

申请上海交通大学博士学位论文

超强激光和固体靶作用产生正负电子对的研究

论文作者 袁 韬

学 号 0130729002

导 师 陈民教授

专 业 物理学

答辩日期 2018 年 08 月 22 日

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

Studies on electron-positron pair production
during ultraintense laser and solid target
interaction

TAO YUAN

Advisor

Prof. MIN CHEN

SCHOOL OF PHYSICS AND ASTRONOMY

SHANGHAI JIAO TONG UNIVERSITY

SHANGHAI, P.R.CHINA

August 22nd, 2018

上海交通大学 学位论文原创性声明

本人郑重声明：所提交的学位论文，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

超强激光和固体靶作用产生正负电子对的研究

摘要

激光的发明为科学技术发展提供了强有力的研究工具。强激光与物质相互作用时,物质中的分子和原子将发生电离,整个物质形态呈现出等离子体状态,激光等离子体物理应运而生。近年来,随着激光技术的不断发展,激光等离子体领域涉及了惯性约束聚变、高次谐波辐射、电子离子加速等多个研究方向,其应用前景涉及了能源、医疗、加速器和诊断探测等。激光等离子体中物理过程的丰富多样性以及其应用前景的广泛性,使得越来越多科研工作者投入到该领域的工作中来。

当激光的功率小于 PW , 聚焦功率密度小于 $10^{22}\text{W}/\text{cm}^2$ 时, 激光与靶作用主要涉及到经典多体问题、经典电动力学和电离理论。随着 10PW 激光器的建造和应用, 量子场论也将进入激光等离子体领域。量子电动力学 (QED) 理论描述了电磁相互作用, 是量子场论中最成熟的理论, 也是目前最为精确的理论之一。量子电动力学的引入可以为激光等离子体领域解决辐射阻尼问题和新粒子的产生问题。本文利用经典电动力学和量子电动力学相结合的粒子模拟程序 (PIC) 研究了超强激光和固体靶相互作用中正负电子对的产生过程, 主要内容分为以下三个方面:

1. 研究了单束 10PW 激光和高密度固体靶相互作用中正负电子对的产生, 以及影响正负电子对产生的因素。首先, 我们利用不同脉宽的线偏振激光和不同横向尺度的靶相互作用, 发现当激光脉宽较小时, 横向尺度接近焦斑大小的靶中能产生较多的正负电子对; 当激光脉宽较大时, 横向尺度较大的靶能产生较多的正负电子对。而正电子的角分布不受激光脉宽的影响, $2\mu\text{m}$ 的靶中产生的正电子的准直性最好。其次, 我们研究同样能量的圆偏振激光和固体靶相互作用时, 发现圆偏振激光驱动下正电子的产生时间和线偏振相比有了明显的推迟; 当激光脉宽较小时, 圆偏振中正电子的产量小于线偏振中正电子的产量; 当激光脉宽较大时, 两者产量相当。圆偏振激光驱动下, 靶的横向尺寸对于正电子的产量影响较小。最后, 我们提出了有效电子辐射标记法, 并根据电子平均能量的空间分布和有效电子状态辐射信息分析得出: 靶前电子由于激光偏振效应导致加热机制的不同是两者正负电子对产生过程不同的主要原因。我们根据不同的激光偏振, 设计了不同靶前结构, 实现了正负电子对产额的最大化。

2. 研究了不同偏振的超强激光和固体靶相互作用中正负电子对的产生和随后的级联效应。首先, 在程序中增加了 QED 参数的输出和粒子的代次信息。其次, 我们利用

相关粒子 χ 值的空间分布, 分析了激光偏振效应对光子数密度和正电子数密空间分布的影响, 初步定性分析了次级粒子对于 QED 级联的贡献。发现由于 QED 级联效应, 激光偏振影响了激光打洞过程, 形成了不同的打洞深度和打洞形状。随后, 根据粒子的级联代次, 绘制了级联代次谱, 根据级联代次谱的形状区分了强级联和弱级联过程, 并且定义了级联深度。从定量角度, 区分了靶电子和正负电子对对于 QED 过程的贡献, 以及激光偏振对于 QED 级联过程的影响。最后, 研究了在不同的激光偏振驱动下模拟维度对于正负电子对产生的影响。

3. 我们研究了双束相向传播的激光和薄膜固体靶相互作用中正负电子对的产生。我们首先研究了固体靶的密度对正负电子对产额的影响, 通过数值模拟发现当等离子体的初始密度处于 $200 \sim 280n_c$ 时, 正负电子对的产额最高。此时, 激光能穿透等离子体形成稳定的驻波场。其次, 在最优密度的条件下, 我们研究了激光脉宽和频率对于正负电子对产额的影响。当激光脉宽较短时, 倍频激光能较早地穿透等离子体, 形成稳定的驻波场, 此时正负电子对的总数目最高; 当激光脉宽较长时, 基频激光虽然穿透等离子体较晚, 但是由于较大的矢势能将驻波场中的电子加速到更高的能量, 会使得正负电子对的数目达到最高。

关键词: 超强激光 激光等离子体 辐射阻尼 量子场论 量子电动力学 康普顿散射 BW 过程 PIC 模拟 QED 级联 光子 正负电子对 激光偏振

Studies on electron-positron pair production during ultraintense laser and solid target interaction

ABSTRACT

The invention and development of laser technology provide important tools and methods to lots of scientific research areas. When intense laser interacts with matter, molecules and atoms in the matter will be ionized and plasma state is generated, thus opening up a new area of laser plasma. In recent years, with the development of laser technology, laser plasma field includes inertial confinement fusion, high harmonic generation, electron and ion acceleration, etc. Its potential application includes energy, medical treatment, accelerator and diagnosis. Due to the abundance of new physics and wide applications, more and more researchers devote into this area.

When the laser power is smaller than PW and focused intensity is smaller than $10^{22}W/cm^2$, the main theories in laser plasma include many-body problem, classic eletrodynamics and ionization theory. With the construction and application of 10PW laser facilities, the quantumn field theory now is required in the area of laser plasma. Quantumn eletrodynamics describes the fundamental electromagnetic interaction. It is one of the most mature and precise thoeries. The introduction of quantumn eletrodynamics in laser plasma field fixes the problem of electron radiation and new particle generation. By using the particle-in-cell program which combines classic eletrodynamics and quantumn eletrodynamics, this disseration studies the generation of electron-positron pairs in the interaction of ultra-intense laser with solid target. The main content includes three parts:

1. We studied electron-positron pair generation and factors affecting the generation processes in the interaction of single 10PW laser with solid target. Firstly, we use linearly polarized laser with different duration time interacting with targets with different transverse size. We find when the laser pulse duration is short, the target with transverse size close to laser focal spot size produces highest number of pairs; when the laser pulse duration is long, the target with large transverse size produces highest number of pairs. Meanwhile the angular distribution of positrons is not affected by laser duration, positrons generated in the target with transverse size

of $2\mu\text{m}$ always have the best collimation. Secondly, we studied circularly polarized laser with same energy as the linearly polarized one interacting with high density solid target. Simulation results show that the time of pair production in circular polarization is later than the one in the linear polarization laser case. When the laser duration time is short, the number of pair production in circular polarization is smaller than the one in the linear polarization case; when the laser duration time is long, the numbers of pair production is roughly the same for different laser polarization cases. Lastly, target transverse size has little affect on pair production. Finally, we come up with the idea of effective electron radiation tagging and use it to explore how laser polarization causes different pair production by studying electron mean energy distribution and effective electron radiation information. We designed different target structure for different laser polarization to achieve highest number of pair production.

2. We studied pair generation and cascading process in the interaction of ultra-intense laser with solid target. Firstly, we added QED parameters and particle generation orders in the code. Secondly, we used related particles' χ distribution to analyze laser polarization's influence on photon and positron number density distribution and secondary particles' influence on QED cascading qualitatively. Meanwhile, because of QED cascading effect, laser polarization affect the hole-boring process, resulting in different hole-boring depth and shape. Thirdly, we draw generation order spectrum according to the generation order and distinguish strong and weak cascade processes by generation order spectrum shape, define the cascade depth. We distinguished target electrons and secondary particles' contribution to QED cascade qualitatively and studied laser polarization effect on QED cascade accordingly. Finally, we studied the effects of simulation dimension on pair production for different laser polarizations.

3. We studied pair production in the interaction between two counter-propagating lasers and thin solid target. We first studied the effect of initial target density on pair production. Through simulations, we found when the initial target density is in the range of $200 \sim 280n_c$, the number of pair production is the highest. Under this condition, the laser can penetrate through the target and form stable standing wave. Then we use the optimal target density to compare the effect of different laser durations and frequencies for pair production. When laser duration time is short, double frequency lasers can penetrate through the target and form stable standing wave earlier resulting in highest pair number; when laser duration time is long, although fundamental lasers penetrate through the target laterly, larger laser vector potential can accelerate electrons to higher energy, thus leading to highest number of pairs.

KEY WORDS: ultra-intense laser, laser-plasma, radiation reaction, quan-

tum field theory, quantum electrodynamics, Compton scattering, BW process, PIC simulation, QED cascading, photon, electron-positron pair, laser polarization

目 录

第一章 绪论	1
1.1 引言	1
1.2 经典辐射与辐射阻尼	4
1.2.1 辐射阻尼效应的特征时间	5
1.2.2 辐射阻尼的简单推导	6
1.2.3 经典 LAD 和 LL 辐射阻尼方程	8
1.2.4 量子辐射阻尼	12
1.3 量子场论与重整化	16
1.3.1 二次量子化	16
1.3.2 微扰展开和重整化	17
1.4 QED 理论在激光等离子体中的应用	21
1.4.1 QED-PIC 模拟	23
1.4.2 伽玛光子辐射	26
1.4.3 激光等离子体中的正负电子对产生	28
1.5 论文主要内容简介	32
第二章 10PW 激光和固体靶相互作用中正负电子对的产生	35
2.1 靶的横向尺寸对正负电子对产生的影响	35
2.1.1 模拟参数	36
2.1.2 正电子的产生和发射	36
2.1.3 靶的横向尺寸的参数扫描	39
2.2 激光偏振效应对正负电子对产生的影响	44
2.2.1 激光偏振对靶的横向尺度的响应	44
2.2.2 BW 过程中的有效电子	46
2.2.3 靶前结构的优化	51
2.3 总结和讨论	55
第三章 激光和固体靶相互作用中的 QED 级联	57
3.1 引言	57

3.2	EPOCH 代码的修改和模拟参数的设置	57
3.3	激光偏振对于光子和正负电子对空间分布的影响	59
3.4	QED 参数和有效电子辐射标记法	65
3.5	激光偏振对于级联发展的影响	66
3.6	维度效应和弱级联过程	70
3.7	讨论和总结	72
第四章	双激光与固体靶相互作用下正负电子对的产生	73
4.1	相对论透明区域正负电子对产生的增强	73
4.2	参数设置	73
4.3	相对论透明效应和靶密度的最优参数	74
4.4	激光的频率和脉宽	77
4.5	总结和讨论	78
第五章	总结	79
5.1	全文总结	79
5.2	展望	80
附录 A	EPOCH 代码的发展	81
A.1	引言	81
A.2	框架文件	81
A.3	粒子信息	82
A.4	场点信息	82
	参考文献	85
	致 谢	97
	攻读学位期间发表的学术论文	99

第一章 绪论

1.1 引言

在过去的 40 年里，由于激光技术的不断发展以及相应实验手段不断的提高，人们利用激光等离子体物理探究了大量的物理现象，比如可控核聚变 [1–3]、高次谐波 [4, 5]、电子加速 [6–9]、离子加速 [10, 11]、 γ 光源 [12–14]，以及正负电子对产生 [15]。激光等离子体物理涉及了众多物理过程，从线性到非线性、从相对论到非相对论、从经典物理到量子物理、从微观的电离过程到宇观的天体物理。由此可见，这个领域横跨了巨大的时间尺度、空间尺度以及能量尺度，基础研究分布可如图 (1-1) 所示。其中的物理过程是异常丰富的，吸引了大批科研工作者投入到该领域中来。

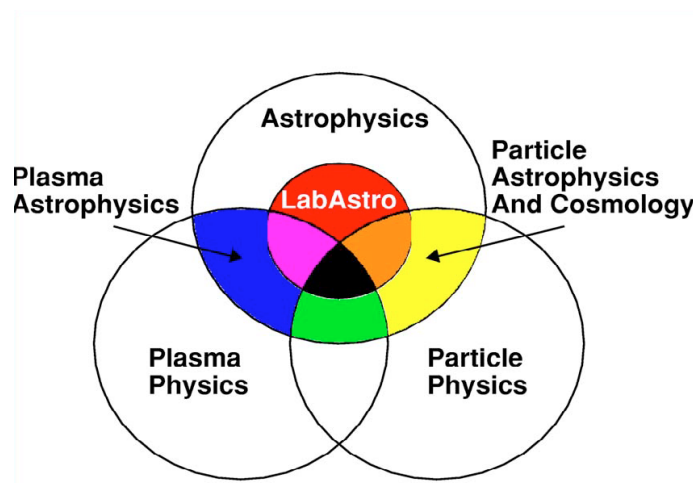


图 1-1 与强激光等离子体相关的物理领域之间的关系。图片来自文献 [16]

Fig 1-1 The connection between different fields related to laser plasma physics.

我们可以先从能量尺度来简单回顾下激光等离子体物理的发展历程。根据经典电动力学的知识，带电粒子在激光场中所获得的能量由激光强度决定。在图 (1-2) 中，我们看到电子在不同强度的激光下获得不同量级的能量。在 CPA 技术 [17–19] 发明之前，传统的调 Q [20, 21] 和锁模激光 [22–24] 的强度较低，远低于原子核内部电场的强度。因此与激光相互作用的物质仍可处于固体、液体和气体，这三种中性的物质状态中。在这个阶段，我们在实验室所得到的由激光产生的等离子体是非常有限的。直到 CPA 技术的出现，激光的强度达到并超过了原子内部静电场的强度，于是激光导致的电离过程非常显著，激光和物质相互作用可以形成大量的各种状态的等离子体，使得科研工作者可

以对经典等离子体物理进行探究。在这个区域里，热电子对于激光能量的吸收是其中重要的物理过程，比如，逆韧致辐射吸收、共振吸收、非共振吸收 [25–28] 等等，这些物理过程对于研究可控核聚变——惯性约束聚变有着重要的意义。到了 90 年代以后，激光的强度增长到了 $10^{18} \text{W}/\text{cm}^2$ ，此时，电子通过激光的直接加速 [29]，或者尾场加速可达到数十至数百 MeV 的能量。与传统的线性加速器，如回旋加速器相比 [30]，激光加速所需要的投入规模更少，体积更小，使得高能电子的研究能进入一般的科研机构，而非仅仅国家级的实验室。研究门槛的降低，以及广泛应用的驱动大大推动了激光等离子体电子加速的发展。随着激光技术的进一步发展，激光的对比度、强度得到进一步的提高，科研工作者不仅满足于电子加速，开始探究离子加速。目前为止，激光的强度还不足以直接加速离子，而是通过电子和离子之间产生的静电分离场来加速离子，相关的方案主要有靶后鞘层加速 (TNSA) 和辐射压加速 (RPA)。当激光的强度进入 $10^{18} \text{W}/\text{cm}^2$ 级别以后，科学家研究的不仅仅是经典非相对论等离子体，而是相对论的等离子体。在等离子体中引入狭义相对论效应，改变了等离子体的诸多特性，比如等离子体的临界密度 [31]。近年来，欧洲极端光场设施 ELI 等 10PW 激光器即将建造完成 [32–34]，激光的强度将可达到 $10^{23} \text{W}/\text{cm}^2$ 。等离子体的非线性响应在超相对论强度区间，除了相对论本身改变了等离子体中电子一些具体行为外，辐射阻尼的存在也会大大改变经典电子运动的行为。越来越多的理论，数值模拟和实验表明辐射阻尼对于等离子体的物理过程产生了极大的影响 [35]。并且在近几年中，科学家已经开始研究对比经典辐射和量子辐射的相关实验。ELI 及我国数 10PW 激光装置将完全进入量子等离子体领域。在这样的激光强度下，如图 (1-3) 所示，激光与等离子相互作用可以产生大量的高能 γ 光、正负电子对、正负 μ 子对等等，而这些高能过程产生的新粒子将与传统的带电粒子一起存在于等离子体中。由于大量新粒子的产生，激光的吸收机制、带电粒子的运动将发生显著改变。这高度非线性的粒子运动，与新粒子的级联产生相耦合，无论对于理论研究、数值模拟、实验研究都将是一个新的挑战，也提供了一个广阔发展的空间。我们可以预见在不远的将来，激光的强度接近 Schwinger 极限时，激光等离子体的研究领域将会进一步拓宽，将涉及标准模型以及 QCD 相关物理的探究 [36]。

另一方面，我们从量子力学的历史回顾一下本领域的发展。1926 年，薛定谔提出了薛定谔方程，利用波动方程精确求解了氢原子光谱中的精细结构。1928 年，狄拉克将狭义相对论引入薛定谔方程，建立了狄拉克方程，成功预言了正电子的存在。与薛定谔方程不同的是，狄拉克方程能自恰地解出电子的自旋，不像前者需要人为引入。1933 年，由于对量子力学的贡献，薛定谔和狄拉克一起获得了诺贝尔奖。1930 年代早期，狄拉克就提出真空极化的概念和量子电动力学基本理论，在数学上引入狄拉克算符 δ ，发展了早期的量子场论。直到二战结束以后，微扰论中无穷大的问题还始终没有得到解决。

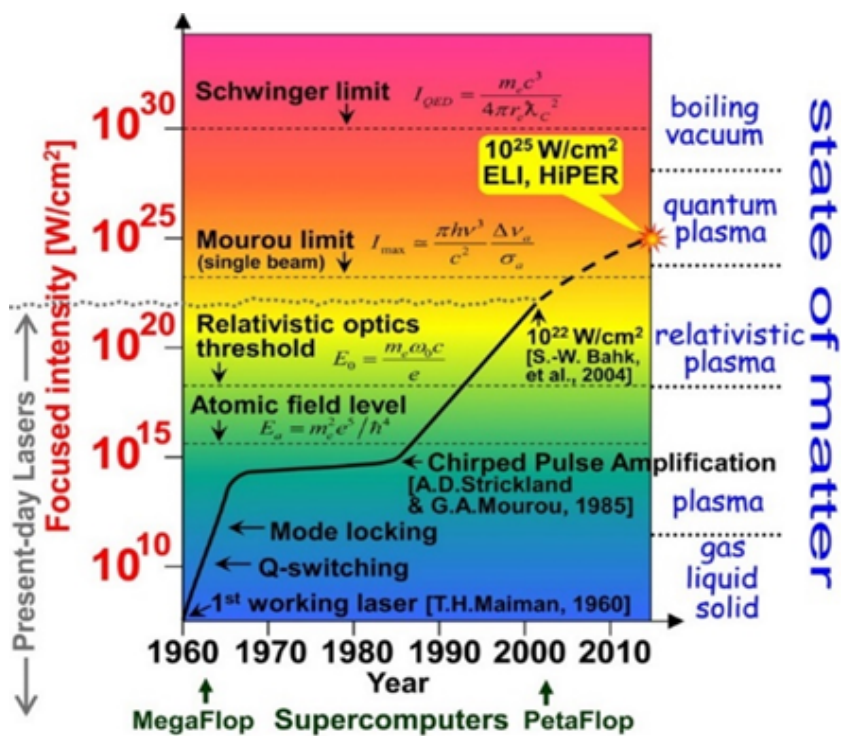


图 1-2 激光技术和年份之间的关系。图片来自文献 [37]

Fig 1-2 Intensity vs Year

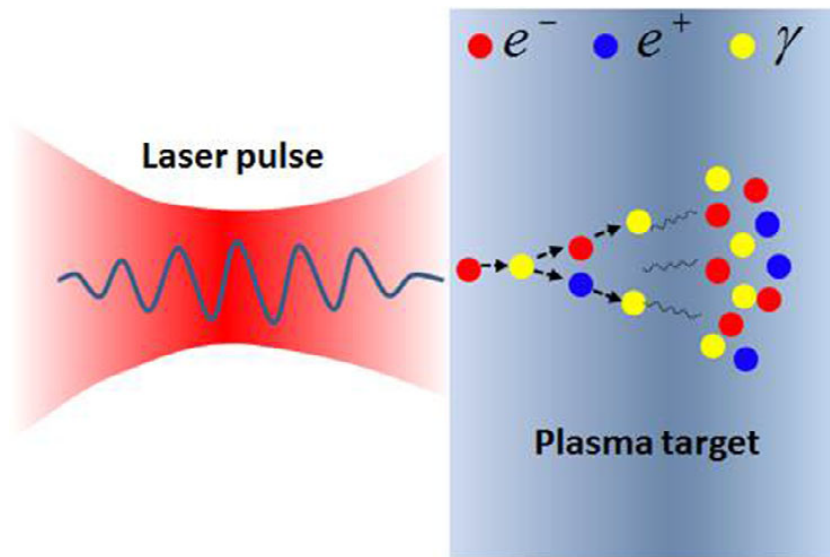


图 1-3 在 QED 区域激光与等离子体相互作用的示意图。图片来自文献 [38]

Fig 1-3 Sketch of laser-plasma interaction in the QED regime.

后来施温格和费曼各自独立解决了氢原子光谱中兰姆位移 (Lamb shift) 的问题, 解决了场论中的发散问题。至今, 费曼图和重整化依然是场论中最重要的图像和数学工具。以 QED(量子电动力学) 为核心的量子场论依然是目前为止最精确的理论模型之一。而这些理论的进一步验证及其对微观等离子体性质的影响正是激光等离子体大力发展的未来领域。

在本章中, 我们将首先从经典辐射、辐射阻尼理论开始, 探究带电粒子运动的基本规律。随后, 我们将讨论 Landau-Lifshitz(LL) 方程和 Lorentz-Abraham-Dirac(LAD) 方程之间的区别, 以及激光等离子体中所涉及辐射阻尼的工作, 并简单与量子辐射进行比较。接着, 我们简要介绍量子场论的基本概念和重整化的理论, 以及相关的一些理论和实验工作。最后我们着重介绍激光等离子体中的量子辐射和正负电子对的产生。我们将通过现有的数值模拟、理论模型等, 探究激光的强度、偏振和焦斑大小对于正负电子对产生以及随后级联过程的影响。

在结束这个引言的同时, 我们可以引用一句话来做总结 [39]: “在 18 世纪牛顿力学时代, 三体问题是无解的。随着 1915 年广义相对论和 1920 年量子电动力学的诞生, 两体和单体问题变得没有解析解。然而根据现代量子场论, 真空也将是一个无解的物理问题。” 激光等离子体物理正是从解决经典带电粒子的多体问题开始的, 现在慢慢进入到量子电动力学领域, 甚至在不远的将来有望触及标准模型。因此, 随着激光技术的不断发展, 对于等离子体领域的探究何尝不是一个人类不断携手前进的远大旅程呢?

1.2 经典辐射与辐射阻尼

通常, 我们处理电动力学 [40] 的问题可以分为两类: 第一类问题中, 电荷和电流是确定的, 电磁场根据它们的分布进行计算而得到; 第二类问题中, 外部的电磁场是确定的, 相应的电荷运动或者电流将根据电磁场计算得到。波导、空腔和多个恒定辐射源的问题可以归为第一类, 然而, 电荷在电磁场中的运动以及相应的能量损失现象属于第二类。然而有时候, 这两个问题是相互耦合的, 比如在韧致辐射计算的问题上。我们具体处理问题是分步进行的: 首先电荷在外场中的运动轨道将被确定, 此时我们忽略辐射效应; 然后通过计算所得的运动轨道来计算产生的辐射。因此, 我们在处理经典辐射问题上也仅仅是近似有效的。事实上, 只要电荷处于加速运动中, 电荷在电磁场运动中必然受到辐射的影响。而辐射本身必然带走电荷的能量、动量和角动量, 这样必将随时影响电荷具体运动的轨迹。一个正确的处理方法必须包含辐射本身对于电荷源的反作用力。对于经典电动力学和激光等离子领域中的绝大多数辐射问题, 上述方法基本适用, 并且给出和实验相符合的结论。这是因为首先, 这种经典的处理方法在很多情况下所造成的误差是可以忽略不计的。其次, 这涉及更加本质的物理问题, 在经典物理的框

架内，根本不存在一套完美的处理辐射反作用力的方法。在经典领域适用的光强下，经典运动和辐射理论方法基本适用。

在量子力学领域，辐射问题在理论发展的早期就遇到了更大的挑战，直到上世纪 50 年代，重整化理论的提出，才使得量子电动力学 (QED) 的理论描述和实际电子以及正电子在电磁场中的运动一致。在弱耦合领域 $\alpha \approx 1/137$ ，量子电动力学通过计算高阶微扰，精确预言了原子实验中微小的辐射修正，比如兰姆位移 (Lamb shift) 和反常磁矩 (anomalous magnetic moments)，并且精度非常高。这套重整化理论已经被扩展到弱相互作用、强相互作用和标准模型的领域。然而，对于强相互作用，也就是量子色动力学 (QCD)，其理论预言结果还不是十分精确，理论有待进一步发展。总之，辐射阻尼迄今为止还是一个未能完全解决的的问题，其发展依赖于理论和实验的交互前进。

1.2.1 辐射阻尼效应的特征时间

接下来我们将在非相对论的情况下做简单计算，了解在哪些情况下，辐射阻尼可以忽略不计。考虑在 T 时间内，电磁场使得电荷为 e 的带电粒子产生大小为 a 的加速度，粒子辐射的能量约为

$$E_{rad} \sim \frac{2e^2 a^2 T}{3c^3} \quad (1-1)$$

这个公式可以从拉莫公式 $P = \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} |\dot{\mathbf{v}}|^2$ 推导所得。如果辐射能量和相关问题的能量尺度 E_0 相比可以忽略不计，那么我们可以认为辐射阻尼效应在此类物理过程中并不重要。如果 $E_{rad} \geq E_0$ ，那么辐射阻尼将在相应的物理过程中起重要作用。当满足以下关系式，辐射阻尼在相关物理过程中可以忽略不计

$$E_{rad} \ll E_0 \quad (1-2)$$

对于相关能量尺度 E_0 我们将给予一定的说明和解释。我们区分两类情况，第一类情况下，粒子一开始是静止的，只在 T 时间内受到外力的作用；第二类情况下，粒子受到持续外力的作用，比如特征频率 ω_0 的周期运动。对于初始静止的粒子，特征能量显然是加速期间粒子所获得的动能。由此可得

$$E_0 \sim m(aT)^2 \quad (1-3)$$

此时辐射阻尼效应可以被忽略的条件 (1-2) 将变为

$$\frac{2}{3} \frac{e^2 a^2 T}{c^3} \ll ma^2 T^2 \quad (1-4)$$

也可以变换为

$$T \gg \frac{2}{3} \frac{e^2}{mc^3} \quad (1-5)$$

根据上面的公式，我们可以定义出一个特征时间

$$\tau = \frac{2}{3} \frac{e^2}{mc^3} \quad (1-6)$$

由此我们可以认为只要所研究的物理问题的时间 T 和 τ 相比足够长，那么辐射阻尼的效应就可以忽略不计。只有当外力的作用非常突然并且仅仅维持很短的时间 $T \sim \tau$ ，辐射效应将极大地改变粒子的运动。对于电子来说，最长的特征时间 $\tau = 6.26 \times 10^{-24} \text{s}$ 。对于这样的时间尺度，光能传播 10^{-15}m 。只有当物理过程涉及如此短的距离和时间，辐射阻尼才能显著影响带电粒子的运动。

如果粒子的运动是准周期的，它的特征振幅是 d ，特征频率为 ω_0 ，粒子的动能 E_0 的量级为

$$E_0 \sim m\omega_0^2 d^2 \quad (1-7)$$

对于此类周期运动，加速度约为 $a \sim \omega_0^2 d$ ，时间间隔约为 $T \sim \frac{1}{\omega_0}$ 。那么衡量辐射阻尼的标准 (1-2) 相应地变为

$$\frac{2e^2\omega_0^2 d^2}{3c^3\omega_0} \ll m\omega_0^2 d^2 \quad (1-8)$$

或者简化为

$$\omega_0\tau \ll 1 \quad (1-9)$$

这里的 τ 由 (1-6) 定义。有了以上这些基本的概念，我们可以在非相对论的条件下，做一些简单的定性推导。

1.2.2 辐射阻尼的简单推导

如何将辐射阻尼效应加入带电粒子的运动方程，实际上是一个很复杂的问题。因此，我们首先从能量守恒角度，处理非相对论带电粒子的运动。如果粒子的辐射可以忽略，那么对于一个质量为 m ，电荷为 e ，受到外力 \mathbf{F}_{ext} 作用，它的运动方程可以根据牛顿力学得到

$$m\dot{\mathbf{v}} = \mathbf{F}_{ext} \quad (1-10)$$

由于粒子被加速，它的辐射功率可以由拉莫功率给出 $P(t) = \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} (\dot{\mathbf{v}})^2$ 。为了使粒子运动受到辐射阻尼的影响，我们在公式 (1-10) 中加入一个辐射阻尼力 \mathbf{F}_{rad} ：

$$m\dot{\mathbf{v}} = \mathbf{F}_{ext} + \mathbf{F}_{rad} \quad (1-11)$$

我们并不能在一开始决定辐射阻尼力 \mathbf{F}_{rad} 的具体形式，但是可以给出一些它必须满足的条件：

(1) 当 $\dot{\mathbf{v}} = 0$ 时，辐射阻尼力将消失，因为此时并没有辐射存在；

(2) 辐射阻尼力必须正比于 e^2 ，这是因为首先辐射功率正比 e^2 ，其次电荷的正负不能出现在辐射阻尼力中；

(3) 辐射阻尼力必须涉及特征时间 τ (1-6)。

此外，任何形式的辐射阻尼力 \mathbf{F}_{rad} 所做的功必须等于相应时间间隔内 ($t_1 < t < t_2$) 辐射能量的负值，因为在这个时间内 ($t_1 < t < t_2$)，能量是守恒的。由此，我们可以得到公式：

$$\int_{t_1}^{t_2} \mathbf{F}_{rad} \cdot \mathbf{v} dt = - \int_{t_1}^{t_2} \frac{2e^2}{3c^3} \dot{\mathbf{v}} \cdot \dot{\mathbf{v}} dt \quad (1-12)$$

等式右边利用分部积分，可以变换为

$$\int_{t_1}^{t_2} \mathbf{F}_{rad} \cdot \mathbf{v} dt = \frac{2e^2}{3c^3} \int_{t_1}^{t_2} \ddot{\mathbf{v}} \cdot \mathbf{v} dt - \frac{2e^2}{3c^3} (\dot{\mathbf{v}} \cdot \mathbf{v}) \Big|_{t_1}^{t_2} \quad (1-13)$$

如果粒子的运动是周期的，或者在 $t = t_1$ 和 $t = t_2$ 时刻满足 $(\dot{\mathbf{v}} \cdot \mathbf{v}) = 0$ ，上式可以写成

$$\int_{t_1}^{t_2} \left(\mathbf{F}_{rad} - \frac{2e^2}{3c^3} \ddot{\mathbf{v}} \right) \cdot \mathbf{v} dt = 0 \quad (1-14)$$

我们由此推导得出辐射阻尼的公式

$$\dot{\mathbf{F}}_{rad} = \frac{2e^2}{3c^3} \ddot{\mathbf{v}} = m\tau \ddot{\mathbf{v}} \quad (1-15)$$

最后根据辐射阻尼的具体形式，我们可以推导出修正的运动方程

$$m(\dot{\mathbf{v}} - \tau \ddot{\mathbf{v}}) = \mathbf{F}_{ext} \quad (1-16)$$

方程 (1-16) 被称为 Abraham-Lorentz Equation of Motion。这个包含辐射阻尼的方程包含了某些近似和时间平均效应。首先，该方程对于时间是二次求导，并非一次求导，因此违背了一般运动方程的基本要求。其次，该方程存在发散解，如果没有外加的电磁场或者外部作用力，那么它存在两个可能的解，

$$\dot{\mathbf{v}}(t) = \begin{cases} 0 \\ \mathbf{a}e^{t/\tau} \end{cases} \quad (1-17)$$

其中 \mathbf{a} 是 $t = 0$ 时刻的加速度。只有第一个解是有物理意义的。通过分析可以得到第二个解并不符合设定的条件，因为在 t_1 和 t_2 时刻 $(\dot{\mathbf{v}} \cdot \mathbf{v}) \neq 0$ 。显然这个公式适用于当辐射阻尼不是很显著，只是一个微弱修正的时候。另外一个方法是利用 0 阶方程 $m\dot{\mathbf{v}} = \mathbf{F}_{ext}$ 来计算辐射阻尼项 [41]。由此得到的方程为

$$m\dot{\mathbf{v}} = \mathbf{F}_{ext} + \tau \frac{d\mathbf{F}_{ext}}{dt} = \mathbf{F}_{ext} + \tau \left[\frac{\partial \mathbf{F}_{ext}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{F}_{ext} \right] \quad (1-18)$$

这个方程并没有发散解，而且适用于辐射阻尼效应较小的经典区域。虽然以上两种处理辐射阻尼的方法都是可行的，但是并不严格。主要的难题在于当有辐射阻尼作用于带电粒子的时候，粒子本身的辐射场必然会发生改变。任何系统的讨论必须考虑粒子自身的结构以及自身的辐射场。这时候粒子的质量变为“有效质量”

$$M(\omega) = m_0 + \frac{2}{3c^2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(i\omega)^n}{n!c^n} \int d^3x \int d^3x' \rho(\mathbf{x}) R^{n-1} \rho(\mathbf{x}') \quad (1-19)$$

虽然本小节的推导较为简单，但是我们已经给出了 LL 和 LAD 方程的雏形，其中有效质量的概念实际上就是经典物理中的重整化方案，即在电磁运动中得到精确解，我们必须考虑带电粒子实际的大小。方程 (1-19) 几乎接近了近似解，但是我们仍然忽略了速度的高阶项，并且假设了球状对称。

1.2.3 经典 LAD 和 LL 辐射阻尼方程

在本小节中，我们将介绍相对论情况下的辐射阻尼方程。为了计算辐射电子自恰的运动轨迹，引入包含辐射阻尼项的闵可夫斯基方程 [42]

$$m_e c \frac{du^\mu}{ds} = \frac{e}{c} F^{\mu\nu} u_\nu + g^\mu \quad (1-20)$$

$$\frac{dx^\mu}{ds} = u^\mu \quad (1-21)$$

其中， $u_\mu = (\gamma, \mathbf{p}/m_e c)$ 是四维速度， $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ 是电磁场张量， A_μ 是电磁场矢量，以及 $\mu = 0, 1, 2, 3$,

$$s = c \int \frac{dt}{\gamma} \quad (1-22)$$

辐射阻尼力的 Lorentz-Abraham-Dirac(LAD) 形式为 [43]

$$g^\mu = \frac{2e^2}{3c} \left[\frac{d^2 u^\mu}{ds^2} - u^\mu \left(\frac{du^\nu}{ds} \right) \left(\frac{du_\nu}{ds} \right) \right] \quad (1-23)$$

然而众所周知，辐射阻尼的 LAD 解存在自加速解，可以参考上一小节的第一种推导方法。另外，辐射阻尼的具体形式也可以由 Landau-Lifshitz(L-L) 方程给出

$$g^\mu = \frac{2e^3}{3m_e c^3} \left\{ \frac{\partial F^{\mu\nu}}{\partial x^\lambda} u_\nu u_\lambda - \frac{e}{m_e c^2} \left[F^{\mu\lambda} F_{\nu\lambda} u^\nu - (F_{\nu\lambda} u^\lambda) (F^{\nu\kappa} u_\kappa) u^\mu \right] \right\} \quad (1-24)$$

这个方程虽然不像1-23存在自加速解，但是当电磁场发生突变的时候，它不能保证能量或者动量守恒 [44]。例如在点电荷通过理想平行板电容器的过程中，LL 方程的解将出现无穷大加速度的尖峰，这样的尖峰意味着能辐射无穷大的能量。从前面的介绍中，我

们可以得知，要正确处理辐射阻尼问题就要严格处理粒子的自能问题。而电子的自能问题涉及到粒子的具体尺寸，因此我们必须对粒子的质量做经典的重整化处理，也就是所谓的“有效质量”。然而，大多数研究者处理 LL 方程的时候认为辐射阻尼项很小，这是基于速度的二次求导以上的项都被认为是可以忽略这一假定的。然而这个假定是建立在粒子(比如电子)的半径是趋于 0 的前提下，也就意味着忽略粒子的具体尺寸(可以不考虑重整化)。相反，人们在处理 LAD 方程的时候，没有直接利用上述假定，而是根据电子的有效半径去展开的，然后去取电子半径趋于 0 的极限的。在这样的近似条件下，LAD 方程不是一阶近似，而是模型的精确解。这种近似方法通常包含了质量的重整化，也就意味着考虑了粒子的具体尺寸。因此在处理非连续电磁场的时候，LAD 方程更为适合，尽管自加速的解依然存在。

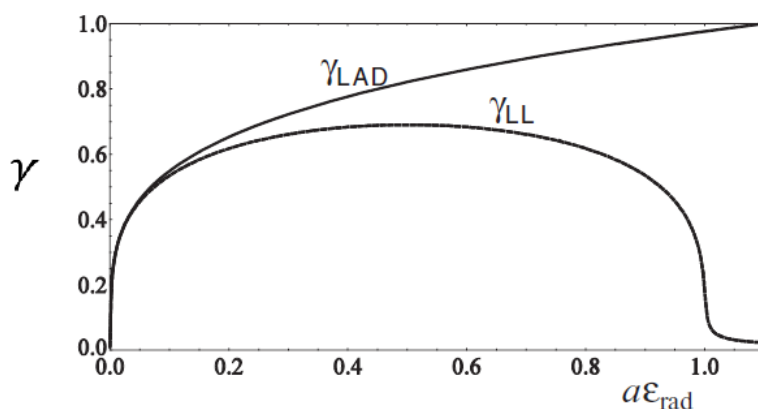


图 1-4 电子在均匀旋转电场中运动方程的解，当 $a_m = 1500$ 和 $\varepsilon_{rad} = 7.5 \times 10^{-4}$ 。该图描绘了电子 γ 因子和电场之间的依赖关系： γ_{LAD} 和 γ_{LL} 分别代表了 LAD 和 LL 形式下的 γ 因子。图片来自文献 [45]

Fig 1-4 Solution of the electron equation of motion in a rotating homogeneous electric field for $a_m = 1500$ and $\varepsilon_{rad} = 7.5 \times 10^{-4}$. Dependence of the electron γ -factors on the electric field: γ_{LAD} and γ_{LL} correspond to the radiation friction force taken in the LAD and LL form, respectively.

图 (1-4) 描绘了电子在均匀旋转电场中运动方程的解。如图所示，电子的 γ 因子取决于电场的大小， γ_{LL} 和 γ_{LAD} 对应于辐射阻尼取不同形式下的电子的 γ 因子。当电场强度处于相对较低的区域中，LAD 和 LL 方程都给出相同的电子行为。当电场强度足够强的时候，比如电场强度 a 接近于 ε_{rad}^{-1} 的量级时候，这两个方程给出了完全不同的解。 $a = \varepsilon_{rad}^{-1}$ 对应的电场相当于经典电动力学的临界电场：

$$E_{cr} = \frac{m_e^2 c^4}{e^3} \quad (1-25)$$

这个临界电场在一个经典电子半径内产生的能量相当于 $m_e c^2$ 。然而，推导 Landau-Lifshitz 方程的时候，假设电场强度远小于经典电动力学的临界场强。另外一个假设条件是电场的非均匀尺度应该远小于经典电子半径，或者说电场在经典半径内应该是近似均匀的。最后电场时间上的变化速率应该远小于 $t_e = r_e/c$ 。只有这些条件同时满足(电场的强度，空间和时间)，经典电动力学的辐射阻尼方程才是适用的。

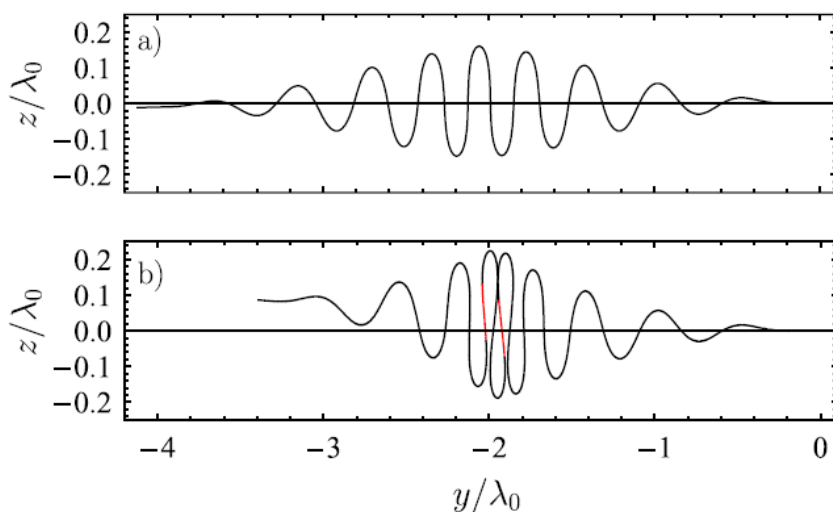


图 1-5 电子在激光作用下的轨迹，(a) 运动方程中不包含辐射阻尼项，(b) 保留了辐射阻尼项。初始电子能量是 40MeV ，激光的强度为 $I_0 = 5 \times 10^{22}\text{W}/\text{cm}^2$ ，波长为 $\lambda_0 = 0.8\mu\text{m}$ ，脉宽为 27fs ，束腰宽为 $\sigma_0 = 2.5\mu\text{m}$ 。(b) 图中红色部分的轨迹代表电子的纵向速度是正向的。图片来自文献 [46]

Fig 1-5 The electron trajectories during laser interaction (a) without and (b) with radiation reaction term.

尽管，经典的 LL 方程受到以上各种物理条件的限制，但是目前的激光强度(尚未到达 $10^{23}\text{W}/\text{cm}^2$)并未超过其适用范围。通过合理控制激光的脉宽、形状以及与电子束传播方向的夹角来设计物理模型，依然可以利用 LL 方程来研究辐射阻尼 [46]。Piazza 等考虑了电荷为 $-e$ ，质量为 m ，以及初始能量为 γ_0 的电子和一束频率为 ω_0 ，电场强度为 E_0 的激光相互对撞。利用对撞模型，激光的强度不需要达到辐射阻尼为主导作用的区域 (radiation-domain-region, RDR)，辐射阻尼效应依然可以显著。电子和激光强度满足 $4\gamma_0^2 - \xi^2 > 0$ ，其中 $\xi = eE_0/m\omega_0 c$ ，该条件保证电子在没有辐射阻尼的条件下不会被激光直接反射。然而，电子在逆向激光运动的过程中不断辐射能量，最终改变其运动的方向。模拟上，设置电子的初始能量为 40MeV ，激光强度 $I_0 = 5 \times 10^{22}\text{W}/\text{cm}^2$ ，脉宽 27fs 。从图 (1-5) 可见，用 LL 方程计算的包含辐射阻尼效应可以显著地影响电子的运动轨迹。此外，还可以根据电子本身运动轨迹来计算辐射谱，以方便和今后的实验结果做对比，这也可以用来区分有无辐射阻尼效应。

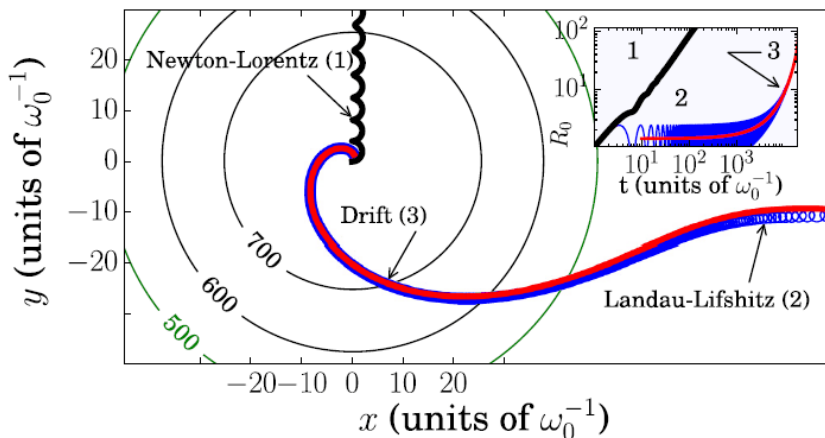


图 1-6 曲线 1 为没有包含辐射阻尼的牛顿洛伦兹方程的数值解，曲线 2 为 LL 方程的数值解，曲线 3 为粒子中心轨迹的解，其中的等高线代表激光 a_0 的强度。图片来自文献 [47]

Fig 1-6 The numerical solutions of the Newton-Lorentz equation with radiation friction neglected (curve 1), the Landau-lifshitz equation (curve 2), and the solution of the drift equation (curve 3).

Fedotov 等研究了当辐射阻尼力的大小和有质动力的大小相当的时候，电子的运动规律。研究表明，即使激光的强度继续增强（辐射阻尼力将达到并超过激光的有质动力），达到 $5 \times 10^{23} \text{W/cm}^2$ ，只要在保证激光弱不均匀的形式 $\mathbf{A}(\mu\mathbf{r}, t)$ 前提下，其中 $\mu \ll 1$ 是小量参数，LL 方程依然适用 [47]。此时，电子的运动 $\mathbf{r} = \mu^{-1}\mathbf{R}(\mu^2 t) + \xi(t)$ 可以分解为一个缓慢运动的中心以及围绕这个中心的小幅度快速振动。这两个方程都可以用 μ 来展开，分别为 $\mathbf{R} \approx \mathbf{R}_0 + \mu\mathbf{R}_1$ 和 $\xi \approx \xi_0 + \mu\xi_1$ 。通过计算可以知道，当有质动力的大小和辐射阻尼的大小相当的时候，粒子中心轨迹由一个一阶的方程决定，而非两阶的有质动力。因此，从图 (1-6) 可知，粒子的中心运动轨迹和围绕中心的振动，与没有辐射阻尼的情况相比，有着本质的不同。

此外，Tamburini 等利用 LL 方程模拟了一维薄靶离子加速 (RPA) 中的辐射阻尼效应 [35]。对于线偏振激光，辐射阻尼虽然降低了离子的能量，但是同时压缩了离子的能谱宽度，提高了单能性。能谱的改善来源于辐射阻尼对于电子的冷却 [48]，从而间接影响了被加速的离子。对于圆偏振激光，只要靶没有被激光穿透，那么辐射阻尼的效果可以忽略不计。在此之后，二维薄靶的离子加速中的辐射阻尼效应也得到了相应的研究 [49]，其结果和一维模拟基本相似。

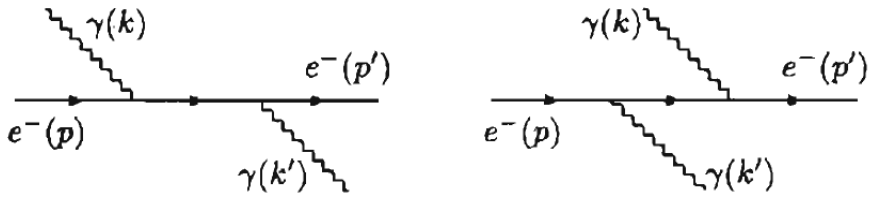


图 1-7 康普顿散射最低阶的费曼图。图片来自文献 [50]

Fig 1-7 Lowest order diagrams for Compton scattering in QED.

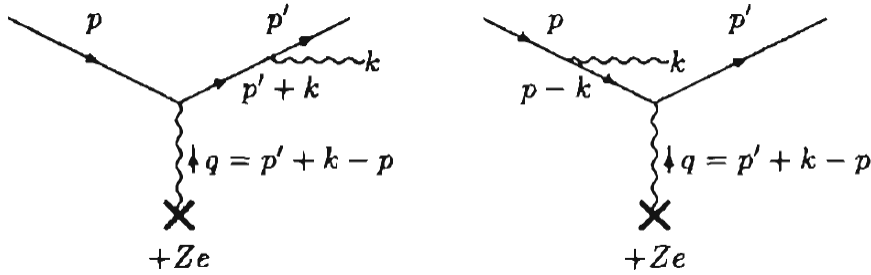


图 1-8 韧致辐射最低阶的费曼图。图片来自文献 [50]

Fig 1-8 The two lowest order diagrams contribution to Bremsstrahlung.

1.2.4 量子辐射阻尼

由于经典辐射阻尼理论的各种局限性，以及大规模并行计算机的不断普及，目前辐射阻尼问题可采用量子场论中计算电子辐射的散射截面和蒙特卡罗模拟的方法来处理 [51]。在程序上，电子和经典电磁场 (光的低频部分仍然作为场处理) 作用，产生光子 (高频部分作为粒子处理)，光子带走一部分电子的能量，因此阻尼力自恰地包含在辐射光子的过程中。辐射光子的蒙特卡罗程序又以 QED 中计算的散射截面作为基础，进行抽样计算，因此辐射过程和经典辐射不同，包含了一定的随机性 [52, 53]。本小节将介绍的研究工作虽然在物理上已经跳出经典电动力学的框架，利用量子场论进行辐射修正，但是，其主要的研究对象还是电子在激光场中的运动，并且考虑辐射阻尼力对相关运动的影响。这类工作符合以下两个特点：第一，通过辐射产生的光子不是研究的主要对象；第二，所研究的物理体系中没有正负电子对的产生或者正负电子对的产生可以忽略不计。这种参数区域被认为是临界 QED 区域 (near-QED regime)[54]。从激光的参数上考虑，只有对于超强短脉冲激光，经典和量子辐射阻尼对电子运动区别很大，因为经典理论会过多地估计电子能量的损失 [55]；对于较弱的长脉冲激光，两者基本一致，只有当激光脉冲长度被控制在一个脉冲周期，即使激光的强度较弱，那么量子辐射的随机性依然可以被模拟和实验所观察到 [56]。从费曼图的角度看，电子的辐射主要分为康普顿

散射 (1-7) 和韧致辐射 (1-8)。比如, 汤姆孙散射和康普顿散射的区别仅仅在于量子效应是否重要, 它们在费曼图上的描述是一致的 [57]。总的来说, 在三种条件下, 我们必须使用量子辐射阻尼进行计算: 1. 激光能量过高, 经典理论无法正确地计算出光子能量; 2. 激光脉冲过短, 经典理论无法反应辐射过程的随机性和不连续性; 3. 激光的形状有突变, 经典理论对于自能和重整化的处理有无法逾越的缺陷。只要实际研究的问题不涉及以上三种条件, 那么无论使用经典辐射理论或者量子辐射理论都会给出相似的结果。

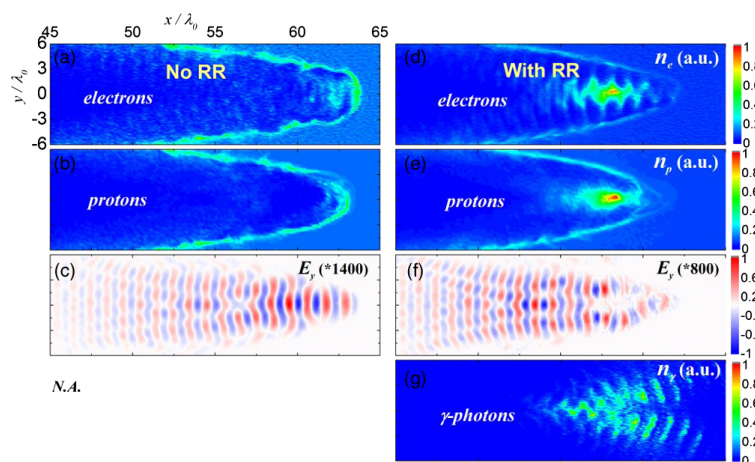


图 1-9 电子和质子以及电场 E_y 在 ($z=0$) 平面, $t = 80T_0$ 时刻的空间分布, 其中 (a-c) 没有包含辐射阻尼项, (d-f) 包含了辐射阻尼。(g) 大于 1MeV 的辐射光子的密度分布。PIC 模拟中, 激光等离子体的基本参数, 分别为: $a_0 = 500$, $\tau_0 = 20T_0$ 和 $n_e = 20n_c$ 。图片来自文献 [54]

Fig 1-9 Distributions of electron and proton densities and laser field E_y in the $X - Y$ plane ($z=0$) at $t = 80T_0$ without RR (a-c) and with RR (d-f), respectively. The density distribution of emitted γ photons (>1 MeV) is shown in (g). Laser parameters are $a_0 = 500$, $\tau_0 = 20T_0$ and $n_e = 20n_c$.

在三维的数值模拟中, 吉亮亮等通过研究发现, 当激光与近临界密度等离子体 ($n_e = 20n_c$) 相互作用时, 只要激光的强度足够高 ($a_0 = 500$), 电子受到的辐射阻尼力就可以抵消有质动力的作用, 使电子束缚在激光场中 [54]。在该工作中, 作者在 PIC 模拟中加入了量子辐射修正 (也包括了正负电子对的产生)。如图 (1-9) 所示, 由于辐射阻尼的作用, 一束高密度的电子被束缚在电场的高强度区域 (d); 相应的, 如果没有辐射阻尼力, 那么激光高强度区域中的电子将在有质动力作用下被排开 (a)。图 (1-9)(b) 和 (e) 描述了 $t = 80T_0$ 时刻质子的密度分布, 图 (1-9)(c) 和 (f) 描述了 $t = 80T_0$ 时刻 E_y 的空间分布, 我们可以清楚地看到在有辐射阻尼的情况下, 大量光子在辐射过程中产生 (g), 激光的能量也被大量消耗, 因此在前端形成了明显的空洞。同样的, 作者利用 LL 方程数值模拟了单电子在激光中的运动也给出了相似的结果。如图 (1-10)(a) 所示, 当辐射阻尼力存在的时候, 电子在长时间内被约束在激光的高强度区域; 如果没有辐射阻尼的作用,

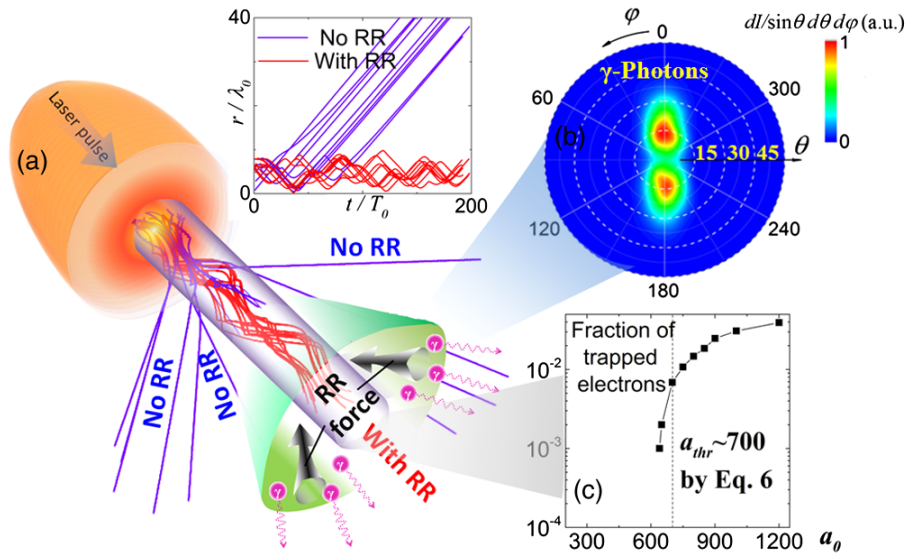


图 1-10 辐射阻尼示意图。(a) 电子的运动轨迹，蓝线表示没有包含辐射阻尼项的电子运动轨迹，红线表示包含了辐射阻尼。如图所示，电子被辐射阻尼力(黑色箭头)束缚在激光的高强度区域中，并辐射光子(波浪箭头)。其中的插图描述了电子离激光轴的距离 $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ 随着时间变化的关系。(b)3DPIC 模拟中光子的角分布。(c) 被束缚电子的百分比和激光强度之间的关系。图片来自文献 [54]

Fig 1-10 Sketch of laser-plasma interaction in the regime of RRT. (a) Trajectories of test electrons numerically calculated either neglecting (blue solid lines) or including RR (red solid lines). Electrons are trapped in the high laser intensity region through the RR force (black arrow) induced by the emitted photons (wavy arrows). The upper panel shows the corresponding distance $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ of the electrons away from the propagation axis versus time. (b) The typical angular distribution of γ photons from 3D PIC simulations. (c) The relative fraction of trapped test electrons versus laser amplitude.

电子很快离开该区域。即使在临界 QED 区域内，只要激光波形和脉宽选择合适，经典和量子的辐射阻尼都将给出相似的结果。上述模型描绘了行波场 (traveling wave) 和等离子体的相互作用，然而在 QED-Plasma 领域，一般都采用驻波场 (standing wave) 来研究，会使得 QED 效应更加显著。在下面介绍的工作中，我们可以清晰看出驻波场中经典和量子辐射阻尼的区别。

电子在驻波场中，由于有质动力势的作用，可以被束缚在电场最小磁场最大的节点处，也就是有质动力势最小的地方，如图 (1-11)(a, c) 所示。随着激光强度的增加，电子由于相对论效应，开始脱离有质动力势的束缚，在全空间内开始杂乱无章地运动(除了相对论的反向运动 [59, 60])。随着电场强度进一步增强，根据“相空间压缩”的理论 [49]，电子将再一次被束缚在节点处。我们把这个效应称为正常辐射捕获 (normal radiative trapping, NRT)。但是在高强度的激光作用下，由于辐射阻尼的存在，电子趋向于被约束在反节点的位置，即有质动力势最大值处。我们将这个“反常理的行为”称为

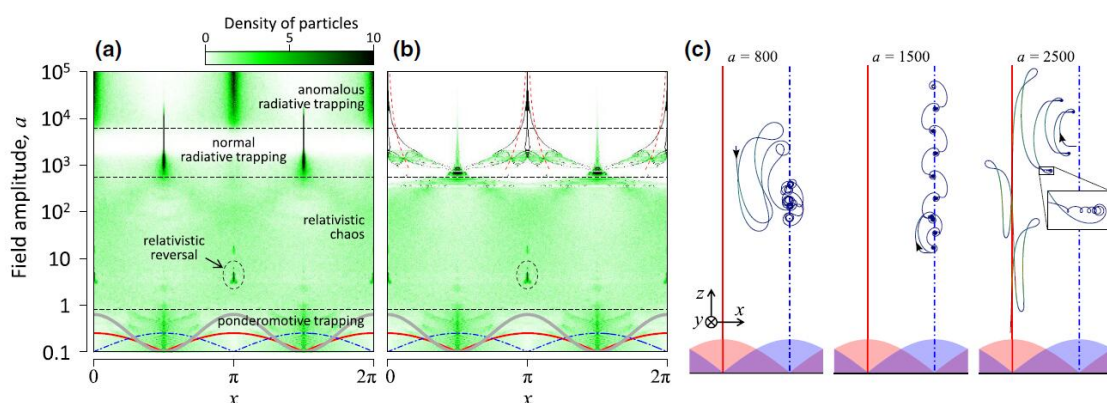


图 1-11 (a) 随激光场强度 a 变化的电子空间密度的分布。激光的电场，磁场以及有质动力势的空间分布分别以红色实线，蓝色虚线以及灰色实线表示。电场的 \mathbf{E} 沿 z 轴方向，磁场的 \mathbf{B} 沿 y 轴方向。辐射阻尼自恰地包含在光子辐射的模块中。(b) 利用经典辐射公式计算的电子密度分布。(c) 电子在 x - z 平面的轨迹。第一张和第三张分别是 NRT 和 ART 的参数区域，第二张是临界的参数区域。红色实线代表反节点，蓝色点划线代表节点。图片来自文献 [58]

Fig 1-11 (a) The long-term density distribution of electrons in a standing wave as a function of wave amplitudes a . The spatial distribution of the electric and magnetic fields, and the ponderomotive potential, are sketched at the bottom with red (solid thin), blue (dot-and-dash), and gray (solid thick) curves, respectively. $\mathbf{E}(\mathbf{B})$ is orientated along the z axis (y axis). Radiation reaction is included via quantum emission. (b) The same density distribution calculated using classical radiation reaction. (c) Typical particle trajectories in the x - z plane.

反常辐射捕获 (anomalous radiative trapping, ART)。同样，可以利用 LL 方程完成相同参数条件下的模拟。两种方法的结果比较如图 (1-11)(a-b) 所示，虽然量子辐射的随机性导致了电子密度分布一定的展宽，但是各种特征性的束缚效应在相同强度条件下都能一一对应。我们可以认为量子的随机性不会破坏 ART，而且 ART 本身不依赖于电子的初始位置和动量。在驻波场中，量子辐射和经典辐射在虽然有差别，但是核心物理是完全相同的。

在图 (1-11) 中，虽然经典和量子辐射都给出了相似的物理过程，但是，从细节看，两者并没有完全相同。这类细节差别来自于电子束与激光相互作用中，经典的辐射阻尼将减少电子能谱的展宽，而量子辐射阻尼将起到相反的效果 [52]。在前面两个工作中，我们关注是电子的集体行为，比如电子在激光中心和节点处被束缚，此类集体宏观的现象在量子和经典两种方法的描述下基本一致。但是，如果仔细研究电子的相空间分布，能谱等细节微观的物理量，两种辐射描述将会给出不一样的物理图像。

1.3 量子场论与重整化

量子场论已经广泛地被运用在高能和凝聚态物理的研究中，比如标准模型理论和 BCS 理论。随着激光技术的不断发展，激光强度的不断增强，经典物理的图像将不能完整地描述激光等离子体中的物理过程，我们需要引入量子场论对其中的一些物理过程进行修正，比如电子的辐射和新粒子的产生。量子场论包括了强相互作用的量子色动力学 (QCD) 和电磁作用的量子电动力学 (QED)，其中 QED 被认为是目前最为精确的理论之一，成功解释了兰姆位移和反常磁矩。兰姆位移 (Lamb shift) 描述了氢原子的 $^2S_{1/2}$ 和 $^2P_{1/2}$ 两个能级之间的微小差别。根据相对论量子力学的计算结果，这两个能级所对应的能量是一样的。只有利用高阶费曼图进行辐射修正 [61]，才可以得到相应的实验结果。同样，通过相对论量子力学计算的电子的磁偶极矩和实验室所测量的有微弱的不同，这个测量的值被称为反常磁矩。同样通过高阶费曼的辐射修正 [61]，人们可以理论计算出反常磁矩的实验值。通过高阶费曼图对于主过程的辐射修正，人们能得到的理论计算结果和实验结果完美符合，因此 QED 的理论又被称为辐射修正理论。但是，费曼图中间过程中的虚粒子，零点能，这些衍生的物理概念目前不能被实验所直接观测，在整个理论中被作为理论计算的工具。在本小节中，我们会简单介绍这套理论的基本框架。

1.3.1 二次量子化

在量子场论的框架下，人们需要考虑三类方程，自旋为 0 的 Klein-Gordon 方程，称为标量场方程，自旋为 1/2 的狄拉克方程，称为旋量场方程，自旋为 1 的麦克斯韦方程，称为矢量场方程。除了较为熟悉的麦克斯韦方程，前两者都是从非相对论量子力学发展过来的。早在量子场论之前，科学家们首先发展了相对论量子力学的理论。相对论量子力学仍然按照量子力学的思路，只是将哈密顿量改为相对论的形式，再解出单个粒子的状态方程。比如对于 Klein-Gordon 方程 $(\partial_\mu \partial^\mu + \mu^2)\phi = 0$ ，其中 $\mu^2 = \frac{m^2 c^2}{\hbar^2}$ ($= m^2$ 在自然单位下)，

$$\phi(x) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2V E_n / \hbar}} \left[A_n e^{-\frac{i}{\hbar}(E_n t - \mathbf{p}_n \cdot \mathbf{x})} + \underbrace{B_n^\dagger e^{\frac{i}{\hbar}(E_n t - \mathbf{p}_n \cdot \mathbf{x})}}_{\text{absent in NRQM}} \right] \quad (1-26)$$

该方程解的第二项在非相对论量子力学中并不存在。如果采用上述方程的解 (1-26)，主要会产生两类问题。第一类，如同前文所述，根据相对论量子力学计算得到的个别能级的能量，磁矩和实验值并不完全相同。第二类，在相对论的条件下单粒子的解会导致几率流的非正定，分数电荷以及负能态等，和我们所知的物理相互矛盾。为了解决这些问题，我们需要对场方程进行二次量子化，重新求解。此时的 $\phi(x)$ 不是单个粒子的态，而

是能产生湮灭粒子的场算符。此时，方程的解为

$$\begin{aligned}
 \phi(x) &= \underbrace{\sum_{\mathbf{k}} \frac{1}{\sqrt{2V\omega_k}} a(\mathbf{k}) e^{-ikx}}_{\phi^+} + \underbrace{\sum_{\mathbf{k}} \frac{1}{\sqrt{2V\omega_k}} b^\dagger(\mathbf{k}) e^{ikx}}_{\phi^-} \\
 &= \phi^+ + \phi^- \\
 \phi^\dagger(x) &= \underbrace{\sum_{\mathbf{k}} \frac{1}{\sqrt{2V\omega_k}} b(\mathbf{k}) e^{-ikx}}_{\phi^{\dagger+}} + \underbrace{\sum_{\mathbf{k}} \frac{1}{\sqrt{2V\omega_k}} a^\dagger(\mathbf{k}) e^{ikx}}_{\phi^{\dagger-}} \\
 &= \phi^{\dagger+} + \phi^{\dagger-}
 \end{aligned} \tag{1-27}$$

其中，

$$[a(\mathbf{k}), a^\dagger(\mathbf{k}')] = [b(\mathbf{k}), b^\dagger(\mathbf{k}')] = \delta_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} (\text{discrete}) = \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}') (\text{continuous}) \tag{1-28}$$

现在我们可以利用场算符 (1-27) 来计算动量和能量 (哈密顿量) 的具体形式。我们计算正反粒子的哈密顿量时都会出现 $\frac{1}{2}$ 的零点能。然而，我们可以根据正规排序 (normal ordering) 来消除这个零点能。所谓正规排序，就是将所有湮灭算符放在项的左边，产生算符放在项的右边，在进行这样的操作时，并不需要考虑它们之间的对易关系。正规排序下的哈密顿量不但消除了零点能，所对应的物理量也能在实验中真实存在。最后，我们需要计算费曼传播子 (Feynman Propagator)。所谓费曼传播子就是连接初始状态和末状态之间的虚粒子。Klein-Gordon 方程的费曼传播子的动量空间形式：

$$\Delta_F(k) = \frac{1}{k^2 - \mu^2 + i\varepsilon} \tag{1-29}$$

在激光等离子体中，我们主要用到狄拉克方程 (电子) 和麦克斯韦方程 (电磁场)。对于这两个方程，我们将重复以上的步骤：首先，我们进行二次量子化，计算出场算符；然后我们根据场算符计算动量、能量；最后我们计算其对应的费曼传播子。虽然我们所采取的思路和处理标量场的思路相同，但是旋量场和矢量场的求解过程要复杂的多。比如对于 1 阶求导的狄拉克方程，基本要求是平方后，能回归为 Klein-Gordon 方程。通过计算表明，必须引入四个 γ 矩阵。对于麦克斯韦方程，我们不能像经典场论中取洛伦兹规范，而是取弱洛伦兹规范 (Gupta-Bleuler Weak Lorentz Condition)。麦克斯韦方程是通过粒子的偏振来展开的，该规范使得粒子偏振的时间分量和纵向分量相互抵消，只留下横向分量。而在实验上，我们也仅仅能观察到光场的横向分量。

1.3.2 微扰展开和重整化

对于自由 (哈密顿量或者拉氏量中不包含势能或者相互作用项) 的狄拉克方程和麦克斯韦方程进行二次量子化只是第一步，在处理光场与电子相互作用时，我们需要给出

一个包含光子，电子以及它们之间相互作用的拉氏量。比如，

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}^{1/2,1} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \bar{\phi}(i\gamma^\mu\partial_\mu)\phi + e\bar{\phi}\gamma^\mu\phi \quad (1-30)$$

$$\underbrace{\begin{bmatrix} e_{r^1, \mathbf{p}^1}, e_{r^2, \mathbf{p}^2}^+ \\ e_{r^1, \mathbf{p}^1}, e_{r^2, \mathbf{p}^2}^+ \\ e_{r^1, \mathbf{p}^2}, e_{r^2, \mathbf{p}^1}^+ \\ \vdots \\ e_{r^2, \mathbf{p}^1}, e_{r^2, \mathbf{p}^2} \\ \vdots \\ e_{r^1, \mathbf{p}^1}, \gamma_{r^2, \mathbf{k}^1} \\ \vdots \end{bmatrix}}_{\text{Final Eigen States } f} = \underbrace{\begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} & \cdots & S_{1i} & \cdots & \cdots & \cdots \\ S_{21} & S_{22} & S_{23} & \cdots & S_{2i} & \cdots & \cdots & \cdots \\ S_{31} & S_{32} & S_{33} & \cdots & S_{3i} & \cdots & \cdots & \cdots \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ S_{f1} & S_{f2} & S_{f3} & \cdots & S_{fi} & \cdots & \cdots & \cdots \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \end{bmatrix}}_{\text{S Matrix}} \underbrace{\begin{bmatrix} e_{r^1, \mathbf{p}^1}, e_{r^2, \mathbf{p}^2}^+ \\ e_{r^1, \mathbf{p}^1}, e_{r^2, \mathbf{p}^2}^+ \\ e_{r^1, \mathbf{p}^2}, e_{r^2, \mathbf{p}^1}^+ \\ \vdots \\ e_{r^2, \mathbf{p}^1}, e_{r^2, \mathbf{p}^2} \\ \vdots \\ e_{r^1, \mathbf{p}^1}, \gamma_{r^2, \mathbf{k}^1} \\ \vdots \end{bmatrix}}_{\text{Initial Eigen States } i}$$

图 1-12 S 矩阵。图片来自文献 [61]

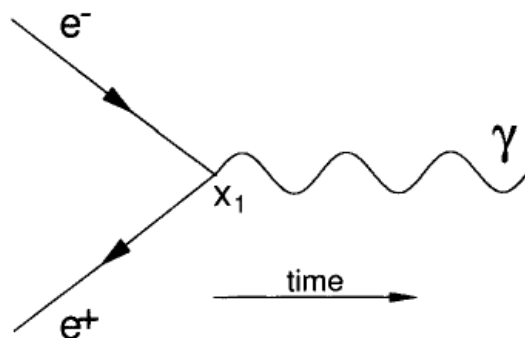
Fig 1-12 S Matrix.

这个拉氏量包含了自由光子、自由电子，以及它们之间的相互作用形式，并且数学上它满足了局域对称性。这个对称性在场论中非常重要。首先，局域对称性使得相应的光场无质量化，这与实际研究的物理对象相吻合；其次，这是重整化理论的要求。在前文中，我们已经介绍了处理自由电子和光子的步骤和方法，得到了相应的自由解。现在拉氏量中多了相互作用量，因此我们可以在相互作用表象下，利用 S 矩阵如图 (1-12) 来处理这个问题。所谓 S 矩阵就是用来衡量同一组初始状态的粒子，经过反应以后，变成其它不同状态的概率大小。这套方法在粒子物理中被广泛的使用。每一个 S 矩阵元代表了一个初始态演化到一个末态之间的概率大小。因此，通过计算 S 矩阵，就可以得到相应反应的概率大小。在具体操作中，S 矩阵在相互作用表象下，可以利用 Dyson 展开，得到如下表达式：

$$S = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-i)^n}{n!} \int_{-\infty}^{\infty} \cdots \int_{-\infty}^{\infty} T \{ \mathcal{H}_I^I(t_1) \mathcal{H}_I^I(t_2) \cdots \mathcal{H}_I^I(t_n) \} d^4x_1 d^4x_2 \cdots d^4x_n \quad (1-31)$$

虽然通过式 (1-31) 得到了 S 矩阵的计算方法，但是其中的相互作用量 \mathcal{H}_I^I 是按照时间来排序的，这意味着场算符也必须按照时间来排序。然而，动量，能量算符中的场算符是按照正规排序的。解决方法是利用维克定理 (Wick's Theorem)，将时间排序的算符变为正规排序的算符，以及相应的收缩 (contractions)。其中，算符 A 和 C 的收缩，数学上

写成 AC 的形式，就是相应的费曼传播子。在完成算符的重新排序以后，我们就可以计算相应的 S 矩阵。由于第 0 阶的矩阵 $S^{(0)}$ 是 I 矩阵，这意味初态和末态之间没有发生改变，因此我们认为其中没有发生任何物理过程。对于第 1 阶 $S^{(1)}$ ，我们将得到只含有一个节点的费曼图 (1-13)，但是这类费曼图不能作为完整的物理过程存在。而对于第 2 阶 $S^{(2)}$ ，我们可以给出八个有物理意义的费曼图。

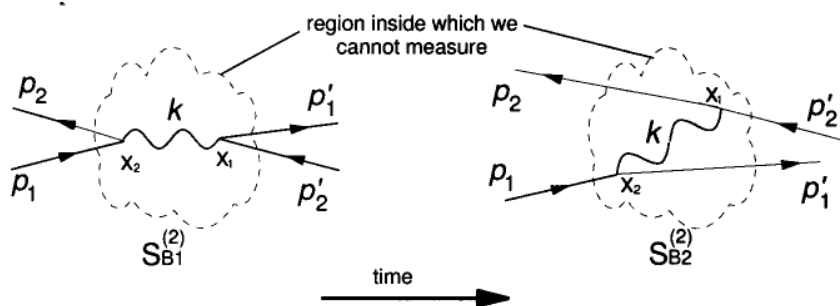


**Single Vertex
Interaction Feynman Diagram**

图 1-13 单个节点的费曼图。图片来自文献 [61]

Fig 1-13 Single vertex interaction Feynman diagram.

其中之一的 Bhabha 散射，如图 (1-14) 所示，该图描述了电子 p_1 和正电子 p_2 在相互作用之后，通过虚粒子 k 演化为另外一个电子 p'_1 和正电子 p'_2 的过程。根据费曼图，Bhabha 散射的 S 矩阵由两部分构成：



Bhabha Scattering Can Occur in Two Ways

图 1-14 Babbah 散射的费曼图。图片来自文献 [61]

Fig 1-14 Babbah scattering can occur in two ways.

$$S_{Bhabba} = S_{B1}^{(2)} + S_{B2}^{(2)} \tag{1-32}$$

具体根据电子场算符 φ ，正电子场算符 $\bar{\varphi}$ ，光子场算符 A ，可以写成

$$S_B^{(2)} |e_{\mathbf{p}_1, r_1}^-, e_{\mathbf{p}_2, r_2}^+\rangle = -\frac{1}{2!} e^2 \int \int d^4x_1 d^4x_2 N\{(\bar{\varphi} \underline{A} \varphi)_{x_1} (\bar{\varphi} \underline{A} \varphi)_{x_2}\} |e_{\mathbf{p}_1, r_1}^-, e_{\mathbf{p}_2, r_2}^+\rangle \tag{1-33}$$

根据公式 (1-33)，我们可以计算出 Bhabba 散射一阶过程的概率振幅。另外，我们也可以得到光子闭合圈图 (1-16)，也被称为光子的真空极化圈。相应的 S 矩阵为

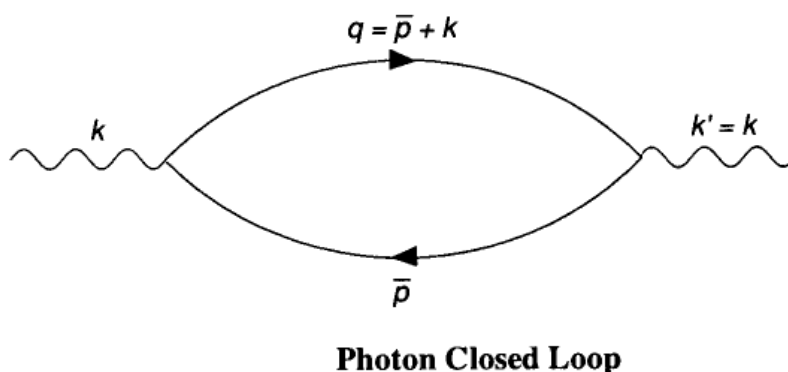


图 1-15 光子闭合圈的费曼图。图片来自文献 [61]

Fig 1-15 Photon closed loop.

$$S_B^{(2)} = -\frac{1}{2!} e^2 \int \int d^4x_1 d^4x_2 N\{(\bar{\varphi} \underline{A} \varphi)_{x_1} (\bar{\varphi} \underline{A} \varphi)_{x_2}\} \tag{1-34}$$

通过计算公式 (1-34)，我们发现这个极化圈图和上面的 Bhabba 散射过程 (1-33) 并不一样，因为极化圈图的 S 矩阵用同样的方法计算得到的结果是发散的。在费曼图中，这类闭合圈图我们统称为自能图或者圈图。一般情况下，圈图或者粒子的自能图的计算结果都是发散的。该问题和经典辐射阻尼问题中自能问题相似，而整个场论的核心问题和难点就是如何处理自能问题。在上文中，我们已经给出了一阶康普顿散射，韧致辐射以及 Bhabba 散射的过程。上述这些一阶费曼图中并不含有自能圈，因此我们根据费曼图带入相应的算符计算所得的结果是收敛的，但是仅仅计算一阶费曼图所得的结果并不十分精确。我们需要需要包含更高阶的费曼图，才能得到更加精确的结果。然而从 2 阶费曼图开始都带有自能圈。为了解决自能圈图问题，费曼等人发展重整化理论。简单来说，对于康普顿散射过程，我们需要给出其 S 矩阵中的有效的节点，以及费曼传播子中的有效质量，类似经典情况下的“有效质量”。这样这个 S 矩阵就包含了更高阶的过程，以及它的计算结果也是收敛的。当然我们无法像级数展开一样，给出无穷阶的和，而是给

出前面几项 (在具体的物理过程中一般只计算前两项)。这是由于以下两个原因: 首先 S 矩阵展开时, 只有偶次项才有物理意义。因此一阶过程的大小是二阶过程的精细结构常数倍, 衰减地非常快, 阶数越高贡献越小; 其次由于电子的二次量子化我们引入了 γ 矩阵等繁琐的数学形式, 费曼图的计算哪怕只是一阶过程都相当复杂。因此高阶费曼图的计算始终是粒子物理中的一个难点。但是它的起点和经典物理中相同, 考虑了电子自身的尺寸问题和自能问题, 并且在量子的框架下能得到完美的实验结果。由于重整化理论包含了对称性原理, 群论和复变函数等等许多数学物理问题, 我们在本文中就不做详细的介绍。但是在研究 QED-plasma 时, 我们需要知道量子场论究竟为我们解决了哪些物理问题。

随着激光强度的不断增强, 与强场 QED 相关的物理过程必然会出现在激光等离子体的研究, 因此量子场论将会成为下一代激光和物质相互作用的研究中必不可少的理论工具。首先, 通过量子场论人们可以更加完整地描述激光和带电粒子的辐射过程, 和经典的辐射理论相比其研究范围不再受到激光的强度和变化尺度的限制; 其次, 量子场论能直接提供相应物理过程的散射截面的信息, 比如辐射和产生正负电子对的过程, 这为激光和等离子体相互作用的数值模拟研究提供了理论基础和新的研究方向。

1.4 QED 理论在激光等离子体中的应用

在本节中, 我们将具体介绍激光等离子体中的康普顿散射和正电子的产生, 以及如何在等离子体 PIC 模拟中应用 QED 理论。实验研究表明, 利用强度为 $\approx 10^{20} \text{W/cm}^2$ 的激光可产生正电子。具体操作步骤如下 [62]: 第一步, 使用激光将电子加速到 MeV 量级, 然后将产生的高能电子与高 Z 金属靶相互作用, 从而产生正电子。在上述过程中根据具体实验参数的设置, 有两种产生正负电子对的通道: 在第一种通道中, 高能电子直接与高 Z 靶核子中的静电场相互作用, 产生正电子, 这类过程称为 Trident 过程, 其反应过程为 $e^- + Z \rightarrow e^+ + 2e^- + Z$; 在第二种通道中, 电子首先通过韧致辐射产生光子, 然后光子与高 Z 靶核子中的静电场作用, 产生正负电子对, 这类过程称为 Bethe-Heitler 过程, 简称为 BH 过程, 其反应过程为 $e^- + Z \rightarrow \gamma + e^- + Z$ 和 $\gamma + Z \rightarrow \gamma + e^- + Z$ [63–67]。虽然上述两类物理过程可以在激光强度相对较低的条件下实现, 但是, 正电子的产生率以及激光能量的利用率非常低, 因此, 其应用前景并不是非常乐观。

除了固体靶, 人们也已经在理论上广泛研究了在真空中利用超强激光束自发的形成正负电子对 (激光直接激发出真空中的虚粒子, 这与激光光子与实光子产生相互作用产生正负电子对是不同的), 我们称之为真空极化。但是由于目前激光技术的限制, 此类物理过程并没有在实验上被实现 (短时间内无法实现)。早在 1931 年, Sauter 首先提出了利用恒定的强电场在真空中产生正负电子对的想法 [68]。随后, Schwinger 推导了静电场中

产生正负电子对的公式 [69], 并且预言, 当电场的强度接近 $E_{crit} = 1.3 \times 10^{18} V/m$ 的临界值时, 正负电子对将自发地在真空中产生。此时, 激光的强度大约为 $10^{29} W/cm^2$, 远高于目前激光所能达到的最高值。其实真空极化的研究在理论上也不是一帆风顺。首先, 能量和动量的守恒禁止这类过程在一束平面波中发生, 该过程在双束激光对撞模型中 [70, 71] 是有希望实现的, 并且相应的物理过程有可能带来激光次级结构的信息 [72]。实际上, 这类物理过程并没有一个明确的激光强度阈值, 但是正负电子对的产生率会随着激光强度的降低而迅速下降, 这是因为相关过程对激光的场强是指数依赖 $\exp(-E_{crit}/E)$ 。详细计算表明产生相应物理过程所需要的最低的激光强度为 $10^{26} W/cm^2$, 但是这样的激光强度在目前仍然无法实现。其次, 由于真空极化产生的正负电子对或者少量的初始种子电子的存在, 这些种子粒子将会在超强激光中引起强烈的级联效应。而该级联效应将大量消耗激光的能量 [73–75], 从而迅速降低激光场强, 也为将来实现接近 Schwinger 量级的超强激光的技术带来巨大的挑战。

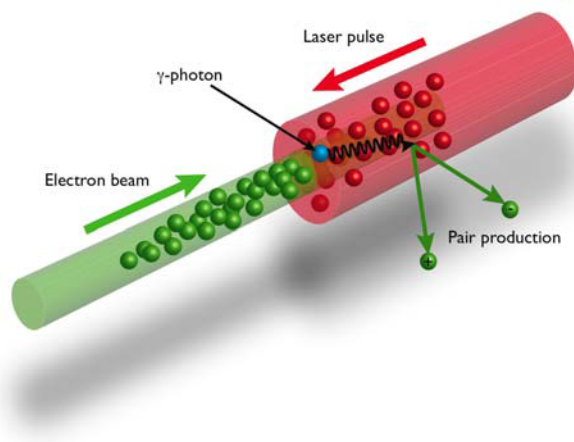


图 1-16 SLAC 实验原理图。图片来自文献 [76]

Fig 1-16 A schematic picture of the SLAC experiment.

除此之外, Breit 和 Wheeler 在理论上考虑了两个实光子相互碰撞产生正负电子对的过程, 并计算了以下反应的散射截面 [77]:

$$\omega_1 + \omega_2 \longrightarrow e^+ + e^- \quad (1-35)$$

截面的量级为 r_e^2 , 其中 r_e 是电子的经典半径, 这个过程被简称为 BW 过程。此前, 人们普遍认为由实光子产生的正负电子对一般发生在天体过程中 [78], 直到斯坦福直线加速器中心 (SLAC) 在实验中首先实现了这一物理过程 [79]。在上述实验中, Burke 等利用 527nm 的 Nd:glass 激光 ($I_{laser} = 10^{18} - 10^{19} W/cm^2$) 和低发散度的能量为 46.6GeV 的电子束相互对撞, 产生了 106 ± 14 个的正电子信号。在这个实验中正负电子对的产生可以

分为两个过程：首先，通过电子的康普顿散射获得 GeV 量级的光子，其中光子可以获得的最大能量为 $29.2GeV$ ；随后，高能光子和激光的光子相互作用产生正负电子对，具体物理过程可参考图 (1-16)。该实验是第一个只涉及实光子，利用光光散射产生正负电子对的实验，也是第一次展示了从能量到物质的转换。

在上述实验的指引下，Bell 等计算了两束相向传播的圆偏振激光中，在 $\mathbf{B} = 0$ 处，电子由于康普顿散射产生高能光子，以及高能光子在激光场中衰变成正负电子对的过程 [80]。随后，Kirk 等改进了经典电子轨迹的算法，研究了不同激光形状和偏振的条件下，正电子的产生率。经过理论计算发现相向传播的线偏振激光在强度达到 $10^{24}W/cm^2$ 时，正负电子对的产生会形成雪崩效应 [81]。从物理原理角度看，这两个理论工作和 SLAC 实验并没有本质区别。但是，SLAC 实验中的高能电子束来自传统加速器，由于电子能量大因而对于激光的强度要求并不高。然而，在激光等离子体领域中，人们更希望电子直接通过激光与物质作用辐射高能光子，从而产生正负电子对。由于现在的激光功率限制，到目前为止凡是涉及 BW 过程的激光等离子体领域的工作，还只能通过理论和数值模拟展开。上述两个理论工作初步证明了在激光等离子体中研究 BW 过程是可行的，但是具体的处理方法存在一定的缺陷。由于在计算电子辐射光子的过程中，依然采用了经典的 LL 方程，整个辐射过程依然是连续的。我们在前文中分析过，经典的 LL 方程和量子辐射在很多情况下能给出相似的物理图像，但是现在我们关注的对象已经从单个电子的运动转移到光子辐射和随后的 BW 过程。和经典辐射中的物理过程相比，电子在量子辐射中主要有两个区别 [82]：第一，电子的辐射是随机间断的，这种情况下和连续的经典辐射相比，电子有可能从激光场中获得更高的能量；第二，电子会趋向于运动到辐射较弱的轨迹中去，比如驻波场模型中 ($\mathbf{E} = 0$) 的点 [81]。但是由于存在 straggling 效应 [83]，这一行为会被减弱。为了和实际物理相吻合，我们需要将蒙特卡罗抽样的方法运用到计算电子量子辐射的模块中，使得电子辐射呈现出量子的随机性和不连续性 [51, 82]，辐射产生的光子我们也将模拟中以实际粒子表示 (这些粒子在合适的条件下能衰变为正负电子对)。因此在数值模拟工作中，随着激光强度的增加，将产生大量新的粒子，从而增加了对于计算机内存的需求。针对这一情况，近年来粒子合并算法也在不断完善中 [84]。

1.4.1 QED-PIC 模拟

在物质与强激光相互作用中 ($> 10^{21}W/cm^2$)，电子辐射光子的过程将极大改变电子自身的动力学过程，并且相应过程产生的光子有可能继续在光场中衰变成正负电子对。在本小节中，我们将简单介绍上述物理过程是如何通过蒙特卡罗模拟的方法耦合到 PIC 模拟中的。此外，在计算相应散射截面时应用了量子修正，这使得人们可以通过 PIC 模

拟自洽地计算 QED 等离子体中的相关物理过程。

现在很多 PIC 模拟程序 [35, 85–88] 中都包含了经典的辐射过程和相应的辐射阻尼力，但是由于没有考虑量子效应，这些程序的应用范围还是非常有限的。决定电子辐射中量子效应是否重要，有一个关键参数 $\eta = E_{RF}/E_s$ ，其中 E_{RF} 是电子静止参考系中的电场大小， $E_s = 1.3 \times 10^{18} \text{V/m}$ 是 Schwinger 电场。当 $\eta \approx 1$ 时：(1) 经典理论将得出非物理的解，比如电子辐射的光子能量大于电子自身的能量。因此，对于辐射谱的量子修正是必须的 [89]。(2) 在量子描述下，电子有一定几率辐射光子，但是这个过程是间断不连续的，因此，电子的轨迹将变得具有随机性 [83]。(3) 辐射的光子具有足够的能量衰变为正负电子对。这些正负电子对将继续辐射光子，继而产生更多的正负电子，由此引发了正负电子对产生的级联效应 [73, 80]。此时，激光与等离子体相互作用包含了很多经典等离子体所不具有的高能物理过程，该等离子体也被称为 QED 等离子体 (QED-plasma)。在这个参数范围内，辐射阻尼及正负电子对产生过程和通常的等离子体行为同时出现在激光聚焦位置处。电子的 QED 辐射率由电子所处位置的电磁场大小以及本身的能量决定，这两个参数又由等离子体行为所决定。反过来，QED 辐射也可以改变等离子体的电流，从而影响等离子体中的经典物理过程。这些相互耦合的过程导致了我们不能在 QED 等离子体中分开考虑宏观等离子体行为和电子的量子辐射过程。

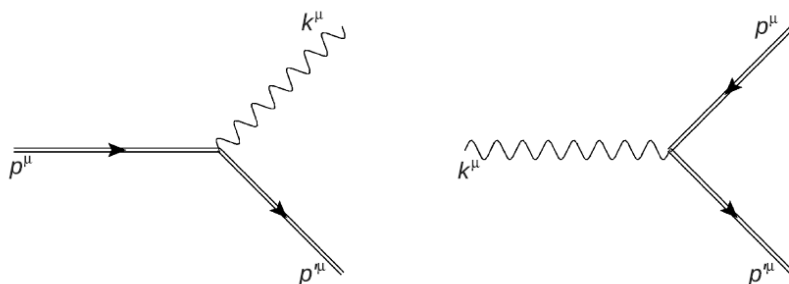


图 1-17 辐射过程在模型中的费曼图描述：左边是电子辐射光子的过程，右边是光子衰变为正负电子对的过程。双线代表了“dressed”态。图片来自文献 [51]

Fig 1-17 Diagrammatic representation of emission processes included in the model: photon emission by an electron (left) and pair production by a photon(right). The double lines present 'dressed' states.

因此我们必须考虑如何在 PIC 模拟中将经典等离子体和电子辐射及正负电子对产生过程自洽地耦合起来。为了同时处理两类物理过程，电磁场被分为高频和低频两个部分。低频的宏观场 (激光场 laser fields) 在激光波长尺度下变化，并且在量子过程中作为相干态保持不变。这类低频电磁场遵循经典电动力学。人们利用等离子体的电荷和电流，通过麦克斯韦方程来数值求解电磁场。而电子、正电子和低频场 (伽马光) 的相互作用

用, 利用文献 [90] 中的方法, 即量子辐射, 正负电子对产生出现在间断的不连续“点”上, 而在这些点之间, 上述粒子仍然按照经典力学的规律进行演化。我们利用强场理论或者 Furry 表象来计算量子辐射和正负电子对的产生 [91], 在这个表象中带电粒子被电磁场所包裹, 称为“dressed”态。图 (1-17) 中描述了模型中包含的一阶过程的费曼图: 电子在电磁场中辐射出光子 (正电子在电磁场中辐射光子的过程也包含在程序内) 和光子在电磁场中衰变为正负电子对。对于上述费曼图, 我们做一个补充说明。图 (1-17) 和图 (1-13) 类似, 但是前者并不是一个单节点过程, 因为它是一个“dressed”态, 暗含了没有在图中直接出现的激光场的光子。比如图 (1-17) 左边电子辐射光子的过程, 即康普顿散射, 在非“dressed”态费曼图中可以用图 (1-7) 来表示。

以上方法基于两个近似条件:

1. 在 QED 过程中, 宏观的电场被认为是稳态的静场, 而辐射过程相对而言是“瞬间”, “局域的”。如果辐射过程的相干长度远小于激光场的波长 λ_L , 那么这个近似是成立的。对于单色平面波而言, 辐射的相干长度是 λ_L/a (a 是激光的无量纲化强度), 因此上述近似成立的条件是 $a \gg 1$ 。

2. 激光的场强要远小于 Schwinger 场。在这个条件下, 辐射光子过程和正负电子对产生的过程只依赖于两个洛伦兹不变量: $\eta = (e\hbar/m_e^3 c^4) |F_{\mu\nu} p^\nu|$ 和 $\chi = (e\hbar^2/2m_e^3 c^4) |F^{\mu\nu} k_\nu|$, 其中 p^μ 是电子的 4 维动量, $\hbar k^\mu$ 是光子的 4 维动量。并且辐射光子和正负电子对产生不依赖于以下两个洛伦兹不变量: $\mathcal{F} = |E^2 - c^2 B^2|/E_s^2$ 和 $\mathcal{G} = |\mathbf{E} \cdot c\mathbf{B}|/E_s^2$ 。这就要求 $\eta^2, \chi^2 \gg Max|\mathcal{F}, \mathcal{G}|$ 和 $\mathcal{F}, \mathcal{G} \ll 1$ 。对于下一代 10PW 激光器, 它的参数条件满足 $\eta, \chi \sim O(1)$ 和 $E_L/E_s \sim 10^{-3}$ 。在这种激光条件下, 数值模拟的模型完全满足以上两个近似条件。在“弱场”近似条件下 (相对于 Schwinger 场), 在宏观场体系下的辐射率近似等于任何满足 $\mathcal{F}, \mathcal{G} \ll 1$ 体系下的辐射率, 只要这个体系中的 η 和 χ 的值和宏观场中的值相同。此外, 这个近似条件也使得 QED 过程之间的相互作用可以按照经典物理的规律来处理。常用的研究模型中物理体系是一个静态的磁场 [89] 或者一个平面波 [92], 因此对于图 (1-17) 中的物理过程, 我们可以在静磁场体系下和平面波体系下进行计算。比如, 对于静磁场条件下 ($cB \ll E_s$), γ 光子的产生率 (平均了自旋和偏振效应):

$$\frac{d^2 N_\gamma}{d\chi dt} = \frac{\sqrt{3}\alpha_f c cB}{\lambda_c E_s} \frac{F(\eta, \chi)}{\chi} \quad (1-36)$$

其中电子的能量 ($\gamma m_e c^2$) 根据 η 参数化, 而光子的能量根据 χ 参数化。其中, λ_c 是康普顿波长, $F(\eta, \chi)$ 是量子修正的辐射谱 [51, 89]。在静磁场的条件下, 光子转变为正负电子对的几率 (平均了自旋和偏振效应) 可以写成光学深度的偏导形式:

$$\frac{d\tau_\pm}{dt} = \frac{2\pi\alpha_f c m_e c^2}{\lambda_c h\nu_\gamma} \chi T_\pm(\chi) = \lambda_\pm(\chi) \quad (1-37)$$

其中 $(h\nu_\gamma)$ 是产生正负电子对的光子能量。 $T_\pm(\chi)$ 控制了正负电子对的产生率 [51]。通过分开高频场和低频场的方法，在一定的近似条件下，电子的量子辐射过程 (正电子的量子辐射过程) 以及光子在激光场中衰变为正负的过程可以完美耦合到 PIC 模拟中。

1.4.2 伽玛光子辐射

在介绍经典辐射阻尼中，我们已经引入了一部分量子辐射的概念。在本小节，我们将继续介绍量子辐射相关的工作，这类工作和前者有两个区别：第一，在具体物理过程中，我们关注的重点是光子本身；第二，利用 QED-PIC 模拟可以完整地计算相关物理过程，比如光子在激光场中是否有可能衰变为正负电子对。QED-PIC 模拟拓宽了整个研究范围，减少了相关物理条件的限制。

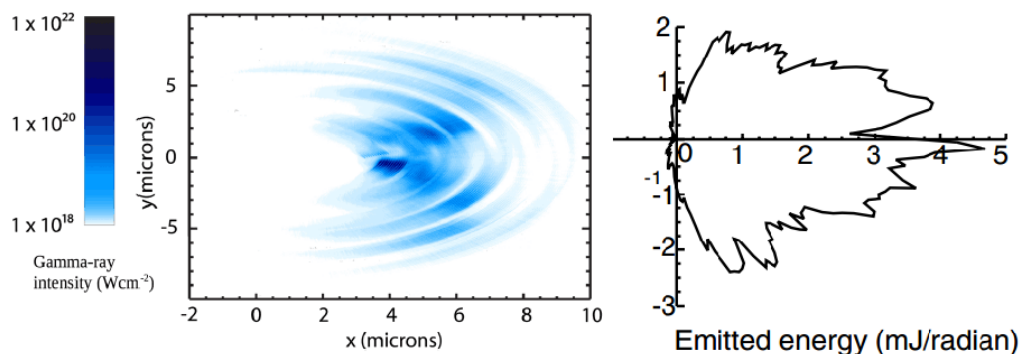


图 1-18 左边描绘了当入射激光和固体靶相互作用 25fs 以后的光子数密度的空间分布，此时，所有光子都离开了固体靶区域。右边描绘了相应的光子角分布。图片来自文献 [15] 和 [93]

Fig 1-18 Left side: γ -ray intensity averaged over one laser period for a laser intensity of $8 \times 10^{23} W/cm^2$ at 25fs after the end of the incident laser pulse. Right side: angular distribution of the emitted gamma photons.

光子的辐射模式可以根据激光和固体靶相互作用以及和气体靶相互作用进行分类。前者，一般称为趋肤深度辐射 (skin-depth)[15]，后者称为回流电子同步辐射 (RESE)[12]。

趋肤深度辐射要求激光必须被固体靶反射，因此固体靶的电子数密度要远高于相对论修正的临界密度，该密度定义为 $n_{crit}^{correct} = \omega_{las}^2 \epsilon_0 m_e / e^2$ ，其中 ω_{las} 是激光的频率， γ 是由单个激光周期内电子平均运动能量计算得到的相对论因子。在整个物理过程中，激光首先和固体靶相互作用，并进入靶内的一定趋肤深度以后被反射，同时以有质动力推动表面的电子向前运动。向前运动的电子和反射的激光相互作用产生 γ 光子。随着激光和固体靶的打洞过程，用于辐射的电子不断地被靶内部的电子所补充。这种辐射的效率受到趋肤深度内电子数目以及反射激光强度减弱的限制。对于趋肤深度辐射，光子数密度空间分布和角分布如图 (1-18) 中所示。

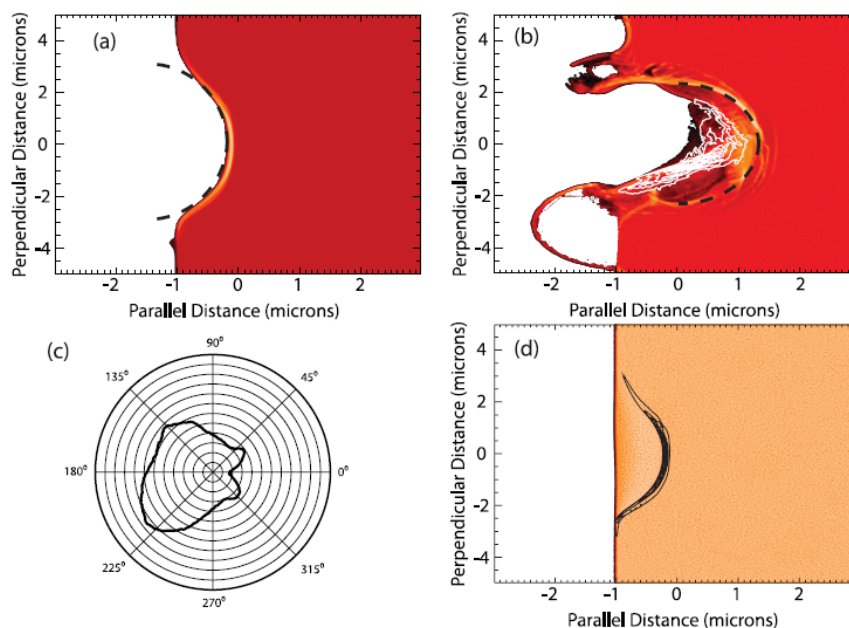


图 1-19 图 (a, b) 描绘了对数坐标下的电子密度，并且在图 (b) 以白色等高线画出了光子所在的区域。a) 图发生在电子的加速效应停止之前，时间为 1fs 时刻。b) 图发生在电子的加速效应停止之后，时间为 5fs 时刻。虚线表示激光脉冲的前沿。从图片中可以看到，激光前沿之后的电子产生了大量的光子。c) 图描述了光子的角分布。d) 图描绘了在电子加速效应停止时刻的离子密度 (橙色部分) 和电子密度 (实线的等高线)，显示了电子和离子的运动由于光压受到分离。图片来自文献 [12]

Fig 1-19 Plots (a, b) show the electron number density on a log scale with overlaid solid contour lines showing the location of the region of maximum photon production. a) is 1 fs before the first breakdown event, b) is 5 fs after the first breakdown event. The dashed line is the location of the front of the laser pulse. c) shows the angular distribution of the gamma rays. d) shows the ion density (solid colors) and the electron density (contour lines) at the breakdown event showing that ions and electrons are separated.

和固体靶中的趋肤深度辐射相比，气体靶中电子回流同步辐射的过程更为复杂。首先，激光和等离子体相互作用，此时等离子体的密度远低于相对论修正的临界密度，激光会通过有质动力推动电子向靶的内部运动，在这个过程中，由于靶的密度较低，激光不会被反射而将继续向前传播。由于激光无法直接推动离子，因此将会在等离子体中形成电荷分离场。随着电子不断地被激光向前推进，电荷分离场的大小将达到有质动力的大小，此时电子在纵向所受的合力为 0，电子的加速效应被阻断了。随后，激光新遇到的电子由于得不到向前的加速，将被遗留在激光前沿之后。在这样的区域内，电荷分离场的大小将超过有质动力的大小，因此，电子将被向后加速。最后，向后加速的电子和向前传播的激光相互作用，辐射光子。对于电子回流同步辐射，如图 (1-19) 所示，光子的角分布的方向和入射激光传播方向相反。

当固体靶的密度接近相对论修正的临界密度时，辐射机制变为趋肤深度辐射和回流电子同步辐射的混合 [93]。而电子辐射光子的区域将趋向于分布在激光形成等离子体通道的两边。如果增加等离子体的密度，使用强度为 $5 \times 10^{24} \text{W/cm}^2$ 的激光，就可以放大这个效应。如图 (1-20) 所示，首先辐射在等离子体通道的两边最为强烈；其次辐射在时间上并不是均匀的，而是间断地出现在激光轴的两边并且由激光周期所调制。光子的角分布显示大部分光子向前传播，并且和激光轴有一定的角度，形成类似一对耳朵的形状。产生这种角分布的原因是电子由于激光的有质动力首先被横向排开，导致了电荷分离场。随着电荷分离场的不断增强，又将电子重新拉回激光场中心。这种辐射过程被称为边缘发光辐射 (edge glow)。边缘发光辐射和电子回流同步辐射在很多方面相类似，但是有三点不同。第一，由于电子运动的方向和激光波矢的方向几乎垂直，因此边缘发光辐射中的参数 η 会低于回流电子同步辐射中的 η ；第二，电子被拉到激光的边缘，首先和较弱的电场相互作用。在电子和激光中心区域相互作用产生光子之前，这个较弱的电场在一定程度上已经削弱了电子的动能；第三，整个辐射在空间上的间断分布，仅仅是在电子被激光排开的过程中引起的，这是由于激光的周期变化引起的横向作用力的变化，这就意味着电子回到电场中心区域的时候，电场强度并不是最大值。虽然，从辐射效率角度看，边缘发光辐射低于电子回流辐射，但是边缘发光辐射中的光子将进入激光高强度区域，为随后的 BW 奠定了条件。除了上述几种机制以外，激光的偏振和强度也会影响光子的角分布 [94]。

此外，人们还对量子辐射的应用提出了很多设想，并做了很多数值模拟方面的研究：比如，利用四束激光形成激光势阱，来约束电子的运动，从而产生大量的伽玛辐射 [14]；利用 $5.35 \times 10^{23} \text{W/cm}^2$ 的激光与高密度等离子体相互作用中产生的高次谐波能形成带周期结构的伽玛链 [95]；利用拉盖尔-高斯激光和等离子体相互作用，产生带涡旋结构的伽玛光子 [96]；利用圆偏振激光和临界密度的等离子体相互作用，在形成的等离子体通道中不仅捕获了大量电子，而且拓宽了激光频率和电子 Betatron 振动频率的共振带，从而产生大量的伽玛辐射 [97]。

1.4.3 激光等离子体中的正负电子对产生

在本小节中，我们将重点介绍通过 BW 过程产生正电子的相关工作。在前文中我们提到可以通过 BH 和 Trident 过程产生正电子，但是正电子产量较低，应用前景并不乐观。而 BW 过程中正电子的产生率会随着激光强度的增加而增加，甚至出现雪崩效应。虽然到目前为止，激光的强度还不足以直接触发 BW 效应，但是随着大型激光器不断的发展和相应技术的不断进步，通过 BW 效应产生正负电子对在不远的将来将有可能取代传统方法。另一方面，近年来超级计算机的普及，PIC 代码的不断发展，使得我们可

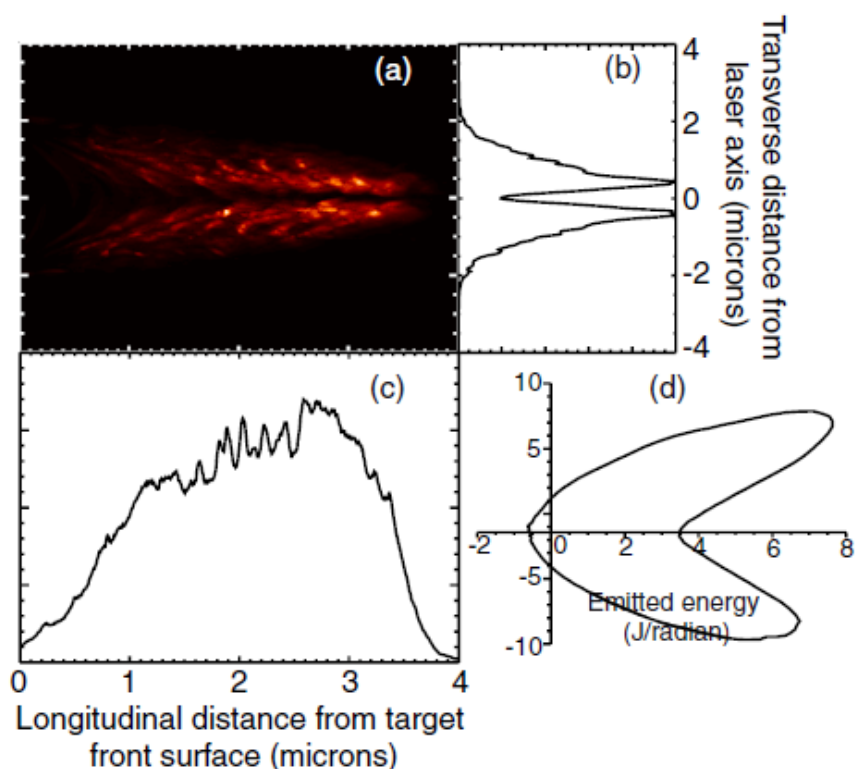


图 1-20 (a) 描述了光子密度的空间分布。(b, c) 分别勾画了光子空间分布的横向和纵向分布。(d) 图描述了光子的角分布。图片来自文献 [93]

Fig 1-20 (a) shows the spatial distribution of γ -photon. (b) and (c) are lineouts showing the spatial distribution of emission along each axis integrated over the other axis. (d) is the angular distribution of the emitted gamma-ray energy.

以利用数值模拟来准确地研究激光和等离子体相互作用中的 **BW** 过程。与传统等离子体模拟相比，包含康普顿散射和 **BW** 过程的 **PIC** 模拟对于计算机的计算能力、内存大小、硬盘空间提出了更高的要求。这随着技术的进步，都得到了逐步解决。**Ridges** 等人首先使用 **EPOCH** 程序研究了激光和固体靶相互作用中的正负电子对产生 [15, 98]。如图 (1-21) 所示，在激光打洞区域产生了大量光子和正电子。这些新粒子的产生极大改变了激光能量在等离子体中的配比，比如，伽玛光和正负电子对可以消耗大量的激光能量 [75, 99-101]，这种新的能量配比变化会随着激光强度的增加而不断变大，最终使得经典等离子体过渡到 **QED** 等离子体。

在传统激光等离子体相互作用中，电子从激光中直接获得能量，离子从电子运动形成的分离场中获得能量。整个过程中 (不考虑经典辐射)，能量从激光到电子，然后从电子到离子。然而，由于激光强度的增强，电子由于康普顿散射，辐射出大量高能光子。康普顿散射过程对整个等离子体造成了两个重要的改变：第一，电子获得能量以后，在

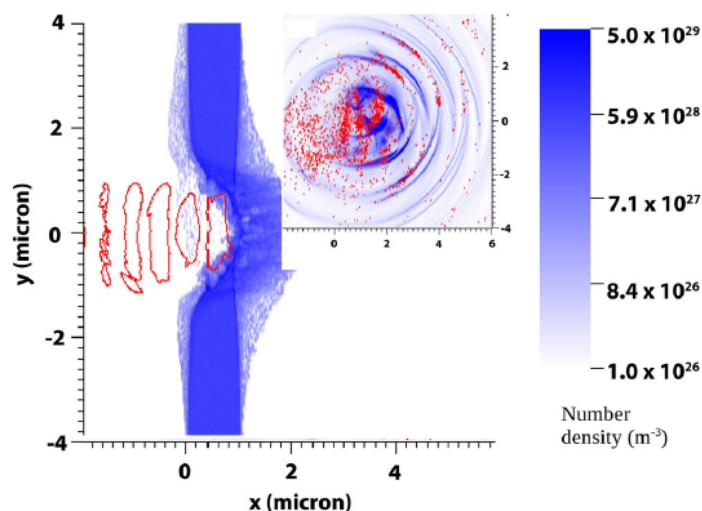


图 1-21 强度为 $4 \times 10^{23} W/cm^2$ ，脉宽为 $30 fs$ 的激光入射铝靶后产生正负电子对的分布。激光 (红色等高线) 在固体靶表面打洞 (蓝色密度图)， γ 光 (蓝色密度图) 和正电子 (红色点) 分布。图片来自文献 [15]

Fig 1-21 Pair production by a laser with intensity of $4 \times 10^{23} W/cm^2$, duration of $30 fs$, striking an aluminum target (snapshots at the end of the laser incidence). The laser (red contours) bores a hole into the solid target (hole density map), γ rays (blue density map) and positrons (red dots) are generated.

特定的情况下，能量损失比经典情况更快，甚至出现大量电子束缚在激光中心的情况，也就是说电子本身的运动将发生极大的改变；第二，电子辐射的光子能衰变为正负电子对，正负电子对能直接从激光中获得能量，这意味着整个体系对激光能量的吸收率将变高，而离子所获得的能量将在一定程度上被抑制。对于第一点，我们在前面已经做了详细的介绍；对于第二点，比如在激光打洞过程中，伽玛辐射将影响激光的打洞速度，离子能量的吸收受到了抑制。在激光强度较高的时候，正负电子对的产生也将改变离子的能谱 [102, 103]。此外，在激光打洞过程中，无论使用线偏振激光或者圆偏振激光，都能在等离子体内部形成通道或者凹槽区域，并在相应的区域产生正负电子对 [104, 105]，当靶初始时刻的密度低于临界密度时，正负电子对的产额相对较低，并且对激光强度的阈值要求较高。尤其当靶的纵向尺寸非常薄的时候 (厚度 $l = a_0 n_c / n_o \lambda_L / \pi$)，固体靶由于有质动力的推动进行光帆加速，在这个过程中正负电子对的产生可以忽略不计 [106]。平面靶需要在激光作用下形成等离子体通道，或者凹槽结构，离子加速才会被抑制，QED 效应才会显著。为了更好地实现光子辐射和正负电子对的产生 [107, 108]，最佳的方案是在靶前设置凹槽结构或者锥型通道，这样可以更早地提高等离子体对激光的吸收率，实现能量从激光到 γ 光和正负电子对的转化。

相比单束激光和靶相互作用，使用双束相向传播的激光形成驻波场，在驻波场中产

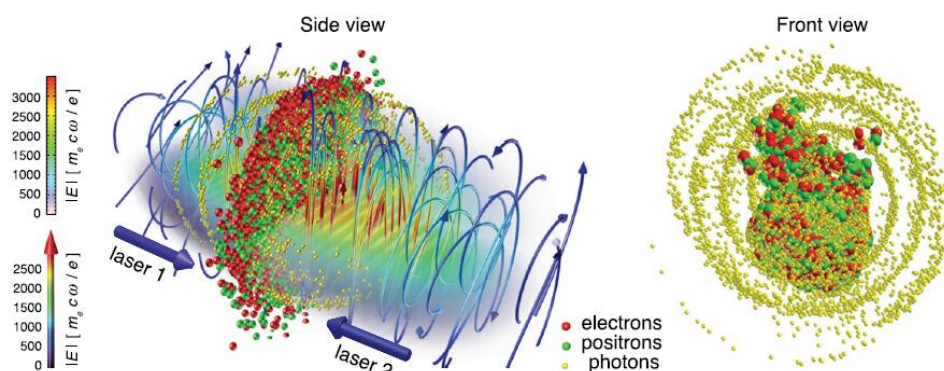


图 1-22 3 维 QED 级联的侧视和前视图。中间的伪彩图表示两束激光形成的驻波场。蓝色带箭头的曲线表示电场线。红色、绿色和黄色的点分别代表电子、正电子和光子。图片中只显示了一小部分模拟的粒子。图片来自文献 [101]

Fig 1-22 Side view and front view of the development of a QED cascade in 3D. The magnitude of the electric field resulting from the beating of the two laser pulses is represented by the colour bar. The curved lines with arrows represent the electric field lines. The electrons, positrons, and photons are, respectively, displayed in red, green, and yellow. Only a small fraction of the particles of the simulation are shown here.

生正负电子对，具有更大的优势。第一，产生相同产额的正负电子对所需的激光强度更低，光子和正负电子对的数目随着激光强度的增加很快呈指数增长，进入级联过程；第二，当激光形成驻波场以后，整个物理结构非常对称工整，使得相应的理论分析较为简单；第三，对于靶的要求较少（不需要靶密度高，范围大，各种预设的特殊结构），甚至可以用一些种子电子通过级联过程，自发地形成密度可观的正负电子对等离子体。如图 (1-22) 所示，由少数电子作为种子粒子，由两束圆偏振激光（分别为顺时和逆时）所驱动，在驻波场中产生大量的光子、正负电子对。在这样的激光条件下，电场的方向在不停地变换中，粒子不需要在 x 方向上移动来进入 \mathbf{E} 、 \mathbf{B} 和其动量相垂直的区域。粒子在高电场的区域的加速效应强烈，因此最高的电子动量在电场最大处得到。这导致了强电场区域中更高的 χ_e 和级联发展，最终形成了轮状的等离子体结构。

虽然双激光对撞结构有天然的优势，我们仍然可以根据具体激光和靶的条件来进一步优化相关参数获得更高的正负电子对产额。首先，我们需要考虑激光的偏振效应对产生正负电子对的影响。由理论计算可知，使用圆偏振激光正负电子对的产生率比较高，或者说相应的粒子在圆偏振形成的驻波场中可获得更高的 χ 值。在圆偏振中，电子和正电子都能在磁区域和电区域加速，而对于线偏振，相应的粒子在磁区域由于光子辐射而被减速，只在电区域加速。所以，圆偏振激光驱动下的正负电子对增长率不会随着时间变化，线偏振的增长率将会随着驻波场的周期演化而变化。但是在实际的 3 维模

拟中,比如使用初始种子电子来触发级联效应来形成正负电子对等离子体的情况下,线偏振的正负电子对的增长率反而比较高 [109]。这是因为如果使用圆偏振激光,在形成驻波场将种子电子捕获之前,有质动力势可以将激光中心的种子电子完全排开,只有极少数甚至没有种子电子被捕获。正因为如此,数值模拟表明圆偏振需要更高的激光强度来到达产生大量正负电子对的激光条件 [110]。此外,当形成的正负电子对等离子体的密度足够高的时候,入射激光将被该等离子体反射,驻波场由入射激光和反射激光形成,而非原来的两束激光的叠加。此时,相应的光子角分布也将产生较大的变化。在将来的实验中,我们可以通过光子的角分布来推测是否形成了高密度正负电子对等离子体 [101]。

在实际模拟中,即使使用线偏振激光,如果初始的种子电子密度太低,相应的电子也很容易被排出激光的中心区域,影响随后的正负电子对产生以及级联效应。为了应对这类问题,首先,可以使用多束激光来进一步约束种子电子的运动范围,这也可以进一步降低激光的阈值 [111, 112]。其次,可以提高种子电子的数密度,使得激光的有质动力和电荷分离场相互抵消,保证在驻波场建立以后,种子电子仍处于激光中心从而引发随后的 QED 级联效应。同时,我们需要考虑控制密度的上限,防止新粒子的产生使得等离子体密度超过相对论临界密度,从而导致等离子体本身将激光反射,降低了激光能量的吸收率 [113]。此外,通过增大激光的焦斑,考虑电离效应,也能进一步增加种子电子的数目,从而增强 QED 级联效应 [114]。最后,如图 (1-23) 所示,利用双锥形的靶,来约束、聚焦激光,从而降低产生大量正负电子对所需要的激光强度的阈值 [115]。在以上的工作中,通过对激光数目、形状和靶的密度、形状来优化多激光模型中 BW 过程中正电子产生的效率,为将来的实验研究提供了多套可行的方案。

目前虽然,很多 PIC 模拟程序中包含了康普顿散射和 BW 过程的模块,超强激光和等离子体相互作用产生正负电子对的物理过程被广泛地研究。但是目前的研究方法仍存在一些问题,需要在将来的研究工作中进一步发展和改善。第一,由于程序在设计计算 QED 过程中采取了一定的近似,因此数值模拟中我们需要控制激光强度的上限,不能使用接近 Schwinger 极限强度的激光;第二,程序中没有考虑诸如正负电子对湮灭, μ 子对的产生, Bahaha 散射,这些同样有一定概率发生的物理过程或许在更高的强度下不可忽略;第三,由于新粒子雪崩式的产生,对相应的计算机内存和粒子合并模块提出了更高的要求。最后,在康普顿散射和正负电子对产生中没有考虑对于原始激光的消耗,因此,对于激光的吸收率和随后的级联过程的分析存在一定的漏洞 [116, 117]。

1.5 论文主要内容简介

本论文主要内容安排如下:

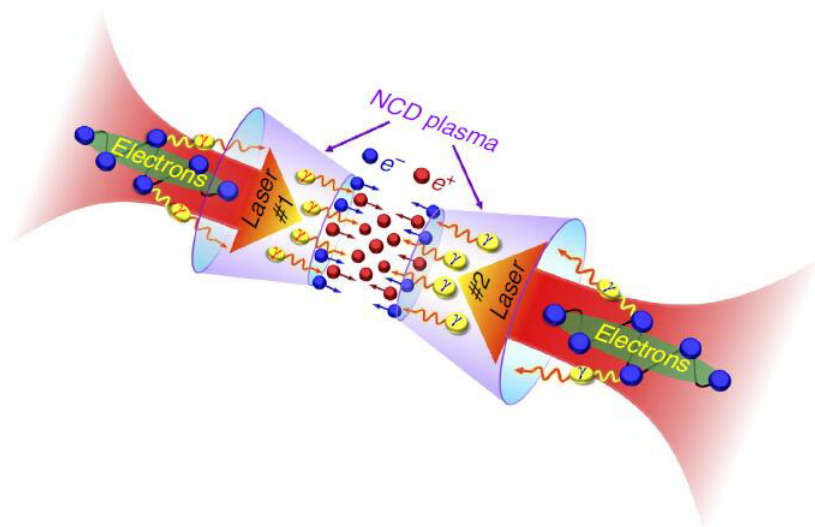


图 1-23 三维锥引导 QED 级联的示意图。中间的伪彩图表示两束激光形成的驻波场。蓝色曲线表示电场线。红色，绿色和黄色的点分别代表电子，正电子和光子。图片来自文献 [115]

Fig 1-23 Extremely dense electron-positron pair production from near critical-density plasmas by using cone guiding.

第一章，我们简单介绍了本领域的相关历史，基础知识和研究现状。我们以电子经典辐射的重整化问题为引导，了解了激光等离子体研究从引入经典辐射阻尼的相关研究，到引入量子辐射和正负电子对产生的发展进程。我们大体了解了经典辐射阻尼和量子场论的基本概念，也明白了为什么在激光等离子体中需要引入相关的量子修正。

第二章，我们将详细研究下一代 10PW 激光和高密度固体靶相互作用中，正负电子对的产生。首先，我们在线偏振激光条件下研究了靶的横向尺寸和激光的脉宽大小对于正负电子对产生，空间分布和角分布的影响。我们发现使用合适的横向尺寸可以实现低发散角的正电子束。其次，我们研究了激光偏振对于正负电子对产生的影响，发现了圆偏振激光驱动下的正电子产生的延迟效应。最后，我们提出了有效电子辐射标记法来研究激光的偏振效应，并根据不同偏振设置了不同的靶前的结构，实现正电子产量的最大化。

第三章，我们研究了激光偏振效应对 QED 级联过程的影响。首先，我们在程序中记录了相关粒子的 χ 值，定义和计算了电子、光子和正负电子对的代次信息。其次，我们通过对带电粒子的 χ 值的空间分布和光子数密度的空间分布，光子 χ 值的空间分布和正电子数密度的空间分布，分析了激光偏振效应对光子和正负电子对时空分布的影响。随后，我们定义了粒子的代次信息，描绘了不同偏振下光子和正电子的级联代次谱，并根据级联代次谱定义了级联深度。最后，我们研究了 PIC 模拟的维度效应和激光

强度较弱时的正电子代次谱。

第四章，我们研究了双激光模型下正负电子对和谐波的产生。我们首先研究了预等离子体数密度的大小对于正负电子对产量的影响，并得到了最优的预等离子体数密度范围。接着，我们在最优数密度的条件下研究了激光频率和脉宽大小之间的关系：当激光脉宽较短的时候，使用倍频激光能得到更多的正电子；当激光脉宽较长的时候，使用基频激光能得到更多的正负电子对。

第五章，我们对全文的内容进行总结，并对未来的工作进行展望。

第二章 10PW 激光和固体靶相互作用中正负电子对的产生

在本章中，我们将研究 10PW 级别的激光和固体靶相互作用中正负电子对的产生，以及影响正电子产量的主要因素。当激光的强度到达 $10^{23}W/cm^2$ 时，相关的 QED 效应将改变经典等离子体的行为，首先体现在电子在激光场中通过康普顿散射，产生数目相当可观的光子。这些光子带走了部分电子的能量，由此增加了激光能量的吸收通道和改变了激光能量在粒子中的配比，一定程度上抑制了电子和离子能量的增加。同时，部分光子在激光场中将通过 BW 过程衰变为正负电子对。相应正负电子对的产量将远大于传统的 Trident 过程和 BH 过程中的产量。但是在这个激光功率级别它们在整个激光能量配比中所占的份额仍较小，并且大多数正电子来源于靶电子所产生的光子，这也意味着 QED 级联效应仍可以忽略不计(相关内容将在下一章中具体阐述)。对于该激光强度范围我们可以做出如下总结：首先，正负电子对的产生开始进入激光等离子体的相互作用中，但是在能量占比上并没有起到主导作用；其次，整个体系中物理过程的改变主要来自于电子辐射光子的行为；最后，电子和离子的能量增加得到了一定的抑制。

2.1 靶的横向尺寸对正负电子对产生的影响

在实验研究中，如果我们不仅能产生大量的正电子，并且能控制其角分布，那么相应产生的正电子将有很重要的实际意义和应用价值。在绪论中，我们提到尽管双束激光在产生正电子数目上有很大的优势，但是有驻波场本身决定了正电子的角分布必然呈现对称的分布，很难实现单向小角度的分布。此外，对于大多数实验室，两束 10PW 激光的实验装置可能并不现实。基于上述几点考虑，在实际中更适合使用单束激光和靶相互作用来得到准直性较好的正电子束。因此，在本小节中，我们将研究如何使用单束线偏振激光来有效地产生光子和正负电子对。通过不同参数的模拟，我们发现存在一个靶的最优化横向尺寸，在这个尺寸下，从激光到正电子的能量转化率非常高，并且正电子在激光传播方向有较好的准直性。对于产生正电子的总数目，靶的最优横向宽度将受到激光脉宽的影响：当激光脉宽较短的时候，靶的最优横向宽度接近激光的焦斑大小；当激光脉宽较长的时候，靶的最优横向宽度远大于激光焦斑的大小。然而正电子的准直性不受脉宽大小的影响，靶的最优横向宽度接近激光焦斑的大小。

2.1.1 模拟参数

在本章的研究工作中，我们将使用粒子模拟 (PIC) 程序 EPOCH 进行二维数值模拟，该程序包含了康普顿散射的光子产生和 BW 过程的正负电子对产生 [51, 118, 119] 过程。在本小节中，我们采用横截面形如 $a \propto a_0 \exp[-(y/1.5\mu\text{m})^{10}]$ 的超高斯分布的入射激光，其纵向采用平台分布且脉宽为 $33.3fs$ ，激光偏振为 p 偏振。激光的无量纲化电场强度为 $a_0 = eE/m_e\omega_0c = 500$ ，激光的波长为 $\lambda_0 = 1\mu\text{m}$ ，此时，激光的功率密度为 $3.43 \times 10^{23}W/cm^2$ 。固体靶为完全电离的铝靶，纵向长度为 $6\mu\text{m}$ ，位置在模拟盒子的 $x = 1.0\mu\text{m}$ 到 $x = 7.0\mu\text{m}$ 处，靶的横向长度在 $1\mu\text{m} \sim 4\mu\text{m}$ 之间，选取了几个不同的参数。靶的初始电子密度为 $n_e = 711n_c$ ，其中 $n_c = m_e\omega_0^2/4\pi e^2$ 是非相对论的等离子体临界密度。激光在 $t = 0$ 时刻从左边界进入模拟盒子，并且沿着靶的中心位置 ($y = 0$) 向前传播 (初始位置位于左边界的中心处)，垂直入射到靶的表面。对于脉宽为 $10T_0$ 的激光，模拟盒子大小为 $18\mu\text{m} \times 12\mu\text{m}$ ，划分为 1800×600 个模拟格子；对于脉宽为 $15T_0$ 的激光，模拟盒子大小为 $21\mu\text{m} \times 12\mu\text{m}$ ，划分为 2100×600 个模拟格子。每个模拟格子为 $10nm$ 长， $20nm$ 宽。在每个模拟格子中，我们使用 1024 个宏电子，32 个宏离子来代替真实粒子进行数值模拟。

2.1.2 正电子的产生和发射

我们首先研究横向宽度为 $l = 2\mu\text{m}$ 的靶在 BW 过程中正电子的产生和发射过程。图 (2-1) 分别描绘了在 $t = 12.60T_0$ 时刻无量纲化电场强度 E_y 、光子、电子和铝离子数密度的空间分布。黑色虚线框标记了靶在模拟盒子中的初始位置。如图所示，在 $t = 12.60T_0$ 时刻，靶的前沿被激光光压推到了 $x = 2.8\mu\text{m}$ 处；然而靶的横向尺寸足够小，因此没有横向破裂发生。部分激光绕开高密度区域，从靶的外围向前传播。由于激光和固体靶的相互作用 (比如在靶的前端入射激光和回流的电子，反射激光和向前加速的电子，都能产生大量的光子)，因此在靶的前端光子的数密度较高，并且这个高密度区域由于光子的运动而向靶内部延伸，在图中所占的区域约为 $3.1\mu\text{m}^2$ 。这表明了电子的康普顿散射主要发生在靶的前端处。从图 (2-1)(c) 中，我们可以看到电子被激光的有质动力加速的同时周期性地被横向场向外拉拽，在靶的两侧呈现一定周期性的结构。由于激光对电子的横向拉拽作用 (如图 (2-1)(d) 所示)，离子也受到了横向的加速，但是在靶的两侧没有明显的周期结构，分布较为弥散。由于靶的横向尺寸和激光的焦斑相比较小，因此，并没有明显的打洞过程发生，靶的前端基本保持平整。

图 (2-2)(a-c) 描述了正电子在三个不同时刻数密度的空间分布。由于正电子产生于靶的前端，因此，绝大多数正电子在激光有质动力的推动下进入靶的内部并且沿着靶的纵向方向向前传播，直到它们离开靶的区域。在此过程中，少量正电子被横向激光从靶

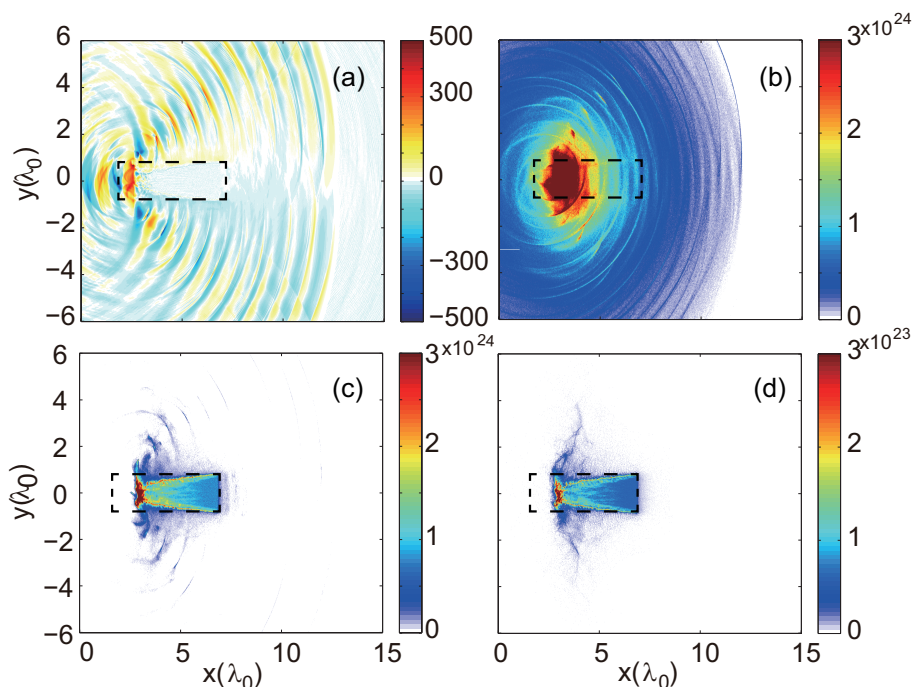


图 2-1 在 $t = 12.60T_0$ 时刻 (T_0 是激光的周期), (a) 无量纲化电场强度的空间分布, (b) 光子数密度的空间分布, (c) 电子数密度的空间分布, (d) 铝离子数密度的空间分布。数密度的单位是 cm^{-3} 。虚线框代表了固体靶在模拟盒子中的初始位置。

Fig 2-1 Spatial distribution of the normalized laser electric field (a), and density distributions of γ -photons (b), electrons (c), and aluminum ions (d) at $t = 12.60T_0$, where T_0 is the period of the laser. The density unit is cm^{-3} . The dashed square represents the initial position of the solid target.

的两侧拉出, 其数密度呈现一定的周期性结构。当正电子离开固体靶区域以后, 在激光场的直接作用下, 整个密度分布在横向上开始弥散。图中的正电子在 $t = 12.60T_0$ 时刻平均能量为 $363.24MeV$, 在 $t = 15.60T_0$ 时刻平均能量为 $479.70MeV$ 。正电子主要在纵向被激光场加速, 因此它们的运动方向沿着激光的传播方向 (正电子在靶的内部时, 由于金属的屏蔽效应, 如图 (2-1)(a) 所示, 在靶的内部电磁场的强度非常小, 正电子得不到有效加速)。然而, 如图 (2-2)(d) 所示, BW 过程中产生的电子的空间分布和正电子完全不同。在 $t = 9.60T_0$ 时刻, BW 电子在横向得到了激光的加速, 并且这种横向拉拽的效应远强于同时刻的正电子。尽管新产生的电子在物理上和靶电子并没有什么区别, 但是, 它们产生在激光内部, 并且在离开激光之前就有了很强的横向动量。于此同时, 靶电子由于激光的有质动力堆积在靶的前端形成了很高的密度屏障。因此, 新产生的电子不太容易穿过靶而更容易在横向上弥散。对于正电子, 尽管铝离子也可能堆积较高的密度屏障, 但是实际的情况与靶电子有所不同。首先, 由于离子的质量不同, 铝离子的密

度屏障低于靶电子的密度屏障；其次，由于正电子的质量远小于铝离子的质量，因此，正电子在纵向很容易得到较高的动量，并且进入靶的内部并且在靶内向前运动。

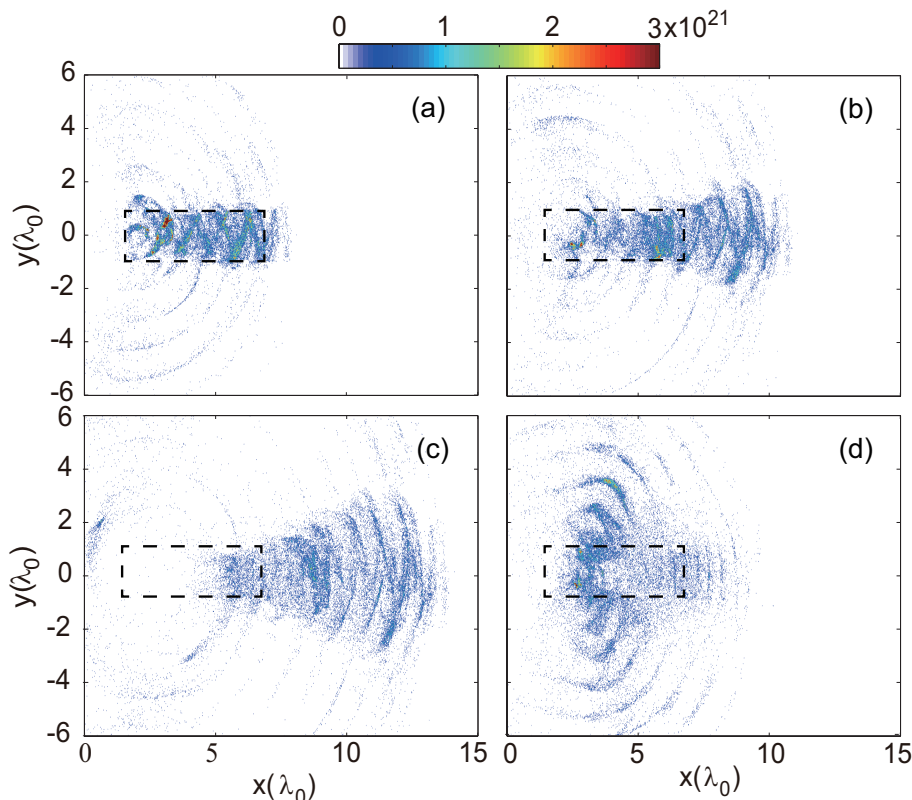


图 2-2 正电子 (a) 在 $t = 9.60T_0$, (b) 在 $t = 12.60T_0$ 和 (c) 在 $t = 15.60T_0$ 时刻数密度的空间分布, (d)BW 电子在 $t = 9.60T_0$ 时刻数密度的空间分布。数密度的单位是 cm^{-3}

Fig 2-2 Spatial density distributions of positrons at different moments $t = 9.60T_0$ (a), $t = 12.60T_0$ (b), $t = 15.60T_0$ (c), and of the BW-electrons at $t = 9.60T_0$ (d). The density unit is cm^{-3} .

图 (2-3) 描绘了正电子、电子和光子在 $t = 9.30T_0$ 时刻的能谱。在模拟中，我们计算得到正电子的平均能量为 $262.2MeV$ ，电子的平均能量为 $28.9MeV$ ，光子的平均能量为 $3.88MeV$ 。从以上数据我们看到正电子的平均能量以及最高能量都远高于其它两种粒子。正电子通过 **BW** 过程产生后，在靶的前端可以继续被激光场所加速，在靶的后端可以被逃逸的电子和留下的离子所形成的电荷鞘层场加速。利用公式 $\varepsilon \simeq \int qE_x dx$ 进行估算，其中 q 表示正电子的电荷， E_x 表示纵向的电场的大小，我们得到激光场和鞘层场一共可以给每个正电子提供大约 $230MeV$ 的能量。这个值接近 **BW** 电子能量最大值和正电子能量最大值之间的差距。由于正电子受到激光场和电荷分离场的加速，因此能谱在 $200MeV$ 呈现一个峰值，电子和光子的分布呈指数下降分布，偏向于激光对于靶

的加热效应。此外，我们计算了在 $t = 12.60T_0$ 时刻，17% 的输入激光能量转化到光子能量，0.0953% 转化为 BW 正电子能量，0.037% 转化为 BW 电子能量，18.13% 转化为靶电子能量，21.17% 转化为离子能量。从以上数据分析，尽管正电子的平均能量较高，但是由于总数目较少，因此所占的能量较低，对整个体系的影响较小。从能量配比来看，靶电子、光子和离子主导了整个体系的物理过程，而正负电子对对于整个物理系统来说属于微扰过程。

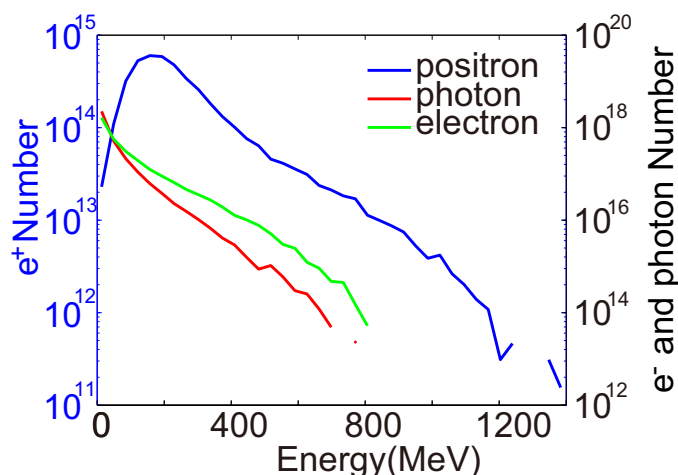


图 2-3 正电子、电子和 γ 光子的能谱。固体靶的初始横向宽度为 $2\mu\text{m}$ 。

Fig 2-3 Energy spectra of positrons, electrons and γ -photons. Here, the initial target width is $2\mu\text{m}$.

2.1.3 靶的横向尺寸的参数扫描

上一步，我们对特定横向尺寸靶中正负电子对产生过程的计算和分析，下一步将问题拓展到不同横向尺寸对于该过程的影响。在实际实验中，为了获得极高的激光场强度，我们不仅在纵向上压缩激光脉冲，激光的横向尺度也是紧聚焦的。在激光焦斑较小的情况下，靶的横向尺寸将影响具体的物理过程。我们选择了 5 个不同靶的横向尺度，从亚焦斑尺寸 ($1\mu\text{m}$) 到几个焦斑大小 ($4\mu\text{m}$)。考虑到模拟中激光的焦斑较小， $4\mu\text{m}$ 的靶可以认为该靶在横向无限大。尽管当靶的横向尺寸较小的时候，激光的指向稳定性和精确性将在实验上是一个不小的挑战，而在我们目前的工作中将暂时忽略该问题，只研究靶的尺寸变化引起的不同物理效应。

图 (2-4)(a) 描述了激光和不同横向尺寸的靶相互作用产生正电子的总数目随时间的演化。如图 (2-4)(a) 所示，当激光的脉宽为 $10T_0$ ，靶的横向尺寸较小 ($l = 1\mu\text{m}$) 的时候，正负电子对的产生率非常低。当靶的横向尺寸较大的时候 ($l = 4\mu\text{m}$)，尽管正电子产生达到饱和之后，其总数目接近于最优化的参数 ($l = 2\mu\text{m}$)，但是正电子的产生率在模拟

初始阶段是非常低的。当靶的横向尺寸接近于激光焦斑大小的时候 (比如 $l = 1.5\mu\text{m}$ 和 $l = 2\mu\text{m}$), 正电子的产生率在模拟初始阶段最高。以上这些模拟结果说明当激光的持续时间小于 $10T_0$ 的时候, 正电子的总数目将非常依赖于靶的横向尺寸这个参数。该结论有重要的意义, 因为未来的超强激光通常只有非常短的脉宽。如图 (2-4)(a) 所示, 正电子数目的饱和时间 ($t \simeq 12.60T_0$) 正好对应了激光完全被固体靶反射的时间。此时, 靶的前沿被激光推到 $x = 2.8\mu\text{m}$ 处, 激光的脉宽为 $10T_0$ 。这也意味着, 当激光的脉宽越长, 正电子的数目也会相应增长, 我们通过参数扫描证实了该结论。在图 (2-4)(b) 和 (c) 中, 我们分别做了两组模拟, 对应的激光脉宽分别为 $T = 5T_0$ 和 $T = 15T_0$ 。如图所示, 当激光脉宽分别为 $5T_0$ 、 $10T_0$ 和 $15T_0$ 时候, 相应的靶的最优横向宽度分别为 $2\mu\text{m}$ 、 $3\mu\text{m}$ 和 $4\mu\text{m}$ 。如果只追求产生正电子的总数目, 当激光的脉宽较短的时候, 靶的最优横向尺寸应该接近于激光焦斑的大小; 而当激光的脉宽较长的时候, $4\mu\text{m}$ 的靶虽然在初始阶段产生率较低, 但是在 $10T_0$ 以后产生率急剧上升, 最终正电子的产额将远大于 $2\mu\text{m}$ 的靶。

为了理解不同激光脉宽条件下靶的最优横向参数的物理意义, 我们在图 (2-5) 描绘了不同横向宽度下粒子的数密度空间分布。对于横向宽度为 $1\mu\text{m}$ 和 $4\mu\text{m}$ 的靶, 我们对比了正电子和电子的数密度的空间分布。对于横向宽度为 $2\mu\text{m}$ 的靶, 同样的数密度空间分布可以参考图 (2-1) 和图 (2-2)。如图 (2-5)(a) 和 (b) 所示, 对于横向宽度较小的 $1\mu\text{m}$ 的靶, 尽管靶本身的密度非常高, 但是激光能在偏振方向将大量电子从靶中拉出并加速到很高的能量, 这些高能电子将弥散在空间而不是激光中心。同样高能的光子将不会出现在激光场的中心, 这样的物理过程将降低 BW 效应, 从而抑制了正电子的产生。对于宽度较大的 $4\mu\text{m}$ 的靶, 我们发现在激光和靶相互作用的初始阶段, 固体靶中的电子不能被有效地加热。以上的结论可以通过图 (2-5)(e) 推断得出。对于宽度为 $4\mu\text{m}$ 的靶, 电子的总能量在 $t > 9.5T_0$ 之前小于宽度为 $2\mu\text{m}$ 的靶中电子的总能量。然而在 $t = 9.5T_0$ 时刻, 宽度较小的 $2\mu\text{m}$ 的靶中电子的平均能量 ($\langle E \rangle = 33.19\text{MeV}$) 远大于宽度较大的 $4\mu\text{m}$ 的靶的电子的平均能量 ($\langle E \rangle = 18.21\text{MeV}$)。同时, 在图 (2-5)(f) 中, 我们可以看到 $2\mu\text{m}$ 的靶中光子的总能量始终大于 $4\mu\text{m}$ 的靶中光子的总能量。以上这些模拟结果说明, 当靶的横向宽度为 $2\mu\text{m}$ 的时候, 康普顿散射的效率较高, 尽管 $4\mu\text{m}$ 的靶最终获得的总电子能量较高 (靶电子数目多)。由于正电子的产生依赖于高能光子, 因此在前 ($12T_0$) 周期内, 如图 (2-4)(a) 所示, $2\mu\text{m}$ 的靶有最高的正电子数目。

在图 (2-5)(c) 中, 我们可以看到当激光脉宽较长的时候, 由于靶的形变, 宽度较大的靶将产生更多的正负电子对。由于激光的打洞效应, 激光在横向较宽的靶的前端形成了天然的半圆形的孔, 这个半圆形孔对激光有聚焦的作用。利用半圆形的孔结构来聚焦激光和增加电子能量, 从而增强正负电子对的产生, 这样的物理过程可以参考文献 [120]。在本小节的研究中, 我们发现 $t = 13T_0$ 时刻以后由于靶形成的半圆形结构和激

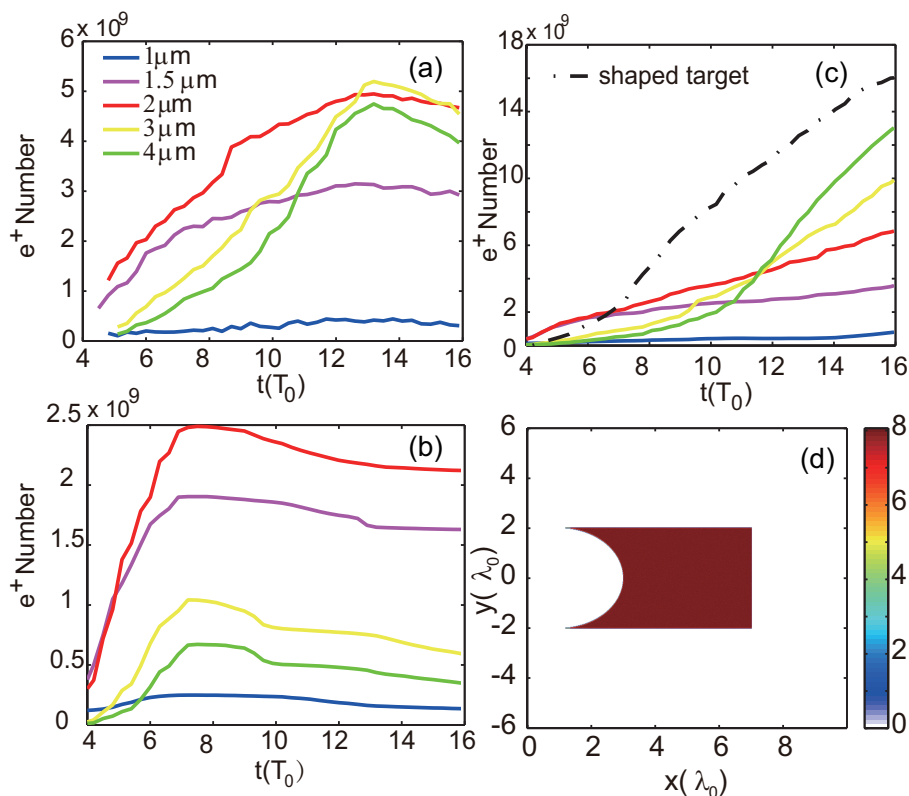


图 2-4 不同横向宽度的靶在不同脉宽的激光作用下，产生正电子的总数目随时间的演化。在图 (a-c) 中，对应的激光脉宽分别是 $10T_0$ 、 $5T_0$ 和 $15T_0$ 。正电子数目的单位是 $number/\mu m$ 。(d) 描绘了在 $t = 0$ 时刻固体靶的前端有一个半圆形的孔。数密度的单位是 cm^{-3} 。

Fig 2-4 Temporal evolutions of the generated positron numbers for targets with different widths along with the different pulse duration. The durations of the pulses in (a-c) are $10T_0$, $5T_0$ and $15T_0$, respectively. The unit for the positron number is $number/\mu m$. (d) The initial density profile of the initial shaped target with a cone in the front. The density unit is cm^{-3} .

光脉宽的增加，正电子的产生率得到了极大的提高。为了证明正电子产生率的提高来自靶前的形变结构，我们补充了在初始时刻靶的前端有半圆形孔的模拟。靶的初始时刻的空间结构可以参考图 (2-4)(d)。类似的结构可以参考图 (2-5)(d)，不同的是在该模拟中的半圆形结构是被人为设定而不是激光和固体靶作用的结果。在图 (2-4)(c) 的黑色虚线描述了这种半圆形靶中正电子数目随时间的演化。该半圆形靶的正电子增长率是最高的，从而证实了我们的猜想。

此外，除了正电子的增长率，正电子的角分布也依赖于靶的结构。在图 (2-6) 中，我们描绘了不同靶的横向宽度以及不同的激光脉宽的条件下，BW 正电子 (蓝线) 和 BW 电子 (红线) 的角分布。如图所示，当靶的横向宽度较小的时候，发射的正电子束有较好

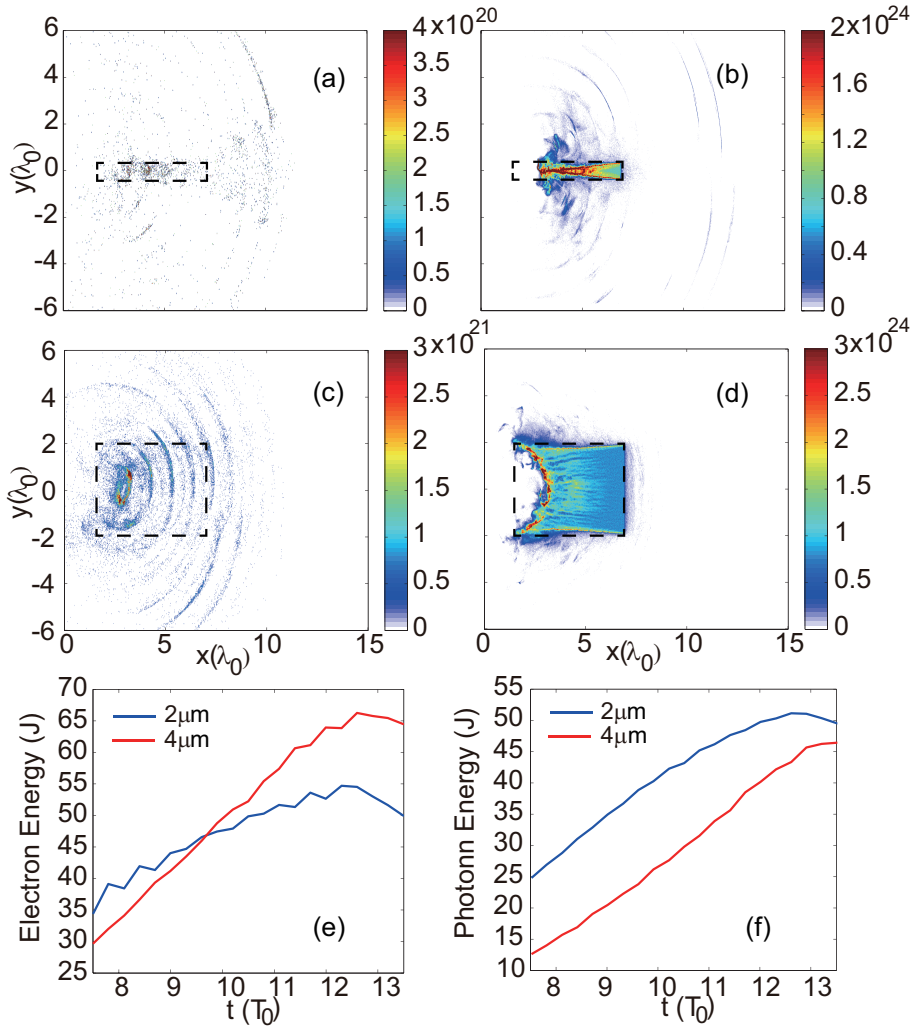


图 2-5 在 $t = 12.60T_0$ 时刻，对于横向宽度为 $1\mu m$ (a) 和 $4\mu m$ (c) 的靶的正电子数密度的空间分布。在 $t = 12.60T_0$ 时刻，对于横向宽度为 $1\mu m$ (b) 和 $4\mu m$ (d) 的靶的靶电子数密度的空间分布。数密度单位是 cm^{-3} 。在 $2\mu m$ 和 $4\mu m$ 的靶中，电子 (e) 和光子 (f) 的总能量随时间的演化。

Fig 2-5 Density distributions of positrons for $1\mu m$ (a) target and $4\mu m$ target (c) at $t = 12.60T_0$. Density distributions of electrons for $1\mu m$ (b) target and $4\mu m$ target (d) at $t = 12.60T_0$. The density unit is cm^{-3} .

The temporal evolution of the total energies of electrons (e) and photons (f) for $2\mu m$ and $4\mu m$ targets.

的准直性。当靶的横向宽度较大，激光和靶将形成天然的半圆形结构，正电子的发射角将变得很大，同时电子的数密度分布不再和靶的初始位置相互关联。参考图 (2-5)(c) 和 (d)，正电子集中在靶的打洞区域，部分正电子呈层状周期性地向外扩算。如图 (2-6)(d) 所示，当激光脉宽增加的时候，正电子的角分布也随之变大。而对于 $2\mu m$ 的靶，正电子准直性基本不受到激光脉宽变化的影响。对于图 (2-6) 中的 BW 电子，在上文我们已经描述过，参考图 (2-2)(d)，它的角分布远大于正电子的角分布 (相应的数密度空间分布

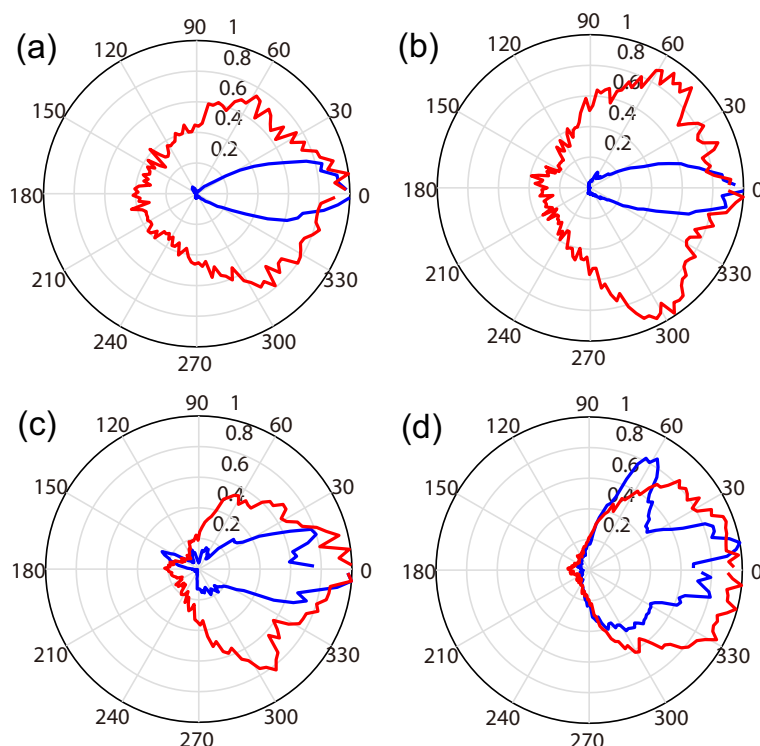


图 2-6 在 $t = 15.30T_0$ 时刻，正电子（蓝色）和 BW 电子（红色）的归一化的角分布。靶的横向宽度 $l(\mu\text{m})$ 和激光的脉宽 $T(T_0)$ 在模拟中的设置如下：(a) $l = 2, T = 10$ ，(b) $l = 2, T = 15$ ，(c) $l = 2, T = 10$ ，和 (d) $l = 4, T = 15$ 。其余参数可以参考图 2-1。

Fig 2-6 Normalized angular distributions of positrons (blue curve) and BW-electrons (red curve) at $t = 15.30T_0$. The employed target width $l(\mu\text{m})$ and the pulse duration $T(T_0)$ in simulations are as follows: (a) $l = 2, T = 10$, (b) $l = 2, T = 15$, (c) $l = 2, T = 10$, and (d) $l = 4, T = 15$. The other parameters are the same as those in 2-1.

也更为弥散)。同时，我们也研究了靶电子的角分布。模拟结果表明，和 BW 电子相比，靶电子的角分布更加接近各向同性，并没有明显地趋于横向弥散。总结以上这些模拟结果，对于线偏振激光，之所以靶的横向尺寸如此关键，是因为该参数关系到是否会产生激光打洞效应。当靶的横向尺寸接近激光的焦斑大小的时候，难以形成激光打洞的过程，正电子的产生率较为稳定，正电子数目呈线性增长的趋势且定向性准直性较好（靶的前端较为平整，激光波矢方向基本和入射方向平行或者反平行，分别集中在 π 和 $-\pi$ 角度上，因此通过有质动力加速的正电子较为准直）；当靶的横向尺度远大于激光的焦斑大小的时候，此时形成激光打洞的过程，正电子的产生率从低变高，呈现指数增长的趋势。增长率的提高来源于靶前端的形状变化，导致了激光的聚焦。对于较长脉宽的激光，在正电子产额上有较大的优势，但是其准直性、定向性较差（靶的前端为弧形，激光的波矢方向变化交大，在 $0 \sim 2\pi$ 都有分布，因此被加速的正电子角分布较为弥散）。

2.2 激光偏振效应对正负电子对产生的影响

众所周知，激光的偏振对于靶的加热和离子加速的影响是非常重要的 [121–123]。对于线偏振激光，有质动力中有两倍频成份，因此电子很容易被加热。然而在圆偏振中，这个成份是没有的，因此超热电子较少 [124, 125]。在传统激光和固体靶相互作用中，靶后鞘层加速和光压加速是两种不同的离子加速机制 [126–129]。其中，靶后鞘层加速主要依赖于电子的加热，因此线偏振激光更为合适；而光压加速来自激光的稳定有质动力，因此圆偏振激光更为合适。从上文中激光的能量配比情况来看，电子的加热和离子加速在 10PW 激光和固体靶相互作用中依然占据了很大的比重，因此这些物理机制必然会影响随后的 QED 相关的物理过程。而激光的偏振能直接影响上述两种机制在等离子体演化中的物理性质，因此，我们有必要研究激光的偏振效应对正负电子对产生的影响 [128, 130, 131]。首先，我们将探讨使用圆偏振激光的情况下，激光的脉宽大小和靶的横向尺寸对于产生正负电子对的影响，并将所得的模拟结果和线偏振的相互比较。其次，我们提出“有效电子辐射信息”的概念来分析圆偏振和线偏振中，产生正负电子对过程的异同。最后，我们分别为圆偏振和线偏振结构选取合适的靶前结构，实现正电子产额的最大化。

2.2.1 激光偏振对靶的横向尺度的响应

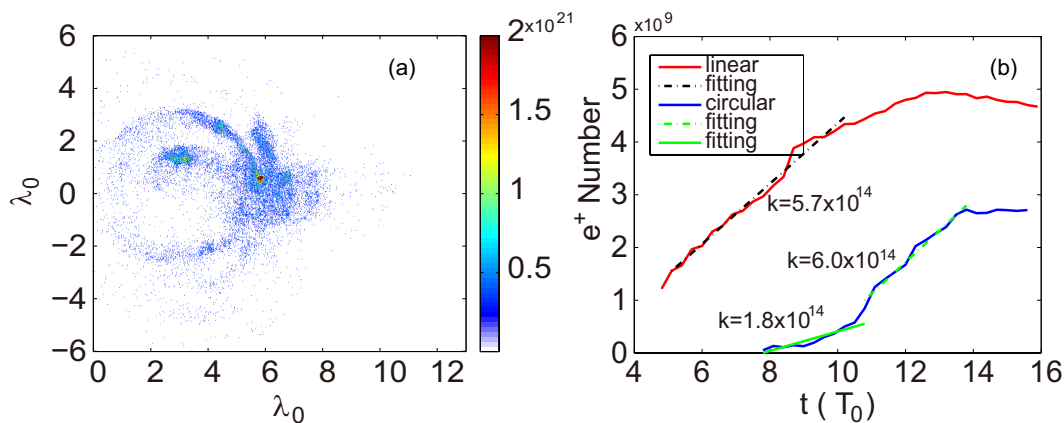


图 2-7 (a) $t = 15.30T_0$ 时刻正电子的数密度分布。(b) 线偏振 (红色) 和圆偏振 (蓝色) 条件下，产生正电子的数目随时间的演化。对于模拟的结果，我们用虚线线性拟合来计算增长率。正电子数目的单位是 $(1/\mu m)$ 。

Fig 2-7 (a) Positron density map at $t = 15.30T_0$. (b) Temporal evolutions of the generated positron numbers when linearly (red curve) and circularly (blue curve) polarized laser pulses are used. The linear fitting results are indicated by the dashed lines. The unit for the positron number is $1/\mu m$.

在本小节中，我们将使用圆偏振激光来研究正负电子对的产生，并将其和线偏振做对比。需要说明的是，在对比圆偏振和线偏振激光在产生正负电子对的区别时，我们在模拟中采取了这样的设置，即保证两种情况下激光的总能量是相同的。首先，我们分析横向宽度为 $2\mu\text{m}$ 的靶和圆偏振激光相互作用产生正负电子对的过程。在线偏振的模拟中，激光的电场平行于模拟平面，磁场垂直于模拟平面；而圆偏振的电场和磁场在平行模拟平面和垂直模拟平面上都有分量。图 (2-7)(a) 描绘在 $t = 15.30$ 时刻正电子的数密度空间分布。与上节中的线偏振激光驱动相比，此时正电子密度没有呈现任何周期性的结构，在激光入射方向上的延展程度并不大。前者是因为圆偏振中没有 2ω 成份，后者表明了正电子运动更为散乱，没有明显的规律。图 (2-7)(b) 描绘了两种偏振条件下，正电子总数目随时间的演化，此时激光的脉宽为 $10T_0$ 。从图中我们看到，使用线偏振激光产生的正电子数目远大于使用圆偏振激光。并且线偏振中产生的正电子总数大约是圆偏振的两倍。和线偏振相比，圆偏振模拟中产生正负电子的时间延迟了大约 3 个激光周期。在这几个周期中，激光通过光压加速的机制有效地将靶向前加速。由于没有 2ω 成份，电子没有被有效地加热，并且被有质动力排离激光中心 (我们将在下文中详细阐述这一过程)。从图 (2-7)(b) 中的线性拟合可以看出，在正负电子对产生的初始阶段，线偏振中正电子的增长率是圆偏振的三倍。在 $t = 10.5T_0$ 时刻以后，圆偏振中正电子的增长率和线偏振中的增长率持平。此外，圆偏振中正电子数目饱和的时间比线偏振中的饱和时间晚了大约 $1T_0$ 。综上所述，圆偏振激光驱动下的正电子的产生和运动和线偏振相比，主要有两个区别：第一，正电子在产生之后，没有一个明确的集体运动的方向，因此数密度分布较为散乱；第二，正电子的产生在时间上有明显的滞后。

图 (2-8) 描述了在 $t = 12.60T_0$ 时刻两种激光偏振驱动下，电场强度 ($E_x^2 + E_y^2$) 和靶电子数密度的空间分布，其中激光的脉宽为 $10T_0$ 。我们可以清楚地看到，对于横向宽度较小的靶 ($2\mu\text{m}$)，在线偏振推动下，靶表面较为平整，没有发生明显的打洞过程，整个激光前沿和靶的前端较为平整地向前推进；而在圆偏振激光驱动下，有明显的打洞过程存在，离子加速和不稳定性的发展也更为显著 [132]，从激光场的分布看，前端不平整，呈现圆锥状进入初始靶的位置。虽然靶的横向尺寸较小，但是没有影响到打洞过程。这是由于在圆偏振激光驱动下，电子加热效应较弱，表面的不稳定性发展得更快，横向破裂也更为明显。为了进一步总结规律，我们将激光脉宽延长到 $15T_0$ ，靶的横向尺寸选择 $2\mu\text{m}$ 和 $4\mu\text{m}$ 这两个参数。图 (2-9) 描述了四种不同情况下，正电子的总数目随时间的演化。从图中，我们可知线偏振驱动下正电子的增长对于靶横向尺寸这个参数非常敏感，两种尺寸的靶相应的离子加速的过程完全不同，正负电子对产生率的规律也完全不同。而对于圆偏振，从正电子的产额和产生率随时间的演化来看，靶的横向尺寸对正电子的产生率影响非常小，两者所呈现规律基本一致。此外，圆偏振激光驱动下正负电子

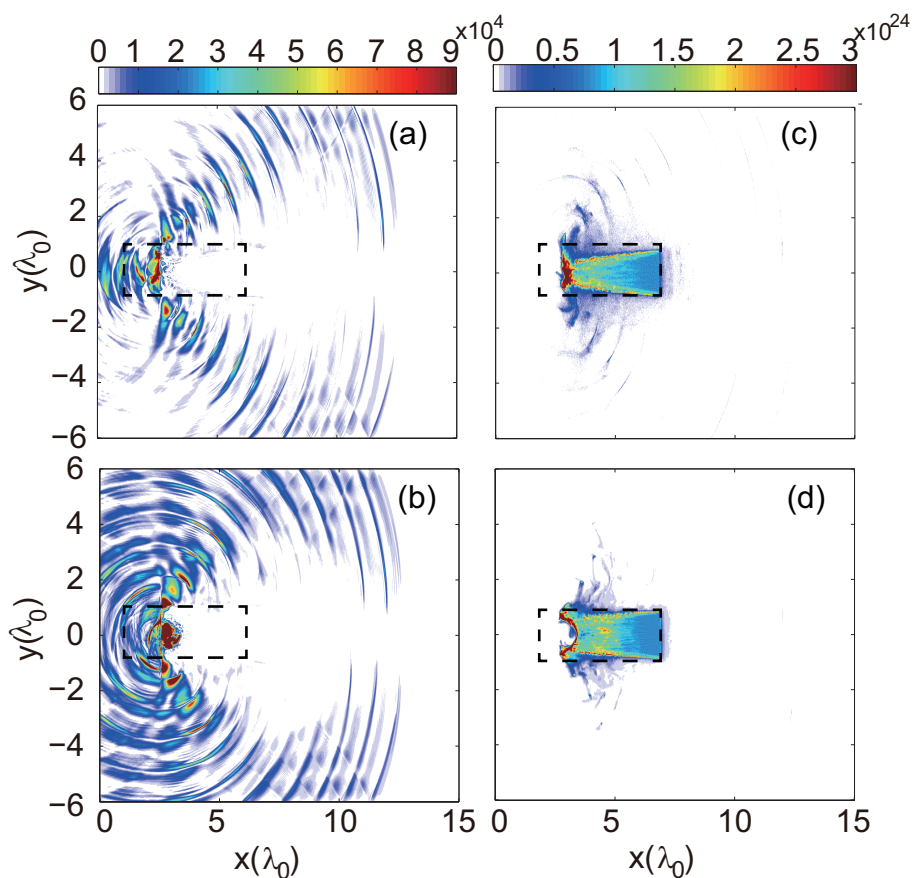


图 2-8 线偏振 (a) 和圆偏振 (b) 条件下，激光场强度 (E^2) 在 $t = 12.60T_0$ 时刻的空间分布。(c) 和 (d) 描绘了相应的电子数密度的空间分布。靶的初始横向的宽度都是 $2\mu\text{m}$ ，密度的单位是 cm^{-3} 。
 Fig 2-8 Spatial distributions of the laser intensity (E^2) at $t = 12.60T_0$ when linearly (a) and circularly (b) polarized laser pulses are used. The corresponding electron density distributions are shown in (c) and (d), respectively. The initial target width is $2\mu\text{m}$ in this case. The density unit is cm^{-3} .

对的饱和数目和 $4\mu\text{m}$ 线偏振的靶基本相同，但在 $15T_0$ 之前，低于所有所有线偏振驱动下的产额。综上所述，圆偏振驱动下正电子产生不依赖于靶的横向尺寸，但是依赖于激光的脉宽长度，脉宽越大增长越快，并呈现指数增长的趋势。

2.2.2 BW 过程中的有效电子

在上一小节中，我们看到不同的激光偏振对于正负电子对产生的影响很大，两种偏振下的增长率呈现了完全不同的趋势。然而，我们从正负电子对在整个体系中的能量占比来看，在 10PW 激光下产生正负电子对仅仅只是一个微扰项；从光子在整个体系中的能量占比来看，康普顿散射对于整个体系的影响非常大。综上所述，大部分光子没有参

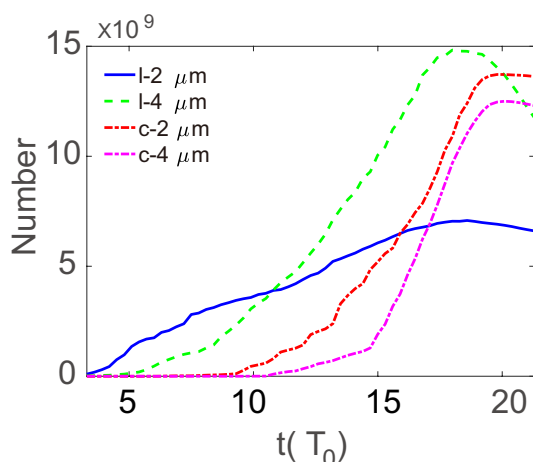


图 2-9 对比不同激光偏振和靶的横向尺寸, 正电子的总数目随时间的演化。正电子数目的单位是 $(1/\mu\text{m})$ 。

Fig 2-9 Temporal evolutions of the generated positron numbers when different polarized laser pulses and width of targets are used. The unit for the positron number is $1/\mu\text{m}$.

与产生正负电子对的过程, 也就是说, 大部分电子辐射光子的过程与随后的 **BW** 过程并没有直接的关系。由于光子的衰变率低, 我们直接研究光子的角分布、能谱等, 不能直接提取出和正负电子对产生相关的信息。从经典等离子体过程来看, 当 $a_0 = 500$ 时 (激光强度为 $10^{23}\text{W}/\text{cm}^2$ 量级), 激光的有质动力占主导作用, 因此不同的激光偏振对于离子加速影响不大。但是靶前电子的逃逸、加热、回流和加速受到偏振影响很大。过去, 我们在研究离子加速中, 尤其是 $a > 100$ 的光压加速中, 这类靶前电子的相关物理过程并不占主导。而现在, 我们需要在这类电子中挑选出对后续 **QED** 贡献的电子, 由此我们将提出有效电子辐射标记法, 这种方法能让我们在一个复杂体系中, 寻找出影响 **QED** 过程的关键信息, 这也为将来研究 **10PW** 激光和物质相互作用提供一个新的方法。

需要说明的是在我们的模拟中, 正负电子对所产生的光子也有一定的概率衰变为正负电子对。但是通过下一章的级联代次谱分析, 可以知道在本章所研究的激光强度下, 这类过程所占的比例较小, 可以忽略不计。如果我们所使用的激光强度远大于 $a_0 = 500$, 我们可以将这种方法称为有效电子 (正电子) 辐射标记法, 相关的数据成为有效电子 (正电子) 辐射信息。

首先, 我们需要定义有效电子辐射信息。如图 (2-10) 所示, 当电子辐射光子的时候, 我们将此时电子的位置和动量信息在程序计算中传递给光子。如果该光子在随后的过程中衰变为正负电子对, 那么我们将上述这些信息和光子的位置信息传递给正负电子对。最后, 程序计算输出的正负电子对数据中包含“种子”电子 (正电子) 的状态, 我们称为有效电子辐射信息。从物理上说, 它们辐射的光子最后能衰变为正负电子对, 对



图 2-10 在程序中如何记录有效靶电子状态的示意图。

Fig 2-10 Sketch map of how to record effective target electrons in the program.

正负电子对的产生有最为直接的贡献。同时，我们记录了光子的产生位置和衰变为正负电子对的位置信息，由此可以计算出它们在体系中的自由程。其次，为了进一步研究偏振效应的影响，我们略微调整了模拟的参数。激光的波形和强度不变，脉宽统一设置为 $15T_0$ (根据上一小节，此时不同激光偏振条件下，正电子的产量大体相同)，垂直入射到靶的中心位置。固体靶的密度和成份不变，纵向位置在模拟盒子中处于 $3\mu\text{m} \sim 8\mu\text{m}$ 之间，横向位置处于 $-3\mu\text{m} \sim 3\mu\text{m}$ 之间。模拟盒子的大小为 $18\mu\text{m} \times 12\mu\text{m}$ ，模拟网格划分为 1800×1200 ，模拟格点中的宏粒子数保持不变。最后，我们对程序的代码做了相应的功能拓展，按照图 (2-10) 中的流程修改了计算模块和存储输出模块。本文中所涉及代码的修改在附录中有详细介绍。

如前文所叙述，靶前的高能电子能辐射出高能光子，后者能在激光场中衰变为正负电子对，因此我们在图 (2-11) 中描绘了两种偏振下电子在 $t = 9.3T_0$ 和 $t = 18.30T_0$ 两个时刻的平均能量分布 (格点中粒子的总能量除以粒子的数目)。如图 (2-11)(a) 和 (c) 所示，在线偏振激光的驱动下，高能电子由于激光的加热作用以及横向的拉拽，很快进入激光打洞区域并且获得较高的能量。但是，随着打洞过程的不断进行，电子的能量进一步提高，高能电子分布慢慢迎着入射激光的方向逆向离开打洞的中心区域，并且向外扩散。而在圆偏振中，如图 (2-11)(b) 和 (d) 所示，在 $t = 9.3T_0$ 时刻，由于圆偏振激光缺少 2ω 成份，大部分高能电子只出现在打洞区域的周围，并不能迅速进入打洞的中心区域。但是在打洞过程形成凹槽以后，由于靶的形变导致激光波矢在反射过程中不再沿着入射的反方向。具体来说，激光波矢的方向不在单纯地处于 180° 和 -180° 两个角度范围，而是分布在 $-180^\circ \sim 180^\circ$ 之间。因此，激光在反射过程中能将部分高能电子带入打洞区域，如在 $t = 18.30T_0$ ，电子平均能量较高的区域集中在打洞区域的前端中心处。另外一方面，高平均能量区域从打洞中心区域沿着中心轴向后扩散的效应并没有线偏振中那么明显，并且从两边扩散的电子平均能量低于打洞中心区域的电子平均能量。由此

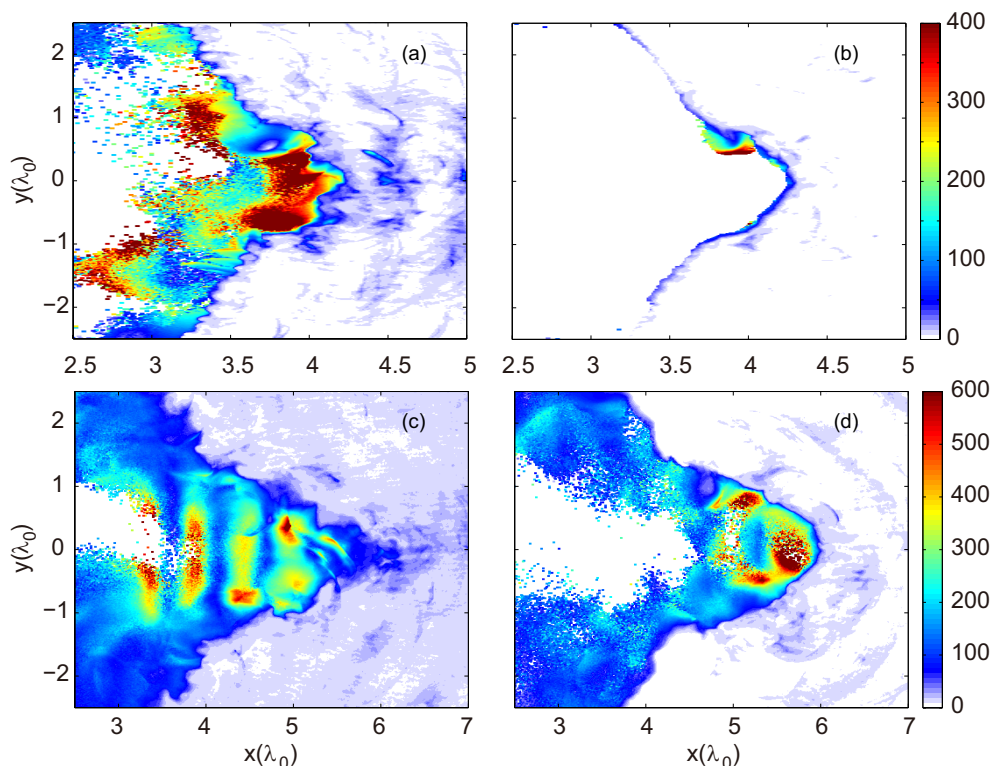


图 2-11 (a) 和 (c) 描绘了线偏振激光下在 $t = 9.3T_0$ 和 $t = 18.3T_0$ 时刻电子平均能量的空间分布。(b) 和 (d) 描绘了圆偏振激光下在 $t = 9.3T_0$ 和 $t = 18.3T_0$ 时刻电子平均能量的空间分布。平均能量的单位是 $MeV/\mu m^2$ 。

Fig 2-11 (a) and (c) show electron average energy distribution for linearly polarized case at $t = 9.3T_0$ and $t = 18.3T_0$. (b) and (d) show electron average energy distribution for circularly polarized case at $t = 9.3T_0$ and $t = 18.3T_0$. The unit of energy density is $MeV/\mu m^2$.

我们可以得到如下结论，靶前高能电子的形成，分布和堆积过程受到激光偏振的影响。最重要的是高能电子的这些特性是随后的 QED 过程的关键因素之一。

从上面我们已经知道，在圆偏振激光驱动下，正电子的产生和线偏振相比在时间上有明显的滞后，并且在打洞过程的后期有较高的增长率。结合电子的平均能量分布来分析，我们可以从宏观上对这些特点加以解释，并得出以下结论：线偏振中电子能较早地进入打洞区域，并迅速得到较高的能量，部分高能电子将逆向离开打洞区域，因此正电子的增长率在初始阶段没有延迟；圆偏振中电子缓慢进入打洞区域，较为缓慢得到较高的能量，高能电子堆积在打洞区域中心，因此正电子的产生有一定的延迟，并可以在 $10T_0$ 以后呈现出较高的增长率。

虽然靶前的高能电子能在宏观上反应大体的趋势，但是并不是所有高能电子都对最后的正负电子对产生有直接贡献，也不能给出参与 QED 过程的电子的具体信息。因此，

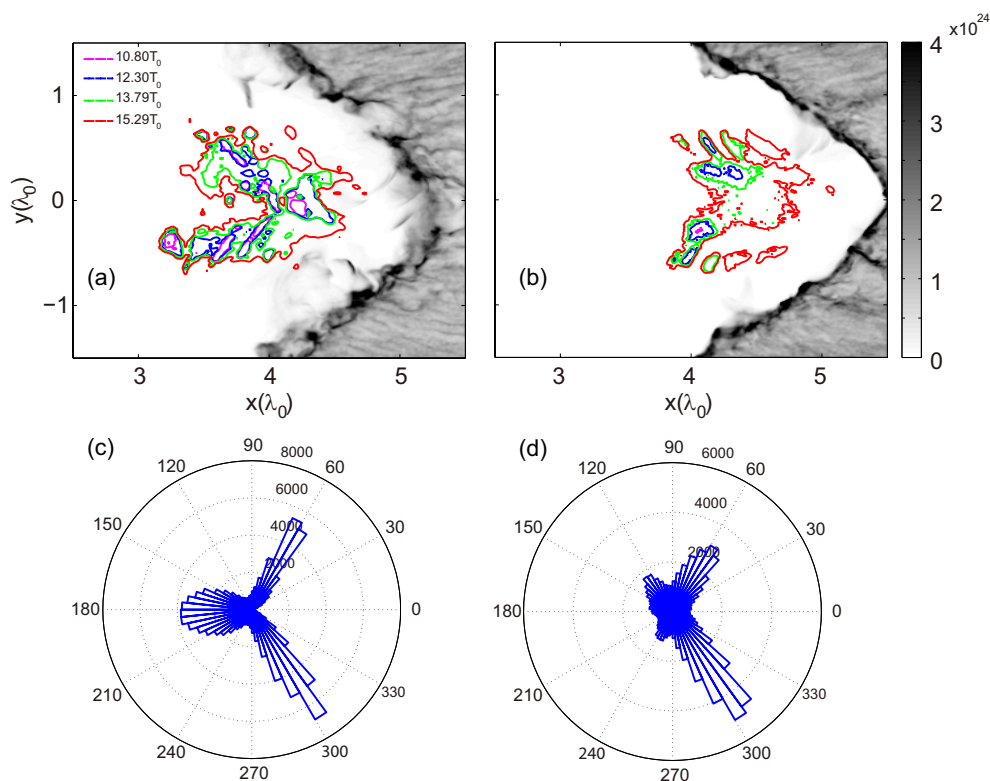


图 2-12 (a) 线偏振激光驱动下, $t = 15.29T_0$ 时刻靶电子的数密度分布以及四个时刻有效电子辐射信息的空间分布范围 (\vec{x}_{eff})。 (b) 圆偏振激光驱动下, $t = 15.29T_0$ 时刻靶电子的数密度分布以及四个时刻有效电子辐射信息的空间分布范围 (\vec{x}_{eff})。 (c) 线偏振激光驱动下, $t = 15.29T_0$ 时刻有效电子辐射信息中动量 (\vec{p}_{eff}) 的角分布。 (d) 圆偏振激光驱动下, $t = 15.29T_0$ 时刻有效电子辐射信息中动量 (\vec{p}_{eff}) 的角分布。

Fig 2-12 (a) Target electron density at $t = 15.29T_0$ and effective electron radiation information space distribution (\vec{x}_{eff}) at four different times for linearly polarized case. (b) Target electron density at $t = 15.29T_0$ and effective electron radiation information space distribution (\vec{x}_{eff}) at four different times for circularly polarized case. (c) The momentum angular distribution of effective electron radiation information (\vec{p}_{eff}) for linearly polarized case. (d) The momentum angular distribution of effective electron radiation information (\vec{p}_{eff}) for circularly polarized case.

我们需要根据本小节提出的有效电子辐射标记方法从微观角度来研究激光偏振是如何影响正负电子对的产生过程。

图 (2-12)(a) 和 (b) 分别描绘了不同激光偏振下 $t = 15.29T_0$ 时刻靶电子的密度以及 $t = 10.80T_0$ 、 $12.30T_0$ 、 $13.79T_0$ 和 $15.29T_0$ 四个不同时刻有效电子的空间分布。图 (2-12)(c) 和 (d) 描绘了 $t = 15.29T_0$ 时刻有效电子的角分布。如图所示, 有效电子的空间位置处于激光打洞的中心区域, 通过四个时刻的空间分布, 我们可以得到有效电子空间分布的含

时演化过程。图 (2-12)(a) 所示在 $t = 15.29T_0$ 时刻, 有效电子空间分布形成类似“>”的形状。而在 $t = 10.80T_0$ 时刻, 在“>”顶点和两边有不连续的分布。通过分析 $t = 10.80T_0$ 时刻有效电子辐射信息的动量, 我们可知在两边的底端的电子动量方向基本平行向外 (指向左边界), 而顶点以及顶点附近的电子动量方向向内 (指向右边界, 并且成一定角度)。顶点附近上侧的电子动量斜向下, 下侧的动量斜向上, 顶点处斜向偏下。从角分布看, 动量的分布由三部分构成, 向后分布和两个向前的斜向分布。我们可以认为有效电子辐射 (不是所有电子的辐射, 仅仅是产生正负电子对的辐射) 由边缘辐射和回流电子同步辐射两部分组成。需要说明的是此处的回流电子同步辐射和绪论中稍有不同。首先, 激光的能量更强; 其次, 等离子体的密度更高。此时, 电荷分离场不是很强, 部分电子主要由反射的激光加速而逆向运动。同理, 边缘辐射中, 电子主要在反射激光的作用下, 重新进入打洞区域的中心。

图 (2-12)(b) 所示圆偏振驱动下, 有效电子在 $t = 10.80T_0$ 时刻分布区域较小, 离打洞边界较近, 并不出现在打洞的中心区域。在 $t = 12.30T_0$ 时刻, 处在上部的电子动量方向斜向下, 而下部的电子斜向上。说明高能电子在反射激光的作用下带入打洞区域中心。因此, 激光需要先完成打洞过程, 使得靶前沿的形状发生变化, 从而导致反射激光的波矢改变, 将高能电子带入中心区域。由于高能电子很难直接进入中心区域, 因此, 正电子的产生在时间上稍有延后。最重要的是, 我们可以清楚地看到有效电子是由两侧向中心发展, 而不是线偏振驱动下电子直接进入中心区域。从有效电子的角分布看, 有效电子辐射没有类似回流电子同步辐射的分布, 而是由较强的前向边缘辐射和较弱的后向边缘辐射组成。这是由于在固体靶密度较高, 部分激光被反射而不是直接穿透所导致的。

本小节中, 我们充分利用了粒子模拟在信息上的优势来分析具体的物理问题, 利用电子的能量密度分布和有效电子辐射标记法, 分别从宏观和微观角度研究了激光偏振如何影响有效的康普顿散射过程, 即有效光子的辐射过程。

2.2.3 靶前结构的优化

在本小节中, 我们将在靶前加入两种不同空间的结构, 来增强正负电子对的产生并且研究其中的物理机制。我们以上文中研究的平面靶为基础, 将在靶前中心处挖去一个底边为 $2\mu\text{m}$, 高为 $2\mu\text{m}$ 的正方形 (在三维空间可以认为是一个圆柱形凹槽), 或者挖去一个底边为 $2\mu\text{m}$, 高为 $2\mu\text{m}$ 的三角形 (在三维空间可以认为是一个锥型凹槽)。图 (2-13)(a) 和 (b) 分别描述了线偏振和圆偏振激光驱动下三种靶型中正电子的数目随时间的演化。从图 (2-13)(a) 中, 我们看到对于线偏振激光, 柱孔靶中产生的正电子的数目最高。而锥孔靶在 $6T_0$ 之前产生的正电子数目最高, 但是在 $16T_0$ 之后产生的正电子数目

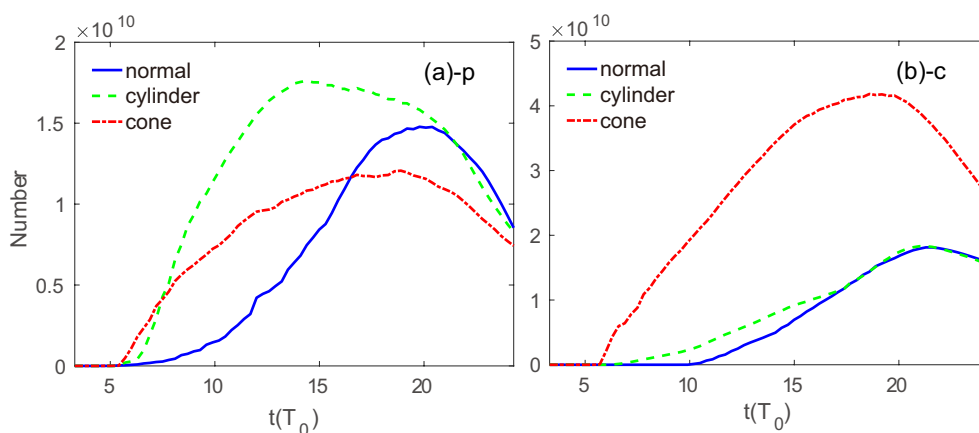


图 2-13 (a) 线偏振激光驱动下，正电子数目随时间的关系。(b) 圆偏振激光驱动下，正电子数目随时间的关系。蓝线代表平面靶，绿线代表柱孔靶，红线代表锥孔靶。

Fig 2-13 (a) Evolution of positron number for linearly polarized case. (b) Evolution of positron number for circularly polarized case. The blue line represents the planar case, the green line represents the cylinder case and the red line represents the cone case.

最少。从图 (2-13)(b) 中，我们看到对于圆偏振激光，锥孔靶中产生的正电子的数目最高，其数目远高于其它形状，并且产生正电子的延迟效应也被消除。而柱孔靶和平面靶相比，柱孔靶中的正电子产生时间提前了 $4T_0$ ，但是在 $16T_0$ 之后产生的正电子数目和平面靶几乎相同。通过正电子数目随时间演化过程，我们可知为了产生最大数目正电子，不同的激光偏振适合不同的靶前结构。

图 (2-14)(a) 和 (c) 分别描绘了线偏振激光驱动下，在 $t = 6.3T_0$ 时刻锥孔靶和柱孔靶的电子的平均能量。而图 (2-14)(b) 和 (d) 分别描绘了圆偏振激光驱动下，在 $t = 6.3T_0$ 时刻锥孔靶和柱孔靶的电子平均能量。对于线偏振的两种靶型，图 (a) 中能量较高的电子趋向于逆向离开锥孔的中心区域，而图 (c) 中能量较高的电子大多出现在柱孔内部中心处，且分布的范围更加广。而对于圆偏振的两种靶型，图 (b) 中高能电子处于锥孔内部中心处，并且占据了很大的面积，而图 (d) 中电子的能量相对较低，且主要分布于柱孔的两侧附近。首先，我们知道线偏振激光利于电子加热，电子也更容易进入激光打洞的中心，圆偏振激光不利于电子加热，电子进入激光打洞中心更为缓慢。其次，锥孔靶使得热电子更快进入凹槽区域的中心，柱孔靶使得热电子缓慢进入凹槽区域的中心。最后，高能的热电子处于激光中心 (打洞区域中心) 才能得到更多的高能光子，从而产生更多的正负电子对。综上所述，对于线偏振激光，我们使用柱孔靶，延缓电子加热的过程，使得热电子与激光充分相互作用；对于圆偏振激光，我们使用锥孔靶，使得热电子更快进入激光中心，从而增强了后续的 QED 效应。

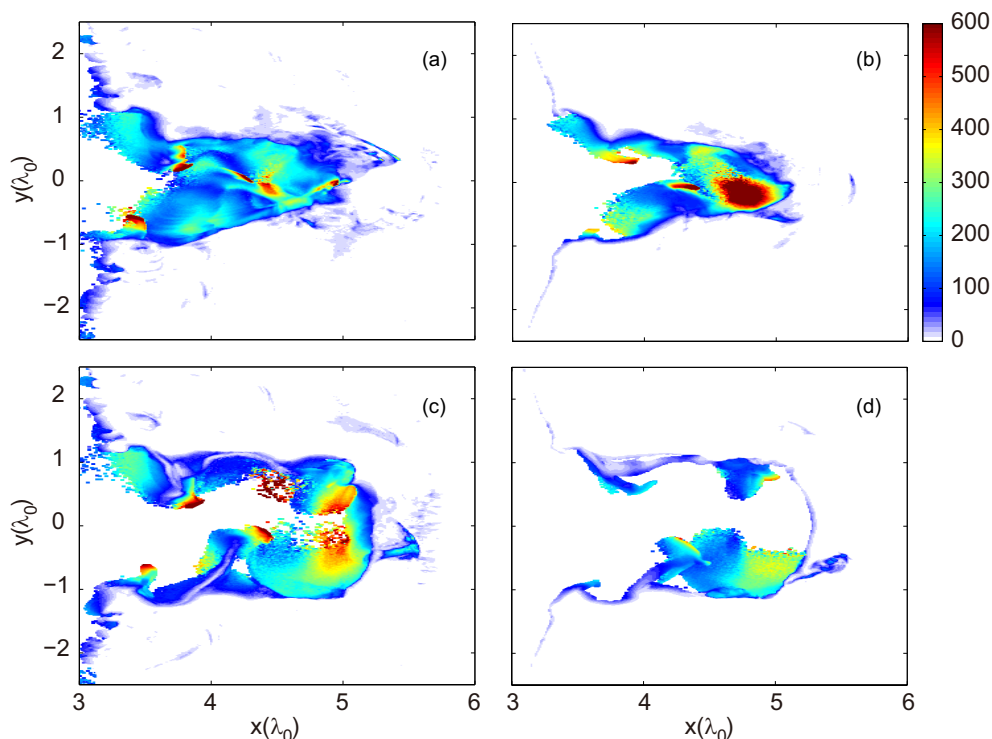


图 2-14 (a) 和 (c) 分别描绘了线偏振激光驱动下在 $t = 6.3T_0$ 时刻锥孔靶和柱孔靶电子平均能量的空间分布。(b) 和 (d) 分别描绘了圆偏振激光驱动下在 $t = 6.3T_0$ 时刻锥孔靶和柱孔靶电子平均能量的空间分布。平均能量的单位是 $MeV/\mu m^2$ 。

Fig 2-14 (a) cone target and (c) cylinder target electron average energy for linearly polarized case at $t = 6.3T_0$. (b) cone target and (d) cylinder target electron average energy for circularly polarized case at $t = 6.3T_0$. The unit of energy density is $MeV/\mu m^2$.

图 (2-13)(a) 我们看到锥孔靶在 $6T_0$ 之前，产生正电子的数目最多，而在 $16T_0$ 之后产生正电子数目最少。这是因为锥孔使得大量热电子更早出现，也更快地离开了激光中心。而对于圆偏振，我们知道产生热电子过程虽然缓慢，但是产生之后容易留在激光中心。当我们使用锥孔靶以后，一方面加速了热电子进入激光中心的过程，另一方面增强了高能电子在激光中心的堆积。从而增强了正负电子对的产生。

图 (2-15)(a) 和 (b) 分别描绘了线偏振和圆偏振激光驱动下，柱孔靶和锥孔靶中电子的密度以及有效电子的空间分布随时间演化的过程。我们可以看到，虽然激光的偏振不同，靶前的结构也不同，但是有效电子的空间分布都呈现出相似的规律：聚集于凹槽(激光)中心，并且层层向前推进。线偏振激光没有了“>”型分布，圆偏振激光没有两边向中心发展的模式，两者虽然细节不同，但是体现了较大的相似性。从有效电子的角分布看，对于线偏振，如图 (2-15)(c) 所示，两种辐射模式都得到了增强，并且边缘辐射

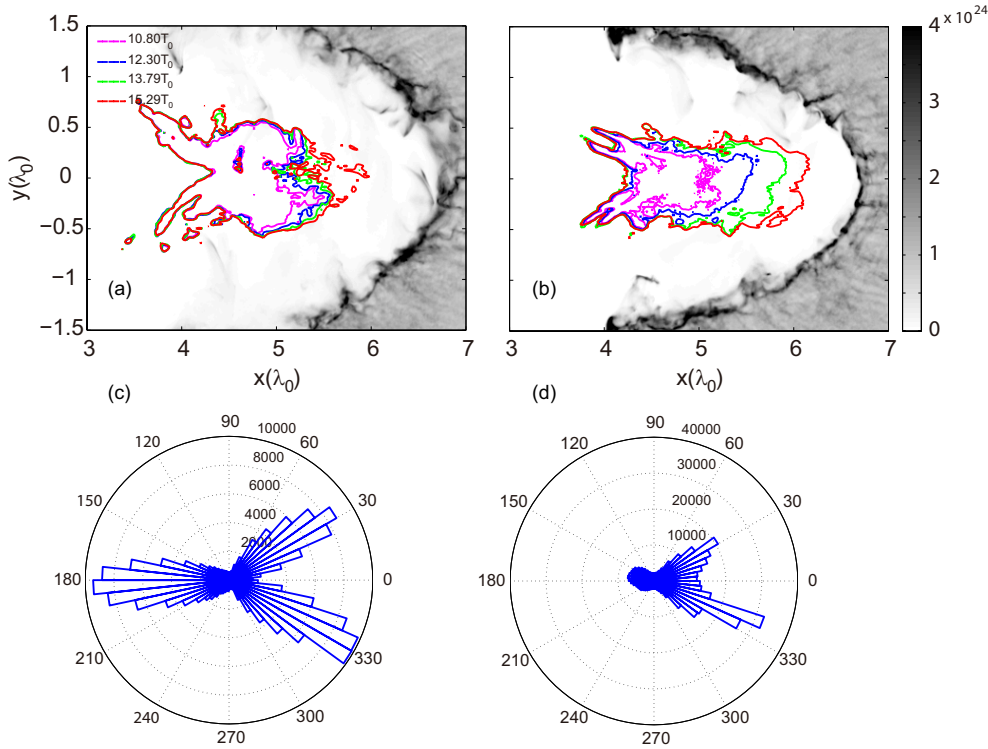


图 2-15 (a) 线偏振激光驱动下, $t = 15.29T_0$ 时刻柱孔靶电子的数密度分布以及四个时刻有效电子辐射信息的空间分布范围 (\vec{x}_{eff})。 (b) 圆偏振激光驱动下, $t = 15.29T_0$ 时刻锥孔靶电子的数密度分布以及四个时刻有效电子辐射信息的空间分布范围 (\vec{x}_{eff})。 (c) 线偏振激光驱动下, 柱孔靶有效电子辐射信息中动量 (\vec{p}_{eff}) 的角分布。 (d) 圆偏振激光驱动下, 锥孔靶有效电子辐射信息中动量 (\vec{p}_{eff}) 的角分布。

Fig 2-15 (a) Cylinder target electron density at $t = 15.29T_0$ and effective electron radiation information space distribution (\vec{x}_{eff}) at four different times for linearly polarized case. (b) Cone target electron density at $t = 15.29T_0$ and effective electron radiation information space distribution (\vec{x}_{eff}) at four different times for circularly polarized case. (c) The momentum angular distribution of effective electron radiation information (\vec{p}_{eff}) for linearly polarized case in cone target. (d) The momentum angular distribution of effective electron radiation information (\vec{p}_{eff}) for circularly polarized case in cylinder target.

中两个耳朵之间的夹角从 120° 减小到 60° ; 对于圆偏振, 如图 (2-15)(d) 所示, 前向的边缘辐射两个耳朵趋向合并, 两者的夹角也从 120° 减小到 60° , 后向的边缘辐射角分布变化为回流电子同步辐射角分布。当激光偏振和靶型相互匹配之后, 有效电子角分布之间的区别也大大减小了。

2.3 总结和讨论

在本章工作中，我们研究了单束 10PW 激光和高密度固体靶相互作用下正负电子对的产生。首先，我们的研究表明当线偏振激光的脉宽相对较短的时候 ($t = 10T_0$)，靶的横向尺寸存在一个最优化的参数。在这个参数条件下，正负电子对产量相对较高并且在激光传播方向上有较好的准直性。随着激光脉宽的增加，靶的最优尺寸也相应的增加 (正电子的产量最优化)，但是正电子的角分布不受激光脉宽大小的影响。这是由于当靶的横向尺寸增大的情况下，激光在固体靶中打洞，在靶的前端产生了一个半圆形的凹槽结构，这样的结构有利于随后的 QED 效应。如果初始时刻靶的前端有人为的凹槽结构，那么正负电子对的产量将得到增加。

其次，当我们使用圆偏振激光和固体相互作用时，发现正电子的产生在时间上有了明显的滞后效应。当使用脉宽为 $t = 10T_0$ 的激光时，正电子的产量远小于线偏振激光作用中正电子的产量；当使用脉宽为 $t = 15T_0$ 的激光时，正电子的产量和线偏振中正电子的产量相当。并且正电子的产量受到靶的横向尺寸影响较小，正电子的数密度空间分布也没有任何周期性的结构。

接着，我们提出了有效电子辐射信息的概念。我们利用电子的能量密度分布和有效电子辐射标记法分析了激光偏振效应对正负电子对产生的影响。通过数值模拟，我们发现靶前电子的加热、回流和加速受激光偏振影响较大，导致了后续截然不同的 QED 过程。随后，我们根据激光偏振设计了不同的靶前结构，以达到正负电子对产量的最大化。

最后，我们需要指出目前的分析只适合于激光脉宽较短的条件 (不超过 $\sim 15T_0$)，这个脉宽长度和建造中的 10PW 激光的脉宽基本相同 [34]。在这样的脉宽条件下，激光并不能穿透固体靶。但是对于更长的激光脉冲，比如 ELI-Beamline 的 L4 laser line 提供的 150fs 激光，相应的激光等离子过程将变得完全不同。在这样的激光条件下，固体靶由于打洞过程而被激光穿透。因此，靶的宽度和激光偏振对于正负电子对产生的影响和这篇工作中的结论将会有所不同。

第三章 激光和固体靶相互作用中的 QED 级联

3.1 引言

在本章工作中，我们使用二维 PIC 模拟研究激光与固体靶相互作用中正负电子对的产生和随后的级联过程。通过改进 EPOCH 代码的诊断部分 [51, 118, 119]，我们可以记录 QED 过程中粒子的洛伦兹不变量 (在下文中统称 QED 参数)、正电子的产生位置和正电子的代次信息。这些新的诊断信息可以让我们跟踪新产生的正负电子对 (e^+e^-) 的位置，区分靶电子或者二级粒子引起的 QED 效应。首先通过 QED 参数，我们可以直观从图像上得知带电粒子的辐射能力的空间分布，光子在激光场中衰变为正负电子能力的空间分布。由此，我们可以分析激光偏振对于辐射和正负电子对产生及随后密度空间分布的影响。其次，虽然很多工作研究了 QED 级联，但是级联本身的描述较为模糊。通常人们通过激光能量的吸收率、激光强度的阈值、正电子数目的产生率随时间的演化或者正负电子对数目和种子电子数目的对应关系等，从侧面阐述相关体系发生了 QED 级联过程 [112, 113, 133–136]。但是研究级联过程时很少区分种子电子，种子光子或者次级粒子的贡献，也没有明确的级联强度的定义。而我们通过粒子级联代次谱，区分了强级联和弱级联过程，并在强级联过程中定义了级联深度概念。我们给出了级联的时空演化过程，从新的角度分析了激光偏振效应对于级联过程的影响。通过数值模拟，我们发现尽管初始阶段圆偏振激光条件下的 QED 过程有滞后的现象，但是当激光强度较大时，圆偏振激光驱动下的级联远强于同样激光能量线偏振驱动下的级联 (级联深度大)。并且由于激光和粒子的横向约束，圆偏振激光驱动下所形成的正负电子对等离子体的密度将更高。这些研究对于将来理解 QED 主导的参数条件下超强激光和固体靶相互作用的实验研究有着重要的意义。同样，新的模拟诊断也为进一步模拟工作研究提供了新的途径。

3.2 EPOCH 代码的修改和模拟参数的设置

EPOCH 是一个开源的粒子模拟程序 (PIC)，包含了正负电子对产生的模块 (BW 过程) 和辐射模块 (康普顿散射，并且自洽地包含了辐射阻尼)，因此可以自洽地模拟激光与等离子体相互作用中产生的 QED 级联效应。QED 级联的发生主要由洛伦兹不变量 (QED 参数) $\chi_i = \frac{e\hbar}{m_i^2 c^4} \sqrt{-(F_{\mu\nu} p_i^\nu)^2}$ 决定，其中 i 代表粒子的种类 (可以是电子，正电子或者光子)， p_i^ν 是粒子的 4 维动量， $F_{\mu\nu}$ 是电磁场张量。对于光子而言，只有当 χ_i 接近 1

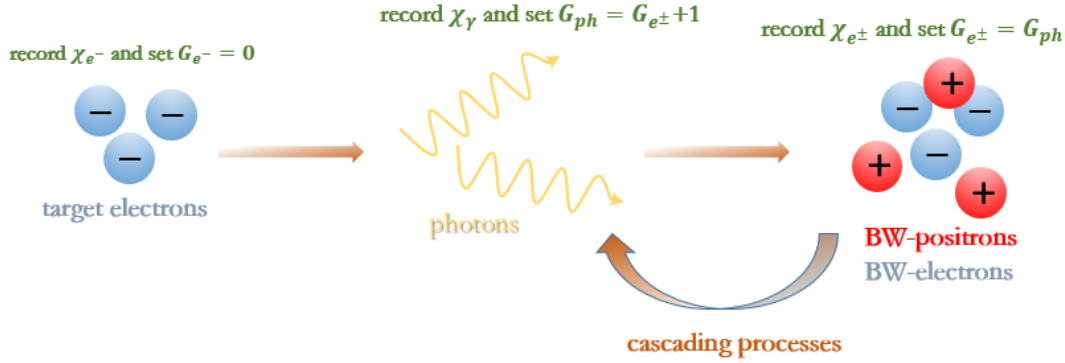


图 3-1 χ 值和代次的记录过程。

Fig 3-1 The recording of χ and generation.

的时候，光子在激光场中衰变为正负电子对的概率相对较高；而对于带电粒子而言（比如靶电子和正负电子对），当 χ_i 达到 0.1 的时候，带电粒子有极高的概率辐射光子。在 EPOCH 代买中，QED 参数由公式 $\chi_i = \frac{eh}{m_e^3 c^4} \sqrt{((\epsilon_i \vec{E})/c + \vec{p}_i \times \vec{B})^2 - (\vec{E} \cdot \vec{p}_i)^2}$ 计算所得。其中， \vec{E} 和 \vec{B} 分别代表模拟中的电场和磁场， \vec{p}_i 和 ϵ_i 分别代表粒子的动量和能量。通过修改 EPOCH 代码的诊断部分，我们记录了每个粒子的 χ_i 值，正负电子对的产生位置，相关粒子的级联代次。我们利用这些新的参量来描述 QED 的级联过程。一个新的物理量级联代次 (G) 被添加到代码中粒子的派生数据中 (Fortran, 对于 C++ 来说就是类)。模拟中初始粒子的代次被设为 $G = 0$ 。如果电子或者正电子辐射出一个光子，那么对于新的光子，它的级联代次定义为 $G_{ph} = G_{e\pm} + 1$ 。如果该光子衰变为正负电子对，那么正负电子对的代次定义为 $G_{e\pm} = G_{ph}$ 。具体过程如图 (3-1) 所示，通过这种方法，我们可以在程序中记录 QED 级联的相关参数。该过程和上一章中图 (2-10) 的区别在于正负电子对本身参与到 QED 级联过程。

在我们的模拟中激光从模拟盒子的左边界入射，波长 $\lambda = 1\mu m$ 。激光的纵向分布为平台型，脉宽长度设为 $\tau = 10 \times 2\pi/\omega = 33.3fs$ ，横向分布为超高斯型且焦斑大小设为 $w_0 = 1\mu m$ 。对于线偏振激光，无量纲化的电场强度设为 $a_0 = eE/m\omega c = 1500$ ，相当于 $I \sim 3.1 \times 10^{24}W/cm^2$ 。对于圆偏振激光，我们保证它的输入能量和线偏振激光的输入能量相同，这意味着 $a_0 = 1060$ 。模拟盒子的大小为 $18\mu m$ 长， $12\mu m$ 宽，相应的格点的精度设为 1800×1200 ，每个格点中有 1024 个宏电子和 32 个宏离子。铝靶的大小设为 $6\mu m \times 5\mu m$ ，其中初始的电子密度为 $800n_c$ ，且距离模拟盒子的左边界 $3\mu m$ 。固体靶的厚度足够大能防止光压加速将靶彻底穿透，否则正负电子对的产生率将变得非常低。

3.3 激光偏振对于光子和正负电子对空间分布的影响

当电子、正电子和超强激光相互作用时,在满足一定条件下,激光能驱动正负电子对产生的 QED 过程的级联发生。首先,种子电子(或正电子)能辐射高能光子,相应的高能光子能在激光场中衰变为 e^+e^- 。随后,新产生的正负电子对能继续在激光场中获得加速,辐射高能光子,后者也能继续在激光场中衰变为正负电子对。在这样的情况下,正负电子对的数目将会呈指数增长(从上一章中,我们看到在固体靶中由于打洞过程种子电子不断得到补充,正电子的数目也呈现指数增长,但是次级粒子贡献较弱,主要贡献来自于靶电子)。该过程涉及了粒子在激光场中的加速和级联过程。目前,级联分为雪崩式(avalanche type)级联和淋漓式(shower type)级联两种类型,但是后者没有次级粒子的贡献,主要表现为单个高能电子在激光中能多次辐射光子,且这类光子都能衰变为正负电子对 [137–140]。为了分析雪崩式级联的详细过程,我们必须了解母粒子的位置,比如辐射光子的上一级带电粒子和衰变为正负电子对的上一级光子。因为大量的正负电子对(e^+e^-)产生在等离子体中,它们的产生和运动将反馈给经典的电子-离子等离子体,并且极大地改变等离子体动力学过程,从上一章中,我们又知道激光的偏振效应会影响正负电子对的产生,由此可以推断 QED 等离子体的行为必然依赖于激光的偏振效应。为了验证这一观点,我们首先研究了激光的偏振效应对于相关粒子时空分布的影响。在下文中,我们模拟和分析线偏振(p-,s-)和圆偏振(c-)三种情况。其中,线偏振分为 p 偏振和 s 偏振两种情况。

我们首先研究激光偏振对光子产生和发射的影响。图(3-2)(a-f)描绘了三种不同偏振的条件下光子数密度的空间分布和动量的角分布。为了比较 QED 发展过程的相似阶段,圆偏振的例子中诊断时间滞后了 $1.54T_0$ (上一章中的滞后效应)。如图所示,不同偏振激光的驱动下,光子数密度的空间分布和角分布呈现完全不同的规律。对于 p 偏振情况,光子的数密度分布在纵向被压缩,在横向被弥散,并且高密度区域主要集中在打洞边界附近。而相应光子的角分布以 y 轴的正半轴为对称轴,形成“V”形状,和边缘发光辐射类似 [93]。该光子角分布的特点和文献 [101] 的相似。在该文献中,种子电子在双束激光的作用下,产生级联效应,正负电子对的数目不断增加从而形成了相对论临界密度的等离子体。在这种情况下,光子的角分布形成一个“X”的形状,右半边的形状和本文中的类似。这个角分布的特点可以在将来的实验中作为是否形成相对论临界等离子体密度的判断依据。而对于 s 偏振,光子数密度分布和 p 偏振相比正好相反。s 偏振激光驱动下,光子的数密度沿着纵向延伸,而在横向上被压缩,高密度区域分布更广,并且分布在打洞边界的两边,分布形状不依赖于打洞边界。从角分布看,绝多数光子向前运动。对于圆偏振,光子数密度空间分布类似于 p 偏振,但是高密度区域更小,并且和打洞边界基本重合,角分布也更加弥散。p 偏振中,光子的角分布在 $0, \pm\pi/2$ 分布较

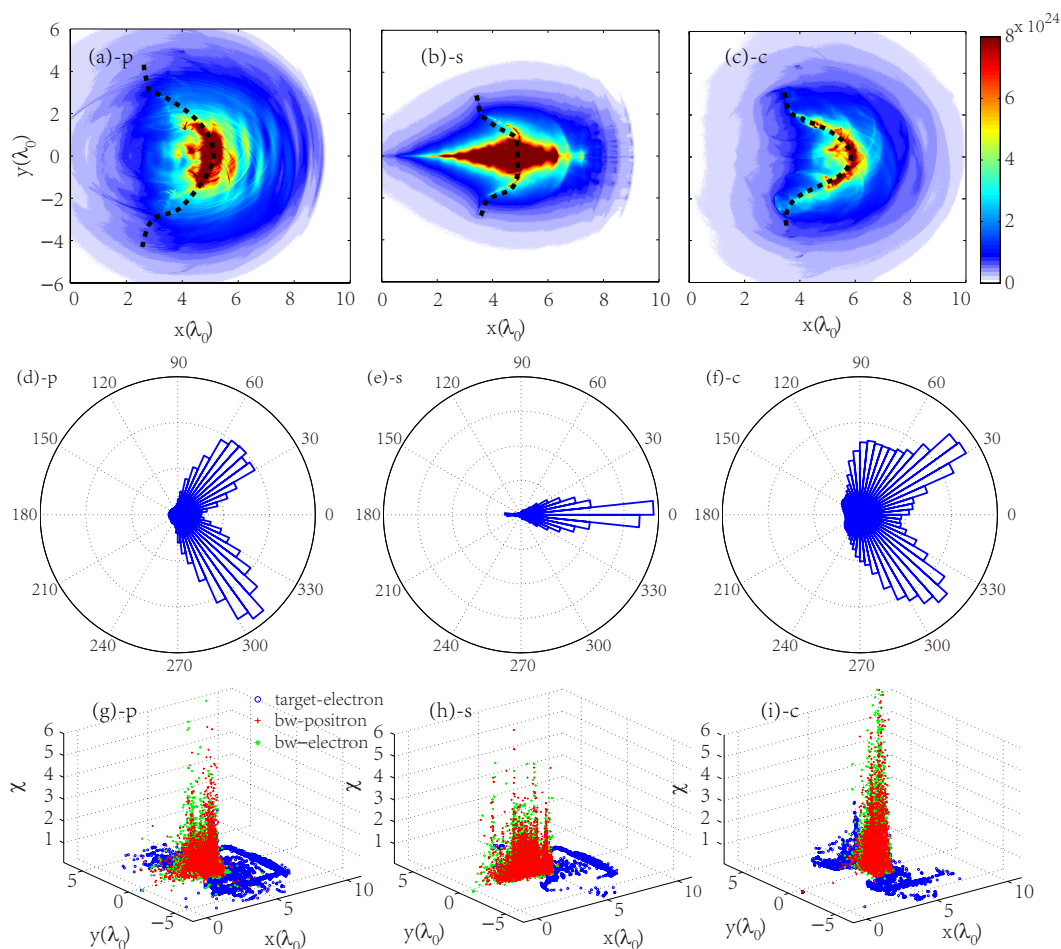


图 3-2 (a-c) 描绘了光子数密度的空间分布。图 (a) 和 (b) 对应于 $t = 9.7T_0$ 时刻 p 偏振和 s 偏振的激光。(c) 对应于 $t = 11.24T_0$ 时刻圆偏振的激光。密度单位是 cm^{-3} ，虚线代表了打洞过程中靶的前沿形状，我们在图 (3-2) 中也用虚线画出了同样的形状。图 (d-f) 描绘了相应的光子的角分布。图 (g-i) 中描绘了带电粒子 QED 参数 χ 的空间分布。

Fig 3-2 Spatial distribution of photons (a-c). (a) and (b) correspond to p- and s-polarized lasers, respectively, at time $t = 9.7T_0$. (c) corresponds to c-polarized laser at $t = 11.24T_0$. The density unit is cm^{-3} and the dashed lines indicate the hole boring fronts, which are also displayed in Fig(3-2). The corresponding angular distributions of Gamma photons are shown in (d-f). Spatial distributions of QED parameter χ of charged particles at the same instants are shown in (g-i).

少，而圆偏振中，在这三个角度上有数目相当的光子。从光子的角分布看，对于 s 偏振，光子的方向主要沿着激光的轴线方向，而对于 p 偏振和圆偏振，光子方向将偏离轴线，与轴线形成一定的角度。

只有当带电粒子的 χ 值较大的时候，才能辐射出硬光子 (光子的 $\chi_\gamma > 0.1$)。因此，光子的空间分布和这些具有较高 χ 值的带电粒子的空间分布相关。为了理解在不同偏

振条件下光子数密度的空间分布和角分布，我们在图 (3-2)(g-i) 中描绘了靶电子和正负电子对的 χ 空间分布。我们从 χ 大于 0.1 的正负电子对和 χ 大于 0.001 的靶电子中随机选取了 1% 的粒子进行绘图 (靶电子的 χ 值取得相对较低，可以利用其空间分布大致描绘出固体靶的外形)。每个点的 x 坐标和 y 坐标代表了它们在实空间中的位置， z 轴代表了它们的 χ 值的大小。我们可以清楚地看到在目前的激光强度下，正负电子对主导了光子的辐射过程，靶电子的贡献相对较小。高 χ 的靶电子主要集中在打洞边界，而高 χ 的正负电子对集中在打洞区域中心，和激光中心有直接的相互作用。从图 (g) 和 (i) 中，对于 p 偏振和圆偏振激光，正负电子对的 χ 的空间分布和相应的光子数密度分布相类似，都集中在打洞区域。但是， p 偏振中正负电子对填满了打洞区域，并且向外扩展，但是 χ 的峰值相对较低；而圆偏振中正负电子对集中在打洞区域内部，并没有填满整个打洞区域，但是 χ 的峰值较高。此外，对于 s 偏振，正负电子对的 χ 的空间分布和光子的空间分布相比，主要集中在激光轴线上，并且延伸的范围接近于模拟盒子的左边界，其分布不依赖于打洞区域。结合光子的角分布看，在 p 偏振和圆偏振中，光子主要由斜向运动的电子和反射的激光相互作用产生的；而 s 偏振中，光子主要由前向运动的电子和反射激光相互作用产生的。由于 s 偏振中激光没有横向的分量，高 χ 的正负电子对和光子都集中在激光入射方向上。从图 (h) 中可以看出正负电子对的辐射起了主导作用，因此空间分布上的差别被进一步放大。

表 3-1 不同激光偏振条件下，靶电子、正负电子对和硬光子的平均 χ 值。对于线偏振激光，数据在 $t = 9.7T_0$ 时刻被记录，对于圆偏振激光，数据在 $11.24T_0$ 时刻被记录。

Table 3-1 The average χ value of target electrons, e^-e^+ pairs and hard photons for lasers with different polarizations. The data were recorded at $t = 9.7T_0$ for linear polarization cases and $11.24T_0$ for circular polarization case.

粒子类型\激光偏振	P	S	C
靶电子	0.061	0.0010	0.0059
BW 正电子	0.3392	0.2889	1.3026
BW 电子	0.3615	0.2875	1.4188
硬光子	0.9661	0.9293	1.0167

根据图 (3-2)(g-i) 中 χ 值的空间分布，我们发现靶电子的 χ 值远小于正负电子对的 χ 值，并且主要集中在靶的边界区域。 χ 较高的靶电子主要集中在靶前端由激光打洞形成的半圆形区域的边界处； χ 较高的正负电子对集中在打洞区域的中心，并且 χ 较高的正负电子对的位置基本重合。不同粒子的平均 χ 值记录在表格 (3-1) 中。BW 电子和正电子的 χ 值相似，因此他们对光子辐射的贡献基本相同。很明显，在圆偏振激光的条件

下，粒子的平均 χ 值最高，这和图 (3-2)(i) 中显示的模式相吻合。在线偏振激光的条件下，p 偏振中在横向弥散和 s 偏振中粒子在纵向弥散。而对于圆偏振的激光，光子集中在一个很小的区域内并且在这个区域中激光的强度非常高。因此圆偏振中光子的 χ 值高于线偏振中光子的 χ 值。通过记录粒子的 QED 参数，我们可以通过图 (3-2)(g-i) 进行定性地描述和表格 (3-1) 定量分析。

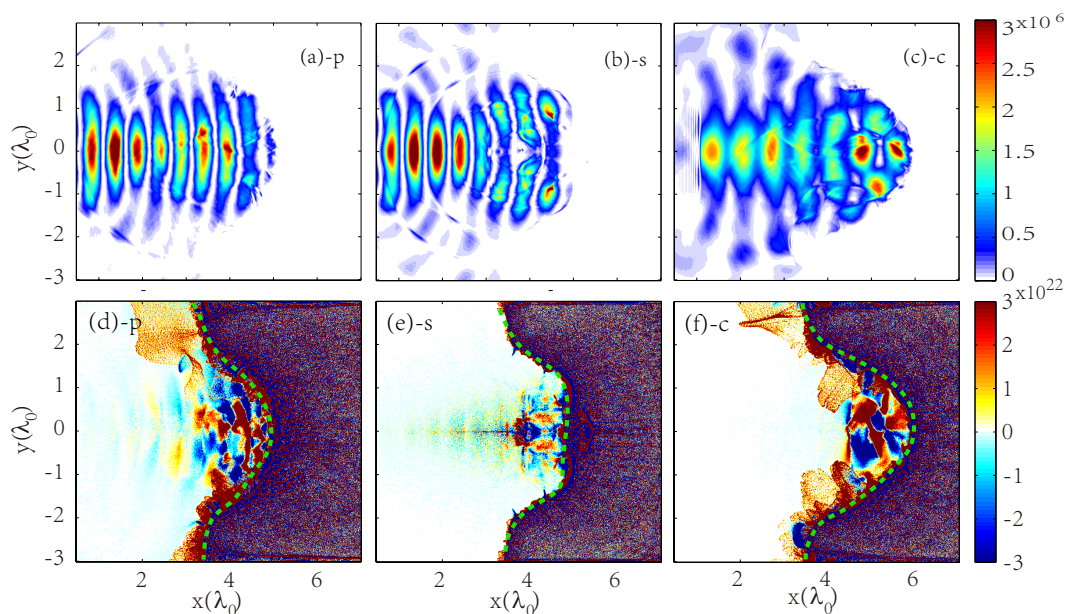


图 3-3 描绘了激光无量纲化强度 ($E^2 = E_y^2 + E_z^2$) 和电荷数密度的空间分布：(a,d)p 偏振激光；(b,e)s 偏振激光；(c,f) 圆偏振激光。p 偏振激光和 s 偏振激光的模拟中，数据记录时间为 $t = 9.7T_0$ ；圆偏振激光的模拟中，数据记录时间为 $t = 11.24T_0$ 。电荷数密度的单位为 cm^{-3} 。绿色的虚线代表了打洞边界的前沿。

Fig 3-3 Distributions of the laser intensity ($E^2 = E_y^2 + E_z^2$) and charge density for simulations with p- (a,d), s- (b,e) and c- (c,f) polarizations where the data were recorded at $t = 9.7T_0$ for p- and s-polarization cases and at $t = 11.24T_0$ for c-polarization case. The charge density unit is cm^{-3} . The dashed green curves represent the hole boring fronts.

在目前的激光强度下，光子辐射和正负电子对的产生将改变激光能量的吸收，从而改变激光打洞的过程 (hole-boring)。而 QED 过程本身依赖于激光偏振，因此我们可以推断激光偏振效应必然将影响打洞过程。为了研究不同偏振激光驱动下激光打洞的区别，我们在图 (3-3) 中描绘了激光和固体靶相互作用后，激光电场强度 $E^2 = E_y^2 + E_z^2$ 和电荷数密度的空间分布。首先，如图 (3-3)(d-f) 所示在三种偏振激光驱动下，靶前的电荷分布不同。由于 p 偏振和圆偏振的激光都有横向的 y 分量，可以驱动带电粒子在 y 方向上运动，因此这两种偏振条件下电荷的分布都在横向有弥散。然而，对于 s 偏振，正

电子和负电子都集中在打洞的中心区域，总电荷的分布沿着激光的轴线对称。这些在中心堆积的带电粒子直接和激光中心相互作用，没有横向的消耗，因此 QED 效应显著增强，大量激光的能量被吸收。如图 (3-3)(b) 所示激光前沿中心处，强度锐减。与此同时，图 (3-2)(b) 显示相应的光子在横向的弥散非常小。其次，激光打洞的前沿形成了明显的区别。如图 (3-3)(e) 所示，s 偏振条件下，与 p 偏振和圆偏振作对比，所形成的打洞区域，在激光轴线上的距离较浅并且靶的前沿较为平整，而不是圆弧形状。p 偏振和圆偏振中，打洞边界成圆弧形，并且圆偏振的打洞区域最深。根据上一章的结论，我们知道圆偏振驱动下固体靶需要形成凹槽结构才会诱导相关的 QED 过程。最后，需要说明的是以上 s 偏振的特点仅仅是由 2D 模拟的局限性造成的。对于真实的 3 维空间，带电粒子总会受到偏振方向的电场力所驱动，并且在该方向上有一定的弥散。诸如图 (3-2)(b) 和图 (3-3)(e) 中所描绘的粒子横向约束在实际实验中并不存在。s 偏振激光驱动下 QED 效应在正入射的条件下由于模拟维度的原因被人为增强，所以相应的 2 维模拟结果并不真实。由此也可知，对于 s 偏振，二维 PIC 程序对于 QED 效应估计过高，从而不能准确预言实际实验中的光子的辐射和正负电子对的产生。

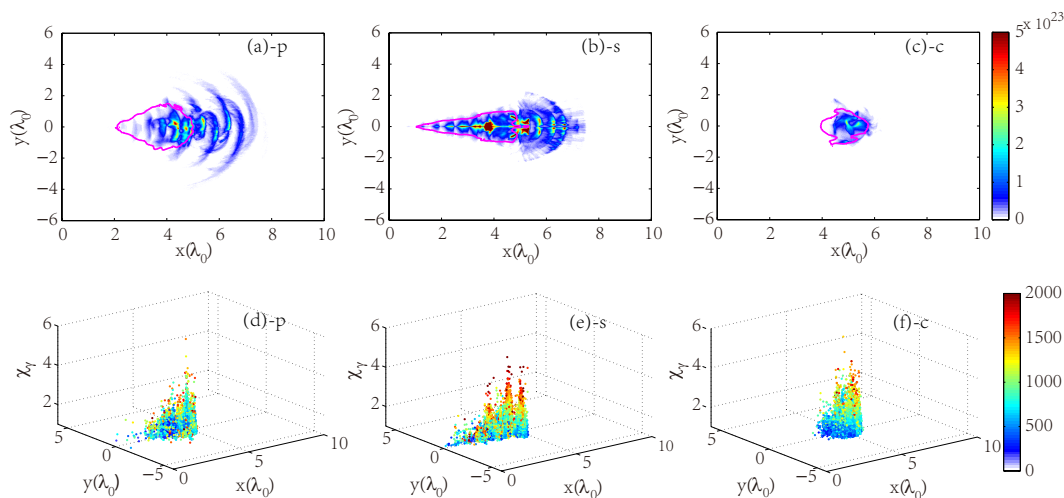


图 3-4 (a-c) 中描绘了正电子的空间分布，(d-f) 描绘了 χ_γ 的空间分布。(a,d) 是 p 偏振，(b,e) 是 s 偏振，在 $t = 9.7T_0$ 时刻；(c,f) 是圆偏振，在 $t = 11.24T_0$ 时刻。紫色线围绕的区域是正电子的产生区域。密度单位是 cm^{-3} 。

Fig 3-4 Distributions of positron density (a-c) and χ value (d-f) for simulations with p- (a, d), s- (b, e) and c- (c, f) polarizations where the data were recorded at $t = 9.7T_0$ for p- and s-polarization cases and at $t = 11.24T_0$ for c-polarization case. The purple circles represent the pair generation regions. The density unit is cm^{-3} .

接下来，我们将研究激光偏振效应对正负电子对产生的影响。图 (3-4)(a-c) 显示了正电子数密度的空间分布。由于 BW 电子的数密度分布和正电子的类似，因此我们不

在本文中单独作图。在图中，紫色线围绕的区域代表正电子产生的区域(也是 **BW** 电子产生的区域)。正电子是由光子在激光场中通过 **BW** 过程衰变而成的，通过新的参数，我们可以分析正电子的产生区域分布和瞬时的数密度空间分布。此外，在 **BW** 过程中 χ_γ 非常重要(由绪论可知其决定了正负电子对的产生概率)，所以我们在图 (3-4)(d-f) 中描绘了光子的 χ_γ 的空间分布。我们在绘图时随机选择了 $\chi_\gamma > 1$ 的光子。x 轴和 y 轴代表了光子在模拟空间的位置，z 轴代表了光子的 χ 值。散点图中每个点的颜色代表了粒子的能量大小，单位是 *MeV*。通常情况下光子的能量高， χ_γ 也相应较高。如图 (3-4)(f) 所示，圆偏振中光子凝聚在一个非常小的区域，而 s 偏振中光子在纵向上延伸。p 偏振中光子的分布的特点介于两者，大多数光子聚集在一范围内，但是在横向和纵向都有弥散。光子的 χ 值分布和正电子产生区域(紫色线框的范围)的相似性证明了具有较大 χ 值的光子在正负电子对产生的过程中起了重要的作用。

此外，图 (3-4)(a-c) 显示了正负电子对在产生以后的传播过程依然依赖于激光的偏振。在 p 偏振激光驱动下，由于横向激光场对于正电子的直接加速，正电子在激光偏振方向上有较大的弥散。并且在向前传播的正电子束中可以看到半周期的多层结构。正电子的产生区域和密度区域在空间上有较大的偏差，大量正电子离开了产生区域。在 s 偏振激光驱动下，正电子的横向扩散被抑制，但是纵向的层状结构依然可以被观察到。正电子的密度区域始终包含了产生区域，并有较多的正电子离开了产生区域。在圆偏振激光驱动下，正电子被限制在初始的产生的区域，这是因为激光的有质动力不具有 2ω 成份，正电子的向前传播被抑制，也没有任何周期性的结构。正电子的产生区域和密度区域基本重合，只在前端有少许的偏差。在接下来小节中，我们可以看到圆偏振中由于正电子被束缚在较小并且激光场较强的区域中，因此它的级联效应远强于相同能量下线偏振的级联效应。

图 (3-5) 分别描绘了 p 偏振和圆偏振激光驱动下激光能量在不同粒子之间的分配和不同代次下正电子的数目随时间的演化(代次的具体分析见下文)。首先，在图 (3-5)(a) 和 (b) 中，我们看到光子的能量占有比例最高，其次是离子的能量。由于 QED 效应的存在，能量在粒子间的配比产生了较大的变化。电子在辐射光子的过程抑制了电子和离子获得的能量，而部分光子能转变为正负电子对，进一步打开了激光能量消耗的通道。其次，在图中我们发现和 p 偏振相比，圆偏振中的离子总能量在初始阶段增长非常快，但是相应的 QED 相关的粒子能量在初始阶段增长非常慢，接近于 0。该物理图像证明了圆偏振非常利于离子加速，并且延迟了 QED 相关的物理过程。但是，圆偏振中的离子能量的增长在 $10T_0$ 后突然减缓，与此同时，相应的 QED 相关的粒子能量突然急速上升。相反，线偏振中，不同粒子的能量随时间的演化没有明显的突变，所有粒子的能量曲线都较为缓和。另一方面，从图 (3-5)(c) 和 (d) 中，我们发现在激光与固体靶作用的

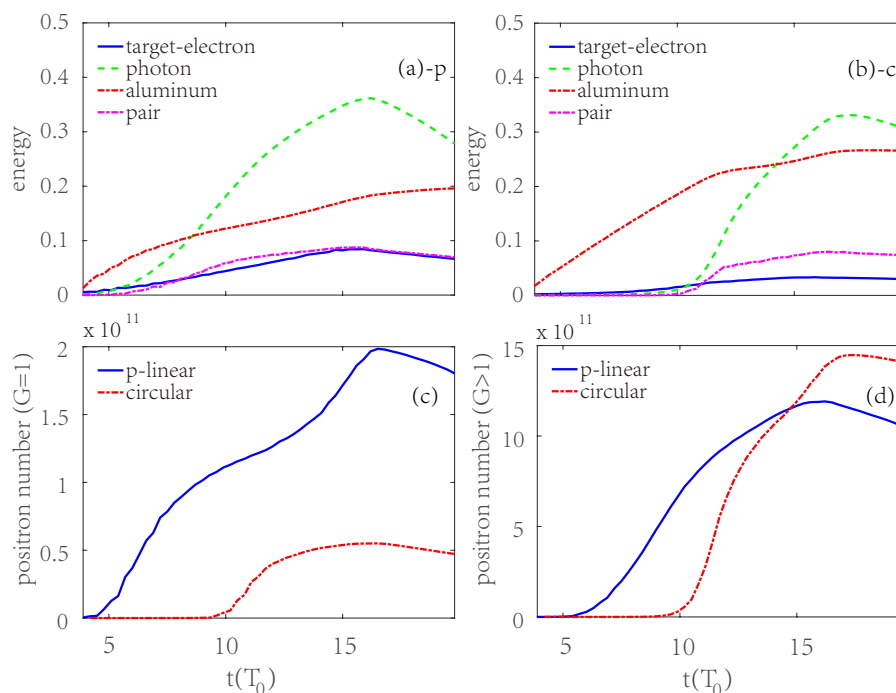


图 3-5 (a,b) 分别描绘了 p 偏振和圆偏振激光驱动下不同粒子的能量随时间的演化, (c,d) 分别描绘了 p 偏振和圆偏振激光驱动下正电子的不同代次数目随时间的演化。图 (c) 中正电子代数为 $G = 1$, 由靶电子的光子衰变而成。图 (d) 中正电子代数为 $G > 1$, 由正负电子对的光子衰变而成。

Fig 3-5 Energy evolutions of different particles (a,b) and number evolutions of positrons with different generation orders (c,d) for p - and c -polarized laser cases. (c) corresponds to positrons with $G = 1$ and (d) corresponds to positrons with $G > 1$.

后期, 圆偏振中的次级正负电子对的产生率突然增强, 并且大于 p 偏振中的产生率。这说明了圆偏振中 QED 级联相关的物理不仅在空间上集中, 在时间上也集中。最后, 线偏振中正负电子对的总能量和靶电子的总能量相当; 而圆偏振中正负电子对的总能量大于靶电子的总能量。这说明圆偏振中次级粒子在 QED 级联过程中起了主导作用。此外, 由于这些新的级联特点和 2 维效应, 图 (3-5)(c) 和 (d) 中正负电子对的增长率小于文献 [101, 110] 中的增长率。因为在后者的工作中, QED 级联是种子电子在双束激光形成驻波场的条件下发展的, 并不需要考虑初始阶段的激光与固体靶相互作用中非 QED 相关的物理现象, 比如离子加速。

3.4 QED 参数和有效电子辐射标记法

本章中, 我们利用 QED 参数分析了不同偏振的超强激光和固体靶相互作用中的 QED 过程。而上一章中, 我们利用有效电子辐射标记法分析了线偏振和圆偏振驱动下

产生正负电子对的区别。从原理图 (3-1) 和 (2-10) 来看, 两者也有较大的相似性。这里我们简单总结它们之间的异同和使用上的区别。

从相同点来看, 它们都记录了关于产生正负电子对的关键参数, 比如粒子的 χ 值和正负电子对的产生位置等。这些参数和 QED 过程直接相关, 能使我们在经典等离子体物理的基础上剥离出相关的 QED 过程。这是我们研究 QED 等离子体的重要手段。

从不同点看, 首先 QED 参数 (粒子的 χ 值) 是一个瞬时值。它会随着所处位置的不同 (激光场的不同), 粒子动量的变化 (光子除外) 而改变。它的功能在于直接描述该粒子在该时刻发生 QED 过程的能力, 在不同时刻相关能力可能不同。而有效电子辐射信息中的物理量, 比如电子的动量是一个积累值, 已经记录的电子动量不会随着时间改变。我们在计算过程中只添加新粒子的信息 (新的有效辐射), 不改变旧粒子的信息 (旧的有效辐射)。

其次, QED 参数能够更加细致描述相关物理过程, 适合用在激光强度超过 $10^{24} \text{W}/\text{cm}^2$ 的系统中, 因为此时我们能够挑选出大量 χ 值较大的粒子进行物理分析 (比如 $\chi_\gamma > 1$)。当激光的强度处于 $10^{23} \text{W}/\text{cm}^2$ 级别时, 虽然 QED 效应依然显著, 但是粒子的 χ 值普遍较低。在模拟上, 依然有部分低 χ 的光子变为正负电子对 (相对更高强度的激光中光子的 χ)。虽然这类光子所占的总光子数目的比例不高, 但是所占正负电子对数目的比例不低, 因此我们很难根据 χ 挑选出足够的样本进行分析。另一方面, 在这样的激光强度下, 正负电子对产生的数目较少, 因此我们有足够的硬盘空间记录所有的正负电子对以及相关电子 (正电子) 辐射时的状态, 从而避免了直接使用原始光子信息 (即使对于该级别强度的激光, 记录所有光子的信息也将过度地消耗硬盘空间, 并且绝大多数光子并没有参与到随后的 BW 过程中)。我们可以总结, 对于激光强度较强的情况 (相对于 QED 等离子体), 我们使用 QED 参数来描述细节过程; 对于激光较弱的情况, 我们使用有效电子辐射标记法来直接研究 BW 过程。对于未来 10PW 的激光器, 有效电子辐射标记法将是直接有效的研究正负电子对产生的手段。

最后, QED 参数研究的物理过程较为全面, 涵盖了光子辐射到正负电子对产生的所有过程; 而有效电子辐射标记法能剥离了大部分光子辐射过程, 但是其有效角分布直接给出 BW 相关的辐射角分布 (即使激光强度很大, 仍然有很多光子并不参与到 BW 过程中)。随着激光强度不断的增强, 有效电子辐射信息和高 χ 的光子将趋于一致。此外, 两者在程序中可以同时使用, 不会相互影响。

3.5 激光偏振对于级联发展的影响

从带电粒子 χ 值的空间分布图看, 在目前的激光强度下, 正负电子对的产生主要来自于次级粒子在激光场中的 QED 过程、光子辐射以及随后的 BW 过程。如图 (3-2)(g-i)

所示，绝大多数高能靶电子处于打洞 (hole-boring) 区域的边界上，靶电子的 χ 小于正负电子对的 χ ，对于 QED 级联过程的发展贡献相对较小。在本小节中，我们将从 QED 级联角度描述光子辐射和正负电子对的产生过程。首先根据级联代次区分了靶电子和次级粒子对于 QED 过程的贡献，其次根据级联代次谱对级联的强度和深度进行定义。新的物理图像描述方式能让我们更深入地理解级联过程的特点以及级联对于激光偏振的依赖程度。

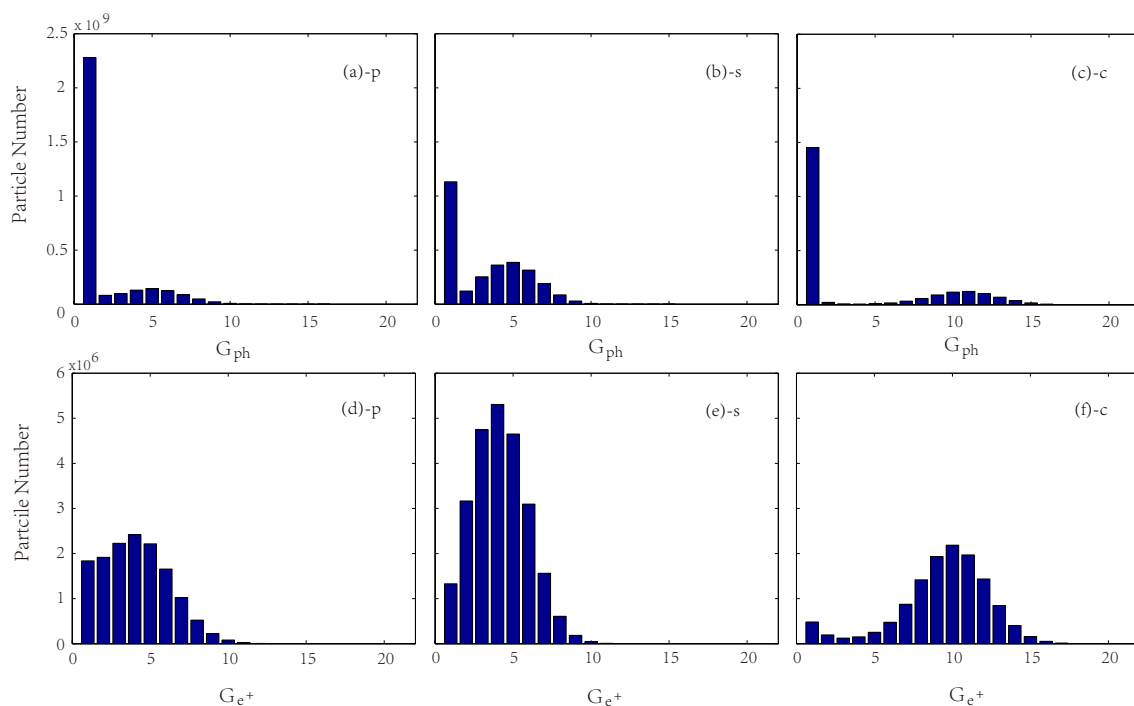


图 3-6 (a-c) 描绘了 p 偏振, s 偏振和圆偏振条件下在 $t = 13.40T_0$ 时刻光子的级联代次谱分布。(d-f) 描绘了相应的正电子的代次谱分布, BW 电子的代次谱分布和正电子的完全相同。

Fig 3-6 Photon generation order spectra at $t = 13.40T_0$ for p- (a), s- (b) and circular (c) polarization cases. Positron generation order spectra at $t = 13.40T_0$ for three kinds of polarization cases are shown in (d-f).

在修改的 EPOCH 代码中，我们记录了粒子的级联代次和产生位置 (针对正负电子对)。前者通过每个粒子的级联代次来描述每一代粒子数目的分布 (我们称之为级联代次谱)，后者可以描绘级联发生的位置。图 (3-6) 中给出了不同偏振激光驱动下光子和正电子的级联代次谱分布。如图所示，它们的谱分布非常依赖驱动激光的偏振。尽管在三种偏振条件下都产生了 QED 级联，但是它们的代次谱分布完全不同。首先，代次谱如图 (3-10)(见后) 所示呈现指数下降形式的分布，我们称之为弱级联过程；如果代次谱如图 (3-6) 所示呈现峰值形式的分布称之为强级联过程。最后，在弱级联过程中，激光的强度非常低，整个 QED 过程中第一代光子和靶电子起了主导，我们将正电子的最高代次

称为弱级联的深度；在强级联过程中，我们将正电子数目最多的一代定义为强级联的深度，用来描述相应级联过程强度参数 (如果使用光子的代次谱定义级联深度，我们将忽略第一代光子)。

我们首先研究强级联中的相关物理过程，根据以上定义和图 (3-6)，p 偏振、s 偏振和圆偏振的级联深度分别是 4、4 和 10。第一，在 p 偏振激光驱动下，第一代光子数目占了主导，说明光子的数密度分布主要由靶电子贡献的。电场的横向 y 分量使得大量靶电子被加速到很高的能量，这类电子在辐射光子的同时也离开了电场较强的区域。这导致了电子辐射光子的中断，也使得相应产生的光子很难进入激光中心参与随后的 BW 过程。和其它偏振相比，p 偏振中靶电子的参与度是最高的，但是次级粒子的贡献远小于 s 偏振，相应的级联深度远小于圆偏振。第二，在 s 偏振激光驱动下，高代次的光子数目明显增多 (虽然级联深度和线偏振相同)，而第一代的光子数目是最低的。这意味着 QED 级联起了主要作用，靶电子的作用得到了最大的抑制。由于没有 y 方向的电场分量，高能电子很难被激光场从横向拉出，但是，随着新粒子的不断产生，正负电子对在激光的轴线上不断堆积，如图 (3-4)(b) 所示。正负电子对和激光中心直接作用的几率越来越高，相应的靶电子和激光中心的直接作用越来越低。第三，在圆偏振激光驱动下，前几代的粒子对于整个 QED 过程贡献较少，直到 5 代以后光子和正负电子对的数目突然增加 (忽略第一代光子的数目)。由于电子和正电子在横向和纵向所受的约束，圆偏振的级联深度最大。这是由于高代次的正负电子对产生以后被激光捕获在激光中心区域，从而增强了高代次粒子的 QED 过程。

此外，如图 (3-6) 所示，在三种偏振条件下 $G = 1$ 的光子数目和 $G = 2$ 的光子数目都有较大的差别，并且 $G = 1$ 的光子数目是最高的。这说明大部分靶电子产生的光子并不参与随后的级联过程。相反，它们在整个模拟空间中弥散，形成图 (3-2) 中的光子数密度分布的大片背景阴影部分。最后，比较图 (3-6) 中光子和正电子级联代次谱，我们可以发现光子的级联深度和正电子的级联深度满足 $G_{ph_depth} = G_{e_{\pm}_depth} + 1$ 的关系。这是因为高代次的光子来自上一代的正负电子对，并且通过比较两者数目 (相差了三个量级)，我们发现光子的辐射率远高于正负电子对的产生率。

图 (3-7) 描绘了不同偏振激光驱动下，不同代次的正电子的瞬时空间分布。如图所示，高代次的正电子主要集中在激光的打洞区域，因为在这个区域中次级粒子不断产生并且和激光中心直接相互作用。对于 p 偏振，正电子能在横向和纵向获得加速，所以在空间上有较大的弥散分布。临近代次的正电子的空间分布，有较大的重合，层次性较差。对于 s 偏振，正电子的运动在横向上收到一定的抑制 (对比 p 偏振)，并且有明显的反向延展的趋势。不同代次的正电子在空间分布层次性较为清晰。圆偏振激光驱动下，正电子的分布和 p 偏振，s 偏振完全不同，正电子被约束在较小的区域内。不同代次的正电

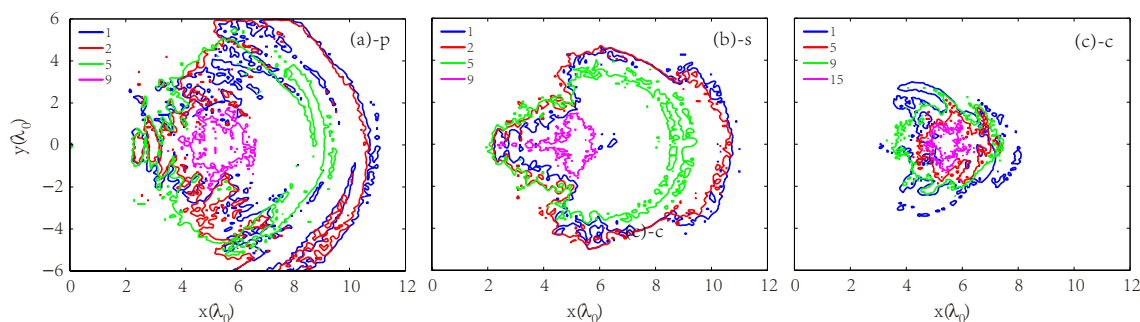


图 3-7 (a-c) 描绘了 p 偏振, s 偏振和圆偏振条件下在 $t = 12.30T_0$ 时刻不同代次的正电子的空间分布。
Fig 3-7 Spatial distributions of positrons of different generation orders at $t = 12.30T_0$ for p- (a), s- (b), and c- (c) polarization cases.

子分布都较为集中, 没有明显的层次性, 因此, 圆偏振中正负电子对等离子体密度和级联深度较高。

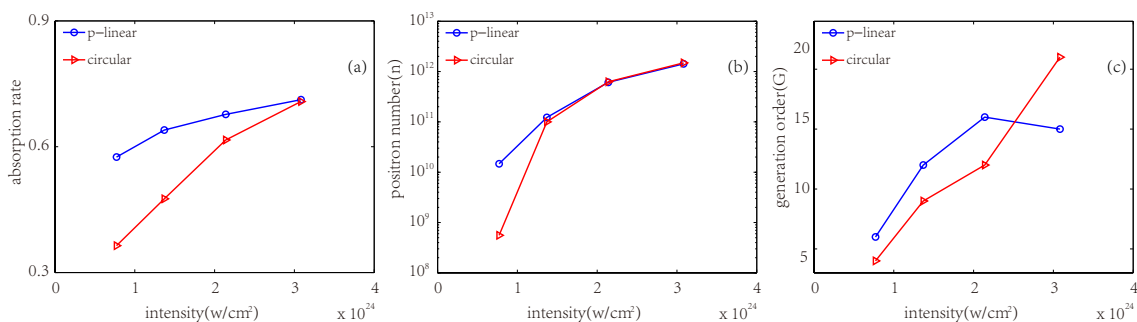


图 3-8 (a-c) 描绘了激光的吸收率, 正电子的总数目和最高级联代次对于激光强度的依赖。蓝线代表了 p 偏振, 红线代表了 s 偏振。

Fig 3-8 Dependence of laser absorption rate, generated positron number and highest generation order on the driver laser's intensity for p-polarization (blue line) and circular polarization (red line) cases.

图 (3-8) 描绘了激光的吸收率, 正电子的总数目和最高级联代次对于激光强度的依赖。我们发现随着激光强度的增加, 圆偏振导致的 QED 级联效应远强于线偏振 (p 偏振) 导致的 QED 效应。当驱动激光的强度高于 $3 \times 10^{24} \text{ W/cm}^2$ 时, 圆偏振的级联深度远高于线偏振的级联深度, 虽然激光能量的吸收率和正电子的数目大致相同。

数值模拟显示 s 偏振的正电子产量是最高的。p 偏振和圆偏振的正电子产量大致相同。但是经过前面的分析, s 偏振的结果来源于 2 维模拟的效应, 粒子在空间的弥散被不恰当地抑制和正电子的数目被过高地估计。经过以上的模拟分析, 我们推断在单激光与固体靶相互作用的体系中, 圆偏振适合产生高密度的正负电子对等离子体, 线偏振更适合进行正电子加速。

3.6 维度效应和弱级联过程

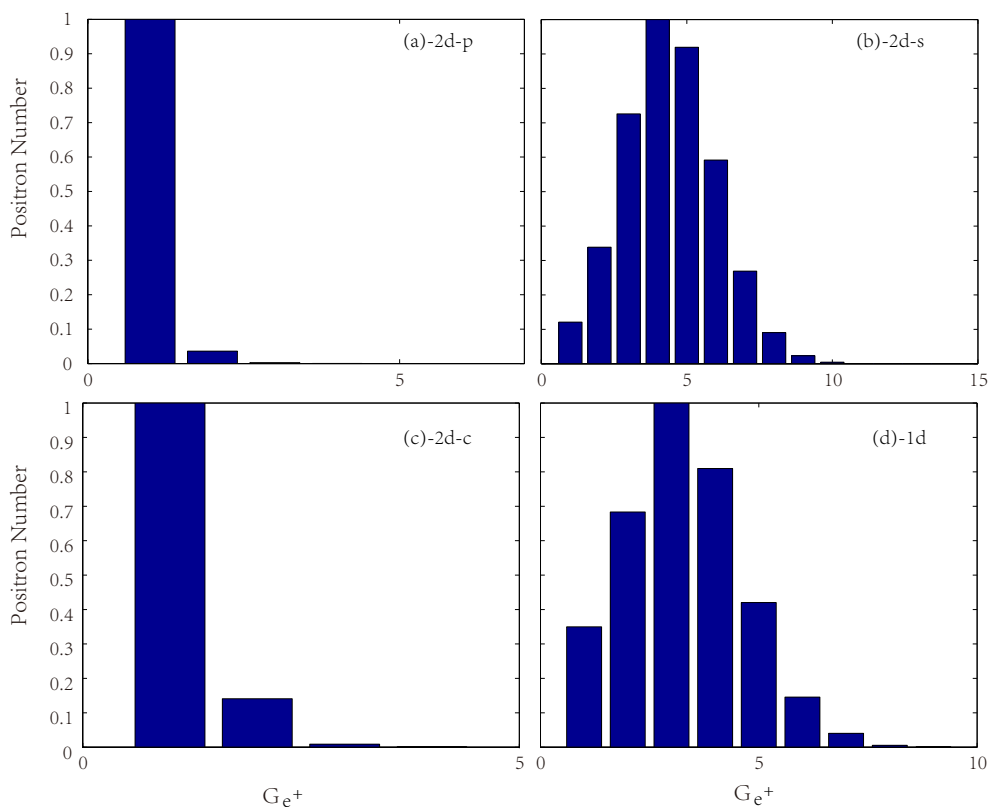


图 3-9 (a)2 维模拟 p 偏振的正电子代次分布。(b)2 维模拟 s 偏振的正电子代次分布。(c)2 维模拟圆偏振的正电子代次分布。(d)1 维模拟线偏振的正电子代次分布，此时 $a_0 = 750$ ，具体的粒子数目我们使用了归一化处理。

Fig 3-9 Positron generation spectrum (a) 2D simulation for p-linearly polarized case, (b) 2D simulation for s-linearly polarized case, (c) 2D simulation for circularly polarized case, (d) 1D simulation for linearly polarized case, when $a_0 = 750$.

为了研究弱级联过程，我们降低激光的强度，研究 $a_0 = 750$ 时正电子的级联代次谱。图 (3-9)(a) 和 (c) 描绘了 p 偏振和圆偏振激光驱动下正电子的代次分布。我们可以看到此时第一代正电子在数目占据了绝对优势，靶电子对正电子的产生起了主导作用，而相应的 QED 级联非常弱。图 (3-9)(b) 和 (d) 描绘了 s 偏振和线偏振驱动下，二维和一维模拟中正电子的代次分布（一维的线偏振从激光角度类似于二维的 s 偏振）。虽然两者在数目有差距（因为模拟粒子上的差距），但是整体的趋势是一致的，即大量正负电子对产生，级联效应非常明显。然而，一维圆偏振的模拟结果显示几乎没有正电子的产生。实际上，只有当 $a_0 > 1200$ ，一维圆偏振的模拟中才会产生大量的正负电子对。我们可以结合上一章的有效电子辐射标记法分析来研究一维模拟和二维模拟的区别。对

于圆偏振, 我们知道有效电子是从靶的两侧进入激光内部, 并且其角分布也是类似于边缘发光辐射的分布, 并没有出现明显的电子回流辐射的分布 (除了特殊结构的靶型)。因此, 圆偏振激光驱动下, 正负电子对的产生是二维效应, 而在一维模拟中电子直接被激光排开, 电子没有重新进入激光中心的条件, 因此 QED 效应被抑制。对于线偏振的模拟, 存在电子回流辐射和边缘辐射两种模式, 虽然一维模拟中不存在边缘辐射辐射这种机制, 但是电子回流辐射可以得到相应的增强。最重要的是, 电子或者光子无法在偏振方向上弥散, 纵向的 QED 效应被增强 (与二维模拟 s 偏振类似)。综上所述, 光子的辐射过程和 BW 过程对模拟的维度非常敏感, 一维模拟的维度条件增强了线偏振的 QED 效应, 抑制了圆偏振的 QED 效应。因此, 在研究 QED 等离子体问题中我们至少采用二维模拟。通过对比二维 s 偏振的模拟和一维线偏振的模拟, 我们乐观地估计二维的 p 偏振模拟可以拓展到三维。

需要说明的是, 以上结果只适用于单激光和固体靶相互作用的构型中, 主要是由于以下两个原因: 第一, 双激光模型中能形成稳定的驻波场, 靶电子和次级带电粒子更容易被限制在激光中心。比如, 一维模拟中双圆偏振激光产生正负电子对的激光阈值大大降低。第二, 单激光二维模型中, 带电粒子可以离开激光中心区域, 即“势能较高区域”。而双激光模拟中, 激光在模拟平面上形成驻波场, 带电粒子由于模拟维度上的限制, 很难离开“势能较高区域”。因此, 我们可以推断单激光系统二维模拟和三维模拟之间的区别较小, 反之, 双激光系统中区别较大。

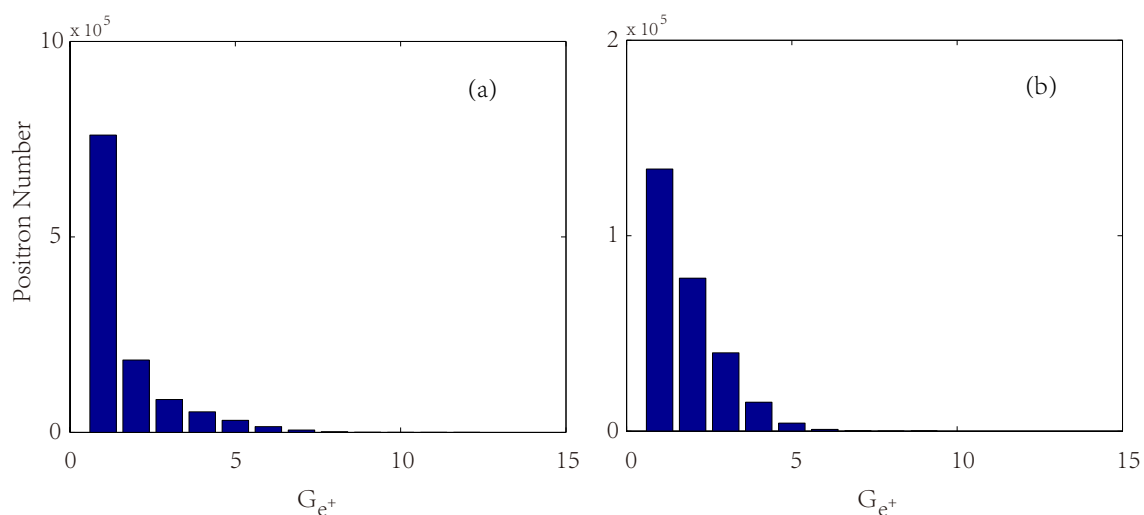


图 3-10 (a) 2 维模拟 p 偏振的正电子代次分布, (b) 2 维模拟圆偏振的正电子代次分布, 此时 $a_0 = 1000$ 。

Fig 3-10 Positron generation spectrum (a) 2D simulation for p-linearly polarized case, (b) 2D simulation for circularly polarized case, when $a_0 = 1000$.

其次,我们研究 $a_0 = 1000$ 时,二维模拟中正电子的级联代次谱。图 (3-10)(a) 和 (b) 描绘了 p 偏振和圆偏振激光驱动下,正电子的级联代次分布。此时,正电子的代次分布都呈现了指数下降趋势,此时我们称之为弱级联过程。 p 偏振激光驱动下,产生的正电子数目较多,并且第一代正电子的数目占据一半以上,级联效应相对较弱。而在圆偏振激光驱动下,产生的正电子数目相对较少,但是二、三和四代的正电子总数目已经超过第一代正电子的数目,级联效应相对较强。从图 (3-9) 和图 (3-10) 中,我们看到在圆偏振驱动下,即使激光强度相对较弱,高代次的正电子所占比例要高于线偏振中的比例。

3.7 讨论和总结

在本章的工作中,我们研究了超强激光 (大于 $3 \times 10^{24} W/cm^2$) 与高密度固体靶相互作用的中激光偏振对于正负电子对的产生和相应的级联过程的影响。首先,我们改进了 EPOCH 的代码,添加了相关粒子 QED 参数和产生位置的诊断信息,粒子的级联代次信息。一方面,这些新的诊断信息能将 QED 级联 (包括光子辐射和正负电子产生) 和随后的粒子运动分开来诊断。另一方面,相关粒子级联代次谱能给级联过程一个清楚的物理图像。根据级联的代次谱,我们可以通过图像定量地描述级联过程的强弱,给出级联的深度。

其次,根据 QED 参数,我们可以从图像上直观地分析光子辐射和 BW 过程。通过粒子的 χ 的空间分布,我们可以分析相应粒子的数密度分布。尤其在研究辐射过程中,我们可以直观地看到哪种粒子在哪个区域辐射能力最强。根据粒子的级联代次,我们可以定量地计算每一代粒子的贡献,实现了精确区分靶电子和次级带电粒子的贡献。根据这些新的物理量,我们从不同角度了解了不同激光偏振对于 QED 级联的影响。同时我们看到这种影响不仅仅在于 QED 过程,而且延展到经典的激光打洞过程。在 QED 效应的影响下,不同激光偏振导致了不同打洞深度和形状。

最后,我们分析了激光偏振和模拟维度对计算级联的影响,并推断没有偏振方向的维度对正负电子对的产生影响很大。第一,一维模拟中线偏振激光会导致过高的正负电子对的产生率;而圆偏振激光会抑制正负电子对的产生。第二,在我们的模拟中,二维 s 偏振会高估相应的级联效应, p 偏振和圆偏振的结果可以拓展到三维。从现有的模拟结果出发,我们可以推断在三维模拟中,线偏振 (p 偏振) 和圆偏振导致的级联产生的正电子分布和级联深度的区别和特点应该和二维模拟中的结果相似。

第四章 双激光与固体靶相互作用下正负电子对的产生

在本章中，我们将研究双束相向传播的激光和固体靶相互作用中的 QED 效应。具体内容安排如下：我们研究了等离子体密度对于正负电子对产额的影响，并得到了最优化的密度范围 $200n_c \sim 280n_c$ 。随后，我们在此基础上研究了激光频率和脉宽的影响。

4.1 相对论透明区域正负电子对产生的增强

在实际的研究中，科研工作者更倾向于利用双束激光和固体靶相互作用产生正负电子对 (靶两侧入射激光的方案)。因为在双束激光驱动下，等离子体中可形成驻波场，QED 效应得到了相应的增强 [141, 142]。在本小节的工作中，我们在相对论透明区域重新研究了两侧入射激光的方案并解释了相对论透明效应如何影响并提高了正负电子对的产生。通过数值模拟和分析，我们发现当固体靶呈现相对论自透明时，相向传播的激光形成稳定的驻波场 (standing wave)。该驻波场的形成增强了光子辐射和 BW 效应。随后，我们研究了在密度一定时激光频率 (保证入射激光的总能量相同) 和脉宽对于正负电子对产生的影响。研究发现当激光脉宽较短时，倍频激光能更早地穿透固体靶，正电子的产量高于用基频激光时正电子的产量；当激光脉宽较长时，由于基频激光的矢势比用倍频激光时大，能充分加速带电粒子，正电子的产量会高于倍频激光中正电子的产量。

4.2 参数设置

我们使用 2 维 PIC 程序 EPOCH 进行数值模拟。在具体的参数设置中，我们使用两束线偏振激光分别从模拟盒子的左右边界向中心入射。激光的脉宽为 $\tau = 9T_0$ ，波长为 $\lambda_0 = 1\mu m$ ，其中 $T_0 = \lambda_0/c$ 是激光脉冲的周期。激光的横向使用超高斯型 $a \propto a_0 \exp[-(y/1.0\mu m)^{10}]$ 的电场分布，纵向使用平台型的电场分布，激光的焦斑半径大小为 $w_0 = 1.0\mu m$ 。模拟盒子的大小为 $8\mu m \times 9\mu m$ 。固体靶的横向厚度为 $1\mu m$ ，包含了完全电离的碳离子，氢离子和电子，位于模拟盒子的中心。其中，碳氢离子的比例为 1:1。每个格点的尺寸为 $10nm \times 10nm$ ，其中包含了 500 个宏电子和 16 个宏离子。初始靶密度的范围 ($n_e = 80 \sim 710n_c$)，激光强度的范围 ($I = 4 \sim 6 \times 10^{23}W/cm^2$ ，即 $12.5 \sim 18.8PW$)。

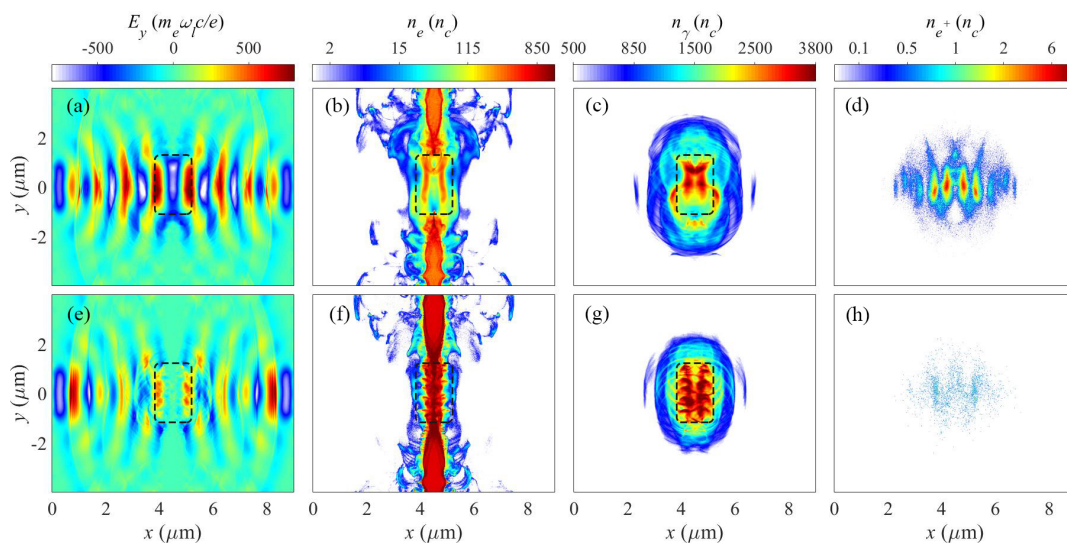


图 4-1 (a) 和 (e) 描绘了无量纲化电场 E_y 的空间分布, (b) 和 (f) 描绘了靶电子数密度的空间分布, (c) 和 (g) 描绘了光子数密度的空间分布, (d) 和 (h) 描绘了正电子数密度的空间分布。此时, 激光的强度 $I = 4 \times 10^{23} \text{W}/\text{cm}^2$, 相当于无量纲化的电场强度 $a_0 = 540$ 。虚线框代表了激光场的聚焦范围。模拟数据在 $t = 8T_0$ 时刻被记录, (a-d) 中靶的初始密度为 $200n_c$, (e-h) 中靶的初始密度为 $710n_c$ 。激光沿着 x 轴方向传播。

Fig 4-1 Spatial distributions of the normalized electric field E_y [(a) and (e)], the density of foil electrons [(b) and (f)], emitted γ -ray photons [(c) and (g)], and created positrons [(d) and (h)] for laser intensity of $I = 4 \times 10^{23} \text{W}/\text{cm}^2$ (corresponding to normalized laser amplitude of $a_0 = 540$ and laser wavelength of $\lambda_l = \lambda_0$). The dashed lines indicate the district around the laser focus. The data is recorded at $t = 8T_0$ and the initial target densities are $200n_c$ (a-d) and $710n_c$ (e-h), respectively. The laser beams propagate along the x -axis.

4.3 相对论透明效应和靶密度的最优参数

两束相向传播的激光入射到靶的两个侧面后, 在较短的时间内, 进入激光打洞阶段。靶电子在激光的聚焦场中能被加速到很高的能量。由于靶两边受到大小相同方向相反的光压, 这些加速的带电粒子很难逃出靶的范围。因此, 固体靶的密度和激光的反射率都将变高, 从而在靶的两边形成驻波场。当打洞过程结束以后, 固体靶中的静电场和靶电子的热化引起的效果将超过光压的作用, 最终将导致靶电子的扩散 [142]。根据靶初始密度的不同, 完全电离的靶电子密度将低于或高于相对论修正的临界密度, 相应的等离子体靶对于入射激光将呈现透明或不透明 [143]。以上物理过程如图 (4-1)(a) 和 (e) 所示。密度为 $n_e = 200n_c$ 的靶对于入射激光处于相对论透明, 尽管靶的密度会随着激光的压缩而变高, 但是靶始终对于入射激光呈现透明状态, 如图 (4-1)(b) 所示。两束相向传播的激光在穿透靶以后直接形成了稳定的驻波场, 如图 (4-1)(a) 所示。新的驻波场的

时间演化周期为 T_0 。当靶的初始电子数密度较高时，比如 $n_e = 710n_c$ ，尽管部分电子会被超强激光直接推离靶的区域，整个等离子体靶对于入射激光始终保持不透明的状态，如图 (4-1)(f) 所示。此时，入射和反射激光只能在靶的两边形成相对较弱的不太稳定的驻波场，如图 (4-1)(e) 所示。

图 (4-1)(c) 和 (g) 描绘了光子数密度的空间分布。对比图 (4-1)(c) 中 $n_e = 200n_c$ 和 (g) 中 $n_e = 710n_c$ 的分布，我们发现辐射光子的数目随着初始靶电子的密度增加而增加。在激光聚焦场中，光子数密度的空间分布类似于电子数密度的空间分布。我们发现如果初始等离子体的密度较低，绝大多数光子容易获得相对较高的能量。因为在这种情况下，激光能穿透薄靶从而使得等离子体区域中的电场得到增强。随后，光子能和驻波场充分作用，产生更多的高能正负电子对。相应产生的正负电子对由于驻波场的作用在空间中约束，从而形成高密度的正负电子对等离子体，最高密度可以达到 10^{22}cm^{-3} ，如图 (4-1)(d) 所示。相反，当初始等离子体密度处于相对论不透明区域 (比如初始密度为 $710n_c$ 的靶)，靶的两侧形成的驻波场不稳定，正电子的束缚效应将极大地被削弱。驱动激光在相互作用中始终无法穿透等离子体，等离子体区域内的电场相对较弱。然而由于绝大多数光子产生在等离子体高密度区域，而在这个区域中入射激光被等离子体反射，如图 (4-1)(e) 所示，因此通过 BW 过程产生正负电子对的效率将大大降低。图 (4-1)(d) 和 (h) 显示初始电子数密度为 $n_e = 710n_c$ 的靶中所产生的正电子数目远小于初始电子数密度为 $n_e = 200n_c$ 的靶，并且前者的空间分布有一定的混沌结构，这是缺少稳定的驻波场所导致的结果。

为了分析靶的透明和不透明状态对于激光本身的影响，我们在图 (4-2) 描绘了 $y = 0$ 轴线上右行波和左行波电场的空间分布。右行波/左行波定义为 $F_{r,l} = (E_y \pm B_z)/2$ [144]。从图 (4-2)(a) 和 (c) 中，我们可以发现当等离子体的密度为 $n_e = 200n_c$ 时，打洞阶段在 $t \approx 5.0T_0$ 时刻结束，相应的打洞速度为 $v_{hb} \sim 0.35c$ ，靶在 $t \approx 5.3T_0$ 时刻呈现相对论透明，从而形成了稳定的驻波场结构。而当靶的初始密度为 $n_e = 710n_c$ 时，图 (4-2)(b) 和 (d) 显示在 $t \approx 12T_0$ 之前，激光的传播都被中断，这意味在整个相互作用过程中，等离子体始终保持着对入射激光不透明的状态。在随后的阶段中，入射激光的能量逐渐消散，残余的入射激光形成的驻波场不足以影响正负电子对产生的过程。这解释了为什么高密度靶中正负电子对的数目明显少于低密度靶中正负电子对的数目。

我们在模拟中计算了不同初始密度条件下激光总能量到正负电子对总能量 (η_{pair}) 和光子总能量 (η_γ) 的转化效率。根据参数扫描的结果， η_{pair} 随着初始靶的密度的增加呈现先增长随后快速下降的趋势，而相应的 η_γ 先增加随后到达饱和的趋势。对于两种不同的激光强度 $a_0 = 540$ 和 660 ， η_{pair} 在初始等离子体密度为 $n_e = 200 \sim 280n_c$ 时，达到最大值。当等离子体的初始密度接近 $400n_c$ ，靶在 $t \approx 9.5T_0$ 时刻以后呈现相对论透

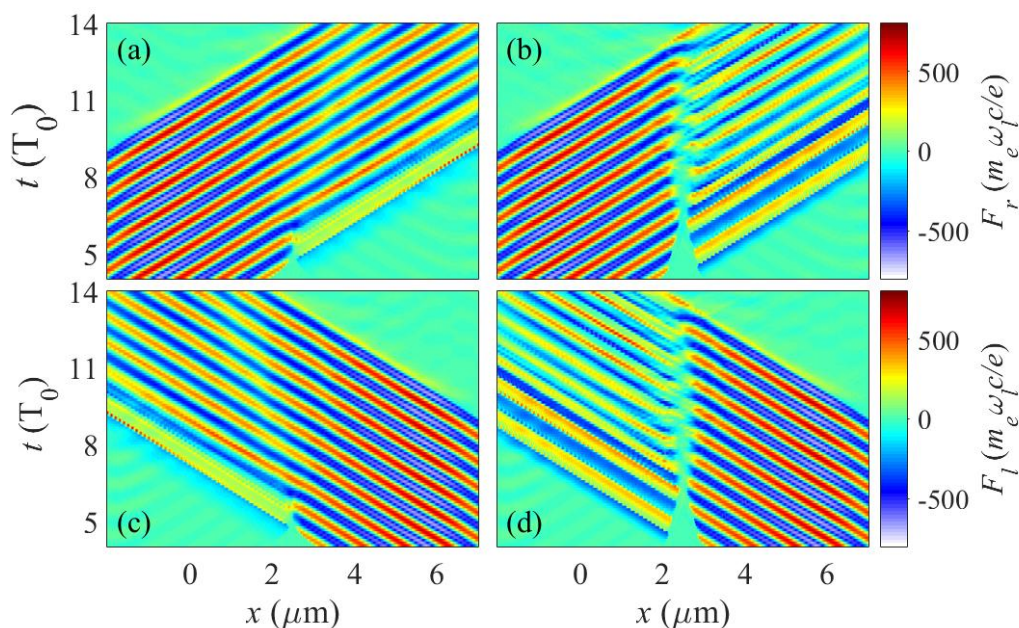


图 4-2 (a) 和 (b) 描绘了右行波的空间分布，(c) 和 (d) 描绘了左行波的空间分布。(a) 和 (c) 中靶的初始密度为 $n_e = 200n_c$ ，(b) 和 (d) 中靶的初始密度为 $n_e = 710n_c$ 。

Fig 4-2 Spatiotemporal distributions of the right-propagated [(a) and (b)] and left-propagated [(c) and (d)] components of the two driver lasers with normalized amplitude $a_0 = 540$. The initial foil densities are $n_e = 200n_c$ for (a, c) and $n_e = 710n_c$ for (b, d), respectively.

明。这意味超过一半的激光脉冲达到了固体靶，并被固体靶所反射。高密度的等离子体消耗了激光的能量，减弱了激光和固体靶相互作用中激光的强度。在模拟中，我们发现当激光的强度 $a_0 = 660$ 时，靶的压缩，激光的消耗 (由于 QED 效应 [103]) 和激光的强度 $a_0 = 540$ 的算例相比有了显著的增强。参数扫描显示了最佳的靶密度没有随着激光强度的增强而改变。

在相对论透明区域，激光总能量到正负电子对总能量的转化率 η_{pair} 远高于不透明区域中的 η_{pair} 。当激光电场强度 $a_0 = 540$ ，等离子体靶密度由 $710n_c$ 降低到 $280n_c$ 的时候，激光能量到正负电子对能量的转化率 η_{pair} 从 0.15% 提高到 0.51%，相应的正电子的总数目 N_{pair} 从 3.14×10^{10} 增长到 1.2×10^{11} 。与此同时，激光能量到光子能量的转化率 η_γ 几乎保持不变，大约为 30%。正负电子产生的增强效应主要来自于靶的相对论透明。由前文可知，在相对论透明的条件下，两束相向传播的激光重叠以后，能直接形成稳定的驻波场。激光场的重叠增强了电场的强度，因此带电粒子能被激光场加速到更高的能量，从而产生更多的高能光子。在接下来的阶段中，辐射光子在稳定的驻波场中传播。由于在稳定的驻波场中光子的 χ_γ 较大，因此，更多的光子将通过 BW 过程衰变为

正负电子对。通过参数扫描，我们发现靶密度的最优参数区域在 $200 - 280n_c$ ，此时激光总能量到正负电子对总能量的转化效率最高。

4.4 激光的频率和脉宽

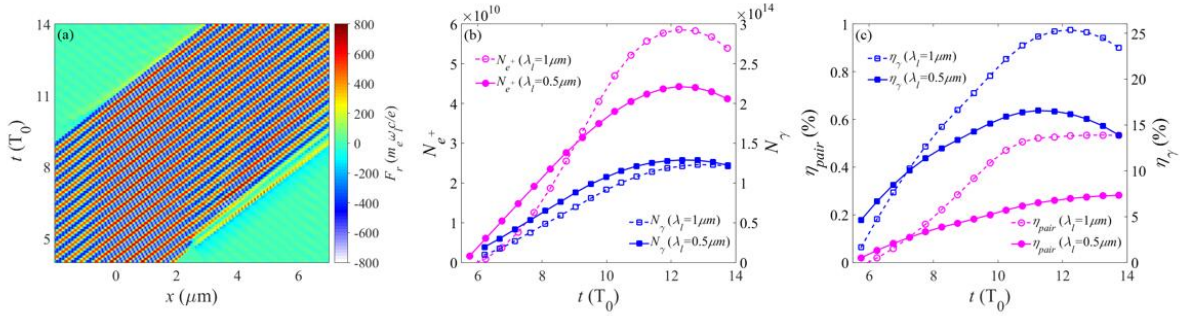


图 4-3 (a) 描绘了倍频激光右行部分的空间分布，此时激光的波长为 $\lambda_0 = 0.5\mu\text{m}$ 。(b) 描绘了正电子数目(圆形)和光子数目(正方形)随时间的演化。(c) 激光能量到正负电子能量的转化率 η_{pair} 和到光子的转化率 η_γ 随时间的演化。在图 (b) 和 (c) 中，实线和虚线分别表示基频激光的模拟结果和倍频激光的模拟结果。对于两种情况，初始靶密度是 $n_e = 200n_c$ 和激光强度为 $I = 4 \times 10^{23}\text{W}/\text{cm}^2$ 。

Fig 4-3 (a) The spatiotemporal distribution of the right-propagated component of the field for double-frequency lasers with $\lambda_l = 0.5\mu\text{m}$. (b) The temporal evolutions of positron number (circle) and photon number (square). (c) The temporal evolutions of laser energy conversion to pairs, η_{pair} , (circle) and to γ -photons, η_γ , (square). In pads (b) and (c), dashed lines and solid lines represent the simulation results with the fundamental- and double- frequency lasers, respectively. For both cases, the initial foil density used is $n_e = 200n_c$ and the laser intensity is $I = 4 \times 10^{23}\text{W}/\text{cm}^2$.

在研究靶的相对论透明效应对于正负电子对产生影响的过程中，我们可以采用不同频率和脉宽的激光来研究相对论透明效应以及随后的正负电子对的产生。在下文的研究中，我们采用倍频双束相向传播的激光，并且保持激光的输入能量和电场强度为 $a_0 = 540$ 激光的输入能量相同。此时，激光脉冲的波长为 $\lambda_0 = 0.5\mu\text{m}$ ，电场强度为 $a_0 = 270$ ，相应的临界等离子体密度为 $4n_c$ 。由于较小的激光矢势，靶电子在倍频激光中获得洛伦兹因子较小(相对论透明以后)，但是相应的相对论透明效应也将更加显著。如图(4-3)(a)所示，等离子体在 $t \approx 4.9T_0$ 呈现相对论透明，比基频激光模拟中大约早了半个激光周期[如图(4-2)(a)]。因此，激光较早地穿透等离子体，与逆向传播的激光重合形成稳定的驻波场。由于稳定的驻波场形成的较早，因此和基频激光相比[如图(4-2)(b)]，光子辐射和正负电子对的产生也得到了增强。相应的，激光能量到正负电子的转化率也

相对较高 [如图 (4-2)(c)]。但是, 在随后的阶段中, 正负电子和光子的产生率和能量转化率都小于基频激光中的产生率和转化率。这是由于基频光能更加有效地加速带电粒子, 辐射更高能量的光子, 从而增加了正负电子对的产生率, 同时增加了相应粒子对激光能量的吸收, 提高了基频激光模拟中的 η_{pair} 和 η_{γ} 。由此, 我们可知对于脉宽为 $9T_0$ 的短脉冲激光, 比如计划中的 10PW 大型激光器 [34], 倍频激光更适合实现正负电子对产额的最大化; 而对于脉宽为 $30T_0$ 的长脉冲激光, 基频激光更适合实现正负电子对产额的最大化。

4.5 总结和讨论

在本小节的工作中, 我们利用数值模拟研究了双束相向传播的超强激光和等离子体靶相互作用中产生正负电子对的物理过程。研究表明相对论透明效应对于正负电子对的产生非常重要。模拟结果显示在相对论透明区域, 利用 10PW 激光产生的正负电子对的产额和不透明区域产额相比增加了四倍。通过对比基频激光和倍频激光的模拟, 我们发现对于短脉冲激光, 倍频激光使得靶的相对论透明阶段提前, 从而增强了正负电子对的产生。然而对于长脉冲激光, 基频激光更为合适。这是由于较大的矢势增强了带电粒子的加速。典型的模拟结果显示当激光的强度为 $4 \times 10^{23} W/cm^2$ 时, 产生的正负电子的密度最大值能达到 $10^{22} cm^{-3}$ 。在将来的实验中, 可以参考本文的模拟参数和物理机制, 来得到密度较高的正电子源或者正负电子对等离子体。

第五章 总结

5.1 全文总结

随着激光技术的不断发展，激光强度不断提升，QED 效应逐渐进入激光等离子体领域，光子辐射和正负电子对的产生极大地改变着经典等离子体的行为，经典等离子体的行为又反过来影响上述 QED 过程，新的 QED 激光等离子体物理领域应运而生。新粒子的产生与传统等离子体行为的相互耦合，极大地丰富了激光等离子体物理的内容，产生了众多新的物理现象，拓宽了我们的研究范围。针对当前建设的数十拍瓦激光装置及其与固体靶作用，本文研究了靶的横向尺寸、密度和激光的偏振、频率对正负电子对产生以及级联过程的影响。论文主要内容包括以下三个部分：

1. 研究了单束 10PW 激光和固体靶相互作用中正负电子对的产生。首先，我们研究了靶的横向尺寸和激光脉宽对正电子产生的关系。经过模拟发现，当脉宽较长的时候，横向尺寸较大的靶中产生的正负电子对较多；当脉宽较短的时候，靶的横向尺寸接近激光焦斑大小的靶中产生的正负电子对较多。然而，激光脉宽的长短对于正电子角分布的影响较小，横向尺寸为 $2\mu\text{m}$ 的靶中产生的正电子角分布较小。其次，我们研究了激光偏振效应，发现圆偏振中正电子的产生时间和线偏振相比有明显的滞后现象。当激光脉宽为 $15T_0$ 的时候，圆偏振和线偏振激光驱动下正电子产量相当，并且靶的横向尺寸对于圆偏振中正负电子对的产量影响较小。最后，我们提出了有效电子状态的概念并发展了相关程序代码。通过电子的平均能量分布和有效电子状态，我们研究了激光偏振效应如何影响正负电子对的产生率，并且根据激光偏振采用不同的靶前结构来优化正负电子对产额。

2. 研究了超强激光和固体靶相互作用中，正负电子对的产生和级联效应。首先，我们通过记录相关粒子的 χ 值，正负电子对的产生位置来研究激光偏振对于光子和正电子数密度空间分布的影响，初步定性地分析了不同粒子对于级联过程的贡献。同时，我们也发现了在 QED 效应的影响下，激光偏振效应将改变激光打洞的过程，导致了不同的打洞深度和打洞形状。其次，我们提出了粒子代次的概念并发展了相关的程序，通过级联代次谱研究了激光偏振效应对 QED 级联过程的影响。我们根据级联代次谱区分强级联和弱级联过程，定义了级联的深度，并且定量地区分了靶电子和正负电子对对于级联过程的贡献。最后，我们根据激光强度扫描了相关物理参数，研究了模拟维度对于级联过程的影响。

3. 研究了双束激光与薄膜靶作用中正负电子对的产生，并研究了靶密度及激光频率

对正电子产额的影响。我们发现固体靶密度对于正负电子对产生量的影响，当等离子体的密度 n_e 处于 $200 \sim 280n_c$ 之间，激光能完全穿透等离子体形成稳定的驻波场，此时正负电子对的产量最高。其次，在等离子体密度一定时，发现当使用短脉冲激光时，倍频激光能更早地穿透等离子体，产生更多的正负电子对；当使用长脉冲激光时，基频激光能更好加速电子，由此产生更多的正负电子对。

4. 在程序发展上，我们开发了有效电子状态和 QED 参数的输出，这类新参数的输出能将 QED 过程相关的参数从经典等离子体中剥离。其中，有效电子状态的方法可以作为未来研究 10PW 激光中正负电子对产生的诊断方法。添加的粒子的代次参数，提供了研究 QED 级联过程的全新角度。

5.2 展望

基于目前的研究工作和程序开发，我们对于未来的工作做如下的展望：

一方面，我们需要进一步发展相关 PIC 模拟程序。目前 EPOCH 程序中并不包含正负电子对的湮灭、 μ 子对的产生和 Bhabba 散射等物理过程，这些物理过程的添加将使得激光和等离子体作用中的 QED 过程更加完备。此外，若在程序中添加关于光子合并的算法，可提高程序运算的效率，降低对硬盘和内存空间的需求。

另一方面，我们已经通过数值模拟证明了激光等离子体中能产生包含大量正负电子对的 QED 等离子体。目前，等离子体中除了光子和正负电子对，还包含了大量的靶电子和离子。在未来的工作中，我们将考虑如何将正电子从等离子体中分离，获得比较纯粹的正电子源或者正电子的加速。

再者，强激光 QED 等离子体研究为实验室研究极端环境下的天体物理打开了大门，使得有可能开展 γ 源、正负电子等离子体喷流等现象。这些现象的模拟和实验研究有可能一方面解决未解之谜，另一方面开拓更广泛的应用。

总之，强激光驱动的 QED 等离子体研究将随着激光技术的发展变得越来越成熟，其与其它学科的交叉也会越来越频繁。

附录 A EPOCH 代码的发展

A.1 引言

EPOCH 是开源的 PIC 模拟程序，功能非常强大，除了包含计算传统激光等离子体相关物理过程的功能外，还引入了康普顿散射和 BW 过程的模块 (也包含了 trident 过程)[51, 118, 119]。程序自洽地包含了量子辐射阻尼，以及正负电子对的产生，因此在模拟下一代超强激光和等离子体相互作用时，物理过程更加丰富，也更加接近实验中的物理过程。近年来，很多理论小组都采用 EPOCH 程序进行数值模拟计算，完成了很多优秀的工作。尽管该程序在功能上比较强大，但是在实际研究物理问题的过程中，该程序的设计仍然着眼于解决经典等离子体中的问题。我们依然需要对 EPOCH 程序进行一定的发展，来适应新的研究领域和数据分析的要求。在本附录中，我们对第二，三和四章中一些新的诊断方法和参数做程序上的说明，为将来的物理研究和程序发展奠定基础。

A.2 框架文件

EPOCH 是利用 FORTRAN 语言编写的程序 [145]。作为一个功能较为完善的程序，它包含了很多模块，代码数目庞大。因此，在修改程序之前，我们需要了解几个相关文件包含的信息和基本功能。在 source 文件中，主目录下的 share_data 文件包含了物理常数的设置，io 接口的设置，粒子和激光派生数据类型的定义，全局参数的定义，并行参数的定义等等。该文件对于代码的理解和修改，最为重要，任何变量的修改，重新定义，函数和子函数的功能的添加等等都可以从中找到根源。如果我们修改了粒子的派生数据类型，比如添加了新变量，除了在 share_data 中定义，还需在 housekeeping 目录下的 partlist 文件中拓宽对内存的需求。随后，在 io 目录下，还需要修改 iterators 和 diagnostics 文件。前者主要接受了程序中的粒子的全局变量，并将这个变量相关的参数以矩阵的形式存储。后者判断所需要输出的参数，并将前者中的矩阵输出，还包括了一些实时运算信息的输出，以及网格类信息的输出，比如电磁场，相关粒子的密度。最后，physics_packages 中的 photons 文件主要包含了康普顿散射和 BW 过程的计算，也是本程序的主要特色之一。

我们对本论文中程序的修改做以下几个方面说明：第一，程序的修改不涉及算法的改动；第二，程序的修改主要包括添加 QED 相关的信息，包括中间参量的输出 (比如 χ) 和新参量的计算。其中第二点是因为 EPOCH 的输出参数还是依照传统 PIC 程序的输出

来设计的，因此不能完全满足针对 QED 过程模拟中的参数分析。

A.3 粒子信息

第二章和第三章中的有效电子状态和代次是通过添加相关变量来实现的，属于粒子信息的修改和计算，具体步骤如下：

1. 在 `share_data` 的 `particle` 的派生数据中 (相当于 C++ 的类) 添加相应变量，比如粒子的 χ 和代次。
2. 在 `partlist` 中的子函数 `setup_partlists`, `pack_particle`, `unpack_particle` 拓展内存空间。
3. 在 `photons` 中找到函数 `qed_update_optical_depth`，此处可以记录光子，电子和正电子的 χ ；`generate_photon` 和 `generate_pair` 计算粒子的代次，传递有效电子状态等等；在定义代次以后，我们可以在函数 `qed_update_optical_depth` 计算光子光学深度的同时，添加代次的条件人为控制级联过程 (在记录粒子的 χ 值过程中，需要注意 χ 值初始化的问题)。
4. 在 `share_data` 增加输出流通道，`diagnostics` 中加入调用的函数，`iterators` 中添加新变量的存储矩阵，`deck_io_block` 中添加和输入文件相关的信息，完成这些步骤以后我们可以在输入文件中使用新参数，并能和其它参数一样得到相应的输出文件。
5. 在 `deck_subset_block` 的函数 `subset_block_handle_element` 中添加相应的信息，完成之后我们可以在输入文件中根据新参数来挑选粒子。

A.4 场点信息

在小组的工作 [146] 中计算高次谐波单个格点中场随时间演化的信息，原始的代码并没提供该功能，我们通过以下的步骤来修改：

1. 在 `share_data` 增加输出流通道。
2. 在 `welcome` 中将记录信息的文件初始化，如果当前目录下已经存在相关的场信息文件，则将其删除重新创建。`welcome` 中包括了粒子初始化和拓补结构信息的输出，因此我们在该文件中将新的输出文件同时初始化。
3. 在 `diagnostics` 的子函数 `output_routines` 中找到程序向系统输出每个 `step` 信息的步骤，并将场信息写入到我们自己定义的文件中。

注意在第 3 步中，由于 PIC 程序是个并行程序，我们需要用到 `nx_point_global` 参数来判断需要输出的点在具体哪个 `rank` 中。

第 2 步的相关代码：

代码 A.1 相关文件的初始化

```
1 open(unit=c_dump_file_rank,file='rank_info.txt',status='REPLACE')
2 close(unit=c_dump_file_rank)
3 open(unit=c_dump_file_point_1,file='field_point_1.txt',status='REPLACE')
4 close(unit=c_dump_file_point_1)
```

第 3 步的相关代码:

代码 A.2 场信息的写入

```
1 !point_1
2 INTEGER(i8) :: nx_point_1_global=1
3 INTEGER(i8) :: ny_point_1_global=400
4 INTEGER(i8) :: nx_point_1
5 INTEGER(i8) :: ny_point_1
6
7 !point_1 output
8 IF(nx_point_1_global .GE. nx_global_min .AND. nx_point_1_global .LE.
   nx_global_max &
9 .AND. ny_point_1_global .GE. ny_global_min .AND. ny_point_1_global .LE.
   ny_global_max) THEN
10 nx_point_1 = nx_point_1_global - nx_global_min + 1
11 ny_point_1 = ny_point_1_global - ny_global_min + 1
12 open(unit=c_dump_file_point_1,file='field_point_1.txt',status='old',position='
   append',action='write')
13 write(c_dump_file_point_1,"(1x,4i8,7ES18.6/)") step, rank, nx_point_1,
   ny_point_1, time, ex(nx_point_1,ny_point_1), ey(nx_point_1,ny_point_1),
   ez(nx_point_1,ny_point_1), &
14 bx(nx_point_1,ny_point_1), by(nx_point_1,ny_point_1), bz(nx_point_1,ny_point_1),
   jx(nx_point_1,ny_point_1), jy(nx_point_1,ny_point_1), jz(nx_point_1,
   ny_point_1)
15 close(unit=c_dump_file_point_1)
16 ENDIF
```


参考文献

- [1] Max Tabak, James Hammer, Michael E. Glinsky *et al.* “Ignition and high gain with ultrapowerful lasers*^{*}”. *Phys. Plasmas*, **1994**, 1(5): 1626–1634.
- [2] A Pukhov and J Meyer-ter-Vehn. “Laser hole boring into overdense plasma and relativistic electron currents for fast ignition of ICF targets”. *Phys. Rev. Lett.* **1997**, 79(14): 2686.
- [3] Stefano Atzeni and Jürgen Meyer-Ter-Vehn. “The Physics of Inertial Fusion: Beam Plasma Interaction, Hydrodynamics, Hot Dense Matter”. *Phys. Rev. Lett.* **2004**, 58(7): 91–95.
- [4] P Gibbon. “Harmonic generation by femtosecond laser-solid interaction: A coherent “water-window” light source?” *Phys. Rev. Lett.* **1996**, 76(1): 50.
- [5] David Burke, Nevell F. Skuse and A. Keith Lethlean. “High harmonic generation in the relativistic limit”. *Nat. Phys.* **2006**, 2(7): 449–462.
- [6] A. Pukhov and J. Meyer-Ter-Vehn. “Laser wake field acceleration: the highly non-linear broken-wave regime”. *Appl. Phys. B*, **2002**, 74(4-5): 355–361.
- [7] Stuart PD Mangles, CD Murphy, Zulfikar Najmudin *et al.* “Monoenergetic beams of relativistic electrons from intense laser–plasma interactions”. *Nature*, **2004**, 431(7008): 535.
- [8] Victor Malka, Jérôme Faure, Yann A. Gauduel *et al.* “Principles and applications of compact laser-driven “plasma accelerators”. *Nat. Phys.* **2008**, 4(6): 447–453.
- [9] E. Esarey, C. B. Schroeder and W. P. Leemans. “Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators”. *Office Sci. Tech. Inform. Tech. Rep.* **2009**, 81(3): 1229–1285.
- [10] T Esirkepov, M Borghesi, S. V. Bulanov *et al.* “Highly efficient relativistic-ion generation in the laser-piston regime.” *Phys. Rev. Lett.* **2004**, 92(17): 175003.
- [11] S. V. Bulanov, E. Y. Echkina, Esirkepov Tzh *et al.* “Unlimited ion acceleration by radiation pressure”. *Phys. Rev. Lett.* **2010**, 104(13): 135003.
- [12] C. S. Brady, C. P. Ridgers, T. D. Arber *et al.* “Laser absorption in relativistically underdense plasmas by synchrotron radiation.” *Phys. Rev. Lett.* **2012**, 109(24): 245006.

- [13] Wenchao Yan, Colton Fruhling, Grigory Golovin *et al.* “High-order multiphoton Thomson scattering”. *Nat. Photon.* **2017**, 11(8): 514.
- [14] Z. Gong, R. H. Hu, Y. R. Shou *et al.* “High-efficiency γ -ray flash generation via multiple-laser scattering in ponderomotive potential well”. *Phys. Rev. E*, **2017**, 95(1).
- [15] C. P. Ridgers, C. S. Brady, R Ducloux *et al.* “Dense electron-positron plasmas and ultra-intense γ rays from laser-irradiated solids”. *Phys. Rev. Lett.* **2012**, 108(16): 165006.
- [16] Mattias Marklund and Padma K. Shukla. “Nonlinear collective effects in photon-photon and photon-plasma interactions”. *Rev. Mod. Phys.* **2006**, 78(2): 591–640.
- [17] Donna Strickland and Gerard Mourou. “Compression of amplified chirped optical pulses”. *Opt. Commun.* **1985**, 55(6): 447–449.
- [18] A. Dubietis, G. Jonušauskas and A. Piskarskas. “Powerful femtosecond pulse generation by chirped and stretched pulse parametric amplification in BBO crystal”. *Opt. Commun.* **1992**, 88(4-6): 437–440.
- [19] V. V. Lozhkarev, G. I. Freidman, V. N. Ginzburg *et al.* “200 TW 45 fs laser based on optical parametric chirped pulse amplification.” *Opt. Express*, **2006**, 14(1): 446.
- [20] F. J. Mcclung and R. W. Hellwarth. “Giant Optical Pulsations from Ruby”. *Appl. Opt.* **1962**, 33(1): 103–105.
- [21] M. C. Marconi, O. E. Martinez and F. P. Diodati. “Q switching by self-focusing.” *Opt. Lett.* **1985**, 10(8): 402–4.
- [22] A. J Demaria, C. M Ferrar and G. E Danielson. “MODE LOCKING OF A Nd^{3+} -DOPED GLASS LASER”. *Appl. Phys. Lett.* **1966**, 8(1): 22–24.
- [23] A. J Demaria, D. A Stetser and H Heynau. “SELF MODE-LOCKING OF LASERS WITH SATURABLE ABSORBERS”. *Appl. Phys. Lett.* **1966**, 8(7): 174–176.
- [24] C. V. Shank and E. P. Ippen. “Subpicosecond kilowatt pulses from a mode-locked cw dye laser”. *IEEE J. Quantum Electron.*, **2003**, 10(9): 722–722.
- [25] G. J Pert. “The analytic theory of linear resonant absorption”. *Phys. Plasmas*, **1978**, 20(3): 175.
- [26] F Brunel. “Not-so-resonant, resonant absorption”. *Phys. Rev. Lett.* **1987**, 59(1): 52.
- [27] J Denavit. “Absorption of high-intensity subpicosecond lasers on solid density targets”. *Phys. Rev. Lett.* **1992**, 69(21): 3052.

- [28] Scott C Wilks and William L Kruer. “Absorption of ultrashort, ultra-intense laser light by solids and overdense plasmas”. *IEEE J. Quantum Electronics*, **1997**, 33(11): 1954–1968.
- [29] A. Pukhov, Z. M. Sheng and J. Meyertervehn. “Particle acceleration in relativistic laser channels”. *Phys. Plasmas*, **1999**, 6(7): 2847–2854.
- [30] Helmut Wiedemann. *Particle accelerator physics*. Springer, **2015**.
- [31] Gerard A Mourou, Toshiki Tajima and Sergei V Bulanov. “Optics in the relativistic regime”. *Rev. Mod. Phys.* **2006**, 78(2): 309.
- [32] T. Tajima and G. Mourou. “Zettawatt-Exawatt Lasers and Their Applications in Ultrastrong-Field Physics: High Energy Front”. *Rev. Mod. Phys.* **2002**, 5(3): 419–426.
- [33] Georg Korn, Bruno Legarrec and Bedrich Rus. “ELI Extreme Light Infrastructure science and technology with ultra-intense lasers”. In: *Lasers and Electro-Optics*, **2014**: 1.
- [34] Colin Danson, David Hillier, Nicholas Hopps *et al.* “Petawatt class lasers worldwide”. *High Power Laser Science and Engineering*, **2015**, 3(1): 5–18.
- [35] M. Tamburini, F. Pegoraro, A. Di Piazza *et al.* “Radiation Reaction Effects on Radiation Pressure Acceleration”. *New J. Phys.* **2010**, 12(12): 119–127.
- [36] Jeff Greensite. “An Introduction to the Confinement Problem”. In: Springer, **2010**: 1–2.
- [37] G. A. Mourou and V. Yanovsky. “Relativistic optics: A gateway to attosecond physics”. *Opt. Photonics News*, **2004**, 15(5): 40–45.
- [38] L. L. Ji, A. Pukhov, E. N. Nerush *et al.* “Near QED regime of laser interaction with overdense plasmas”. *European Phys. J. Spec. Topics*, **2014**, 223(6): 1069–1082.
- [39] Richard D Mattuck. “A guide to Feynman diagrams in the many-body problem”. *Phys. Today*, **1969**, 22(5): 87–89.
- [40] John David Jackson. *Classical Electrodynamics*. World Scientific, **1998**: 745.
- [41] G. W. Ford and R. F. O’Connell. “Radiation reaction in electrodynamics and the elimination of runaway solutions”. *Phys. Rev. A*, **1991**, 157(4–5): 217–220.
- [42] A. O Barut. *Electrodynamics and classical theory of fields and particles*. JSTOR, **1980**.
- [43] H. A. Lorentz. *The theory of electrons and its applications to the phenomena of light and radiant heat*. Dover Publications, **1952**: 1.

- [44] W. E. Baylis and J. Huschilt. “Energy balance with the Landau–Lifshitz equation”. *Phys. Rev. A*, **2002**, 301(1–2): 7–12.
- [45] S. V. Bulanov, Esirkepov Tzh, M Kando *et al.* “Lorentz–Abraham–Dirac versus Landau–Lifshitz radiation friction force in the ultrarelativistic electron interaction with electromagnetic wave (exact solutions)”. *Phys. Rev. E*, **2011**, 84(5 Pt 2): 056605.
- [46] A. Di Piazza, K. Z. Hatsagortsyan and C. H. Keitel. “Strong Signatures of Radiation Reaction below the Radiation-Dominated Regime”. *Phys. Rev. Lett.* **2009**, 102(25): 254802.
- [47] A. M. Fedotov, N. V. Elkina, E. G. Gelfer *et al.* “Radiation friction vs ponderomotive effect”. *Phys. Rev. A*, **2014**, 90(5): 053847.
- [48] Samuel R. Yoffe, Yevgen Kravets, Adam Noble *et al.* “Longitudinal and transverse cooling of relativistic electron beams in intense laser pulses”. *New J. Phys.* **2015**, 17(5): 053025.
- [49] M. Tamburini, F. Pegoraro, A. Di Piazza *et al.* “Radiation reaction effects on electron nonlinear dynamics and ion acceleration in laser–solid interaction”. *Nucl. Inst Meth. Phys. Research A*, **2012**, 653(1): 181–185.
- [50] Amitabha Lahiri and P. B. Pal. “A first book of quantum field theory”. *Quantum Phys.* **2005**.
- [51] C. P Ridgers, J. G Kirk, R Duclous *et al.* “Modelling gamma-ray photon emission and pair production in high-intensity laser–matter interactions”. *J. Comput. Phys.* **2014**, 260(1): 273–285.
- [52] N. Neitz and A. Di Piazza. “Stochasticity Effects in Quantum Radiation Reaction”. *Phys. Rev. Lett.* **2013**, 111(5): 054802.
- [53] A. V. Bashinov, A. V. Kim and A. M. Sergeev. “Impact of quantum effects on relativistic electron motion in a chaotic regime”. *Phys. Rev. E*, **2015**, 92(4-1): 043105.
- [54] L. L. Ji, A Pukhov, I. Y. Kostyukov *et al.* “Radiation-reaction trapping of electrons in extreme laser fields.” *Phys. Rev. Lett.* **2014**, 112(14): 145003.
- [55] C. N. Harvey, A. Gonoskov, M. Marklund *et al.* “Narrowing of the emission angle in high-intensity Compton scattering”. *Phys. Rev. A*, **2016**, 93(2): 022112.
- [56] C. N. Harvey, A Gonoskov, A Ilderton *et al.* “Quantum Quenching of Radiation Losses in Short Laser Pulses”. *Phys. Rev. Lett.* **2017**, 118(10): 105004.

- [57] A. Di Piazza, C. Müller, K. Z. Hatsagortsyan *et al.* “Extremely high-intensity laser interactions with fundamental quantum systems”. *Rev. Mod. Phys.* **2011**, 84(3): 1177–1228.
- [58] A. Gonoskov, A. Bashinov, I. Gonoskov *et al.* “Anomalous Radiative Trapping in Laser Fields of Extreme Intensity”. *Phys. Rev. Lett.* **2014**, 113(1): 014801.
- [59] A. E. Kaplan and A. L. Pokrovsky. “Fully relativistic theory of the ponderomotive force in an ultraintense standing wave”. *Phys. Rev. Lett.* **2005**, 95(5): 053601.
- [60] I. Y. Dodin and N. J. Fisch. “Positive and negative effective mass of classical particles in oscillatory and static fields”. *Phys. Rev. E*, **2008**, 77(2): 036402.
- [61] Robert D Klauber. “Student Friendly Quantum Field Theory”. *Fermilab Books Database*, **2014**.
- [62] J. W. Shearer, J. Garrison, J. Wong *et al.* “Pair Production by Relativistic Electrons from an Intense Laser Focus”. *Phys. Rev. A*, **1973**, -1(-1): 803–817.
- [63] Edison P. Liang, Scott C. Wilks and Max Tabak. “Pair Production by Ultraintense Lasers”. *Phys. Rev. Lett.* **1998**, 81(22): 4887–4890.
- [64] T. E. Cowan, M.D. PERRY, M. H. Key *et al.* “High energy electrons, nuclear phenomena and heating in petawatt laser-solid experiments”. *Laser Part. Beams*, **1999**, 17(4): 773–783.
- [65] K. Nakashima, T. E. Cowan and H. Takabe. “Electron-Positron Pair Production by Ultra-Intense Lasers”. In: *Science of Superstrong Field Interactions*, **2002**: 323–328.
- [66] Hui Chen, Scott C Wilks, James D Bonlie *et al.* “Relativistic positron creation using ultraintense short pulse lasers”. *Phys. Rev. Lett.* **2009**, 102(10): 105001.
- [67] H. Chen, S. C. Wilks, D. D. Meyerhofer *et al.* “Relativistic quasimonoenergetic positron jets from intense laser-solid interactions.” *Phys. Rev. Lett.* **2010**, 105(1): 015003.
- [68] Fritz Sauter. “On the behavior of an electron in a homogeneous electric field in Dirac’s relativistic theory”. *Zeit. f. Phys*, **1931**, 69: 742.
- [69] Julian Schwinger. “On Gauge Invariance and Vacuum Polarization”. *Phys. Rev.* **1951**, 82(5): 664–679.
- [70] S. S. Bulanov, N. B. Narozhny, V. D. Mur *et al.* “Electron-positron pair production by electromagnetic pulses”. *J. Experimental Theoretical Phys.* **2006**, 102(1): 9–23.

- [71] Matthias Ruf, Guido R Mocken, Carsten Müller *et al.* “Pair production in laser fields oscillating in space and time”. *Phys. Rev. Lett.* **2009**, 102(8): 080402.
- [72] Florian Hebenstreit, Reinhard Alkofer, Gerald V Dunne *et al.* “Momentum signatures for Schwinger pair production in short laser pulses with a subcycle structure”. *Phys. Rev. Lett.* **2009**, 102(15): 150404.
- [73] A. M. Fedotov, N. B. Narozhny, G Mourou *et al.* “Limitations on the attainable intensity of high power lasers.” *Phys. Rev. Lett.* **2010**, 105(8): 080402.
- [74] Stepan S. Bulanov, Timur Zh. Esirkepov, Alexander G. R. Thomas *et al.* “Schwinger limit attainability with extreme power lasers.” *Phys. Rev. Lett.* **2010**, 105(22): 220407.
- [75] E. N. Nerush, I. Y. Kostyukov, A. M. Fedotov *et al.* “Laser field absorption in self-generated electron-positron pair plasma”. *Phys. Rev. Lett.* **2011**, 106(3): 035001.
- [76] M. Marklund and J. Lundin. “Quantum vacuum experiments using high intensity lasers”. *European Phys. J. D*, **2009**, 55(2): 319–326.
- [77] G Breit and John A Wheeler. “Collision of Two Light Quanta”. *Phys. Rev.* **1934**, 46(12): 1087–1091.
- [78] O. C. De Jager, F. W. Stecker and M. H. Salamon. “Estimate of the intergalactic infrared radiation field from γ -ray observations of the galaxy Mrk421”. *Nature*, **1994**, 369(6478): 294–296.
- [79] DL Burke, RC Field, G Horton-Smith *et al.* “Positron production in multiphoton light-by-light scattering”. *Phys. Rev. Lett.* **1997**, 79(9): 1626.
- [80] AR Bell and John G Kirk. “Possibility of Prolific Pair Production with High-Power Lasers”. *Phys. Rev. Lett.* **2008**, 101(20): 2952–2965.
- [81] J. G. Kirk, A. R. Bell and I. Arka. “Pair production in counter-propagating laser beams”. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **2009**, 51(8): 085008.
- [82] Roland Duclous, John Kirk and Anthony Bell. “Monte Carlo calculations of pair production in high-intensity laser-plasma interactions”. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **2010**, 53(1): 15009–15019(11).
- [83] C. S. Shen and D White. “Energy Stragglings and Radiation Reaction for Magnetic Bremsstrahlung”. *Phys. Rev. Lett.* **1972**, 28(7): 455–459.

- [84] M. Vranic, T. Grismayer, J. L. Martins *et al.* “Particle merging algorithm for PIC codes”. *Comput. Phys. Commun.* **2015**, 191(1): 65–73.
- [85] A. Zhidkov, J. Koga, A. Sasaki *et al.* “Radiation damping effects on the interaction of ultraintense laser pulses with an overdense plasma.” *Phys. Rev. Lett.* **2002**, 88(18): 185002.
- [86] N. Naumova, T. Schlegel, V. T. Tikhonchuk *et al.* “Ponderomotive ion acceleration in dense plasmas at super-high laser intensities”. *European Phys. J. D*, **2009**, 55(2): 393–398.
- [87] Min Chen, Alexander Pukhov, Tong Pu Yu *et al.* “Radiation reaction effects on ion acceleration in laser foil interaction”. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **2009**, 53(14): 86–89.
- [88] T. Nakamura, J. K. Koga, T. Z. Esirkepov *et al.* “High-power γ -ray flash generation in ultraintense laser-plasma interactions.” *Phys. Rev. Lett.* **2012**, 108(19): 195001.
- [89] Thomas Erber. “High-Energy Electromagnetic Conversion Processes in Intense Magnetic Fields”. *Rev. Mod. Phys.* **1966**, 38(4): 626–659.
- [90] VN Baier and VM Katkov. “Processes involved in the motion of high energy particles in a magnetic field”. *Sov. Phys. JETP*, **1968**, 26: 854.
- [91] WH Furry. “On bound states and scattering in positron theory”. *Phys. Rev.* **1951**, 81(1): 115.
- [92] V. I Ritus. “Quantum effects of the interaction of elementary particles with an intense electromagnetic field”. *J. Soviet Laser Research*, **1985**, 6(5): 497–617.
- [93] C S Brady, C P Ridgers, T D Arber *et al.* “Gamma-ray emission in near critical density plasmas”. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **2013**, 55(12): 4016.
- [94] H. Y. Wang, B. Liu, X. Q. Yan *et al.* “Gamma-ray emission in near critical density plasmas at laser intensities of 10^{21} W/cm²”. *Phys. Plasmas*, **2015**, 22(3): 033102.
- [95] Chen Liu, Baifei Shen, Xiaomei Zhang *et al.* “Generation of ultra-intense gamma-ray train by QED harmonics”. *Phys. Plasmas*, **2016**, 23(8): 083120.
- [96] Chen Liu, Baifei Shen, Xiaomei Zhang *et al.* “Generation of gamma-ray beam with orbital angular momentum in the QED regime”. *Phys. Plasmas*, **2016**, 23(9): 093120.

- [97] H. X. Chang, B. Qiao, T. W. Huang *et al.* “*Brilliant petawatt gamma-ray pulse generation in quantum electrodynamic laser-plasma interaction*”. *Sci. Rep.* **2017**, 7: 45031.
- [98] C. P. Ridgers, C. S. Brady, R. Duclous *et al.* “*Dense electron-positron plasmas and bursts of gamma-rays from laser-generated quantum electrodynamic plasmas*”. *Phys. Plasmas*, **2013**, 20(5): B667–229.
- [99] R Capdessus, E d’ Humières and VT Tikhonchuk. “*Influence of ion mass on laser-energy absorption and synchrotron radiation at ultrahigh laser intensities*”. *Phys. Rev. Lett.* **2013**, 110(21): 215003.
- [100] Matthew C Levy, Scott C Wilks, Max Tabak *et al.* “*Petawatt laser absorption bounded*”. *Nat. Commun.* **2014**, 5: 4149.
- [101] T. Grismayer, M. Vranic, J. L. Martins *et al.* “*Laser absorption via quantum electrodynamics cascades in counter propagating laser pulses*”. *Phys. Plasmas*, **2016**, 23(5): 2109–2114.
- [102] Evgeny Nerush and Igor Kostyukov. “*Laser-driven hole boring and gamma-ray emission in high-density plasmas*”. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **2015**, 57(3): 035007.
- [103] W. M. Wang, P. Gibbon, Z. M. Sheng *et al.* “*Laser opacity in underdense preplasma of solid targets due to quantum electrodynamics effects*”. *Phys. Rev. E*, **2017**, 96(1): 013201.
- [104] I. Yu. Kostyukov and E. N. Nerush. “*Production and dynamics of positrons in ultrahigh intensity laser-foil interactions*”. *Phys. Plasmas*, **2016**, 23(9): 2109.
- [105] Y J Gu, O. Klimo, S. Weber *et al.* “*High density ultrashort relativistic positron beam generation by laser-plasma interaction*”. *New J. Phys.* **2016**, 18(11): 113023.
- [106] D Del Sorbo, DR Blackman, R Capdessus *et al.* “*Efficient ion acceleration and dense electron–positron plasma creation in ultra-high intensity laser-solid interactions*”. *New J. Phys.* **2018**, 20(3): 033014.
- [107] Jian Xun Liu, Yan Yun Ma, Jun Zhao *et al.* “*High-flux low-divergence positron beam generation from ultra-intense laser irradiated a tapered hollow target*”. *Phys. Plasmas*, **2015**, 22(10): 035003–427.
- [108] J. G Kirk, A. R Bell and C. P Ridgers. “*Pair plasma cushions in the hole-boring scenario*”. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **2013**, 55(9): 95016–95023(8).

- [109] M. Jirka, O. Klimo, S. V. Bulanov *et al.* “*Electron dynamics and γ and e^-e^+ production by colliding laser pulses*”. *Phys. Rev. E*, **2016**, 93(2): 023207.
- [110] T Grismayer, M Vranic, J. L. Martins *et al.* “*Seeded QED cascades in counterpropagating laser pulses*”. *Phys. Rev. E*, **2017**, 95(2-1): 023210.
- [111] E. G. Gelfer, A. A. Mironov, A. M. Fedotov *et al.* “*Optimized multibeam configuration for observation of QED cascades*”. *Phys. Rev. A*, **2015**, 92(2): 022113.
- [112] Marija Vranic, Thomas Grismayer, Ricardo A. Fonseca *et al.* “*Electron - positron cascades in multiple-laser optical traps*”. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **2016**, 59(1).
- [113] Martin Jirka, Ondrej Klimo, Marija Vranic *et al.* “*QED cascade with 10 PW-class lasers*”. *Sci. Rep.* **2017**, 7(1): 15302.
- [114] Matteo Tamburini, Antonino Di Piazza and Christoph H. Keitel. “*Laser-pulse-shape control of seeded QED cascades*”. *Sci. Rep.* **2016**, 7(1): 5694.
- [115] Xing Long Zhu, Tong Pu Yu, Zheng Ming Sheng *et al.* “*Dense GeV electron-positron pairs generated by lasers in near-critical-density plasmas*”. *Nat. Commun.* **2016**, 7: 13686.
- [116] D. Seipt, T. Heinzl, M. Marklund *et al.* “*Depletion of Intense Fields*”. *Phys. Rev. Lett.* **2017**, 118(15): 154803.
- [117] J Bergou and S Varro. “*Nonlinear scattering processes in the presence of a quantised radiation field. ii. relativistic treatment*”. *J. of Phys. A: Mathematical and General*, **1981**, 14(9): 2281.
- [118] C. S Brady and T. D Arber. “*An ion acceleration mechanism in laser illuminated targets with internal electron density structure*”. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **2011**, 53(1): 015001.
- [119] T. D Arber, K Bennett, C. S Brady *et al.* “*Contemporary particle-in-cell approach to laser-plasma modelling*”. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **2015**, 57(11): 113001.
- [120] J. J. Liu, T. P. Yu, Y. Yin *et al.* “*All-optical bright γ -ray and dense positron source by laser driven plasmas-filled cone*”. *Opt. Express*, **2016**, 24(14): 15978–15986.
- [121] Xiaomei Zhang, Baifei Shen, Xuemei Li *et al.* “*Efficient GeV ion generation by ultraintense circularly polarized laser pulse*”. *Phys. Plasmas*, **2007**, 14(12): 436–112.

- [122] XQ Yan, C Lin, Zheng-Ming Sheng *et al.* “Generating high-current monoenergetic proton beams by a circularly polarized laser pulse in the phase-stable acceleration regime”. *Phys. Rev. Lett.* **2008**, 100(13): 135003.
- [123] M. Chen, A. Pukhov, T. P. Yu *et al.* “Enhanced collimated GeV monoenergetic ion acceleration from a shaped foil target irradiated by a circularly polarized laser pulse.” *Phys. Rev. Lett.* **2009**, 103(2): 024801.
- [124] Erik Lefebvre and Guy Bonnaud. “Nonlinear electron heating in ultrahigh-intensity-laser-plasma interaction”. *Phys. Rev. E*, **1997**, 55(1): 1011–1014.
- [125] E Martinolli, M Koenig, F Amiranoff *et al.* “Fast electron heating of a solid target in ultrahigh-intensity laser pulse interaction”. *Phys. Rev. E*, **2004**, 70(2): 055402.
- [126] Anatoly Maksimchuk, S Gu, K Flippo *et al.* “Forward ion acceleration in thin films driven by a high-intensity laser”. *Phys. Rev. Lett.* **2000**, 84(18): 4108.
- [127] B. M. Hegelich, B. J. Albright, J Cobble *et al.* “Laser acceleration of quasi-monoenergetic MeV ion beams”. *Nature*, **2006**, 439(7075): 441–4.
- [128] A. Henig, S. Steinke, M. Schnürer *et al.* “Radiation-pressure acceleration of ion beams driven by circularly polarized laser pulses.” *Phys. Rev. Lett.* **2009**, 103(24): 245003.
- [129] B. Qiao, M. Zepf, M. Borghesi *et al.* “Stable GeV Ion-Beam Acceleration from Thin Foils by Circularly Polarized Laser Pulses”. *Phys. Rev. Lett.* **2009**, 102(14): 145002.
- [130] R Kodama, K Takahashi, K. A. Tanaka *et al.* “Study of Laser-Hole Boring into Overdense Plasmas.” *Phys. Rev. Lett.* **2016**, 77(24): 4906–4909.
- [131] Andrea Macchi, Federica Cattani, Tatiana V. Liseykina *et al.* “Laser acceleration of ion bunches at the front surface of overdense plasmas.” *Phys. Rev. Lett.* **2005**, 94(16): 165003.
- [132] S. M Weng, M Murakami, P Mulser *et al.* “Ultra-intense laser pulse propagation in plasmas: from classic hole-boring to incomplete hole-boring with relativistic transparency”. *New J. Phys.* **2012**, 14(6): 1–5.
- [133] S. S. Bulanov, C. B. Schroeder, E. Esarey *et al.* “Electromagnetic cascade in high-energy electron, positron, and photon interactions with intense laser pulses”. *Phys. Rev. A*, **2013**, 87(6): 4412–4418.
- [134] V. F. Bashmakov, E. N. Nerush, I. Yu. Kostyukov *et al.* “Effect of laser polarization on quantum electrodynamical cascading”. *Phys. Plasmas*, **2014**, 21(1): 337–1514.

- [135] Suo Tang, Muhammad Ali Bake, Hong Yu Wang *et al.* “*QED cascade induced by a high-energy γ photon in a strong laser field*”. *Phys. Rev. A*, **2014**, 89(2): 022105.
- [136] Alexander Fedotov, Nikolay Narozhny and Arseny Mironov. “*Threshold Laser Intensity Refinement and Scenarios for Observation of QED Cascade Production*”. In: *J. Phys.: Conf. Ser.* **2016**: 012023.
- [137] A. I Akhiezer, N. P Merenkov and A. P Rekalov. “*On a kinetic theory of electromagnetic showers in strong magnetic fields*”. *J. Phys. G Nucl. Part. Phys.* **1994**, 20(20): 1499.
- [138] A. A Mironov, N. B Narozhny and A. M Fedotov. “*Collapse and revival of electromagnetic cascades in focused intense laser pulses*”. *Phys. Lett. A*, **2014**, 378(44): 3254–3257.
- [139] A. A Mironov, N. B Narozhny and A. M Fedotov. “*Generation of quantum-electrodynamic cascades in oblique collisions of ultrarelativistic electrons with an intense laser field*”. *Quantum Electronics*, **2016**, 46(4): 305.
- [140] Arseny Mironov, Alexander Fedotov and Nikolay Narozhny. “*Observable Features of QED Cascades in Collisions of GeV Electrons with Intense Laser Pulses*”. In: *J. Phys. Conf. Ser.* **2017**: 012029.
- [141] Wen Luo, Yi Bo Zhu, Hong Bin Zhuo *et al.* “*Dense electron-positron plasmas and gamma-ray bursts generation by counter-propagating quantum electrodynamics-strong laser interaction with solid targets*”. *Phys. Plasmas*, **2015**, 22(6): 2109–32106.
- [142] H. X. Chang, B. Qiao, Z. Xu *et al.* “*Generation of overdense and high-energy electron-positron-pair plasmas by irradiation of a thin foil with two ultraintense lasers.*” *Phys. Rev. E*, **2015**, 92(5): 053107.
- [143] S. Guérin, P. Mora, J. C. Adam *et al.* “*Propagation of ultraintense laser pulses through overdense plasma layers*”. *Phys. Plasmas*, **1996**, 3(7): 2693–2701.
- [144] C. Baumann and A. Pukhov. “*Influence of e^-e^+ creation on the radiative trapping in ultraintense fields of colliding laser pulses*”. *Phys. Rev. E*, **2016**, 94(6): 063204.
- [145] Stephen J. Chapman. *Fortran 95/2003 for Scientists & Engineers*. McGraw-Hill Science/Engineering/Math, **2007**.
- [146] Ji-Ye Yu, Tao Yuan, Wei-Yuan Liu *et al.* “*QED effects induced harmonics generation in extreme intense laser foil interaction*”. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **2018**, 60(4): 044011.

致 谢

想起第一次来到上海交通大学，对于偌大的校园，错综复杂的道路，丰富多彩的景观，我感到了迷茫，彷徨不知所措，同时也感受到了希望，憧憬着美好的未来。如今，这校园的一草一木，一砖一瓦，闭上眼也能勾画出它们的样貌，描绘出它们的颜色。在此时此地完成学业，我的内心也是格外激动。在这几年中，太多的老师、家人、同学和朋友给予了我很多帮助，写下这些文字来表达对他们的感激之情。

首先，我要感谢我的导师陈民教授。陈民教授曾就读于中国科学技术大学少年班，给人的感觉就是年轻有为，朝气蓬勃。在学术上，陈民教授有着扎实的基础，深厚的功底和独到的眼光。在博士期间，他传授了我很多激光等离子体方向的知识，如电子和离子加速、高次谐波辐射以及 QED 等离子体物理。正是这些知识和经验为我的学业和课题打下了坚实的基础，为我的研究方向指明了道路。尤其在我迷茫无助的时候，他的意见能让我醍醐灌顶，茅塞顿开。记得有一次我修改代码的时候遇到了瓶颈，几天之内也无法解决一个关键问题。在我向他阐明问题，他仔细分析了原因给了我意见和方向。当天晚上，根据他的指导，我成功解决了相关问题。正是他渊博的学识和敏锐的洞察力，为我的课题，为我们小组的发展奠定了关键的基础，也是我们小组所有学生学术生涯中最坚强的后盾。学业以外，陈民教授也关心我们的业余生活和身心健康。记得那一年上海踩踏事件，第二天得知消息以后，他立马打电话询问学生的安全问题。除了科研生活以外，在平日里，他会在下班以后鼓励我们加强体育锻炼，强健体魄。到了周末，他会鼓励我们多参加各种活动，丰富我们的业余生活。为了给我们学生树立榜样，他每天上午很早到办公室进行科研工作，下午下班以后会沿着校园跑道，进行慢跑训练。就是这样一位兢兢业业的导师以身作则，在科研和生活都给予了我莫大的帮助，才使我能完成了博士期间的工作。

其次，我要感谢盛政明教授。我在硕士期间拜读了很多盛老师的工作，这些工作详细阐述了很多基本知识，也包含了很多精妙的物理，为我以及我们的小组提供了很多帮助。硕士毕业以后，我写邮件询问盛老师并提出了读博的想法。然而我没想到第二天盛老师收到邮件以后就回复了我并将我顺利带进了交大的激光等离子体实验室。如此知遇之恩，区区文字，无以言表。我也要感谢课题组的翁苏明老师。翁老师不但对自己的学生悉心指导，对其他学生也一视同仁。每当我有什么问题，他总会花时间和我讨论，并为我提供各种解决的途径和想法。每次外出开会，他总会关心我们每一个人的行程，也为我们提供或者预定各种出行方案。感谢实验组的远晓辉老师，课余给我介绍了

很多实验工作并带领我参观了实验室，使我了解了相关的实验研究内容，拓宽了科研的基础。

此外，我要感谢南华大学的罗文老师。罗老师是最先进入 QED 等离子体领域的老师之一，在相关领域有着深厚的基础知识和丰富的科研经验。他为人热情，工作勤奋，并且在我的科研道路上给了我很大的帮助。虽然我们相距很远，但是罗老师总愿意花大量的时间利用通讯软件和我探讨科研问题，交流学术经验并且对于我的工作进行指导。同时，我也感谢自然科学研究院的蔡伟老师，在我博士学习和科研工作期间对我的大力帮助。

接着，我要感谢黎飞宇师兄。黎师兄品学兼优，为人正气，在我来交大的第一年里给了我很多学术方面的指导，让我获益匪浅。每当周末，黎师兄还带我打球、下棋，丰富了我的课余生活。我也要感谢许通师弟。他陪伴我参观了校园，认识并介绍了实验室中每一位同学和老师，使我迅速融入了新的工作环境。另外，许通在程序上颇有建树，虽然我名义上是师兄，但是他的编程能力让我望尘莫及并给我介绍了很多程序方面的知识，为我将来的工作提供了很多帮助。我感谢余继晔师弟。余继晔师弟聪明好学，为人也非常淳朴。在我读博的这几年里，他和我一起同舟共济，相互帮助一起解决了很多科研上的问题。我感谢实验室的曾明师兄、穆洁师姐、刘越师姐、罗辑、朱兴龙、刘维媛、王慧超、崔森、李志超、许亮、陈真、陈翔等同学，感谢你们陪伴我度过了这么多美好的时光。感谢李猛师兄，从华师大的读研开始，我们就相互合作，共同进步。至到今天我们依旧在科研上相互合作，生活上相互鼓励。

感谢好友杨之乐和陈姜伟，感谢十多年对我的照顾和支持。每当我孤单失落的时候，总能想起我们一起风风雨雨，潇潇洒洒的日子，年少时那份友谊最真挚。希望今后能继续并肩前进，做一辈子的好兄弟。

最后感谢我的母亲和所有家人。从小到大，每一位亲人都关心我，爱护我，给予我这世上最大的温暖和关怀。尤其我的母亲，不仅将我养育长大，也培养了我学习的能力，坚韧的性格。没有如此优秀的母亲，我的生活不会如此丰富多彩。

攻读学位期间发表的学术论文

- [1] **T. Yuan**, M. Chen, J. Y. Yu, W. Y. Liu, W. Luo, S. M. Weng and Z. M. Sheng. *Target transverse size and laser polarization effects on pair production during ultra-relativistic-intense laser interaction with solid targets*[J]. *Physics of Plasmas*, 2017, 24:720285.
- [2] **T. Yuan**, J. Y. Yu, W. Y. Liu, S. M. Weng, X. H. Yuan, W. Luo, M. Chen, Z M Sheng, and J. Zhang. *Spatiotemporal distributions of pair production and cascade in solid targets irradiated by ultra-relativistic lasers with different polarizations*[J]. *Plasma Physics & Controlled Fusion*, 2018, 60:065003.
- [3] J. Y. Yu, **T. Yuan**, W. Y. Liu, M. Chen, W. Luo, S. M. Weng and Z. M. Sheng. *QED effects induced harmonics generation in extreme intense laser foil interaction*[J]. *Plasma Physics & Controlled Fusion*, 2018, 60:044011.
- [4] W. Y. Liu, W. Luo, **T. Yuan**, J. Y. Yu, M. Chen, and Z. M. Sheng. *Enhanced pair plasma generation in the relativistic transparency regime*[J]. *Physics of Plasmas*, 2017, 24:103130.
- [5] W. Luo, W. Y. Liu, **T. Yuan**, M. Chen, J. Y. Yu, F. Y. Li, D. Del Sorbo, C. P. Ridgers, and Z. M. Sheng. *QED cascade saturation in extreme high fields*[J]. *Scientific Reports*, 2018, 8:8400.
- [6] W. Luo, S. D. Wu, W. Y. Liu, Y. Y. Ma, F. Y. Li, **T. Yuan**, J. Y. Yu, M. Chen, and Z. M. Sheng. *Enhanced electron-positron pair production by two obliquely incident lasers interacting with a solid target*[J]. *Plasma Physics & Controlled Fusion*, 2018, 60:095006.
- [7] S. M. Weng, Z. M. Sheng, M. Murakami, M. Chen, M. Liu, H. C. Wang, **T. Yuan**, and J. Zhang. *Optimization of hole-boring radiation pressure acceleration of ion beams for fusion ignition*[J]. *Matter and Radiation at Extremes*, 2018, 3:28-39.
- [8] Y. Fang, T. p. Yu, X. L. Ge, S. Yang, W. Q. Wei, **T. Yuan**, F. Liu, M. Chen, J. Q. Liu, and Y. T. Li. *Combined proton acceleration from foil targets by ultraintense short laser pulses*[J]. *Plasma Physics & Controlled Fusion*, 2016, 56:045025.

- [9] 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.
- [10] K. K. Magesh Kumar, M. Kumar, **T. Yuan**, Z. M. Sheng, and M. Chen. *Terahertz radiation from plasma filament generated by two-color laser gas-plasma interaction*[J]. *Laser & Particle Beams*, 2015, 33:473479.
- [11] M. Li, **T. Yuan**, Y. X. Xu, J. X. Wang, and S. N. Luo. *Particle in cell simulation on plasma grating contrast enhancement induced by infrared laser pulse*[J]. *Physics of Plasmas*, 2018, 25:053106.
- [12] M. Li, **T. Yuan**, Y. X. Xu and S. N. Luo. *Electron dynamics in high energy density plasma bunch generation driven by intense picosecond laser pulse*[J]. *AIP Advances*, 2018, 8:055012.
- [13] M. Li, J. X. Wang, **T. Yuan**, Y. X. Xu, and W. J. Zhu. *Dynamic high pressure generation through plasma implosion driven by an intense laser pulse*[J]. *AIP Advances*, 2017, 7:035007.