降低的 r_{equ} 起到了导引激光脉冲中心从最初的偏轴位置逐渐向中轴靠拢的作用。与此同时，脉冲的中心还会以当前均衡位置为中心，在垂直于 dr_{equ}/ds 的方向上作横向振荡。因此固定的 dr_{equ}/ds 值对于控制该振荡的强度最有利。综上，我们认为当通道曲率半径的变化满足 $\alpha = 1$ 即 $(s_1 - s) \cdot R = s_1 R_0$ 时，能获得最优的激光导引。此时弯曲等离子体通道中心的切线与 z 轴正方向的夹角 θ 之间满足 $\theta = (s_1 - s)^2 / 2s_1 R_0$ 的关系。我们对 θ 进行泰勒展开，忽略 s 的高阶项，同时假设 $s \approx ct$ （即认为激光脉宽相对于通道的总长度可忽略），则可得曲率渐变弯曲等离子体通道的中心坐标：

$$\begin{cases} z = \int d(s_1 - s) \cdot \cos\theta \simeq s \simeq ct \\ x = \int d(s_1 - s) \cdot \sin\theta \simeq (s_1 - ct)^3 / (6s_1 R_0) \end{cases} \quad (2-3)$$

对于式（2-3）所描述的弯曲等离子体通道构型，代入 $s_1 = 2 \text{ mm}$ 之后计算出的激光中心均衡位置变化如图2-2(c)中的红色虚线所示。根据相对论修正后的式（2-1），利用劈裂算符法数值求解 TDSE 计算出的激光中心轨迹和 PIC 模拟得到的激光中心轨迹分别为该图中的绿色和黑色实线。除了围绕均衡位置轨迹的横向振荡稍有不同外，TDSE 方法和 PIC 方法得到的两条轨迹基本一致，验证了我们的理论分析。值得一提的是，相比图2-2(a)中的绿线，该曲率渐变的级联耦合方案中激光始终在较低密度的等离子体中传输，更好的维持了自身的品质。图2-3(b)给出了初始激光条件与图2-2(b)相同的 PIC 模拟中，激光脉冲从弯曲过渡级进入第二加速级时的激光脉冲状况。我们发现通过使用曲率渐变的等离子体通道，激光脉冲的形状得到了更好的保持，这对于激光在第二加速级中的稳定传播有很大的帮助。

2.2.3 通过弯曲等离子体通道实现的激光尾波场加速多级耦合

接下来我们通过 PIC 模拟来进一步研究级联耦合过程中的激光束和电子束情况。模拟中我们从第一加速级出射后的激光和电子束开始考虑，参考常用的实验参数，我们将从第一加速级出射的能量损失殆尽的激光脉冲 I 的纵向包络设定为 $\sin^2$ 形式，其光强为 $a_{10} = 0.7$ ，聚焦处焦斑半径为 $w_{10} = 8 \mu\text{m}$ ，脉宽为 $\tau_{10} = 15 \text{ fs}$ ；而将进入弯曲

通道前能量充沛的激光脉冲 II 的纵向包络设定为高斯形式，其光强为 $a_{20} = 2.0$ ，聚焦处焦斑半径为 $w_{20} = 8 \mu\text{m}$ ，脉宽为 $\tau_{20} = 20 \text{ fs}$ 。同时，我们将从第一加速级出射的电子束简化为柱状均匀密度分布，电子束的半径为 $r_b = 0.5 \mu\text{m}$ ，长度为 $l_b = 2.0 \mu\text{m}$ ；初始平均能量为 $\langle E \rangle = 1 \text{ GeV}$ ，半高全宽 (Full Width at Half Maximum, FWHM) 能散为 $(\Delta E)_{FWHM} = 50 \text{ MeV}$ ；横向上所有电子都仅有初始的 x 方向动量且 $\langle p_x \rangle = 0$ ， $(\Delta p_x)_{FWHM} = 12 \text{ m}_e c$ 。该电子束的电流约为 350 安培。根据式 (2-3)，我们选择了长 2 mm，中心坐标为 $x(\text{mm}) = (2 - z(\text{mm}))^3 / (6 \times 2 \times 10)$ ， $y(\text{mm}) = 0$ ，半径 $30 \mu\text{m}$ 的弯曲等离子体通道来导引激光脉冲 II，通道的曲率半径从 $s = 0$ 时的 $R_0 = 10 \text{ mm}$ 按照上述的变化关系逐渐增大到 $s = s_1$ 时的无穷大。此弯曲等离子体通道的末端与相同管径、长为 3 mm 作为第二加速级的直等离子体通道同心地连接。模拟中网格的尺寸为 $dx = 50 \text{ nm}$ ， $dz = 29.4 \text{ nm}$ ，每个网格中放置 9 个宏粒子。

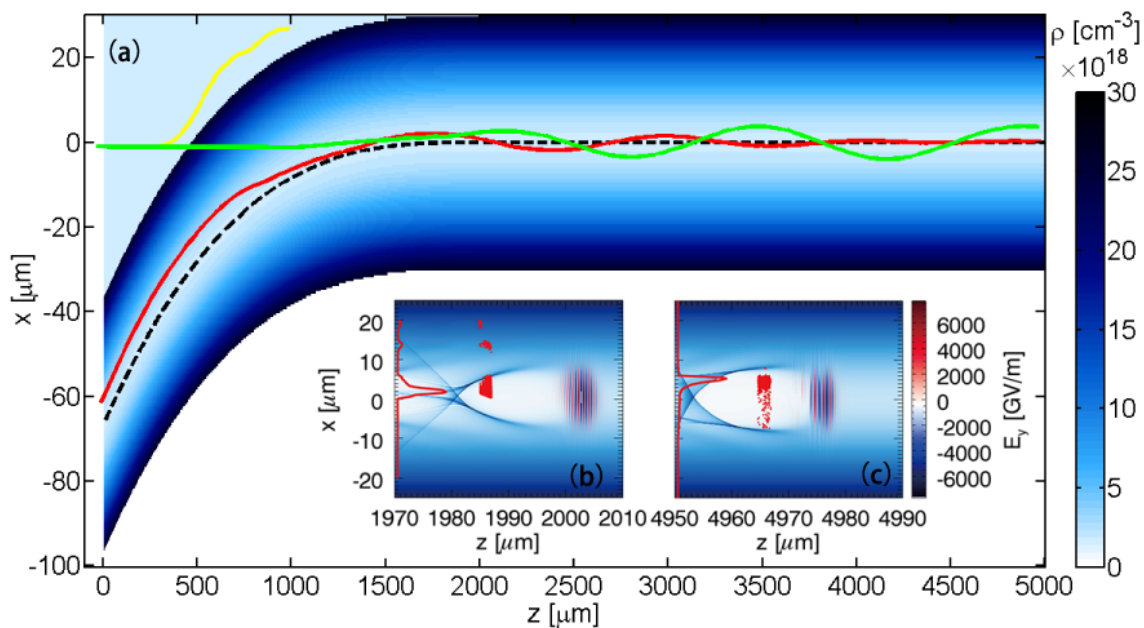


图 2-3 基于弯曲等离子体通道的级联耦合方案的 2D-PIC 模拟结果。(a) 激光 I (黄色)、激光 II (红色)、电子束 (绿色) 的中心轨迹。嵌入图 (b) 和 (c) 为两个不同传播距离时，激光 II 的电场、背景等离子体电子密度、注入电子 (红色点) 及其电荷分布 (红色线) 的快照。

Fig 2-3 2D-PIC simulations of the multistage coupling scheme based on curved plasma channels. (a) Centroid trajectory of laser I (yellow), laser II (red), and the electron beam (green). Insets (b) and (c) are snapshots of the electric field of laser II, plasma electron density, injected electrons (red points) and their charge distribution (red lines) at two propagation distances.

典型的模拟结果如图2-3所示。图2-3(a) 描述了激光脉冲 I (黄线)、激光脉冲 II (红线)、被加速电子束 (绿线) 的中心轨迹。其中，激光脉冲 I 在遇到弯曲等离子体通道的

外侧高密度层后被反射，而激光脉冲 II 从垂直于弯曲通道前端面（相对于 z 轴正方向夹角为 5.7° ）偏轴 $6.33\ \mu\text{m}$ 的位置入射后则被引导到直等离子体通道中。统计后发现，激光脉冲 II 在弯曲等离子体通道中传输的过程中损失了大约 12.5% 的能量，能量损失在可接受的范围内。实际进行实验时，只要能够提高激光脉冲 II 的能量以补偿其在弯曲通道中传输时的能量损失，就可以选择更长的弯曲等离子体通道，以便于进一步减弱激光的横向振荡。同时我们发现，电子从第一加速级出射后到进入第二加速级中激光脉冲 II 形成的尾波场之前，会被其自身在等离子体中激发的尾波场约束，不会发生大的横向发散 [74]。但是电子束激发自身尾波场时，不可避免的会发生头部腐蚀效应，增大电子束的横向发射度，导致一定程度的电子束品质下降 [144]。如前所述，在我们目前设计的方案中激光脉冲 II 在弯曲通道中传输时会围绕着逐渐靠近中心轴的均衡位置 r_{equ} 做横向振荡，并最终在直等离子体通道中稳定下来，以 z 轴为中心激发出稳定的等离子体尾波场。电子束穿过弯曲通道的外壁后，会在第二加速级的直等离子体通道入口附近被激光脉冲 II 产生的尾波场捕获并被继续加速。同时激光脉冲 II 在第二加速级中微小的横向振荡还是会导致这些电子横向上被尾波场影响产生振荡，少数电子甚至还会被该横向场排斥出尾波场空泡结构。该模拟中我们的研究重点是电子的级联耦合效率和级联过渡级的实用性。为了简单起见，我们将第二加速级设置为了中心密度不变的匹配等离子体通道。激光脉冲 2 在该等离子体通道中加速电子束时，在激光能量耗散完之前就会在 $z = 5\ \text{mm}$ 处发生失相，电子能量再次提升的幅度约为 200 MeV。图2-3(b) 和 (c) 分别显示了激光脉冲 II 在第二加速级直等离子体通道的入口处和失相位置处的快照。图中可以看出两个时刻的激光焦斑和尾波场都没有发生明显的变形，意味着级联过渡级和第二加速级之间的连接很平滑，激光脉冲 II 在这两级的传播过程中也没有发生足以改变其焦斑轮廓的横向振荡。如图2-3(b) 和 (c) 中的电子束横向电荷分布（红色实线）所示，前述的电子束头部腐蚀效应导致电子束在注入过程中损失 15% 的电量，在第二加速级中的加速过程中还会由于横向振荡再损失 5% 的电量，最终还剩约 80% 的电子停留在空泡中持续加速，直至电子束发生失相，加速结束。需要指出的是，受我们目前有限的计算资源约束，我们仅在模拟中使用了较短的 $2000\ \mu\text{m}$ 的弯曲通道。在实验中如果可以采用更长一些的弯曲通道将有利于获得更稳定的激光导引、更高的注入电荷比例和第二加速级中更小的激光中心横向振荡幅度。同时目前模拟结果显示，激光脉冲 II 能够在匹配的等离子体通道中长距离传输，加速结束时激光也远没有达到耗散距离，电子在第二加速级中的能量增益仅受失相长度的约束。因此，实验中可以在第二加速级中采用纵向密度逐渐提高的等离子体通道以延长电子加速的失相距离，从而实现更大的电子束能量增加 [76]。

我们同样研究了级联加速前后电子束品质的变化和该级联耦合方案的稳定性。图2-

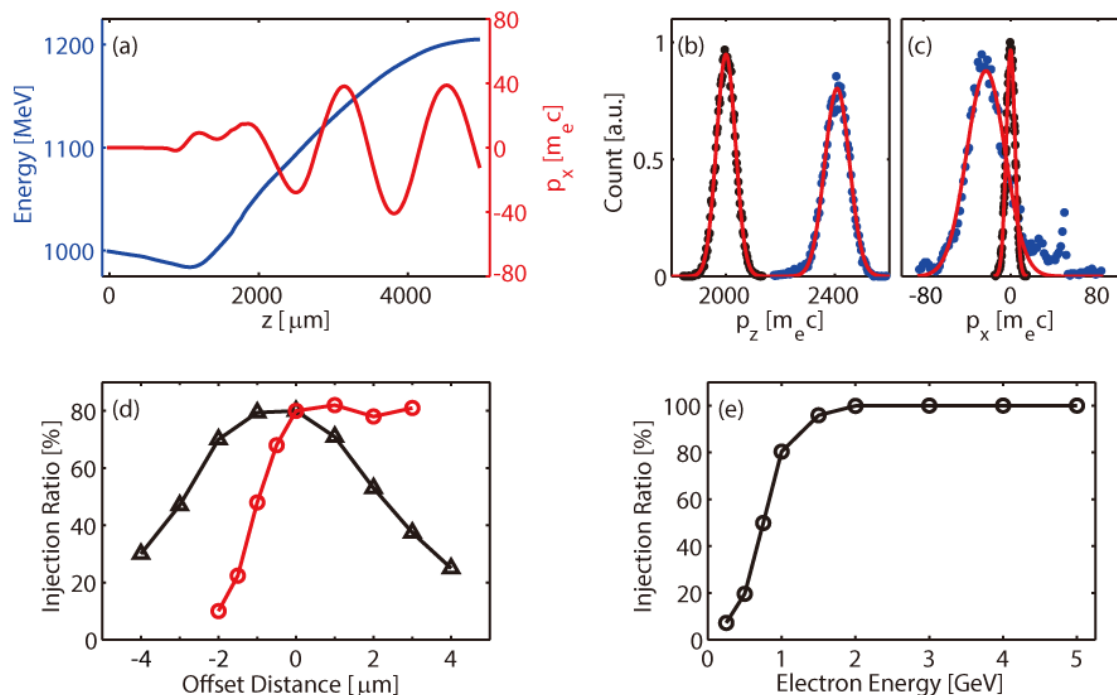


图 2-4 (a) 注入电子束能量 (蓝色线) 和横向动量 (红色线) 随传播距离的演化。(b) 和 (c) 分别为电子束纵向和横向动量在初始 (黑色点) 和最终时刻 (蓝色点) 的分布及其高斯拟合结果 (红色线)。(d) 电子束与激光 II 的相对位置存在不同的横向 (黑色) 或纵向 (红色) 偏移时被再次加速的电子占已预加速电子的比率。(e) 被再次加速的电子占已预加速电子的比率同预加速电子能量的关系。

Fig 2-4 (a) Evolution of the injected electron beam energy (blue) and transverse momentum (red). (b) and (c) are respectively the initial (black points) and final (blue points) distributions of the electron beam longitudinal and transverse momentum and their Gaussian fitting curves (red). Injection ratio of finally accelerated electrons with different transverse (black) or longitudinal (red) offsets of initial electron beam position (d) and different pre-accelerated electron beam energy (e).

4(a) 中画出了电子束的平均能量（蓝色线）和平均横向动量（红色线）随其纵向位置的演化。再次注入到激光脉冲 II 的尾波场空泡中之前，电子束经历了独自在等离子体中向前传播并通过激发自身的尾波场将能量传递给背景等离子体的过程，这导致了电子能量在 0 到 1000 μm 间的稍稍降低。接着电子被激光脉冲 II 的空泡尾波场捕获，电子获得持续加速直至失相，加速梯度由于电子在尾波场中的相位滑移不断减小。然而在电子纵向加速的过程中，由于其所处尾波场随激光脉冲 II 的中心做横向振荡，电子横向动量的变化幅度也会受尾波场横向电场影响发生相应的增大 [102]。如果电子横向动量的变化幅度超过一定阈值，尾波场的横向聚焦电场会无法约束住电子，使得电子从空泡侧方横向出射，导致该电子无法被进一步加速且电子束能量减小。但是从图 2-3(a) 可以看出，在我们的级联加速方案设计的装置中，随着激光脉冲 II 在第二加速级中的传输，激光中心的横向振荡幅度逐渐降低为 0，使得被加速电子不能不断地由于空泡的横向振荡共振地获得横向动量，最大横向动量会稳定在 $40 m_e c$ 。通过将电子在此过程中的轨迹简化为正弦曲线，可以计算出横向振荡产生辐射的总能量。根据电子的平均能量 $\gamma \approx 2200$ ，中心等离子体密度 $n_0 = 1.75 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ，电子振荡周期 $\lambda_u \approx 1250 \mu\text{m}$ 和最大的振荡幅度 $r_\beta \approx 3.5 \mu\text{m}$ ，我们能够计算出该 betatron 振荡的强度参数 $K = r_\beta k_p \sqrt{\gamma/2} \approx 29.2$ ，辐射光子的临界能量为 $\hbar\omega_c[\text{eV}] = \frac{3}{2} K \gamma^2 \hbar c / \lambda_u \approx 0.155 \text{ MeV}$ ，每周期每电子辐射的光子数为 $N_\gamma = 3.31 \times 10^{-2} K \approx 0.967$ [9]。整个过程中电子的振荡小于 3 个周期，因此单个电子的总辐射能量约为 $E_r \approx \hbar\omega_c[\text{eV}] \times N \times 3 = 0.45 \text{ MeV}$ ，远小于单个电子平均的能量增益 200 MeV，因此可以忽略横向振荡辐射导致的电子束能量损失。之后电子的横向振荡为标准的 betatron 振荡，电子不会从此 betatron 振荡中获得横向动量，也不会从横向上射出空泡，而是会持续停留在空泡中获得纵向加速直至失相发生。

级联加速前后电子束的纵向和横向动量分布如图 2-4(b) 和 (c) 所示。纵向上，动量 p_z 的平均值增加了超过 $400 m_e c$ ，而各粒子 p_z 的高斯拟合曲线的半高全宽仅从 $100 m_e c$ 增加到了 $129.4 m_e c$ ，对应于相对能散从 5% 增加到 5.4%。而在横向上，动量 p_x 的高斯拟合曲线的半高全宽从 $12 m_e c$ 增加到了 $54.0 m_e c$ 。如前所述， $(\Delta p_x)_{\text{FWHM}}$ 的增加主要是由于激光脉冲的尾波场的横向振荡与部分电子的横向振荡恰好匹配时，这些电子能够从尾波场的横向电场中获得能量导致其横向动量增加。同样也可以通过使用更长的弯曲通道、更缓慢的曲率增加来减小 $(\Delta p_x)_{\text{FWHM}}$ 。

接着我们将之前描述的模拟中初始激光和电子束的相对位置设为原点，研究当上述电子束和激光脉冲 II 的相对位置相对于原点发生横向或纵向的偏移时，电子束中能够在该级联耦合方案中被捕获和进一步加速的电子比率的变化。研究结果如图 2-4(d) 所示。横向上，可实现注入的偏移范围约在 $5 \mu\text{m}$ 左右。在 $5 \mu\text{m}$ 的范围内，都会有超过半数的电子在第二加速级中被捕获并再次加速。而在纵向上，约在 $3 \mu\text{m}$ 的偏移范围内注

入量不会受到影响，只是由于电子注入相位的提前，导致对应的加速梯度和失相距离缩短，影响电子最终获得的能量上限。另一方面，如果在纵向上让电子的注入位置相对于原点滞后，则会发生注入比例的迅速降低。如果电子束的纵向滞后距离超过 $2\ \mu\text{m}$ ，则基本上不会再观察到电子的注入。需要注意的是，电子的注入比例还会受到预加速电子束能量的影响。如图2-4(e)所示，当电子束的初始能量超过 $2\ \text{GeV}$ 时，电子注入比例可以接近 100% ，这意味着我们的级联方案在电子束获得了较高的能量后更为有效，且不需要其他额外的修正。这在实现未来的基于 TeV 能级正负电子对撞机的多级耦合激光尾波场加速的应用上有很大的优势。

此外考虑到三维效应对电子动力学的影响，我们也对此级联耦合方法做了范例式的三维 (three-dimensional, 3D) 模拟。受制于有限的计算资源，我们缩小了三维模拟中模拟盒子的范围。三维模拟中，第二束激光从 $z = 500\ \mu\text{m}$ (参考图2-3中的坐标) 处开始模拟，在弯曲等离子体通道中被引导到 $z = 2000\ \mu\text{m}$ 处，然后在 $z = 2000\ \mu\text{m}$ 到 $z = 3000\ \mu\text{m}$ 区域内的直等离子体通道中被加速。相比原二维模拟，该加速距离被缩小了 $2000\ \mu\text{m}$ 。等离子体通道的半径也从 $30\ \mu\text{m}$ 缩小到了 $25\ \mu\text{m}$ ，其它参数保持不变。典型的模拟结果如图2-5到图2-7所示。

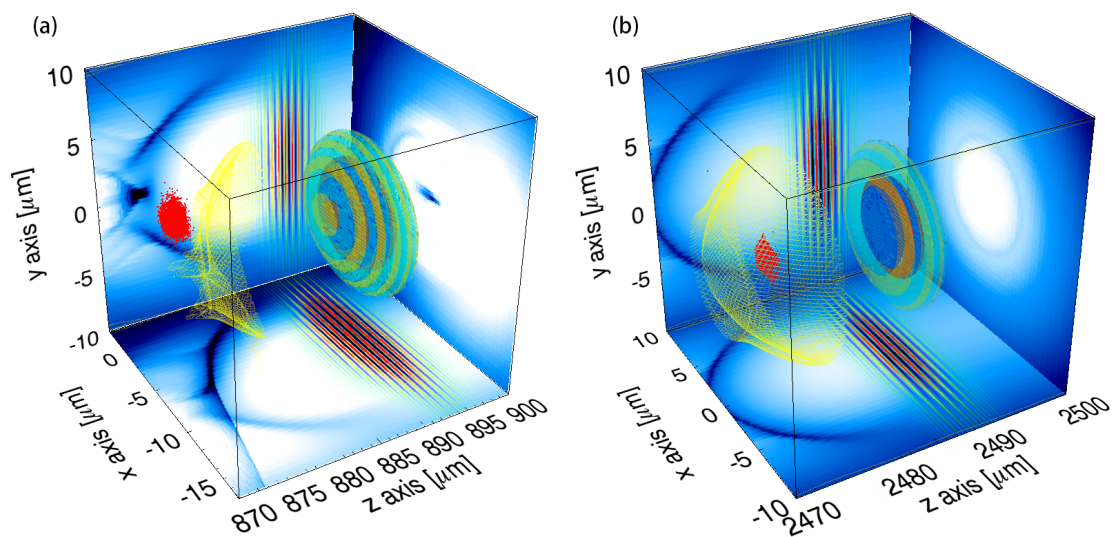


图 2-5 电子在第二加速级中被捕获前后等离子体电子密度分布 (蓝色背景)、激光脉冲 II (蓝色-红色-橘黄色-绿色等值面及其投影)、空泡结构尾场的后半部分 (黄色网纹) 和预加速电子 (红色点) 的快照。

Fig 2-5 Snapshots of plasma electron density distribution (blue background), laser pulse II (blue-red-orange-green iso-surfaces and the projections), the back part of the bubble structured wakefield (yellow meshes) and the pre-accelerated electrons (red points).

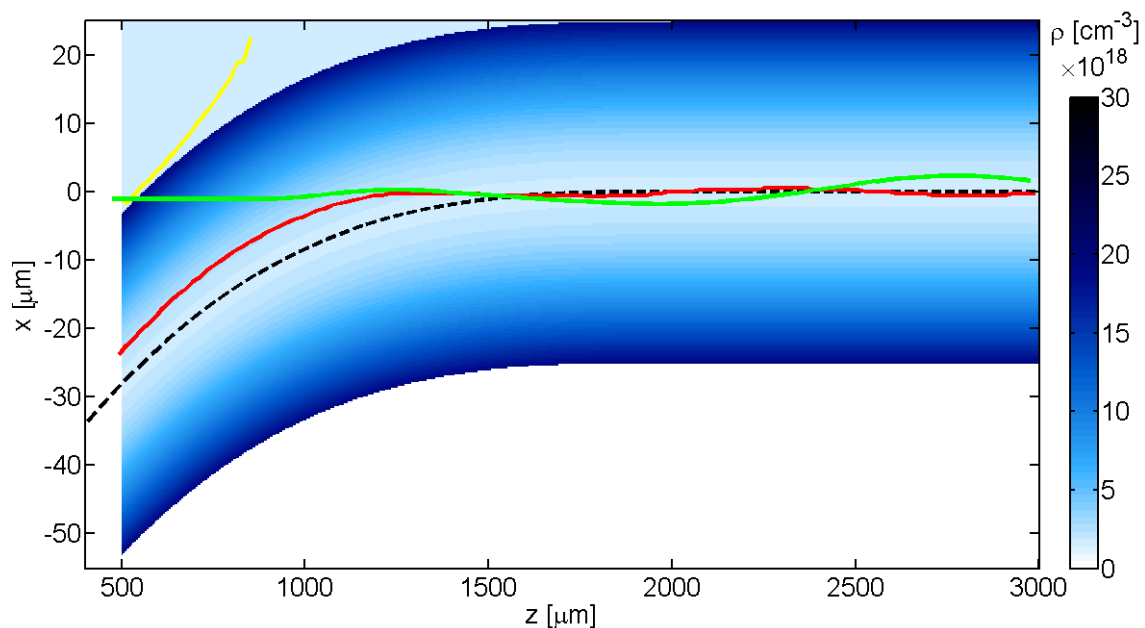


图 2-6 基于弯曲等离子体通道的级联耦合方案的 3D-PIC 模拟中激光 I (黄色)、激光 II (红色)、电子束 (绿色) 的中心轨迹。

Fig 2-6 3D-PIC simulation results of the multistage coupling scheme based on curved plasma channels. Centroid trajectory of laser I (yellow), laser II (red), and the electron beam (green).

图2-5是电子在第二加速级中被捕获前后等离子体电子密度分布 (蓝色背景)、激光脉冲 II (蓝色-红色-橘黄色-绿色等值面及其投影)、空泡结构尾场的后半部分 (黄色网纹) 和预加速电子 (红色点) 的快照。图中也说明了该方案中电子束始终在激光脉冲 II 的后方, 不会与激光脉冲 II 发生直接的相互作用, 故激光脉冲 II 的偏振方向不会影响电子的传输和注入。图2-6显示了 3D-PIC 模拟得到的 x - z 平面内激光脉冲 I、激光脉冲 II 和电子束的中心轨迹。这些轨迹与图2-3所示的 2D-PIC 模拟结果非常相似, 证明了我们二维模拟结果的有效性。当激光的初始注入位置在 x - z 平面内时 ($y=0$), 激光中心沿 y 方向的振荡可以忽略。图2-7则反映了三维模拟中被加速电子束的质量。在我们的模拟参数下, 预加速电子束中约 92.6% 的电子会在第二加速级中被捕获和加速, $z = 3000 \mu\text{m}$ 时, 这些电子获得了约 150 MeV 的能量并仍然处于加速相位。图2-7(b) 和 (c) 说明电子束的纵向和横向动量分布都被很好的控制着, 其中 $p_r^2 = p_x^2 + p_y^2$ 。

2.2.4 工作小结

本节中, 我们展示了通过使用特殊设计的等离子体通道作为过渡级, 提出了新的激光尾波场加速的级联方案。我们利用曲率渐变的弯曲等离子体通道将超短超强激光脉冲

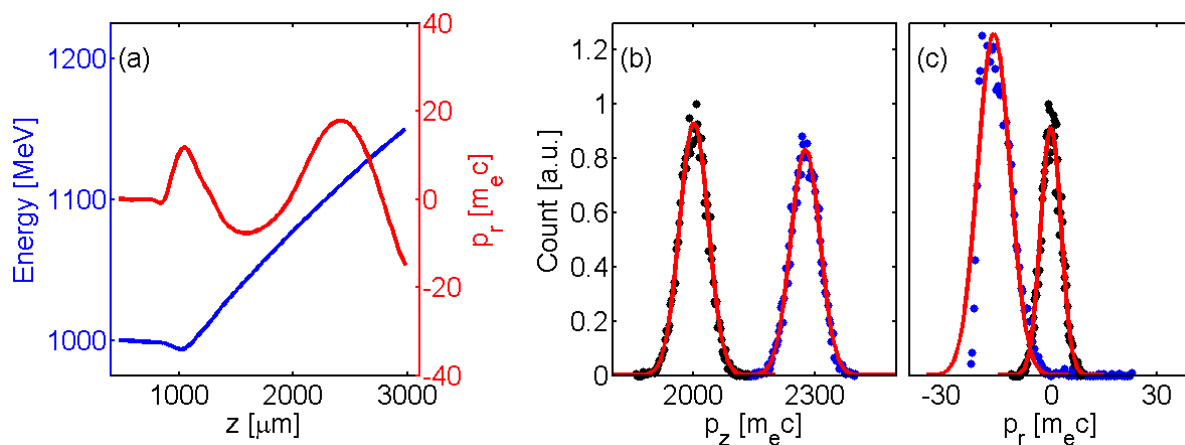


图 2-7 电子束品质的三维模拟结果。(a) 注入电子束能量 (蓝色线) 和横向动量 (红色线) 随传播距离的演化。(b) 和 (c) 分别为电子束纵向和横向动量在初始 (黑色点) 和最终时刻 (蓝色点) 的分布及其高斯拟合结果 (红色线)。

Fig 2-7 Quality of the electron beam from a 3D-PIC simulation. (a) Evolution of the injected electron beam energy (blue) and transverse momentum (red). (b) and (c) are respectively the initial (black points) and final (blue points) distributions of the electron beam longitudinal and transverse momentum and their Gaussian fitting curves (red).

导引到直通道中, 同时最小化激光垂直于传播方向的横向振荡和激光包络的扭曲变形。激光脉冲横向振荡在第二级直通道中的逐渐降低为尾波场横向约束并持续加速电子束提供了保证。已预加速的电子束在相对其它方案更短的过渡区间内的横向发散可通过其自身激发出的等离子体尾波场产生的聚焦效应来克服。PIC 模拟结果显示, 通过使用目前实验上普遍使用的中等强度条件下的激光脉冲和等离子体通道参数, 1 GeV 初始能量的电子束中 80% 的电子能够被注入到第二加速级中获得 200 MeV 的能量增益, 同时电子束的能散能够被维持在原数量级范围内。我们还发现电子束和激光的初始横向和纵向相对位置在一定的变动范围内, 该级联方案始终有效, 保证了实验上实现该级联过程的可行性。尽管级联过程中电子束的横向动量略有增加, 但我们认为可以通过使用更长的弯曲等离子体通道来降低其程度。这种弯曲等离子体通道目前已经可以利用飞秒激光通过微加工制造出来 [145]。该级联方案优秀的特性, 尤其是装置的紧凑性以及级联效率对电子和激光参数的弱相关性, 使其很适合用于未来的多级耦合激光尾波场加速。

2.3 激光尾波场边界层电子动力学

2.3.1 研究背景

激光尾波场加速中,背景电子被激光的有质动力排开后形成球壳形的电子鞘层,该电子层和中心的离子腔共同形成空泡尾波场。通常人们关心的是激光尾波场中心被加速的电子,而忽略了这些被排开后形成球壳形薄鞘层的背景电子。事实上这些电子同样也很重要。一方面,正是这些电子的动力学决定了尾波场的结构。这些相对于激光脉冲向后运动的边界层电子不仅提供了产生尾波场中的横向聚焦力的电流,还能通过自注入机制被尾波场捕获,成为被加速的电子。例如,通过暂时的扩大空泡,部分鞘层电子可以被注入到尾波场中产生单能电子束 [44, 146]。另一方面,这些鞘层电子也可以被用于产生辐射。例如,2008 年 Gordon 等 [147] 提出了可以通过驱动激光和电子鞘层间的相互作用以电光激波的形式来产生二次谐波辐射,该机制已经在实验上被 Helle 等 [148] 验证。最近, Pirozhkov 等 [149] 又发现鞘层边缘处形成的振荡电子峰位置可以定向地辐射出软 X 射线的高次谐波。这些工作表明了边界层电子的重要性和潜在的应用价值。更重要的是,部分边界层电子会从激光场中获得一定的能量并从横向出射离开尾波场,造成激光能量向尾波场能量转化时的效率降低,进一步缩短泵浦激光的能量耗散长度。

本节中我们将重点研究这些边界层电子。通过扫描激光和等离子体的参数,我们识别出了激光尾波场空泡结构形成后可能出现的三种边界层电子。我们将分析边界层电子的动力学,研究不同类型边界层电子的产生机制,也将计算产生各种类型的边界层电子带来的能量损失,分析如何提高激光能量转化为被加速电子束能量的效率,讨论边界层电子的可能应用场景。

通过使用 OSIRIS[125] 代码进行二维 PIC 模拟,我们在激光尾波场空泡结构的尾部、中部和头部发现了三种运动规律完全不同的边界层电子,分别称之为尾部波、侧面波和弓形波。接下来我们会分别介绍这三种类型的边界层电子动力学。

2.3.2 尾部波

在我们的模拟中,我们选择了一束偏振方向为 z 轴的线偏振激光脉冲与低于临界密度的等离子体相互作用。该激光脉冲的波长为 $\lambda_L = 0.8 \mu\text{m}$, 归一化的激光强度为 $a_0 = eE_{L0}/m_e\omega_0c = 1.8$ (其中 E_{L0} 是激光电场的峰值强度, ω_0 是激光频率, e 和 m_e 分别是电子的静止电量和静止质量, c 是真空光速), 焦面处焦斑半径为 $w_0 = 5.36 \mu\text{m}$, 半高全宽脉宽为 $\tau = 40 \text{ fs}$ 。等离子体密度在 $x = 0$ 到 $x = 10 \mu\text{m}$ 区域内线性上升,而激光脉冲的峰值位置到该密度上升沿的初始距离为 $12 \mu\text{m}$ 。本节中,除静止的直角坐标系外,我们还使用了一个共动的参考坐标系 $\xi = x - ct$, 且激光峰值的位置为 $\xi = 0$ 。为了在模

拟过程中让激光尾波场的结构和状态保持稳定,使我们的研究集中在边界电子层的动力学上,我们引入了等离子体密度通道来克服激光衍射引起的自然散焦,使激光脉冲的焦斑大小基本保持稳定 [150]。不失一般性,这里我们选取的是具有抛物线形横向密度分布,深度与激光焦斑半径匹配的等离子体通道 $n(r) = n_0 + \Delta n r^2 / r_0^2$, 其中 r 代表横向坐标, r_0 是通道宽度, $n_0 = 0.113 n_N$ 是轴上的等离子体电子密度, $n_N = 2.829 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 是模拟中采用的归一化的密度单位, Δn 是通道深度。对于匹配的上述形状的等离子体通道,要求 $\Delta n = \Delta n_c = (\pi r_e r_0^2)^{-1}$ 且 $r_0 = w_0$, 其中 $r_e = e^2 / m_e c^2$ 是经典电子半径 [15], 改用其它能抵消激光衍射效应的等离子体通道形状也同样可以。长度为 $L_x = 80 \mu\text{m}$, 宽度为 $L_y = 48 \mu\text{m}$ 的模拟盒子被分成 6250×600 个网格, 模拟的时间精度 $dt = 0.0125 T_0$, 其中 T_0 是激光周期。

在上述激光参数条件下,我们发现上下两侧的边界层电子会在第一个尾波波包后汇合,两者相互交叉并横向运动到周围的等离子体中,而不会参与后续尾波场的形成。典型的电子密度分布如图2-8(a)所示。在上述参数下空泡边界鞘层中后部的电子密度远高于其前部。黑色实线代表了沿着黑色虚线 $x = 88 \mu\text{m}$ 处的电子密度分布。该截线上的密度峰值约为 $1.9 n_N$, 即初始轴上背景等离子体密度的 16.8 倍。在空泡的末端,高密度的边界鞘层分裂为众多的丝,代表层中电子的运动轨迹不再相同。我们把这种边界层电子称为尾部波 (tail wave)。该模拟中一方面我们引入了等离子体通道使得激光脉冲可以稳定传输;另一方面,这些电子穿过模拟盒子的时间大致相同。所以该模拟中我们可以忽略激光的演化,认为电子不同的运动情况,完全是由其不同的初始横向位置决定的。图2-8(b)中,我们追踪了众多初始纵向位置相同,横向位置不同的电子在被激光穿过期间的运动轨迹。为了更清晰的描述电子与空泡尾波场的相对位置关系,我们采用了相对于激光几乎静止的共动坐标系。比较图2-8(a)和 (b)发现,尾部波对应着真实的电子轨迹。也就是说,实验中在激光的后方是可以探测到这些侧面发射出来的电子的。

为了理解形成尾部波的电子的运动动力学,我们从图2-8(b)中选出了五个典型电子来做进一步分析。图2-8(c)至 (f)中,我们给出了这些典型电子感受到的 E_y 场, $v_x \times B_z$ 场, 这些电子的横向动量 p_y 和总能量的变化。图中各曲线的高频振荡部分代表着电子受激光场的直接作用。我们发现初始横向坐标小于激光焦斑半径的电子会首先被激光的有质动力排开。除了少数电子由于初始横向位置太接近中心只能感受到很弱的有质动力外 (红色轨迹), 其余电子都会在共动坐标系中沿着尾波场的边界层相对于激光脉冲向后运动。在与驱动激光相互作用后,尾波场对电子运动的影响占据主导。对于这些没有注入的电子,其纵向速度远小于光速,导致 $|v_x \times B_z| \ll |E_y|$ 。图2-8(c)中 E_y 与 (d) 中 $v_x \times B_z$ 的纵坐标尺度相差了一个数量级也证明了这一点。因此, E_y 对应的电场影响将决定洛伦兹力的大小,控制电子横向动量 p_y 的演化。在尾波场空泡中,横向电场

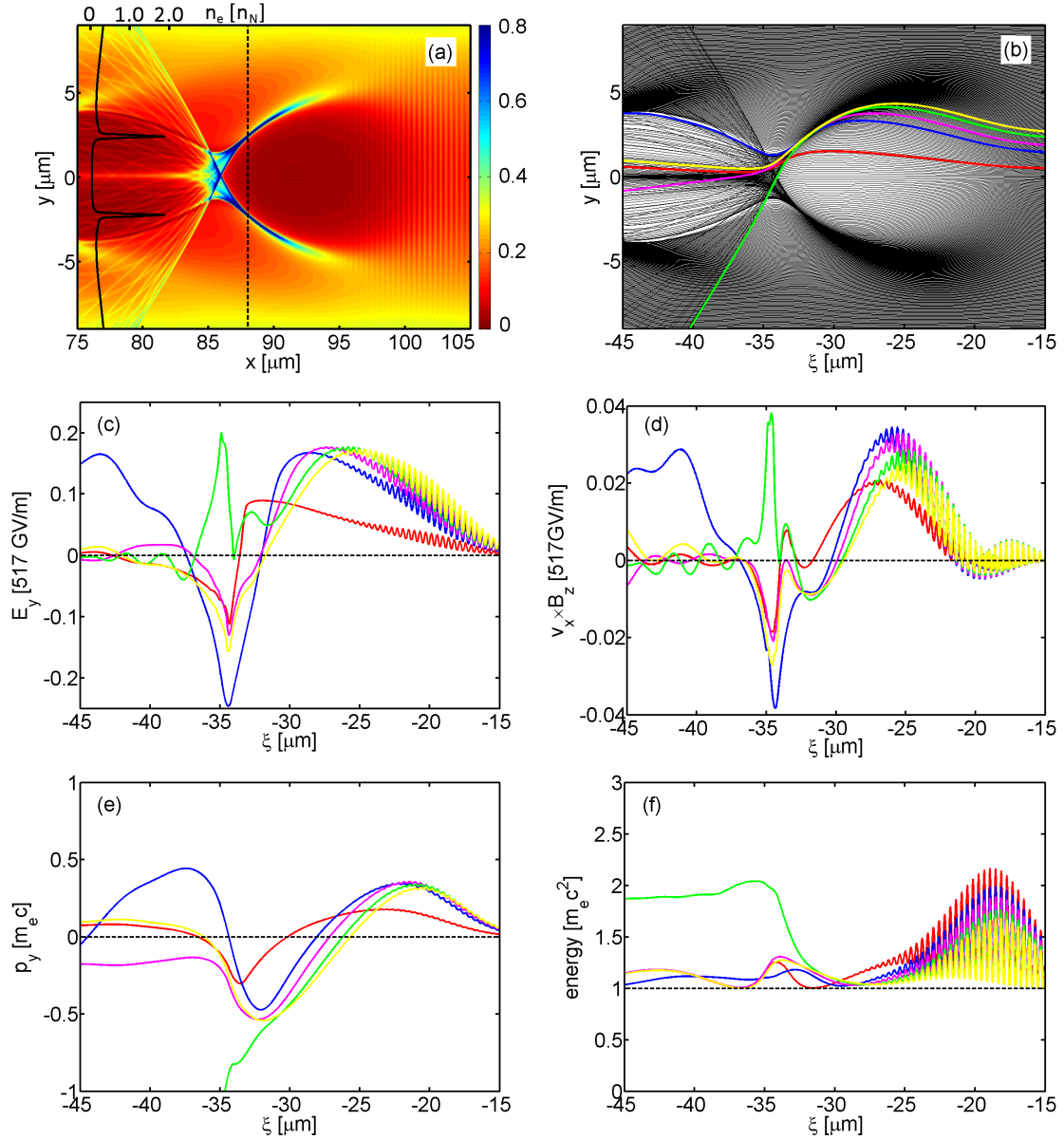


图 2-8 尾部波及其中典型的电子运动情况。(a) 实验室坐标系下的电子密度分布。伪彩图颜色的单位是 n_N ，黑色实线代表沿着黑色虚线 ($x = 88 \mu\text{m}$) 处的电子密度分布。(b) 初始纵向位置相同横向位置不同的典型电子在共动坐标系 $\xi = x - ct$ 中的轨迹。典型电子感受到的 (c) 横向电场 E_y , (d) 磁场产生的单位电荷的横向洛伦兹力, (e) 横向动量 p_y , (f) 电子能量, 随电子位置的演化。

Fig 2-8 Simulation results of tail waves and typical electron dynamics: (a) Electron density distribution in lab frame. The unit of the color bar is n_N . The black solid line shows electron density along the black dashed line position ($x = 88 \mu\text{m}$). (b) Typical trajectories of the electrons with identical initial longitudinal coordinates but different transverse coordinates in the co-moving frame $\xi = x - ct$. (c) Evolution of the transverse electric field in E_y , (d) the transverse Lorentz force from magnetic field per unit charge, (e) the transverse momentum p_y , and (f) the energy of these electrons.

为 $E_r/E_0 = k_p r/4$, 其中 $k_p = \omega_p/c$, $E_0 = m\omega_p c/e$ 对应于非相对论冷等离子体的波破场强。该横向聚焦电场会把鞘层电子朝空泡横向中心方向拉拽, 并最终使边界层电子聚焦在空泡的尾部。

我们发现对于图2-8中不同初始横向坐标的电子, 其动力学情况完全不同。驱动激光的有质动力排斥和尾波场聚焦力都与电子的初始横向坐标有关。最靠近中心的电子始终只能感受到较小的横向力故从第一个波包运动到第二个波包一直都在靠近 $x = 0$ 轴的区域 (红色轨迹)。而其它靠外侧的电子一旦穿过第一个波包超薄的边界层, 其受到的横向聚焦力就会变为散焦力, 减弱电子的横向聚焦运动或促进电子的横向发散运动 (品红色轨迹)。而蓝色轨迹则是当电子在横向上受到的激光场排开和尾波场聚焦平衡时的典型情况。该电子平滑地运动到第二个波包成为边界层电子。产生绿色轨迹的代表性电子先被激光强烈的排开并越过了空泡边界层, 然后当它聚焦到波包的尾部时仍有足够的能量从尾波场中横向逃逸出去。而横坐标再大一些的电子则因为距离激光中心较远, 受到的有质动力较弱, 不会被激光强烈的排开, 同时又会太早地穿过边界层, 所以最终反而会被捕获在尾波场中并运动到下一个波包中 (黄色轨迹)。图2-8(e) 和 (f) 说明那些横向上散射出去的电子会具有超过 $1 m_e c$ 的最大横向动量 p_y 和超过 0.5 MeV 的总动能, 在实验室坐标系中这些电子的散射方向与激光传播方向的夹角达到了 56° 。

我们同时也发现尾部波的形态受焦面处激光焦斑大小的影响。我们采用 $6.96 \mu\text{m}$ 、 $6.56 \mu\text{m}$ 、 $6.16 \mu\text{m}$ 、 $5.76 \mu\text{m}$ 四种不同大小的焦面处激光焦斑半径, 固定其它参数保持之前的值不变, 获得了四种不同形态的尾部波。如图2-9所示, 当焦面处激光焦斑半径减小时, 共动坐标系中尾部波的最大发散角 θ 从 0° 增大到 10° 、 26° 和 37° , 在此参数范围内, w_0 与 θ 之间满足对应关系 $\theta(\text{deg}) \simeq 30 \times [6.96 - w_0(\mu\text{m})]$ 。只有当该交叉角足够大时, 电子才能够从横向逃逸出尾波而不参与第二个波包的形成。由于我们在模拟中采用了等离子体通道来使驱动激光的焦斑大小保持稳定, 所以能够观察到如此稳定的尾部波。如果不采用上述匹配的等离子体通道, 改用均匀密度的等离子体, 则驱动激光在传播过程中会发生周期性的自聚焦和散焦, 因而图2-9中所有类型的尾部波都会在同一次加速过程中随焦斑大小的变化依次出现。

当我们固定焦面处的激光焦斑大小为 $w_0 = 5.36 \mu\text{m}$, 而将归一化的激光强度 a_0 从 1.2 提高到 1.4、1.6、1.8 和 2.0 时, 我们发现同预想的一样, 共动坐标系中尾部波的最大发散角 θ 也随之从 0° 增大为 10° 、 30° 、 65° 和 70° 。即在此参数范围内, a_0 与 θ 之间满足对应关系 $\theta(\text{deg}) \simeq 90/[1 + 24.43 \times \exp(-6.37 \times (a_0 - 1.2))]$ 。这是因为缩小焦面处的激光焦斑大小与增强激光的强度对于尾波场空泡中的横向聚焦场有相同的影响, 所以会导致相似的边界层电子动力学的改变。

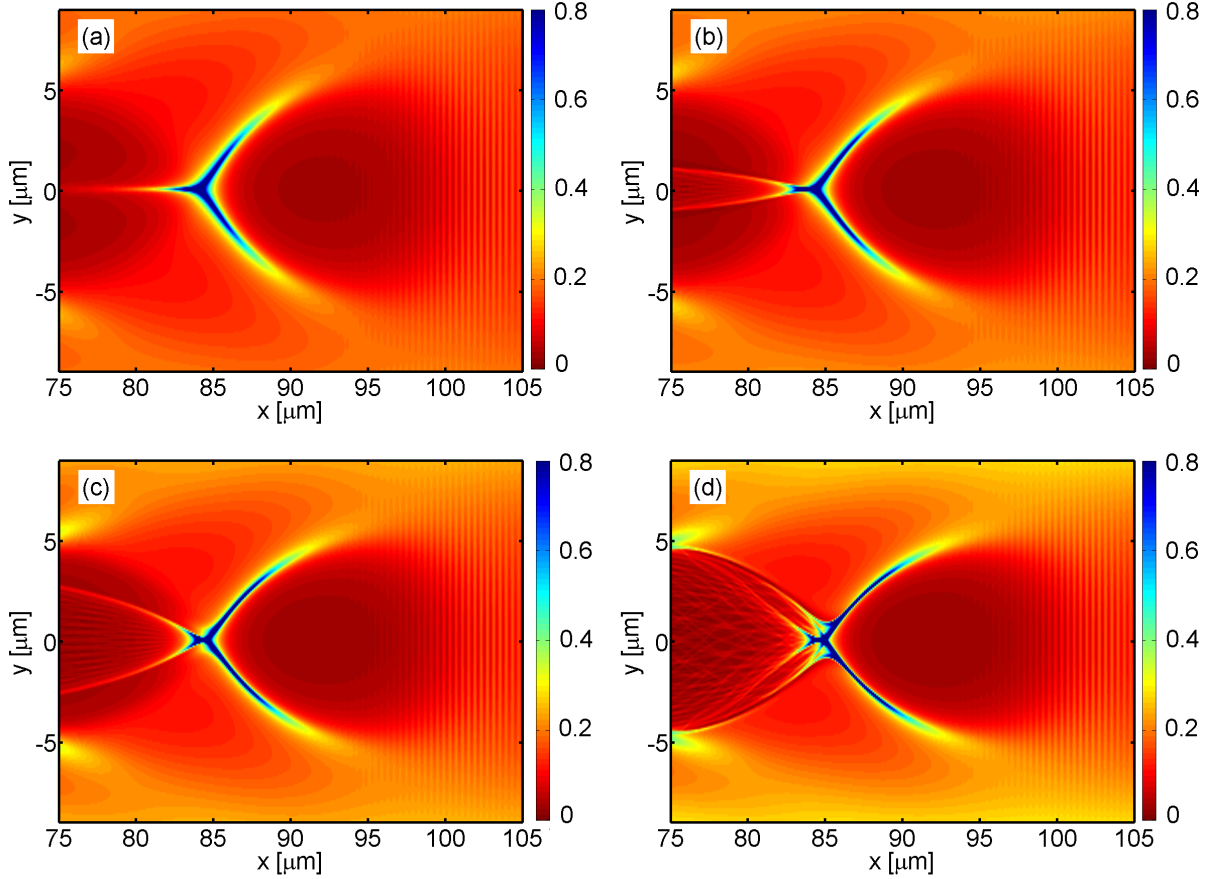


图 2-9 实验室坐标系下采用不同的焦斑大小 (w_0) 时的不同电子密度分布。(a) $w_0 = 6.96 \mu\text{m}$, (b) $w_0 = 6.56 \mu\text{m}$, (c) $w_0 = 6.16 \mu\text{m}$, (d) $w_0 = 5.76 \mu\text{m}$ 。伪彩图的颜色单位为 n_N 。其它参数固定为： $a_0 = 1.8$, $\tau = 40 \text{ fs}$, 匹配的横向抛物线形密度分布的等离子体通道的轴上等离子体密度为

$$n_0 = 0.113 n_N。$$

Fig 2-9 Electron density distributions with different laser focal spot radius w_0 in lab frame, (a) $w_0 = 6.96 \mu\text{m}$, (b) $w_0 = 6.56 \mu\text{m}$, (c) $w_0 = 6.16 \mu\text{m}$, and (d) $w_0 = 5.76 \mu\text{m}$. The unit of the colorbar is n_N . The other parameters are fixed: $a_0 = 1.8$, $\tau = 40 \text{ fs}$, and the on-axis plasma density of the matched parabolic plasma channel is $n_0 = 0.113 n_N$

2.3.3 侧面波

如果驱动激光的强度进一步增大,除了会导致尾部波的发散角增大外,在主空泡外侧还会形成另外一种类似鞘层的边界层电子波。图2-10(a)显示了此时的电子密度分布情况。首先,之前分析过的尾部波依然从第一个空泡的末端开始出现。且由于此时相对高的光强 a_0 , 尾部波中最靠外侧的电子轨迹与 x 轴的夹角已接近 90° 。与此同时,空泡的两侧还对称的出现了两条类似于鞘层的高密度电子层。这两条类似鞘层的边界电子层在空泡的中部附近与原有的空泡鞘层分离,且延长方向与激光传播方向基本平行。我们将这种形态的电子层称为侧面波 (lateral wave)。图左侧的黑色实线描述了沿着黑色虚线位置 $x = 90 \mu\text{m}$ 的电子密度分布。沿着这条虚线,在空泡两侧各出现了两个宽度相似电子密度峰。从外向内,两个峰值处的电子密度分别近似为 $0.75 n_N$ 和 $0.48 n_N$ 。它们分别对应着上述的侧面波和尾波场空泡本身的边界层。

与前一小节相似,我们将模拟中追踪的具有相同初始纵向位置 and 不同横向位置的电子的轨迹绘制在了图2-10(b)中。为了提高图像精度,我们仅给出了空泡上半部分的电子轨迹。图中的绿线由两部分组成。绿线的右半部分是初始时横坐标在空泡上半部分的电子轨迹,而左半部分则是初始时横坐标在空泡下半部分对称位置的电子轨迹。通过比较图2-10(a)和(b),我们认为绿色电子轨迹代表的是对应于真实电子轨迹的尾部波。然而,品红色、蓝色和红色的电子轨迹所代表的侧面波则并不代表实际的电子轨迹。在电子密度图上显示为一条窄的高密度带的区域实际上对应于部分边界层电子的聚焦区域。也就是说,与尾部波不同,在共动坐标系中没有电子会真的沿着侧面波的延伸方向运动。空泡状尾波场起到的是类似于线性聚焦等离子体透镜的作用,将空泡前方的背景等离子体电子转变为空泡侧翼的鞘层。

相似的,我们在图2-8(c)至(f)中给出了四个典型电子在被激光场穿越的过程中感受到的 E_y 场和 $v_x \times B_z$ 场,以及这些电子的横向动量 p_y 和总能量的变化。绿线代表的电子初始横向坐标最大,因而感受到了最强的尾波场聚焦力,横向上获得了最强且持续时间最长的向中心加速度,最终具有最小(负方向最大)的横向动量(见图2-10(e))。因此在这四个典型的电子中,也只有绿线代表的电子穿过了中心轴并从下方横向逃逸出尾波场,这个电子会构成尾部波。其它三个电子的轨迹则构成了侧面波。这些电子穿过鞘层时,横向动量 p_y 仍然为正,电子仍然横向向外运动。一定比例的上述能穿越鞘层场继续向外运动的电子,导致了鞘层场中的负电荷无法补偿鞘层场内部空泡中净的正电荷。故上述电子即使越过了鞘层场,依然会受到中部净正电荷产生的横向聚焦场的作用。同时,这些电子在穿越鞘层之前,在空泡内部会持续地被纵向加速。此时,电子感受到的 E_y 场和 $v_x \times B_z$ 场相当。所以单位电荷收到的洛伦兹力由两个场共同决定。不同的初始横向坐标和场,导致了不同电子在横向最大位置上的微妙差距,最终组成了图2-10(a)

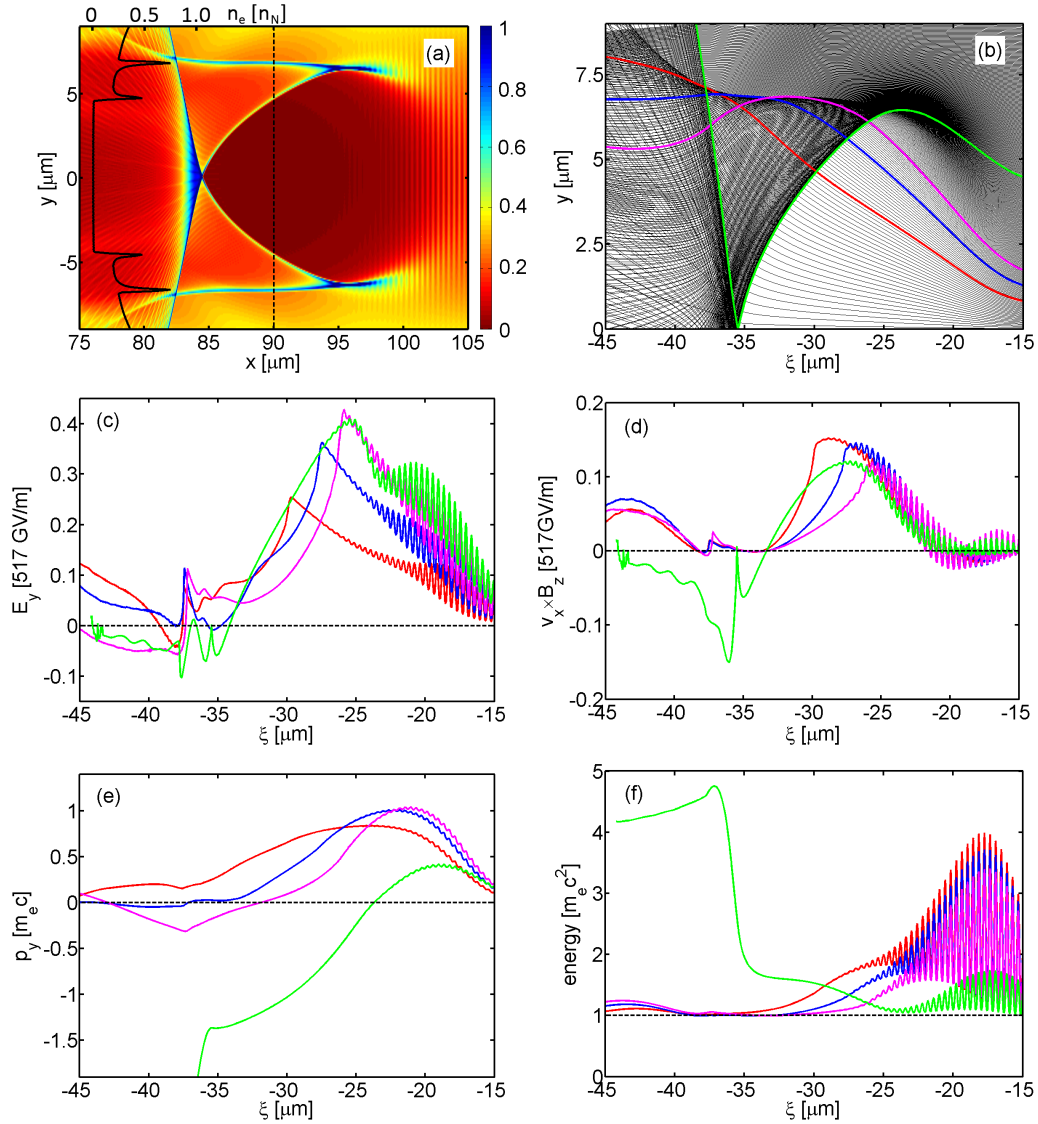


图 2-10 同时显示出侧面波和尾部波的模拟结果, $a_0 = 3.62$, $\tau = 40$ fs, $w_0 = 5.36$ μm , $n_0 = 0.113 n_N$ 。(a) 实验室坐标系下的电子密度分布, 单位为 n_N , 黑色实线代表沿黑色虚线的电子密度分布。(b) 初始纵向位置相同横向位置不同的电子在共动坐标系 $\xi = x - ct$ 中的轨迹。典型电子感受到的 (c) 横向电场 E_y , (d) 磁场产生的单位电荷的横向洛伦兹力, (e) 横向动量 p_y , (f) 电子能量, 随电子位置的演化。

Fig 2-10 Lateral waves and tail waves with parameters: $a_0 = 3.62$, $\tau = 40$ fs, $w_0 = 5.36$ μm , and $n_0 = 0.113 n_N$. (a) Electron density distribution in lab frame. The unit of the colorbar is n_N . The black solid line shows electron density along the black dashed line. (b) Four typical trajectories of the electrons with identical initial longitudinal coordinates but different transverse coordinates in the co-moving frame. (c) Evolution of the transverse electric field in E_y , (d) the transverse Lorentz force per unit charge, (e) the transverse momentum p_y , and (f) the energy of these electrons.

所示的侧面波。作为一个整体，尾波场扮演了等离子体透镜的角色，把初始在横向上分散的电子聚焦到一起，之后再次散开。但是由于聚焦位置与电子横向初始位置有关，导致不同电子的聚焦位置稍有不同，这些聚焦位置处具有最高的电子密度，这些聚焦位置的连线就组成了等离子体密度分布图上显示的侧面波。值得一提的是，绿线代表的电子由于经历了充分的横向加速，最终的动能可以超过 1.6 MeV，而其它三类组成侧面波的典型电子的能量则低得多。

2.3.4 弓形波

这一小节，我们将会描述一种出现在空泡尾场前端的边界层电子波，即弓形波。为了得到弓形波，我们在模拟中不再使用等离子体通道，而改用 $n_0 = 0.062 n_N$ 的均匀密度的等离子体。驱动激光脉冲的参数取 $a_0 = 3.62$, $\tau = 40$ fs, 和 $w_0 = 4.0 \mu\text{m}$ 。图2-11(a)中，我们得到了实验室坐标系下电子密度分布的快照。该时刻尾波场中除了存在之前已经讨论过的尾部波和侧面波外，还出现了另外一种高密度的电子层。这种电子层在空泡的前半部分与空泡鞘层分离，且在相对激光静止的共动坐标系中相对于侧面波有更大的倾斜角。这类边界波已经被 Esirkepov 等 [151] 观察、研究过，并被命名为弓形波 (bow wave)。在参考文献 [151] 中，研究人员发现当被有质动力向两侧排开电子的横向动量对应的能量超过其在空泡边界所具有的横向势能，即 $a_0 m_e c^2 \geq \pi n_0 e^2 R_c^2$ (其中 R_c 是空泡半径) 时，电子运动到空泡边界处时就仍然具有横向向外的动量，会从侧面离开空泡鞘层和等离子体尾波场，形成所谓的弓形波。图2-11(a)中左侧的白色实线和右侧的黑色实线分别代表了白色虚线和黑色虚线处的电子密度。在黑色虚线截面处 ($x = 64 \mu\text{m}$)，被排开的背景电子在边界层积累，产生了高达 $1.18 n_N$ 的电子密度。而在白色虚线截面处 ($x = 53 \mu\text{m}$)，因为电子具有不同的轨迹且彼此相互分离，所以会形成多个相似但低得多的密度峰。从内侧到外侧的三个密度峰的峰值分别为 $0.12 n_N$, $0.1 n_N$, 和 $0.13 n_N$ ，对应于空泡鞘层、侧面波和弓形波。

图2-11(b)给出了当前参数下，多个初始纵向位置相同、横向位置不同的电子在共动坐标系中的轨迹。同理，图中的黄线由两部分组成。黄线的右半部分是初始位置在空泡上半部分的电子的轨迹，左半部分则是初始位置在空泡下半部分对称位置的电子的轨迹。尽管该模拟中没有使用等离子体通道，导致激光传输过程中焦斑大小和尾波场的演化，但图2-11(b)中电子在共动坐标系中的轨迹依然可以与图2-11(a)中的边界波大致对应起来。这主要是由于相比在共动坐标系中电子穿过模拟盒子的距离 (几十微米) 激光焦斑和尾波场演化的特征长度要长得多。在一系列相同横向位置的电子穿过激光的时间尺度内，激光和尾波场的演化可以忽略。因此我们仍然可以通过对比图2-11(a)和 (b) 来分析边界波的形成。与尾部波一样，弓形波也对应着众多真实电子的轨迹 (例如

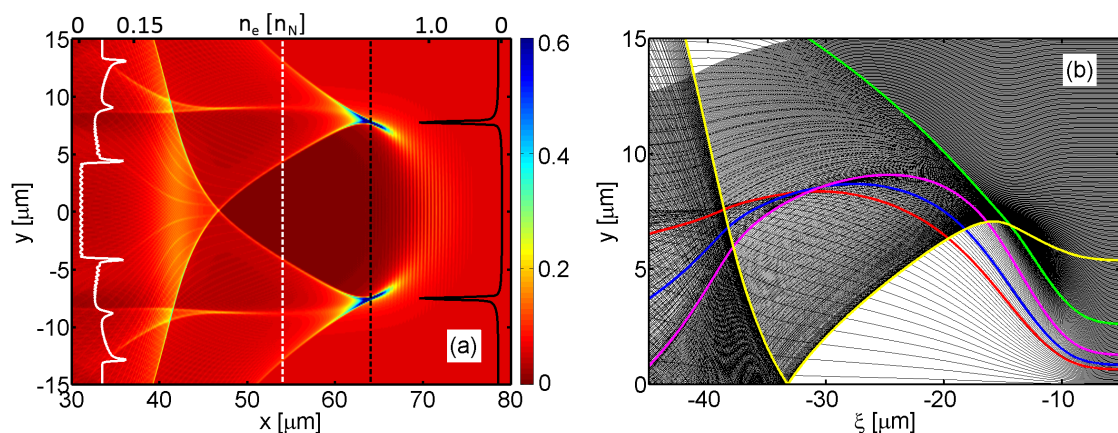


图 2-11 同时显示出尾部波、侧面波和弓形波的模拟结果, $a_0 = 3.62$, $\tau = 40$ fs, $w_0 = 4.0$ μm , $n_0 = 0.062 n_N$ 。密度的归一化单位为 $n_N = 2.829 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 。(a) 实验室坐标系下的电子密度分布, 伪彩图颜色的单位为 n_N , 黑色实线和白色实线分别代表沿黑色虚线和白色虚线的电子密度分布。

(b) 初始纵向位置相同横向位置不同的电子在共动坐标系中的轨迹。

Fig 2-11 Simulation results showing tail waves, lateral waves, and bow waves with the parameters

$a_0 = 3.62$, $\tau = 40$ fs, $w_0 = 4.0$ μm , and $n_0 = 0.062 n_N$. The normalized density unit is

$n_N = 2.829 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. (a) Electron density distribution in lab frame. The unit of the colorbar is n_N .

The white and black solid lines show electron density along the white and black dashed lines, respectively.

(b) Typical trajectories of the electrons with identical initial longitudinal coordinates but different transverse coordinates in the co-moving frame.

图2-11(b) 中的绿线)。初始位置在空泡前方不同横向位置的电子, 在激光和尾波场的作用下感受到不同的横向力。同时这些电子在纵向获得的加速也不相同, 导致它们在某一时刻会运动到空泡边界层的不同位置, 即会在不同的时刻穿过空泡鞘层最终形成不同的轨迹。部分电子在横向离开第一个波包后还会被后续的尾波场拉回来, 其它电子则会完全地被横向排开。

此外, 我们也进行了三维模拟来考察三维效应对边界电子层所形成波的影响。我们选择了 $a_0 = 4.12$, $w_0 = 4$ μm , $\tau = 40$ fs 的激光参数, 且继续采用均匀密度为 $n_0 = 0.062 n_N$ 的背景等离子体, 得到了如图2-12所示的典型电子密度分布快照图。所有三种类型的边界波在该瞬间同时出现。在其它的三维模拟中, 我们同样也发现了随着激光强度的增加, 尾部波交叉角的增大和侧面波的出现, 与之前二维模拟的结果一致。

2.3.5 边界层电子导致的驱动激光能量损失

如上所述, 在激光尾波场加速中, 被捕获到空泡形激光尾波场中的电子会形成被加速的电子束; 而边界层中的电子则对尾波场的形成做出贡献, 并显示出复杂多变的运动

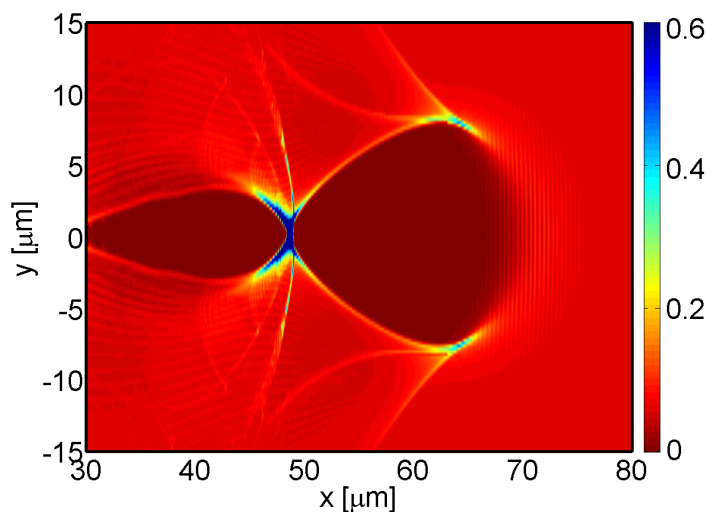


图 2-12 三维模拟中无等离子体通道时实验室坐标系下的电子密度分布。 $a_0 = 4.12$, $w_0 = 4 \mu\text{m}$, $\tau = 40 \text{ fs}$, $n_0 = 0.062 n_N$, 伪彩图颜色的单位为 n_N 。

Fig 2-12 Electron density distribution in lab frame from a 3D simulation without a plasma channel with $a_0 = 4.12$, $w_0 = 4 \mu\text{m}$, $\tau = 40 \text{ fs}$, and $n_0 = 0.062 n_N$. The unit of the colorbar is n_N .

情况。其中一些边界层电子会获得较大的横向动量，从横向向两侧射出，带走尾波场的能量。这会降低激光尾波场加速中整体的能量转化效率。在单级的激光尾波场加速中，我们一般认为以下三个方面的因素影响了激光与等离子体的有效相互作用长度，从而限制了激光尾波场加速中电子能量的增加：激光衍射、电子失相和泵浦激光能量耗散 [15]。这三个影响因素分别对应着一个特征长度，其中的最小值就决定了电子能够获得的最大加速距离。激光衍射效应可以通过激光的非线性自聚焦或采用等离子体通道引导激光来克服。通过在激光传输过程中适当的增加等离子体密度，电子失相距离也可以被延长 [76]。因此，从根本上制约电子能量增加的因素就是泵浦激光的能量耗散距离。泵浦激光的能量耗散距离 L_{pd} 可以简单的表达为 $\langle E_w^2 \rangle L_{pd} \approx \langle E_L^2 \rangle L$ ，其中 $\langle E_w^2 \rangle$ 是尾波场区域电场能量的平均值， $\langle E_L^2 \rangle$ 是激光脉冲的平均能量， L 是激光脉冲的脉宽 [152]。参考文献 [153] 中提供了对于准线性 ($a_0 \sim 1$) 激光尾波场加速泵浦激光能量耗散距离更详细的计算方法。然而，根据上面几个小节中对于边界层电子动力学的分析，我们发现在非线性的等离子体波空泡机制条件下，部分背景电子会从激光场中获得一定的能量并从尾波场中横向出射带走该部分能量。这些被边界层电子带走的能量实际上并没有用于加速电子束，因此导致了激光尾波场加速中从激光到被加速电子之间能量转化效率的降低，以及真实的泵浦能量耗散距离的缩短。我们以图2-11(a)所示情况为例，计算边界波带走能量与等离子体波能量的比值。此时没有电子被注入。空泡鞘层外电子的总

动能为 $W_o = 1.1 \times 10^{-5} \text{ J}/\mu\text{m}$ ，空泡鞘层内电子的总动能 W_i 和尾波场总的电磁场能量 W_f 之和为 $4.3 \times 10^{-5} \text{ J}/\mu\text{m}$ 。这里我们定义 $\eta = W_o/(W_o + W_i + W_f)$ 作为边界波中电子带走的能量占激光脉冲在局部损失能量的比率。图2-13(a) 显示了在没有等离子体通道的均匀等离子体中， η 随激光传输距离的演化。在激光传播过程中，由于激光焦斑尺寸的增大和激光强度的降低，边界层电子的动能会降低，导致 η 值从尾波场刚形成时的超过 20% 逐渐降低到激光传输近 $1000 \mu\text{m}$ 时的 6%。因此，在准确估计非线性强度下泵浦激光能量耗散距离时，必须要考虑边界电子层横向从尾波场出射带走能量造成的能量损失。图2-13(b) 分别阐述了 η 随等离子体密度 n_e ，和激光强度 a_0 演化的情况。如图所示，较高的等离子体密度有利于降低边界电子层能量损失率而激光强度的改变对 η 的影响很小。在上述三类边界层电子中，弓形波和尾部波中的电子因为具有更高的横向动量并且可以从横向离开尾波场，所以对于尾波场能量的影响更大。降低边界层电子带走的能量就可以相应的提高激光尾波场加速的能量转化效率。前几小节中，我们详细描述了边界层电子的动力学与激光强度、焦面处焦斑大小和等离子体密度的关系。根据以上分析我们发现，通过使用光强较低、焦斑较大的激光和相对高的等离子体密度就能抑制高能量的边界层电子波的形成，从而提高激光尾波场加速中能量从激光脉冲到被加速电子束的转化效率。

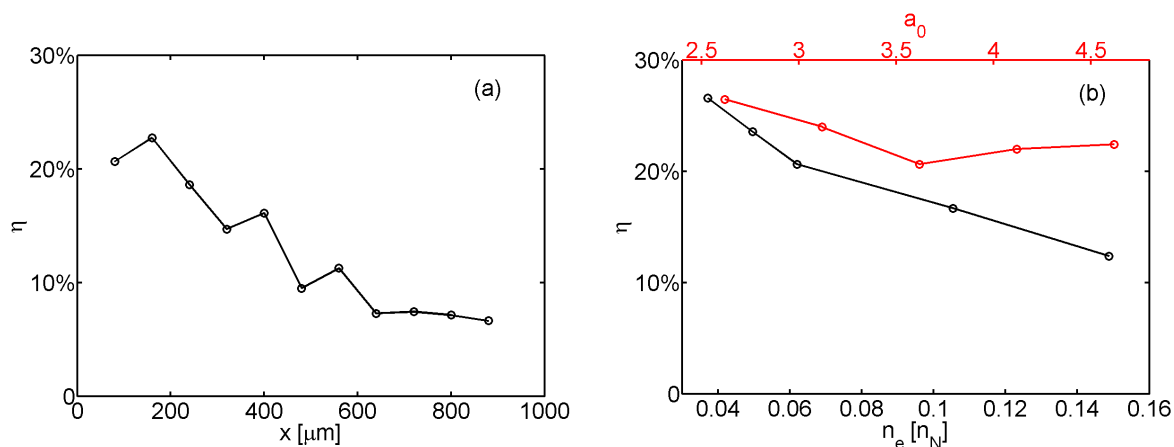


图 2-13 $x = 80 \mu\text{m}$ 处，局部的能量损失率随 (a) 激光传输距离，(b) 等离子体密度（黑色线）和激光强度（红色线）的演化。

Fig 2-13 Evolvement of local energy loss ratio along with (a) laser propagation distance, (b) plasma density (black) and laser intensity (red) at $x = 80 \mu\text{m}$.

2.3.6 边界层电子的潜在应用

虽然边界层电子会导致激光尾波场加速能量转化效率的降低,在非线性强度下的激光尾波场加速电子过程中会产生负面效应,但是在其它的研究中这些电子本身可能会有应用价值。在尾波场边界鞘层中,电子的密度非常高。等离子体空泡的缓慢扩张会导致部分边界层电子进入空泡结构中,其中处于适当相位的电子就能够持续的留在空泡中,即被捕获 [44]。根据我们的研究,尾部波中的电子具有较高的能量,并且与空泡鞘层分离的尾波波包末端是尾波场中纵向电场最强的位置,是实现上述注入的重要候选电子。尾部波电子束的电量同样也很高。如果这些电子能够被注入到空泡中,被注入电子束的电量会显著提升,这也是现阶段激光尾波场加速研究的一个重要方向。尾部波和弓形波较大的横向动量同样也可能产生强的 **Betatron** 辐射 [102]。此外,边界层电子还可以通过其它方式产生辐射。人们已经基于弓形波和鞘层电子分离处存在的强非线性效应,获得了接近软 **X** 射线波段的高次谐波谱 [149],并且可能在未来将其发展为紧凑的 **X** 射线源 [154]。当选用的激光脉冲的脉宽与等离子体波长相当时,激光和边界层电子的相互作用会产生切伦科夫 (**Cherenkov**) 辐射,辐射频率为激光频率的二倍 [148]。该辐射的传播方向为圆锥形,类似于其它激光和等离子体相互作用中产生的类同步辐射,可以用来诊断非线性强度下的激光尾波场加速过程 [155]。**Kaganovich** 等 [156] 已经在实验中观察到了边界层中产生的大角度准单能电子束。这样的电子束具有能量随散射角而改变的特征。如图2-10(f)所示,尾部波电子束的动能可以很高(此例中为 1.62 MeV),并且在实验室坐标系中该电子束的散射方向与激光传播方向之间的夹角可以超过 30° (此例中为 33.6°),能够很容易的与尾波场中被加速的高能电子束区分开。这样的 MeV 能量级别的电子束同样有很多的应用方向 [22],比如通过分析电子束的最高能量和散射角的变化来诊断激光与等离子体相互作用中激光强度和焦斑大小的演化 [157]。

2.3.7 工作小结

本节通过 2D 和 3D 的 PIC 模拟,研究了非线性空泡机制下尾波场结构中边界电子层的动力学。这些电子的运动不但构成了产生尾波场横向聚焦力的电流,而且可能会被加速或横向向外射出。当激光脉冲的强度增加或焦面处焦斑尺寸变小时,这些出射电子与尾波结构边界层的分离位置就会从空泡尾部向空泡头部移动,形成三种运动状况完全不同的电子束,称为尾部波、侧面波和弓形波。尾部波和弓形波对应着真实的电子运动轨迹,而侧面波则是一种代表着电子聚焦行为的密度波。属于前两种波电子会携带着 MeV 级别的动能,并在这些电子从空泡结构横向出射时造成尾波场能量的损失,降低激光尾波场加速中的能量转化效率。这些高密度的电子层具有作为高频辐射源的潜力,并且这些从尾波结构中横向出射的具有 MeV 量级的电子束也具有直接应用或者被用于

诊断激光和尾波结构演化的潜在价值。

2.4 尾波碰撞产生的电子注入和加速

2.4.1 背景介绍

基于激光尾波场的加速研究中的一个重要方向就是电子的注入机制。因为电子的注入机制决定了如横向纵向束流发射度在内的电子束的诸多性质。近十几年来，人们提出并实现了多种只依赖一束激光脉冲的注入机制，如通过传统的外部光阴极实现注入 [158]，自注入 [25–27]，离化注入 [49, 61] 和密度下降沿注入 [41] 等。另一方面，人们发现使用多束激光，即用一束脉冲来驱动尾波场，再用其它激光来产生注入时，能够更好地控制电子加速过程 [49, 51]。多激光脉冲电子注入中，也存在很多截然不同的注入机制和注入过程，包括冷光注入 [57]，尾波场被抑制时的空泡扰动注入 [159]，离化辅助注入 [59, 64, 65, 160] 等。在理论上提出的众多多光束注入方案中，拍频注入 [51] 是唯一已经被实验证实了的 [50, 60, 105, 161–163]。相对论强度的驱动光 ($a_0 \sim 1$ ，其中 $a_0 = \sqrt{7.3 \times 10^{-19} \lambda^2 [\mu\text{m}] I_0 [\text{W}/\text{cm}^2]}$ 为归一化的激光矢势， λ 为激光波长， I_0 为激光强度) 和弱相对论强度 ($a_0 \sim 0.5$) 的注入光会在两光在时空上重叠的小区域内产生驻波，形成拍频波。由于拍频波的相速度非常小，拍频波中振荡的电子能够很轻易的从拍频波的场中获得能量，并在两光错开后因为足够高的纵向速度被驱动光的尾波场捕获。此外，还有一种注入机制是当背景电子在驱动光的尾波场中振荡时，受到另一束注入光的有质动力影响，获得动量从而产生注入。为了触发后面这种注入机制，注入脉冲必须被聚焦到比光拍频注入机制所用注入光高得多的强度 ($a_0 > 1$) 才行。

在本节中，我们与美国内布拉斯加大学林肯分校的极端光强实验室合作，研究了新的参数范围下激光尾波场加速的多脉冲电子注入机制。此时的注入光强度达到了远高于之前的强相对论级别，在真空中为 $1.7 \times 10^{20} \text{ W}/\text{cm}^2$ 或 $a_0 \sim 8$ 。在该参数条件下，驱动光和注入光都会产生尾波场，并且这两个尾波还会发生相互作用，从而出现新的注入机制。在 PIC 模拟的帮助下，我们分辨出了两种不同的注入机制：首先我们观察到了与之前的多脉冲注入研究 [49] 中类似的由于注入光的有质动力实现的注入，其次我们还观察到了由于尾波碰撞而产生的注入。两种情况下，都是背景电子的运动被注入光的有质动力或其尾波场的电场影响，以足够大的动量进入了驱动光的尾波场从而发生了捕获。由于此处的注入是由尾波的相互作用所触发的，被注入和加速的电子同样也能反映出尾波场的信息，也可以用于研究激光尾波场的诊断。这是此前已有注入机制所无法完成的。在本节中，我们通过测量被加速电子束的电量随两激光脉冲延时的变化，能够精确的诊断出驱动激光尾波场的周期以及驱动光和注入光尾波场的持续时间。

2.4.2 实验方案及数据

本工作中的实验由美国内布拉斯加大学林肯分校的极端光强实验室完成。他们采用 Diocles 钛蓝宝石激光系统 [164]，在放大链的末端利用分光镜将高能激光脉冲分成两束，并利用光栅脉冲压缩器分别进行压缩。其中一束作为驱动脉冲，能量为 1.2 J、脉宽为 36 fs (FWHM)、被 $f/14$ 的抛物面反射镜聚焦成 $20\text{ }\mu\text{m}$ (FWHM) 的高斯焦斑。他们使用了一个自适应封闭环（光声调制器 +Dazzler 分频同步系统）来补偿空间相位扭曲 [165]，每个分离臂使用了两个循环（变形镜 + 波前传感器）来补偿光学象差 [166]。另一束作为注入脉冲，能量为 0.9 J、脉宽为 34 fs (FWHM)、被 $f/2$ 的抛物面反射镜聚焦成 $2.8\text{ }\mu\text{m}$ (FWHM) 的高斯焦斑。此外，他们还在 2 mm 长的圆形喷嘴的喷口处形成了有 0.6 mm 上升沿区域，1.3 mm 平台区域和 0.6 mm 下降沿区域密度分布的气体靶。两束激光在气体靶内以 155° 的夹角交汇。两光均在水平方向的平面内偏振。通过调整喷嘴气压，气体靶平台区的等离子体密度可以在 $0.65\sim 1.30\times 10^{19}\text{ cm}^{-3}$ 的范围内调节。驱动脉冲聚焦在气体靶密度上升沿的中部，而注入脉冲则聚焦在平台区 0.5 mm 处。他们通过 Mach-Zander 干涉仪离线测量，并用 SIRT 的 X 射线断层摄影算法重构了气体靶的三维密度分布 [167]；并用双屏磁分光仪测量了电子束能谱。两个快速 Lanex 屏幕被放置在一个 0.7 T、15 cm 长的磁铁后（第一个屏幕紧贴着磁铁，第二个屏幕在磁铁后 23 cm 处），以实现电子束指向和偏转的精确测量，从而可以在 100-300 MeV 的范围能获得 1% 的能量精度。

通过改变驱动光和注入光之间的延时，他们进行了三组实验。第一组实验让注入光先经过交汇点，然后驱动光穿过注入光的尾波场（图2-14(a)）；第二组实验让两光同时到达交汇点（图2-14(b)）；最后一组实验中驱动光先经过交汇点，然后注入光与驱动光的尾波场相互作用（图2-14(c)）。其中第二组实验安排与之前的全光拍频注入研究相似 [50, 60, 105, 161–163]（但是此处的注入机制实际上与之前的研究不同），而第一组和第三组实验安排都是之前没有进行过的。这两个方案下电子注入的实现，来源于全新的注入机制。

他们首先进行了两束光在时间和空间上同时到达交汇位置发生碰撞时的实验（图2-14(b)）。仅有驱动光时（屏蔽注入光）的条件下，仅能观察到稳定、准单能（ $\sim 10\%$ RMS 能散）、超低电量（几十 fC）的被加速电子束。这种注入可以理解为驱动光脉冲在等离子体中传播时由于自聚焦和自陡化在非常短的距离内出现的边界波破引起的自注入。当加入注入光脉冲时，他们观察到了稳定、准单能（接近 4% RMS 能散）、电量增大两个数量级（几个 pC）的电子束。通过在 $(0.6\text{--}1.3)\times 10^{19}$ 的范围内改变等离子体靶的密度，他们可以在 130-170 MeV 的范围内精确调节被加速电子束的能量。最终，当把等离子体密度升高到超过 $1.3\times 10^{19}\text{ cm}^{-3}$ 的阈值时，不管是否屏蔽注入光，被加速电子束都呈现

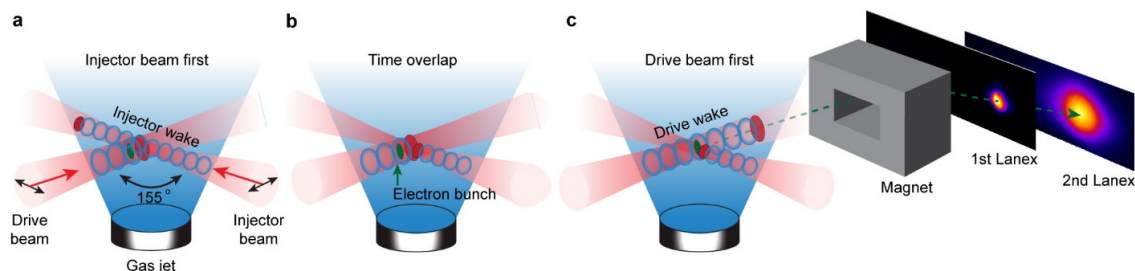


图 2-14 双光束尾波场电子注入实验原理图。激光束被分为驱动脉冲和注入脉冲，两者均能驱动等离子体尾波场且两者在气体靶内交汇。通过改变两者到达交汇位置的时间，设计了三组实验：(a) 注入光先经过交汇点，驱动光与注入光尾波碰撞；(b) 两光同时到达交汇点；(c) 驱动光先经过交汇点，注入光与驱动光尾波碰撞。两束激光均在相互作用平面内偏振，并在图中用黑色箭头标出，激光传播方向用红色箭头标出。配有两块 Lanex 屏幕的磁谱仪用于在修正激光指向位置振荡后精确测量电子束能谱。

Fig 2-14 Schematic of the experiment. The laser beam is split into two beams - the drive and injector, which are intersected in a gas jet. Both beams drive plasma wakes. By changing the delay between the beams, we created three situations. (a) The injector beam comes at the intersection point before the drive one. The drive beam intersects the injector wake. (b) Both beams come at the intersection point simultaneously. (c) The drive beam comes at the intersection before the injector one. The injector beam intersects the drive wake. The polarization of the beams lies in the interaction plane and is shown with black arrows, the direction of the beams is shown with red arrows. Magnetic spectrometer with two Lanex screens is used to precisely measure electron beam spectra while adjusting it for pointing fluctuation.

出高电量的连续能谱。此等离子体密度下发生的电子捕获同样被认为是由于等离子体波破形成的连续自注入。三种情况下的典型电子束能谱如图2-15所示。

接着他们进行了另外两组驱动光和注入光本身在时间上不发生重叠情况下的实验。他们首先对两光延时进行了粗糙的大范围扫描实验研究，扫描的时间步长为 67 fs，大于 35 fs 的等离子体振荡周期（等离子体密度为 $1.0 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ）。在延时扩大到 $\pm 1 \text{ ps}$ （或 ± 30 个等离子体周期）的范围内，都能观察到稳定的电子注入并获得准单能的电子加速。这些电子束的中心能量和电荷量的变化如图2-16(a) 所示。扫描的正负延时对应的是上述的两组情况。负延时的情况下，注入光先到达交汇位置，然后驱动光穿过注入光的尾波场到达交汇位置，正延时的情况则正相反。

在之前其他研究小组进行的全光拍频注入实验研究中，两光延时的扫描实验获得了两种不同的结果。如果两光严格的相对传播（呈 180° ），调节延时就意味着调整驱动脉冲和注入脉冲的重合位置，从而改变电子被拍频波预加速的位置，影响加速距离和被加速电子束的最终能量 [60, 161]。如果两光交叉角不是 180° ，则延时的调整不会改变空间上两光的交汇位置 [168]。不论是上述哪种情况，电子的注入都是驱动脉冲和注入

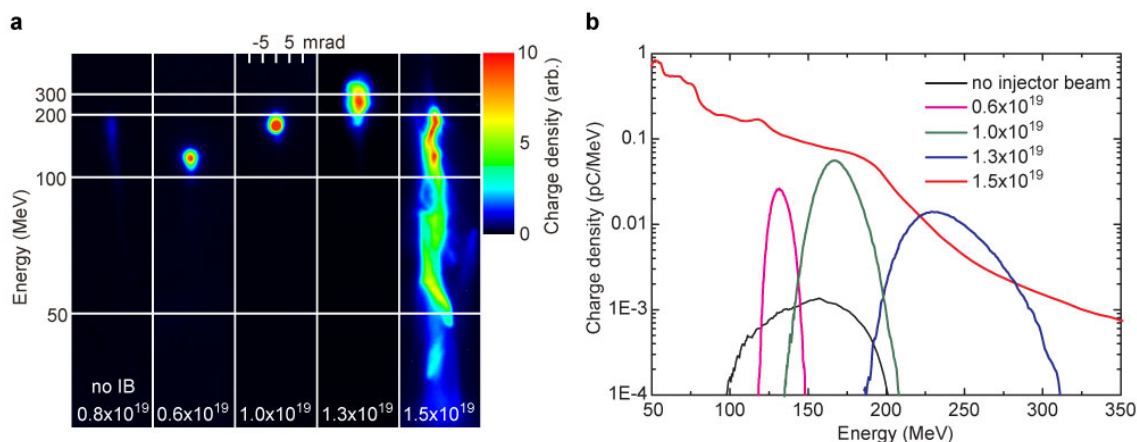


图 2-15 磁色散后 Lanex 屏幕上观察到的 (a) 电子束和对应的 (b) 能谱。图 (a) 最左边和图 (b) 中的黑线是仅有驱动脉冲时的结果。其余结果都是同时有驱动光和注入光且两光无延时的情况下得到的。

Fig 2-15 (a) Lanex profiles of magnetically dispersed electron beams and (b) corresponding spectral lineout. The left panel of (a) and the black curve on (b) show the e-beam, generated with drive laser pulse only. The rest of the beams were generated with both drive and injector laser pulses. There is no delay between the drive and the injector laser pulses.

脉冲在时空上同时发生重叠，从而相互干涉并产生拍频驻波的结果。相反，在极端光强实验室这次的实验研究中，两束光并没有真的在时空上发生重合（除了零延时对应的一点）。实验中即使两光延时远大于激光脉宽的时候仍能发生稳定注入的现象明确说明了此时发生的注入不是激光脉冲碰撞的拍频波所导致，而是来源于新的机制。我们认为这种新机制包括了驱动脉冲和注入脉冲尾波场的相互作用（注入光在前的情况下）、注入脉冲和驱动脉冲尾波场的相互作用（驱动光在前的情况下）以及两光尾波场之间的相互作用（各种情况下）。实验中还观察到了正负延时的参数下，注入电量的非对称性。这一点将在后续的数值模拟分析中进一步讨论。

接着，他们还进行了精细的延时扫描研究，扫描的时间间隔为 6 fs，并采用振荡周期小于 40 fs 的背景等离子体（对应的等离子体密度为 $7.6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ）。这样精细的扫描可以控制在一个尾波场周期内电子注入的相位或精确位置。扫描中诊断出的准单能电子束的能量和电量如图 2-16(b) 所示。图中明显可以看出这两项电子束性能都呈现出明显的振荡，且振荡周期为 $41 \pm 2 \text{ fs}$ （基于红色的正弦拟合结果）与 40 fs 的等离子体周期（根据等离子体密度计算出）相吻合。相似的电束质量随注入相位振荡的现象也在之前的多级激光尾波场加速实验中精确调节电子注入到激光尾波场中的相位时出现过 [73]。

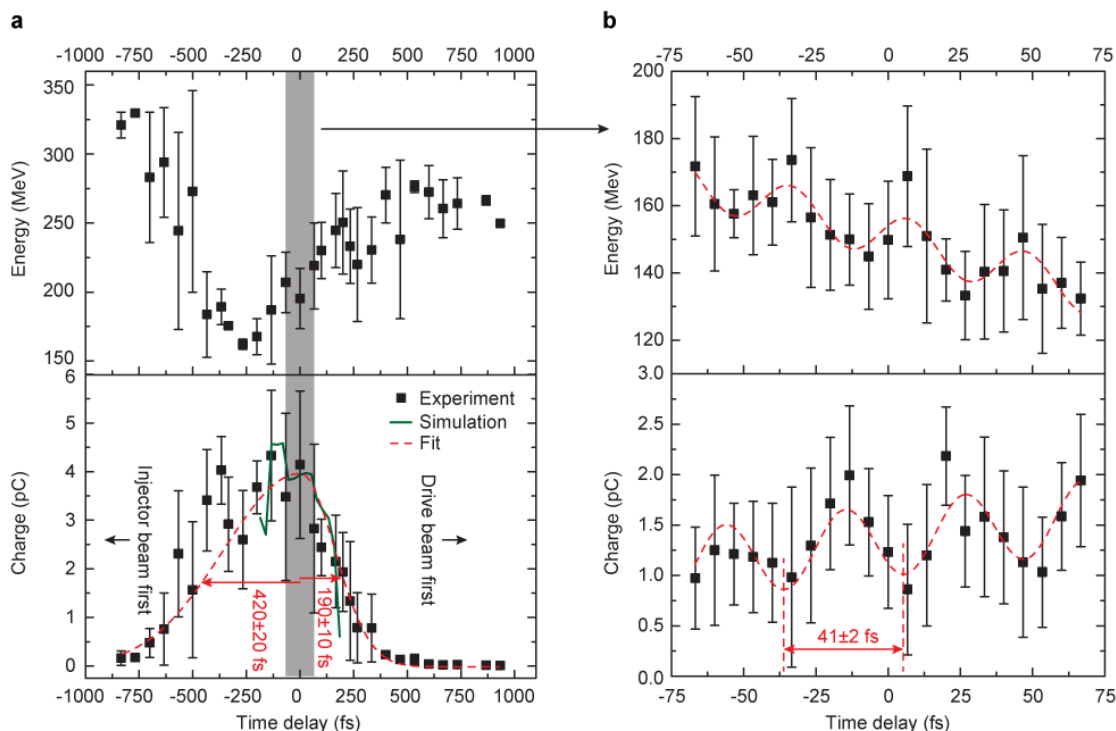


图 2-16 加速电子束性质随注入脉冲与驱动脉冲之间延时的变化关系，其中正延时代表驱动光在前的情况。(a) 大范围延时扫描。等离子体密度为 $1.0 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ，等离子体周期（根据等离子体密度计算出来）为 35 fs，绿色线为 PIC 模拟结果。(b) 精细延时扫描。等离子体密度为 $7.6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ，等离子体周期（根据等离子体密度计算出来）为 40 fs。(a) 中的红色虚线由两个高斯函数拟合而成，对应的半高半宽分别为 $420 \pm 20 \text{ fs}$ 和 $190 \pm 10 \text{ fs}$ 。(b) 中的红色曲线由中心线性变化的正弦曲线拟合而成，对应的正弦振荡周期为 $41 \pm 2 \text{ fs}$ 。

Fig 2-16 Accelerated electron beam properties as a function of time delay between the injection and drive laser pulses. Positive delays correspond to the drive-beam-first situation. (a) Course time scan. The plasma density is $1.0 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, plasma period (calculated based on plasma density) is 35 fs. The green line shows results of PIC simulations; (b) fine time scan. The plasma density is $7.6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, plasma period (calculated based on plasma density) is 40 fs. The red dashed lines show data fits with a) bi-gaussian function ($420 \pm 20 \text{ fs}$ and $190 \pm 10 \text{ fs}$ are calculated from the fit half-width-at-half-maximum lifetimes for the injector and drive waves respectively), b) with sums of sine and linear functions ($41 \pm 2 \text{ fs}$ - calculated from the fit period of the plasma wave)

2.4.3 数值模拟与分析

为了理解上述电子注入实验中潜在的物理原因，我们利用 OSIRIS[125] 程序进行了一系列的 2D-PIC 模拟。模拟中，驱动激光脉冲沿着 x 轴从左向右传播，而注入脉冲则从右下方倾斜入射，与 x 轴正方向成 150° 度夹角。两束激光的波长均为 800 nm ，均为电场方向在模拟平面内（即 p 偏振）的线偏振激光，且都聚焦在 $x = 0, y = 0$ 的位置。在一些测试模拟中，我们改变了驱动激光脉冲的聚焦位置，发现注入电量并不会有明显改变。注入激光和驱动激光的其它参数与实验相似，激光脉宽为 $\tau = 27.2\text{ fs}$ 和 28.8 fs ，归一化的激光强度 $a_0 = eE_L/m_e\omega_0c = 8.22$ 和 1.85 ，焦面处的激光焦斑半径为 $w_0 = 2.4\text{ }\mu\text{m}$ 和 $10\text{ }\mu\text{m}$ ，其中 E_L 是峰值处的激光电场强度， ω_0 是激光频率， e 是单位电量， m_e 是电子静止质量， c 是真空中光速。同时我们假设等离子体密度分布均匀为 $n_0 = 5 \times 10^{18}\text{ cm}^{-3}$ 。模拟盒子的尺寸固定为 $1/28\text{ }\mu\text{m} \times 1/28\text{ }\mu\text{m}$ 。模拟的时间精度为 $dt = 0.025T_0$ ，其中 T_0 是激光脉冲的周期。在仅有驱动激光脉冲的测试模拟中，没有电子在尾波场的前 6 个空泡中被加速，从第 7 个空泡开始才有一些电子被注入，我们分析可能是基于横向波破注入机制。因此在接下去的模拟中，我们将驱动激光和注入激光之间的延迟控制在 $-233\text{ fs} < t < 233\text{ fs}$ 的范围内，对应着注入光最晚与驱动光尾波场中的第 6 个空泡发生碰撞，以确保产生的注入是由新增的注入脉冲引起的，与驱动激光的横向波破自注入无关。

为了进一步分析尾波碰撞实验中的电子注入过程，我们画出了不同延时情况下的典型尾波场结构和电子轨迹的模拟结果。当注入光早于驱动光到达交汇位置时，我们重点研究了三类可以被最终注入到驱动激光尾波场中的背景电子，图2-17(a) 中的黑点代表这些注入电子与激光脉冲相互作用之前时的位置。I 组电子团（红色圈内点）初始位于注入脉冲形成的尾波场中第二个波包的鞘层处。这些电子既不在注入光传播轨迹的轴线上，也不在驱动光传播轨迹的轴线上，所以它们不会感受到激光脉冲的有质动力。它们的运动主要由注入脉冲的尾波场决定。红色线是 I 组代表性电子的轨迹。图2-17(a) 密度分布的快照下方有该轨迹的放大图。尽管末端部分呈现出由于电子与驱动脉冲直接作用产生的高频小幅度振荡，但是整体上该红色轨迹呈现出电子与注入脉冲尾波场相互作用产生的低频大幅度振荡。因此可以确认这些电子是由于尾波碰撞机制被注入的。II 组电子团（黄色圈内点）初始位于注入脉冲侧方，但是同时也在驱动激光的传播轴附近。采用相似的方法分析这类电子的轨迹后，我们发现这些电子是先与驱动激光相互作用，然后才受到注入光的有质动力和注入光尾波场影响被推入驱动脉冲的尾波场中的。因此这些电子实际上是通过所谓的“激光有质动力注入”机制被捕获的 [49]。III 组电子团（绿色圈内点）初始位于注入脉冲的正前方。这些电子既会与注入光、驱动光相互作用，也会与两光的尾波场相互作用。依据两光之间延时的变化，这些电子可能被注入也

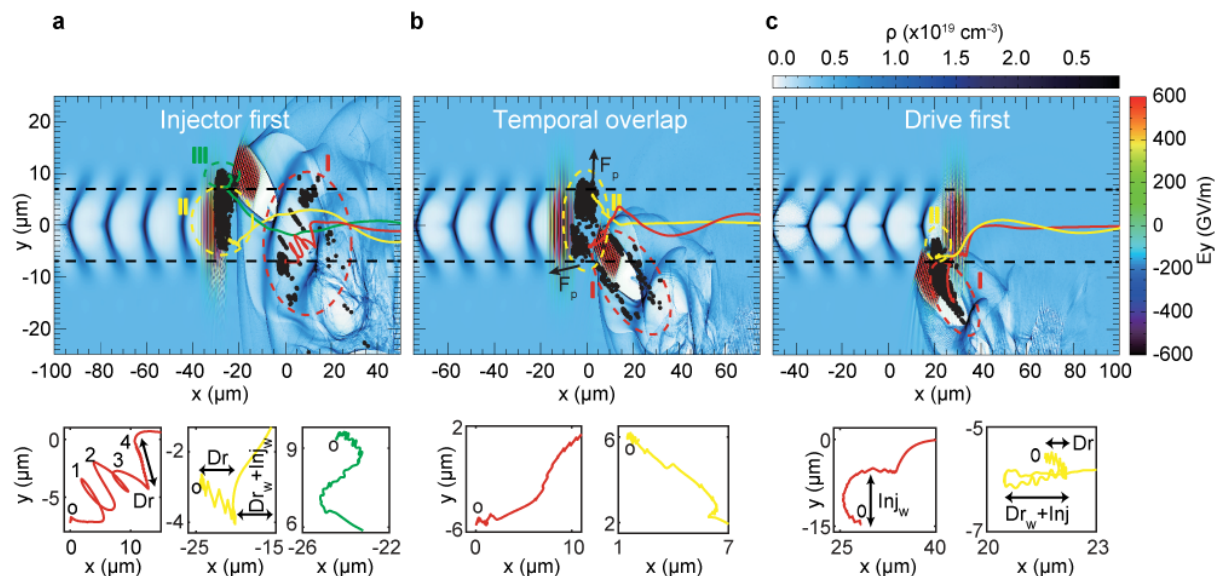


图 2-17 注入光到达交汇位置 (a) 领先于驱动光, (b) 与驱动光同时, (c) 落后于驱动光时, 电子注入情况的 PIC 模拟结果。白-蓝-黑色的颜色棒 (水平方向) 代表背景等离子体密度, 红-绿-黑的颜色棒 (竖直方向) 代表电场。黑色点是典型的被注入电子的初始位置。彩色的曲线代表这些电子的典型轨迹。下方的子图是同样轨迹的放大, 其中的“o”点代表轨迹起点, “Dr”、“In”、“Dr_w”、“In_w”分别代表电子与驱动脉冲、注入脉冲、驱动脉冲尾波场、注入脉冲尾波场发生相互作用。

Fig 2-17 Results of PIC-simulations for electron injection process in the cases when the injector laser pulse comes to the intersection point (a) before the drive pulse, (b) at the same time, or (c) after the driver pulse.

The white-blue-black (horizontal) color bar represents background plasma density, the red-green-black (vertical) color bar represents electric field. The black points are the initial positions of typical injected electrons. The color curves show typical trajectories of those electrons. The figures at the bottom of each panel show the same trajectories with “o” marking their starting points. “Dr”, “In”, “Dr_w”, and “In_w” labels stand for drive pulse, injector pulse, drive wake, and injector wake respectively, and point to parts of electron trajectories which experienced those fields.

可能无法注入。我们分析,可能正是由于这团电子能否注入与延时密切相关导致了精确扫描两光延时间隔时注入电量的周期性振荡。而注入电子束自身电场对尾波场加速梯度的削弱与电子束电量有关,因此导致了相同加速距离后电子束的能量也随两光延时变化做周期性振荡。

相似的,在驱动光与注入光同时到达交汇位置即两光发生碰撞的情况下,我们发现根据初始位置的不同可以将所有被注入电子分为两组(见图2-17(b))。黄色圈内最终能被注入的 II 组电子处于注入脉冲传播轴的两侧。这些电子由于注入激光的有质动力作用会受到向前或向后的推动导致最终被驱动激光的尾波场捕获。而该圈内处在注入激光脉冲轴上的电子则由于会在注入光的传播方向上获得太大的动量,导致无法被捕获。

最后,我们也模拟了驱动光早于注入光到达交汇位置时的情况并将注入电子分成了两组(见图2-17(c))。此时,大多数注入电子都来源于 I 组电子团(红色圈内点)。这些电子初始时位于注入脉冲的右侧,受注入光尾波场的影响被推到驱动激光的尾波场加速结构中。从代表性的电子轨迹(红线)中可以看到电子受注入激光电场(轨迹开始阶段)和驱动激光电场(轨迹中段)影响产生的小幅扰动。II 组电子团(黄色圈内点)也同样位于注入激光的右侧,但更接近于传播轴。这些电子是由于注入光的有质动力被捕获的(黄线)。它们首先被驱动光的有质动力排斥,离开驱动脉冲传播轴,成为驱动光尾波场的边界层电子。接着,当注入光传播到共同焦面位置时,这些电子再受到注入光有质动力的作用,被捕获到驱动光尾波场中。

注入电荷量与注入光和驱动光之间延时的相关性画在了图2-16(a)中。模拟结果(绿线)与实验结果趋势一致,都显示出当驱动光在前时注入电量随延时增大下降更快的特征。该非对称的特征主要是由于驱动光和注入光强度的差别造成的。正延时的情况下,注入光会与驱动光的尾波场而非驱动光自身发生碰撞,碰撞点(即交汇位置)附近的背景电子运动主要由注入光的尾波场确定。因此,电子沿着驱动光传播方向的加速过程被抑制,总的注入电量随延时增长迅速下降。相反在负延时的情况下,则是驱动激光与注入光的尾波场而非注入光本身发生碰撞,这是完全不同的物理过程。由于注入光脉冲的强度远高于驱动光脉冲,与驱动光尾波场相比,注入光尾波场存在的时间会长得多。所以在注入光尾波场中振荡的电子在很长的时间(几百 fs 或几十个等离子体周期)内能够获得足够大的能量注入到驱动激光的尾波场中。因此,即使两激光脉冲之间有较大的延迟,尾波与尾波碰撞产生注入的过程也能够发生。

2.4.4 工作小结

本节中,我们与美国内布拉斯加大学林肯分校的极端光强实验室合作,首次进行了两个相对论强度激光引起的等离子体尾波碰撞的研究,其中注入光强度为 $a_0 = 8.22$, 达

到高相对论级别，其产生的尾波场是湍流和不连续的。这种尾波碰撞机制能够在激光尾波场加速中产生稳定的电子注入和电子加速。这些被加速电子能够反映出之前建立的尾波场诊断方法所无法反映的尾波场信息。我们相信这种新的诊断方法，有助于我们进一步认识诸如强非线性等离子体尾波场中的能量转移、高能量密度物理、聚变等多种非线性等离子体现象。同时，我们研究中发现的这种新的基于尾波碰撞的电子注入机制，也能在激光尾波场加速中产生高质量，电量和能量可调节的电子束。

2.5 本章总结

本章主要研究了激光尾波场加速中的电子加速过程。首先，我们通过使用曲率渐变的弯曲等离子体通道作为过渡级提出了激光尾波场加速的级联方案。该方案中，我们通过选择最优的弯曲等离子体通道的曲率变化，实现了激光在直通道中传输时横向振荡和激光包络扭曲变形的最小化。较短的级联区域距离也有利于抑制电子束发散，最终获得了高效率高稳定性的级联耦合。PIC 模拟中，1 GeV 初始能量的电子束级联效率可达 80%。接着，我们研究了非线性空泡机制下尾波场结构中边界层电子的动力学。我们发现边界层电子可能会具有较大的横向动量并从侧面射出尾波场。根据电子从空泡边界鞘层中分离位置的不同，我们区分出了三种电子束：在鞘层尾部越过中心轴出射的尾部波，在鞘层中部平行于激光传播方向向后出射的侧面波和在鞘层头部出射的弓形波。通过使用光强较低、焦斑较大的激光和相对高的等离子体密度就能抑制高能量的边界层电子波的形成，从而提高激光尾波场加速中能量从激光到被加速电子束的转化效率。最后，我们通过数值模拟研究了两束相对论强度激光产生的尾波场发生碰撞时的电子注入。我们发现随着两束激光到达交汇位置的时间间隔的增大，会由激光碰撞演化为尾波碰撞。尾波碰撞时激光的有质动力导致的电子注入和注入激光尾波场导致的电子注入机制同时存在，并且尾波场注入机制与两光延时关系紧密，小范围调整延时就会改变背景电子在尾波场中的相位和获得的扰动动量，从而改变电子注入的电量。此外，尾波碰撞的电子注入机制能够精确反映尾波场的信息，具备作为新型诊断方法的潜力。

第三章 基于激光尾波场的辐射产生研究

3.1 引言

如果高能电子束在纵向运动的同时做周期性的横向振荡,就会因为电子速度方向变化带来的加速产生 X 射线辐射。激光尾波场加速可以产生准单能、飞秒脉宽、pC 到 nC 量级的电子束,且具有加速梯度高、装置体积小、使用成本低的优点。如果利用激光尾波场加速器作为辐射装置中的高能电子产生系统,就能大大缩小 X 射线辐射源的尺寸,降低辐射的成本,将使 X 射线辐射更广泛地被应用。因此,基于激光尾波场加速的辐射源研究一直是激光等离子体相互作用中的热点课题 [9, 96, 106, 169, 170]。

本章中我们的研究主要分三个部分:第一部分中我们将研究激光偏轴或倾斜入射到直等离子体通道中时,由于激光焦斑、尾波场和被注入电子束的周期性横向振荡产生的辐射,并分析该种辐射产生方式与通常 betatron 辐射的区别。第二部分中,我们将把上述辐射方法推广到三维下的一般情况,考虑激光入射时波矢方向与等离子体通道中心轴异面时产生的激光和电子束的螺旋运动,重点分析这种螺旋运动轨迹的电子束产生的辐射在远场分布、光子频率、偏振方向等方面的可调谐性。第三部分中,我们将通过理论计算和数值模拟研究散射光为高相对论强度激光条件下的 Thomson 散射过程,分析多光子散射的产生原因,以及高阶非线性散射导致的特殊的远场辐射分布。

3.2 基于厘米级等离子体通道的高度可调谐类同步辐射源

3.2.1 研究背景

自从 Pollack 等 [171] 于 1947 年首次在同步加速器中观察到同步辐射,同步辐射源在科学研究和其它应用中显示出了巨大的应用价值 [86, 87, 172]。几十年来,同步辐射源经过了四代的发展,从最初其它研究中的副产品到如今专门建造的庞大科学装置来获取同步辐射 [92]。同步辐射源产生的辐射光在亮度、空间可调谐性、相干性、稳定性等多方面品质也有了巨大的进步 [173]。一个典型的第三代同步辐射源装置主要由电子加速器、储存环和外加插入件等设备组成,其中的环形储存环结构直径往往达几百米,导致现有的同步辐射源装置体积庞大、成本高昂、用户获取资源困难,无法满足众多潜在用户的需求。

而另一方面,基于激光等离子体相互作用产生的新型加速概念,即激光尾波场加速技术,在过去 30 年间获得了迅猛的发展 [6, 15, 174]。该技术方案中使用一束超短超

强的激光脉冲激发出大幅度的等离子体波，从而产生纵向场强高达 100 GV/m 的激光尾波场。电子被捕获到等离子体波中后，能够在 1 cm 的距离内被加速到 GeV 量级 [28, 32]。电子在尾波场结构中获得纵向加速的同时，通常也会在横向上发生 betatron 振荡并产生电磁辐射 [9, 175]，称为 betatron 辐射。Betatron 辐射已经在理论上被人们充分研究并在实验上获得了验证 [95, 96, 98, 176]。实验和模拟中观察到了峰值亮度高达 10^{22} photons $\text{s}^{-1}\text{mrad}^{-2}\text{mm}^{-2}/0.1\%$ bandwidth (BW) 的 betatron 辐射 [99]。另一种使用激光尾波场加速产生的高能电子束来获取辐射的方法是使用其它外插入设备如磁摇摆器/磁波荡器 [106, 107, 177] 或光波荡器 [102, 108]。Schlenvoigt 等 [106] 曾报道过他们在实验中利用 28 pC, 10 fs 的电子束与 50 个周期，1m 长的外加磁波荡器相互作用，产生了波长为 740 nm，峰值亮度为 6.5×10^{16} photons $\text{s}^{-1}\text{mrad}^{-2}\text{mm}^{-2}/0.1\%$ BW 的辐射。虽然尾波场中电子的 betatron 振荡可以产生高频率的辐射，但由于电子 betatron 振荡的幅度和周期均在电子加速过程中持续变化，导致 betatron 辐射在频率和亮度上也难以调节，阻碍了 betatron 辐射获得更广泛的应用。同时尾波场加速装置与常见静磁场产生设备的组合尽管能产生高能量的辐射，但其整个装置的体积却不可避免地大大增加，背离了基于激光尾波场加速的紧凑型辐射源的研究初衷。因此，设计出全光的同时可控性能优良的类同步辐射源装置，有很强的应用价值和迫切性。

本节中我们研究了一种利用直等离子体通道中激光等离子体加速装置在加速电子的同时产生类同步辐射的新方案。通过使用多维 PIC 模拟，我们发现驱动激光脉冲和被加速电子束都能够在等离子体通道中相当长的传输距离内被很好的导引。当激光偏轴或倾斜入射到直等离子体通道中时，电子束都会跟随驱动激光的中心做横向振荡，从而产生同步辐射。不同于通常空泡机制的尾波场中产生的 betatron 辐射，我们方案中电子的横向振荡虽然也是通过空泡中尾波场的横向场作用到电子，但本质来源于激光中心和其后的尾波场在等离子体通道中被导引时产生的横向振荡。新方案中电子横向振荡的振荡频率、振荡幅度均可通过改变激光和等离子体的参数，控制激光脉冲的横向振荡运动来控制。所以产生的辐射也具有高度可调谐性，这对于实际应用有重要的价值。

我们注意到最近其他一些研究小组也提出了通过利用等离子体通道来控制辐射的相似方案。例如，Pathak 等 [178] 研究了波纹状等离子体通道内的尾波场振荡和振荡电子产生的可调谐的辐射。Reitsma 和 Jaroszynski 等 [139, 179] 研究了曲率半径相对较大的弯曲等离子体通道内光脉冲运动轨迹的变化。他们同样也提出了利用这样的弯曲等离子体通道来控制尾波场加速的电子产生辐射。但是，他们并没有对尾波场的产生过程和辐射的性质进行详细的研究。

3.2.2 等离子体通道中激光和电子束的运动

为了克服激光束传播超出瑞利长度距离 ($Z_R = k_0 w_0^2/2$) 后的自然散焦, 人们通常通过使用横向呈抛物线形密度分布 $n(r) = n_0 + \delta n r^2/r_0^2$ 的等离子体通道来实现对高能激光的长距离导引 [15]。其中 $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ 是激光波数, w_0 是焦面处的焦斑半径, $\Delta n = n(r_0) - n_0$ 是通道深度, r_0 是通道宽度。横向包络为高斯型 $|a|^2 = (a_0 r_0/r_s)^2 \exp(-2r^2/r_s^2)$ 的激光脉冲可以在匹配的直等离子体通道 (即 $\Delta n = \Delta n_c$, 激光焦斑半径 $r_s = r_0$) 中稳定传输, 其中 $\Delta n_c = (\pi r_e r_0^2)^{-1} = 1.13 \times 10^{20} (\text{cm}^{-3})/r_0^2 (\mu\text{m})$, 而 $r_e = e^2/m_e c^2$ 代表经典电子半径 [15]。如果激光入射到等离子体通道中 $z = 0$ 时的焦斑大小 r_i 与通道宽度 r_0 不等, 则激光焦斑与通道不匹配, 焦斑大小会在 $r_s = r_i$ 和 $r_s = (\Delta n_c/\Delta n)^{1/2} r_0^2/r_i$ 之间振荡。振荡周期为 $\lambda_{os} = \pi Z_M (\Delta n_c/\Delta n)^{1/2}$, 其中 $Z_M = \pi r_0^2/\lambda_0$, 如图3-1(a) 所示。上述理论分析同样适用于激光偏轴入射到等离子体通道中的情形。当激光脉冲偏轴入射时, 除了上述的焦斑自聚焦和散焦现象外, 激光的中心也会在横向上发生振荡, 如图3-1(b) 所示。通过比较图3-1(a) 和 (b), 可以分析出激光中心横向振荡的周期应当为 $\Lambda_{os} = 2\lambda_{os}$ 。下面的 2D-PIC 模拟结果确认了这一理论周期值的准确性。

我们同时使用了 OSIRIS[125] 和 VLPL[126] 两种 PIC 程序来研究上述尾波场加速过程, 并相互对比以保证模拟结果的正确性。模拟中采用的归一化的激光电场包络为 $a = eE/m\omega_0 c = a_0 \times \exp(-t^2/L_0^2 - r^2/w_0^2)$, 且 $a_0 = 2.0$, $L_0 = 9.48T_0$, $w_0 = 10.0\lambda_0$, $\lambda_0 = 0.8 \mu\text{m}$, $T_0 = 2\pi/\omega_0 \approx 2.67 \text{ fs}$ 。等离子体密度呈上述通道状分布即纵向均匀横向为中心低两侧高的抛物线形分布, 其中 $n_0 = 0.001n_c$, $\Delta n = \Delta n_c$, $n_c \approx 1.7 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ 为根据色散关系计算出的该波长激光能在等离子体中传播时对应的临界等离子体密度。为了更好地控制电子注入过程, 模拟中我们选择了离化注入机制实现电子的捕获 [31, 61, 62, 69, 180]。我们将 $x = 30\lambda_0$ 到 $x = 50\lambda_0$ 区域内的预等离子体设置为了混合成分预等离子体, 由完全离化了的氮元素等离子体和部分离化了的密度为 $n_{N^{5+}} = 5.0 \times 10^{-4}n_c$ 的氮元素等离子体组成, 同时该氮元素预等离子体在纵向上呈上升沿 ($5\lambda_0$)—平台 ($10\lambda_0$)—下降沿 ($5\lambda_0$) 的密度分布。这样的混合气体密度分布在离化注入准单能电子加速模拟中被广泛使用。不失一般性, 这里使用的离化注入机制也可以被替换为其它受控注入方案。

在图3-1(c) 中, 我们展示了不同通道宽度 r_0 下, 沿着纵向加速距离的激光脉冲 (粗实线) 和被加速电子束 (细点划线) 的中心振荡情况。模拟中我们令 $\Delta n = \Delta n_c$, 并固定激光的初始偏轴距离为 $Y = 3\lambda_0$, 仅改变通道宽度。根据理论分析的结果 [15], 我们设置的 $r_0 = w_0$ 的参数条件下激光脉冲横向振荡的周期应该为 $\Lambda_{os} = 1.58 \text{ mm}$ 。模拟结果显示该值为 $\Lambda_{os} = 1.56 \text{ mm}$, 与理论值很接近。理论上该振荡周期与通道宽度的平方成正比, 即 $\Lambda_{os} \propto Z_M \sqrt{\Delta n_c/\Delta n} r_0^2$ 。模拟结果也给出了相似的关系, $\Lambda_{os}(r_0 = 1.2)$:

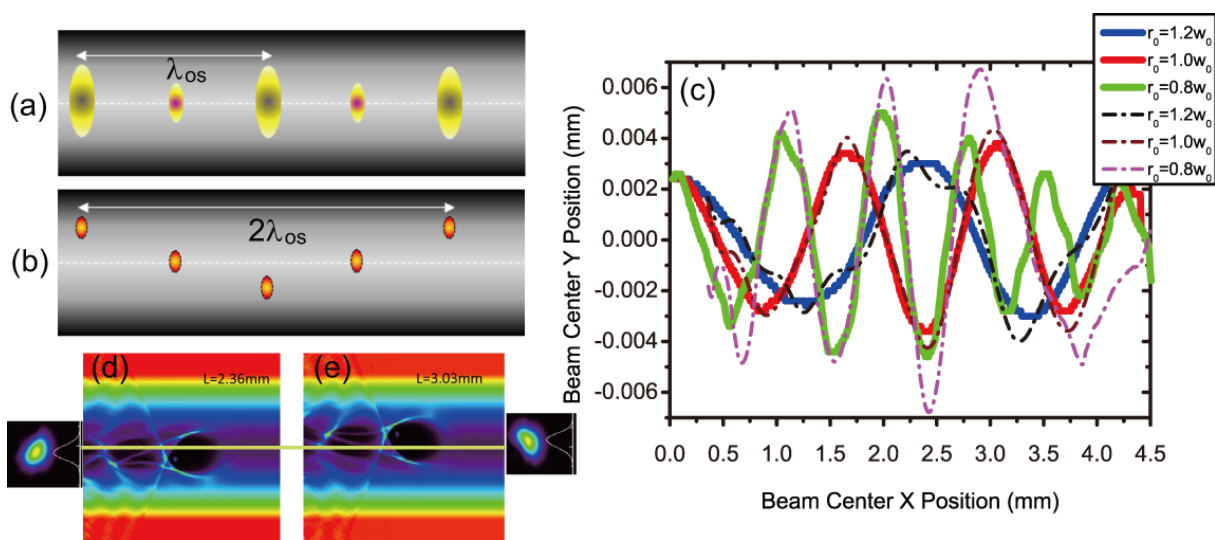


图 3-1 直等离子体通道内激光尾波场加速的偏轴注入效应。激光 (a) 轴上注入和 (b) 偏轴注入时在等离子体通道内传播的原理图。(c) 通道半径 r_0 不同时, 激光横向中心位置 (实线) 和被加速电子束横向中心位置 (虚线) 随其传播距离的演化。加速距离为 (d) 2.36 mm 和 (e) 3.03 mm 时的典型尾波场结构和被加速电子束快照, 两侧为对应的激光包络形状。

Fig 3-1 Off-axis injection effects on laser wakefield acceleration in a straight plasma channel. Schematic plots showing the laser propagation with on-axis injection (a) and off-axis injection (b) in the plasma channel. The solid lines in (c) show the evolution of the laser central transverse position along their propagation distance under different channel radius r_0 , while the dashed lines show the central transverse position evolution of the accelerated electron beam. Plots (d) and (e) show snapshots of typical wakefield structures and accelerated beams at acceleration length of 2.36 mm and 3.03 mm, respectively, along with the corresponding laser beam profiles shown at two sides.

$\Lambda_{os}(r_0 = 1.0) : \Lambda_{os}(r_0 = 0.8) = 2.25 : 1.56 : 1.05$, 接近于 $1.2^2 : 1.0^2 : 0.8^2$ 的理论结果。所有这些模拟结果都说明, 激光偏轴注入时的中心横向振荡可以通过通道导引理论来描述, 为我们控制激光脉冲的传输提供了可能性。

除了激光脉冲的振荡, 图3-1(c) 同样显示了被加速电子束整体的横向振荡。通常, 除了轻微的延迟和相对通道中心轴更大的偏移量之外, 电子束的振荡方式会与驱动电子束所在尾波场的激光脉冲相同。当通道宽度不断减小而电子能量不断增加时, 这种同步性才会被打破, 如图中绿色实线代表的激光中心振荡轨迹和紫色点划线代表的对应电子束中心振荡轨迹。图中可以看到传输到 $x = 2.75 \text{ mm}$ 之后, 紫色电子束中心轨迹开始与绿色激光中心轨迹发生偏离, 且电子束振荡的相位严重地落后于激光。到 $x = 3.875 \text{ mm}$ 时电子束的振荡轨迹甚至开始发生突变。同时我们发现此时的激光脉冲已经完全变形且电子束已经与变形了的激光脉冲的尾部发生了直接的相互作用。我们认为正是电子束与激光的直接相互作用和被注入电子束中部分电子被甩出尾波场导致的电子束电量不断损失引起了电子束中心位置的统计偏差, 促使了上述电子束中心位置的突变。图3-1(d) 和 (e) 显示了模拟中不同时刻的典型加速结构、电子束和激光束的快照。明显可以看到, 激光束、空泡加速结构和电子束都在通道内振荡。此种振荡中加速结构和电子束都会由于激光前沿的倾斜偏移通道中心直线, 与 Popp 等 [181] 提出的振荡完全不同。他们的研究情况中电子束不能运动回其初始的横向位置。

除了等离子体通道的特征外, 激光注入时的横向偏移距离和倾斜角度都是影响激光在通道中传输轨迹的关键参数。图3-2(a) 中, 我们研究了三种不同的初始偏轴距离下激光束的传输。我们发现所有模拟结果中, 激光中心的振荡频率是不变的, 始终与之前讨论过的理论振荡频率一致。此外, 我们也诊断了横向偏移距离为 $Y = 3 \lambda_0$ 时典型的激光峰值强度的演化 (绿色虚线)。正如图3-1(a) 和 (b) 中所预测的, 激光峰值强度的振荡周期是激光中心振荡周期的一半。激光注入时初始倾斜角对激光中心轨迹的影响表示在了图3-2(b) 中, 注入倾角越大则激光束中心的振荡幅度越大。但是振荡周期同样与倾角参数无关, 而是如理论分析部分所说的仅由等离子体参数决定。对比偏轴注入和倾斜注入的情况, 可以认为这两种情况本质上相同, 其初始注入状况对应于激光振荡轨迹上的不同相位。当然这种注入角与激光束振荡的对应关系也有上限。当激光的倾斜角超出该阈值时, 激光脉冲就会经历严重的变形或者是穿透通道层, 从而无法形成合适的尾波场加速结构。在我们的模拟参数中, 该阈值约为 $\theta = 5^\circ$ 。

事实上激光传播是一种三维现象, 尤其是自聚焦效应更是维度相关的效应。我们同样做了三维模拟来确认这些维度相关效应的影响。由于计算资源的限制, 我们通过把等离子体的密度提高到 $n_0 = 0.01 n_c$ 并相应减小激光脉冲的尺寸, 将加速结构降低到了较小的尺度。图3-3显示了激光垂直 ($\theta = 0^\circ$) 且偏轴入射到等离子体通道后, 三维模拟中

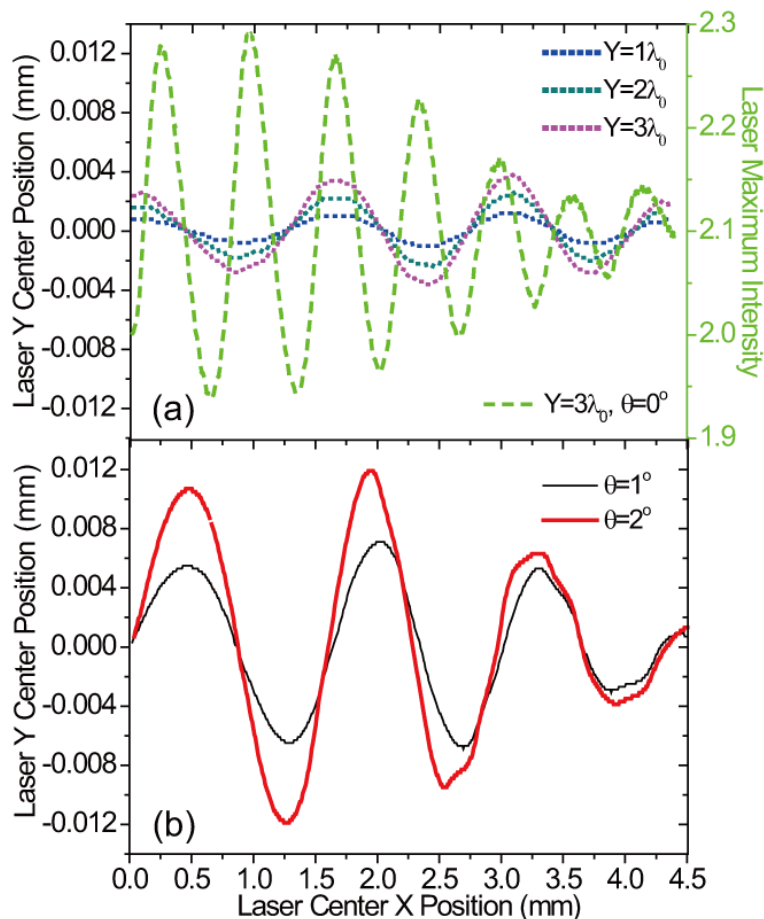


图 3-2 激光偏轴和倾斜注入对于电子束振荡的影响。(a) 激光注入时不同偏轴距离 Y 下激光中心位置的演化。绿色虚线代表典型的激光最大强度振荡情况。(b) 激光注入时偏轴距离 $Y = 0$ ，而注入倾角为 $\theta = 1^\circ$ 和 $\theta = 2^\circ$ 时激光中心位置的演化。所有模拟中激光和等离子体密度与之前保持一致，

$$r_0 = w_0.$$

Fig 3-2 Laser off-axis and oblique injection effect on beam oscillation. (a) Evolution of the laser centroid for off-axis injection with different initial deviation distance Y . A typical laser intensity oscillation is shown by the green-dashed line. (b) Evolution of the laser centroid for oblique injection angles at $\theta = 1^\circ$ and $\theta = 2^\circ$ and with initial deviation distance $Y = 0$. The laser and plasma density parameters are the same as before and $r_0 = w_0$ for all these cases.

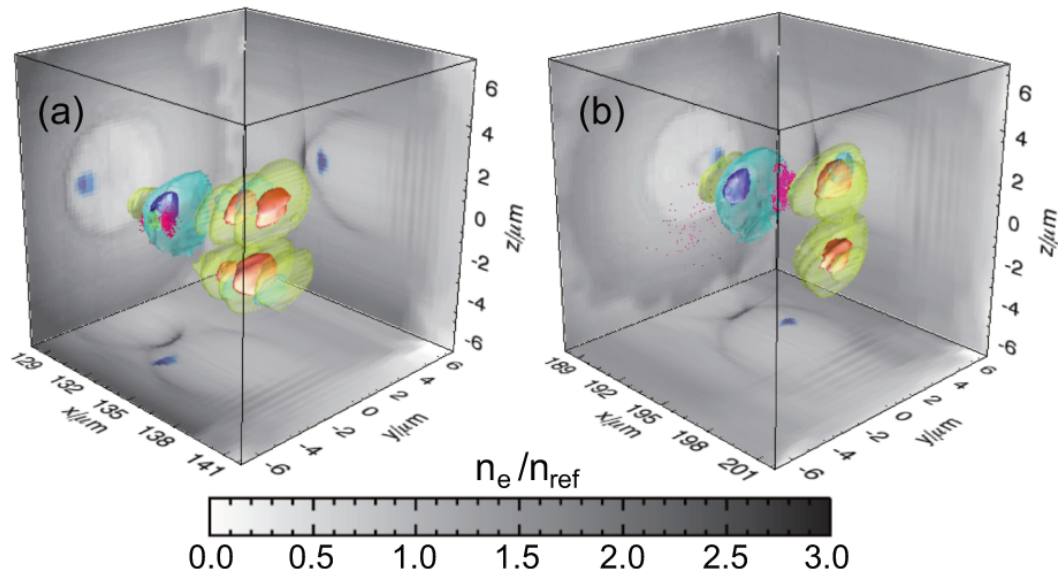


图 3-3 典型的激光偏轴注入时尾波场加速的 3D-PIC 模拟结果。图 (a) 和 (b) 为两个不同时刻的等离子体密度（灰色背景），注入电子束（红色点）和纵向电场（蓝-绿-橘黄色等值面）的快照。立方体模拟盒子三个侧面上的投影显示出电子随加速距离变化的振荡。为了节省计算资源，激光等离子体参数同比例降低到 $L_0 = 3T_0$, $w_0 = 4.5 \lambda_0$, $Y = 3.0 \lambda_0$, $\theta = 0.0^\circ$, $n_0 = 0.01 n_c$ 。氮元素的密度为 $n_N = 5.0 \times 10^{-4} n_c$ 。

Fig 3-3 Typical 3D-PIC simulation results for a wakefield acceleration from an off-axis injected laser beam. Snapshots of plasma density (gray background), injected electron beam (red points) and longitudinal electric fields (blue-green-orange iso-surfaces), are shown for two different time steps. The projections on three surfaces of the cubic show the electrons oscillation along the acceleration distance. To save computational cost, laser plasma parameters are scaled down with $L_0 = 3T_0$, $w_0 = 4.5 \lambda_0$, $Y = 3.0 \lambda_0$, $\theta = 0.0^\circ$, $n_0 = 0.01 n_c$. The nitrogen density is $n_N = 5.0 \times 10^{-4} n_c$.

两个不同加速距离处等离子体尾波场分布、被加速电子束和纵向电场的快照。从尾波场和电子束的投影中，我们可以看到激光脉冲和电子束会同时在初始激光传播方向和通道轴所决定的平面内振荡。另一方面同样参数的二维模拟获得了相似的结果，于是验证了我们其它二维模拟结果的可靠性。

除此之外，我们在三维模拟中还发现了另外一种更为常见的情形：当激光入射位置偏离通道中心，且激光初始波矢方向不在通道中心轴和入射面上的激光入射点与通道中心点的连线所组成的平面内（即初始激光传播轴与通道中心轴异面）时，激光脉冲的中心可能会做螺旋运动。这是上述二维平面内激光中心振荡的自然推广。做螺旋运动的电子束的辐射也会展现出其它独特的特征，我们将在下一节中对此展开讨论。

3.2.3 受控类同步辐射的产生

根据上面的研究，我们知道直等离子体通道中的电子可以受控地做横向振荡。与电子束在储存环中的外加设备或弯曲磁铁中做横向振荡产生同步辐射的过程相似，电子在上述等离子体通道中的横向振荡也会产生类同步辐射。对于非相干的辐射，辐射强度正比于电子束的电量。我们的方案中，可以通过调节离化注入产生区域氮元素的掺杂浓度来调节被加速电子束的电量。在我们的典型二维模拟中，被加速电子束的电量约为 $6 \times 10^6 \mu\text{m}^{-1} \sim 3 \times 10^7 \mu\text{m}^{-1}$ ，对应于三维情况下几个 pC 的电量。

除电量外，电子束的运动轨迹是最终获得能谱的另一个重要影响因素。我们的方案中，电子在通道中的轨迹可以近似认为是一条波长为 $\Lambda_{os} = 2\pi^2 r_0^2 (\Delta n_c / \Delta n)^{1/2} / \lambda_0$ 的正弦曲线。波长依赖于等离子体通道的参数，具体数值可以在几百 μm 到几个 cm 之间调整；振幅则依赖于激光初始的偏轴入射距离 (Y)，具体数值可以在 0 到几个 μm 之间调整。电子束的能量在其加速过程中持续增长直至电子达到失相点。在我们的典型模拟中，4.5 mm 的加速距离内电子可以被加速到约 450 MeV。相应地，电子横向振荡的强度参数 $K = 2\pi\gamma Y / \Lambda_{os}$ 也有从 0.1 到 10 的较宽的调节范围。因此，既可以产生类似于波荡器的辐射 ($K < 1$) 也可以产生类似于摇摆器的辐射 ($K > 1$)。典型的辐射光子能量为 $E_p = 2\gamma^2 hc / (1 + K^2/2 + \gamma^2 \theta^2) \Lambda_{os}$ ，其中 h 为普朗克常量， θ 为辐射角。

为了验证上述理论公式与我们的模拟结果是否吻合。我们从 PIC 模拟中得到的高能电子束中随机选了 100 个宏粒子进行追踪，并把追踪到的轨迹输入到 VDSR 程序 [127] 中进行辐射谱计算 [31]。最终得到的辐射谱是由这 100 个电子的辐射非相干叠加而得到的。通过选择轨迹中不同的位置作为辐射计算的结束位置，我们也得到了辐射谱随加速距离变化的情况。从这些电子轨迹得到的典型的角向积分的辐射谱如图 3-4(d) 所示。我们共研究了三种不同的情况：(i) 等离子体通道宽度为 $r_0 = w_0$ ，激光偏轴距离为 $Y = 3 \lambda_0$ (紫色和红色线)；(ii) $r_0 = w_0$ ， $Y = 2 \lambda_0$ (蓝色和黑色线)；(iii) $r_0 = 1.2 w_0$ ， $Y = 3$

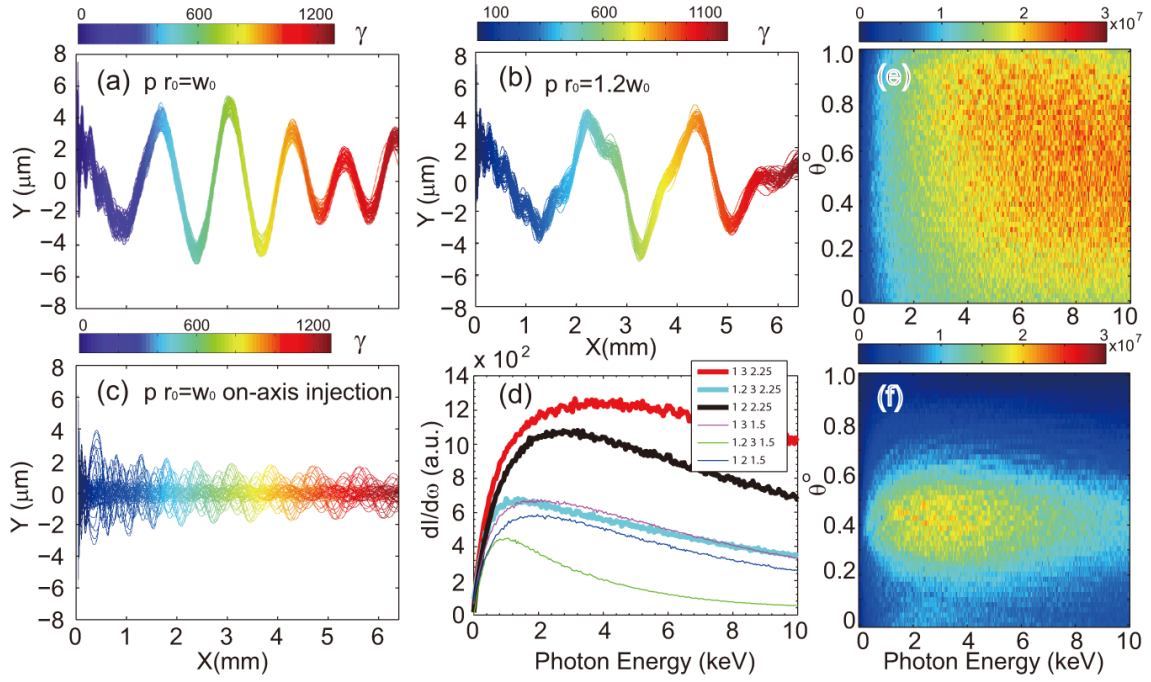


图 3-4 典型的被加速电子的轨迹和辐射谱。图 (a-c) 的电子轨迹中不同的颜色代表不同的电子能量。图 (a) 和 (b) 为 p 偏振的激光偏轴注入，通道宽度分别为 (a) $r_0 = w_0$ ，(b) $r_0 = 1.2 w_0$ 。(c) 激光轴上注入形成的尾波场中被注入电子的 betatron 振荡轨迹。其它所有模拟参数都与图 3-1 相同。(d) 部分电子轨迹中形成的辐射谱。右上方的图例显示了得到不同颜色曲线模拟结果所使用的参数 $[r_0/w_0, Y/\lambda_0, L_{acce}]$ 。(e) 和 (f) fenbie wei 情况 i 和 iii 下的 $dI^2/d\omega d\Omega$ 辐射分布。此时加速距离为 $L_{acce} = 3$ mm。

Fig 3-4 Typical trajectories of accelerated electrons and radiation spectra. The colors for the electron trajectories correspond to different electron energies in (a-c). The laser is p-polarized and the channel width is $r_0 = w_0$ for (a) and $r_0 = 1.2 w_0$ for (b). (c) Normal betatron oscillation trajectories of electrons in a wakefield with on-axis laser injection. All the other simulation parameters are the same as those in Figure 1. (d) Radiation spectra for a part of the trajectories. The upright legends represent the simulation parameters: $[r_0/w_0, Y/\lambda_0, L_{acce}]$. (e and f) Radiation distribution $dI^2/d\omega d\Omega$ for case (i and iii), respectively. The acceleration distance here is $L_{acce} = 3$ mm.

λ_0 (绿色和浅蓝色线)。第一种情况和第三种情况中被选出电子的典型轨迹如图3-4(a)和(b)所示。这些轨迹与图3-1(c)中的电子束中心轨迹基本一致。这种由于激光初始注入位置偏离而导致的电子横向振荡明显不同于如图3-4(c)所示的通常的电子在尾波场中的 betatron 振荡。所谓的 betatron 振荡中, 随电子能量增加振荡周期会不断变长而振荡幅度会逐渐变小, 同时电子振荡相位的混合从一开始就会存在。我们的方案中, 在加速初期 $x < 1.588 \text{ mm}$ 的区域内电子轨迹会在常规振荡的同时叠加一个小的非常规振荡。为了避免开始阶段这部分轨迹对于辐射影响的不确定性。辐射计算中我们仅取 $x \geq 1.588 \text{ mm}$ 部分的轨迹。该位置之前的低频辐射忽略不计。两个不同加速距离后的辐射谱如图3-4(d)所示。绿色、紫色和蓝色的曲线对应于加速距离为 $L_{acce} = 1.5 \text{ mm}$ 的结果, 而浅蓝色、红色和黑色的曲线则对应于加速距离为 $L_{acce} = 2.25 \text{ mm}$ 的结果。这些辐射谱都有很大的带宽。这是由于加速过程中电子能量的不断增加 (见各电子轨迹图中随加速距离的颜色变化), 长距离加速所对应辐射谱的峰值位置显示出了很明显的蓝移。比较情况 (i) 和情况 (iii) 我们发现, 较大的通道宽度会产生较大的电子振荡周期 (Λ_{os}) 和较小的光子能量。在我们的模拟参数条件下, 峰值辐射光子的能量位于 0.895 keV 到 3.88 keV 之间。辐射谱的高能尾部会一直延续到几十个 keV , 包含了从极紫外线到硬 X 射线波段广阔的辐射频率范围。图3-4(e) 和 (f) 分别显示了情况 (i) 和情况 (iii) 下角分辨的辐射谱。我们发现除了之前已经阐述了的频率漂移现象外, 辐射的角分布同样会随激光和等离子体参数的变化有显著改变。这为辐射指向提供了灵活性。最近, 我们也注意到通过采用相似的方法和将一个外注入的电子束注入到类似等离子体波荡器的合适相位中, 窄带宽的辐射同样能够被得到 [182]。

3.2.4 工作小结

本节中, 我们提出了一种紧凑的全光的基于等离子体通道和等离子体波荡器来获得类同步辐射谱的方案。在直等离子体通道中, 通过使用偏轴注入或者倾斜注入激光脉冲的方式, 可以实现电子束的横向振荡并产生辐射。值得一提的是, 我们方案中的横向和纵向加速都来自于激光尾波场, 而不需要任何外加的加速场或偏转磁铁。这种方案下电子振荡产生的辐射类似于传统同步辐射源中的直线波荡器辐射和储存环辐射。该装置中的加速和辐射部分均可以在厘米尺度内实现, 因此大大降低了产生类同步辐射所需的成本。尽管该种光源产生的光束质量还不能立刻与现有的同步辐射光源匹敌, 但它显示出了适合于广泛应用的独特优势。虽然目前的工作已经展示出了此类同步辐射光源的基本概念, 但是显然还有很多可以提升光束品质的改进空间值得我们去探索, 比如激光尾波场加速装置和导引激光的等离子体通道的细节设计, 更多对于加速和辐射部分的系统性定标律研究等。只有完成这些, 我们的方案才能真正成为现有同步辐射光源的有力补

充。

需要另外指出的是,我们对于激光和电子束的通道导引的研究对于其它辐射产生机制同样也有帮助。通过使用等离子体通道,全光的 Thomson 或 Compton 散射可以更加简单的实现 [111]。两束激光可以从两个方向入射到一个两端特别设计过的等离子体通道中,然后被导引。用两束激光中强而短的一束驱动尾场加速电子;而另一束相对低能且长脉宽的反向传播激光则与被加速电子束相互作用产生 Thomson 散射。通过使用这种方法, Thomson 散射中让激光和电子束在时间和空间中同时重叠问题的难度可以大大降低,因为两者都可以被同一个等离子体通道自动的导引。此方案的细节部分还有待进一步研究。

3.3 基于激光等离子体螺旋波荡器的可调谐 X 射线源

3.3.1 研究背景

上一节中我们介绍了目前被广泛用于自然科学、医学、工业等领域的同步辐射光源,以及基于激光尾波场加速的辐射光源相比传统同步辐射光源的特点和优势。目前基于激光尾波场加速的 X 射线辐射被应用于高精度物体成像的可行性已经被实验确认 [100, 104, 183]。如果能够进一步提高辐射在亮度、辐射谱和偏振等特性上的可控性,它将会有更广阔的应用前景。这些特性中,辐射的偏振方向是最难控制的。因为辐射的偏振方向依赖于电子的横向振荡运动;而电子并未与激光直接发生作用,其横向振荡一般是各向同性的。尽管辐射的偏振可以通过电子注入选择或驱动激光倾斜技术来控制 [176, 181],目前 betatron 辐射的偏振可调谐性还远远达不到应用的要求。

设计一个装置更加紧凑且同时具有小的加速距离和辐射距离的辐射源是一项非常有挑战性的工作。为了实现这一目标,科研人员提出了各种基于等离子体来实现小振荡周期波荡器的方案,希望可以替代目前传统的磁波荡器 [140, 143, 179, 182, 184–186]。其中,Chen 等 [140] 和 Rykovanov 等 [182] 仔细研究了激光等离子体波荡器的特性以及外注入电子束产生的辐射特征,展示了该方案在极紧凑的自由电子激光装置中的应用前景。此外,基于激光等离子体相互作用产生的波荡器还具有很强的灵活性和可调谐性。例如,可以通过改变激光脉冲注入时相对通道中心的偏离距离和倾斜角,来实现对等离子体波荡器辐射偏振的控制,产生任意椭圆率的椭圆偏振辐射。下面,我们通过将电子在尾波场中偏轴或倾斜入射后的加速过程扩展到三维情况下,在 3D-PIC 模拟中进一步深入研究该问题。我们首次发现了基于激光等离子体相互作用产生的螺旋形等离子体波荡器,为产生更灵活可控的 X 射线辐射奠定了基础。我们的模拟结果清晰的显示出激光在等离子体通道中的运动依赖于激光入射时的初始偏移距离和入射方向与通道轴的

夹角。我们找到了激光绕通道轴做螺旋运动的条件，从而让被加速电子呈现出螺旋形的 betatron 运动轨迹。接着我们通过另一个辐射后处理程序计算出了远场的 X 射线辐射。除强度分布外，我们发现辐射的偏振和频率都可以通过改变激光入射参数和通道参数方便地调节。考虑到目前在很多实验室中可以实现的典型激光等离子体参数，我们发现该方案在厘米尺度的等离子体中能够辐射出强度高达 $2 \times 10^{19} \text{photons/s/mm}^2/\text{mrad}^2/0.1\% \text{ bandwidth}$ 的 X 射线。这样高灵活性、高质量、紧凑的辐射源具有应用到众多领域的潜力。

3.3.2 激光和电子束的螺旋运动

我们首先研究电子的运动情况，根据我们的方案，电子在等离子体通道中运动时将会呈现出类似于在螺旋波荡器中的运动轨迹。激光尾波场加速中通常用等离子体通道来导引激光脉冲，使其在超过多个瑞利长度 $Z_R = k_0 w_0^2/2$ 的距离内稳定传播。横向密度分布为 $n(r) = n_0 + \Delta n r^2/r_0^2$ 的等离子体通道就可以实现激光长距离传输的导引，其中 r 代表横向坐标， n_0 是通道轴上的电子密度， Δn 是通道深度， r_0 是通道宽度 [15, 140, 182]。所谓匹配的等离子体通道，要求 $\Delta n = \Delta n_c = (\pi r_e r_0^2)^{-1}$ ， $r_0 = w_0$ 。激光脉冲在匹配的等离子体通道中传输时，焦斑大小基本可以保持不变。相反如果激光脉冲偏轴或以一定倾斜角注入到等离子体通道中时，随着激光束向前传播，其中心会在单一平面内做横向振荡 [140]。此周期性振荡运动的波长为 $\Lambda_{os} = 2\pi Z_M (\Delta n_c/\Delta n)^{1/2}$ ，其中 $Z_M = \pi r_0^2/\lambda_0$ ，且可以通过调节通道深度改变该波长 [140]。将上述偏轴注入情形推广到三维下的一般情况，会出现激光初始波矢方向不在通道中心轴或入射面（定义为激光入射点与通道中心点的连线和通道中心轴所组成的平面）内的情况，即初始激光波矢方向与该面异面，可以想象这时激光中心会绕着通道轴做螺旋形运动如图3-5(a) 所示。

尽管通道中等离子体的密度随着空间位置的变化在不断改变，导致激光波矢的方向和数值也发生变化。但是由于该密度变化并不显著，我们仍可以在每一局部空间内把激光看成是平面波，从而可以使用几何光学近似来研究激光中心的轨迹。在我们研究的问题中等离子体密度的分布仅依赖于径向坐标大小。根据几何光学近似和激光群速度方程 $v_g = c \cdot n(r)$ ，我们得到柱坐标系 (r, ϕ, z) 下激光传播的正则方程：

$$\frac{d\vec{R}}{dt} = \frac{c^2}{\omega_0} \vec{k} \quad (3-1)$$

$$\frac{d\vec{k}}{dt} = -\frac{\omega_0}{2} \frac{\partial}{\partial \vec{R}} \left[\frac{n(r)}{n_c} \right] \quad (3-2)$$

其中 ω_0 和 $\vec{k}$ 分别为激光脉冲的频率和波矢， n_c 为等离子体临界密度。接着我们采用光

路追踪法寻找激光的传播轨迹 [187]。式 (3-1) 和 (3-2) 可以展开为

$$\frac{dr}{dt} = \frac{c^2}{\omega_0} k_r \quad (3-3)$$

$$r \frac{d\phi}{dt} = \frac{c^2}{\omega_0} k_\phi \quad (3-4)$$

$$\frac{d}{dt} \ln(k_\phi \cdot r) = 0 \quad (3-5)$$

$$\frac{dk_z}{dt} = 0 \quad (3-6)$$

根据式 (3-5) 和 (3-6)，则激光进入到通道之后 $k_\phi r$ 和 k_z 就固定不变。有

$$k_\phi r = k_0 \cdot (1 - n_{e0}/n_c)^{(1/2)} \cdot \sin\theta_z \cdot b \quad (3-7)$$

$$k_z = k_0 \cdot (1 - n_{e0}/n_c)^{(1/2)} \cdot \cos\theta_z \quad (3-8)$$

其中, $n_{e0} = n_e(r = \sqrt{x_0^2 + y_0^2})$ 是激光进入通道时中心处的等离子体密度, x_0 和 y_0 是激光入射时横向上偏离通道中心的距离。 $b = (y_0 - x_0 \cos\theta_y / \cos\theta_x) / (\sqrt{(\cos\theta_y / \cos\theta_x)^2 + 1})$ 被称为“打击距离”, 代表激光脉冲入射平面内激光入射方向的投影线与通道中心轴的投影点之间的距离, 其中参数 θ_x, y, z 分别代表激光入射方向与 x, y, z 轴的夹角, 且 $\theta_z = \arccos(\sqrt{1 - \cos^2\theta_x - \cos^2\theta_y})$ 。令 $k_r = \sqrt{k_0 \cdot (1 - n_{e0}/n_c)^{1/2} - k_\phi^2 - k_z^2}$ 并将 k_r 和 k_ϕ 替换到式 (3-3) 和 (3-4) 中, 我们就能得到激光中心的轨迹方程:

$$\frac{dr}{dz} = \pm \frac{1}{\cos\theta_z} \left[1 - \frac{n(r)}{n_c} - \left(1 - \frac{n_{e0}}{n_c} \right) \cdot \left(\sin^2\theta_z \cdot \frac{b^2}{r^2} + \cos^2\theta_z \right) \right]^{1/2} \quad (3-9)$$

$$\frac{d\phi}{dz} = \frac{b \sin\theta_z}{r^2 \cos\theta_z} \quad (3-10)$$

在式 (3-9) 中, 当等号右侧中括号内的表达式为 0 时, 代表激光中心处于离通道中心最远的位置, 是 dr/dz 的反转点, 应当根据激光中心是在靠近反转点还是在远离反转点确定式 (3-9) 右侧的正负号。

当超短超强的激光脉冲在上述等离子体通道中传播时, 背景等离子体电子会被驱动激光的有质动力向外排开, 形成空泡状的等离子体尾波场 [17, 21]。当激光脉冲横向振荡时, 空泡状的等离子体尾波场也会跟着振荡, 并迫使空泡内的电子跟随激光中心的振荡轨迹 [179]。在激光泵浦能量耗散掉之前, 这种横向振荡的周期和幅度都不会改变。这时, 等离子体通道中的被加速电子就会产生类似在螺旋形波荡器中发出的辐射, 与通常的 betatron 辐射完全不同。

我们使用了全相对论的 PIC 程序 OSIRIS[125] 来研究当激光的波矢与通道中心异面时自洽的激光中心运动和电子相空间位置的三维动力学演化。模拟中, 激光的归一化

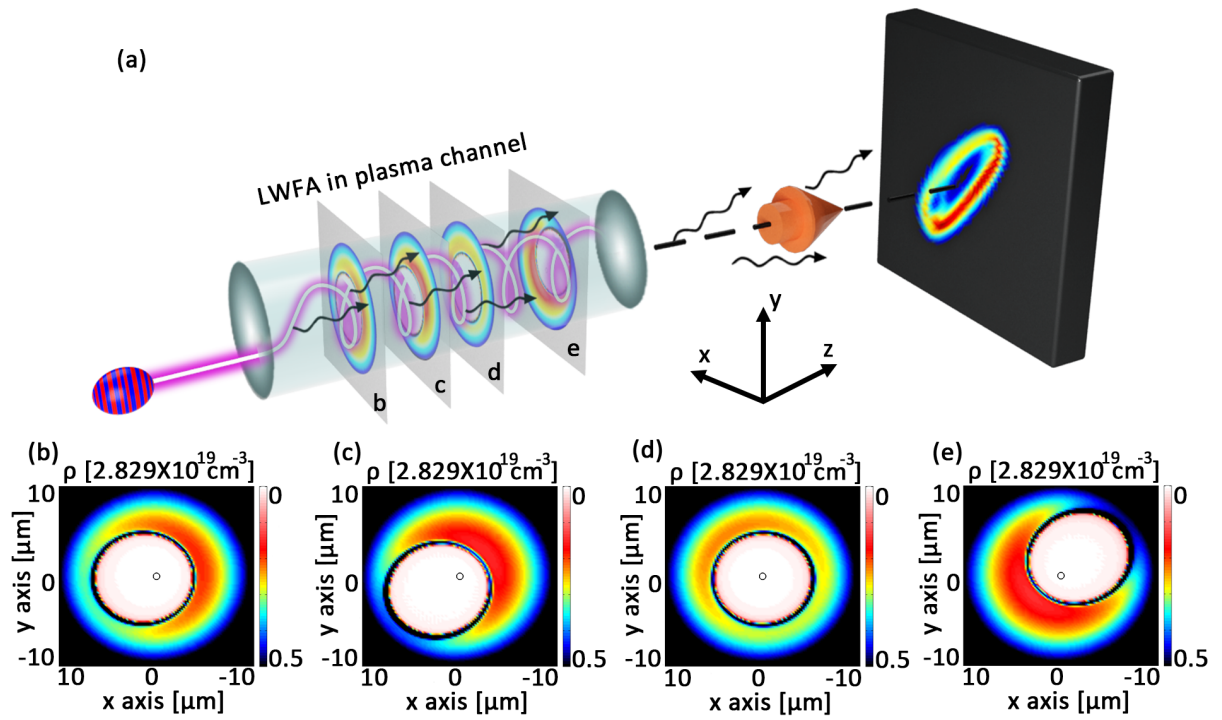


图 3-5 基于激光尾波场加速的螺旋形等离子体波荡器产生的辐射源方案的原理图。(a) 激光脉冲的螺旋运动，等离子体中横向振荡的尾波场和远场的 X 射线辐射分布。(b) $t = 133$ fs, (c) $t = 600$ fs, (d) $t = 1200$ fs, (e) $t = 1800$ fs 时刻空泡加速结构中部电子密度分布的横向切片。

Fig 3-5 Sketch of the radiation source from a helical plasma undulator based on LWFA. (a) Spiral motion of laser pulse, wakefield in the plasma channel and the far field x-ray radiation distribution. (b,c,d,e) are the electron density distributions of the transverse slices of the accelerating bubble structure with largest radius at (b) $t = 133$ fs, (c) $t = 600$ fs, (d) $t = 1200$ fs, (e) $t = 1800$ fs.

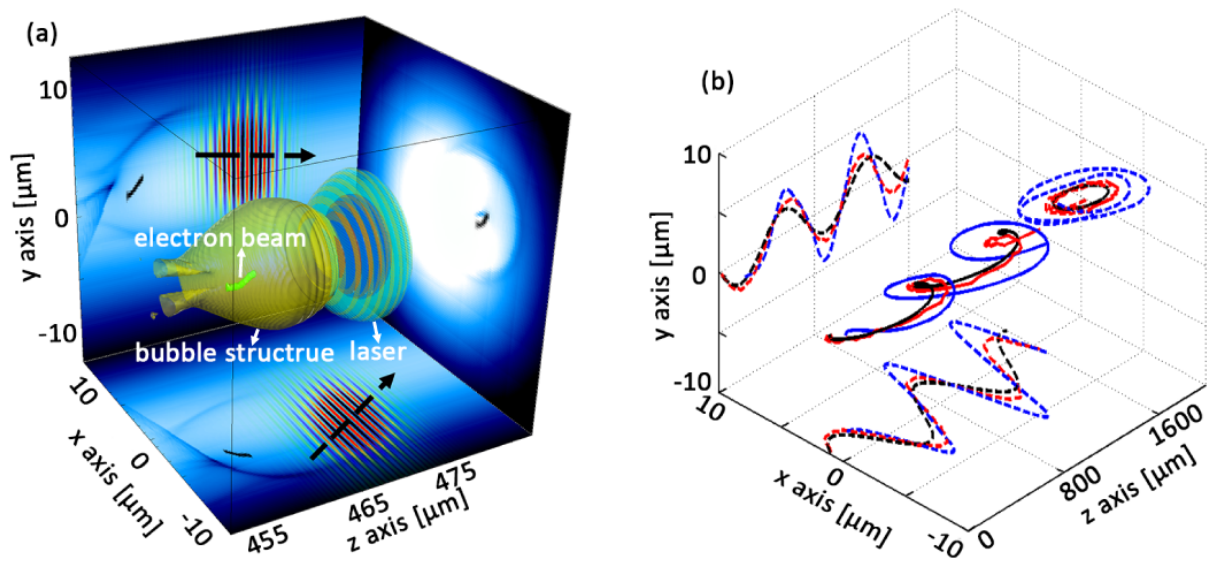


图 3-6 等离子体通道中激光脉冲和电子束的螺旋运动。(a) 等离子体密度 (蓝色背景)、空泡结构 (黄色等值面)、被注入电子束 (淡绿色点) 和激光电场 (蓝-红-橘黄-绿色等值面及投影) 的快照。(b) 激光脉冲中心轨迹的理论 (黑色实线) 和模拟结果 (红色实线)。蓝色实线为追踪的典型电子的中心轨迹。虚线为这些轨迹的投影。

Fig 3-6 Spiral motions of the laser pulse and electron beam in the plasma channel. (a) A snapshot of plasma density (blue background), bubble structure (yellow surface), injected electron beam (light green points), and laser electric fields (blue-red-orange-green iso-surfaces and the projections). The black dashed arrows show the laser propagation direction in projection planes. (b) Theoretical (black solid line) and simulation (red solid line) results of the laser pulse centroid trajectory. The blue solid line shows the centroid trajectory of the traced particles. Dashed lines are the projections of the trajectories.

矢势为 $a = eA/m_e c^2 = a_0 \times \exp(-t^2/L_0^2 - r^2/w_0^2)$ 和 $a_0 = 2.0$ (对应于线偏振的激光脉冲峰值强度为 $I = 8.6 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$)，激光脉宽 $L_0 = 4.0 T_0$ ，焦面处激光焦斑半径为 $w_0 = 6.75 \lambda_0$ ，激光波长为 $\lambda_0 = 0.8 \mu\text{m}$ ，即激光周期为 $T_0 = 2\pi/\omega_0 \sim 2.67 \text{ fs}$ 。等离子体密度的抛物形包络参数为 $n_0 = 0.001 n_c$ ， $\Delta n = \Delta n_c$ ， $r_0 = w_0$ ，其中 $n_c \approx 1.7 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ 是该驱动激光对应的临界等离子体密度。外注入电子束的横向和纵向尺寸分别为 $L_r = 0.5 \mu\text{m}$ ， $L_z = 2.0 \mu\text{m}$ ，电量为 $Q \approx 4.5 \text{ pC}$ 。在不同的模拟中，采用的电子束初始能量分别为 7.7 MeV 或 5.1 MeV 。模拟盒子的大小为 $40 \times 40 \times 45 \mu\text{m}^3$ ，对应于各方向的网格数目为 $200 \times 200 \times 1035$ 。初始时网格中分别放置 4 个和 8 个宏粒子来代表背景等离子体电子和外注入的电子。激光入射参数取为 $x_0 = 1 \mu\text{m}$ ， $y_0 = 0$ ， $\theta_x = 89^\circ$ ， $\theta_y = 91^\circ$ 时，典型的模拟结果如图 3-5 所示。图中坐标系的 z 轴为等离子体通道的中心轴，(b-e) 图为激光传输到不同位置时典型的空泡截面等离子体密度分布情况。图 3-6 则是典型三维模拟结果的快照，包括由激光驱动的空泡状尾波场结构 (黄色等值面)、空泡尾部的外注入电子 (浅绿色等值面)、激光的电场 (蓝色-红色-橘黄色-深绿色等值面)。图 3-6(a) 中激光脉冲在 x - z 面和 y - z 面上投影的方向 (黑色带箭头虚线) 证明了激光脉冲的螺旋形运动方式。图 3-6(b) 中的黑色实线代表了根据式 (3-7) 和 (3-8) 计算出的激光中心的理论轨迹，而红色实线则代表 3D-PIC 模拟中得到的激光中心轨迹。侧方三个平面上的虚线是同颜色实线的投影。显然式 (3-7) 和 (3-8) 理论预测出的激光中心振荡的波长和幅度都与模拟结果基本一致，验证了几何光学近似和光路追踪法在描述一定激光传播距离内激光中心位置轨迹时的有效性。做更仔细的对比发现，理论近似得到的振荡波长为 $\Lambda_{os} = 719.5 \mu\text{m}$ 而 PIC 模拟中得到的值约为 $700 \mu\text{m}$ 。这是由于 PIC 模拟中随着激光传播距离的增大激光能量逐渐耗散，激光频率发生红移，导致振荡波长和幅度比理论值偏小。此外，通过比较激光光强为 $a_0 = 2$ 和 $a_0 = 0.5$ 时的激光和电子束中心轨迹，我们发现 $a_0 = 2$ 时会出现相对论非线性效应，导致激光轨迹稍稍偏离理论估计值。但是激光轨迹总的运动趋势不会发生改变，仍会出现图中的螺旋形运动轨迹。

为了缩小模拟时间并将研究集中在被捕获电子产生的辐射的特征上，我们采用了加速外注入的在圆柱状区域内密度均匀分布的电子束来考察辐射与初始激光入射参数相关性的方案。如前所述，被捕获和加速的电子也会跟随通道内的激光脉冲，与尾波场加速结构一起做螺旋运动。我们从被加速电子束中随机选择了 200 个粒子，追踪这 200 个粒子的轨迹。这些电子的中心位置轨迹 (x_c , y_c , z_c) 如图 3-6(b) 中的蓝色实线所示。我们发现，电子螺旋运动的周期与激光中心振荡的周期相同，但由于电子运动的惯性，其振荡的幅度稍高于激光束中心振荡的幅度。最终在仅有的 $1600 \mu\text{m}$ 的加速距离内电子能量提高到了近 140 MeV 。同时由于在螺旋形运动的空泡中各处的纵向加速场不均匀，电子能量的均方根偏差会增加到了约 8 MeV 。模拟中，在 $x \leq 1600 \mu\text{m}$ 区域电子能以 80

GeV/m 的加速梯度稳定加速,说明此时间段内电子处于接近空泡尾部的区域。而激光传播到 $x > 1600 \mu\text{m}$ 区域后,加速梯度迅速减小,电子很快失相。因此,后续的电子轨迹和辐射计算中,我们将研究范围限制在 $x \leq 1600 \mu\text{m}$ 的区域内,对应于实验上采用一个较短的毛细管来产生等离子体通道。

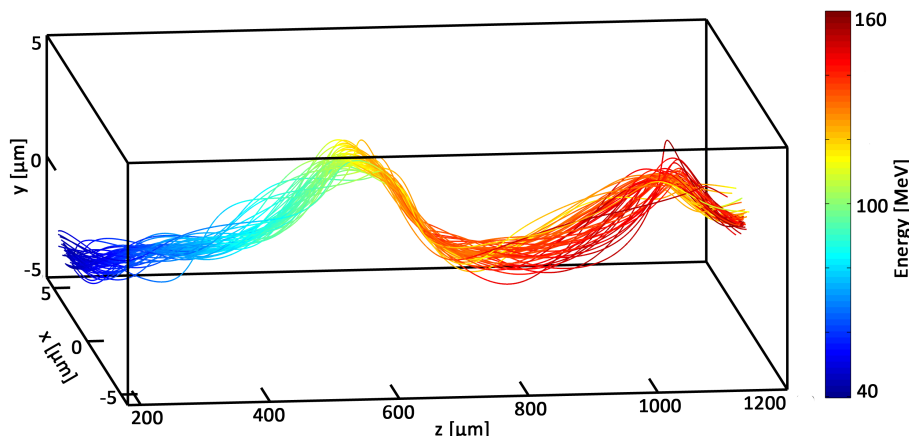


图 3-7 等离子体通道中通过离化注入机制捕获和加速的电子的螺旋运动轨迹。

Fig 3-7 Spiral trajectories of the trapped and accelerated electrons from ionization injection mechanism in the plasma channel.

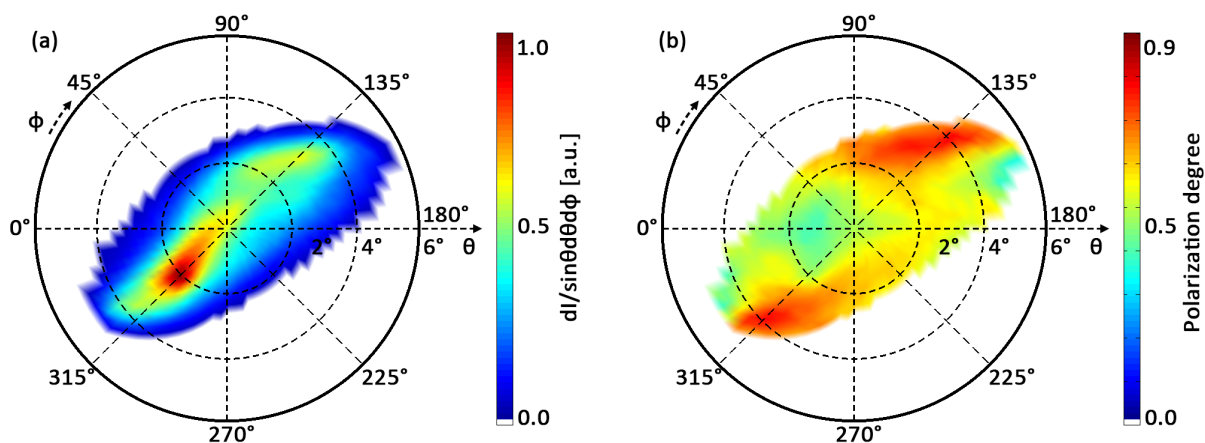


图 3-8 远场辐射的 (a) 强度和 (b) 偏振分布。

Fig 3-8 Distribution of (a) intensity and (b) polarization of the far field radiation.

此外为了验证我们的方案对于激光尾波场加速中自注入电子的适用性,我们将电子注入机制从外注入改为离化注入进行了新的模拟。模拟中,激光脉宽为 $L_0 = 6.0 T_0$, 其它入射参数为 $x_0 = 1 \mu\text{m}$, $y_0 = 0$, $\theta_x = 89^\circ$, $\theta_y = 91^\circ$ 。通道轴上的等离子

体密度为 $n_0 = 0.004 n_c$ ，用于产生离化注入电子的已部分预离化了的氮元素密度为 $n_{N^{5+}} = 8.0 \times 10^{-4} n_c$ ，同时氮元素仅存在于 $x = 30 \lambda_0$ 到 $x = 50 \lambda_0$ 的区域，N 离子的纵向包络仍包括 $5 \lambda_0$ 的上升沿、 $10 \lambda_0$ 的平台和 $5 \lambda_0$ 的下降沿。分析模拟结果，我们发现约有 2 pC 的电子通过离化注入被激光尾波场捕获并加速到 160 MeV。典型的注入电子轨迹如图3-7所示，而这些电子产生的辐射强度分布和偏振分布则如图3-8所示。与之前相似的模拟结果证明了基于离化注入机制被捕获的电子也产生了螺旋形运动，且同样可以产生椭圆形的辐射强度分布和与辐射位置相关的偏振分布。需要注意的是，受限于离化注入三维模拟较大计算资源消耗，我们没有将注入参数优化到最好。但是目前的模拟结果已经能够说明我们提出的方案不仅对外注入电子有效，对自注入电子也同样有效。

3.3.3 螺旋等离子体波荡器的辐射

被捕获电子在尾波场中螺旋形的运动轨迹与电子在传统的螺旋形波荡器中的运动轨迹很相似，而后者常被用于同步辐射装置的储存环中来产生符合一定偏振要求的 X 射线辐射 [188]。利用辐射计算程序 VDSR，我们研究了上述 PIC 模拟中做螺旋形运动的电子产生的辐射情况。我们追踪之前随机选出的 200 个粒子的运动轨迹，将这些粒子的位置和速度矢量轨迹都输入到 VDSR 程序中，轨迹中两个记录点的时间间隔为 $dt = 0.04 T_0$ 。VDSR 程序会沿着粒子的轨迹积分出每个粒子的辐射。由于电子束的尺寸远长于此处感兴趣的辐射波长，因此这种辐射本质上是非相干的。在 PIC 程序中，由于计算资源的限制，我们追踪的粒子数目有限，远小于通过相干叠加计算辐射所需要的粒子数目。因此，我们直接将各粒子的辐射非相干的叠加来获得最终在虚拟屏幕上得到的远场辐射谱。探测辐射的圆形虚拟屏幕的最大极角为 6° ，在径向上被分为 24 份，而在方位角方向被分为 72 份。

在电子加速的开始阶段，电子在空泡内正常的 betatron 振荡周期 $\lambda_\beta \approx \sqrt{2\gamma} \lambda_p$ 远小于激光振荡的周期 λ_{os} ，所以产生的辐射的特征更多的是由 betatron 运动决定的，辐射出的光子能量较低、频率较低，不在我们关心的频率范围内。图3-9(a) 显示了远场的虚拟辐射探测器捕获到的辐射强度分布，使用的激光初始注入参数与图3-5相同，图中原点处在等离子体通道轴上。该图中的远场辐射分布呈空心椭圆形，与图3-6(b) 中电子轨迹投影在 x-y 平面上的形状一致。通常用一个基本的无量纲辐射参数来描述辐射强度分布的关键特征，称为强度参数 $K = 2\pi\gamma r_{os}/\Lambda_{os}$ 。其中， γ 为电子的洛伦兹因子， r_{os} 是电子的横向振荡幅度， Λ_{os} 是螺旋运动的波长。对应到我们的模拟中，电子被迅速地加速到高能 ($\gamma \approx 274$)，电子振荡过程中最小的振荡幅度为 $(r_{os})_{min} \approx 1.41 \mu\text{m}$ 、最大的振荡幅度为 $(r_{os})_{max} \approx 6.84 \mu\text{m}$ ，螺旋运动一周的距离为 $\Lambda_{os} \approx 700 \mu\text{m}$ 。将这些参数代入上述公式中，得到强度参数的极小值 $K_{min} \approx 3.5$ 和极大值 $K_{max} \approx 16.8$ 。不管是 K_{min} 还

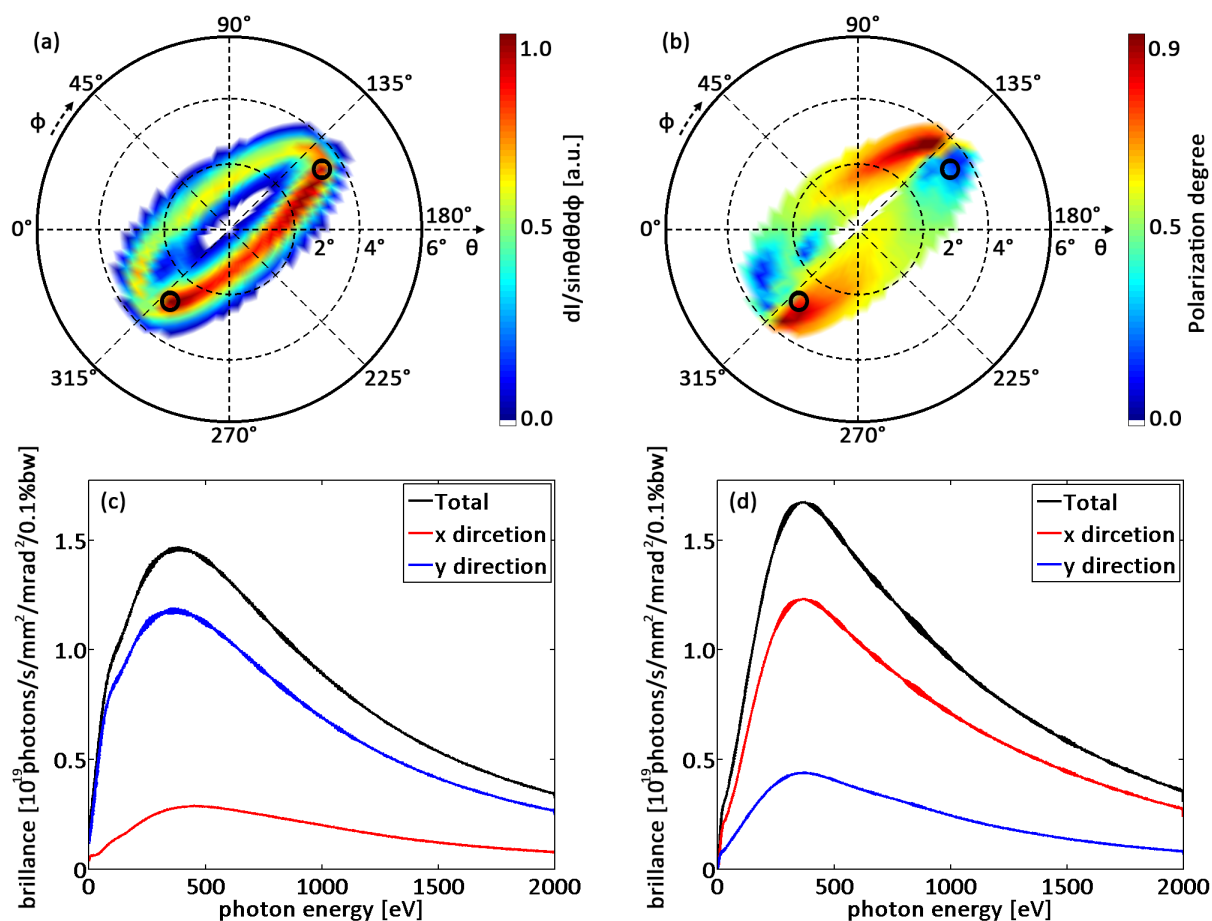


图 3-9 X 射线辐射的强度和偏振分布。远场辐射 (a) 强度分布、(b) 偏振分布，(c) 右上角标记点和 (d) 左下角标记点的辐射频谱。

Fig 3-9 Intensity and polarization distributions of x-ray radiation. (a) Far field radiation intensity distribution, (b) polarization distribution, radiation spectrum of the marked (c) upper right point and (d) lower left point.

是 K_{max} 都远大于 1，意味着我们的辐射处于摇摆器辐射区间，所以得到的辐射谱也是宽谱的。同时 X 射线的发射角区间为 $\theta \sim K/\gamma \approx 0.73^\circ$ 到 3.51° 。此发射角区间远大于辐射的角宽度 $\Delta \sim 1/\gamma \approx 0.21^\circ$ ，所以才会产生中空的辐射强度分布图案（见图3-9(a)）。此外从图3-9(a)中还能看出更多的光子辐射到了方位角 135° 到 315° 的区间内。这是因为电子束中心轨迹的结束位置也在该角度范围内（见图3-6(b)）。在我们提出的方案中，电子同时被加速及辐射，因此更多的高频辐射产生于电子已经具有较高能量的时段，即加速过程的后期。延长失相距离就可以让电子束获得更长的振荡时间和更多的振荡周期，从而降低电子能量增长导致的不同方位角上辐射强度分布的不均匀性。

为了研究辐射的频谱特性，我们在图3-9(a)中椭圆图案的上下方各选取了一个辐射强度最高的点，并在图上用黑色圆圈标出。我们发现辐射最强的点处于椭圆形的辐射图案的长轴两侧，发射角为 $\theta \approx 3.5^\circ$ 。该发射角对应于电子束轨迹投影到 x-y 平面上时电子处于最大偏离位置 ($r_{os} \approx (r_{os})_{max}$) 且有最大的横向加速度处。两个标记点的辐射光子能谱分别画在图3-9(c)和(d)中。理论上，中心轴上辐射出的光子的峰值能量应当为 $E_p = \frac{3}{2}K\gamma^2hc/\Lambda_{os} = 3\pi\gamma^3r_{os}hc/\Lambda_{os}^2$ ，其中 h 为普朗克常数。取平均电子能量 $\bar{\gamma} = 137$ 时， E_p 为 418.9 eV。这与从图3-9(c)和(d)上观察到的辐射频谱峰值位置处的光子能量约 400 eV 相吻合。而在模拟中总辐射强度较低点处（图3-9(a)中 45° 方位角处），由于电子经过该位置时的能量 γ 和偏移距离 r_{os} 均相对较小，根据上述光子的峰值能量公式，该点处辐射的峰值频率应当较低，模拟结果也确实如此（图3-10(a)）。如果统计整个辐射接受区域积分后的频谱（图3-10(b)），则会发现相比于标记点辐射频谱变宽了。这是由于电子螺旋运动的同时还在被持续加速，不同能量的电子会发射出频率完全不同的光子导致辐射频谱的展宽。同时在整个运动过程中，发射出的在 x 方向偏振的光子和在 y 方向偏振的光子数目也是大致相近的。

为了讨论辐射光子的偏振特性，我们将某点接收到的辐射在 x 方向的偏振程度定义为 $P = I_x/I_t$ ，其中 I_x 是辐射中偏振方向在 x 方向的光子的部分， I_t 则为总的辐射强度。 $P = 1$ 代表该点处的辐射是在 x 方向线偏振的，而 $P = 0$ 则代表辐射是在 y 方向线偏振的。图3-9(b)为偏振方向的分布，之前考察的两点同样也在这幅图中用黑色圆圈标了出来。在螺旋运动的过程中，电子横向速度的方向始终在改变，所以其辐射出的光子的偏振方向同样也在不断改变。因此，我们在图3-9(b)中看到的各点的辐射偏振方向也沿着椭圆形轨迹做周期性改变。当电子的投影位置运动到右上方的标记点时，电子在 x 方向的速度梯度大小低于电子在 y 方向的速度梯度大小。故该点处 $P < 0.5$ ，在 x 方向偏振的光子的辐射谱（图3-9(c)中红色线）整体弱于 y 方向的（图3-9(c)中蓝色线）。电子运动到投影位置在左下方标记点时的情况（如图3-9(d)所示），则正好相反。

除偏振方向外，辐射强度也是光子源应用的一个重要参数。对于非相干辐射，辐

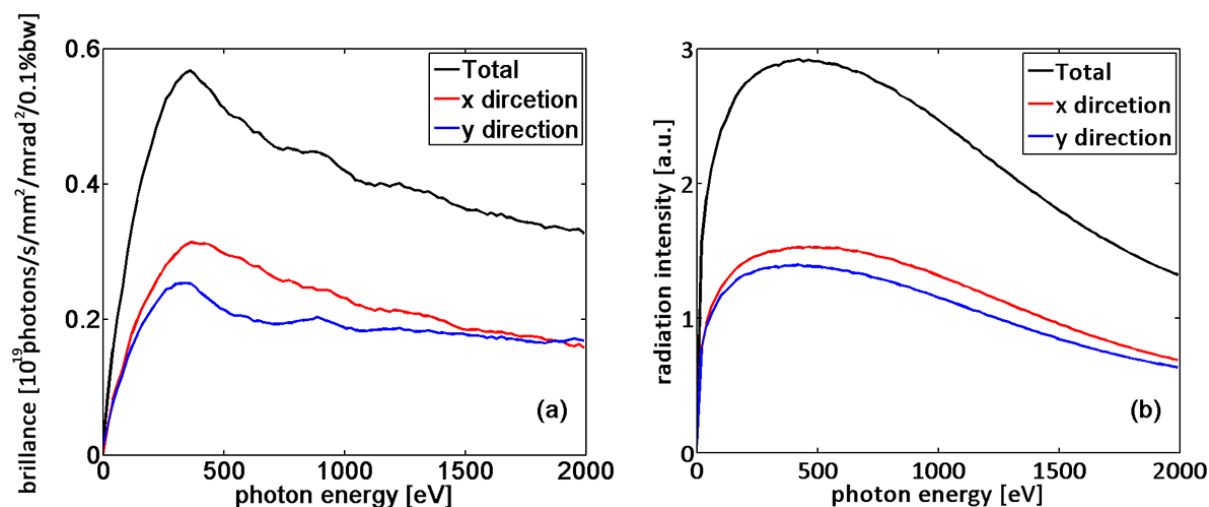


图 3-10 (a) 辐射接受面上辐射强度最低点的能谱, (b) 整个辐射接收面的能谱。

Fig 3-10 Energy spectrum for (a) the point with lowest intensity and (b) integrated over the entire observation region.

射强度正比于产生辐射的电子束总电量。在我们的 3D-PIC 模拟中, 由于计算资源的限制, 我们选用了较小的激光焦斑尺寸和被注入电子束横向半径。外注入电子束的总电量为 4.5 pC, 接近于上述通过离化注入实现电子捕获的模拟中的注入电量。在这样的电量下, 辐射出的总光子数约为 2×10^7 个。捕获电子数量越高则辐射出的光子数也会越多。相比于我们之前的模拟, 可以通过选用更低的等离子体密度来增大空泡尾波场的尺寸, 给电子提供更大的螺旋运动空间, 使更多的电子能够持续在空泡中被加速, 从而获得更大的注入电量。而在离化注入机制中, 则可以在总的混合气体密度不变的情况下, 通过提高注入元素的气体浓度来提高注入电量。模拟结果显示, 电子的横向回旋区域面积约为 $15.1 \mu\text{m}^2$, 电子束脉宽约为 6.67 fs, 由此可以估算出峰值辐射亮度约为 $2 \times 10^{19} \text{photons/s/mm}^2/\text{mrad}^2/0.1\% \text{ bandwidth}$, 与目前的第三代同步辐射源装置产生的 X 射线能量相当。不过, 相比于最新的一些基于等离子体的辐射源装置, 如 betatron 辐射源 [99] 和 Thomson 散射辐射源 [189], 我们模拟中得到的总辐射光子数和最大辐射亮度都相对较弱。一个主要原因是在我们的方案中, 辐射区域约有几个 rad^2 , 远大于其它方案中的辐射区域面积 (几百个 mrad^2)。尽管这一原因导致了最大辐射亮度的显著降低, 但我们方案的优势在于能够获得可调的远场辐射强度和偏振分布。这是其它方案所不具备的, 可能由此产生传统的图像显示之外的其它应用。在此基础上, 通过使用更大的激光焦斑大小, 增强电子螺旋振荡的周期数或者提高注入电子束电量都可以增加辐射的光子数。

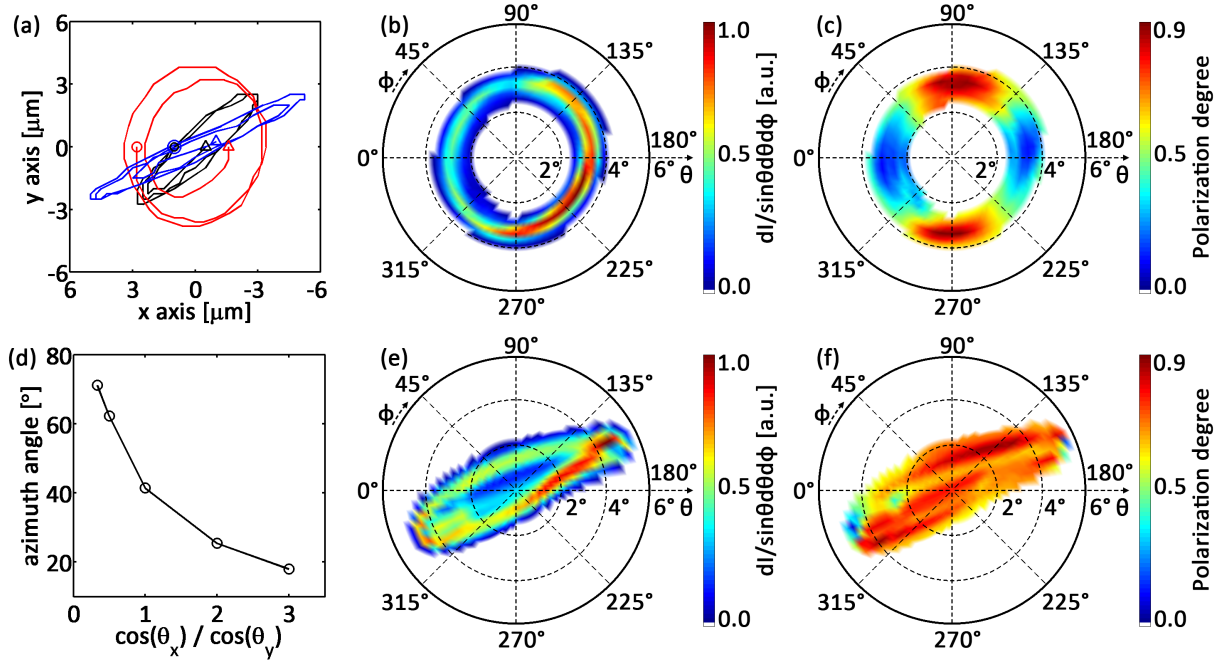


图 3-11 不同激光入射参数下的辐射强度和偏振分布。(a) 激光入射参数为 $x_0 = 1 \mu\text{m}$, $\theta_x = 89^\circ$, $\theta_y = 91^\circ$ (黑色); $x_0 = 2.92 \mu\text{m}$, $\theta_x = 90^\circ$, $\theta_y = 91.5^\circ$ (红色); 和 $x_0 = 1 \mu\text{m}$, $\theta_x = 88^\circ$, $\theta_y = 91^\circ$ (蓝色) 时, 激光中心轨迹在 x-y 平面上的投影。入射参数 y_0 固定为 0。圆形和三角形标志分别代表轨迹的起点和终点位置。(b) 和 (e) 是辐射强度分布, (c) 和 (f) 是辐射偏振分布。(b) 和 (c) 对应图 (a) 中的红线, 而 (e) 和 (f) 对应图 (a) 中的蓝线。(d) 椭圆形辐射区域的方位角和入射参数 θ_x 和 θ_y 的余弦比值的对应关系。

Fig 3-11 Radiation distributions of intensity and polarization for different laser incidence parameters. (a) Laser centroid trajectories on x-y plane with initial laser incidence parameters of $x_0 = 1 \mu\text{m}$, $\theta_x = 89^\circ$, $\theta_y = 91^\circ$ (black), $x_0 = 2.92 \mu\text{m}$, $\theta_x = 90^\circ$, $\theta_y = 91.5^\circ$ (red), and $x_0 = 1 \mu\text{m}$, $\theta_x = 88^\circ$, $\theta_y = 91^\circ$ (blue). Input parameter y_0 is fixed to be $0 \mu\text{m}$. The circles and triangles mark the start and end positions of these trajectories, respectively. (b,e) are radiation intensity distributions and (c,f) are radiation polarization distributions. (b,c) correspond to the red line in (a), (e,f) correspond to blue line in (a). (d) The correlation between the azimuth angle of the elliptical radiation region and the ratio of the cosine function of incidence parameters θ_x and θ_y .

在我们的方案中, 辐射的强度和偏振分布都能够通过改变激光的入射参数简单地调节。所谓的激光入射参数包括激光注入位置偏离通道中心轴的距离 (x_0, y_0) 和激光的倾斜注入角度 (θ_x, θ_y)。图3-11中显示了不同的激光入射参数下得到的激光中心轨迹, 其中黑线对应于图3-6中的模拟结果, 产生了中空椭圆形辐射区域。使用激光入射参数 $x_0 = 2.92 \mu\text{m}$, $y_0 = 0$, $\theta_x = 90^\circ$, $\theta_y = 91.5^\circ$ 时的另一个模拟获得了空心的圆形辐射强度分布区域 (图3-11(b))。激光的中心起初绕着通道中心做圆周运动, 后面由于激光泵浦能量的耗散圆周运动的半径才逐渐降低, 如图3-11(a) 中的红色线所示。同时由于辐射的反射角远大于辐射的角宽度, 圆形的辐射强度分布也是中空的。对应的辐射偏振分布结果显示在图3-11(c) 中。辐射的偏振方向同样在随着方位角改变。这样的辐射在对辐射光偏振有要求的应用中使用很有优势。准线性偏振的 X 射线同样能够通过选择合适的激光入射参数来获得。如果固定 $x_0 = 1 \mu\text{m}$, $y_0 = 0$, $\theta_y = 91^\circ$ 而仅将 θ_x 从 89° 降低到 88° , 则激光中心轨迹的椭圆率就会明显变化, 形成图3-11(a) 中的蓝色线。相应地, 电子的辐射强度分布也呈直线结构 (图3-11(e)), 且始终保持有较高的辐射偏振度 P (图3-11(f))。这意味着辐射出的绝大多数光子的偏振都在 x 方向。同时, 在该模拟中由于电子振荡幅度的增大, 强度参数 K 也随之增大, 所以产生的辐射频谱的峰值也会提高到约 1.5 keV 。这显示了我们方案中辐射频率也是高度可调的。另一种调整辐射光子能量的方法是改变通道的深度。因为强度参数 K 依赖于激光在抛物线形等离子体通道内的振荡周期。上一节中, 我们已经就通道深度对于辐射谱的影响进行过详细的讨论了。

总的来说, 我们可以通过改变几个激光入射参数实现辐射强度分布和偏振分布的精细调节。这里我们在图3-11(d) 中给出固定激光注入位置, 仅改变组合参数 $\cos(\theta_x)/\cos(\theta_y)$ 时椭圆形辐射分布的方位角改变。可以看出, 椭圆形辐射面的倾斜角可以从 20° 调节到 70° 。由于电子轨迹和激光中心轨迹的高度一致性, 实际中我们可以通过求解式 (3-9) 和 (3-10) 得到电子的螺旋运动轨迹, 并根据螺旋运动轨迹在横向上的投影, 预测产生辐射的空间和角分布特征。

3.3.4 工作小结

本节中, 我们研究了基于等离子体通道内的激光尾波场加速产生的高度可调的 X 射线辐射源。在我们的方案中, 等离子体可以实现螺旋形波荡器的功能来调制电子的运动轨迹, 从而产生椭圆偏振的类同步辐射。通过控制激光的入射参数和等离子体通道的轮廓, 被加速电子束的振荡幅度、椭圆形辐射区域的形状和方位角以及辐射的偏振度都能够被调节。该方案能够产生可灵活调节辐射强度分布、辐射谱和辐射偏振分布的 X 射线辐射。这种高度的可控性和可调谐性是通常的激光尾波场加速中产生 betatron 辐射

的方案所不具备的 [190, 191]。该方案中我们从基于等离子体的螺旋形波荡器中获得了亮度与第三代同步辐射源相当, 辐射强度分布和偏振分布形状都为中空椭圆形的 X 射线辐射。该全光的紧凑型辐射源方案适用于很多应用场景, 如软 X 射线光谱仪 [192] 和原子分子物理 [193] 研究。尽管目前该方案产生辐射的平均光子流量、辐射谱宽度和稳定性都有进一步提高的空间, 但是最近的激光尾波场加速领域的进展 (如离子注入 [62, 69], 冷光注入 [57], 横向光注入 [159], 尾波场诊断 [194], 高重复率激光 [195, 196] 等) 显示出该方案有望在稳定性, 辐射质量, 辐射流量等方面得到进一步提升。

3.4 高阶非线性多光子汤姆逊散射

3.4.1 背景介绍

汤姆逊 (Thomson) 散射是光子与电子之间的弹性散射, 也是低能量极限下的康普顿 (Compton) 散射 [197]。Thomson 散射是电动力学中的基本过程, 存在于众多的实验室 [198] 和天体物理过程中 [199], 例如宇宙背景辐射和活动星系核光子能谱的康普顿化等。它也可以作为诊断磁约束聚变中的高温等离子体和惯性约束聚变中的高密度等离子体的手段 [85, 200]。此外它也是常用于核物理研究的一种高能 X 射线源的物理基础 [201]。这种高能 X 射线源通常由传统加速器驱动, 被称为 Thomson 或 Compton 光源 [9, 96, 110, 111, 202–205]。

Thomson 散射光的物理性质很大程度上由入射电磁场的强度 a_0 决定。在低光强线性散射参数范围内 ($a_0 \ll 1$), 电子会沿着电场方向做非相对论性的振荡散射出类似偶极辐射的光, 且散射光的频率与入射光相同, 即发生弹性散射。随着最近超高峰值功率激光技术的发展 [5] 和激光聚焦手段的进步 [206], 目前人们已经能够在实验上研究非线性 ($a_0 \sim 1$) 的 Thomson 散射 [108, 109, 112, 189, 207, 208]。本节中我们介绍与美国内布拉斯加大学林肯分校极端光强实验室的合作研究, 研究在极强非线性激光条件 ($a_0 \sim 12 \gg 1$) 下的 Thomson 散射 [209]。这种情况下电子在电磁场中的振荡是高度相对论性的, 因此磁场对于洛伦兹力的影响变得与电场相当, 导致电子呈现 8 字型的运动轨迹。这种运动轨迹与基于传统加速器的同步辐射源中电子在外插入摇摆器中大磁场强度参数 ($K \gg 1$) 下的电磁摇摆运动类似 [2]。

大的激光强度还会导致高阶多光子 Thomson 散射的出现 [210–213], 即多个入射光子会同时被一个电子散射, 并以单个高能光子的形式辐射出来。这种情况下, 辐射光子的频率是入射电磁波的整数倍 $\omega_n = n\omega'_0$, 其中 n 是相互作用的阶数 (即每个电子散射了多少个入射光子), ω'_0 是辐射光的基频。阶数 n 的临界值由入射电磁波的非线性强度决定 [211, 214]: $n_c \propto a_0^3$ 。因此, 当实验中使用高的激光场强 ($a_0 \sim 12$) 时, 就会发生

高阶多光子散射。

此外，电子相对论质量增加既会导致散射光谱的红移，理论上 $\omega'_0 = \omega_0/(1 + a_0^2/2)$ ，其中 ω_0 是入射激光的频率；也会导致辐射区域的椭圆率变大，之前的理论和实验研究中都提到过这一点 [209–212]。

为了进行强非线性激光条件下的 Thomson 散射实验，还需要一束高相对论级别能量的电子束。因为与初始静止的电子不同，高能电子束可以不被相对传播的激光的有质动力排开，从而能够与激光脉冲中心电场强度最高区域的电磁场相互作用 [215]。由于在与激光碰撞前电子束就已经以相对论速度运动，所以电子静止坐标系内诊断到的激光频率会由于相对论效应会发生多普勒频移。同样，电子静止坐标系内 Thomson 散射出的辐射光在实验室坐标系内被探测到时，会再次发生多普勒频移。电子束初始速度导致的两次多普勒频移会使散射光频率增加 $\omega'' \approx 4\gamma^2\omega'_0$ ，其中 γ 是与电子束初始能量相关的相对论因子 [111, 203]。这种频率上升会与之前分析过的由于电子质量增加导致的频率下降叠加。由于本节讨论的实验中，电子初始纵向速度远大于其横向振荡速度，所以叠加后最终散射光子的能量会从入射激光的 1.55 eV 上升至超过 20 MeV 的 X 射线。

3.4.2 远场辐射分布研究

实验在美国内布拉斯加大学林肯分校的极端光强实验室进行。他们从同一激光系统中分束和独立压缩，形成两路超短超强激光脉冲。其中一路高强度激光作为驱动激光，通过激光尾波场加速方法产生高相对论量级的电子束 [6, 15]，再用另一束激光脉冲相对传播作为散射激光，与前面产生的高能电子束发生 Thomson 散射来产生 X 射线，实验布局如图3-12所示。

实验中他们将激光在焦面处的焦斑大小设置为了激光波长的六倍，因而可以采用旁轴近似来分析实验中在焦面处激光和电子束碰撞从而产生的高阶多光子 Thomson 散射现象 [216]。但是，由于激光聚焦等因素产生的几何效应仍然需要被纳入考虑范围内。这是因为实验中电子束的横向大小与焦面处激光焦斑大小相当，且两者都有高斯型的横向强度分布（即中心处强度最大，半径越大强度越低）[111]。由于这些几何因素的影响，当散射光强最大时产生的辐射区域不再是一个简单的椭圆形，而是呈现独特的菱形。此时的激光强度为 $a_0 \sim 10.5$ ，其它参数与图3-12一致。利用 VDSR 程序，我们在模拟中精确地再现了该菱形 X 射线远场辐射分布，如图3-13(b) 所示。需要注意的是尽管实验得到的散射光有很高的阶数，但是这里的实验也是仅仅发生在 Thomson 散射的参数范围内的。因为在电子静止坐标系中，散射光子的能量相对于电子的静止质量仍然非常小。因此在 VDSR 程序中，我们没有采用量子辐射模型，而是用了更便于计算的经典辐射计算模型 [127]。模拟中电子束和散射激光脉冲相对传播，在激光焦面处碰撞，夹角为

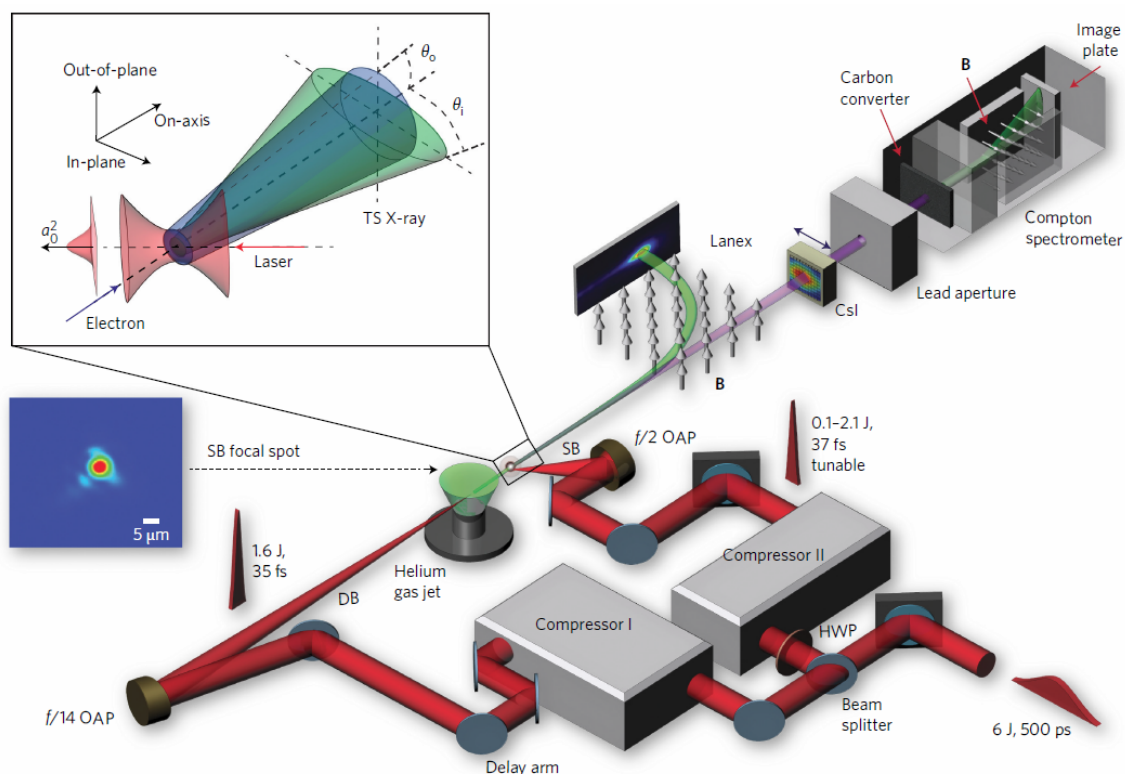


图 3-12 实验装置示意图。激光系统的啁啾脉冲放大器出口处 6J 能量的激光脉冲被透射率为 50% 的分光镜分为产生激光尾波场的驱动束 (DB) 和与高能电子束相互作用实现 Thomson 散射的散射束 (SB)。Thomson 散射发生在气体喷嘴出口后 1 mm 处。

Fig 3-12 Schematic of the experimental set-up used to study multiphoton Thomson Scattering. The laser beam with energy of 6 J at the exit of the amplifier stages of the chirped-pulse-amplification (CPA) laser system is split into a drive beam (DB) for the laser-wakefield accelerator and a scattering beam (SB) for the Thomson interaction using a beam splitter that transmits 50% of the incident beam and reflects the other 50%, and are compressed independently. The Thomson interaction happened 1 mm after the exit of the accelerator. To measure the electron energy, a 0.8-T, 16-cm-long, dipole magnet was placed 50 cm away from the accelerator. X-rays were measured using a voxelated CsI scintillator and Compton spectrometer.

The CsI array was placed 198 cm away from the interaction point, and was viewed by a 16-bit charge-coupled device (CCD) to image the X-ray profile. Precise measurements of the X-ray spectrum were performed by a Compton spectrometer located 220 cm from the interaction. For the spectroscopic measurements, the CsI array can be translated out of the path of the X-ray beam. The top inset illustrates the formation of the ratio of in-plane/out-of-plane scattered X-ray beam emission caused by the tight-focusing spatial effect (red region) of the SB laser focal spot, which has a radially dependent Gaussian spatial distribution. Scattering from electrons in the outer, lower-field region of the laser focus (shown in blue) has a lower ratio of in-plane/out-of-plane angular divergence than scattering from electrons in the inner higher-field region (green). The bottom inset shows a typical SB focal spot measured experimentally. **B** magnetic field in the electron spectrometers. OAP, off-axis paraboloid; HWP, half-wave plate.

155°。模拟中采用的六维相空间电子参数是从实验结果中提取出来的。激光焦面处的焦斑半径为 $w_0 = 4.7 \mu\text{m}$ ，脉宽 $\tau = 37 \text{ fs}$ ，激光强度 a_0 在 0.5 到 12 的范围内改变。在模拟中，我们同时改变电子束的能量和发散度以及散射激光脉冲的强度，而保持其它参数不变。远场的非相干辐射的空间分布和频谱分布通过代码内设置的虚拟接收屏幕来探测，圆形的探测区域在径向上分为 24 份，在方位角方向上分为 72 份。

如图3-13所示，我们观察到的菱形辐射分布是由高阶多光子散射和散射光焦面处激光强度的不均匀分布导致的。在模拟分析中，我们采用了实验中探测到的激光横向高斯型包络，而发散的电子束的空间包络则是采用了该实验室其它研究中测量到的结果[111]。在图3-13(a)中，高斯型密度分布的电子束中的电子依据其距离电子束中心的距离不同被分为了七个不同的区域。在图3-13(b)中，每个彩色的椭圆环分别代表(a)图中相同颜色区域内的电子束同激光发生 Thomson 散射时产生辐射的半高全宽。理论分析认为，对于非线性强度的线偏振激光 $a_0 \gg 1$ ，与电子发生 Thomson 散射后在激光偏振平面内的辐射发散角为 a_0/γ ，在垂直激光偏振平面内的辐射发散角则为 $1/\gamma$ ，远场辐射呈椭圆形分布。模拟中各电子环的远场辐射分布的确均呈椭圆形，且越靠近中心的电子环能够与越高光强的散射光作用，产生的远场辐射分布的椭圆率越大。但是将所有区域内电子产生的辐射累积后，则与实验中观测到的一样，会得到菱形结构的远场辐射分布。图3-13(c)和(d)则代表着，散射光偏振方向和垂直于偏振方向上不同发散角处处接受到的辐射中七个不同电子环内电子产生辐射的贡献比例。模拟结果显示，在垂直激光偏振的方向上各电子环的贡献不随发散角的增大而改变，而激光偏振方向上随发散角增大内层电子环的贡献逐渐增大，外层电子环的贡献逐渐减小，即激光偏振方向上大发散角处的辐射更多的是由内层电子环产生。上述实验与模拟结果的高度一致，证明了高相对论级别能量电子束被超强电磁场散射后形成的远场菱形 X 射线辐射分布可以作为今后强场物理中光与物质相互作用时发生强非线性效应的一个标志。

如前所述，我们观察到的辐射区域形状是超强激光场作用下高能电子的非线性运动和多光子效应共同产生的。之前的理论研究认为 X 射线辐射的角分布主要由光子能量决定[211, 217]。为了研究这一效应，实验上我们首先测量了 $a_0 \sim 2$ 和 $a_0 \sim 12$ 时所有散射 X 射线的角分布，接着通过在 CsI 闪烁计数器屏幕之前插入一个 18 mm 厚的铅板过滤掉低能辐射光子再次测量高能辐射光子的角分布。在这一实验中，我们采用了能量在 $362 \pm 58 \text{ MeV}$ 范围内的电子束。单发次无过滤 X 射线的辐射图样如图3-14(a,c)所示，结果显示 a_0 较高时有较高的 θ_i/θ_o 的比值，其中 θ_i 是 X 射线辐射沿着激光偏振方向的角宽度， θ_o 是 X 射线辐射垂直于激光偏振方向的角宽度。该结果也与 Har-Shemesh 和 Di Piazza 提出的激光强度与最大辐射角相关的 H-D 模型吻合（见图3-14(i)）[218]。增加过滤铅板后的 a_0 为 2 和 12 的 X 射线辐射图样则如图3-14(b,d)所示。我们发现过滤

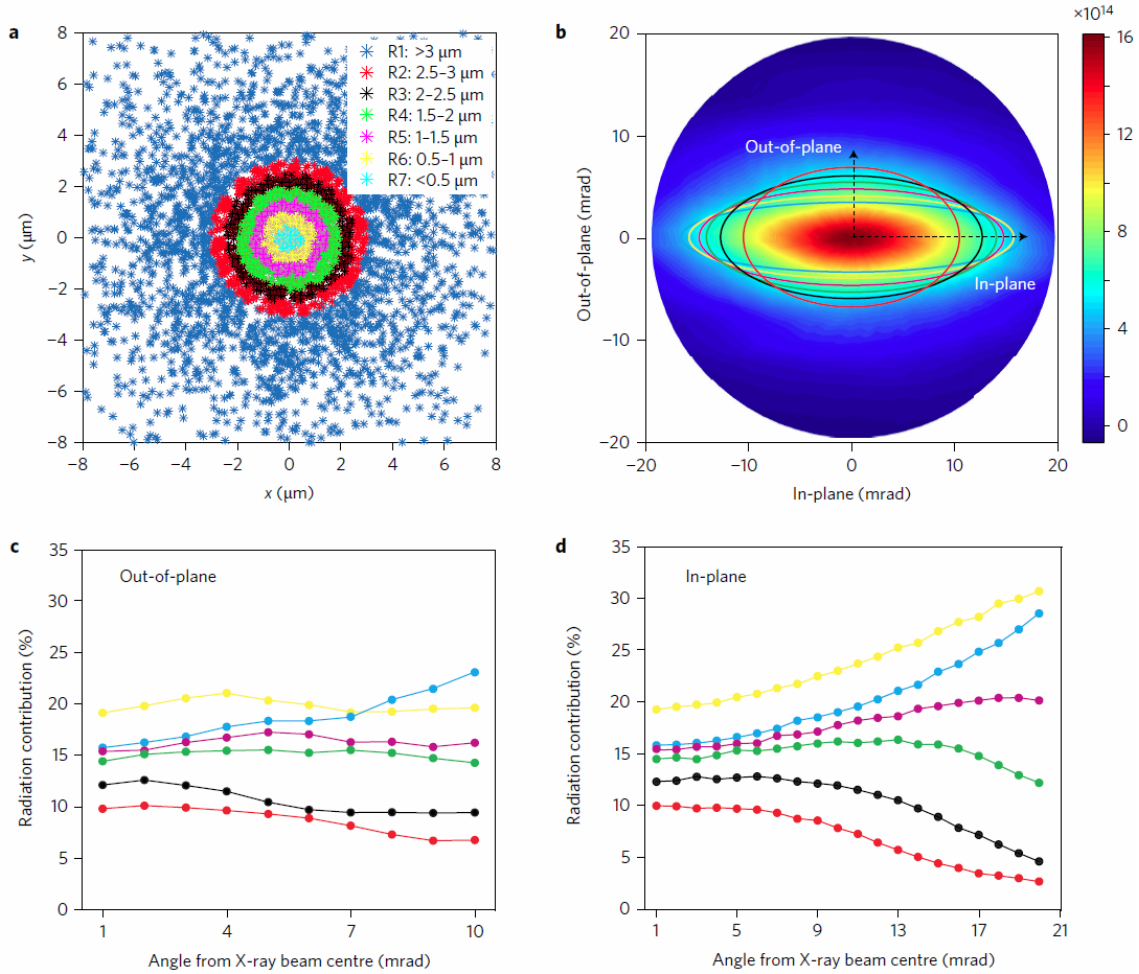


图 3-13 多光子 Thomson 散射的菱形辐射区域形状的分析。(a) 电子按到中心距离不同被划分为 7 个不同区域。(b) 对应的 X 射线辐射模拟结果，散射光强为 $a_0 \sim 10.5$ 。彩色的椭圆环对应相同颜色电子产生辐射云图的 FWHM 值。(a) 图中不同颜色电子对于 (c) 垂直激光偏振方向（对应 (b) 图中竖直方向）和 (d) 激光偏振方向（对应 (b) 图中水平方向）特定点辐射能量的贡献比率，其中横轴为点到辐射接受面中心的距离。

Fig 3-13 Origin of diamond-shaped spatial profile of the scattered X-rays from multiphoton Thomson Scattering. (a) Electron regions. The electrons are divided into seven different regions with each region of $0.5\text{-}\mu\text{m}$ width, except for region 1 (which includes electrons in the region outside of $3\text{-}\mu\text{m}$ width). (See also illustration in the top inset of Fig.3-12.) (b) Simulation result of X-rays radiated by electron in (a), interacting with the laser pulse of peak $a_0 \sim 10.5$. The coloured elliptical lines correspond to the FWHM contour of radiation emitted from the electrons in the same coloured regions in (a). (c) Percentage of X-rays radiated into specific angles contributed by electrons located in various regions of the interaction. The colours of the dots correspond to the electrons marked with the same colour in (a) that radiate into the specific angle shown on the vertical dashed line (out of the plane of polarization) in (b). The x axis corresponds to the angle of X-ray propagation with respect to the centre of the X-ray beam. (d) Same as (c), but corresponding to the horizontal dashed line (in the plane of polarization) in (b).

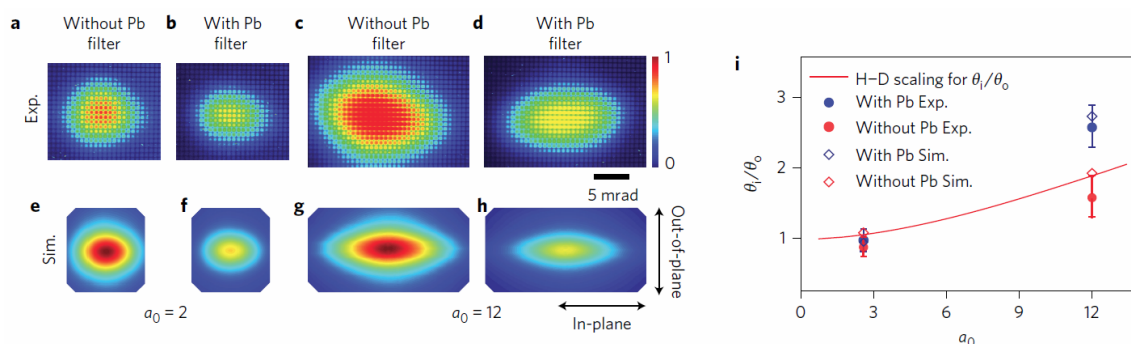


图 3-14 低阶和高阶 Thomson 散射的 X 射线能量的角分布。(a)-(d) 为实验结果, (e)-(h) 为对应的模拟结果。其中 (a,c,e,g) 情况下无过滤铅板, (b,d,f,h) 情况下有过滤铅板; (a,b,e,f) 情况下散射光强为 $a_0 \sim 2$, (c,d,g,h) 情况下散射光强为 $a_0 \sim 12$ 。(i) 不同情况下激光偏振方向和垂直偏振方向辐射发散角的比率。圆点代表实验结果, 为 20 次实验结果的平均; 菱形点代表模拟结果

Fig 3-14 Angular dependence of X-ray energy distribution for low-order and high-order Thomson Scattering. (a)–(d) Experimental angular profiles of Thomson X-rays generated by the electron beam for the SB peak field strength $a_0 \sim 2$ and $a_0 \sim 12$ are shown in (a) and (c), respectively. The corresponding angular profiles with an 18-mm lead filter in front of the CsI scintillator are shown in (b) and (d). (e)–(h) Simulated X-ray profiles corresponding to the same conditions as experimental X-ray profiles (a)–(d). (i) Ratio of in-plane/out-of-plane X-ray emission angle, for two values of a_0 , with and without a lead filter. Each data point is the average of 20 different experimental scattering shots. The blue dots show the emission angle ratio of the X-ray profile after attenuation by an 18-mm-thick lead filter, whereas the red dots show the X-ray profile without any lead attenuator. The error bars show standard deviations. Red solid line is the H-D scaling. Diamonds represent the simulation results.

后辐射角的比值 θ_i/θ_o 增大了, 20 次实验得到的该比值平均值标记在了图 3-14(i) 中。结果说明当 a_0 增加时不仅 θ_i/θ_o 会上升, 多极效应也会导致激光偏振方向的高能光子倾向于辐射到偏离轴心的方向上去。我们也在 VDSR 模拟中重复出了与实验相似的结果, 如图 3-14(e-h) 所示。模拟中两种激光强度下辐射区域形状的主要区别在于光强较大时大辐射角处, 激光偏振方向得到的高能辐射光子数目远多于垂直激光偏振方向; 而光强较小时则看不到这一现象。这一现象可理解为光强较大时多光子散射效应占主导地位, 观察到的辐射区域形状由两方面因素决定: 一是高阶谐波光子更多的产生于激光偏振方向上从而产生了椭圆形的辐射强度分布; 二是红移了的低阶谐波光子更多的产生于垂直激光偏振方向上, 它们被铅板大量过滤导致了 θ_i/θ_o 值相对于无过滤的情况发生明显增大。有趣的是, 图 3-14(d) 中的辐射区域形状更偏椭圆, 而图 3-14(c) 中的辐射区域形状则更偏菱形。这是由于低阶的多光子散射出的光子被铅板大量过滤, 导致得到的较低能量的辐射明显衰减。

3.4.3 辐射谱研究

由于高阶多光子 Thomson 散射过程中产生高阶谐波光子的同时也发生了与散射光场强大小相关的频率红移，我们得到的散射光辐射谱频谱非常宽。我们用 Compton 谱仪对频谱进行了测量。轴心处辐射光子的能谱是在与图3-14相同的条件下获得的。为了阐明高强度激光条件下多光子散射的作用，我们同样进行了 $a_0 \sim 2$ 和 $a_0 \sim 12$ 的两组实验。重构出的两种条件下单发次的 X 射线谱如图3-15所示。同时考虑由于初始电子相对论能量引起的洛伦兹变化产生的两次多普勒频率上移 $\gamma'' \approx 2(1 + \cos\theta_I)\gamma^2\omega_i$ ，其中 θ_I 为激光和电子 Thomson 散射时的角度和与散射光强度相关的电子横向振荡运动产生的频率下降 $\omega'_0 = \omega_0/(1 + a_0^2/2)$ 后，我们得到了 $a_0 \sim 2$ 时 $\hbar\omega'' \sim 1 \text{ MeV}$ ， $a_0 \sim 12$ 时 $\hbar\omega'' \sim 40 \text{ keV}$ 。

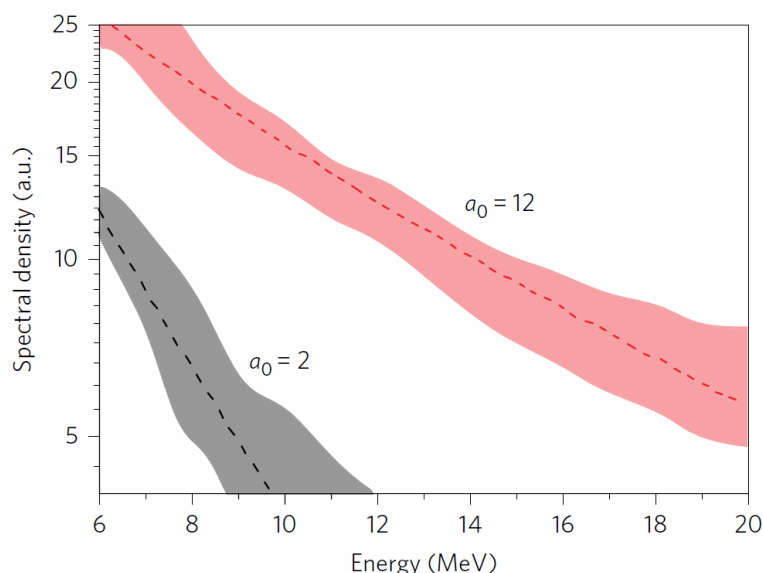


图 3-15 Thomson 散射光的频谱与散射激光非线性强度的关系。X 射线谱由 Compton 谱仪测量，用宽带在图上描述，代表测量结果的不确定性。辐射谱高频部分受电子分光仪测量限制截断。红色和灰色虚线为以实验测量到的电子束和激光参数为输入的 VDSR 模拟结果。

Fig 3-15 Dependence of the Thomson X-ray spectrum on the nonlinearity of the laser-electron interaction.

X-ray spectra measured with Compton spectroscopy, for $a_0 \sim 2$ (grey band) and $a_0 \sim 12$ (red band).

Spectra are depicted as bands to account for the uncertainties in the measurement. Spectral range is instrument-limited by the electron spectrometer. The dashed red and grey curves are obtained using VDSR simulations, using the experimentally measured electron and laser parameters for inputs.

图3-15的诊断结果显示，辐射处的最高光子能量在 $a_0 \sim 2$ 时 $>10 \text{ MeV}$ 而在 $a_0 \sim 12$ 时 $>20 \text{ MeV}$ 。并且图上 20 MeV 处的截断是受到探测装置探测范围的限制。这意味着 $a_0 \sim 2$ 和 $a_0 \sim 12$ 时分别观测到了散射光基频 10 阶 ($10 \text{ MeV}/1 \text{ MeV} = 10$) 的高次谐

波和超过 500 阶 ($20 \text{ MeV}/40 \text{ keV} = 500$) 的高次谐波。谐波阶数的迅速上升是强非线性效应的结果。据我们所知,这是目前 Thomson 散射中观察到的最高阶的多光子散射过程。使用实验测量出的电子束参数和散射激光参数进行的 VDSR 模拟得到的结果为图3-15中虚线,与实验结果高度一致。用同步辐射谱拟合模拟得到的 $a_0 \sim 12$ 时的辐射谱,得到的临界光子能量为 27.9 MeV ,有效场强为 $a_{0(\text{eff})} \sim 6.4$ 与 $a_0 \sim 12$ 的峰值场强一致。此条件下理论预测出多光子效应的最高阶数高达 1300,这种阶数的谐波光子可能确实我们的实验中产生了 [211]。

3.4.4 工作小结

本节中,我们首次实现了 $n > 500$ 的高阶多光子 Thomson 散射,超过之前的低阶散射 $n < 10$ 接近两个数量级,并且验证了几十年以前的理论预测 [209, 211, 219, 220]。我们观察到的散射 X 射线与散射光场强的非线性相关性与很多天体物理现象相关 [221],包括 X 射线喷射 [222],耀变体中的能量转移 [223],恒星星云和超新星残骸中的等离子体加热 [224] 等。同样该现象也可能被用于诊断实验室中的聚变等离子体 [85, 200]。我们的研究还可能因为能够降低产生高能 X 射线辐射时需要的电子束能量而为未来的 X 射线光源研究奠定基础。最后,我们研究中的装置设置、参数和机制还可能用于单个阿秒 γ 射线脉冲的产生,应用到超快和物理现象的研究中 [225–228]。

3.5 本章小结

本章中我们主要研究了基于激光尾波场加速的辐射产生。我们首先提出了一种利用等离子体通道内的激光尾波场加速过程获得类同步辐射的方法。激光偏轴或倾斜入射到等离子体通道中后会产生横向振荡,导致被加速电子束也产生横向振荡并发出辐射。电子的这种振荡与通常的 betatron 振荡的区别在于振荡周期和振荡幅度均不随电子能量的增加而发生变化,因此能够产生类似于大型同步辐射装置的 X 射线辐射。接着我们把这种辐射产生机制推广到三维一般情况下,使电子的振荡轨迹变成螺旋形并发出远场分布为中空椭圆或圆形的辐射。此方案中,电子的振荡周期由等离子体通道的参数决定,振荡幅度和轨迹横向投影的椭圆率由激光的入射参数决定。因此通过控制电子的振荡轨迹,包括辐射偏振在内的多种辐射特征都能够被精确控制,具有广泛的应用前景。最后,我们通过数值模拟研究了激光尾波场加速产生的高能电子束与强度达到高相对论量级的散射光发生的 Thomson 散射,证实了合作实验的结果,确认了该过程中会产生阶数超过五百次的 Thomson 散射。同时我们发现当电子束横向尺度与散射激光焦斑尺寸相当时,远场辐射分布会从椭圆形演变为菱形,为今后的强场物理中非线性效应的甄别和判断提供了依据。

第四章 总结与展望

4.1 全文总结

超短超强激光与等离子体相互作用包含纷繁复杂的物理过程,潜在的应用前景数不胜数,是目前最热门的研究方向之一。在这篇论文中,我基于前人在激光与等离子体相互作用研究中得到的重要成果之一——激光尾波场加速展开了电子加速和辐射产生两个方面的研究。内容主要包括以下两个部分:

第一部分中,我们主要研究了电子加速。一、我们发现激光泵浦能量的耗散是限制电子加速能量的最终决定因素,因此希望从两个方面来解决该问题。(1) 我们提出了激光尾波场加速的多级耦合新方案。通过使用曲率渐变的弯曲等离子体通道作为加速的过渡级,我们实现了激光脉冲传播方向的改变,并且保证了新激光在下一级直等离子体通道传输时横向振荡和激光包络扭曲变形的最小化,同时借助电子束在等离子体中传输时自身激发尾波场对电子束本身的横向聚焦,该方案可以获得高效率高稳定性的级联耦合,在保证电子束品质的前提下,使已被前级激光尾波场加速了的电子束再次被加速,为未来制造基于激光尾波场加速的 TeV 能级对撞机奠定了基础。(2) 我们发现空泡机制的激光尾波场中,空泡边界层中的部分电子会获得较高的横向动量,并从空泡两侧横向出射离开尾波场。根据电子从空泡边界鞘层中分离位置的不同,我们区分出了三种边界波:在鞘层尾部越过中心轴出射的尾部波,在鞘层中部平行于激光传播方向向后出射的侧面波和在鞘层头部出射的弓形波。边界波会从尾波场中带走相当比例的能量,减小实际的激光泵浦耗散距离。通过研究这些边界波中电子的动力学,我们发现通过使用光强较低、焦斑较大的激光和相对高的等离子体密度可以抑制高能量的边界层电子波的形成,从而提高激光尾波场加速过程中能量从激光到电子束的转化效率。该研究能帮助我们进一步了解激光尾波场加速中能量的转化过程,有助于单级激光尾波场加速电子至 10 GeV 目标的实现。此外,我们还给出了应用边界层电子的一些设想。二、激光尾波场加速中电子注入的机制会影响电子束的单能性、电子束的发射度、betatron 辐射的强度等,我们与美国实验研究组合作研究了驱动光与高相对论强度注入光作用下的电子注入和加速。模拟和实验中我们都发现当两束光具有一定延时,无法发生直接碰撞时,依然能获得准单能的高能电子束。进一步分析后,我们认为此条件下存在尾波碰撞引起的电子注入,并且延时的微调都会导致背景电子注入电量受所处尾波场相位不同而发生变化。同时我们发现尾波碰撞注入机制也具备作为新型的诊断方法反映尾波场本身信息的能力。

第二部分中,我们主要研究的是基于激光尾波场加速的辐射产生方法,包括高能电子在等离子体波荡器中产生的高度可调谐的类同步辐射和在散射光的光波荡器中产生的 Thomson 散射。我们提出激光在等离子体通道中偏轴或倾斜注入时,激光脉冲及脉冲后的尾波场和尾波场中的被加速电子都能够产生横向振荡或更一般的螺旋形振荡。这种振荡的频率和幅度均不会随电子在尾波场中能量的增加而变化,与通常的 betatron 振荡不同,更接近电子在同步辐射光源中的运动方式。只要改变激光入射参数和等离子体通道的参数就能够方便地改变电子的运动轨迹,从而调节产生的 X 射线辐射的远场分布、辐射频谱。更特别的,当电子束做螺旋形振荡时,产生辐射的偏振方向也会随激光入射参数的不同发生改变,该方案可将产生的 X 射线的用途扩展到了基础科研、医疗、工业等应用领域中对偏振敏感的场所。我们也通过数值模拟研究了激光尾波场加速产生的高能电子束与高相对论强度的散射光发生的 Thomson 散射,证实了实验中发现的阶数超过五百次的高阶 Thomson 散射。同时我们发现当电子束横向尺度与散射激光焦斑尺寸相当时,远场辐射分布会从椭圆形演变为菱形,为今后强场物理中非线性效应的甄别和判定提供依据。

4.2 工作展望

经过几十年来科研工作者的不懈努力,基于激光尾波场加速的电子加速和辐射产生研究已经获得了很多重要的进展已初具应用水平。但是目前激光尾波场加速产生的电子束在电量、能散、发散度、稳定性等方面仍与传统加速器有一定距离。同时,较差的电子束品质也会影响产生辐射的强度、稳定性、可调性等。因此,我们接下去的工作可以围绕以下几个方面展开:

1、激光尾波场加速的级联方案的具体化。通过理论分析和三维 PIC 模拟研究本文提出的级联方案下激光和电子束最优的初始相对位置、弯曲等离子体通道的最佳产生方法和最优的曲率变化方式等实际参数问题,为接下去的实验研究做准备。同时考虑进行多级激光尾波场加速级联的模拟,进一步验证本文提出的级联方案的可行性;

2、激光尾波场加速产生电子束能散和发射度的降低。如前所述,电子束的品质决定激光尾波场加速投入应用的可能性。然而,相比传统加速器的庞大尺寸和内部各部分设备功能的多样性,激光等离子体加速装置的尺度极小、电子加速梯度极高,电子注入阶段极短,想要降低激光尾波场加速产生电子束的能散和发散度难度极高。借助于电子束的能散和发散度属性之间存在的相关性,我们希望寻找新的注入机制或加速方案,在电子的加速过程中使两者同时降低;

3、改善激光尾波场加速产生辐射的亮度、脉宽、以及 Thomson 散射中激光能量的利用效率。辐射的亮度越高、脉宽越短就有越高的分辨能力,可用于超快的成像和探测。

因此我们希望通过提高电子束电量及形成微束团结构，缩短电子束脉宽，让电子束发生相干辐射，改善产生的 X 射线辐射的亮度和脉宽。此外，传统的 Thomson 散射中由于激光的传播方向与电子束相反，高能电子只能在激光场中振荡一次、产生一次辐射，极大地浪费了相对论激光的能量。我们希望寻找更合理的激光传输方案，如果能够利用弯曲的等离子体通道让激光与电子束多次相遇就能极大地提高能量转换的效率。

附录 A 主要程序源代码

代码 A.1 利用劈裂算符法求解 TDSE 方程计算激光脉冲曲率渐变的弯曲等离子体通道中的中心运动轨迹

```

1 function vec_new = H (vec_old, pot, p_axis, argSecond, dt)
2 % 劈裂算符法单步迭代函数，单独作为一个 m 文件，命名为 H.m。
3 xu = sqrt(-1);
4 vec_tmp = exp(-xu*pot*dt).*vec_old;
5 vec_tmp1 = fft(vec_tmp);
6 vec_tmp2 = exp(-xu * (p_axis.^2) * argSecond*dt).*vec_tmp1;
7 vec_new = ifft(vec_tmp2);
8 end
9
10 %主程序
11 clear; clc;
12 % 网格信息
13 r_max = 1000; %单位为  $\mu\text{m}$ 
14 dr = 1; %单位为  $\mu\text{m}$ 
15 axis_r = -r_max:dr:r_max;
16 Nr = length(axis_r);
17 axis_p = fftshift(linspace(-pi/dr, pi/dr, Nr));
18 dp = axis_p(2) - axis_p(1);
19 % 时间步长信息
20 t_max = 2.0*10^4; %单位为 fs
21 dt = 1; %单位为 fs
22 axis_t = 0:dt:t_max;
23 Nt = length(axis_t);
24 % 模型参数
25 lambda_L=0.8; %单位为  $\mu\text{m}$ 
26 c = 0.3; %单位为  $\mu\text{m}/\text{fs}$ 
27 omega_L = 2*pi*c/0.8; %单位为 1/fs
28 n_0 = 1.745*10^18; %单位为  $\text{cm}^{-3}$ 
29 n_cr = 1.745*10^21; %单位为  $\text{cm}^{-3}$ 
30 delta_n = 1.13*10^20; %单位为  $\text{cm}^{-3}$ 
31 w_0 = 8; %单位为  $\mu\text{m}$ 
32 r_c = sqrt(w_0^4*n_0/delta_n);
33
34 % potential
35 pot_co = omega_L/2*n_0/n_cr;
36 R = 10000;

```

```

37 r_opt = n_cr/n_0*r_c*r_c/R;
38 agrSecond = 0.3^2/2/omega_L;
39 % 初态
40 a0 = 2.0;
41 r0 = r_opt; %offset
42 r1 = sqrt(w_0^2/2);
43 vec_a = a0 * exp( -(axis_r-r0).^2/(2*r1^2) );
44 % 迭代求解
45 m = 1;
46 for i=1:Nt
47     if (i*dt*0.3<3000) %弯曲通道长 3000 μm
48         R_t = R*3000/(3000-i*dt*0.3); %L*R=C
49         pot=pot_co*(1 + (axis_r).^2/r_c^2)./sqrt(1+(abs(vec_a)).^2/2)-omega_L*
            axis_r/R_t;
50     else
51         pot=pot_co*(1 + (axis_r).^2/r_c^2)./sqrt(1+(abs(vec_a)).^2/2);
52     end
53     vec_a = H( vec_a, pot, axis_p, agrSecond, dt);
54     if (mod(i,50)==1)
55         vec_store(m,:)=abs(vec_a).^2;
56         m=m+1;
57     end
58     if mod(i, 10000) == 0
59         i
60     end
61 end
62
63 % 激光中心位置轨迹
64 for i = 1:size(vec_store, 1)
65     position(i)=sum((-r_max:dr:r_max).*vec_store(i,:))/sum(vec_store(i,:));
66 end
67 figure;
68 plot((0:dt*50:t_max)*0.3,position,'color','m','linewidth',3);
69 x_axis = (0:dt*50:t_max)*0.3*2/3;
70 y_axis = position;

```


参考文献

- [1] <https://www.symmetrymagazine.org/article/april-2014/ten-things-you-might-not-know-about-particle-accelerators>.
- [2] H. Widedmann. *Particle accelerator physics*. Springer, **2015**.
- [3] W. Leemans and E. Esarey. “*Laser-driven plasma-wave electron accelerators*”. *Phys. Today*, **2009**, 62: 44.
- [4] G. A. Mourou and V. Yanovsky. “*Relativistic optics a gateway to attosecond physics*”. *Opt. & Photon. News*, **2004**, 15: 40.
- [5] D. Strickland and G. Mourou. “*Compression of amplified chirped optical pulses*”. *Opt. Commun.* **1985**, 55: 447.
- [6] T. Tajima and J. M. Dawson. “*Laser electron accelerator*”. *Phys. Rev. Lett.* **1979**, 43: 267.
- [7] W. P. Leemans, A. J. Gonsalves, H.-S. Mao *et al.* “*Multi-Gev electron beams from capillary-discharge-guided subpetawatt laser pulses in the self-trapping regime*”. *Phys. Rev. Lett.* **2014**, 113: 245002.
- [8] H. Hamster, A. Sullivan, S. Gordon *et al.* “*Subpicosecond electromagnetic pulses from intense laser-plasma interaction*”. *Phys. Rev. Lett.* **1993**, 71: 2725.
- [9] S. Corde, K. Ta Phuoc, G. Lambert *et al.* “*Femtosecond x rays from laser-plasma accelerators*”. *Rev. Mod. Phys.* **2013**, 85: 1.
- [10] S. Atzeni and J. Meyer-ter-Vehn. *The physics of inertial fusion: beamplasma interaction, hydrodynamics, hot dense matter*. Oxford University Press on Demand, **2004**.
- [11] J. Nuckolls, L. Wood, A. Thiessen *et al.* “*Laser compression of matter to super-high density: thermonuclear (CTR) applications*”. *Nature(London)*, **1972**, 239: 139.
- [12] J. M. Dawson. “*Nonlinear electron oscillations in a cold plasma*”. *Phys. Rev.* **1959**, 113: 383.
- [13] K. Nakajima. “*Laser-driven plasma electron acceleration and radiation*”. *Rev. Accel. Sci. Tech.* **2016**, 9: 19.

- [14] W. L. Kruer. *The physics of laser plasma interactions*. Addison-Wesley, Redwood City, CA, **1988**.
- [15] E. Esarey, C. B. Schroeder and W. P. Leemans. “*Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators*”. *Rev. Mod. Phys.* **2009**, 81: 1229.
- [16] P. Sprangle, E. Esarey and A. Ting. “*Nonlinear theory of intense laser-plasma interactions*”. *Phys. Rev. Lett.* **1990**, 64: 2011.
- [17] A. Pukhov and J. Meyer-ter-Vehn. “*Laser wake field acceleration: the highly non-linear broken-wave regime*”. *Appl. Phys. B*, **2002**, 74: 355.
- [18] W. Lu, C. Huang, M. Zhou *et al.* “*Nonlinear theory for relativistic plasma wakefields in the blowout regime*”. *Phys. Rev. Letts.* **2006**, 96: 165002.
- [19] A. Pukhov, Gordienko S., S. Kiselev *et al.* “*The bubble regime of laser-plasma acceleration: monoenergetic electrons and the scalability*”. *Plasma Phy. Control. Fusion*, **2004**, 46: B179.
- [20] I. Kostyukov, A. Pukhov and S. Kiselev. “*Phenomenological theory of laser-plasma interaction in bubble regime*”. *Phys. Plasmas*, **2004**, 11: 5256.
- [21] W. Lu, M. Tzoufras, C. Joshi *et al.* “*Generating multi-GeV electron bunches using single stage laser wakefield acceleration in a 3D nonlinear regime*”. *Phys. Rev. Accel. Beams*, **2007**, 10: 061301.
- [22] V. Malka, J. Faure, Y. A. Gauduel *et al.* “*Principles and applications of compact laser-plasma accelerators*”. *Nat. Phys.* **2008**, 4: 447.
- [23] M. Tzoufras, W. Lu, F. S. Tsung *et al.* “*Beam loading by electrons in nonlinear plasma wakes*”. *Phys. Plasmas*, **2009**, 16: 056705.
- [24] J. P. Couperus, R. Pausch, A. Köhler *et al.* “*Demonstration of a beam loaded nanocoulomb-class laser wakefield accelerator*”. *Nat. Commun.* **2017**, 8: 487.
- [25] S. P. D. Mangles, C. D. Murphy, Z. Najmudin *et al.* “*Monoenergetic beams of relativistic electrons from intense laser-plasma interactions*”. *Nature(London)*, **2004**, 431: 535.
- [26] C. G. R. Geddes, Cs. Toth, J. van Tilborg *et al.* “*High-quality electron beams from a laser wakefield accelerator using plasma-channel guiding*”. *Nature(London)*, **2004**, 431: 538.
- [27] J. Faure, Y. Glinec, A. Pukhov *et al.* “*A laser-plasma accelerator producing monoenergetic electron beams*”. *Nature(London)*, **2004**, 431: 541.

- [28] W. P. Leemans, B. Nagler, A. J. Gonsalves *et al.* “GeV electron beams from a centimetre-scale accelerator”. *Nat. Phys.* **2006**, 2: 696.
- [29] S. Kneip, S. R. Nagel, S. F. Martins *et al.* “Near-GeV acceleration of electrons by a nonlinear plasma wave driven by a self-guided laser pulse”. *Phys. Rev. Lett.* **2009**, 103: 035002.
- [30] C. E. Clayton, J. E. Ralph, F. Albert *et al.* “Self-guided laser wakefield acceleration beyond 1 GeV using ionization-induced injection”. *Phys. Rev. Lett.* **2010**, 105: 105003.
- [31] J. S. Liu, C. Q. Xia, W. T. Wang *et al.* “All-optical cascaded laser wakefield accelerator using ionization-induced injection”. *Phys. Rev. Lett.* **2011**, 107: 035001.
- [32] X. Wang, R. Zgadzaj, N. Fazel *et al.* “Quasi-monoenergetic laser-plasma acceleration”. *Nat. Commun.* **2013**, 4: 1988.
- [33] S. Karsch, J. Osterhoff, A. Popp *et al.* “GeV-scale electron acceleration in a gas-filled”. *New J. Phys.* **2007**, 9: 415.
- [34] H. T. Kim, K. H. Pae, H. J. Cha *et al.* “Enhancement of electron energy to the multi-GeV regime by a dual-stage laser-wakefield accelerator pumped by petawatt laser pulses”. *Phys. Rev. Lett.* **2013**, 111: 165002.
- [35] W. T. Wang, W. T. Li, J. S. Liu *et al.* “High-brightness high-energy electron beams from a laser wakefield accelerator via energy chirp control”. *Phys. Rev. Lett.* **2016**, 117: 124801.
- [36] E. Esarey and M. Pilloff. “Trapping and acceleration in nonlinear plasma waves”. *Phys. Plasmas*, **1995**, 2: 1432.
- [37] A. Modena, Z. Najmudin, A. E. Dangor *et al.* “Electron acceleration from the breaking of relativistic plasma waves”. *Nature(London)*, **1995**, 377: 606.
- [38] S. Bulanov, F. Pegoraro, A. M. Pukhov *et al.* “Transverse-wake wave breaking”. *Phys. Rev. Lett.* **1997**, 78: 4205.
- [39] A. Ting, C. I. Moore, K. Krushelnick *et al.* “Plasma wakefield generation and electron acceleration in a self-modulated laser”. *Phys. Plasmas*, **1997**, 4: 1889.
- [40] F. Amiranoff, S. Baton, D. Bernard *et al.* “Observation of laser wakefield acceleration of electrons”. *Phys. Rev. Lett.* **1998**, 81: 995.

- [41] S. Bulanov, N. Naumova, F. Pegoraro *et al.* “Particle injection into the wave acceleration phase due to nonlinear wake wave breaking”. *Phys. Rev. E*, **1998**, 58: R5257.
- [42] C. G. R. Geddes, K. Nakamura, G. R. Plateau *et al.* “Plasma-density-gradient injection of low absolute-momentum-spread electron bunches”. *Phys. Rev. Lett.* **2008**, 100: 215004.
- [43] J. Faure, C. Rechatin, O. Lundh *et al.* “Injection and acceleration of quasimonoenergetic relativistic electron beams using density gradients at the edges of a plasma channel”. *Phys. Plasmas*, **2010**, 17: 083107.
- [44] S. Kalmykov, S. A. Yi, V. Khudik *et al.* “Electron self-injection and trapping into an evolving plasma bubble”. *Phys. Rev. Lett.* **2009**, 103: 135004.
- [45] P. Tomassini, M. Galimberti, A. Giulietti *et al.* “Production of high-quality electron beams in numerical experiments of laser wakefield acceleration with longitudinal wave breaking”. *Phys. Rev. Lett.* **2003**, 6: 121301.
- [46] K. Schmid, A. Buck, C. M. S. Sears *et al.* “Density-transition based electron injector for laser driven wakefield accelerators”. *Phys. Rev. Accel. Beams*, **2010**, 13: 091301.
- [47] A. Buck, J. Wenz, J. Xu *et al.* “Shock-front injector for high-quality laser-plasma acceleration”. *Phys. Rev. Lett.* **2013**, 110: 185006.
- [48] M. P. Tooley, B. Ersfeld, S. R. Yoffe *et al.* “Towards attosecond high-energy electron bunches: controlling self-injection in laser-wakefield accelerators through plasma-density modulation”. *Phys. Rev. Lett.* **2017**, 119: 044801.
- [49] D. Umstadter, J. K. Kim and E. Dodd. “Laser injection of ultrashort electron pulses into wakefield plasma waves”. *Phys. Rev. Lett.* **1996**, 76: 2073.
- [50] H. Kotaki, I. Daito, M. Kando *et al.* “Electron optical injection with head-on and counter-crossing colliding laser pulses”. *Phys. Rev. Lett.* **2009**, 103: 194803.
- [51] E. Esarey, R. F. Hubbard, W. P. Leemans *et al.* “Electron injection into plasma wake fields by colliding laser pulses”. *Phys. Rev. Lett.* **1997**, 79: 2682.
- [52] C. B. Schroeder, P. B. Lee, J. S. Wurtele *et al.* “Generation of ultrashort electron bunches by colliding laser pulses”. *Phys. Rev. Accel. Beams*, **2010**, 13: 101301.
- [53] Z.-M. Sheng, K. Mima, Y. Sentoku *et al.* “Stochastic heating and acceleration of electrons in colliding laser fields in plasma”. *Phys. Rev. Lett.* **2002**, 88: 055004.

- [54] Z.-M. Sheng, K. Mima, J. Zhang *et al.* “Efficient acceleration of electrons with counterpropagating intense laser pulses in vacuum and underdense plasma”. *Phys. Rev. E*, **2004**, 69: 016407.
- [55] G. Fubiani, E. Esarey, C. B. Schroeder *et al.* “Beat wave injection of electrons into plasma waves using two interfering laser pulses”. *Phys. Rev. E*, **2004**, 70: 016402.
- [56] H. Kotaki, S. Masuda, M. Kando *et al.* “Head-on injection of a high quality electron beam by the interaction of two laser pulses”. *Phys. Plasmas*, **2004**, 11: 3296.
- [57] X. Davoine, E. Lefebvre, C. Rechatin *et al.* “Cold optical injection producing monoenergetic multi-GeV electron bunches”. *Phys. Rev. Lett.* **2009**, 102: 065001.
- [58] A. Beck, X. Davoine and E. Lefebvre. “Scaling laws for electron cold injection in the narrow collision pulse approximation”. *New J. Phys.* **2011**, 13: 093016.
- [59] M. Chen, E. Esarey, C. G. R. Geddes *et al.* “Electron injection and emittance control by transverse colliding pulses in a laser-plasma accelerator”. *Phys. Rev. Accel. Beams*, **2014**, 17: 051303.
- [60] J. Faure, C. Rechatin, A. Norlin *et al.* “Controlled injection and acceleration of electrons in plasma wakefields by colliding laser pulses”. *2006*, **2006**, 444: 737.
- [61] M. Chen, Z.-M. Sheng, Y.-Y. Ma *et al.* “Electron injection and trapping in a laser wakefield by field ionization to high-charge states of gases”. *J. Appl. Phys.* **2006**, 99: 056109.
- [62] A. Pak, K. A. Marsh, S. F. Martins *et al.* “Injection and trapping of tunnel-ionized electrons into laser-produced wakes”. *Phys. Rev. Lett.* **2010**, 104: 025003.
- [63] N. Bourgeois, J. Cowley and S. M. Hooker. “Two-pulse ionization injection into quasi-linear laser wakefields”. *Phys. Rev. Lett.* **2013**, 111: 155004.
- [64] L.-L. Yu, E. Esarey, C. B. Schroeder *et al.* “Two-color laser-ionization injection”. *Phys. Rev. Lett.* **2014**, 112: 125001.
- [65] X. L. Xu, Y. P. Wu, C. J. Zhang *et al.* “Low emittance electron beam generation from a laser wakefield accelerator using two laser pulses with different wavelengths”. *Phys. Rev. Accel. Beams*, **2014**, 17: 061301.
- [66] X. L. Xu, J. F. Hua, F. Li *et al.* “Phase-space dynamics of ionization injection in plasma-based accelerators”. *Phys. Rev. Lett.* **2014**, 112: 035003.

- [67] B. Hidding, G. Pretzler, J. B. Rosenzweig *et al.* “*Ultracold electron bunch generation via plasma photocathode emission and acceleration in a beam-driven plasma blowout*”. *Phys. Rev. Lett.* **2012**, 108: 035001.
- [68] M. Zeng, M. Chen, Z.-M. Sheng *et al.* “*Self-truncated ionization injection and consequent monoenergetic electron bunches in laser wakefield acceleration*”. *Phys. Plasmas*, **2014**, 21: 030701.
- [69] M. Zeng, M. Chen, L. L. Yu *et al.* “*Multichromatic narrow-energy-spread electron bunches from laser-wakefield acceleration with dual-color lasers*”. *Phys. Rev. Lett.* **2015**, 114: 084801.
- [70] X. Zhang, V. N. Khudik and G. Shvets. “*Synergistic laser-wakefield and direct-laser acceleration in the plasma-bubble regime*”. *Phys. Rev. Lett.* **2015**, 114: 184801.
- [71] J. L. Shaw, N. Lemos, L. D. Amorim *et al.* “*Role of direct laser acceleration of electrons in a laser wakefield accelerator with ionization injection*”. *Phys. Rev. Lett.* **2017**, 118: 064801.
- [72] S. Lee, T. H. Lee, D. N. Gupta *et al.* “*Enhanced betatron oscillations in laser wakefield acceleration by off-axis laser alignment to a capillary plasma waveguide*”. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **2015**, 57: 075002.
- [73] S. Steinke, J. van Tilborg, C. Benedetti *et al.* “*Multistage coupling of independent laser-plasma accelerators*”. *Nature(London)*, **2016**, 530: 190.
- [74] C. Thauray, E. Guillaume, A. Döpp *et al.* “*Demonstration of relativistic electron beam focusing by a laser-plasma lens*”. *Nat. Commun.* **2015**, 6: 6860.
- [75] T. Mehrling, J. Grebenyuk, F. S. Tsung *et al.* “*Transverse emittance growth in staged laser-wakefield acceleration*”. *Phys. Rev. Accel. Beams*, **2012**, 15: 111303.
- [76] E. Guillaume, A. Döpp, C. Thauray *et al.* “*Electron Rephasing in a laser-wakefield accelerator*”. *Phys. Rev. Lett.* **2015**, 115: 155002.
- [77] A. Pukhov and I. Kostyukov. “*Control of laser-wakefield acceleration by the plasma-density profile*”. *Phys. Rev. E*, **2008**, 77: 025401.
- [78] W. Rittershofer, C. B. Schroeder, E. Esarey *et al.* “*Tapered plasma channels to phase-lock accelerating and focusing forces in laser-plasma accelerators*”. *Phys. Plasmas*, **2010**, 17: 063104.

- [79] M. Wen, B. Shen, X. Zhang *et al.* “Controlled electron acceleration in the bubble regime by optimizing plasma density”. *New J. Phys.* **2010**, 12: 045010.
- [80] A. Döpp, E. Guillaume, C. Thaury *et al.* “Energy boost in laser wakefield accelerators using sharp density transitions”. *Phys. Plasmas*, **2016**, 23: 056702.
- [81] T. Katsouleas and J. M. Dawson. “Unlimited electron acceleration in laser-driven plasma waves”. *Phys. Rev. Lett.* **1983**, 51: 392.
- [82] E. W. Gaul, S. P. Le Blanc, A. R. Rundquist *et al.* “Production and characterization of a fully ionized He plasma channel”. *Appl. Phys. Lett.* **2000**, 77: 4112.
- [83] C. G. III Durfee and H. M. Milchberg. “Light pipe for high intensity laser pulses”. *Phys. Rev. Lett.* **1993**, 71: 2409.
- [84] K. Nakamura, B. Nagler, Cs. Tóth *et al.* “GeV electron beams from a centimeter-scale channel guided laser wakefield accelerator”. *Phys. Plasmas*, **2007**, 14: 056708.
- [85] S. H. Glenzer and R. Redmer. “X-ray Thomson scattering in high energy density plasmas”. *Rev. Mod. Phys.* **2009**, 81: 1625.
- [86] H. E. Huxley, A. R. Faruqi, J. Bordas *et al.* “The use of synchrotron radiation in time-resolved X-ray diffraction studies of myosin layer-line reflections during muscle contraction”. *Nature(London)*, **1980**, 284: 140.
- [87] L. Chen, K. L. Dürr and E. Gouaux. “X-ray structures of AMPA receptor-cone snail toxin complexes illuminate activation mechanism”. *Science*, **2014**, 345: 1021.
- [88] N. Bloembergen. “Nonlinear optics and spectroscopy”. *Rev. Mod. Phys.* **1982**, 54: 685.
- [89] A. Rousse. “Colloquium: femtosecond x-ray crystallography”. *Rev. Mod. Phys.* **2001**, 73: 17.
- [90] R. Neutze, R. Wouts, E. Spoel D. van der Weckert *et al.* “Potential for biomolecular imaging with femtosecond X-ray pulses”. *Nature(London)*, **2000**, 406: 752.
- [91] K. J. Gaffney and H. N. Chapman. “Imaging atomic structure and dynamic with ultrafast X-ray scattering”. *Science*, **2007**, 316: 1444.
- [92] R. W. Schoenlein, S. Chattopadhyay, H. H. W. Chong *et al.* “Generation of femtosecond pulses of synchrotron radiation”. *Science*, **2000**, 287: 2237.
- [93] J. D. Jackson. *Classical electrodynamics*. Willey, New York, **1999**.
- [94] <https://str.llnl.gov/january-2014/albert>.

- [95] S. Kiselev and A. Pukhov. “X-ray generation in strongly nonlinear plasma waves”. *Phys. Rev. Lett.* **2004**, 93: 135004.
- [96] A. Rousse, K. Ta Phuoc, R. Shah *et al.* “Production of a keV X-ray beam from synchrotron radiation in relativistic laser-plasma interaction”. *Phys. Rev. Lett.* **2004**, 93: 135005.
- [97] K. Ta Phuoc, F. Burgy, J.-P. Rousseau *et al.* “Laser based synchrotron radiation”. *Phys. Plasmas*, **2005**, 12: 023101.
- [98] S. Kneip, S. R. Nagel, C. Bellei *et al.* “Observation of synchrotron radiation from electrons accelerated in a petawatt-laser-generated plasma cavity”. *Phys. Rev. Lett.* **2008**, 100: 105006.
- [99] S. Kneip, C. McGuffey, J. L. Martins *et al.* “Bright spatially coherent synchrotron X-rays from a table-top source”. *Nat. Phys.* **2010**, 6: 980.
- [100] S. Kneip, C. McGuffey, F. Dollar *et al.* “X-ray phase contrast imaging of biological specimens with femtosecond pulses of betatron radiation from a compact laser plasma wakefield accelerator”. *Appl. Phys. Lett.* **2011**, 99: 093701.
- [101] F. Albert, N. Lemos, J. L. Shaw *et al.* “Observation of betatron x-ray radiation in a self-modulated laser wakefield accelerator driven with picosecond laser pulses”. *Phys. Rev. Lett.* **2017**, 118: 134801.
- [102] S. Cipiccia, M. R. Islam, B. Ersfeld *et al.* “Gamma-rays from harmonically resonant betatron oscillations in a plasma wake”. *Nat. Phys.* **2011**, 7: 867.
- [103] W. Yan, L. Chen, D. Li *et al.* “Concurrence of monoenergetic electron beams and bright X-rays from an evolving laser-plasma bubble”. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, **2014**, 111: 5825.
- [104] J. Wenz, S. Schleede, K. Khrennikov *et al.* “Quantitative x-ray phase-contrast microtomography from a compact laser-driven betatron source”. *Nat. Commun.* **2015**, 6: 7568.
- [105] S. Corde, K. Ta Phuoc, R. Fitour *et al.* “Controlled betatron x-ray radiation from tunable optically injected electrons”. *Phys. Rev. Lett.* **2011**, 107: 255003.
- [106] H.-P. Schlenvoigt, K. Haupt, A. Debus *et al.* “A compact synchrotron radiation source driven by a laser-plasma wakefield accelerator”. *Nat. Phys.* **2008**, 4: 130.
- [107] M. Fuchs, R. Weingartner, A. Popp *et al.* “Laser-driven soft-X-ray undulator source”. *Nat. Phys.* **2009**, 5: 826.

- [108] K. Ta Phuoc, S. Corde, C. Thaury *et al.* “All-optical compton gamma-ray source”. *Nat. Phys.* **2012**, 6: 308.
- [109] S. Chen, A. Maksimchuk and D. Umstadter. “Experimental observation of relativistic nonlinear Thomson scattering”. *Nature(London)*, **1998**, 396: 653.
- [110] H. Schworer, B. Liesfeld, H.-P. Schlenvoigt *et al.* “Thomson-backscattered X rays from laser-accelerated electrons”. *Phys. Rev. Lett.* **2006**, 96: 014802.
- [111] S. Chen, N. D. Powers, I. Ghebregziabher *et al.* “MeV-energy X rays from inverse compton scattering with laser-wakefield accelerated electrons”. *Phys. Rev. Lett.* **2013**, 110: 155003.
- [112] G. Sarri, D. J. Corvan, W. Schumaker *et al.* “Ultrahigh brilliance multi-MeV gamma-ray beams from nonlinear relativistic Thomson Scattering”. *Phys. Rev. Lett.* **2014**, 113: 224801.
- [113] S. Y. Kalmykov, X. Davoine, I. Ghebregziabher *et al.* “Controlled generation of comb-like electron beams in plasma channels for polychromatic inverse Thomson gamma-ray sources”. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **2016**, 58: 034006.
- [114] D. P. Umstadter. “All-laser-driven Thomson X-ray sources”. *Contemp. Phys.* **2015**, 56: 417.
- [115] C. K. Birdsall and A. B. Langdon. *Plasma physics via computer simulation*. CRC Press, **2004**.
- [116] J. M. Dawson. “Particle simulation of plasmas”. *Rev. Mod. Phys.* **1983**, 55: 403.
- [117] J. P. Verboncoeur. “Particle simulation of plasmas: review and advances”. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **2005**, 47: A231.
- [118] F. S. Tsung, W. Lu, M. Tzoufras *et al.* “Simulation of monoenergetic electron generation via laser wakefield accelerators for 5-25 TW lasers”. *Phys. Plasmas*, **2006**, 13: 056708.
- [119] C. G. R. Geddes, D. L. Bruhwiler, J. R. Cary *et al.* “Computational studies and optimization of wakefield accelerators”. *J. Phys.: Conf. Ser.* **2008**, 125: 012002.
- [120] C. Huang, W. An, V. K. Decyk *et al.* “Recent results and future challenges for large scale particle-in-cell simulations of plasma-based accelerator concepts”. *J. Phys.: Conf. Ser.* **2009**, 180: 012005.

- [121] I. Blumenfeld, C. E. Clayton, F.-J. Decker *et al.* “Energy doubling of 42 GeV electrons in a metre-scale plasma wakefield accelerator”. *Nature(London)*, **2007**, 445: 741.
- [122] S. V. Bulanov, J. J. Wilkens, T. Zh Esirkepov *et al.* “Laser ion acceleration for hardon therapy”. *Phys. Uspekhi*, **2014**, 57: 1149.
- [123] Bell A. R. “Computational simulation of plasmas”. *Astrophys. Space Sci.* **1997**, 256: 13.
- [124] J.-L. Vay and R. Lehe. “Simulations for plasma and laser acceleration”. *Rev. Accel. Sci. Tech.* **2016**, 9: 165.
- [125] R. A. Fonseca, L. O. Silva, F. S. Tsung *et al.* “OSIRIS: a three-dimensional fully relativistic particle in cell code for modeling plasma based accelerators”. *Lect. Notes Comput. Sci. Eng.* **2002**, 2331: 342.
- [126] A. Pukhov. “Three-dimensional electromagnetic relativistic particle-in-cell code VLPL”. *J. Plasma Phys.* **1999**, 61: 425.
- [127] M. Chen, E. Esarey, C. G. R. Geddes *et al.* “Modeling classical and quantum radiation from laser-plasma accelerators”. *Phys. Rev. Accel. Beams*, **2013**, 16: 030701.
- [128] E. Cormier-Michel, C. G. R. Geddes, E. Esarey *et al.* “Scaled simulations of a 10 GeV accelerator”. *AIP Conf. Proc.* **2009**, 1086: 297.
- [129] P. Sprangle, E. Esarey, J. Krall *et al.* “Propagation and guiding of intense laser pulses in plasmas”. *Phys. Rev. Lett.* **1992**, 69: 2200.
- [130] D. Umstadter, E. Esarey and J. Kim. “Nonlinear plasma waves resonantly driven by optimized laser pulse trains”. *Phys. Rev. Lett.* **1994**, 72: 1224.
- [131] A. V. Brantov, T. Zh. Esirkepov, M. Kando *et al.* “Controlled electron injection into the wake wave using plasma density inhomogeneity”. *Phys. Plasmas*, **2008**, 15: 073111.
- [132] E. Brunetti, R. P. Shanks, M. R. Manahan G. G. Islam *et al.* “Low emittance, high brilliance relativistic electron beams from a laser-plasma accelerator”. *Phys. Rev. Lett.* **2010**, 105: 215007.
- [133] G. G. Manahan, A. F. Habib, P. Scherki *et al.* “Single-stage plasma-based correlated energy spread compensation for ultrahigh 6D brightness electron beams”. *Nat. Commun.* **2017**, 8: 15705.

- [134] C. B. Schroeder, E. Esarey, C. G. R. Geddes *et al.* “Physics considerations for laser-plasma linear colliders”. *Phys. Rev. Accel. Beams*, **2010**, 13: 101301.
- [135] M. Mirzaie, S. Li, M. Zeng *et al.* “Demonstration of self-truncated ionization injection for GeV electron beams”. *Sci. Rep.* **2015**, 5: 14659.
- [136] T. Sokollik, S. Shiraishi, J. Osterhoff *et al.* “Tape-drive based plasma mirror”. *AIP Conf. Proc.* **2010**, 1299: 223.
- [137] J. van Tilborg, S. Steinke, C. G. R. Geddes *et al.* “Active plasma lensing for relativistic laser-plasma-accelerated electron beams”. *Phys. Rev. Lett.* **2015**, 115: 184802.
- [138] Y. Ehrlich, C. Cohen, A. Zigler *et al.* “Guiding of high intensity laser pulses in straight and curved plasma channel experiments”. *Phys. Rev. Lett.* **1996**, 77: 4186.
- [139] A. J. W. Reitsma and D. A. Jaroszynski. “Propagation of a weakly nonlinear laser pulse in a curved plasma channel”. *Phys. Plasmas*, **2007**, 14: 053104.
- [140] M. Chen, J. Luo, F.-Y. Li *et al.* “Tunable synchrotron-like radiation from centimeter scale plasma channels”. *Light Sci. Appl.* **2016**, 5: e16015.
- [141] J. Luo, M. Chen, M. Zeng *et al.* “A compact tunable polarized X-ray source based on laser-plasma helical undulators”. *Sci. Rep.* **2016**, 6: 29101.
- [142] J. P. Palastro, D. Kaganovich, B. Hafizi *et al.* “Synchrotron radiation from a curved plasma channel laser wakefield accelerator”. *Phys. Plasmas*, **2017**, 24: 033119.
- [143] S. M. Hooker, A. J. Gonsalves, D. A. Jaroszynski *et al.* “Charged particle accelerator and radiation source”. *US Patent*, **2012**, 8: 299, 713.
- [144] J. B. Rosenzweig, B. Breizman, T. Katsouleas *et al.* “Acceleration and focusing of electrons in two-dimensional nonlinear plasma wake fields”. *Phys. Rev. A*, **1991**, 44: R6189.
- [145] D. A. Jaroszynski, R. Bingham, E. Brunetti *et al.* “Radiation sources based on laser-plasma interactions”. *Phil. Trans. R. Soc. A*, **2006**, 364: 689.
- [146] J. Thomas, A. Pukhov and I. Yu. Kostyukov. “Temporal and spatial expansion of a multi-dimensional model for electron acceleration in the bubble regime”. *Laser Part. Beams*, **2014**, 32: 277.
- [147] D. F. Gordon, B. Hafizi, D. Kaganovich *et al.* “Electro-optic shocks from ultraintense laser-plasma interactions”. *Phys. Rev. Lett.* **2008**, 101: 045004.

- [148] M. H. Helle, D. Kaganovich, D. F. Gordon *et al.* “Measurement of electro-optic shock and electron acceleration in a strongly cavitated laser wakefield accelerator”. *Phys. Rev. Lett.* **2010**, 105: 105001.
- [149] A. S. Pirozhkov, M. Kando, T. Zh. Esirkepov *et al.* “Soft-X-ray harmonic comb from relativistic electron spikes”. *Phys. Rev. Lett.* **2012**, 108: 135004.
- [150] A. A. Golovanov, I. Yu Kostyukov, A. M. Pukhov *et al.* “Generalised model of a sheath of a plasma bubble excited by a short laser pulse or by a relativistic electron bunch in transversely inhomogeneous plasma”. 2016, **2016**, 46: 295.
- [151] T. Zh. Esirkepov, Y. Kato and S. V. Bulanov. “Bow wave from ultraintense electromagnetic pulses in plasmas”. *Phys. Rev. Lett.* **2008**, 101: 265001.
- [152] A. Ting, E. Esarey and P. Sprangle. “Nonlinear wake-field generation and relativistic focusing of intense pulses”. *Phys. Fluids B*, **1990**, 2: 1390.
- [153] C. Benedetti, F. Rossi, C. B. Schroeder *et al.* “Pulse evolution and plasma-wave phase velocity in channel-guided laser-plasma accelerators”. *Phys. Rev. E*, **2015**, 92: 023109.
- [154] K. Lee and Y. H. Cha. “Relativistic nonlinear thomson scattering as attosecond x-ray source”. *Phys. Rev. E*, **2003**, 67: 026502.
- [155] M. Tatarakis, I. Watts, F. N. Beg *et al.* “Measuring huge magnetic fields”. *Nature(London)*, **2002**, 415: 280.
- [156] D. Kaganovich, D. F. Gordon and A. Ting. “Observation of large-angle quasimonoenergetic electrons from a laser wakefield”. *Phys. Rev. Lett.* **2008**, 100: 215002.
- [157] A. Buck, M. Nicolai, K. Schmid *et al.* “Real-time observation of laser-driven electron acceleration”. *Nat. Phys.* **2011**, 7: 543.
- [158] M. Uesaka, K. Kinoshita, T. Watanabe *et al.* “Experimental Verification of Laser Photocathode RF gun as an injector for a laser plasma accelerator”. *IEEE Trans. Plasma Sci.* **2000**, 28: 1133.
- [159] R. Lehe, A. F. Lifschitz, X. Davoine *et al.* “Optical transverse injection in laser-plasma acceleration”. *Phys. Rev. Lett.* **2013**, 111: 085005.
- [160] F. Li, J. F. Hua, X. L. Xu *et al.* “Generating high-brightness electron beams via ionization injection by transverse colliding lasers in a plasma-wakefield accelerator”. *Phys. Rev. Lett.* **2013**, 111: 015003.

- [161] J. Faure, C. Rechatin, A. Norlin *et al.* “Controlled electron injection in a laser-plasma accelerator”. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **2007**, 49: B395.
- [162] C. Rechatin, J. Faure, A. Ben-Ismaïl *et al.* “Controlling the phase-space volume of injected electrons in a laser-plasma accelerator”. *Phys. Rev. Lett.* **2009**, 102: 164801.
- [163] M. Hansson, B. Aurand, H. Ekerfelt *et al.* “Injection of electrons by colliding laser pulses in a laser wakefield accelerator”. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrom. Detect. Assoc. Equip.* **2016**, 829: 99.
- [164] W. Yan, Fruhling C., G. Golovin *et al.* “High-order multiphoton Thomson scattering”. *Nat. Photon.* **2017**, 11: 514.
- [165] B. Zhao, J. Zhang, S. Chen *et al.* “Wavefront-correction for nearly diffraction-limited focusing of dual-color laser beams to high intensities”. *Opt. Express*, **2014**, 22: 26947.
- [166] C. Liu, J. Zhang, S. Chen *et al.* “Adaptive-feedback spectral-phase control for interactions with transform-limited ultrashort high-power laser pulses”. *Opt. Lett.* **2013**, 39: 80.
- [167] G. Golovin, S. Banerjee, J. Zhang *et al.* “Tomographic imaging of nonsymmetric multi-component tailored supersonic flows from structured gas nozzles”. *Appl. Opt.* **2015**, 54: 3491.
- [168] N. H. Matlis, C. G. R. Geddes, G. R. Plateau *et al.* “Controlling electron injection in laser plasma accelerators using multiple pulses”. *AIP Conference Proceedings*, **2012**, 1507: 717.
- [169] W. P. Leemans, C. G. R. Geddes, J. Faure *et al.* “Observation of Terahertz emission from a laser-plasma accelerated electron bunch crossing a plasma-vacuum boundary”. *Phys. Rev. Lett.* **2003**, 91: 074802.
- [170] Z. Huang, Y. Ding and C. B. Schroeder. “Compact X-ray free-electron laser from a laser-plasma accelerator using a transverse-gradient undulator”. *Phys. Rev. Lett.* **2012**, 109: 204801.
- [171] F. R. Elder, A. M. Gurewitsch, R. V. Langmuir *et al.* “Radiation from electrons in a synchrotron”. *Phys. Rev.* **1947**, 71: 829.
- [172] C.-H. Lee, Lü W., J. C. Michel *et al.* “NMDA receptor structures reveal subunit arrangement and pore architecture”. *Nature(London)*, **2014**, 511: 191.

- [173] <https://lightsources.org/lightsources-of-the-world/>.
- [174] S. M. Hooker. “Developments in laser-driven plasma accelerators”. *Nat. Photon.* **2013**, 7: 775.
- [175] E. Esarey, B. A. Shadwick, P. Catravas *et al.* “Synchrotron radiation from electron beams in plasma-focusing channels”. *Phys. Rev. E*, **2002**, 65: 056505.
- [176] M. Schnell, A. Sävert, I. Uschmann *et al.* “Optical control of hard x-ray polarization by electron injection in a laser wakefield accelerator”. *Nat. Commun.* **2013**, 4: 2421.
- [177] K. Nakajima. “Compact X-ray source: Towards a table-top free-electron laser”. *Nat. Phys.* **2008**, 4: 92.
- [178] V. B. Pathak, J. L. Martins, J. Vieira *et al.* “Laser wakefield acceleration in corrugated plasma channel”. *Proc. 41st EPS Conf. on Plasma Physics (Berlin, Germany)*, **2014**: P2.110.
- [179] A. Reitsma and D. Jaroszynski. “Propagation of a short intense laser pulse in a curved plasma channel”. *IEEE Trans. Plasma Sci.* **2008**, 36: 1738.
- [180] M. Chen, E. Esarey, C. B. Schroeder *et al.* “Theory of ionization-induced trapping in laser-plasma accelerators”. *Phys. Plasmas*, **2012**, 19: 033101.
- [181] A. Popp, J. Vieira, J. Osterhoff *et al.* “All-optical steering of laser-wakefield-accelerated electron beams”. *Phys. Rev. Lett.* **2010**, 105: 215001.
- [182] S. G. Rykovanov, C. B. Schroeder, E. Esarey *et al.* “Plasma undulator based on laser excitation of wakefields in a plasma channel”. *Phys. Rev. Lett.* **2015**, 114: 145003.
- [183] S. Fourmaux, S. Corde, K. Ta Phuoc *et al.* “Single shot phase contrast imaging using laser-produced Betatron x-ray beams”. *Opt. Lett.* **2011**, 36: 2426.
- [184] C. Joshi, T. Katsouleas, J. M. Dowson *et al.* “Plasma wave wigglers for free-electron lasers”. *IEEE J. Quantum Electron.* **1987**, 23: 1571.
- [185] I. A. Andriyash, R. Lehe, A. Lifschitz *et al.* “An ultracompact X-ray source based on a laser-plasma undulator”. *Nat. Commun.* **2014**, 5: 4736.
- [186] J. Vieira, J. Martins and U. Sinha. “Plasma based helical undulator for controlled emission of circularly and elliptically polarised betatron radiation”. *arXiv*, **2016**, 1601: 04422v1.
- [187] M. Born and E. Wolf. *Principles of optics*. Pergamon Press, Oxford, **1975**.

- [188] C.-X. Wang and R. Schlueter. “*Optimization of circularly-polarized radiation from an elliptical wiggler, asymmetric wiggler, or bending magnet*”. *Nucl. Instr. Meth. In Phys. Rev. A*, **1994**, 347: 92.
- [189] K. Khrennikov, J. Wenz, A. Buck *et al.* “*Tunable all-optical quasimonochromatic Thomson x-ray source in the nonlinear regime*”. *Phys. Rev. Lett.* **2015**, 114: 195003.
- [190] K. Ta Phuoc, S. Corde, R. Shah *et al.* “*Imaging electron trajectories in a laser-wakefield cavity using betatron x-ray radiation*”. *Phys. Rev. Lett.* **2006**, 97: 225002.
- [191] F. Albert, B. B. Pollock, J. L. Shaw *et al.* “*Angular dependence of betatron X-ray spectra from a laser-wakefield accelerator*”. *Phys. Rev. Lett.* **2013**, 111: 235004.
- [192] C. Xue, Y. Wang, Z. Guo *et al.* “*High-performance soft x-ray spectromicroscopy beamline at SSRF*”. *Rev. Sci. Instrum.* **2010**, 81: 103502.
- [193] M. Lebech, J. C. Houver, A. Lafosse *et al.* “*Complete description of linear molecule photoionization achieved by vector correlations using the light of a single circular polarization*”. *J. Chem. Phys.* **2003**, 118: 9653.
- [194] N. H. Matlis, S. Reed, S. S. Bulanov *et al.* “*Snapshots of laser wakefields*”. *Nat. Phys.* **2006**, 2: 749.
- [195] K. Schmid, L. Veisz, F. Tavella *et al.* “*Few-cycle laser-driven electron acceleration*”. *Phys. Rev. Lett.* **2009**, 102: 124801.
- [196] G. Mourou, B. Brocklesby, T. Tajima *et al.* “*The future is fibre accelerators*”. *Nat. Photon.* **2013**, 7: 258.
- [197] J. J. Thomson. “*On electrical oscillations and the effects produced by the motion of an electrified sphere*”. *Proc. Lond. Math. Soc.* **1883**, 1: 197.
- [198] D. E. Evans and J. Katzenstein. “*Laser light scattering in laboratory plasmas*”. *Rep. Prog. Phys.* **1969**, 32: 207.
- [199] M. S. Longair. *High energy astrophysics*. Cambridge University Press, **2011**.
- [200] S. L. Prunty. “*A primer on the theory of Thomson scattering for high-temperature fusion plasmas*”. *Phys. Scr.* **2014**, 89: 128001.
- [201] T. Nakano, J. K. Ahn, M. Fujiwara *et al.* “*Multi-GeV laser-electron photon project at Spring-8*”. *Nucl. Phys. A*, **2001**, 684: 71.

- [202] W. P. Leemans, R. W. Schoenlein, P. Volfbeyn *et al.* “X-ray based subpicosecond electron bunch characterization using 90° Thomson scattering”. *Phys. Rev. Lett.* **1996**, 77: 4182.
- [203] N. D. Power, I. Ghebregziabher, G. Golovin *et al.* “Quasi-monoenergetic and tunable X-rays from a laser-driven Compton light source”. *Nat. Photon.* **2014**, 8: 24.
- [204] F. Albert and A. G. R. Thomas. “Applications of laser wakefield accelerator-based light sources”. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **2016**, 58: 103001.
- [205] B. Terzić, K. Deitrick, A. S. Hofler *et al.* “Narrow-band emission in Thomson sources operating in the high-field regime”. *Phys. Rev. Lett.* **2014**, 112: 074801.
- [206] S.-W. Bahk, P. Rousseau, T. A. Planchon *et al.* “Generation and characterization of the highest laser intensities ($10^{22} \text{W}/\text{cm}^2$)”. *Opt. Lett.* **2004**, 29: 2837.
- [207] M. Babzien, I. Ben-Zvi, K. Kutsche *et al.* “Observation of the second harmonic in Thomson scattering from relativistic electrons”. *Phys. Rev. Lett.* **2006**, 96: 054802.
- [208] Y. Sakai, I. Pogorelsky, O. Williams *et al.* “Observation of redshifting and harmonic radiation in inverse Compton scattering”. *Phys. Rev. Accel. Beams*, **2015**, 18: 060702.
- [209] Y. Y. Lau, F. He, D. P. Umstadter *et al.* “Nonlinear Thomson scattering: a tutorial”. *Phys. Plasmas*, **2003**, 10: 2155.
- [210] E. S. Sarachik and G. T. Schappert. “Classical theory of the scattering of intense laser radiation by free electrons”. *Phys. Rev. D*, **1970**, 1: 2738.
- [211] E. Esarey, S. K. Ride and P. Sprangle. “Nonlinear Thomson scattering of intense laser pulses from beams and plasmas”. *Phys. Rev. E*, **1993**, 48: 3003.
- [212] J. Koga, T. Zh. Esirkepov and S. V. Bulanov. “Nonlinear Thomson scattering in the strong radiation damping regime”. *Phys. Plasmas*, **2005**, 12: 093106.
- [213] S. G. Rykovanov, C. G. R. Geddes, C. B. Schroeder *et al.* “Controlling the spectral shape of nonlinear Thomson scattering with proper laser chirping”. *Phys. Rev. Accel. Beams*, **2016**, 19: 030701.
- [214] A. Di Piazza, C. Müller, K. Z. Hatsagortsyan *et al.* “Extremely high-intensity laser interactions with fundamental quantum systems”. *Rev. Mod. Phys.* **2012**, 84: 1177.
- [215] B. Quesnel and P. Mora. “Theory and simulation of the interaction of ultraintense laser pulses with electrons in vacuum”. *Phys. Rev. E*, **1998**, 58: 3719.

- [216] G. Pariente, V. Gallet, A. Borot *et al.* “Space-time characterization of ultra-intense femtosecond laser beams”. *Nat. Photon.* **2016**, 10: 547.
- [217] A. Jochmann, A. Irman, M. Bussmann *et al.* “High resolution energy-angle correlation measurement of hard X rays from laser-Thomson backscattering”. *Phys. Rev. Lett.* **2013**, 111: 114803.
- [218] O. Har-Shemesh and A. Di Piazza. “Peak intensity measurement of relativistic lasers via nonlinear Thomson scattering”. *Opt. Lett.* **2012**, 37: 1352.
- [219] A. G. R. Thomas, C. P. Ridgers, S. S. Bulanov *et al.* “Strong radiation-damping effects in a gamma-ray source generated by the interaction of a high-intensity laser with a wakefield-accelerated electron beam”. *Phys. Rev. X*, **2012**, 2: 041004.
- [220] M. Vranic, J. L. Martins, J. Vieira *et al.* “All-optical radiation reaction at 10^{21} W/cm²”. *Phys. Rev. Lett.* **2014**, 113: 134801.
- [221] F. V. Hartemann, A. L. Troha, H. A. Baldis *et al.* “High-intensity scattering process of relativistic electrons in vacuum and their relevance to high-energy astrophysics”. *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **2000**, 127: 347.
- [222] W. Bednarek, J. G. Kirk and A. Mastichiadis. “Production of gamma-rays by inverse Compton scattering in jets”. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **1996**, 120: 571.
- [223] R. M. Sambruna, C. M. Urry, L. Maraschi *et al.* “The high-energy continuum emission of the gamma-ray blazar PKS 0528 134”. *Astrophys. J.* **1997**, 474: 639.
- [224] P. Stewart and G. S. S. Sweeney. “Collective relaxation of ultra-relativistic plasmas”. *Astron. Astrophys.* **1975**, 44: 1.
- [225] J.-X. Li, K. Z. Hatsagortsyan, B. J. Galow *et al.* “Attosecond gamma-ray pulses via nonlinear Compton scattering in the radiation-dominated regime”. *Phys. Rev. Lett.* **2015**, 115: 204801.
- [226] W. Luo, T. P. Yu, M. Chen *et al.* “Generation of bright attosecond x-ray pulse trains via Thomson scattering from laser-plasma accelerators”. *Opt. Express*, **2014**, 22: 32098.
- [227] S.-Y. Chung, M. Yoon and D. E. Kim. “Generation of attosecond X-ray and gamma-ray via Compton backscattering”. *Opt. Express*, **2009**, 17: 7853.
- [228] H.-C. Wu and J. Meyer-ter-Vehn. “Giant half-cycle attosecond pulses”. *Nat. Photon.* **2012**, 6: 304.

致 谢

一转眼我的博士研究生生涯已经接近尾声。一路走来有太多的人我想要感谢。首先应当感谢我的导师陈民教授。陈老师是一位治学严谨、循循善诱、孜孜不倦的好老师。从四年前我作为一个工科专业的硕士毕业生到如今即将从交大物理与天文学院毕业，其中每一步的成长都离不开陈老师对我的教导和帮助。刚入学时我因为物理基础薄弱阅读文献困难，陈老师每周固定时间与我单独讨论，既为我答疑解惑也帮我解开心结建立信心。一年级下学期刚开始独立研究课题时，我总是摸不到门道长时间没有进展。陈老师不仅鼓励我让我不要着急，还常帮着我一起思考，每每有什么新的想法就会赶紧来学生办公室同我讨论。前期工作结束后，陈老师会写很长的邮件帮我拨开云雾了解整个研究领域面临的问题，带着我理清思路寻找接下去的研究课题。等我逐渐走上正轨，陈老师又努力为我营造出宽松的学术氛围，为我创造学术交流的机会。即将毕业时，当我站在人生的十字路口踌躇不前时，陈老师又会以自己的亲身经历和所见所闻设身处地的为我出谋划策。陈老师对科研有极大的热情，不管是周六日还是其他节假日，总能看到他在办公室里工作的身影。他研究兴趣广泛，办公室的门总是保持敞开，代表着欢迎大家随时进去同他讨论。陈老师为人随和幽默风趣，关心每个学生才华和兴趣是否得到施展。博士阶段我的每一个工作里，都包含了陈老师辛苦的工作；每一点成长中，也都充满了陈老师无微不至的关心和鼓励。您是我的贵人，我为自己能够遇到这样一个知行合一、言传身教的好老师而感到庆幸。四年来看到陈老师的白发日益增多，我也常因自己让老师劳神费力而感到愧疚。今后我会继续以陈老师为榜样，争取成为一个能帮助到别人能为社会贡献出自己力量的人。

同时，我还要感谢盛政明教授。在我硕士毕业对未来茫然若迷时，是盛老师把我带到了交大，引领我走上了高能量密度物理研究的道路。在北大与您初次见面时，您对我的关心和鼓励言犹在耳。盛老师是蜚声国际的物理学家，跟学生们相处时却仍然平易近人，百忙之中仍挤出时间指导课题组的每一个学生。您会顶着时差准时在组会上与我们探讨研究中的细节问题，会仔细地帮我们修改论文的每一稿，还会为了让学生们有更多机会出去开会交流，自己在外奔波时一直因陋就简。从盛老师这里我不仅学到了学术上的知识，更感受到了一个大物理学家的虚怀若谷，诲人不倦。感谢翁苏明老师和於陆勒老师无私的与我们分享他们的科研经验和科研想法。翁老师的有力组织和不断改良让我们的组会成为思维碰撞高谈雄辩的沃土。另外，还要感谢张杰老师、远晓辉老师、刘峰老师、Nasr 老师、何峰老师对我科研工作的关心和帮助，感谢黄芙蓉秘书，刘源师兄、

薛颖老师在各项事务上对我的帮助和支持。

感谢美国内布拉斯加林肯大学的 Umstadter 教授，与您的合作让我受益匪浅，在您的实验室我度过了收获颇丰的一个月。感谢在美国期间帮助我科研，照顾我生活的张平老师、闫文超师兄、刘成师兄和 Grigory。感谢北京航空航天大学机械学院的李刘合老师和香港城市大学物理系的朱剑豪老师，是两位老师教给了我科学研究的方法和态度，带领我走进了等离子体的奇妙世界。

感谢黎飞宇师兄和曾明师兄。两位师兄都是我们课题组最优秀的毕业生，是我博士阶段的榜样。你们认真又无私的将自己研究中的经验与我们分享，让我少走了太多的弯路；即使远在国外也会及时而又细致地回答我层出不穷的问题，是指引我科研道路的明灯。感谢张国博师兄，与你的交流讨论让我加深了对很多问题的理解，也迸发出了许多灵感的火花。感谢课题组的穆洁师姐、袁韬师兄、刘梦师姐、赵耀、余继晔、王慧超、赵前、郑小龙、朱兴龙、刘维媛、沈众辰、王有元、肖瀚等，以及同办公室的崔森师兄、徐天宇师兄、李志超、董善思、陈真、许亮、陈翔，我们互相帮助共同进步，分享了许多欢乐的时刻和成长的瞬间。感谢所有关心过我、帮助过我的家人、朋友、同学，愿所有的幸福都追随着你们。

感谢我的女友吴婉阳，认识你是我博士阶段最大的幸运。你总是关心我、支持我、鼓励我、包容我，感谢你陪我走过春夏秋冬潮起潮落，未来的日子也请你多多指教。

谨以此文献给我的母亲和父亲。从呱呱坠地到牙牙学语，从十年寒窗到背井离乡，三十年来我每一步的成长都离不开父母的无私奉献。你们把最好的都留给了我却还嫌自己给的不够，你们的爱是我前进最大的动力。希望爸妈慢一点变老，多给我一点时间孝敬你们。

攻读学位期间发表的学术论文

- [1] J. Luo, M. Chen, W. Y. Wu, S. M. Weng, Z. M. Sheng, C. B. Schroeder, D. A. Jaroszynski, E. Esarey, W. P. Leemans, W. B. Mori, and J. Zhang. *Multistage coupling of laser-wakefield accelerators with curved plasma channels*[J]. Physical Review Letters, Accepted.
- [2] J. Luo, M. Chen, M. Zeng, J. Vieira, L. L. Yu, S. M. Weng, L. O. Silva, D. A. Jaroszynski, Z. M. Sheng, and J. Zhang. *A compact tunable polarized X-ray source based on laser-plasma helical undulators*[J]. Scientific Reports, 2016, 6:29101.
- [3] J. Luo, M. Chen, G.-B. Zhang, T. Yuan, J.-Y. Yu, Z.-C. Shen, L.-L. Yu, S.-M. Weng, C. B. Schroeder, and E. Esarey. *Dynamics of boundary layer electrons around a laser wakefield bubble*[J]. Physics of Plasmas, 2016, 23:103112.
- [4] W. Yan, C. Fruhling, G. Golovin, D. Haden, J. Luo, P. Zhang, B. Zhao, J. Zhang, C. Liu, M. Chen, S. Chen, S. Banerjee, and D. Umstadter. *High-order multiphoton Thomson scattering*[J]. Nature Photonics, 2017, 11:514.
- [5] M. Chen, J. Luo, F.-Y. Li, F. Liu, Z.-M. Sheng, and J. Zhang. *Tunable synchrotron-like radiation from centimeter scale plasma channels*[J]. Light: Science & Applications, 2016, 5:e16015.
- [6] G. Golovin, W. Yan, J. Luo, C. Fruhling, D. Haden, B. Zhao, C. Liu, M. Chen, S. Chen, S. Banerjee, and D. Umstadter. *Injection and acceleration of electrons by the collision of laser-driven plasma wakes*[J]. submitted.
- [7] M. Zeng, J. Luo, M. Chen, W. B. Mori, Z.-M. Sheng, and B. Hidding. *High quality electron beam acceleration by ionization injection in laser wakefields with mid-infrared dual-color lasers*[J]. Physics of Plasmas, 2016, 23:063113.
- [8] G.-B. Zhang, M. Chen, C. B. Schroeder, J. Luo, M. Zeng, F.-Y. Li, L.-L. Yu, S.-M. Weng, Y.-Y. Ma, T.-P. Yu, Z.-M. Sheng, and E. Esarey. *Acceleration and evolution of a hollow electron beam in wakefields driven by a Laguerre-Gaussian laser pulse*[J]. Physics of Plasmas, 2016, 23:033114.

- [9] G.-B. Zhang, M. Chen, J. Luo, T. Yuan, J.-Y. Yu, Y.-Y. Ma, T.-P. Yu, L.-L. Yu, S.-M. Weng, and Z.-M. Sheng. *Acceleration of on-axis and ring-shaped electron beams in wakefields driven by Laguerre-Gaussian pulses*[J]. Journal of Applied Physics, 2016, 119:103101.
- [10] Z.-C. Shen, M. Chen, G.-B. Zhang, J. Luo, S.-M. Weng, X.-H. Yuan, F. Liu, and Z.-M. Sheng. *Acceleration and radiation of externally injected electrons in laser plasma wake-field driven by a Laguerre-Gaussian pulse*[J]. Chinese Physics B, 2017, 26:115204.
- [11] 罗辑, 陈民, 盛政明, 张杰, 迪诺·雅罗辛斯基. 激光尾波场加速器的级联装置以及级联系统 [P]. 中国专利, 专利申请号: 2017114088134.