

申请上海交通大学硕士学位论文

拉盖尔高斯激光脉冲驱动的尾场中外注入电
子的加速和辐射

硕 士 研 究 生：沈众辰

学 号：115072910005

导 师：陈民 特别研究员

申 请 学 位：理学硕士

学 科：激光等离子体物理

所 在 单 位：物理与天文学院

答 辩 日 期：2018 年 3 月

授予学位单位：上海交通大学

Dissertation Submitted to Shanghai Jiao Tong University
for the Degree of Master

**Acceleration and radiation of externally
injected electrons in laser wakefields driven
by a Laguerre-Gaussian pulse**

Candidate :	Zhongchen Shen
Student ID:	115072910005
Supervisor :	Dr. Min Chen
Academic Degree Applied for :	Master of Science
Speciality :	Laser and Plasma Physics
Affiliation :	School of Physics and Astronomy
Date of Defence :	Mar, 2018
Degree-Conferring-Institution :	Shanghai Jiao Tong University

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《拉盖尔高斯激光脉冲驱动的尾场中外注入电子的加速和辐射》，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。

保密，在___年解密后适用本授权书。

本学位论文属于

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

拉盖尔高斯激光脉冲驱动的尾场中外注入电子的加速和辐射

摘要

随着超强激光与等离子体物理的不断发展，探索它们之间的相互作用已成为物理学家的一个研究焦点。其中，超短超强激光脉冲在等离子体中激发的尾波场的加速梯度可达 100 GeV/m ，比传统加速器高了三个量级，掀起了全世界对新型加速器的研究热潮。由于其极大的加速梯度，基于激光等离子体尾波的新型加速器有望在桌面尺度产生高能电子束，同时这些电子束在尾场中会产生同步辐射，具有与驱动光脉冲天然同步的特性。这些紧凑的粒子源和辐射源，在物理、生物和材料科学领域可以有着广泛的应用。本论文针对拉盖尔高斯（Laguerre-Gaussian, LG）激光驱动尾波场的产生，及外注入电子在其中的加速和辐射，开展了相关的研究。

论文主要包括四个部分：

第一部分介绍了激光等离子体相互作用中尾波场的激发、多种电子注入机制、驱动激光的导引（包括相对论自导引、预等离子体通道和放电毛细管导引）和理论研究所需的粒子模拟 Particle-In-Cell(PIC)。从中可以发现激光尾波能在极短距离内加速电子至极高的能量（Laser Wakefield Acceleration, LWFA）；高精度的电子注入方式可以使得被加速电子束具有高的品质；激光的相对论自导引、预等离子体通道和放电毛细管导引可以延长激光的有效传播距离，提升被加速电子束的能量；PIC 模拟可以对包含尾波加速在内的激光与等离子体的相互作用给出精确的模拟研究。

第二部分介绍了强激光驱动的 X 射线源和适用于被尾场加速的电子束的辐射计算程序--虚拟同步辐射探测器 VDSR（Virtual Detector for

Synchrotron Radiation)。由强激光驱动的 X 射线源具有传统 X 射线管所没有的诸多优秀性质：其结构更紧凑，辐射强度可以更高、可调谐性好和准直性高等。这类 X 射线源主要包括 K_{α} 射线源和 Betatron 辐射源，其中 K_{α} 射线源是强激光与固体靶相互作用中产生的，Betatron 辐射源是被加速电子束在尾场里做横向振荡运动产生的。

第三部分介绍了激光的发展与不同模式的激光特性，我们主要介绍了拉盖尔高斯激光 (Laguerre-Gaussian, LG) 和贝塞尔高斯激光 (Bessel-Gaussian, BG) 的一些特性：如贝塞尔高斯激光具有“无衍射”和“自愈”的特性；拉盖尔高斯激光具有轨道角动量的特性。这些具有特殊性质的激光大大拓展了激光在科学研究和生产生活方面的应用。

第四部分介绍了我们论文工作的主要内容，我们综合以上所介绍的内容，通过三维 PIC 模拟研究了拉盖尔高斯激光驱动的具有圆环结构的尾场对外注入电子的加速和辐射。研究显示在几百微米的加速距离内，被捕获电子的总电量和方位角动量可以稳定地保持不变。并且电子会在尾场中进行低频的回旋运动和高频的振荡运动，从而导致同步辐射 (Synchrotron Radiation)，其辐射谱主要由电子的振荡运动所决定。不同于通常的尾场中电子束的辐射，在该机制下我们发现远场辐射斑具有轴对称性，通过 VDSR 程序研究发现这是因为电子束整体一致的横向注入和在环状尾场中的螺旋运动造成的。我们的研究为建立紧凑的激光等离子体加速器和可调谐辐射源提供了新的思路。

关键词：激光尾场加速机制，三维 PIC 模拟，同步辐射，拉盖尔高斯激光，VDSR

Acceleration and radiation of externally injected electrons in laser wakefields driven by a Laguerre-Gaussian pulse

ABSTRACT

As the development of high-power laser and plasma physics, the interaction between high-power laser and plasma becomes a focus of physics researches in recent years. The acceleration gradient of the wakefield excited by a high power laser in plasma can be as high as 100 GeV/m which is about three orders of magnitude higher than that of the conventional accelerator. Because of this huge acceleration gradient, the accelerator based on laser plasma wakefield has great potential to make tabletop electron and radiation sources and it has attracted worldwide attentions in the last few decades. These compact electron and radiation sources may have wide applications in physics, biology, and material sciences. The current thesis is aimed at a tunable compact radiation source based on wakefield excited by a Laguerre-Gaussian pulse.

The thesis includes four parts:

The first part introduces the fundamental knowledge of laser wakefield acceleration including different electron injection methods, relativistic or self-guidance of lasers, pre-plasma channel guidance and Particle-In-Cell simulations methods. The laser wakefield acceleration can accelerate electrons to GeV energy in centimeter distance. High quality electron beams could be obtained through different optimized electron injection methods. The relativistic self-guidance of lasers and pre-plasma channel guiding can prolong the effective propagation distance of laser. Moreover, the Particle-In-Cell(PIC) simulations can provide detailed studies on the interaction between laser and plasma.

The second part introduces the X-ray sources driven by high power laser and a code used in our studies for radiation calculation, i.e. Virtual Detector for Synchrotron Radiation (VDSR). Compared with the traditional X-ray

tube, the X-ray sources driven by high power laser have a lot of excellent characters, such as: high intensity, flexible tunability, compactness and so on. The X-ray sources driven by high power laser include K_{α} radiation source, Betatron radiation source and so on. The K_{α} radiation source is produced by the interaction between laser and solid targets. The Betatron radiation source is produced by the betatron motions of electrons in a laser driven wakefield.

The third part introduces the development of lasers and several kinds of special laser modes including Laguerre-Gaussian laser and Bessel-Gaussian laser. We also introduce the properties of the non-diffraction and self-healing of Bessel laser. And the properties of Laguerre-Gaussian laser including orbital angular momentum. Lasers with these special characters make them widely used in many applications, such as optical trapping and optical communications.

In the last part we have introduced our main work on the LG pulse driven wakefield acceleration and Betatron radiation. By using three-dimensional particle-in-cell simulations externally injected electron beam acceleration and radiation in donut-like wakefields driven by a Laguerre-Gaussian pulse have been investigated. Studies show that during the acceleration process, the total charge and azimuthal momenta of electrons can be stably maintained for a few hundreds of micrometers. Electrons experience low frequency spiral rotation and high frequency betatron oscillation, which leads to synchrotron-like radiation. And the radiation spectrum is mainly determined by the electrons' Betatron motion. The far field distribution of radiation intensity shows axial symmetry due to the uniform transverse injection and spiral rotation of electrons. So, our studies suggest a scheme for tunable radiation sources based on a compact LG laser plasma accelerator.

KEY WORDS: Laser Wakefield Acceleration, Particle-In-Cell

Simulation, Synchrotron Radiation,
Laguerre-Gaussian laser, VDSR

目 录

拉盖尔高斯激光脉冲驱动的尾场中外注入电子的加速和辐射	IV
摘 要	IV
第一章 绪论	1
1.1 引言	1
1.2 激光与等离子体物理的发展	1
1.3 基于激光等离子体相互作用的尾场加速机制	3
1.4 不同的电子注入方式	4
1.4.1 自注入	4
1.4.2 密度梯度注入	5
1.4.3 光注入	5
1.4.4 离化注入	6
1.5 激光的相对论自导引	7
1.6 预等离子体通道和放电毛细管	8
1.7 PIC 模拟程序	10
1.8 本章小结	11
第二章 激光驱动的辐射源	12
2.1 关于 X 射线的介绍	12
2.2 激光与固体靶相互作用产生的 K_{α} 射线源	13
2.3 Betatron 辐射源	15
2.4 辐射计算程序 VDSR	16
2.5 本章小结	17
第三章 不同模式的激光	18
3.1 关于激光的介绍	18
3.2 贝塞尔高斯激光	19
3.3 拉盖尔高斯激光	20
3.4 涡旋激光的应用	22
3.4.1 光学操控	22
3.4.2 光通信	22
3.5 本章小结	23
第四章 拉盖尔高斯激光驱动的尾场中电子的加速和辐射	24
4.1 拉盖尔高斯激光驱动的尾场	24
4.2 拉盖尔高斯激光驱动的尾场中被加速的电子的运动情况	26
4.3 拉盖尔高斯激光驱动的尾场中被加速的旋转电子的辐射	29

4.4 本章总结	30
第五章 总结	32
参 考 文 献	33
致 谢	37
攻读硕士学位期间已发表或录用的论文	38

第一章 绪论

1.1 引言

加速器的发展使得科学家们在粒子物理领域取得了许多重大的发现，确定了大量基本粒子的信息。近年来，在 CERN 的大型强子对撞机上发现的希格斯玻色子，对粒子物理乃至整个物理学的发展都意义重大。当前人们正希望通过更高能对撞机的建设，了解基本粒子更多的信息。然而，经过多年的发展，一台用于科学研究的传统加速器的成本仍然在数十亿到数百亿美元之间，单个国家的财力难以支撑，很多国家必须联合出资才能共建一台加速器，且维护费用相当高昂。这是因为传统加速器由于受到管壁材料破坏阈值及放电的限制，其加速梯度一直束缚在 100 MeV/m 左右，更高的粒子能量意味着更长的加速距离，更高的造价。30 年前，一种新型的由激光或者粒子束驱动的基于等离子体尾场的加速机制被提出[1, 2]。由于使用等离子体作为加速结构的材料，其电场能够突破材料的破坏阈值，使得该类加速器的加速梯度可以达到 100 GeV/m，比传统的粒子加速器足足高了三个数量级，这使得以等离子体为加速介质的新型粒子加速在世界范围内受到了广泛的关注，近年来得到了迅猛的发展。

1.2 激光与等离子体物理的发展

世界上第一台激光器诞生于 1960 年[3]，50 多年来这项伟大的发明在诸多领域得到了广泛的应用，比如：激光医学，激光加工和激光武器等等，大大改变了人们的生活。在科研领域，随着啁啾脉冲放大技术（Chirped Pulse Amplification, CPA）的提出[4]，激光强度更是不断增加。图 1-1 的左纵坐标显示了激光强度随着年份的提升，右纵坐标显示了与之对应的物理学发展。当激光的聚焦强度超过 10^{15} W/cm^2 ，通过隧道电离机制[5]，激光可以瞬间将物质分解为电子和离子的混合物，形成等离子体（plasma）。如果激光强度进一步增加，通过量子电动力学过

程，更多的新物质（如正电子、 γ 光子等）会出现。若光强继续增加，除了电磁相互作用外，弱相互作用和强相互作用也有可能被包含进来[6]。

激光电离中性物质形成的等离子体由电子和部分电子被剥夺后的离子组成，是一种离化的气体物质，通常被称为物质的第四态。等离子体按温度可分为高温等离子体和低温等离子体。高温等离子体只有在温度足够高时才会产生，往往存在于宇宙中的恒星、太阳风和地球上的惯性约束聚变中；低温等离子体则与我们生活息息相关，我们日常见到的低温等离子体有闪电、日光灯和显示器等，如图 1-2 所示。

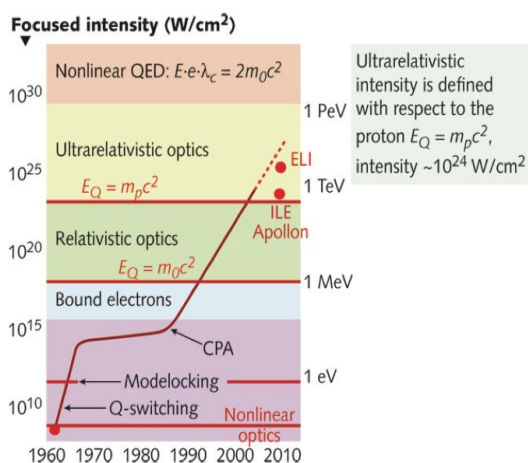


图 1-1 随着激光强度的提升，物理学的发展[6]。

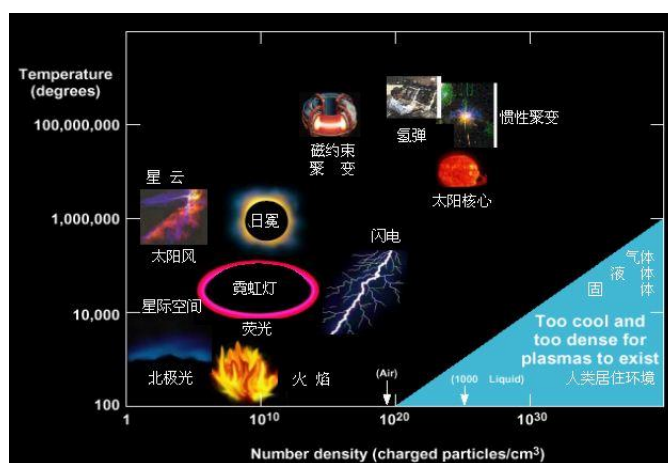


图 1-2 各种等离子体的温度和密度范围[7]。

1.3 基于激光等离子体相互作用的尾场加速机制

当前激光等离子体研究中最重要应用之一就是激光尾波加速。该机制由 Toshiba Tajima 和 John Dawson 于 1979 年提出，他们在《物理评论快报》(Physical Review Letters) 上的论文首次提出了基于强激光和等离子体相互作用的尾场加速机制 (LWFA) [1]。当超短超强激光在低密度等离子体中传播时，激光的有质动力 ($F_p \approx -(m_e c^2 / \bar{\gamma}) \nabla a^2 / 2$) 会将等离子体中的电子排开，而等离子体中的离子由于质量远高于电子，在激光传播过程中基本没有移动，在等离子体中产生了静电分离场。当激光经过电子之后，电子受到离子的静电力而往平衡位置运动，造成电子的纵向振荡，产生了电子等离子体波[8]，由于其位于激光的后面，又被形象地称为激光尾波。电子和离子分离产生的静电场称为激光尾波场，其相速度近似等于驱动激光脉冲的群速度 ($v_{wp} \approx v_{Lg}$)。尾波场的加速梯度与等离子体的密度正相关， $E(\text{V/m}) \approx 96\sqrt{n_0(\text{cm}^{-3})}$ ，当 $n_0 \approx 10^{18} \text{cm}^{-3}$ 时， $E \approx 100 \text{ GeV/m}$ ，该强度比传统射频腔的电子加速器的加速梯度高了三个量级，可以使电子在厘米尺度上被加速到 GeV 量级[9-11]。因此基于激光等离子体的尾场加速器有望大大减小加速器的体积，降低加速器的造价，实现小型化，造价低的台面型加速器。

当激光在等离子体中传播时，其后激发的尾波场对电子既具有加速相位也具有减速相位。当电子的纵向传播速度大于尾波场的传播速度，并且此时电子又正处于尾波场的加速相位时，电子会被尾波场持续加速，我们称此时电子被尾波场捕获。由于被加速电子的速度非常接近光速，而尾波场的相速度比光速低，所以电子会逐渐越过尾波场的加速相位，进入减速相位，从而失去被加速的能力，此时截断等离子体即可以使得高能电子射出。对于一个高速运动的电子，它在激光的传播方向上从被加速到进入减速相位的距离叫失相长度，其表达式为 $L_d = (\omega^2 / \omega_p^2) \lambda_p a_0 / 3\pi$ 。电子束的最大可加速能量很大程度上与失相长度是相关的，因此增加电子束在尾波场中的加速距离，同时尽可能地减少在减速相中的运动时间，可以有效提高电子束的能量；若使得电子一部分进入失相，一部分又处在加速相，实现在相空间的凝聚，可以大大降低电子束的整体能散。

激光尾波加速的研究目标之一是希望得到单能性和发射度品质高，稳定性好的电子束，近年来激光尾波加速的主要工作都集中于此。最初激光等离子体尾波加速实验中产生的电子束都具有很大的能散，有的甚至达到了100%[12]，远远达不到广泛应用的要求。2004年，来自不同国家的三个独立团队在改善激光传输的条件下，在《自然》(Nature)杂志上同时发表了他们对降低电子束能散的研究成果：他们分别利用短脉冲激光驱动尾场来加速电子，最终得到了电量大于100 pC，平均能量接近100 MeV，能散小于10%和发散角仅为几个mrad的高质量电子束[13-15]，当时被Nature杂志称为“梦之束(Dream Beam)”。其中来自美国劳伦斯伯克利国家实验室(LBNL)的Geddes等人采用的是利用预等离子体通道导引一束超短超强激光，大大增加了激光的传播和尾场加速距离，最终产生能量超过80 MeV，发散角仅为3 mrad的电子束；来自英国的Mangles等人通过调节等离子体密度优化加速参数，最终在实验中产生了能量为70 MeV，能散小于6%的准单能电子束；来自法国LOA实验室的Faure等人提升了激光的强度，通过自导引和空泡加速机制最终得到了准单能的电子束，其中心能量高达170 MeV。

1.4 不同的电子注入方式

1.4.1 自注入

当高强度的激光在低密度的等离子体中传播时，等离子体中的背景电子除了与离子产生电荷分离场外，这些背景电子还会从激光获得能量，通过与等离子体的碰撞被加热，导致其遵循的背景流体的规则运动被打破，继而发生了波破(wave breaking)，当某些波破背景电子的速度达到尾场的俘获阈值，它们有可能被尾场捕获，这就是电子的波破自注入，属于第一类电子注入方式。在最初始的激光等离子体尾波加速实验中，自注入是主要的电子注入方式。在这种注入方式下，输出电子的总电量一般在nC(nano Coloumb)量级，它们的能谱大都随能量增加呈指数下降趋势，电子束的整体能散很大[16]。另外，由于该种电子的自注入非常依赖激光等离子体相互作用中的非线性效应，无法准确控制被加速电子的注入相位

和电量，所以这种实验的结果非常不稳定，并且可重复性不好，因此自注入不是理想的电子注入方式。

随着人们对激光尾波场的特性研究的不断深入，发现如果从外部干预等离子体波，使其在局部相位上满足电子的注入条件，即可实现电子的受控注入。现在比较有效的电子受控注入方式有密度梯度注入、碰撞光注入和离化注入等，通过这些注入方式，以期获得可调谐的、更稳定的和更高品质的电子束。

1.4.2 密度梯度注入

密度梯度注入最初是由 S.V. Bulanov 等人提出[17]，由 Suk 等人进一步发展[18]，现已成为一种重要的电子注入方式。其实现方式是在激光的纵向传播轴上，逐渐降低等离子体的密度，使得尾波场的波长变长，尾场的相速度降低，相当于降低了尾场的捕获阈值条件，从而使得更低能量的电子都能被尾场捕获。从密度梯度注入的原理分析可知，这种注入方式属于自注入的一种[19]。它的优点是注入电子的横向发射度相对而言可以很低，这使得该机制近年来受到了较为广泛的关注。

实验中密度梯度注入是由两个或两个以上的密度喷嘴，或气体与真空之间的密度渐变区域实现的。2008 年 Geddes 等人首次利用等离子体密度的下降沿实现了电子的可控注入，获得了发射度仅为 $0.2 - 0.4\pi \text{ mm mrad}$ 的稳定电子束[20]。

1.4.3 光注入

光注入是第二类常用的电子注入方式，主要包括有质动力注入和碰撞光注入两种方式。

有质动力注入是由 Umstadter 在 1996 年提出[21]：采用两束相互垂直的激光脉冲，第一束激光脉冲（泵浦光）在等离子体中纵向传播，激发出尾场，第二束激光（注入光）横向穿过尾场，第二束激光的横向有质动力可以加速小部分等离子体尾波中的背景电子，使得它们被尾场捕获。

碰撞光注入的理论最早由 Esarey 等人提出[22]，经过不断发展，现在碰撞光

注入主要包含两束激光碰撞注入和三束激光碰撞注入两种方案。两束激光碰撞注入是通过第一束激光激发出尾场，然后第二束强度较低的激光反方向撞向第一束激光，两束激光重叠区域产生的驻波的有质动力可以预加速等离子体中的电子，使之被尾场捕获[23]。实验方面，2006年法国的 Faure 等人使用双激光碰撞完成了尾波场捕获和加速电子，并且通过调节等离子体密度使得电子的自注入没有发生，注入仅来源于受控的光注入，大大提高了最终获得的电子束质量：中心能量维持在 117 ± 7 MeV，能散度为 $11 \pm 2\%$ ，电量为 19 ± 6.8 pC，发散角为 5.8 ± 2 mrad[24]。通过改变双光束的延迟，可以控制电子的注入位置，从而控制最终被加速电子束的能量。三束激光碰撞注入的实现方式类似于两束激光碰撞注入：也是一束较强的激光激发尾场，通过两束对向传输的较弱的激光在第一束激光后面相撞产生拍频，通过拍频波使得部分电子被加速而进入尾场的加速相位[22, 25]。该方式相对于双光束方案的优势在于，可以通过调节三光束延迟来控制被注入电子处在第一束激光尾场的不同波包内（双光束注入方案电子主要注入在第一波包内），从而避免电子束与驱动激光的相互作用，降低电子束横向发射度。当然，这种方式的缺点也很明显，就是大大增加了装置复杂性，在实验中需要极高的精度来控制激光之间，及其与等离子体在时空上的同步和匹配[26]。

1.4.4 离化注入

离化注入是第三类常用的电子注入方式，现在应用的最为普遍。最早在 Umstadter 提出有质动力光注入的尾场的最后讨论处被提及[21]，其第一个真正的计算机模拟研究由陈民等人于 2006 年完成[27]。离化注入的原理是：原子有很多能级，不同强度的激光可以电离不同能级上的电子。对于高 Z 气体（ Z 是原子的主量子数），能够电离它们相邻能级的激光强度往往差距很大。例如氮气，N 原子的第五个电子的电离势为 97.9 eV，而第六个电子的电离势为 552 eV，后者比前者高了 5 倍。离化注入一般使用混合气体靶，由大量的低 Z 气体和少量的高 Z 气体组成。当激光与混合气体靶作用时，低 Z 气体会被激光前沿低强度的激光完全电离，形成等离子体，高 Z 气体的部分外层电子也会在同期被电离，共同组成背景

等离子体。当激光穿过等离子体并且激发尾场后，在尾场的加速相位前端，高 Z 气体的更高能级的电子当且仅当激光强度足够高时才会被激光逐渐电离释放，而此时其电离位置往往已经接近背景等离子体波的中部。这些刚被电离的静止的电子在滑移到尾场加速相位的后端时有可能获得MeV量级的能量，满足尾场的捕获条件，从而成功被尾场捕获，获得进一步加速[28]。在实验方面，国际上多个研究组以及我们上海光机所的刘建胜等人已经利用该注入方式获得了GeV量级的准单能电子束[29]。离化注入的优点是需要的激光强度并不太高，实验布局比较简单，输出电子的稳定性相当高，而且发射度不大，是一个很有发展潜力并且容易实施的高效便捷的电子注入方式，近年来被广泛研究和应用。其缺点是由于注入容易，持续注入会使得通常获得的电子束的能散较高。近年来，多种改进方案被提出来，进一步降低了电子束的能散[30-36]。

1.5 激光的相对论自导引

实验中，为了获得高的聚焦激光强度，往往将激光聚焦到非常小的焦斑大小 w_0 。由于衍射效应，该激光脉冲传播一个瑞利长度($Z_R = \pi w_0^2 / \lambda_0$)后其焦斑会扩大到 $\sqrt{2}w_0$ ，这时激光聚焦强度大幅减小，可能无法激发形成较强的尾场，这使得尾场的持续长度往往受限于激光自散焦，仅为瑞利长度量级，如图 1-3。

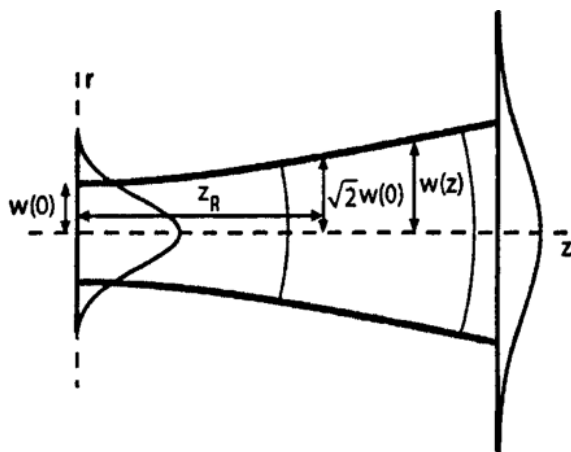


图 1-3 激光的自散焦和瑞利长度。

虽然激光的衍射效应无法避免，面对日益增加的能量需求，人们提出了

多种方法来延长激光的有效传播距离。第一种方法是利用相对论强度下激光的相对论自聚焦效应，使激光传播多个瑞利长度。其主要的原理是通过相对论效应对电子质量的修正，从而改变等离子体的折射率分布，实现激光导引。假设传输模式是中心柱对称的，根据电磁波在等离子体中的传播方程可以知道等离子体的折射率为： $\eta_R(r) = 1 - \omega_p^2 n_e(r) / 2\omega^2 n_c \gamma(r)$ ，其中， n_c 是等离子体的临界密度， γ 是电子的相对论因子。对于一束普通的高斯激光，其激光强度在 $r = 0$ 处最强，那么中心轴处的电子的振荡能量最大，即电子的相对论因子最大，所以中心轴处的等离子体折射率最高，越往两边折射率越低，类似于“正透镜”，可以聚焦激光，平衡自散焦，从而使得激光可以传播多个瑞利长度。此外理论分析还表明，对于相对论自聚焦，激光强度需要达到最低阈值： $P_c[\text{GW}] \approx 17(\omega/\omega_p)^2$ 。当激光的强度高于此阈值时，激光的焦斑会在小尺度内波动，保证激光在较长的时间内被聚焦导引。实验上，1995年来自法国的 Monot 等人使用了功率为 10TW 的激光，在密度为 $2.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 的等离子体内的传播距离大于 3 mm，超过了 10 倍的瑞利长度[37]。

第二种方法是有质动力自聚焦，通过改变等离子体中电子的密度分布，也可以让激光导引的更远。当激光进入等离子体中时，激光的有质动力会排开轴上的电子，那么轴上的电子密度会降低，根据上面等离子体的折射率公式可以知道轴上的折射率升高，两边的折射率降低，等离子体再次形成“正透镜”效应，从而实现增加激光传播距离的效果。

1.6 预等离子体通道和放电毛细管

当超短超强激光在等离子体中传播时，其自导引效应不再显著，因此依靠外部导引方式来约束强激光的发散，导引强激光远距离传播是很有必要的。现在试验中常见的外部导引方式有两种：一种是预等离子体通道，另一种是放电毛细管。

预等离子体通道是一个纵向均匀，横向分布能够聚焦导引激光的密度通道，一般的横向密度分布为：

$$n = n_0 + \Delta n \frac{r^2}{r_0^2}, \quad (1-1)$$

其中 n_0 是通道中心处的等离子体密度， $\Delta n = n(r_0) - n(0)$ 是通道的边缘和中心密度差， r_0 是通道横向半径。对于一束低强度（ $a^2 \ll 1$ ）、低功率（ $P \ll P_c$ ）的激光脉冲，其折射率为：

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

从折射率和密度通道公式可以看出，这样的通道也具有中间折射率高，两边折射率低的性质，类似于“正透镜”一样的效果，从而可以延长激光的传播距离。

早期等离子体通道是通过动力学膨胀产生的：当激光在等离子体中传播时，激光会离化中性原子产生等离子体，同时等离子体也会被激光加热，并使之膨胀，最后形成的是两边密度高，中间密度低的通道，可以导引第二束激光脉冲长距离传播[38, 39]。后来人们采用“加热-点火”机制，使用两束激光分别离化原子产生和加热等离子体，产生等离子体通道。前面提到“梦之束”中来自美国 LBNL 的 Geddes 等人就是通过这种方式产生的预等离子体通道导引激光，获得了高品质的电子束[14]。

由于此种实验装置的精度要求很高，因此人们使用烧蚀型放电毛细管来导引激光：通过对毛细管烧蚀和放电产生并加热等离子体，然后通过流体膨胀形成等离子体通道。在实验中已有人通过10 mm长的烧蚀型毛细管产生了560 MeV的准单能电子束[40]。然而此种通道的产生方式会破坏毛细管，使得毛细管的使用寿命短，且成本较高。

由于烧蚀放电毛细管具有很多缺陷，比如离化散焦、成本较高等，现在很多实验都采用充气型放电毛细管，开展激光尾场加速研究[10]。即在管中充入氦气，由高压电源击穿气体产生等离子体，再通过电流加热使之膨胀。一般充气型放电毛细管采用的是耐高温的蓝宝石晶体，可反复使用，极大降低了成本。相对于其它的激光导引途径，充气型放电毛细管可以在更低的等离子体密度下导引任意强度的激光，并且延长激光的传播距离到 cm 量级。

1.7 PIC 模拟程序

随着激光功率增加，激光尾场加速的实验装置越来越复杂。并且由于激光和等离子体相互作用中非线性效应的存在，从理论上对物理模型进行直接求解变得异常复杂。这使得激光尾波加速的实验研究和理论研究都越来越困难。所以通过计算机建立模型来研究激光和等离子体相互作用成为人们的一个重要研究手段。计算机模拟主要包括流体力学模拟和动理学模拟：流体力学模拟是解激光和等离子体相互作用下的流体力学方程；动理学模拟是研究在相互作用产生的电磁场中粒子的动力学行为。由于超短超强激光与等离子体相互作用的时间短，且少数粒子的动力学行为是现在主流研究的对象，所以现在计算机模拟主要集中在动理学模拟。粒子模拟 Particle-In-Cell (PIC) 是一大动理学模拟方法，由 Buneman 在 1959 年提出[41]，Birdsall 等人在 1969 年又进一步提出了有限大粒子模型[42]，这使得人们现今可以通过高性能计算机来对激光尾波加速的微观机制进行高精度可重复的研究，对粒子与波，波与波之间的相互作用认识大大增加。

PIC 模拟是从第一性原理出发追踪等离子体中带电粒子在自生场和外加场下运动，以及等离子体自身电磁场演化的一种自洽描述粒子运动和自洽场演化的数值模拟方法。通过对大量带电粒子统计信息的分析，可以从宏观上了解等离子体的性质，所以 PIC 模拟不仅在微观上，也能在宏观上全面反映激光等离子体相互作用的实际过程，一定程度上代替实验研究。

整个 PIC 模拟的流程可分为以下几步：首先预先设定激光与等离子体的各项参数（如激光强度、焦斑大小、传播方向和等离子体的密度、温度分布等等），然后通过等离子体分布，来计算获得空间网格上的电荷和电流分布，之后利用麦克斯韦方程组求解网格上的电磁场演化，最后通过求解好的电磁场计算带电粒子所受到的电磁力，通过粒子运动方程获得下一时刻的粒子的位置与速度，从而实现对等离子体分布的更新，至此一轮循环完毕，之后继续求解电磁场和粒子的运动情况，直至循环到达给定的时间。

PIC 模拟要追踪激光等离子体相互作用中所有带电粒子的运动情况，我们假

定模拟等离子体密度约为 10^{18}cm^{-3} ，模拟盒子的空间大小为 $1000\ \mu\text{m}^3$ ，那么总粒子数约可达到 10^9 个。用计算机追踪这么多粒子的运动基本不可能，同时由于在研究等离子体时人们通常只关注大于德拜长度的等离子体的集体效应，所以用一个超粒子来代表相空间中相邻的 N 个带电粒子，既符合实际的情况，也可以大大降低计算机的硬件需求，使计算成为可能。另外，电磁场求解是通过时空离散化完成的。PIC 模拟中模拟盒子被划分为一定大小的网格，通过求解网格上的电磁场并且插值来计算粒子受力，粒子运动产生的电流和密度也是离散化到空间网格的。这种划分可以根据不同的研究对象设置不同的计算精度，调整网格的划分精细程度，以合理利用计算资源。

现今全世界很多研究团队都在不断发展与完善粒子模拟程序：来自德国马普光量子所的 Lichters 等人在 1988 年开发了 1D3V 的模拟程序 LPIC++[43]；Pukhov 等人在 1999 年开发了模拟程序 VLPL (Virtual Laser Plasma Lab) [44]；2002 年美国加州大学洛杉矶分校等单位联合开发了 OSIRIS 程序[45]，该程序是一个非常全面的大型模拟程序，既包含了电离和碰撞离化过程，又包含辐射阻尼、正负电子对产生等量子电动力学过程，还具有非常方便的后处理图像程序 Visual XD。本工作的激光等离子体模拟都是基于此程序进行的。在我国，盛政明、陈民等人开发了自己的 PIC 模拟程序 Kinetic LAsEr Plasmas (KLAP) [46]，通过该程序他们在激光传输、粒子加速和输运、电磁辐射等方面做了大量的工作。此外，中国工程物理研究院，国防科技大学等单位也都具有自主知识产权的粒子模拟程序，并且利用这些程序在激光等离子体领域做出了很多优秀的工作。

1.8 本章小结

本章主要介绍了激光尾场加速机制 (LWFA)，多种电子注入方式，激光的相对论自导引，外部导引激光的等离子体通道和 PIC 模拟程序。其中激光尾场加速机制和高效的电子注入方式可以产生高能高品质的电子束；激光的相对论自导引和预等离子体通道可以延长激光的传播距离；PIC 模拟则是从数值的角度模拟激光与等离子体之间的相互作用的主要手段之一，这些是本论文研究工作的基础。

第二章 激光驱动的辐射源

2.1 关于 X 射线的介绍

1895 年德国科学家伦琴在研究阴极射线时意外发现了 X 射线[47]，这种射线具有很强的穿透能力，在很多领域有着广泛的应用，例如：医学诊断、工业探伤和基础科研中的各种探测等等。X 射线又被称为伦琴射线，1901 年首届诺贝尔物理奖颁发给了伦琴。它是 19 世纪末 20 世纪初物理学三大发现之一，与放射线和电子的发现共同标志了现代物理学的诞生。

X 射线的波长介于 0.01 nm~10 nm 之间，在电磁波谱上处于紫外波段和伽马射线波段之间。通常我们称波长小于 0.1 nm 的 X 射线为硬 X 射线，波长大于 0.1 nm 为软 X 射线。另外从波长与光子能量的关系 $\lambda[\mu\text{m}] \cdot E[\text{eV}] = 1.24$ 可以看出 X 射线辐射出的光子能量范围从 0.1 keV 到 10 keV。

传统的 X 射线源大都是通过 X 射线管获得的，X 射线管是工作在高电压下的真空二极管。经过多年的发展，其尺寸越来越紧凑，性能也越来越稳定，在各大领域内广泛应用，但是其相对较低的性能和效率还是很难满足大量的科研需求。于是科学家们继续探索，在电子储存环上发现了同步辐射光机制，成功研制了高品质的同步辐射光源，通过这种光源，X 射线在各方面的性能参数都出现了质的飞跃，而且其应用得到了迅猛的发展，扩展到了生物、材料、化学等等诸多学科。然而由于这种大型科研装置依赖于高品质的高能电子源，通常造价都非常高，仅有少数国家拥有该类装置。目前世界上最先进的同步辐射光源有日本的 Spring-8，美国阿贡国家实验室的先进光源 APS 和欧洲的 ESRF 高能辐射光源，我国的上海光源（SSRF）也是目前世界上最先进的第三代同步辐射光源之一。

那么除了低性能的传统 X 射线源与体积巨大、成本高昂的同步辐射光源之外，是否存在体积小、成本低、但各项性能又均较好的光源呢？强激光驱动的 X 射线源有可能满足这些条件[48]，它是将激光的能量通过尾场加速或者激光直接加速传递给电子，通过电子的加速运动辐射出 X 射线。这样的 X 射线源有很多优点：较

低的成本、较小的尺寸、可控的光谱和极短的脉冲时间等，这些优点让强激光驱动的 X 射线源发展前景非常广阔，近年来受到了广泛的关注[49, 50]。

得益于激光强度的不断上升，在激光等离子体尾波加速中，尾场的纵向电场可以在厘米尺度内加速电子至数 GeV 的高能量，同时这些电子在尾场横向力作用下，做横向旋转或振荡，不断向外辐射出高能光子，这可以作为一种新型的台面型 X 射线源。相比于动辄花费数十亿的大型 X 光源，这种强激光驱动的 X 光源造价一般在数百万至千万人民币，具有巨大的应用潜力和广泛的应用前景。早在 2004 年法国 LOA 实验室的 A. Rousse 等人就通过飞秒激光与等离子体相互作用产生了在 keV 量级上的宽谱 X 射线[51]，从那时起全世界的很多团队开始研究强激光驱动的 X 射线产生及其潜在的应用。

如今强激光驱动的 X 射线源是激光等离子体领域的一个重要研究方向，除了激光与固体靶相互作用产生的 K_{α} 射线源，非相干 X 射线产生的主要机制包括激光加速电子束与另一束激光作用的康普顿散射辐射源和电子束在激光尾场中做横向振荡的 Betatron 辐射源。

2.2 激光与固体靶相互作用产生的 K_{α} 射线源

当激光与固体靶相互作用时，激光的预脉冲或脉冲前沿会将固体靶表面的原子迅速电离，释放出电子，形成等离子体。其后激光将能量传递给电子，这些电子主要通过两种机制产生高频辐射：特征辐射（Line Emission）和韧致辐射（Bremsstrahlung）。

特征辐射是被加速电子激发内壳层电子，产生跃迁辐射：等离子体中的电子由于共振吸收等机制会成为超热电子，击中原子中的内壳层电子，那么被击中的电子会从一个较高的能级跃迁回到较低的能级，辐射出高频光子，在辐射谱中呈现的是一个不连续的尖峰。并且电子在不同能级之间的跃迁而导致的辐射谱有不同的线系：当被击出的电子是 K 壳层电子时，此辐射为 K 线系；当被击出的电子是 L 壳层电子时，此辐射为 L 线系，以此类推。此外，当 L 壳层电子跃迁到 K

壳层时，电子的辐射属于 K 线系下 K_{α} 线；当 M 壳层电子跃迁到 K 壳层时，为 K_{β} 线，以此类推。在所有的特征辐射中， K_{α} 线辐射通常是最强的。

韧致辐射是被加速电子的一种“减速辐射”：当电子在原子核附近运动时，易受原子核对电子施加的库仑力的影响而让电子的运动方向发生改变和减速，这种运动的改变可使电子辐射出高频光子，并且这种辐射的谱线是连续性的。

所以当激光与固体靶相互作用时，辐射谱呈现的是带有很多尖峰的连续谱。这种特征的辐射谱与传统 X 射线管的辐射谱类似，但是在驱动电子的方式上是不一样的。传统的 X 射线管采用的是阴极发射出电子，电子在两端高压下被加速轰击阳极靶，此种电子是连续产生的，具有束斑尺寸大，密度低等特点。而 K_{α} 射线源电子是激光驱动的，处于微米量级，具有高密度等特性，这使得 K_{α} 射线源具有较高的空间分辨率和单色性，在实验中适合作超快泵浦探针等应用。

在激光与固体靶相互作用产生的 K_{α} 辐射中，主要的研究目标集中在以下几个方向：第一，实验中要尽可能多地产生光子，因为越多的光子意味着越多的激光能量转化为辐射；第二，辐射出的光子要尽可能地处于 K_{α} 辐射线上，最大程度抑制韧致辐射出的光子数。在实验上，2008 年来自中国科学院物理研究所的陈黎明等人分别使用波长为 400 nm 和 800 nm，强度为 $1 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ 的高对比度激光与 Cu 靶相互作用，发现高对比度激光有效提高了 K_{α} 光子的产额，并且获得了 4×10^{-4} 的高转化效率，谱线如图 2-1 所示[52]。

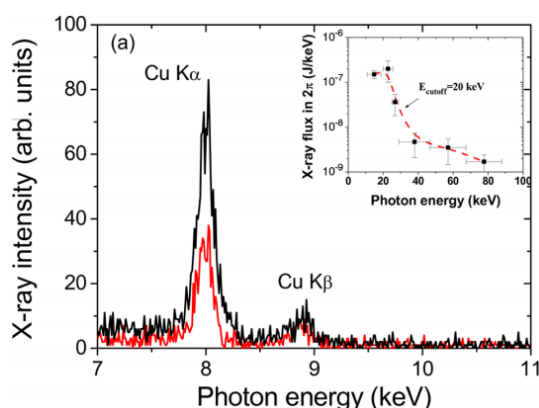


图 2-1 陈黎明等人获得的激光与 Cu 靶相互作用的辐射谱，黑色谱线是 400 nm 激光产生的，红色谱线是 800 nm 激光产生的，插图为谱线高能端电子温度拟合 [52]。

2.3 Betatron 辐射源

Betatron 辐射最早在传统加速器中观察到：传统加速器将电子加速至高能，然后电子被注入到外置的周期性扭摆装置中，在扭摆装置产生的交替场中做横向振荡运动，从而产生高频辐射，这被称为 Betatron 辐射。激光与等离子体相互作用产生的 Betatron 辐射则是通过激光激发出尾场，尾场中的电子一边在纵向场作用下加速，一边在横向场作用下做横向周期性的振荡，产生辐射。将传统加速器驱动的电子束辐射源与激光驱动的电子束辐射源对比，可以看出激光驱动的尾场既充当了加速器又充当了扭摆器装置，在较短的设备尺寸中可以产生较强的 X 射线辐射，其产生的 Betatron 辐射具有前向、准直和宽谱等特性。

电子束辐射计算可以通过经典电动力学中的解析公式结合高性能计算机数值求解。我们考虑一个沿着任意轨道 $\vec{r}(t)$ 运动的电子，根据李纳-维谢尔（Liénard-Wirchert）公式可以知道电子在单位频率单位立体角内的辐射能量为：

$$\frac{d^2I}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi^2 c} \left| \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\vec{n} \times [(\vec{n} - \vec{\beta}) \times \dot{\vec{\beta}}]}{(1 - \vec{\beta} \cdot \vec{n})^2} \exp\left(i\omega \left[t - \vec{n} \cdot \frac{\vec{r}(t)}{c}\right]\right) dt \right|^2, \quad (2-1)$$

其中 c 是真空中光速， \vec{n} 是观测方向的单位矢量， $\vec{\beta}$ 和 $\dot{\vec{\beta}}$ 分别是归一化的电子运动的速度与加速度。从这个公式我们可以看出当电子是匀速直线运动（ $\dot{\vec{\beta}} = 0$ ）时，电子不会向外辐射光子，当电子受尾场的横向影响而做振荡加速运动时，会发出辐射。

对于 Betatron 辐射，驱动场的性质决定了电子的运动轨迹 $\vec{r}(t)$ ，因此根据电子在横向上振荡的幅度，可以定义无量纲的强度参数 $K = \gamma_{z0} r_{\beta} \omega_{\beta} / c$ （其中 γ_{z0} 是电子纵向加速的相对论因子， r_{β} 和 ω_{β} 分别代表了电子横向振荡的幅度和振荡角频率）来区分辐射的模式：当 $K \ll 1$ 时，辐射处于波荡器（undulator）模式，这种模式下电子发出的辐射普遍集中于电子前向的 $1/\gamma$ 立体角内，即辐射的发散角 $\theta_r = 1/\gamma$ ，并且其对应的辐射谱只有一个单能峰，峰值频率为 $\omega = M_0 \omega_{\beta} / (1 + M_0 \alpha^2 / 2)$ ，其中 $M_0 = 2\gamma_{z0}^2 / (1 + K^2 / 2)$ 是多普勒频移， α 是观察方向与 z 方向的夹角， $\omega_{\beta} = \omega_p /$

$\sqrt{2\gamma}$ 是电子的 Betatron 振荡频率，与等离子体密度和电子能量都相关；当 $K \gg 1$ 时辐射处于扭摆器（wiggler）模式，产生大量基频的谐波，并且电子发出的辐射集中处于 K/γ 立体角内。所以我们可以调节激光和等离子体的参数来获得需要的辐射谱和发散角，进一步拓展强激光驱动的 Betatron 辐射源的应用范围。

在实验方面，来自伦敦帝国理工大学的 S. Kneip 等人利用峰值强度为 $I = 4.7 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ ，脉宽 $\tau = 32 \text{ fs}$ 的激光和密度为 $8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 的等离子体相互作用，获得了临界能量在 $(29 \pm 13) \text{ keV}$ 的宽谱 Betatron 辐射，在 $1 \sim 84 \text{ keV}$ 范围内产生的总光子数为 10^8 个[53]，其辐射谱如图 2-2 所示。

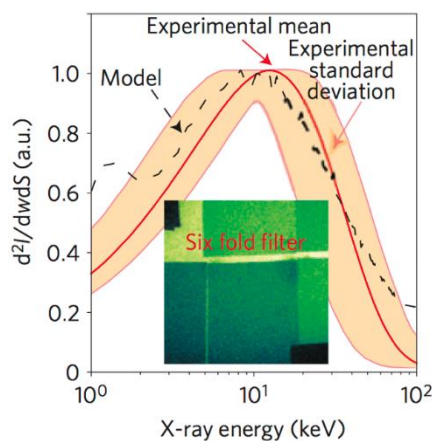


图 2-2 S.Kneip 等人获得的 Betatron 辐射谱[53]。

2.4 辐射计算程序 VDSR

实验中电子在尾场内做回旋振荡运动会辐射出高能光子，由辐射探测器可以探测到。那么在 PIC 模拟程序中电子做回旋运动，又该如何去计算其辐射呢？本实验室的陈民特别研究员在美国的劳伦斯伯克利国家实验室期间，开发了一套虚拟同步辐射探测器程序（VDSR），并在后来得到了进一步发展。该程序采用并行 C++ 编写，可在个人计算机或者大型超算上运行。VDSR 可当作 PIC 模拟的后处理程序：从 PIC 模拟程序中导出一段被激光尾场加速的电子束或者感兴趣的电子束的轨迹，将这些轨迹导入 VDSR 中，可以计算出电子被远场探测器探测到的 Betatron 辐射谱及角分布等特征参数。

VDSR 的辐射计算是基于前面提及的李纳-维谢尔公式 (2-1)。用户可以选择使用外部导入的电子轨迹，也可以设定电磁场和电子束的初始各项参数，由程序计算得到电子束轨迹，然后再设定远场辐射探测器的方向位置 (θ, ϕ)，探测的频率 (ω) 范围与计算的步长。其计算的核心是由固定位置的虚拟探测器探测一个电子在给定的时间步长内给定探测频率的辐射积分，得到单个电子的远场辐射，最终的总辐射是所有电子发出的辐射的非相干叠加，即：

$$\frac{d^2I}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi^2 c} \sum_j |R_j|^2, \quad (2-2)$$

其中 j 代表不同的电子。

VDSR 除了可以计算辐射外，也能诊断尾场中电子束的横向尺寸，即从辐射光谱和发散角分布，结合粒子模拟给出尾场结构参数，可以分析获得电子束的很多性质，例如：电子束的发射度和横向半径等[54]。在劳伦斯伯克利国家实验室的实验中，一束被尾场加速至 463 MeV 能量的电子束，当它运动在密度为 $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 的等离子体中时，使用普通的诊断方法无法得知该电子束在尾场中的横向尺寸，但通过 VDSR 计算出的 Betatron 辐射谱与实验对照，研究人员推断出了电子束在尾场中的横向半径约为 $0.1 \mu\text{m}$ 。

2.5 本章小结

本章主要介绍了强激光驱动的 X 射线源和辐射计算程序 VDSR。由强激光驱动的 X 射线具有一些比传统 X 射线管更好的性质：光源小、可调谐更好、准直性高等。强激光驱动的 X 射线源包括 K_α 射线源和 Betatron 辐射源等，其中 K_α 射线源是由激光与固体靶直接相互作用产生的；Betatron 辐射源则是在激光激发的尾场中电子做加速及横向振荡运动产生的。VDSR 不仅可以计算电子束的 Betatron 辐射，也可以根据实验测得的辐射谱分析电子束的诸多性质。

第三章 不同模式的激光

3.1 关于激光的介绍

激光是 20 世纪人类的“四大发明”之一，被称为“最快的刀”、“最准的尺”。其原理最早可追溯至 1917 年爱因斯坦提出的受激辐射理论：当物质与辐射场相互作用时，原子中高能级的电子在光子的激励下会跃迁到低能级，同时辐射出与激发它的光子相同性质的光，并且在某些情况下弱光也可以激发出强光，这就是受激辐射实现光放大（Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation, LASER）。43 年后来自美国加州 Huges 实验室的 Theodore Maiman 实现了第一束激光[3]。从此激光技术的发展进入快车道，激光的聚焦强度也随之迅速提升。上世纪 80 年代的啁啾脉冲放大技术（CPA）更是将激光的强度从 10^{15} W/cm^2 提升至 10^{22} W/cm^2 [4]，激光与物质的相互作用从线性响应到非线性响应。借助于如此高功率的强激光人们开始探索原子的内部结构和外太空的各类现象，并且在实验室内借助强激光产生出的极端物理条件去研究未解之谜，例如太阳磁重联物理，天体激波和脉冲星辐射等等。

随着激光的强度不断提升，其应用越来越广泛，这反过来进一步促进激光器快速发展，各种激光装置相继出现：固体激光器，半导体激光器，气体激光器，以及染料激光器，到现在还出现了自由电子激光器与光子晶体激光器等等。多种多样的激光器被应用到各行各业中，以前难以想象的应用，如激光手术，激光测距和激光通讯等，现均已成为日常生活中的事情，由激光带来的新的科学发现和新功能的实现也层出不穷。

激光的巨大发展离不开理论的有力支撑，同时它也催生了大量新的激光理论和激光新模式。激光作为一种电磁波，其形式可以由麦克斯韦方程组描述：

$$\begin{cases} \nabla \cdot \vec{D} = \rho \\ \nabla \cdot \vec{B} = 0 \\ \nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \nabla \times \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \end{cases}, \quad (3-1)$$

对于线性介质： $\vec{j} = \sigma \vec{E}$ ， $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$ ， $\vec{B} = \mu \vec{H}$ 。我们可以得到激光电场的亥姆霍兹方程：

$$\nabla^2 \vec{E} + k^2 \vec{E} = 0. \quad (3-2)$$

给定边界条件，在慢变近似下，我们可以获得各种可能的光场模式。其最低阶模式为高斯函数，表征的是通常的高斯激光。随着应用需求的范围越来越广泛，人们从亥姆赫兹方程出发，可以得到更多的高阶解，也就是更高阶的激光模式，例如：高阶的厄米高斯激光（HG）、拉盖尔高斯激光（LG）和贝塞尔高斯激光（BG）等等，这些激光模式非常特殊，有着各种奇异的特性及应用前景。接下来我们简要介绍贝塞尔高斯激光和拉盖尔高斯激光模式。

3.2 贝塞尔高斯激光

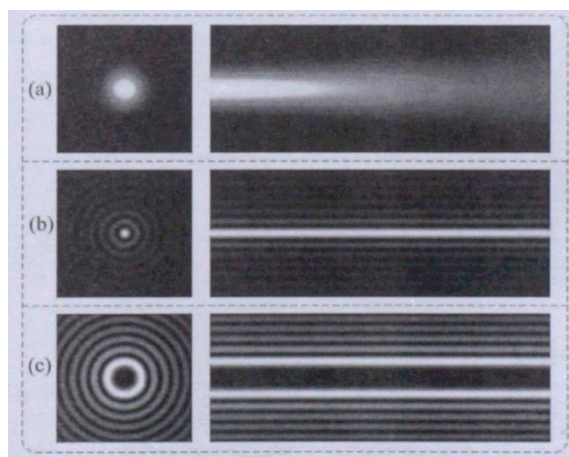


图 3-1 高斯激光和贝塞尔激光的横向光强分布和纵向传输图。(a) 普通高斯激光；(b) 零阶贝塞尔激光；(c) 四阶贝塞尔激光[55]。

贝塞尔激光最初是由美国罗切斯特大学的 J. Durnin 提出的，是一种非常奇特的激光：普通的高斯模式的激光会随着传播距离的增长而发生衍射，激光横向光

束半径会越来越大；但是贝塞尔激光是一种“无衍射”光束[56]。此外在传播过程中贝塞尔激光遇到障碍物后可以“自愈”，即当障碍物的横向线度小于光束宽时，贝塞尔激光可以恢复到原来的横向光强分布[57, 58]。如图 3-1 所示：零阶贝塞尔激光的横向光强分布是由一个中心亮斑和一系列较暗的同心圆环组成，并且高阶的贝塞尔激光全部由一系列同心圆环组成。

然而理想的贝塞尔激光的横向光分布是无穷大的，无法在现实中实现，所以 F.Gori 等人通过高斯波包修正了贝塞尔激光，提出了可实现的贝塞尔高斯激光[59]，这种激光保留了一段距离内的“无衍射”和“自愈”的光学特性。现在实验室内产生贝塞尔高斯激光的方法有环缝透镜法，轴棱锥法，全息法，法珀腔法和光纤断面角锥法等。总之，可实现的贝塞尔高斯激光和它具有的特殊光学性质使得其应用非常广泛，例如：打孔，静密准直，导航和测距等。

3.3 拉盖尔高斯激光

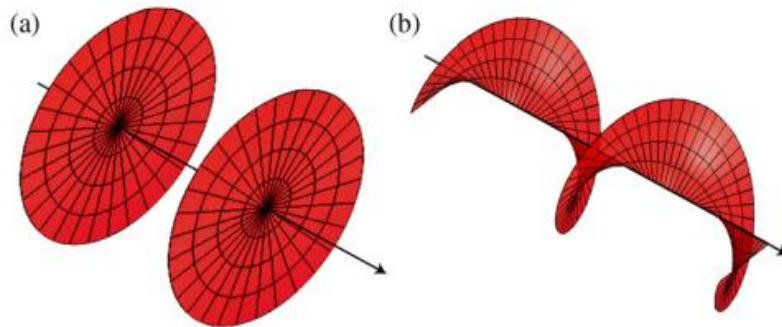


图 3-2 (a) 普通的高斯激光的等相位面；(b) $l=1$ 的涡旋激光的等相位面[60]。

1909 年 Poynting 发现一束圆极化的激光带有自旋角动量 (spin angular momentum, SAM) [61]，这个自旋角动量是由光子的自旋导致的。1992 年 Allen 等人发现如果一束激光的横向相平面上多一项 $\exp(il\phi)$ [62]，其中 l 是方位角指数，那么这种激光会带有轨道角动量 (orbital angular momentum, OAM)，并且带有的轨道角动量远远大于自旋角动量，所以一般称这种激光为涡旋激光。此外 Allen 还指出组成这种激光的光子的 OAM 的拓扑电荷数为 $l\hbar$ ，其中 \hbar 为约化普朗克常量。如图 3-2 所示， $l=1$ 的涡旋激光的等相位面是螺旋型的，而普通的高斯激光的等相

位面是平面型的。

拉盖尔高斯激光是涡旋激光中最典型的例子，在量子通信、波色-爱因斯坦凝聚和粒子微操控等领域具有重要的应用前景。在圆柱坐标和均匀介质（例如：自由空间）下，拉盖尔高斯激光一般可以如下描述：

$$\begin{aligned}
 u_{pl}(r, \phi, z) = & \frac{C}{(1 + z^2/Z_R^2)^{\frac{1}{2}}} \left(\frac{r\sqrt{2}}{w} \right)^l L_p^l \left(\frac{2r^2}{w^2} \right) \\
 & \times \exp \left(-\frac{r^2}{w^2} \right) \exp \left(-\frac{ikr^2z}{2(z^2 + Z_R^2)} \right) \exp(-il\phi) \\
 & \times \exp \left(i(2p + l + 1) \tan^{-1} \frac{z}{Z_R} \right), \quad (3-3)
 \end{aligned}$$

其中 Z_R 是瑞利长度， w 是激光半径， L_p^l 是缔合拉盖尔多项式， C 是归一化常数。

在拉盖尔高斯激光与等离子体相互作用的粒子加速过程中，其纵向电场也会扮演很重要的角色，表达式为：

$$\begin{aligned}
 E_z^{pl}(r, \phi, z) = & -\frac{E_0 w_0}{kw} \left(\frac{\sqrt{2}r}{w} \right)^l \exp \left(-\frac{r^2}{w^2} \right) \left\{ \frac{l}{r} L_p^l \left(\frac{2r^2}{w^2} \right) \times [\cos(l-1)\phi \sin\psi] \right. \\
 & \left. + r L_p^l \left(\frac{2r^2}{w^2} \right) \times \left[\cos l\phi \cos\phi \left(\frac{k}{R} \cos\psi - \frac{2}{w^2} \sin\psi \right) \right] \right. \\
 & \left. - \frac{4r}{w^2} L_{p-1}^{l+1} \left(\frac{2r^2}{w^2} \right) \cos l\phi \cos\phi \sin\psi \right\}. \quad (3-4)
 \end{aligned}$$

现在实验室内产生的激光主要是基模高斯激光，所以拉盖尔高斯激光大都是从基模高斯激光转换而来的，转换方法有很多，如：螺旋相位板法、计算机全息光栅法和模式转换器法等等[63]。其中螺旋相位板法和计算机全息光栅法都是通过基模高斯激光中加入一个相位因子，使得激光在光轴上产生螺旋的相错位，这两个方法的转换效率很低，难以产生纯的拉盖尔高斯激光；而模式转换器法是通过两个柱透镜组成的 $\pi/2$ 模式转换器，可以将厄米高斯激光转换和拉盖尔高斯激光相互转换，这种方法能够产生纯的拉盖尔高斯激光。然而现在实验室内产生的拉盖尔高斯激光的聚焦强度普遍不高。此外，我们的研究发现在预等离子体通道的导引下，拉盖尔高斯激光导引效果不如零阶的高斯激光，容易发散，对拉盖尔高斯

激光与其长距离的传播还有待进一步的研究。

3.4 涡旋激光的应用

3.4.1 光学操控

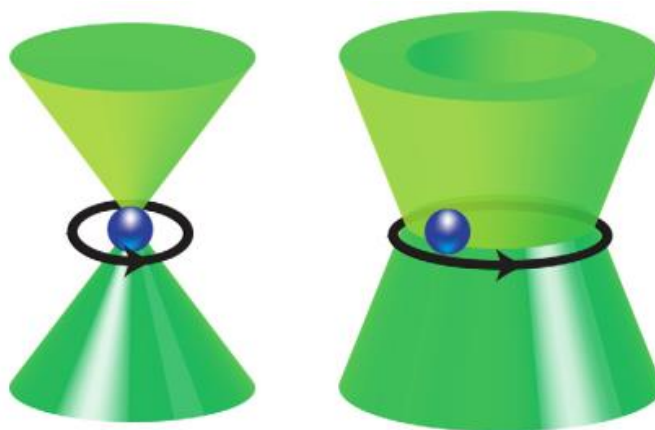


图 3-3 圆偏振高斯激光和高阶涡旋激光使粒子旋转[60]。

1970 年美国的阿什金教授发明了光学镊子[64]，即使用普通的高斯激光可以束缚和捕获微观粒子。其原理是激光与粒子间的动量传递时产生的力学效应形成了三维的光学势阱，在势阱中激光会对粒子产生轴向的推力，同时也会产生逆轴向的拉力，达到束缚粒子的效果。

Rubinsztein-Dunlop 教授等人将涡旋激光的 OAM 与光学镊子结合在一起，他们首先使用一个光学元件产生了一束 $l = 3$ 的涡旋激光，然后将此激光引入光学镊子中，那么涡旋激光的线动量会推动粒子到盖片上，同时涡旋激光的 OAM 会使粒子绕着自己的轴旋转（图 3-3[60]），即激光的 OAM 传递到粒子上。研究发现带有 OAM 的激光形成的光学势阱力比常规的光学镊子的势阱力大，并且能够约束住粒子[65,66]。同时在光学镊子中，通过调节激光的 OAM 可以控制粒子的束缚力，大大增加光学镊子的灵活性[67]，使得光学镊子的应用范围更加广泛。

3.4.2 光通信

涡旋激光在光通信中也有很重要的应用。如何扩大数据传输容量是现代光通

信中一个急需解决的问题，其关键是空分复用技术，而涡旋激光的 OAM 特性为涡旋激光复用提供了可能。国际上 G.Gibson 课题组和 J.Wang 课题组分别在 2004 年和 2012 年实现了采用 OAM 复用的大容量通信[68]，将通信的容量提升至 T-bits 量级[69]。

除了光学镊子和光通信外，涡旋激光还在激光加工[70]，超高分辨率显微镜[71]和引力波探测[72]等领域发挥巨大的作用。

3.5 本章小结

本章主要介绍了两种模式的激光：贝塞尔高斯激光与拉盖尔高斯激光，和两种涡旋激光的应用：光学操控与光通信。其中贝塞尔高斯激光具有“无衍射”和“自愈”的光学特性；拉盖尔高斯光束具有轨道角动量（OAM）的特性。

第四章 拉盖尔高斯激光驱动的尾场中电子的加速和辐射

4.1 拉盖尔高斯激光驱动的尾场

如前所述, 拉盖尔高斯激光 (LG 激光) 具有特殊的横向场分布, 除了在光学操控和光通信方面的应用外, 强拉盖尔高斯激光与等离子体相互作用有大量的特殊优势[73-78], 它还可以在均匀等离子体中产生具有甜甜圈形状的特殊尾场结构。该结构尾场的激发及其对电子、正电子的加速的影响近年来吸引了广泛的注意[79, 80], 然而该尾场中电子束的辐射性质, 还没有被探讨过。为了研究拉盖尔高斯激光脉冲驱动的甜甜圈状的尾场中电子的加速以及辐射, 我们用三维 (3D) 粒子模拟程序 OSIRIS 对其进行了模拟研究。在模拟中, 我们采用波长为800 nm的线极化拉盖尔高斯激光作为驱动脉冲, 该激光脉冲沿着 x 轴传播。其模式为 ($l = 1, p = 0$), 归一化矢势的具体形式为 $a(r, \xi) = a_0 r w_0^{-1} \exp[-r^2/w_0^2 - \xi^2/(c\tau)^2 + i\varphi]$ 。其中 $\vec{a} = e\vec{A}/m_e c^2$, \vec{A} 是激光矢势的振幅, m_e 和 e 分别是电子的质量和基本电荷单位, c 是真空中光速, $\xi = x - ct$ 是移动窗口中的纵向坐标, $r = \sqrt{y^2 + z^2}$ 是离轴的半径长度, φ 代表了方位角。由于计算资源有限, 我们使用相对较短的激光脉宽和较小的激光焦斑将整个模拟缩小到一个相对小的空间-时间尺寸。并且激光的峰值振幅 $a_0 = 1.7$, 激光的脉宽 $\tau = 6.6$ fs, 另外激光的焦斑大小 $w_0 = 4$ μm , 其对应的瑞利长度约为63 μm 。为了克服激光的发散, 我们使用了预等离子体通道来导引激光的传播, 通道的密度分布满足 $n(r) = n_0 + \Delta n r^2/r_0^2$, 其中 $n_0 = \Delta n = 8.71 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $r_0 = 3.6$ μm 。模拟显示激光在这样的通道内可以延长传播至500 μm 。此外, 模拟盒子的尺寸是30 $\mu\text{m} \times 26$ $\mu\text{m} \times 26$ μm , 对应的网格为600 \times 208 \times 208, 每个格子内有2 \times 1 \times 1个超粒子。

大量的研究已经表明使用一束 LG 激光和等离子体相互作用, 并且使用离化注入电子时, 空间中可以形成一个类似甜甜圈结构的尾场和一个环形的中空电子束[80]。在电子束被加速的过程中, 它不仅会从驱动脉冲的方位角向电场获得角动量, 还会受到尾场的横向聚焦力, 导致电子束的横向椭圆率发生改变[81]。为了控

制电子束的角向动量，在研究中我们使用外注入的电子束，通过改变注入角度，可以控制电子束最终在尾场中的角向动量。模拟中，电子束在注入时呈现的是类似长方体的空间分布，具体的尺寸为：横向 $10\ \mu\text{m} \times 10\ \mu\text{m}$ ，纵向 $0.1\ \mu\text{m}$ ，如图 4-1 (a) 中绿色的薄片所示。这里我们给定电子束的初始横向动量分布满足水包分布： $p_{y,z} \in [-1.23, 1.23] m_e c$ ，初始纵向动量固定为： $p_x = 14.9 m_e c$ 。那么电子束的非零横向动量使得这些电子被注入后，可以在 $y - z$ 平面内旋转。

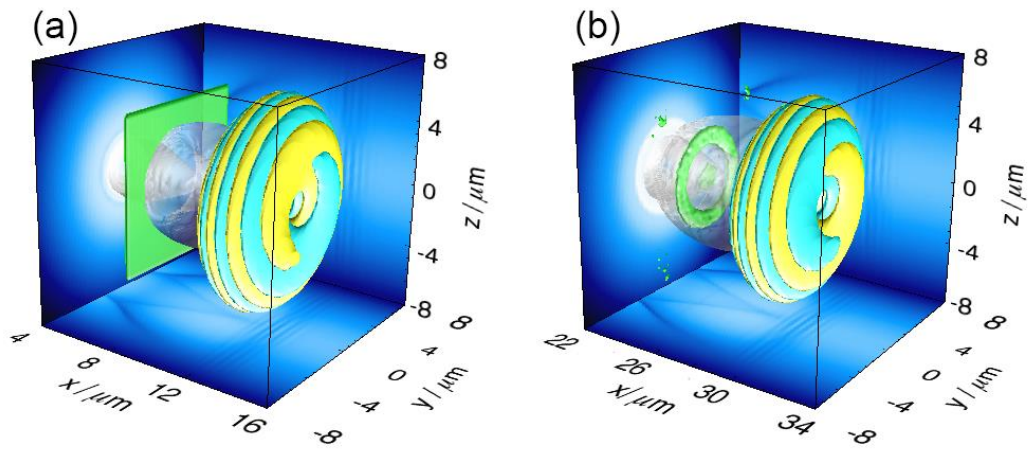


图 4-1 $t = 57.42\ \text{fs}$ (a) 和 $114.84\ \text{fs}$ (b) 时刻的激光电场、尾场和电子束密度的空间分布：青-黄色代表的是 LG 激光的电场，橄榄色和白色分别代表了外注入电子的电量密度和类似甜甜圈的尾场结构。

图 4-1 呈现的是两个不同时刻的激光电场、尾场和外注入电子束的空间分布。其中青-黄色代表的是 LG 激光脉冲的电场，展现了其螺旋的相位分布。白色代表的是类似甜甜圈的尾场，从其在 $x - y$ 平面上的投影可以清楚地看出。图 4-1 (a) 中绿色的薄片代表的是外注入的电子束，当这些电子束经过 $17\ \mu\text{m}$ 的长距离加速以后，整个电子束呈现出一种中空的环形结构，如图 4-1 (b) 中的绿环所示。从整个图 4-1 中外注入电子前后的变化可以看出，只有刚开始被注入到圆环尾场中的电子才可以被加速，而其余未被注入的则会在横向上逃逸出尾场。从图 4-1 (b) 我们还可以看到有一些小团的电子云围绕在尾场的周围，经过一段长距离的加速以后，这些电子最终会在整个空间中完全弥散开。经统计，在我们的参数下，大

概有 7.64 % 的外注入电子会被尾场捕获，这些被加速电子的最终形状与参考文献 [80] 中离化注入的电子的最终形态类似。

4.2 拉盖尔高斯激光驱动的尾场中被加速的电子的运动情况

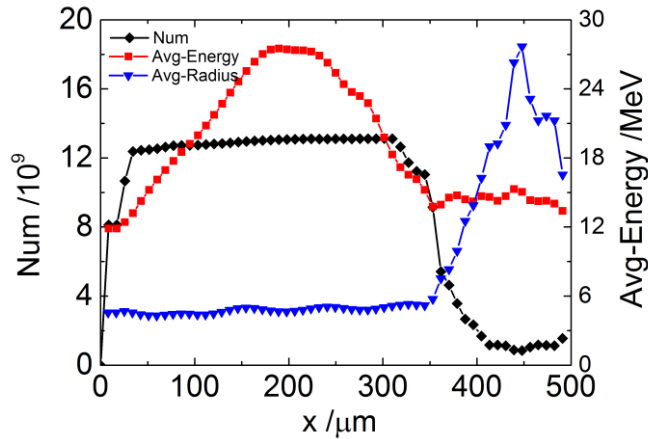


图 4-2 被加速电子的数目、平均能量和平均半径随着加速距离的演化。

因为外注入的电子在初始时具有水包状的横向动量分布 ($p_{y,z} \in [-1.23, 1.23] m_e c$)，这些电子除了会被尾场在纵向上加速以外，它们还会由于尾场的横向聚焦力而进行角向的旋转。不像离化注入的电子只会从激光那里获得较小的角向动量并且在环状尾场中与驱动激光偏振平行方向的两极堆积起来，这些外注入的电子在加速过程中全部会进行螺旋运动。

为了详细地观察被加速的电子束各方面参数的变化，我们绘制了这些电子的数目、平均能量和平均半径随激光传播距离的演化图，如图 4-2 所示。电子束的平均半径是这样定义的： $r_b = \sum_{i=1}^N \sqrt{(y_i - y_c)^2 + (z_i - z_c)^2} / N$ ，其中 (y_i, z_i) 是每个被加速的电子的横向坐标， (y_c, z_c) 是电子束横向上的平均中心坐标 ($y_c = \sum_{i=1}^N y_i / N, z_c = \sum_{i=1}^N z_i / N$)， N 是电子的数目。从图 4-2 我们可以看出电子的平均半径 $r_b = 3 \mu\text{m}$ ，很接近 LG 激光在横向上强度最大的位置。另外，从被加速电子数目的变化趋势能看出环状电子束可以被持续加速到 $300 \mu\text{m}$ 。其中，在前 $189 \mu\text{m}$ 的加速距离内电子的平均能量逐渐从 8 MeV 升至 28 MeV ，之后电子束开始进入减速相位，失去被加速的能力，平均能量开始减少，然而此时电子束还处于尾场中，

这可以从图 4-2 的电子的平均半径演化图清晰地看出来。在 $345\ \mu\text{m}$ 的加速距离中电子的平均半径始终保持不变，这意味着这些电子持续被尾场束缚。但是，在 $345\ \mu\text{m}$ 的距离以后，电子的平均半径开始快速增大，然后快速减小，出现波动，并且电子数目快速减少。我们的模拟显示出在这个区域内激光脉冲会迅速发生衍射，其横向聚焦力无法足够强来束缚这些电子，导致电子的损失，造成平均电子

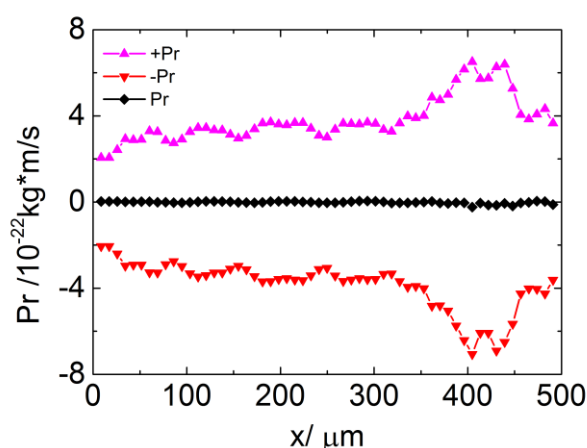


图 4-3 电子的平均方位角动量的演化：粉色的上三角(+Pr)代表正的平均方位角动量（顺时针旋转），红色的下三角(-Pr)代表负的平均方位角动量（逆时针旋转），中间黑色点(Pr)代表总平均方位角动量。

束半径的剧烈演化。

为了更好地了解被加速电子的横向运动，我们在图 4-3 中画了这些电子的总平均方位角动量与顺时针和逆时针（正和负）方位平均角动量的演化。从图中可以看出顺时针和逆时针方位角动量是对称的，并且这个环形电子束在分布上各向同性，这与我们给定的电子束初始对称条件的期望一致。另外由于尾场和电子束被注入的位置也是对称的，所以整个电子束的总平均方位角动量很接近 0。我们从图中还可以看出在 $0\ \mu\text{m}$ 到 $345\ \mu\text{m}$ 的距离内电子束的平均方位角动量很稳定。然而在这个距离以后沿着各个方向的平均方位角动量开始快速波动，这是因为大部分的电子开始从尾场逃逸，只剩下很少的电子被统计到，导致平均方位角动量出现了变化，这与图 4-2 中电子数目的变化一致。

为了更加具体地显示被加速的环形电子束在尾场中的横向运动情况，我们在

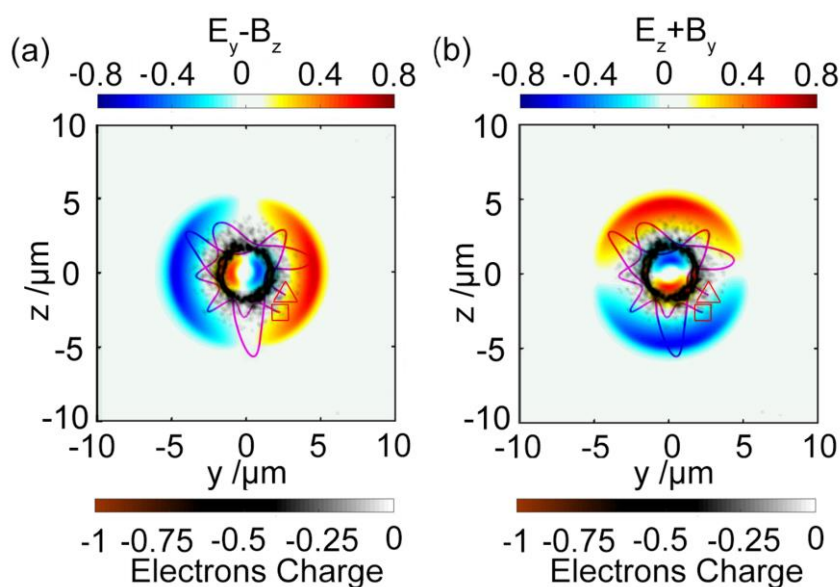


图 4-4 (a) 在 $x = 189.5 \mu\text{m}$ 位置处 $E_y - B_z$ 混合场和外注入电子的横向空间分布, 和一个典型的被加速的电子的横向轨迹, 其中矩形和三角形分别代表了这个电子的轨迹的开始和结束位置。上面的色标代表的是混合场 $E_y - B_z$ 的振幅, 下面的色标代表了电子的电量。(b) 在相同位置处的混合场 $E_z + B_y$ 和外注入电子的空间分布。

图 4-4 中绘制了尾场和电子的横向空间分布, 以及一个典型电子的横向轨迹。我们特意挑选了 $x = 189.5 \mu\text{m}$ 处的 $y - z$ 平面, 因为传播到这个位置的电子束具有最高的能量, 并且电子的数目也相对稳定 (从图 4-1 可以看出)。图中紫色的线代表的是电子的横向轨迹, 矩形和三角形分别代表了电子横向轨迹的开端和结束位置。从 $E_y - B_z$ 和 $E_z + B_y$ 混合场分布和电子的轨迹可以看出电子持续被圆环状的尾场捕获, 并且受到的径向力使得它在尾场中绕着轴做回旋和振荡运动, 从这个电子的轨迹我们还可以清晰地看出电子在被加速过程中进行了九个周期的振荡运动和两个周期的回旋运动。其中电子的振荡运动是由于尾场的横向聚焦力, 回旋运动是由于电子在初始注入时刻具有的非零轨道角动量。总之电子在拉盖尔高斯激光驱动的圆环尾场中的轨迹与在普通的高斯激光驱动的尾场中的轨迹有很大的不同, 尤其是其同时具有回旋和振荡运动, 为其新型辐射特征奠定了基础。

4.3 拉盖尔高斯激光驱动的尾场中被加速的旋转电子的辐射

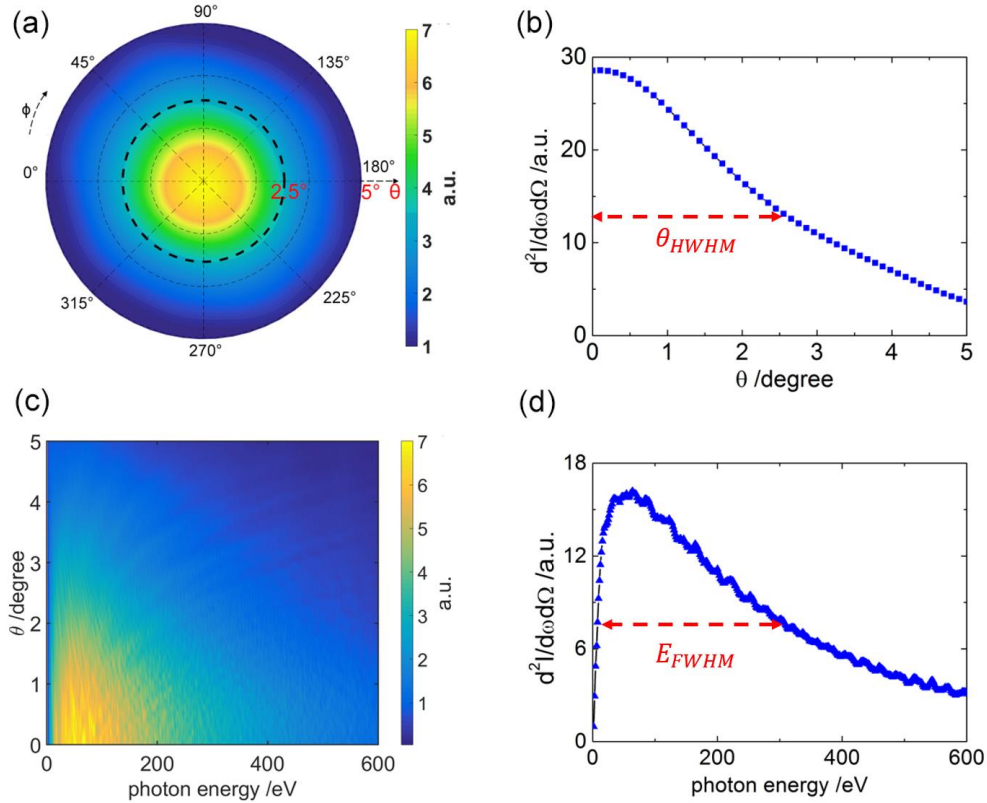


图 4-5 (a) 在极角 $\theta \in [0^\circ, 5^\circ]$ 和方位角 $\phi \in [0^\circ, 360^\circ]$ 范围内远场辐射斑的空间强度分布; (b) 不同极角 θ 方向上的辐射分布; (c) 在平行于激光极化方向的平面 ($\phi = 0^\circ$) 上的辐射分布; (d) 沿着激光传播方向 ($\theta = 0^\circ, \phi = 0^\circ$) 的辐射分布。

从上文的研究中我们可以看出电子除了在纵向被加速以外，它们还会在尾场中做横向的振荡和回旋运动，这种运动可使电子辐射出光子，可能成为一种有效的光源。我们通过使用虚拟同步辐射探测器程序 VDSR[31]以及粒子模拟得到的电子轨迹，可以定量地研究这种辐射的空间分布和频谱性质。正如在第二章中所描述的，该程序的辐射计算是基于每个粒子的轨迹计算出的辐射，即基于李纳-维谢尔公式(2-1)，并且该程序通过对每个电子的辐射做非相干叠加来计算出整个电子束的总体远场辐射。在我们的辐射计算中共使用了 512 个电子的轨迹，这些电子都是从所有被加速的电子中随机挑选的，所以辐射谱的正确性可以通过随机挑选别的电子来证明，我们研究发现随机挑选别的电子束的辐射谱与这个类似。

图 4-5 展示的是电子的远场辐射分布。我们知道如果在激光与等离子体相互作用中使用离化注入电子，那么电子的 Betatron 辐射会呈现出不对称的远场分布，并且这个分布往往是沿着激光极化方向增强的[82]。而从图 4-5 (a) 可以看出在我们的模拟参数下远场的辐射斑具有很好的轴对称性，这和电子在尾场中统一的横向注入和回旋运动有关。此外，沿着极角的辐射分布的半高半宽 (HWHM) 大概是 2.6° (已经在图 4-5 (b) 中标出来了)。根据同步辐射理论，辐射应该主要沿着一个圆锥角辐射出去的，其张角 $\theta < 1/\gamma \sim 2.5^\circ$ ，与模拟结果基本一致。图 4-5 (c) 和 (d) 分别显示的是平行于激光极化方向和沿着激光传播方向的辐射分布，可以看出辐射谱的峰值位于 50 eV ，并且沿着激光传播方向的辐射谱的半高全宽 (FWHM) 是 269.2 eV 。在我们的模拟中，尽管电子会做振荡运动和回旋运动，但是前者的频率 ω_b 要大于后者的频率 ω_r ($\omega_b/\omega_r \approx 4.5$)，因此辐射谱主要由振荡运动所决定。正如我们前面提到的：电子的回旋运动会使得远场的辐射斑更加的轴对称。同时电子的振荡加速运动所辐射出的光子能量可以这样估算： $E_p = \hbar\omega_c \approx 2\hbar\gamma^2(2\pi c/\lambda_\beta)$ ，其中 $\lambda_\beta = \sqrt{2\gamma}\lambda_p$ ， \hbar 代表约化普朗克常量。在我们的模拟中电子达到最高能量时对应的相对论因子大约是 $\gamma_{max} = 54$ ，我们根据前面给出的公式可以得到 $E_p = 57 \text{ eV}$ ，这和我们从 VDSR 模拟计算中得到的光子能量 ($\sim 50 \text{ eV}$) 很接近。

4.4 本章总结

在本章中，我们通过三维数值模拟研究了拉盖尔高斯激光在等离子体中驱动尾场的产生，以及外注入电子在该尾场中的加速和辐射。这个类似甜甜圈的尾场不仅可以在纵向上加速环形电子束，同时也会在横向上驱动电子束旋转和振荡，并且产生 Betatron 辐射。这个辐射谱主要是由电子的高频振荡所决定，同时电子的回旋运动会使得远场的辐射呈现出轴对称的分布。相比于自注入或离化注入的电子束，外注入的电子束可以通过调整注入角度和动量来控制它们。因此，我们的研究提供了一种可控的远场辐射，并且这种辐射源和尾场中的中空电子束在很

多泵浦-探测研究中可能会有很大的应用。

当然，由于计算资源有限，我们的三维模拟只能使用相对较小焦斑的激光。实际上可以使用一个更大焦斑的激光和更低密度的等离子体，这样可以将电子的能量加速到好几百个MeV，同时也能将辐射的光子能量升至几个KeV量级，拓展其应用范围。

第五章 总结

本论文围绕着拉盖尔高斯激光驱动的尾场中外注入电子的加速和辐射这一选题，主要介绍和探讨了激光的尾波场加速机制（LWFA），电子的 Betatron 辐射，不同模式的高斯激光与拉盖尔高斯激光驱动的尾场中电子的运动及辐射性质。论文中的四个章节分别论述了：

第一章是绪论：主要介绍了激光-等离子体相互作用中的尾场加速机制（LWFA）、各种电子注入方式和多种激光在等离子体中的导引方式，还介绍了激光等离子体研究的一个主要的理论工具-粒子模拟。

第二章介绍了激光驱动的主要辐射机制：强激光驱动的 X 射线源和虚拟同步辐射探测器程序 VDSR。由强激光驱动的 X 射线主要包括 K_{α} 射线源和 Betatron 辐射源，其中 K_{α} 射线源是激光与固体靶相互作用产生的；Betatron 辐射源是在激光驱动电子做振荡运动产生的，后者与本论文的主要研究内容相关。

第三章介绍了不同模式下的激光脉冲：简要说明了贝塞尔高斯激光（BG）的“无衍射”和“自愈”的性质，同时也详细说明了拉盖尔高斯激光（LG）具有的轨道角动量的特征，这些具有特殊性质的激光在激光加工、量子通讯和引力波探测等领域具有广泛的应用。

第四章是论文的主题，介绍了拉盖尔高斯激光驱动的尾场中外注入电子的加速和辐射。研究显示在几百微米的激光传播过程中被加速电子的总电量和方位角动量可以稳定保持不变，并且这些电子会进行低频的回旋运动和高频的振荡运动，这会导致同步辐射。其中的辐射谱主要由电子的振荡运动所决定，并且由于电子束整体一致的横向注入和回旋运动，远场的辐射谱表现出轴对称性。因此，这种紧凑的具有特殊尾场结构的激光等离子体加速器，可以产生轴对称的远场辐射斑，且辐射频谱可调谐的光源。

我们这些研究为基于激光尾波加速的桌面型辐射源提供了新的思路，尤其是对远场辐射斑的操控和电子束中空环状特性的研究，有可能为新的应用奠定基础。

参考文献

- [1] Tajima, T. and Dawson, J. M., *Laser Electron Accelerator*. Phys. Rev. Lett., 1979, **43**(4): 267.
- [2] Chen, P., et al., *Acceleration of Electrons by the Interaction of a Bunched Electron Beam with a Plasma*. Phys. Rev. Lett., 1985, **54**: 693.
- [3] Mainman, T. H., *Stimulated Optics Radiation in Ruby*. Nature, 1960, **187**: 493-494.
- [4] Strickland, D. and Mourou, G., *Compression of amplified chirped optical pulses*. Optics Communications, 1985, **55**(6): 447-449.
- [5] Ammosov, M. V., et al., *Tunnel ionization of complex atoms and of atomic ions in an alternating electromagnetic field*. Sov. Phys, JETP, 1986, **64**(1191).
- [6] Mourou, G. A., et al., *Optics in the relativistic regime*. Rev. Mod. Phys., 2006, **78**: 309-371.
- [7] 陈民, *超短超强激光脉冲与等离子体相互作用中高能粒子发射和加速的理论模拟研究*. 中国科学院物理研究所博士学位论文, 2006.
- [8] Esarey, E., et al., *Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators*. Rev. Mod. Phys., 2009, **81**(3): 1229-1285.
- [9] Kim, H. T., 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.
- [10] Leemans, W. P., et al., *Multi-GeV Electron Beams from Capillary-Discharge-Guided Subpetawatt Laser Pulses in the Self-Trapping Regime*. Phys. Rev. Lett., 2014, **113**: 245002.
- [11] W, Lu., et al., *Generating multi-GeV electron bunches using single stage laser wakefield acceleration in a 3D nonlinear regime*. Phys. Rev. ST Accel. Beams, **10**: 061301.
- [12] Malka, V., et al., *Electron acceleration by a wake field forced by an intense ultrashort laser pulse*. Science, 2002, **298**(1596).
- [13] Mangles, S. P. D., et al., *Monoenergetic beams of relativistic electrons from intense laser-plasma interactions*. Nature, 2004, **431**(7008): 535-538.
- [14] Geddes, C. G. R., et al., *High-quality electron beams from a laser wakefield accelerator using plasma-channel guiding*. Nature, 2004, **431**(7008): 538-541.
- [15] Faure, J., et al., *A laser-plasma accelerator producing monoenergetic electron beams*. Nature, 2004, **431**(7008): 541-544.
- [16] Kalmykov, S. Y., et al., *Injection, trapping, and acceleration of electrons in a three-dimensional nonlinear laser wakefield*. Phys. Plasmas, 2006, **13**(11): 113102.
- [17] Bulanov, S. V., et al., *Particle injection into the wave acceleration phase due to nonlinear wake wave breaking*. Phys. Rev. E, 1998, **58**(5): R5257-R5260.
- [18] Suk, H., et al., *Plasma Electron Trapping and Acceleration in a Plasma Wake Field Using a Density Transition*. Phys. Rev. Lett., 2001, **86**: 1011-1014.
- [19] Brantov, A. V., et al., *Controlled electron injection into the wake wave using plasma density inhomogeneity*. Phys. Plasmas, 2008, **15**(7): 073111.
- [20] Geddes, C. G. R., et al., *Plasma-Density-Gradient Injection of Low Absolute-Momentum-Spread Electron Bunches*. Phys. Rev. Lett., 2008, **100**: 215004.
- [21] Umstadter, D., et al., *Laser Injection of Ultrashort Electron Pulses into Wakefield*

- Plasma Waves*. Phys. Rev. Lett., 1996, **76**: 2073-2076.
- [22] Esarey, E., et al., *Electron injection into plasma wake fields by colliding laser pulses*. Phys. Rev. Lett., 1997, **79**: 2682-2685.
- [23] Sheng, Z. M., et al., *Stochastic Heating and Acceleration of Electrons in Colliding Laser Fields in Plasma*. Phys. Rev. Lett., 2002, **88**: 055004.
- [24] Faure, J., et al., *Controlled injection and acceleration of electrons in plasma wakefields by colliding laser pulses*. Nature, 2006, **444**(7120): 737-739.
- [25] Chen, M., et al., *Electron injection and emittance control by transverse colliding pulses in a laser-plasma accelerator*. Phys. Rev. ST Accel. Beams, 2014, **17**(5): 96-125.
- [26] Malka, V., *Laser plasma accelerators*. Phys. Plasmas, 2012, **19**(5): 055501.
- [27] Chen, M., 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.
- [28] McGuffey, C., et al., *Ionization Induced Trapping in a Laser Wakefield Accelerator*. Phys. Rev. Lett., 2010, **104**: 025004.
- [29] Liu, J. S., et al., *All-optical cascaded laser wakefield accelerator using ionization-induced injection*. Phys. Rev. Lett., 2011, **107**: 035001.
- [30] Zeng, M., et al., *Self-truncated ionization injection and consequent monoenergetic electron bunches in laser wakefield acceleration*. Phys. Plasma, 2014, **21**(3): 030701.
- [31] Chen, M., et al., *Modeling classical and quantum radiation from laser-plasma accelerators*. Phys. Rev. ST Accel. Beams, 2013, **16**: 030701.
- [32] Zeng, M., et al., *Multichromatic Narrow-Energy-Spread Electron Bunches from Laser-Wakefield Acceleration with Dual-Color Lasers*. Phys. Rev. Lett., 2015, **114**: 084801.
- [33] Yu, L. L., et al., *Two-Color Laser-Ionization Injection*. Phys. Rev. Lett., 2014, **112**: 125001.
- [34] Xu, X. L., et al., *Nanoscale Electron Bunching in Laser-Triggered Ionization in Plasma Accelerators*. Phys. Rev. Lett., 2016, **117**: 034801.
- [35] Li, F., 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.
- [36] Xu, X. L., et al., *Phase-Space Dynamics of Ionization Injection in Plasma-Based Accelerators*. Phys. Rev. Lett., 2014, **112**: 035003.
- [37] Monot, P., et al. *Experimental Demonstration of Relativistic Self-Channeling of a Multiterawatt Laser Pulse in an Underdense Plasma*. Phys. Rev. Lett., 1995, **74**: 2953.
- [38] Durfee, C. G. and Milchberg, H. M., *Light pipe for high intensity laser pulses*. Phys. Rev. Lett., 1993, **71**: 2409.
- [39] Nikitin, S. P., et al., *High efficiency coupling and guiding of intense femtosecond laser pulses in preformed plasma channels in an elongated gas jet*. Phys. Rev. E, 1999, **59**: R3839.
- [40] Kameshima, T., et al., *0.56 GeV Laser Electron Acceleration in Ablative-Capillary-Discharge Plasma Channel*. Applied Physics Express, 2008, **1**: 066001.
- [41] Buneman, O., *Dissipation of Currents in Ionized Media*. Phys. Rev., 1959, **115**(3):

- 503-517.
- [42] Birdsall, C. K., Fuss, D., *Clouds-in-cells Physics for Many-body Simulation*. Comput. Phys., 1969, **135**(2): 141-148.
- [43] Pfund, R. E. W., et al., *LPIC++ A Parallel One-dimensional Relativistic Electromagnetic Particle-In-Cell Code for Simulating Laser-plasma-interaction*. AIP Conf. Proc, 1998, **426**(141): 141-146.
- [44] Pukhov, A., *Three-dimensional Electromagnetic Relativistic Particle-in-Cell Code VLPL (Virtual Laser Plasma Lab)*. Journal of Plasma Physics, 1999, **61**: 425-433.
- [45] Fonseca, R. A., et al., *OSIRIS: A Three-Dimensional, Fully Relativistic Particle in Cell Code for Modeling Plasma Based Accelerators*. Lect. Notes Comput. Sci. Eng., 2002, **2331**: 342-351.
- [46] Chen, M., et al., *Development and Applications of Multi Dimensional Particle in Cell Simulation Codes in the Laser Plasma Interaction Researches*. Chinese Journal of Computational Physics, 2008, **25**(1): 43-50.
- [47] Rontgen, W. C., *On a new kind of rays*. Nature, 1896, **53**: 274-276.
- [48] Corde, S., et al., *Femtosecond x rays from laser-plasma accelerators*. Rev. Mod. Phys., 2013, **85**(1): 1-48.
- [49] Albert, F., et al., *Laser wakefield accelerator based light sources: potential applications and requirements*. Plasma Phys. Control. Fusion, 2014, **56**(8): 084015.
- [50] Albert, F. and Thomas, A. G. R., *Applications of laser wakefield accelerator-based light sources*. Plasma Phys. Control. Fusion, 2016, **58**(10): 103001.
- [51] Rousse, A., et al., *Production of a keV X-ray beam from synchrotron radiation in relativistic laser-plasma interaction*. Phys. Rev. Lett., 2004, **93**: 135005.
- [52] Chen, L. M., et al., *Study of X-Ray Emission Enhancement via a High-Contrast Femtosecond Laser Interacting with a Solid Foil*. Phys. Rev. Lett., 2008, **100**: 045004.
- [53] Kneip, S., et al., *Bright spatially coherent synchrotron X-rays from a table-top source*. Nature Physics, 2010, **6**: 980-983.
- [54] Plateau, G. R., et al., *Low-Emittance Electron Bunches from a Laser-Plasma Accelerator Measured using Single-Shot X-Ray Spectroscopy*. Phys. Rev. Lett., 2012, **109**: 064820.
- [55] 胡阿健, *增益与损耗控制下输出高阶拉盖尔与贝塞尔高斯光束端泵激光器研究*. 华中科技大学博士学位论文, 2016.
- [56] Durnin, J., *Exact solutions for nondiffracting beams. I. The scalar theory*. Journal of the Optical Society of America A, 1987, **4**: 651-654.
- [57] Bouchal, J., et al., *Self-reconstruction of a distorted nondiffracting beam*. Optics Communications, 1998, **151**(4): 207-211.
- [58] Fahrbach, F., et al., *Microscopy with self-reconstructing beams*. Nature Photonics, 2010, **4**(11): 780-785.
- [59] Gori, F., et al., *Bessel-gauss beams*. Optics Communications, 1987, **64**(6): 491-495.
- [60] Yao, A. M. and Padgett. M. J., *Orbital angular momentum: origins, behavior and applications*. Advances in Optics and Photonics, 2011, **3**(2): 161-204.
- [61] Poynting, J. H., *The wave motion of a revolving shaft, and a suggestion as to the angular momentum in a beam of circularly polarized light*. Proc. R. Soc. Lond. A Contain. Rap. Math. Phys. Character, 1909, **82**(557): 560-567.

- [62] Allen, L., et al., *Orbital angular-momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes*. Phys. Rev. A, 1992, **45**(11): 8185-8190.
- [63] McGloin, D., *Transfer of orbital angular momentum from a stressed fiber-optic waveguide to a light beam*. Appl. Opt., 1998, **37**(3): 469-472.
- [64] Ashkin, A., et al., *Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles*. Opt. Lett., 1986, **11**(5): 288-290.
- [65] Grier, D. G., *A revolution in optical manipulation*. Nature, 2003, **424**(6950): 810-816.
- [66] Padgett, M. and Bowman, R., *Tweezers with a twist*. Nature Photonics, 2011, **5**(6): 343-348.
- [67] Gecevičius, M., et al., *Single beam optical vortex tweezers with tunable orbital angular momentum*. Applied Physics Letters, 2014, **104**: 231110.
- [68] Gibson, G., et al., *Free-space information transfer using light beams carrying orbital angular momentum*. Optics Express, 2004, **12**(22): 5448-5486.
- [69] Wang, J., et al., *Terabit free-space data transmission employing orbital angular momentum multiplexing*. Nature Photonics, 2012, **6**(7): 488-496.
- [70] Toyoda, K., et al., *Using optical vortex to control the chirality of twisted metal nanostructures*. Nano Letters, 2012, **12**(7): 3645-3649.
- [71] Westphal, V. and Hell, S. W., *Nanoscale resolution in the focal plane of an optical microscope*. Phys. Rev. Lett., 2005, **94**: 143903.
- [72] Abbott, B. P., et al., *Observation of gravitational waves from a binary black hole merger*. Phys. Rev. Lett., 2016, **116**: 061102.
- [73] Liu, C., et al., *Generation of Gamma-ray Beam with Orbital Angular Momentum in the QED Regime*. Phys. Plasma, 2016, **23**(9): 093120.
- [74] Zhang, X. M., et al., *Intense harmonics generation with customized photon frequency and optical vortex*. New Journal of Physics, 2016, **18**(8): 083046.
- [75] Wang, W. P., et al., *Hollow screw-like drill in plasma using an intense Laguerre-Gaussian laser*. Sci. Rep., 2015, **5**: 8274.
- [76] Zhang, X. M., et al., *Proton acceleration in underdense plasma by ultraintense Laguerre-Gaussian laser pulse*. New Journal of Physics, 2014, **16**: 123051.
- [77] Shi, Y., et al., *Light Fan Driven by a Relativistic Laser Pulse*. Phys. Rev. Lett., 2014, **112**: 235001.
- [78] Zhang, X. M., et al., *Generation of Intense High-Order Vortex Harmonics*. Phys. Rev. Lett., 2015, **114**: 173901.
- [79] Zhang, G. B., et al., *Acceleration of on-axis and ring-shaped electron beams in wakefields driven by Laguerre-Gaussian pulses*. Journal of Applied Physics, 2016, **119**(10): 103101.
- [80] Zhang, G. B., et al., *Acceleration and evolution of a hollow electron beam in wakefields driven by a Laguerre-Gaussian pulse*. Phys. Plasma, 2016, **23**(3): 033114.
- [81] Luo, J., et al., *A compact tunable polarized X-ray source based on laser-plasma helical undulators*. Sci. Rep., 2016, **6**: 29101.
- [82] Döpp, A., et al., *Stable femtosecond X-rays with tunable polarization from a laser-driven accelerator*. Light: Science & Applications, 2017, **6**(11): 15a201786.

致 谢

时光荏苒，岁月如梭，转瞬之间我的求学生涯就要结束了。在此论文即将完成之际，蓦然回首这两年半短暂而又漫长的美好时光，往事历历在目，心中感慨万千。

首先，衷心的感谢我的导师陈民老师，陈老师科研时很严谨、很严肃，但平时与我们交流时非常可亲。陈老师非常关心我们的科研情况，陈老师总是经常督促任何关于论文的进展，我特别感激陈老师在过去的两年内对我的指导，我也知道有的时候挺辜负陈老师对我的期待，自己做的科研结果不是很好，有的时候自己也特别马虎，简简单单的事情都做错，还让老师仔细地找出来，确实非常不应该，所以我一直希望自己做事能够少让老师操心，希望自己继续努力！

在这里也要衷心感谢实验室的张国博师兄、罗辑师兄、朱兴龙师兄、刘维媛师妹等，感谢他们平日里对我学术方面的指导以及帮助，平时有什么不懂或者不会的科研及实验问题都能够第一时间给予我解答，帮助我顺利的推进科研进展，谢谢你们陪我度过了这两年半的美好时光。

感谢物理与天文系的所有任课老师们任劳任怨的指点，也感谢鲁佳铭老师，梁钦老师和薛颖老师的无私帮助，同时也非常感谢我的舍友。

最后还要感谢我的爸妈和我的女朋友，谢谢你们对我的无限支持与理解，也感谢我身边所有的亲朋好友们，谢谢你们对我的理解、支持、鼓励与陪伴。

攻读硕士学位期间已发表或录用的论文

[1] Zhong-Chen Shen(沈众辰), Min Chen(陈民), Guo-Bo Zhang(张国博), Ji Luo(罗辑), Su-Ming Weng(翁苏明), Xiao-Hui Yuan(远晓辉), Feng Liu(刘峰), and Zheng-Ming Sheng(盛政明), *Acceleration and radiation of externally injected electrons in laser plasma wakefield driven by a Laguerre–Gaussian pulse*. Chin. Phys. B, 2017, **26**(11): 115204.