



· 超强激光激发的强场量子电动力学 ·

超强激光与固体靶作用驱动量子电动力学级联和稠密正电子产生的研究进展*

黄海荣¹, 张亮琪^{1,2}, 刘维媛^{3,4}, 余同普², 罗文¹

(1. 南华大学核科学技术学院, 湖南衡阳 421001; 2. 国防科技大学理学院, 长沙 410073; 3. 上海交通大学物理与天文学院, 激光等离子体教育部重点实验室, 上海 200240; 4. 上海交通大学, IFSA 协同创新中心, 上海 200240)

摘要: 极端超短超强激光脉冲的诞生将光与物质的相互作用推进到由辐射阻尼效应和量子电动力学 (QED) 效应占主导的高度非线性物理范畴。强场 QED 效应蕴含了丰富的物理过程包括辐射阻尼、高能伽马辐射、正负电子对产生、QED 级联、真空极化等, 是高能量密度物理和强场物理研究领域的前沿热点。QED 级联是解释致密天体辐射和伽马射线暴形成的重要物理机制, 其产生的稠密正电子源在高能物理、材料无损探测、癌症诊断等领域亦有重要的应用前景。介绍了 QED 级联过程及其理论模型, 讨论了固体靶中的 QED 级联发展及其诱导的非线性物理效应, 并回顾了固体靶中稠密正电子产生的主要研究成果。

关键词: 强场量子电动力学效应; 超强激光与固体靶作用; 级联发展; 稠密正电子产生; 分析模型

中图分类号: O539; O413.2

文献标志码: A

doi: 10.11884/HPLPB202335.220208

Research progress of quantum electrodynamics cascade and dense positron production driven by interaction between extremely intense lasers and solid targets

Huang Hairong¹, Zhang Liangqi^{1,2}, Liu Weiyuan^{3,4}, Yu Tongpu², Luo Wen¹

(1. School of Nuclear Science and Technology, University of South China, Hengyang 421001, China;

2. College of Science, National of Defense Technology, Changsha 410073, China;

3. Key Laboratory for Laser Plasmas of Ministry of Education, School of Physics and Astronomy, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China;

4. Collaborative Innovation Center of IFSA, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China)

Abstract: With the advent of ultra-short ultra-intense laser pulses, the interaction between light and matter enters the nonlinear physics regime dominated by radiation damping and quantum electrodynamics (QED) effects. The strong-field QED effects contain a wealth of physical processes, including radiation damping effect, high-energy gamma radiation, electron-positron pairs generation, QED cascade, vacuum polarization, and so on. These effects are frontiers and hot topics in high energy density physics and strong field physics. Among them, QED cascade is an important mechanism, which can explain the formation of the ultra-dense radiation in the cosmos and the gamma-ray burst, and the resulting dense positron source has important application prospects in high-energy physics, nondestructive assay of materials, and cancer diagnosis. In this paper, the cascading process of QED and the theoretical model are introduced, then the QED cascade development in solid targets and the resulting nonlinear physical effects are discussed. Finally, the main research results of dense positron generation in solid targets are reviewed.

Key words: strong-field quantum electrodynamics effects, the interaction of ultra-intense laser and solid target, the development of cascade, dense positron generation, analytical model

* 收稿日期: 2022-06-28; 修订日期: 2022-10-03

基金项目: 国家自然科学基金项目(11675075)

联系方式: 黄海荣, 1135819453@qq.com。

通信作者: 罗文, wenluo-ok@163.com。

量子电动力学(QED)级联普遍存在于黑洞、脉冲星、伽马射线暴等极端天体环境中^[1-3], 是许多星体表面磁层和大气层发生电磁暴的原因^[4], 也是相对论正负电子对等离子体和喷流形成的主要机制。强场 QED 级联研究对于揭示大质量黑洞、活动星系核等致密天体的辐射机制, 以及伽马暴的形成机制具有重要意义。如何在实验室中重现天体环境中的 QED 级联是当前研究的重要科学问题。强场 QED 级联还可以产生高温高密的正电子源, 这种正电子源是基础科学、医学、材料和国防等研究领域不可或缺的工具^[5-8]。

2018 年, 诺贝尔物理学奖获得者——Gérard Mourou 和 Donna Strickland 发明的啁啾脉冲放大(CPA)技术^[9], 为超强超短激光装置研制及其应用开辟了一条崭新的途径。当前, 人们可以在实验室产生激光峰值强度为 10^{23} W/cm² 的飞秒激光脉冲^[10]。近年来, 世界主要国家正在建设或者规划 10 PW 甚至更高的新一代超强超短激光设施, 包括欧盟极端光学装置^[11]、俄罗斯极光研究中心^[12]、法国 Apollon 大型激光装置^[13]。中国上海超短超强激光装置^[14] 已获得 10 PW 的峰值放大输出, 实验平台已基本建成, 同时面向 100 PW 激光输出的极端光物理 (Station of Extreme Light) 线站正在建设中。北京大学、上海交通大学、中国工程物理研究院的 10/100 PW 量级超强激光装置研制也有望获得启动。可以预见, 未来激光的聚焦强度将达到 10^{24} W/cm², 如此高强度的激光将为人类提供前所未有的极端物理条件与全新试验手段。

当激光峰值强度超过 10^{23} W/cm² 时, 光与物质相互作用进入由辐射主导的 QED 范畴, 展现了辐射阻尼^[15-18]、非线性康普顿散射^[19-20]、多光子 Breit-Wheeler (BW) 过程^[21-22] 等非线性 QED 效应。由于辐射阻尼效应往往伴随着高效伽马光子辐射, 新产生的伽马光子在激光场中通过 BW 过程产生正负电子对, 两个过程级联, 可导致雪崩效应, 产生大量的高能光子和正负电子对。如果 QED 级联效应变得非常显著, 最初的激光等离子体转化为由电子、正电子和光子组成的热稠密 QED 等离子体, 导致激光场的快速消耗。这种级联效应揭示了由于电场加速电子和正电子而恢复能量和动态 QED 参数的新特性, 有望使超强激光与物质相互作用进入由 QED 等离子体占主导的非线性区域。本文将主要介绍 QED 级联的理论模型, 以及回顾超强激光与固体靶作用驱动 QED 级联和稠密正电子产生的研究进展, 以期读者对该方向的研究现状有一个整体的了解。

1 QED 级联及其理论模型

QED 级联是由连续的高能光子辐射和光子衰变成正负电子对引起的, 如图 1 所示。在超强激光与固体靶相互作用中, 靶电子在短时间内被加速至相对论能量区域。这些高能电子在激光场中通过辐射光子损失能量, 从而对电子自身的运动产生阻尼作用, 这个过程称为辐射阻尼, 又称辐射反作用。当激光强度超过 10^{23} W/cm² 时, 电子的辐射功率和电子从光场中获得能量的速率可比拟, 辐射阻尼效应变得显著^[23-24]。随着激光强度的增加, 高能电子在强光场中可同时吸收多个激光光子, 并辐射出单个高能伽马光子, 即非线性康普顿散射。类似地, 高能伽马光子在强光场中可与多个激光光子相互作用产生正负电子对, 即非线性 BW 过程。当激光强度达到 10^{29} W/cm² 时, 电子在

单个康普顿波长内的能量增益可大于或等于其静止能量, 正负电子对可直接在真空中被激发, 这就是著名的 Schwinger 机制。上述过程产生的带电粒子在光场中振荡时损失横向动能, 同步辐射产生伽马射线以及诱发产生正负电子对, 因此导致 QED 级联过程的发生。QED 级联主要分为雪崩式级联和淋漓式级联。在淋漓式级联中, 高能电子在强激光场中多次地辐射伽马光子, 伽马光子衰变为正负电子对, 直到电子能量耗尽, 因此淋漓式级联中次级粒子的贡献很弱, 导致正电子的数目比较少^[25-27]。相比之下, 在雪崩式级联中, 电子和正电子都能在强电磁场中重复加速并不断辐射伽马光子, 从而引起伽马光子持续产生正负电子对, 直到激光场的能量耗尽。在这种情况下, 次级粒子的贡献使得正负电子对的数目急剧地增长, 并且激光的能量能以最高效率转换给正负电子对^[28-30]。

在 QED 级联过程中, 伽马光子和正负电子对产生的概率可通过无量纲 QED 参数 $\chi_e = \frac{e\hbar}{m_e^3 c^4} \sqrt{-(F_{\mu\nu} P_e^\nu)^2} \approx \frac{\gamma_e}{E_S} |\mathbf{E}_\perp + \beta \times c\mathbf{B}|$ 和 $\chi_\gamma = \frac{e\hbar}{m_e^3 c^4} \sqrt{-(F_{\mu\nu} P_\gamma^\nu)^2} \approx \frac{\hbar\omega}{2m_e c^2 E_S} |\mathbf{E}_\perp + \hat{\mathbf{k}} \times c\mathbf{B}|$ 来表征^[31], e 和 m_e 是电子(正电子)的电荷和质量, c 是光

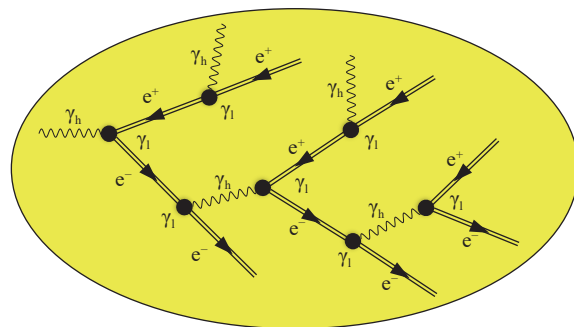


Fig. 1 Schematic diagram of a QED cascade in a super-strong laser field, double solid lines directed rightwards/leftwards represent electrons/positrons, and wavy lines represent high-energy photons

图 1 激光场中的 QED 级联示意图, 箭头向右表示电子, 箭头向左表示正电子, 波浪线表示高能光子

速, \hbar 是约化普朗克常数, $\mathbf{P}_{e,\gamma}^\nu$ 是电子(正电子)和光子的四维动量, $\mathbf{F}_{\mu\nu}$ 是电磁场张量, \mathbf{E}_\perp 和 \mathbf{B} 是激光场中电场的垂直分量和磁场, γ_e 是电子的洛伦兹因子, β 是真空中光速归一化的电子速度, E_S 是 Schwinger 临界电场, $\hbar\omega$ 是光子的能量。 χ_e 表征相对论电子(正电子)辐射高能光子的能力, 而 χ_γ 表征高能光子通过多光子 BW 过程产生正负电子对的能力。当 $\chi_{e,\gamma} \ll 1$ 时, 通过经典电动力学的方法可以计算激光场中辐射伽马光子和产生正负电子对的概率^[32], $W_\gamma \sim 1.44 \frac{\alpha m_e^2 c^4}{\pi \hbar \varepsilon_e} \chi_e$ 和 $W_{\text{pair}} \sim 0.23 \frac{\alpha m_e^2 c^4}{\hbar \varepsilon_\gamma} \chi_\gamma \exp\left(-\frac{8}{3\chi_\gamma}\right)$ 。其中 α 是精细结构常数, $\varepsilon_{e,\gamma}$ 表示初始电子(正电子)和伽马光子的能量($\varepsilon_\gamma \ll \varepsilon_e$)。可以看出, 伽马光子发射概率与 χ_e 成正比, 正负电子对的产生概率受指数抑制, 大大抑制了 QED 级联的发展。当 $\chi_{e,\gamma} \gg 1$ 时, 辐射的单个光子能量与电子能量可比拟($\varepsilon_\gamma \leq \varepsilon_e$), 经典电动力学理论已无法准确描述电子在电磁场中的动力学, 因此要使用 QED 理论来描述。随着激光强度的增加, 伽马光子辐射和正负电子对产生机制逐渐由弱线性过渡到非线性阶段, 在非线性康普顿散射中, 伽马光子产生概率^[32] $W_\gamma \sim 1.46 \frac{\alpha m_e^2 c^4}{\hbar \varepsilon_e} \chi_e^{2/3}$ 。高能伽马光子通过非线性 BW 过程衰变为正负电子对, 衰变概率^[32] $W_{\text{pair}} \sim 0.38 \frac{\alpha m_e^2 c^4}{\hbar \varepsilon_\gamma} \chi_\gamma^{2/3}$, 呈现非线性增长。

图 2 给出了在双束线偏振激光对撞情况下, $\chi_{e,\gamma}$ 的最大值随激光强度 I_0 (假设激光波长 $\lambda = 1 \mu\text{m}$) 的变化趋势。QED 级联主要发生在驻波场的波腹处 ($B=0$), 此时 χ_e 的最大值 $\chi_{e,\text{max}} \sim 2a_0^2/a_S$, a_0 和 a_S 分别是激光场的归一化振幅以及归一化临界场振幅^[33]。在线偏振激光中 $a_0 \approx 0.85 \times 10^{-9} I_0^{1/2}$ [W/cm^2] λ [μm], 因此 $\chi_{e,\text{max}} \approx 3.52 I_0$ [$10^{24} \text{W}/\text{cm}^2$]。假设辐射的单个光子能量与电子能量相等, 即 $\varepsilon_\gamma = \varepsilon_e$, 可获得 χ_γ 的最大值 $\chi_{\gamma,\text{max}} \approx 1.76 I_0$ [$10^{24} \text{W}/\text{cm}^2$]。当 $I_0 \geq 2.9 \times 10^{23} \text{W}/\text{cm}^2$ 时, $\chi_{e,\text{max}} \geq 1$, 此时量子效应开始显著。随着激光的强度增加, $\chi_{e,\gamma}$ 逐渐趋于平滑。图 3 给出了伽马光子和正负电子对产生概率随激光强度的变化趋势, 通过 BW 过程产生的正负电子对在强场极限中变得显著, 其产生概率与伽马光子发射概率相当。而在弱场极限中, $W_{\text{pair}} \ll W_\gamma$, 尤其是当 $I_0 < 5.7 \times 10^{22} \text{W}/\text{cm}^2$ 时, $\chi_\gamma < 0.1$, 正负电子对产生概率极小^[34]。因此, 一个大的 $\chi_{e,\gamma}$ 值是启动 QED 效应的先决条件, 尤其是当 $\chi_\gamma \geq 1$ 时, QED 级联变得非常重要。

$\chi_{e,\gamma}$ 不仅依赖于粒子动量、电磁场强度, 而且取决于它们的运动方向。为了进一步诱发 QED 级联, 激光和靶的相互作用布局变得至关重要。虽然当靶电子的运动与电磁波传播方向相反时, QED 级联可能发生在单平面电磁波中。但是, 产生的正负电子对主要沿波的传播方向运动, 因此 QED 级联效应快速减弱。相反, 驻波场更有利于

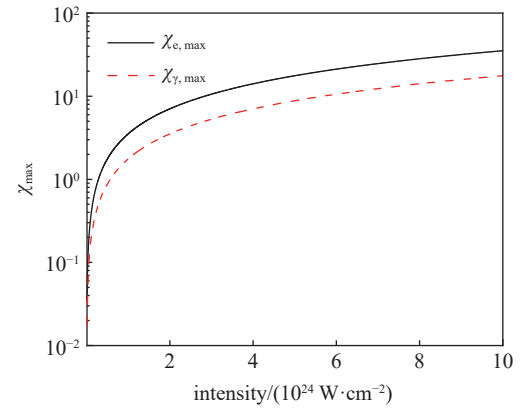
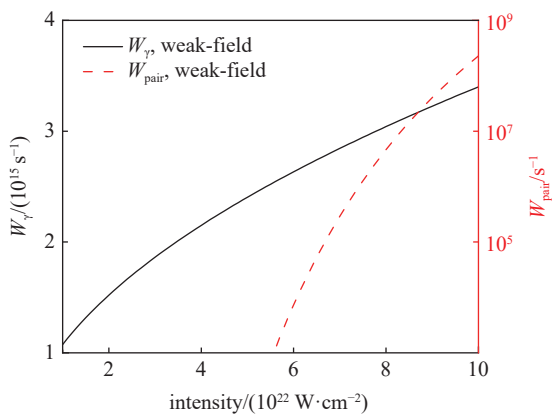
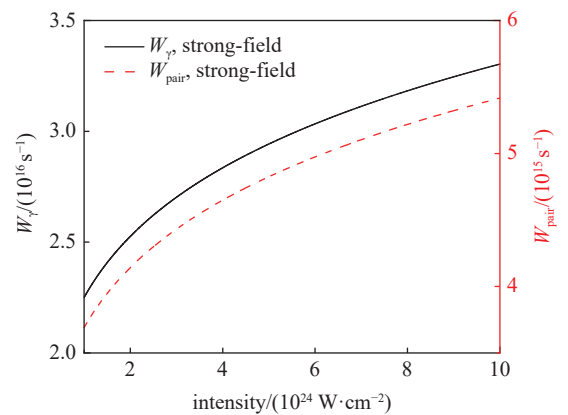


Fig. 2 Maximum value of parameter $\chi_{e,\gamma}$ as a function of laser intensity ($\lambda = 1 \mu\text{m}$) in the case of counter-propagating linearly polarized lasers

图 2 在两束线偏振激光对向碰撞情况下, 参数 $\chi_{e,\gamma}$ 的最大值与激光强度 ($\lambda = 1 \mu\text{m}$) 的变化关系



(a) low intensity regime (corresponding to weak-field limit)



(b) high intensity regime (corresponding to strong-field limit)

Fig. 3 Photon emission probability and positron-electron pair creation probability as a function of laser intensity ($\lambda = 1 \mu\text{m}$) in the case of counter-propagating linearly polarized lasers

图 3 在两束线偏振激光对向碰撞情况下, 伽马光子发射和正负电子对产生的概率与激光强度的变化关系

QED 级联的发展。2008 年, Bell 和 Kirk^[28] 首先探讨了激光场中的雪崩型级联, 并发现两束相向传播的圆偏振激光脉冲形成的驻波可以使 QED 级联高效地发展。随着场强的减小, 正负电子对产生概率呈指数形式消失, 因此级联所需的激光强度存在一个大致阈值。随后, Kirk 等^[29] 改进了经典电子轨迹的算法, 研究了在不同激光形状和偏振的条件下正电子的产生率; 理论计算发现相向传播的线偏振激光在强度达到 10^{24} W/cm² 时, 正负电子对的产生会形成雪崩效应。Kirk 等^[29] 的理论计算还存在不足, 一方面在计算辐射过程中, 依然采用经典的 Landau-Lifshitz 方程, 即整个辐射过程是连续的。然而, 当 $\chi_e > 0.1$ 时, 量子效应变得显著, 此时的伽马辐射是随机离散的。另一方面, 此方法只考虑了第一代级联粒子而没有考虑次级粒子的贡献。

为了更准确地描述雪崩型级联, Fedotov 等^[30] 基于旋转电场模型, 同时考虑级联发展对激光场演化的影响, 定性分析了 QED 级联发展, 发现旋转场模型可以很好解释 Bell 等^[28] 的研究结果。针对驻波中随机轨道的复杂性和 QED 级联的高度非线性, Bashmakov 等^[32] 提出了任意极化电磁场中 QED 级联的简单分析模型(理想模型), 并基于单粒子动力学推导了级联增长率

$$\Gamma_+ = 0.5W_{\text{pair}} \left(\sqrt{\frac{8W_\gamma}{W_{\text{pair}}} + 1} - 1 \right) \quad (1)$$

通过计算级联增长率, 可以更准确地评估方案中产生 QED 级联的效率。Grismayer 等^[33-34] 进一步分析理想级联模型和旋转场模型在弱场极限($\chi_e \ll 1$)和强场极限($\chi_e \gg 1$)下的级联增长率。与之前 Bell 等^[26] 的研究结果相比较, 在激光强度较低(弱场)时 Grismayer 等^[33] 的模型得出的级联增长率较高, 其原因是 Bell 等^[26] 模型计算光子的方法采取了经典的连续辐射导致对光子光学深度的低估。以上研究模型均以粒子动力学为基础建立, 超强激光场中粒子的动力学受到级联效应的显著影响, 级联粒子密度的连续性方程可表示为^[32]

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(v_x n) - \Gamma_+ n = 0 \quad (2)$$

其中 n 是级联粒子的数密度, v 是粒子速度, Γ_+ 是级联增长率。一方面, 当 $\Gamma_+ \gg 1$ 时, $v_x < 1$, 且 QED 事件之间的粒子位移 $\delta x < 1$ 时, 可以忽略公式(2)的第二项, 大多数粒子是在给定的空间点产生的, 而不是来自附近的位置。另一方面, 由于对等离子体的纵向压缩效应, 所产生的正电子和电子很难沿纵向发射。基于这两个方面, 在激光与固体靶相互作用驱动 QED 级联中, Luo 等采用级联粒子动力学, 构建了稠密等离子体中的 QED 级联发展模型, 描述了两束相向传播的激光脉冲辐照固体薄靶中的 QED 级联效应, 获得正负电子对和伽马光子的数目随时间演化的表达式^[36]

$$N_{e+p} \approx 0.5N_{e0} [\exp(\Gamma_+ t) + \exp(-\Gamma_+ t)] - N_{e0} \quad (3)$$

$$N_\gamma \approx \frac{N_{e0}\Gamma_+}{4W_{\text{pair}}} [\exp(\Gamma_+ t) - \exp(-\Gamma_+ t)] \quad (4)$$

这里 N_{e+p} , N_γ , N_{e0} 分别为电子和正电子数、伽马光子数、激光焦点中的靶电子(种子电子)数。在此模型中, 伽马光子沿电子运动速度方向发射, 同时伽马光子带走了电子的大部分能量, 为了简单起见, 可以假设 $\chi_\gamma \approx \chi_e \gg 1$, 从而得到 $W_\gamma/W_{\text{pair}} \geq 3.8$ 。研究表明, 从激光到正负电子对的能量转换效率和平均级联增长率 $\bar{\Gamma}_+$ 阈值分别为 15%~20% 和 2.3^[36]。

随着 QED 级联不断发展, 体系中的电子-离子等离子体和产生的正负电子对等离子体有可能达到甚至超过相对论修正的临界密度。此时, 由于趋肤效应, 激光场在等离子体中的最大值随着正负电子对等离子体密度逐渐增大而减弱, 使得电子(正电子)的平均洛伦兹因子降低, 从而抑制正负电子对的进一步产生。由于趋肤效应的影响, Slade-Lowther 等^[37] 针对公式(3)进行了探索性的修正, 其修正因子为 $\exp(-\lambda/\delta_s)$ 。此修正与激光波长 λ 和相对论趋肤深度 $\delta_s = \sqrt{\bar{\gamma}}c/\omega_p \in (0, \infty)$ 有关。其中, $\bar{\gamma}$ 为电子的平均洛伦兹因子, ω_p 是最初存在的电子-离子等离子体中的等离子体频率。也就是说, 在相对论趋肤深度 $\delta_s \gg \lambda$ 的极限下, 修正因子趋近于 1, 由此产生非相对论临界密度情况下的结果, 见公式(3)。当趋肤深度变小($\delta_s \ll \lambda$)时, 由于强激光场与等离子体作用区域减小, 正负电子对的产生过程几乎终止。

2 超强激光与固体靶作用中的 QED 级联研究进展

迄今为止, 已经有大量关于超强激光与等离子体作用驱动 QED 级联的研究, 例如雪崩级联^[28-30, 38]、级联发展^[32-37]、

激光能量吸收^[38-42]，以及激光等离子体参数对级联过程的影响^[43-44]等方面。QED 级联具有高度非线性，蕴含着丰富的等离子体动力学效应。下面从 QED 级联发展及其诱导的非线性物理效应两方面介绍强激光与固体靶相互作用驱动 QED 级联的研究进展。

2.1 QED 级联发展

随着激光强度的变化，激光与等离子体相互作用的主导机制会由辐射阻尼效应转变为 QED 等离子体效应，导致 QED 级联粒子（正负电子对、光子）运动的行为不同。对于激光强度较低的情况下（ 10^{23} W/cm²），激光与等离子体相互作用的机制由辐射主导。2002 年 Zhidov 等^[45]指出在强激光和等离子体相互作用中需要考虑辐射阻尼效应，尤其是在高密度等离子体中激光的相对不透明增加了纵向的激光辐射压，使电子加速到超相对论能量，辐射效率增加，辐射阻尼效应开始发挥作用。辐射阻尼效应对正负电子对等离子体的动力学行为有显著影响，当正负电子对在激光场中剧烈辐射时，辐射阻尼与有质动力相抵消，正负电子可不被排开，而是长时间保持在激光场强较高的区域运动，通过辐射快速损失能量，这些正负电子对会被俘获在驻波中有质动力势最弱的波节处，这一现象被称为辐射俘获效应，该现象是由 Ji 等^[15,46]通过数值模拟首次观测到。该现象在图 4(a)和图 4(b)中显示的粒子时空分布图中更为显著^[36]。在低强度下，正负电子对被俘获在激光场的节点处。当激光脉冲通过其峰值振幅时，这些被俘获在电场节点的正负电子对，开始从俘获中心向外移动，如图 4(a)所示。因此，正负电子辐射的伽马光子从固体靶的位置向外传播，如图 4(b)所示。正负电子在激光场中持续辐射高能伽马光子，这些伽马光子与对向入射

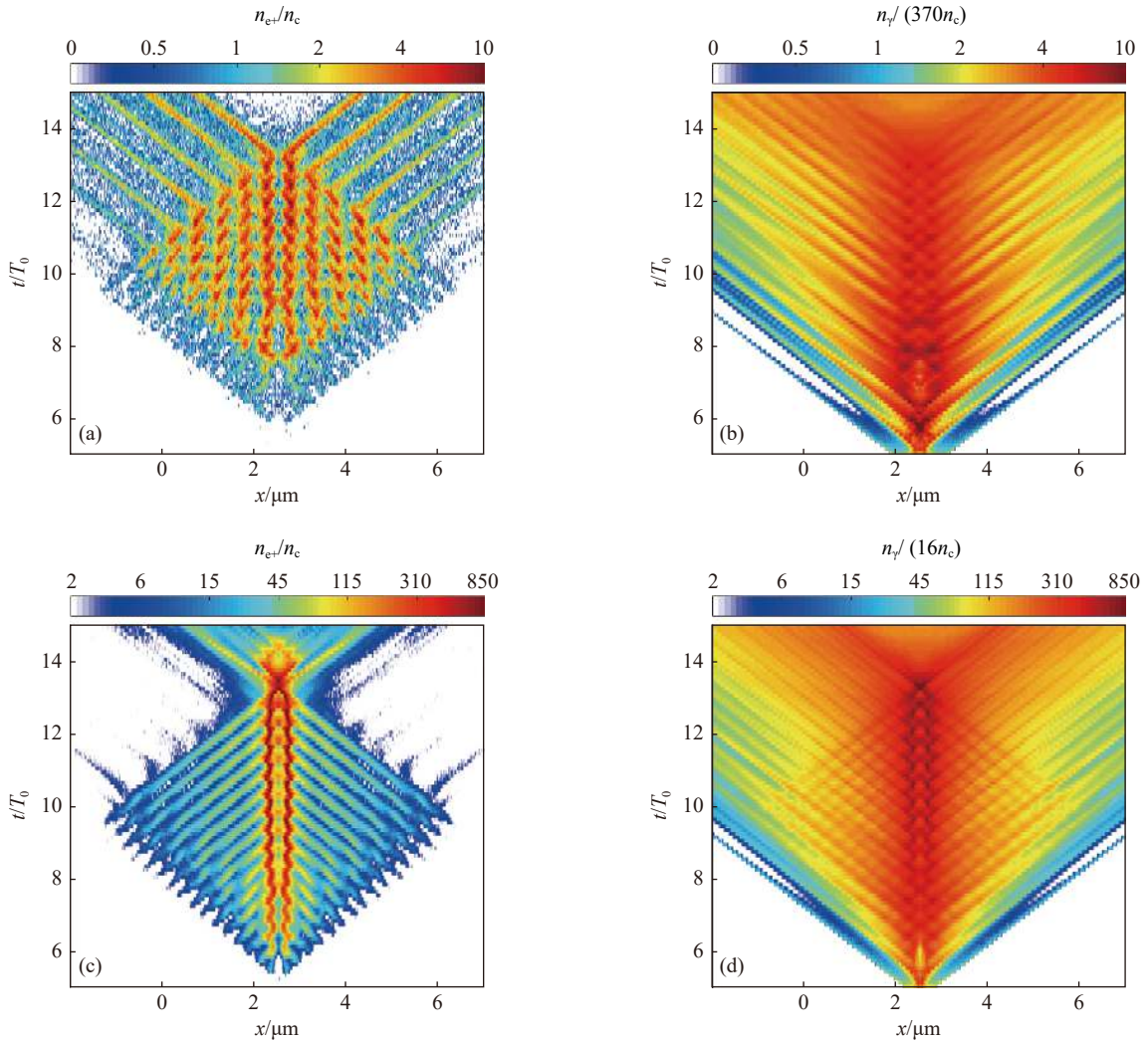


Fig. 4 Spatiotemporal evolutions of the positron (a) and (c) and high-energy photon (b) and (d) densities at $y = 0$ in the case of counter-propagating linearly polarized lasers interaction with solid targets, where sub figures (a) and (b) and (c) and (d) are shown for the cases with the laser intensities of 4×10^{23} and 1.2×10^{24} W/cm², respectively^[36]

图 4 两束对向传播激光与薄固体靶相互作用下，在 $y=0$ 处的正电子密度时空演化图 [(a) 和 (c)] 以及高能光子密度的时空演化图 [(b) 和 (d)]，其中图 [(a) 和 (b)] 和 [(c) 和 (d)] 分别显示了激光强度为 4×10^{23} 和 1.2×10^{24} W/cm² 的情况^[36]

的激光脉冲相撞,然后通过 BW 过程继续产生正负电子对,导致正负电子对等离子体密度增长。此时, QED 级联处于增长阶段。

随着激光强度的增加, QED 级联发展愈演愈烈,激光与等离子体作用逐渐过渡到 QED 等离子体占主导的区域,正负电子对朝中心挤压,如图 4(c)所示。Baumann 等^[47]的研究表明随着激光强度增加,级联产生的正负电子对改变了激光等离子体动力学,打破了电子势阱。针对这一现象, Luo 等^[36]进一步研究了激光强度对级联发展的影响,获得了 QED 级联效应和激光强度之间的定标关系。当激光强度超过阈值强度 I_{th} 时,级联增长明显减缓,逐渐达到饱和状态。级联饱和使得正负电子对等离子体的密度大大增加,促进了新的带电粒子动力学现象发生。相比于低强度区域,高强度区域产生的正负电子对可以获得更高的洛伦兹因子和更高的 $\chi_{e\gamma}$ 值,因此被俘获的正负电子对受到的辐射阻尼力与有质动力之间的动态平衡被打破,驻波场消失。此时入射激光脉冲的有质动力不断挤压外层的正(负)电子束向中心运动,如图 4(c)所示。在挤压过程中,高能稠密的正负电子对与反射的激光脉冲相互作用,辐射大量伽马光子,这些伽马光子向靶的初始位置运动,如图 4(d)所示,从而能够再一次引发 QED 级联,使得正负电子对等离子体密度可以超过相对论的临界等离子体密度。

除了激光强度会影响 QED 级联发展,固体靶的初始密度也会影响 QED 级联的发展, Slade-Lowther 等^[37]发现当初始靶密度接近相对论的临界密度时,会降低级联达到饱和的阈值强度,并且随着靶密度降低,形成级联饱和所需的激光强度增加。当初始靶密度超过相对论临界密度时,此时靶的初始密度过大,导致电子-离子等离子体产生趋肤效应,屏蔽了激光场, QED 级联被迅速抑制。最近的研究表明,光子极化和电子自旋只会改变级联增长率,从而影响级联饱和和所需的阈值强度^[48]。但级联的饱和与抑制完全取决于等离子体动力学过程,所以电子自旋和光子极化不会改变级联发展的阶段。

2.2 QED 级联诱导的谐波产生

QED 级联效应产生的大量正负电子对可以在激光场的横向振荡中诱导谐波产生。Yu 等^[49]分析了激光偏振和激光强度对这种谐波的影响,发现透射场和反射场都携带谐波分量,其中反射场携带大部分谐波分量。当激光强度下降后,等离子体对激光能量的吸收减弱,等离子体区域不能形成足够高密度的正负电子对,从而谐波消失。通过区分产生光子和正负电子对的级联深度^[50],分析了 QED 级联对谐波产生的影响。一旦 QED 级联效应被人为关闭或降低激光强度,正负电子对的产生将被抑制,谐波将消失。结果表明,这种谐波是由 QED 效应,尤其是级联过程产生的。最后,他们还分析了谐波产生的电流,发现由 QED 级联产生的正负电子对可以引起一定范围内的密度振荡,频率为激光场频率 ω_0 的 2 倍和 4 倍,当这些正负电子对在激光场中运动时,会引起 $3\omega_0$ 和 $5\omega_0$ 阶次的谐波产生。尽管当前 QED 级联产生的谐波阶次和强度不足以作为实际中的高次谐波辐射源,但是对未来诊断超强激光和固体相互作用驱动 QED 级联效应提供了一种可能途径。

3 超强激光驱动固体靶产生稠密正电子的研究进展

相对论正电子产生一直以来都是研究人员关注的热点话题。近年来,研究人员在超强激光驱动固体厚靶 (mm 级) 产生 Bethe-Heitler (BH) 正电子方面开展了大量的研究工作^[51-58]。在 BH 过程中,激光加速的超热电子被靶核的库伦场减速产生高能的正电子,这些光子与靶核的库伦场作用,产生正负电子对^[59-60]。1998 年, Liang 等^[57]首次提出利用双束强激光 (约 10^{20} W/cm²) 直接辐照高 Z 固体靶产生稠密正电子束的方案,理论计算了 BH 过程的正电子产率在 10^8 s⁻¹ 左右。随后 Shen 等^[58]考虑了激光在固体靶中的有限趋肤深度,发现正电子产率将显著减小。近期, Chen 等^[51-53]在激光装置开展了一系列激光直接辐照 Au 靶产生 BH 正电子的实验,一方面获得高能 (4~7 MeV) 稠密 (约 10^{16} cm⁻³) 的正电子,另一方面演示了靶背鞘层场对正电子加速的影响,以及正电子产额与激光能量呈平方关系。Sarri 等^[54]开展了激光尾场加速电子束与高 Z 靶作用产生正电子的实验,发现正电子束具有短脉冲 (约 30 fs)、准直性 (约 3 mrad) 和稠密 (10^{14} ~ 10^{15} cm⁻³) 的束流特征。上述研究表明, BH 过程产生的正电子的密度一般不超过 10^{17} cm⁻³, 平均能量小于数十 MeV。当超强激光 ($> 10^{22}$ W/cm²) 辐照低 Z 固体靶^[61-64] 或近临界密度等离子体靶^[65-67] 时,通过非线性多光子 BW 过程可产生数密度超过 10^{21} cm⁻³、平均能量可达数百 MeV 的高能稠密正电子。此外,虽然利用超强激光与高能电子束相互作用,可以通过非线性多光子 BW 过程产生能量达到 GeV 的自旋极化正电子^[68-70],但是所获得的正电子数目受到电子束密度和伽马光子极化度的限制。因此,如何激发固体靶中的非线性 QED 效应,实现高温高密正负电子对等离子体的稳定产生是当前强场 QED 效应研究的重点和难点。下面从单束激光辐照方案和双束激光辐照方案介绍超强激光和固体靶相互作用通过非线性多光子

BW 过程产生稠密正电子的研究进展。

3.1 单束激光驱动固体靶中的稠密正电子产生

2012年, Ridgers 等^[61]首次使用 EPOCH 程序模拟了峰值功率为 12.5 PW 的激光与 1 μm 厚度的平面铝靶相互作用, 获得了平均能量为 200 MeV、密度高达 10^{20} cm^{-3} 的高能稠密正电子, 其密度比实验上传统机制得到的结果高出 7 个量级。该方案中稠密正电子主要产生在激光打洞的区域, 激光的有质动力推动靶表面电子向前运动, 向前加速的电子与反射的激光发生非线性康普顿散射产生伽马光子, 伽马光子在激光场中通过 BW 过程产生正负电子对, 正负电子对在激光的有质动力作用下堆积在靶的前端, 形成了稠密正电子。这一过程中, 激光等离子体相互作用中的能量转换模式和传统领域大有不同, 大量能量从电子转换到辐射的高能伽马光子, 最后再转移到正负电子对, 等离子体本身也从经典等离子体随之过渡到 QED 等离子体^[61, 71]。Ridgers 等在 2013 年的研究表明 QED 等离子体中的这种新的能量转换模式, 会改变离子的能谱, 并且随着激光强度的增加提高正负电子对的激光能量转换效率, 如在激光强度达到 320 PW 时, 正负电子对的转化效率可高达 10%^[71]。

通过改变激光的功率^[71]、焦斑半径^[72]、相位偏振^[73-74]和靶密度^[75]等激光等离子体参数可以增强正负电子对的产生。Yuan 等^[74]研究发现正电子的产生依赖于固体薄靶的横向尺寸和激光脉冲持续时间; 另外, 在圆偏振激光情况下, 由于在初始阶段离子加速过程, QED 效应被延迟打开, 导致正电子的产额比线偏振情况下要小约一半。Del Sorbo 等^[75]研究了靶的密度对正负电子对产生的影响, 当靶的初始密度接近相对论临界密度时, 激光的能量能够有效地传递给正负电子对。如果固体靶的密度大大高于或低于相对论修正的临界密度, 正负电子对产生的级联不能被启动, 激光能量有效转为离子能量, 会抑制正电子产生。因此, 根据不同的激光脉冲形状, 设计不同固体靶的结构, 可以实现正负电子对产额的最大化。

为了实现稠密正电子的产生, 最佳的方案是在靶前设置凹槽结构^[76]或者锥型通道^[77], 这样可以更早地提高等离子体对激光的吸收率, 实现能量从激光到正负电子对的转化。此外, Kulcsár 等^[78]、Léczi 等^[79-80]提出的激光与纳米阵列靶相互作用的方案。它可以降低激光到靶的准直要求, 提高激光与阵列靶的耦合效率, 导致激光到正电子的能量转化效率明显增加。考虑到激光与阵列靶的有效耦合以及等离子体反射镜的作用影响^[73, 81], 阵列靶的尺寸对正电子产生的影响值得进一步研究。Zhang 等^[82]针对强度为 $8 \times 10^{23} \text{ W/cm}^2$ 的激光, 通过模拟大量的靶参数(衬底靶厚、导线靶间距、长度、半径), 得到了最优阵列靶结构的参数(衬底靶厚为 2.5 μm , 导线靶间距为 3.5 μm 、长度为 12 μm 、半径为 0.5 μm), 获得密度为 10^{22} cm^{-3} 量级、能量为 GeV 量级的稠密高能正负电子源, 并且激光到正负电子对的能量转化效率高达 0.7%。

3.2 双束激光驱动固体靶中的稠密正电子产生

相较于单束激光和靶相互作用, 双束激光电磁场叠加产生正电子的方案, 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, 正负电子对的数目随着激光强度的增加很快呈指数增长, 从而正负电子对进入级联过程; 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, 对于靶的要求较低(不需要靶密度高, 范围大, 各种预设的特殊结构), 甚至可以用少量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。因此, 多篇文章对利用双束激光脉冲与固体靶相互作用产生稠密正电子进行了讨论^[63-64, 83-91]。

Luo 等^[64]和 Chang 等^[63]研究了两束对向传播激光与薄固体靶的相互作用, 实现了非线性 QED 效应的显著激发, 进而产生了稠密正电子 ($> 10^{21} \text{ cm}^{-3}$)。产生过程分为两个方面: 一方面, 两个反向传播的激光脉冲对称地照射和压缩固体靶, 导致固体靶表面电子密度增加, 使得靶对激光的反射率也提高, 在靶的两侧形成由入射和反射激光脉冲叠加的驻波, 电子在驻波场中振荡辐射伽马光子, 进而产生正负电子对; 另一方面, 当打洞结束时, 固体靶开始热膨胀(静电和热压力之和超过激光辐射压力), 当激光与靶满足一定条件时, 靶相对于激光处于相对论透明状态^[89, 92], 使得激光最终穿透靶与另一侧入射激光直接形成新的较为稳定的驻波场, 从而产生致密的高能电子-正电子对等离子体^[85]。该方案最大的优势是形成了稳定的驻波场, 在驻波场和辐射阻尼效应共同作用下, 正电子能够被捕获在驻波场的波节处, 除了可以获得稠密的正电子, 还可以对正电子进行调制^[73]。但是不同的偏振激光形成的驻波场不同, 从而影响正电子的产生。线偏振激光形成的驻波场的波腹沿极化轴同步振荡, 使得大量电子在驻波场波腹中振荡, 获得较高的 χ_e 。而圆偏振激光驻波场的腹波绕轴同步旋转, 使得电子绕轴旋转极不稳定, 电子很快从腹波移动到节点。因此线偏振激光脉冲容易进入 QED 主导的相互作用区域, 促进级联发展和正电子的产生^[87]。考虑圆偏振激光横向场分布对粒子的抑制和线偏振激光可产生超热电子的特性, Li 等^[83]提出双束椭圆偏振激光

驱动薄固体靶对撞的方案,由于在靶对撞前发生相对论诱导透明效应,激光得以穿透薄膜靶并与对向高能相对论电子层碰撞,最终获得了最大密度为 $2.5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ 的 GeV 正电子源。

在双束碰撞方案中,考虑到双束激光的空间重合具有一定的挑战性,Luo 等^[91]在 2018 年提出了两束斜入射激光与平面靶作用增强产生稠密正电子的物理方案。当两束斜入射激光脉冲聚集到平面靶时,激光打洞过程得到了增强,电子受到的横向电场力增大,在激光脉冲前端会形成更为稠密的电子趋肤层,这使得反射激光呈现出更好的聚焦性并显著增强了靶形变区域的电磁场,该区域产生的高能伽马光子的能量会增加,从而提高了多光子 BW 过程的概率。另外,双束激光驱动圆柱通道靶^[88]、圆柱丝靶^[84]可以实现激光导引和产生横向磁场,导致伽马辐射和正电子的增强产生。这些研究方案为高能稠密正电子的实验研究提供了重要的理论参考和技术方案。

4 结 论

随着全球范围内 10 PW 超强激光装置的兴建,强激光驱动的 QED 级联效应的研究已成为目前国际强场物理领域的热点课题。本文对固体靶中的 QED 级联研究进展进行了相对全面的介绍。主要内容包括:QED 级联的理论模型,QED 级联的发展及其诱导的非线性物理效应,以及固体靶中稠密正电子的产生。

当前的 QED 级联效应研究主要通过理论分析及数值模拟来实现。尽管理论预测了一些新颖的等离子体动力学现象,譬如正负电子对等离子体中心挤压和谐波产生,然而这些效应仍然有待于实验方面的检验。优化相互作用布局,提升激光能量转换效率和伽马辐射和正电子的产额,以及降低激光强度和能量的阈值要求,这些都是强场 QED 级联的重点研究内容。同时,粒子的自旋特性对 QED 级联效应及其诱导的动力学效应的作用影响仍有待研究。最后,QED 级联产生的稠密正电子源在科学研究、医学治疗、工业生产等领域有较大的应用潜力,优化正电子源的品质以满足实际应用的要求是另一个值得重点关注的课题。

参考文献:

- [1] Blandford R D, Znajek R L. Electromagnetic extraction of energy from Kerr black holes[J]. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 1997, 179(3): 433-456.
- [2] Michel F C. Theory of pulsar magnetospheres[J]. *Reviews of Modern Physics*, 1982, 54(1): 1-66.
- [3] Piran T. The physics of gamma-ray bursts[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2005, 76(4): 1143-1210.
- [4] Medin Z, Lai Dong. Pair cascades in the magnetospheres of strongly magnetized neutron stars[J]. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2010, 406(2): 1379-1404.
- [5] Danielson J R, Dubin D H E, Greaves R G, et al. Plasma and trap-based techniques for science with positrons[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2015, 87(1): 247-306.
- [6] Atcher R W, Friedman A M, Huizenga J R, et al. Manganese-52m, a new short-lived, generator-produced radionuclide: a potential tracer for positron tomography[J]. *Journal of Nuclear Medicine*, 1980, 21(6): 565-569.
- [7] Manus M P M, Hicks R J, Matthews J P, et al. Positron emission tomography is superior to computed tomography scanning for response-assessment after radical radiotherapy or chemoradiotherapy in patients with non-small-cell lung cancer[J]. *Journal of Clinical Oncology*, 2003, 21(7): 1285-1292.
- [8] Gidley D W, Peng H G, Vallery R S. Positron annihilation as a method to characterize porous materials[J]. *Annual Review of Materials Research*, 2006, 36: 49-79.
- [9] Strickland D, Mourou G. Compression of amplified chirped optical pulses[J]. *Optics Communications*, 1985, 56(3): 219-221.
- [10] Yoon J W, Kim Y G, Choi I W, et al. Realization of laser intensity over 10^{23} W/cm^2 [J]. *Optica*, 2021, 8(5): 630-635.
- [11] Eli. Extreme light infrastructure[EB/OL]. <https://eli-laser.eu/>.
- [12] Exawatt center for extreme light studies[EB/OL]. <https://xcels.iapras.ru/news.html>.
- [13] Papadopoulos D N, Ramirez P, Genevriev K, et al. High-contrast 10 fs OPCPA-based front end for multi-PW laser chains[J]. *Optics Letters*, 2017, 42(18): 3530-3533.
- [14] Li Shuai, Wang Cheng, Liu Yanqi, et al. High-order dispersion control of 10-petawatt Ti: sapphire laser facility[J]. *Optics Express*, 2017, 25(15): 17488-17498.
- [15] Ji Liangliang, Pukhov A, Kostyukov I Y, et al. Radiation-reaction trapping of electrons in extreme laser fields[J]. *Physical Review Letters*, 2014, 112: 145003.
- [16] Gonoskov A, Bashinov A, Gonoskov I, et al. Anomalous radiative trapping in laser fields of extreme intensity[J]. *Physical Review Letters*, 2014, 113: 014801.
- [17] Wistisen T N, Di Piazza A, Knudsen H V, et al. Experimental evidence of quantum radiation reaction in aligned crystals[J]. *Nature Communications*, 2018, 9: 795.
- [18] Cole J M, Behm K T, Gerstmayr E, et al. Experimental evidence of radiation reaction in the collision of a high-intensity laser pulse with a laser-wakefield accelerated electron beam[J]. *Physical Review X*, 2018, 8: 011020.
- [19] Compton A H. A quantum theory of the scattering of X-rays by light elements[J]. *Physical Review*, 1923, 21(5): 483-502.

- [20] Seipt D, Kämpfer B. Nonlinear Compton scattering of ultrashort intense laser pulses[J]. *Physical Review A*, 2011, 83: 022101.
- [21] Breit G, Wheeler J A. Collision of two light quanta[J]. *Physical Review*, 1934, 46(12): 1087-1091.
- [22] Burke D L, Field R C, Horton-Smith G, et al. Positron production in multiphoton light-by-light scattering[J]. *Physical Review Letters*, 1997, 79(9): 1626-1629.
- [23] 吉亮亮, 耿学松, 伍艺通, 等. 超强激光驱动的辐射反作用力效应与极化粒子加速[J]. *物理学报*, 2021, 70: 085203. (Ji Liangliang, Geng Xuesong, Wu Yitong, et al. Laser-driven radiation-reaction effect and polarized particle acceleration[J]. *Acta Physica Sinica*, 2021, 70: 085203)
- [24] Gonoskov A, Blackburn T G, Marklund M, et al. Charged particle motion and radiation in strong electromagnetic fields[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2022, 94: 045001.
- [25] Akhiezer A I, Merenkov N P, Rekalov A P. Kinetic theory of electromagnetic showers in strong magnetic fields[J]. *Yadernaya Fizika*, 1995, 58(3): 491-500.
- [26] Mironov A A, Narozhnyi N B, Fedotov A M. Collapse and revival of electromagnetic cascades in focused intense laser pulses[J]. *Physics Letters A*, 2014, 378(44): 3254-3257.
- [27] Mironov A A, Fedotov A M, Narozhnyi N B. Generation of quantum-electrodynamics cascades in oblique collisions of ultrarelativistic electrons with an intense laser field[J]. *Quantum Electronics*, 2016, 46(4): 305-309.
- [28] Bell A R, Kirk J G. Possibility of prolific pair production with high-power lasers[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 101: 200403.
- [29] Kirk J G, Bell A R, Arka I. Pair production in counter-propagating laser beams[J]. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2009, 51: 085008.
- [30] Fedotov A M, Elkina N V, Gelfer E G, et al. Radiation friction versus ponderomotive effect[J]. *Physical Review A*, 2014, 90: 053847.
- [31] Ritus V I. Quantum effects of the interaction of elementary particles with an intense electromagnetic field[J]. *Journal of Soviet Laser Research*, 1985, 6(5): 497-617.
- [32] Bashmakov V F, Nerush E N, Kostyukov I Y, et al. Effect of laser polarization on quantum electrodynamic cascading[J]. *Physics of Plasmas*, 2014, 21: 013105.
- [33] Grismayer T, Vranic M, Martins J L, et al. Seeded QED cascades in counter propagating laser pulses[J]. *Physical Review E*, 2017, 95: 023210.
- [34] Erber T. High-energy electromagnetic conversion processes in intense magnetic fields[J]. *Reviews of Modern Physics*, 1966, 38(4): 626-659.
- [35] Grismayer T, Vranic M, Martins J L, et al. Laser absorption via quantum electrodynamics cascades in counter propagating laser pulses[J]. *Physics of Plasmas*, 2016, 23: 056706.
- [36] Luo Wen, Liu Weiyuan, Yuan Tao, et al. QED cascade saturation in extreme high fields[J]. *Scientific Reports*, 2018, 8: 8400.
- [37] Slade-Lowther C, Del Sorbo D, Ridgers C P. Identifying the electron-positron cascade regimes in high-intensity laser-matter interactions[J]. *New Journal of Physics*, 2019, 21: 013028.
- [38] Tang Suo, Bake M A, Wang Hongyu, et al. QED cascade induced by a high-energy γ photon in a strong laser field[J]. *Physical Review A*, 2014, 89: 022105.
- [39] Elkina N V, Fedotov A M, Kostyukov I Y, et al. QED cascades induced by circularly polarized laser fields[J]. *Physical Review Accelerators and Beams*, 2011, 14: 054401.
- [40] Narozhnyi N B, Fedotov A M. Creation of electron-positron plasma with superstrong laser field[J]. *The European Physical Journal Special Topics*, 2014, 223(6): 1083-1092.
- [41] Nerush E N, Kostyukov I Y, Fedotov A M, et al. Laser field absorption in self-generated electron-positron pair plasma[J]. *Physical Review Letters*, 2011, 106: 035001.
- [42] Vranic M, Grismayer T, Fonseca R A, et al. Electron-positron cascades in multiple-laser optical traps[J]. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2017, 59: 014040.
- [43] Jirka M, Klimo O, Vranic M, et al. QED cascade with 10 PW-class lasers[J]. *Scientific Reports*, 2017, 7: 15302.
- [44] Sampath A, Tamburini M. Towards realistic simulations of QED cascades: non-ideal laser and electron seeding effects[J]. *Physics of Plasmas*, 2018, 25: 083104.
- [45] Zhidkov A, Koga J, Sasaki A, et al. Radiation damping effects on the interaction of ultraintense laser pulses with an overdense plasma[J]. *Physical Review Letters*, 2002, 88: 185002.
- [46] Ji Liangliang, Pukhov A, Nerush E N, et al. Near QED regime of laser interaction with overdense plasmas[J]. *The European Physical Journal Special Topics*, 2014, 223(6): 1069-1082.
- [47] Baumann C, Pukhov A. Influence of e^-e^+ creation on the radiative trapping in ultraintense fields of colliding laser pulses[J]. *Physical Review E*, 2016, 94: 063204.
- [48] Seipt D, Ridgers C P, Del Sorbo D, et al. Polarized QED cascades[J]. *New Journal of Physics*, 2021, 23: 053025.
- [49] Yu Jiye, Yuan Tao, Liu Weiyuan, et al. QED effects induced harmonics generation in extreme intense laser foil interaction[J]. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2018, 60: 044011.
- [50] Yuan Tao, Yu Jiye, Liu Weiyuan, et al. Spatiotemporal distributions of pair production and cascade in solid targets irradiated by ultra-relativistic lasers with different polarizations[J]. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2018, 60: 065003.
- [51] Chen Hui, Wilks S C, Bonlie J D, et al. Relativistic positron creation using ultraintense short pulse lasers[J]. *Physical Review Letters*, 2009, 102: 105001.
- [52] Chen Hui, Wilks S C, Meyerhofer D D, et al. Relativistic quasimonoeenergetic positron jets from intense laser-solid interactions[J]. *Physical Review Letters*, 2010, 105: 015003.
- [53] Chen Hui, Fiuza F, Link A, et al. Scaling the yield of laser-driven electron-positron jets to laboratory astrophysical applications[J]. *Physical Review Letters*,

- 2015, 114: 215001.
- [54] Sarri G, Schumaker W, Di Piazza A, et al. Table-top laser-based source of femtosecond, collimated, ultrarelativistic positron beams[J]. *Physical Review Letters*, 2013, 110: 255002.
- [55] Xu Tongjun, Shen Baifei, Xu Jiancai, et al. Ultrashort megaloelectronvolt positron beam generation based on laser-accelerated electrons[J]. *Physics of Plasmas*, 2016, 23: 033109.
- [56] 闫永宏, 吴玉迟, 董克攻, 等. 激光固体靶相互作用产生正电子的模拟研究[J]. *强激光与粒子束*, 2015, 27: 112006. (Yan Yonghong, Wu Yuchi, Dong Kegong, et al. Simulation study of positron production from laser-solid interactions[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2015, 27: 112006)
- [57] Liang E P, Wilks S C, Tabak M. Pair production by ultraintense lasers[J]. *Physical Review Letters*, 1998, 81(22): 4887-4890.
- [58] Shen Baifei, Meyer-Ter-Vehn J. Pair and γ -photon production from a thin foil confined by two laser pulses[J]. *Physical Review E*, 2001, 65: 016405.
- [59] Bethe H, Heitler W. On the stopping of fast particles and on the creation of positive electrons[J]. *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 1934, 146(856): 83-112.
- [60] Heitler W. *The quantum theory of radiation*[M]. Oxford: Clarendon Press, 1954.
- [61] Ridgers C P, Brady C S, Ducloux R, et al. Dense electron-positron plasmas and ultraintense γ rays from laser-irradiated solids[J]. *Physical Review Letters*, 2012, 108: 165006.
- [62] Gu Yanjun, Jirka M, Klimo O, et al. Gamma photons and electron-positron pairs from ultra-intense laser-matter interaction: a comparative study of proposed configurations[J]. *Matter and Radiation at Extremes*, 2019, 4: 064403.
- [63] Chang Hengxin, Qiao Bin, Xu Z, et al. Generation of overdense and high-energy electron-positron-pair plasmas by irradiation of a thin foil with two ultraintense lasers[J]. *Physical Review E*, 2015, 92: 053107.
- [64] Luo Wen, Zhu Yibo, Zhuo Hongbin, et al. Dense electron-positron plasmas and gamma-ray bursts generation by counter-propagating quantum electrodynamics-strong laser interaction with solid targets[J]. *Physics of Plasmas*, 2015, 22: 063112.
- [65] Zhu Xinglong, Yu Tongpu, Sheng Zhengmin, et al. Dense GeV electron-positron pairs generated by lasers in near-critical-density plasmas[J]. *Nature Communications*, 2016, 7: 13686.
- [66] Zhu Xinglong, Chen Min, Yu Tongpu, et al. Collimated GeV attosecond electron-positron bunches from a plasma channel driven by 10 PW lasers[J]. *Matter and Radiation at Extremes*, 2019, 4: 014401.
- [67] Zhao Jie, Hu Yanting, Lu Yu, et al. All-optical quasi-monoenergetic GeV positron bunch generation by twisted laser fields[J]. *Communications Physics*, 2022, 5: 15.
- [68] Chen Yueyue, He Peilun, Shaisultanov R, et al. Polarized positron beams via intense two-color laser pulses[J]. *Physical Review Letters*, 2019, 123: 174801.
- [69] Wan Feng, Shaisultanov R, Li Yanfei, et al. Ultrarelativistic polarized positron jets via collision of electron and ultraintense laser beams[J]. *Physics Letters B*, 2020, 800: 135120.
- [70] Liu Weiyuan, Xue Kun, Wan Feng, et al. Trapping and acceleration of spin-polarized positrons from γ photon splitting in wakefields[J]. *Physical Review Research*, 2022, 4: L022028.
- [71] Ridgers C P, Brady C S, Ducloux R, et al. Dense electron-positron plasmas and bursts of gamma-rays from laser-generated quantum electrodynamic plasmas[J]. *Physics of Plasmas*, 2013, 20: 056701.
- [72] Mercuri-Baron A, Grech M, Niel F, et al. Impact of the laser spatio-temporal shape on Breit–Wheeler pair production[J]. *New Journal of Physics*, 2021, 23: 085006.
- [73] Vincenti H, Monchocé S, Kahaly S, et al. Optical properties of relativistic plasma mirrors[J]. *Nature Communications*, 2014, 5: 3403.
- [74] Yuan Tao, Chen Min, Yu Jiye, et al. 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: 063104.
- [75] Del Sorbo D, Blackman D R, Capdessus R, et al. Efficient ion acceleration and dense electron-positron plasma creation in ultra-high intensity laser-solid interactions[J]. *New Journal of Physics*, 2018, 20: 033014.
- [76] Ji Liangliang, Snyder J C, Shen Baifei. Single-pulse laser-electron collision within a micro-channel plasma target[J]. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2019, 61: 065019.
- [77] Liu Jianxun, Ma Yanyun, Zhao Jun, et al. High-flux low-divergence positron beam generation from ultra-intense laser irradiated a tapered hollow target[J]. *Physics of Plasmas*, 2015, 22: 103102.
- [78] Kulcsár G, Almwlawi D, Budnik F W, et al. Intense picosecond X-ray pulses from laser plasmas by use of nanostructured “velvet” targets[J]. *Physical Review Letters*, 2000, 84(22): 5149-5152.
- [79] LécZ Z, Andreev A. Attosecond bunches of gamma photons and positrons generated in nanostructure targets[J]. *Physical Review E*, 2019, 99: 013202.
- [80] LécZ Z, Andreev A. Bright synchrotron radiation from nano-forest targets[J]. *Physics of Plasmas*, 2017, 24: 033113.
- [81] Phuoc K T, Corde S, Thauray C, et al. All-optical Compton gamma-ray source[J]. *Nature Photonics*, 2012, 6(5): 308-311.
- [82] Zhang Liangqi, Wu Shaodong, Huang Hairong, et al. Brilliant attosecond γ -ray emission and high-yield positron production from intense laser-irradiated nano-micro array[J]. *Physics of Plasmas*, 2021, 28: 023110.
- [83] Li Hanzhen, Yu Tongpu, Liu Jinjin, et al. Ultra-bright γ -ray emission and dense positron production from two laser-driven colliding foils[J]. *Scientific Reports*, 2017, 7: 17312.

- [84] Li Hanzhen, Yu Tongpu, Hu Lixiang, et al. Ultra-bright γ -ray flashes and dense attosecond positron bunches from two counter-propagating laser pulses irradiating a micro-wire target[J]. *Optics Express*, 2017, 25(18): 21583-21593.
- [85] Liu Weiyuan, Luo Wen, Yuan Tao, et al. Enhanced pair plasma generation in the relativistic transparency regime[J]. *Physics of Plasmas*, 2017, 24: 103130.
- [86] Liu Weiyuan, Luo Wen, Yuan Tao, et al. Dense pair plasma generation and its modulation dynamics in counter-propagating laser field[J]. *Chinese Physics B*, 2018, 27: 105202.
- [87] Jirka M, Klimo O, Bulanov S V, et al. Electron dynamics and γ and e^-e^+ production by colliding laser pulses[J]. *Physical Review E*, 2016, 93: 023207.
- [88] Liu Jianxun, Ma Yanyun, Yu Tongpu, et al. Dense pair plasma generation by two laser pulses colliding in a cylinder channel[J]. *Chinese Physics B*, 2017, 26: 035202.
- [89] Zhang Peng, Ridgers C P, Thomas A G R. The effect of nonlinear quantum electrodynamics on relativistic transparency and laser absorption in ultra-relativistic plasmas[J]. *New Journal of Physics*, 2015, 17: 043051.
- [90] Song Huaihang, Wang Weimin, Li Yanfei, et al. Spin and polarization effects on the nonlinear Breit–Wheeler pair production in laser-plasma interaction[J]. *New Journal of Physics*, 2021, 23: 075005.
- [91] Luo Wen, Wu Shaocong, Liu Weiyuan, et al. Enhanced electron-positron pair production by two obliquely incident lasers interacting with a solid target[J]. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2018, 60: 095006.
- [92] Vshivkov V, Naumova N, Pegoraro F, et al. Nonlinear interaction of ultra-intense laser pulses with a thin foil[J]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 1998, 410(3): 493-498.