



超强激光驱动的辐射反作用力效应与极化粒子加速

吉亮亮 耿学松 伍艺通 沈百飞 李儒新

Laser-driven radiation-reaction effect and polarized particle acceleration

Ji Liang-Liang Geng Xue-Song Wu Yi-Tong Shen Bai-Fei Li Ru-Xin

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 70, 085203 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20210091

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210091>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

超强激光与泡沫微结构靶相互作用提高强流电子束产额模拟研究

Enhancement of high-energy electron yield by interaction of ultra-intense laser pulses with micro-structured foam target

物理学报. 2019, 68(9): 094101 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182291>

相对论圆偏振激光与固体靶作用产生高次谐波

High order harmonics generation by relativistically circularly polarized laser-solid interaction

物理学报. 2018, 67(21): 214205 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181574>

相对论强激光与近临界密度等离子体相互作用的质子成像

Proton imaging of relativistic laser-produced near-critical-density plasma

物理学报. 2019, 68(15): 155201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190610>

基于带电粒子活化法开展的SG II -U皮秒激光质子加速实验研究

Picosecond laser-driven proton acceleration study of SG II -U device based on charged particle activation method

物理学报. 2018, 67(22): 225202 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181504>

通道靶对超强激光加速质子束的聚焦效应

Focusing effect of channel target on ultra-intense laser-accelerated proton beam

物理学报. 2017, 66(18): 184101 <https://doi.org/10.7498/aps.66.184101>

超强耦合电路量子电动力学系统中反旋波效应对量子比特频率移动的影响

Counter-rotating effect on frequency shift of flux qubit in ultrastrongly coupled circuit-quantum-electrodynamics system

物理学报. 2020, 69(12): 124204 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200474>

专题: 超短超强激光等离子体物理

超强激光驱动的辐射反作用力 效应与极化粒子加速*

吉亮亮^{1)†} 耿学松¹⁾ 伍艺通¹⁾ 沈百飞¹⁾²⁾ 李儒新¹⁾³⁾

1) (中国科学院上海光学精密机械研究所, 强场激光物理国家重点实验室, 上海 201800)

2) (上海师范大学数理学院, 上海 200234)

3) (上海科技大学物质科学与技术学院, 上海 201210)

(2021年1月14日收到; 2021年2月6日收到修改稿)

光强超过 10^{22} W/cm^2 的极端超强激光将光与物质的相互作用推进到辐射主导区域, 激发高能伽马光子辐射, 产生明显的辐射反作用力效应。辐射反作用力可以显著影响强场中带电粒子的动力学行为, 并从根本上改变了极端强场区域的激光等离子体相互作用规律。如何理解和验证辐射反作用力效应是强场物理研究的核心内容之一。本文结合该方向的国内外研究进展, 论述了辐射反作用力的经典形式与强场量子电动力学的理论计算与模拟方法, 详细讨论了单粒子在强场中的反射、量子随机辐射、自旋-辐射耦合等效应, 介绍了激光等离子体相互作用中的电子冷却、辐射俘获、高效伽马辐射等机制, 并给出了目前辐射反作用力效应的实验验证方法与进展。针对自旋在强场量子电动力学方面的效应, 介绍了激光加速产生极化粒子源的方法。

关键词: 超强激光, 辐射反作用力, 强场量子电动力学, 极化粒子加速

PACS: 52.38.-r, 52.38.ph, 52.65.Rr, 52.59.-f

DOI: 10.7498/aps.70.20210091

1 引言

随着啁啾脉冲放大技术(CPA)发明^[1], 激光强度迅速提升, 目前人们已可将数十上百焦耳的能量压缩到飞秒级(10^{-15} s)时间尺度, 峰值功率达到拍瓦量级(10^{15} W), 将其聚焦到微米空间范围, 强度可超过 10^{21} W/cm^2 。在可见光波段, 当激光强度达到 10^{18} W/cm^2 时, 原子中的电子被迅速电离, 物质以等离子体的形式存在, 其中电子在激光场中获得的能量将达到 mc^2 量级($\approx 0.511 \text{ MeV}$), 运动速度接近光速, 光与物质的相互作用进入了相对论等离子体区域, 该强度也称为激光的相对论阈值。超强激光在等离子体中传输时, 相对论动力学与等

离子体集体运动耦合在一起, 展现出显著的非线性效应, 如相对论自聚焦^[2]、相对论透明^[3-6]等。另一方面, 相对论激光可以在等离子体中激发微小的加速场结构, 如气体中的尾波场^[7]、固体表面的鞘层场^[8]等, 其电场强度比传统加速器高3个量级以上, 可以在很小的时空尺度内加速产生高能的带电粒子, 有望实现紧凑型、台面化的高能粒子源。以激光电子加速为基础的次级辐射源, 如: X射线^[9]、伽马射线^[10]、太赫兹^[11]等也取得了显著的进展。相对论激光等离子体物理的研究同时开创了快点火核聚变^[12]、实验室天体物理模拟^[13]及激光驱动反物质产生^[14,15]等科学前沿。

随着拍瓦量级激光在世界范围内的逐渐普及, 很多国家开始建设、规划 10—100 PW 的新一代

* 国家自然科学基金(批准号: 11875307, 11935008)和中国科学院B类战略性先导科技专项课题(批准号: XDB 16010000)资助的课题。

† 通信作者. E-mail: jill@siom.ac.cn

超强超短激光设施, 如欧盟的 Extreme Light Infrastructure (ELI)、法国的 Appollon、俄罗斯的 Exawatt Center for Extreme Light Studies (XCELS)、英国的 Vulcan 等。国内中国科学院上海光学精密机械研究所承建的超短超强激光装置 (SULF) 已获得 10 PW 的峰值放大输出, 实验平台已基本建成, 有望率先开展物理实验, 目前正在上海硬 X 射线自由电子激光装置上建设包含 100 PW 激光的“极端光物理 (station of extreme light, SEL)”线站。北京大学、上海交通大学、中国工程物理研究院等也已规划了 10/100 PW 量级超强激光的建设。可以预见, 未来激光的聚焦强度将达到甚至突破 10^{23} W/cm^2 , 一方面可全面推动上述研究方向的发展, 另一方面将光与物质相互作用推进到新的领域。

当激光峰值光强超过 10^{22} W/cm^2 时, 电子在极强光场下剧烈振荡, 可直接辐射出大量伽马光子。如果辐射功率与电子单位时间内获得的能量可比拟, 则电子行为将由光子辐射产生的反作用力(又称为辐射阻尼)主导。辐射主导效应显著改变了激光在等离子体中的能量吸收通道, 随着激光强度的提高, 高能光子逐渐取代电子, 成为激光能量主要吸收源^[16], 甚至可导致反常俘获效应^[17], 对激光传输、等离子体场结构、粒子加速等重要过程带来全面影响。当单个光子能量与电子能量可比拟时, 辐射过程不再是连续确定的, 而是离散随机的, 具有明显的量子力学特点, 经典相对论图像不完全适用, 需采用强场量子电动力学 (QED) 理论描述^[16,17]。辐射反作用力往往伴随着高效伽马光子辐射, 后者在激光场中通过非线性 Breit-Wheeler(BW) 过程产生正负电子对, 两个过程发生级联, 可导致雪崩效应^[18,19], 创造 QED 等离子体状态, 导致激光能量的迅速耗尽。最近的研究还发现粒子自旋在辐射反作用力中扮演着不可忽视的角色, 是验证、观测强场 QED 效应的重要媒介^[20,21], 如何通过激光加速产生自旋极化的粒子也成为了关注点之一^[22–24]。

可从 Lamor 辐射功率公式出发, 评估辐射反作用力在什么条件下产生显著效应,

$$P = -\frac{2}{3}\alpha\frac{\hbar}{c^2}\frac{\partial u^\mu}{\partial \tau}\frac{\partial u_\mu}{\partial \tau}, \quad (1)$$

其中, α 是精细结构常数, \hbar 是约化普朗克常数, c 是真空中的光速, $u^\mu = (\gamma c, \gamma v)$, $u_\mu = (\gamma c, -\gamma v)$ 是

四维速度矢量, τ 是固有时间。在电磁场中 $\frac{\partial u^\mu}{\partial \tau} = \frac{e}{m}\mathbf{F}^{\mu\nu}u_\mu$, 其中 $\mathbf{F}^{\mu\nu}$ 是电磁场张量。这里引入相对论不变参数(一般称之为 QED 参数) $\chi_e = \frac{e\hbar}{m^3 e^4} |F^{\mu\nu} p_\mu| \sim \gamma_0 a_0$, 其中, γ_0 是电子的洛伦兹因子, $a_0 = \frac{eE}{mc\omega}$ 是归一化场强, e 是电子电荷量(取正值), E 是电场强度, ω 是激光场的角频率。根据(1)式, 电子的辐射功率可定标为 $P \sim \alpha \chi_e a_0 \varepsilon_0$, 其中 ε_0 是电子初始能量。由此可以定义参量 $R = \alpha \chi_e a_0$ 来表征电子在一个激光周期内辐射能量与电子初始能量的比值^[25]。当激光的强度达到 $10^{23}–10^{24} \text{ W/cm}^2$ 时, 对于 $E_0 \sim 10 \text{ MeV}$ 的电子, 辐射产生的能量将能够和电子初始能量相比拟, 并显著影响电子的运动, 如图 1 中 $R > 0.1$ 的区域所示。在该激光强度下, 考虑电子的运动时需要将辐射反作用力纳入运动方程, 一般采用 Landau-Lifshitz 方程^[26]; 当 QED 参数 χ_e 提高到接近 1.0 时, 辐射的量子效应开始凸显, 例如光子的随机辐射^[20,21,27,28] 和自旋效应^[29–31]。

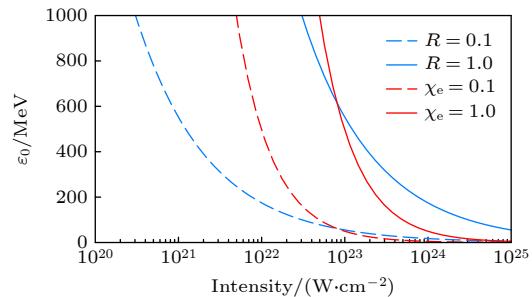


图 1 在激光、电子对撞情况下, 激光强度(波长为 800 nm)和电子能量对应的非线性量子参数 χ_e 和辐射反作用效应参数 R

Fig. 1. The nonlinear quantum parameter χ_e and radiation-reaction effect parameter R as a function of the laser intensity (at wavelength of 800 nm) and electron energy in the case of laser and electron collision.

总的来说, 极端强场下辐射主导的动力学及其相关效应更新了人们对强激光与基本粒子、等离子体物理相互作用的整体认识, 其经典与 QED 理论描述及其实验验证是强场物理的新挑战, 伴生的高能伽马与正负电子对产生则有望催生新的应用手段。本文将主要讨论极端超强激光驱动下的辐射反作用力效应, 并针对高能极化电子在 QED 辐射反作用力方面的科学应用介绍激光极化粒子加速相关进展, 具体章节分配如下: 第 2 节介绍单粒子辐射动力学, 第 3 节总结激光等离子体中的辐射反

作用力效应, 第 4 节提出激光极化粒子加速方案, 最后给出总结和展望.

2 单粒子辐射动力学

2.1 经典辐射反作用力

一般情况下, 电子在外场中运动时辐射电磁场, 而 Lorentz 力方程没有考虑辐射场对运动电荷本身的作用. Lorentz 从经典的 Lamor 辐射公式出发, 考虑辐射损失能量引起的阻尼效应, 在动力学方程中加入阻尼项 $\mathbf{F}_R = \frac{2e^2}{3c^3} \frac{d\mathbf{a}}{dt}$, 也称为辐射反作用力项 (radiation-reaction, RR). 求解修正后的 Lorentz 方程发现, 当外场为 0 时, 得到非物理的加速度指数发散解. Abraham 随后将其推广到相对论四维形式, 而 Dirac 则通过耦合 Maxwell 方程和 Lorentz 方程自洽地求解辐射反作用力表达式, 对 Abraham 的公式进行了补充, 最终得出 Lorentz-Abraham-Dirac (LAD) 方程^[32]:

$$m \frac{du^\mu}{d\tau} = \frac{q}{c} \mathbf{F}^{\mu\nu} u_\nu + \frac{2q^2}{3c^3} \left(\frac{d^2 u^\mu}{d\tau^2} + \frac{du^\nu}{d\tau} \frac{du_\nu}{d\tau} u^\mu \right). \quad (2)$$

对于电子来说 $q = e$. (2) 式仍然没能解决指数发散解的问题, 还导致出现违背因果关系的结果, 因此, 尽管其形式比较完整, 并没有成为计算具体问题时的通用表达式. 在 LAD 方程的基础上, Landau 和 Lifshitz 指出, 在电子速度远小于光速的参考系下, 当辐射阻尼远小于 Lorentz 力时, 阻尼力可近似为 $\frac{2e^3}{3mc^3} \dot{\mathbf{E}} + \frac{2e^4}{3m^2c^4} \mathbf{E} \times \mathbf{H}$, 为使条件成立, 两项的大小应远小于 Lorentz 力, 因此外场的波长与场强需满足^[26]:

$$\lambda \gg \frac{e^2}{mc^2}, \quad (3a)$$

$$E \ll \frac{m^2 c^4}{e^3}. \quad (3b)$$

此时将可以用 Lorentz 力 $\frac{e}{c} \mathbf{F}^{\mu\nu} u_\nu$ 替代 (2) 式中的 $m \frac{du^\mu}{d\tau}$, 从而给 LAD 方程降阶, 得到 Landau-Lifshitz (LL) 方程^[26]:

$$m \frac{du^\mu}{d\tau} = \frac{e}{c} \mathbf{F}^{\mu\nu} u_\nu + \frac{2e^2}{3c^3} \left[\frac{e}{m} \frac{\partial \mathbf{F}^{\mu\nu}}{\partial x^\alpha} u_\nu u^\alpha - \frac{e^2}{m^2 c^2} \mathbf{F}^{\mu\nu} \mathbf{F}_{\alpha\nu} u^\alpha + \frac{e^2}{m^2 c^2} (\mathbf{F}^{\alpha\nu} u_\nu) (\mathbf{F}_{\alpha\lambda} u^\lambda) u^\mu \right]. \quad (4)$$

LL 方程中没有外场时, 辐射反作用力项自然为 0, 消除了 LAD 方程中非物理发散解. 在粒子运动接

近光速的条件下, 方程中阻尼项的第三项与 γ^2 成正比, 增长速度最快, 成为主导项. 尽管 LL 方程是 LAD 方程的微扰近似, 但并不意味着实验室参考系下辐射反作用力必须远小于 Lorentz 力. 实际上总能找到一个参考系使其小于 Lorentz 力, 满足 (3) 式的要求, 则 LL 方程仍然适用. 关于辐射反作用力的经典表达式至今仍吸引了一部分研究, 有人认为其不自洽处来自电子的质量本源、电子的大小等, 涉及经典电动力学的适用极限.

超强激光场中高能电子的动力学受到辐射反作用力的影响, 发生显著改变. 以高能电子与平面激光脉冲对撞为例, 不考虑辐射反作用力时, 电子在激光场中振荡, 最终没有净的能量变化. 在相对论情形下, 辐射反作用力指向动量相反的方向, 沿着电子轨迹始终做负功, 最终导致电子能量持续下降. Piazza 给出了 LL 方程在平面波中的精确解^[33], 并指出电子与激光场对撞过程中, LL 方程求解的电子轨迹可在某个时刻出现反转, 导致与电子初始运动方向相反的辐射, 可供实验测量^[34], 如图 2 所示.

在更强的激光场中, 电子如果损失足够的能量, 可直接被激光场反射, 如图 3 所示. 与激光脉冲对撞的电子受到的辐射反作用力近似为 $F_{rr} \sim \gamma^2 a_0^2(\psi)$, 其中 ψ 为激光相位, 那么电子的能量变化为 $\frac{mc^2 d\gamma(\psi)}{d\psi} \sim -\gamma^2(\psi) a_0^2(\psi)$. 假设电子能量降低至 γ 时被反射, 对等式左右分别积分, $\int_{\gamma_0}^{\gamma} mc^2 \gamma^{-2} d\gamma = -\frac{8e^2 \omega^2}{3mc^3} \int_0^{\psi_m} a_0(\psi) d\psi$, 穿透场强为 a_0 的激光所需的最小能量 γ_0 :

$$\gamma_0 = \frac{1}{1/\gamma - a_0^2 \cdot \mathbb{I}(\psi_m)}, \quad (5)$$

其中 $\mathbb{I}(\psi_m) = \frac{8e^2 \omega^2}{3mc^3} \int_0^{\psi_m} \text{prof}(\psi) d\psi$ 为与激光包络相关的积分. 从 (5) 式可见, 当分母为 0 时, 所需能量为无穷大, 即任意高能量的电子均无法穿过. 如图 3(b) 所示, 对于脉宽约 30 fs 的脉冲, 当激光强度达到约 $a_0 = 200$ 时, 经典辐射反作用力确实可形成了一个不可逾越的“势垒”, 其边界可由 (5) 式来描述, 式中电子被反射时的能量设为 $\gamma = a_0/4$, 与包络相关的穿透深度设为 $\psi_m = 10.7\pi$. 这是由于 LL 方程的辐射反作用力项正比于电子能量的平方, 超过电子能量本身的增长速度. 我们将会看到, 当考虑量子随机效应时, 电子将有一定几率穿过“势垒”, 产生 QED 的“隧穿”效应^[21].

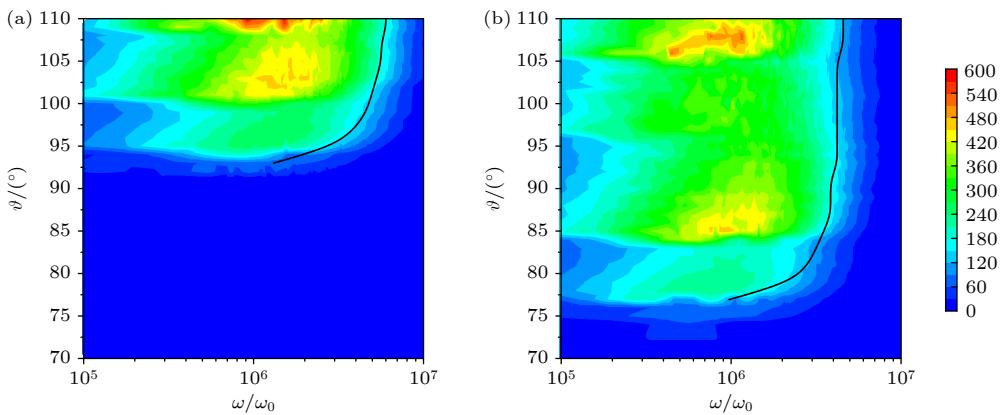


图 2 电子与激光对撞在方位角 $\phi = 180^\circ$ 处的角度能谱 (a) 无辐射反作用; (b) 有辐射反作用. 激光强度为 $5 \times 10^{22} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$, 电子能量为 40 MeV

Fig. 2. Angle energy spectrum for electron and laser colliding at azimuth angle $\phi = 180^\circ$: (a) Without radiation reaction; (b) with radiation reaction. The laser intensity is $5 \times 10^{22} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ and the electron energy is 40 MeV.

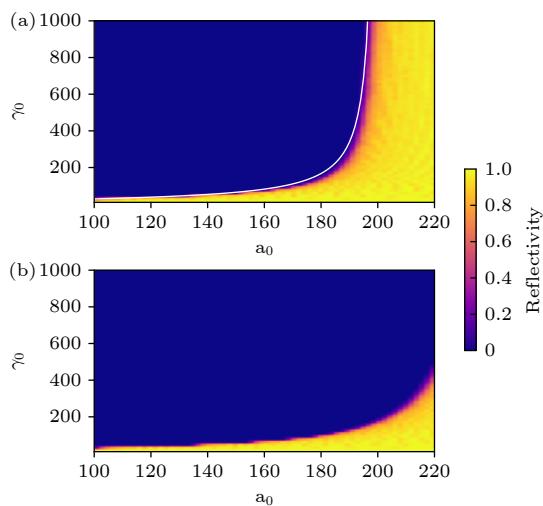


图 3 不同电子能量 γ_0 与不同场强 a_0 的激光对撞后电子被反射的比例 (a) 基于 LL 方程的试探粒子模拟结果, 白线为 (5) 式给出的边界; (b) 考虑量子修正因子 (6) 式的结果
Fig. 3. The ratio of electrons reflected after colliding with laser pulse at different electron energy γ_0 and laser field amplitude a_0 : (a) From test particle simulations using the LL equation, the white line corresponds to the threshold defined in Eq. (5); (b) after considering the quantum correction factor according to Eq. (6).

目前一般认为经典方程高估了辐射反作用力效应, 可通过对量子辐射反作用力(见 2.2 节)取平均对其进行修正, 修正因子可近似为^[35](另可参考文献[36])

$$g(\chi_e) \approx [1 + 4.8(1 + \chi_e) \ln(1 + 1.7\chi_e) + 2.44\chi_e^2]^{-2/3}. \quad (6)$$

该表达式是通过拟合量子辐射与经典辐射功率得到的, 考虑修正后, 图 3 的“势垒”边界将向更高的激光强度方向转移, 但仍然存在比较明确的界限.

2.2 量子辐射反作用力

当单个伽马光子的能量接近电子本身能量时, 单次辐射瞬间对电子动力学产生显著影响, 经典的、连续的 LL 方程不再完全适用, 辐射过程须在相对论量子力学(量子电动力学, QED)框架下进行描述. 强场下电子辐射对应多光子非线性 Compton 散射: 电子吸收多个激光光子, 辐射出一个高能的伽马光子, 同时受到光子反冲作用. 当场强 $a_0 > 1$ 时, 多光子过程十分显著, 因为 $a_0 = \frac{eE}{mc\omega} = \frac{eE\lambda_C}{\hbar\omega}$ 代表电场在 Compton 波长 $\lambda_C = \frac{\hbar}{mc}$ 范围内做功对应的光子数^[16]. 由于多光子吸收截面并不随着阶数的增加而成比例下降, 因此难以通过 QED 微扰理论进行处理. 强场下的非线性 Compton 散射一般采用 Furry 图像进行计算, 将激光场作为背景, 电子的波函数通过 Dirac 方程求解^[37] $[\gamma^\mu(i\partial_\mu - eA_\mu) - m]\Psi = 0$, 其中, γ^μ 是 Dirac 矩阵, Ψ 是电子的四分量波函数.

当外场是平面波时, Dirac 方程的精确解为 Volkov 态^[37,38]

$$\Psi_{ps}(x) = \left(1 + \frac{\gamma A \gamma k}{2kp}\right) \exp[-iS_p(x)] u_{ps}, \quad (7)$$

其中 $S_p(x) = px + \int \frac{d\phi}{kp} \left[pA - \frac{A^2}{2} \right]$ 是电子的作用量. 在 Furry 图像下^[39]Ritus^[16]将 Volkov 态取代了自由电子态, 给出了散射几率的一般表达式. 在强场 QED 研究的参数范围内, 激光场强和电子能量般情况满足 $a_0 \gg 1, \gamma_e \gg a$, 因此电子产生光子的平均间隔(或形成长度、光学深度)远小于激光

波长, 散射过程中场也认为是局部均匀且恒定的^[16], 对于超相对论电子, 某一时刻电磁场在其静止参考系下几乎都是正交的, 可近似为交叉场, 从而应用局域场强在 Furry 图像下来计算多光子 Compton 散射过程, 这称为局部恒定交叉场近似 (locally constant cross-field approximation, LCFA). LCFA 的适用范围由

$$\eta_{\text{LCFA}} = \frac{p_- - p_{\gamma-} \chi_e}{p_{\gamma-} a_0^3} \ll 1, \quad (8)$$

确定^[40], 其中 $p_- = p^0 - \mathbf{n} \cdot \mathbf{p}$, $p_{\gamma-} = p_\gamma^0 - \mathbf{n} \cdot \mathbf{p}_\gamma$, \mathbf{p} 和 \mathbf{p}_γ 分别代表电子和辐射光子的动量, \mathbf{n} 是背景波矢的单位矢量. 这意味着对于低能光子辐射, LCFA 会失效, 即 $p_{\gamma-} < p_- \frac{\chi_e}{a_0^3}$ 的光子. 对于 $a_0 \leq 1$, $\chi_e \sim 1$ 时, 即高能电子在非相对论场强下的辐射, LCFA 的条件亦不适用, 此时可采用经典方法如 LL 方程计算电子动力学, 而辐射的频谱则可以通过 Liénard-Wiechert 场的频谱得到^[26,41].

目前大部分计算将电子的每一次辐射视为相互独立, 即忽略单次辐射多个光子的高阶过程. 在确定外场条件下, 对于能量为 γmc^2 的电子, χ_e 是确定的, LCFA 给出的光子辐射强度 (电子跃迁概率) 仅是 (χ_e, γ) 的函数, 例如电子的同步辐射谱为^[42,43]:

$$\frac{\partial I}{\partial \omega_\gamma} = \frac{\sqrt{3} e^2 mc}{2\pi \hbar^2} \frac{\chi_e}{\gamma} \frac{1-\delta}{\delta} \left[F_1(z_q) + \frac{3}{2} \delta \chi_e z_q F_2(z_q) \right], \quad (9)$$

$z_q = \frac{2}{3} \chi^{-1} \frac{\delta}{1-\delta}$, $\delta = \frac{\hbar \omega_\gamma}{\gamma mc^2}$, $F_1(x) = x \int_x^\infty K_{\frac{5}{3}}(t) dt$, $F_2(x) = x K_{\frac{2}{3}}(x)$, $K_\nu(x)$ 是第二类修正 Bessel 函数. 光子辐射过程的数值计算可以充分利用其离散、随机的特性, 前者取决于强场中极短的光子形成长度, 后者则是量子特性的直接体现. 一般根据 QED 理论给出的光子辐射概率, 例如 (9) 式, 通过 Monte-Carlo (MC) 方法模拟. QED-MC 模拟光子辐射的一个目标是使产生的光子的能谱与理论一致, 另一目标是辐射的光子数与理论一致.

确定光子能量的过程实际为对任意辐射概率密度函数

$$P_{\chi_e, \gamma}(\delta) = \frac{1}{\hbar \omega_\gamma} \frac{\partial I}{\partial \omega_\gamma} \frac{\partial \omega_\gamma}{\partial \delta} \Delta t$$

进行取样, 这里 $\delta = \frac{\hbar \omega_\gamma}{\gamma mc^2}$, Δt 是积分的时间步长. 可用的方法有接收-拒绝采样 (acceptance-rejection sampling)^[43] 和逆变换采样 (inverse trans-

form sampling)^[44]. 前者生成两个均匀随机数 $r_1, r_2 \in (0, 1)$, 如果 $P_{\chi_e, \gamma}(r_1) < r_2$, 则产生一个 $\hbar \omega_\gamma = \delta \gamma mc^2$ 的光子, 概率密度谱同时确定了光子是否辐射与光子能量; 后者借助随机光学深度来确定光子辐射是否发生, 如发生则生成一个均匀随机数 $r \in \left(0, \int_0^1 P_{\chi_e, \gamma}(x) dx\right)$, 反向求解 $r = \int_0^\delta P_{\chi_e, \gamma}(x) dx$ 中的 δ , 确定光子能量为 $\hbar \omega_\gamma = \delta \gamma mc^2$. 后者引入了光学深度 τ_e 作为随机变量, 即电子在外场中飞行一段距离后辐射一个光子, 该距离取决于辐射概率的大小. 光学深度服从 $e^{-\tau_e}$ 分布, 所有电子初始光学深度值由逆变换采样 $r = \int_0^{\tau_e} e^{-x} dx = 1 - e^{-\tau_e}$ 确定, 其中随机数 $r \in (0, 1)$, 因此 $\tau_e = -\ln(1-r)$; 辐射光子后光学深度将重新取样. 光学深度方法给出的光子数量在 a_0 较大时和解析结果基本一致^[45], 但在场强较低时有较大偏差, 如图 4(a) 和图 4(b) 所示, 这是由于 LCFA 近似下的半经典方法高估了低能光子数量, 如图 4(c) 所示.

2.3 随机效应

经典动力学如 LL 方程能够很好地描述连续的辐射反作用 ($\chi_e \ll 1$). 当量子效应难以忽略时 ($\chi_e \leq 1$), 电子的辐射过程出现离散性和随机性. 我们分别用 Lorentz 方程、LL 方程与 QED-MC 计算了高能电子与激光场对撞的电子轨迹, 从图 5 中可见随机的光子辐射使电子轨迹展现出随机性, 而经典方程为单值结果.

随机效应可以使一部分电子在较短的相互作用区域内几乎不辐射或辐射更多能量^[21,28,46]. Neitz 等^[46] 发现当考虑电子的 QED 辐射时, 辐射反作用产生的效果将使电子的能谱在和激光对撞的过程中发生展宽, 如图 6(b) 所示的电子束在和激光对撞过程中的能散变化. 图 6(c),(d) 分别为 LL 方程下的电子能谱和量子修正的 LL 方程下的电子能谱, 可以看到其能谱相对局域在较小的范围内. 当辐射谱未被平均时, 电子辐射的能量从低到高都有分布, 对撞后电子能量的下限由辐射能量最多的电子决定, 上限由辐射最少的电子决定, 因此相比于图 6(c), (d), 能谱出现了显著的展宽.

Harvey 等^[28] 发现, 经典的 Lorentz 方程和 LL 方程给出了确定的电子轨迹, 而 QED-MC 方法计算结果中的电子轨迹由于随机性而各不相同, 其中有大量轨迹与 Lorentz 方程一致, 即并不受到任何

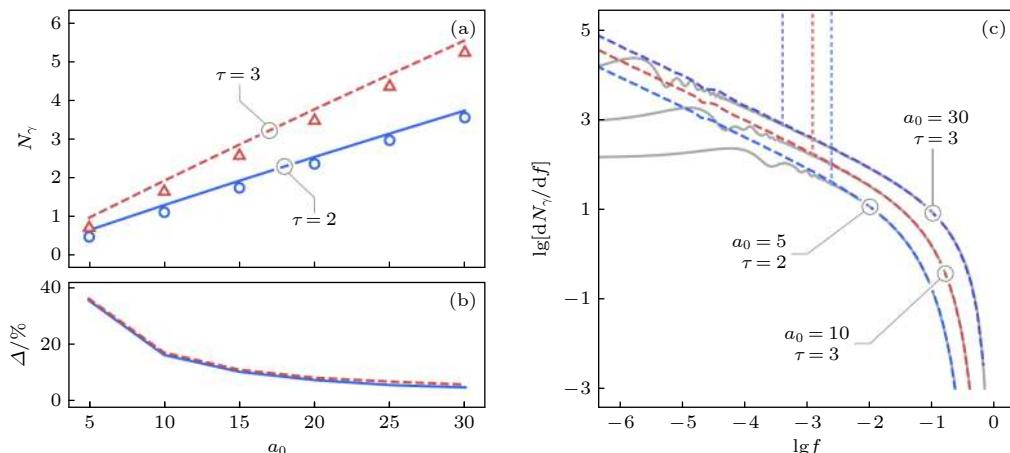


图 4 (a) $\gamma_0 = 1000$ 的电子和不同脉宽激光对撞后辐射的光子数量, τ 为激光周期数, 直线为 Monte-Carlo 模拟的结果, 点为解析结果^[45]; (b) 两种途径的光子数量相对误差^[45]; (c) 不同激光参数下能谱的对比, 其中 $f = \delta$, 灰色实线为 QED 结果, 虚线为 Monte-Carlo 结果. 垂直的虚线为第一阶非线性 Compton 的边界 $f_C \approx 2 \frac{\chi_e}{a_0^3}$ ^[45]

Fig. 4. (a) The number of photons emitted by electrons of $\gamma_0=1000$ head-on colliding with a laser pulse with different pulse width (τ is the pulse duration in laser period). Lines are the result from Monte-Carlo simulations while points are from analytical result^[45]; (b) relative error of the photon number between the two approaches^[45]; (c) comparison of energy spectra under different laser parameters where $f = \delta$. The solid gray line gives the QED result, and the dashed line is the Monte-Carlo result, respectively. The perpendicular dotted line is the boundary of the first order nonlinear Compton $f_C \approx 2 \frac{\chi_e}{a_0^3}$ ^[45].

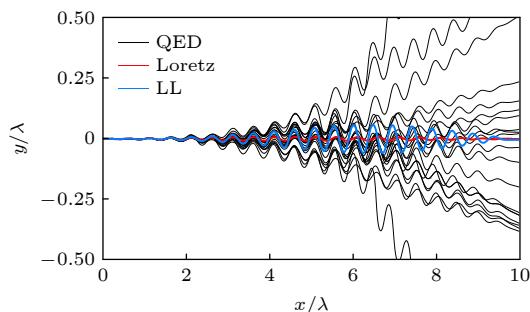


图 5 500 MeV 电子与 $a_0 = 100$ 激光场对撞的电子轨迹, 黑线为 QED-MC 方法计算 20 次给出的轨迹, 红线、蓝线分别为 Lorentz 方程、LL 方程的轨迹

Fig. 5. Trajectories of electrons with 500 MeV colliding with $a_0 = 100$ laser field. Black solid lines are the ones given by the QED-MC method (repeated 20 times at exactly the same condition). The red and blue solid lines are the trajectory from Lorentz equation and LL equation, respectively.

辐射反作用力, 如图 7 中高亮部分所示. 从能量变化图可见经典方程的能量曲线是确定的, 而 QED-MC 计算的能量覆盖了较大的范围, 其中大量电子几乎没有损失能量. 这种电子发生振荡而不辐射的情形在经典动力学图像中无法发生, 是 QED 随机效应的体现. 该现象的观测要求超强激光脉冲长度接近或小于一个周期, 存在较大的挑战.

Geng 等^[21]考虑激光与电子束的横向对撞. 与正面对撞相比, 电子可从束腰处迅速进入光场最强

区域, 激发显著的辐射反作用力效应. 在一定参数条件下, 图 8 显示 Lorentz 方程描述的电子轨迹完全穿透激光场, 而经典 LL 方程则在激光中心区域发生完全反射, 稍增加电子能量后情况反转, 完全透过激光. 当光子辐射由 QED-MC 描述时, LL 方程对应的全反射参数区有部分电子发生了透射, 而完透射区也有大量电子被反射. 从 $a_0-\gamma_0$ 参数空间的电子反射率分布可见, 反射率在经典方程描述下出现明确的边界, 分别对应于激光有质动力“势垒”(图 8(g))与经典辐射反作用力“势垒”(图 8(h)), 后者与 LL 方程给出的反射条件(5)式完全一致. 在 QED 辐射描述下辐射反作用力“势垒”的明确边界不复存在(图 8(i)), 出现类似“隧穿”与反常反射的电子, 这两种效应正是相对论粒子量子行为的体现, 随着 $\chi_e > 0.1$ 开始显现. 横向对撞 QED 随机辐射效应的出现不要求单周期的激光脉宽, 且信号方向与激光传播方向错开, 有利于实验室信噪比提高.

2.4 自旋效应

超强激光场中电子受到的 Stern-Gerlach 力与洛伦兹力、辐射反作用力相比非常微弱, 可以忽略^[47]. 此时, 经典图像中相对论电子自旋与动量一般遵从各自的的动力学演化方程, 互不影响. 在辐射

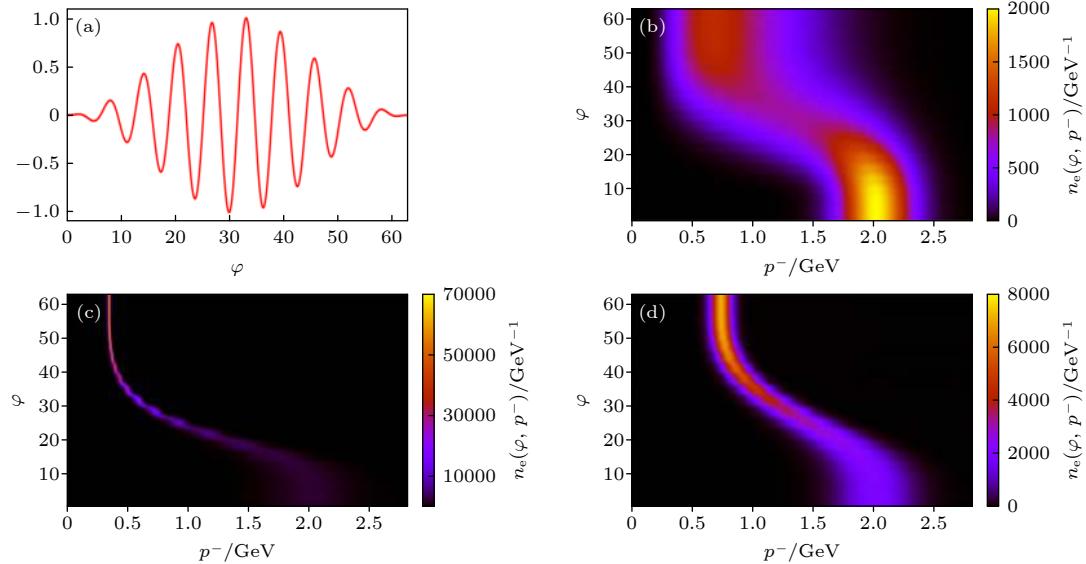


图 6 电子束与 (a) 中的激光对撞后的能谱变化, 其中激光强度约为 $a_0 = 68$, 电子中心能量约为 1 GeV^[46]; (b) 量子随机辐射模型^[46]; (c) LL 方程^[46]; (d) 量子修正的 LL 方程^[46].

Fig. 6. The energy spectra after the electron beam collides with the laser in (a), where the laser intensity is about $a_0 = 68$ and the electron center energy is about 1 GeV; (b) quantum stochastic radiation model; (c) LL equation; (d) the quantum-modified LL equation^[46].

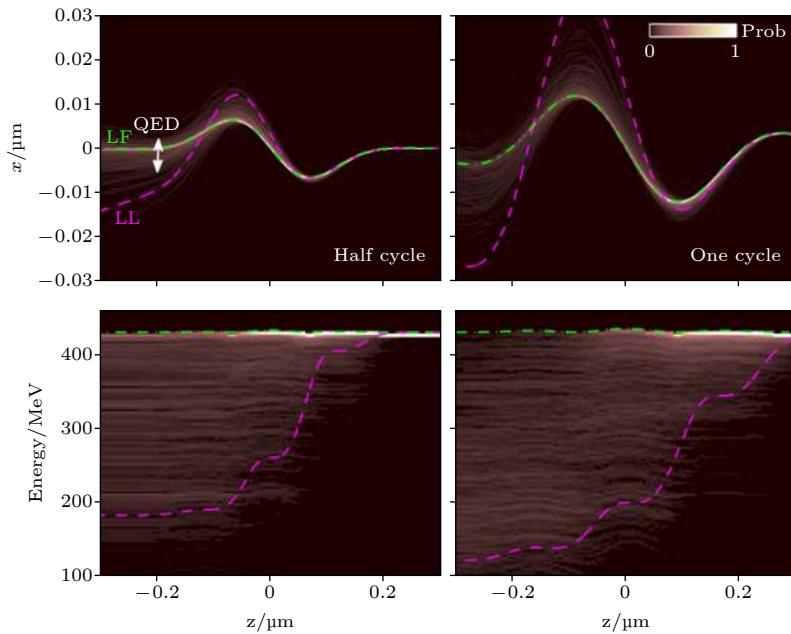


图 7 半周期(左)、单周期(右)激光和电子对撞的空间轨迹(上)和能量变化趋势(下)^[28]

Fig. 7. Trajectories (top) and energy evolution (bottom) of electrons in collision with half-cycle (left) and one-cycle (right) laser pulse^[28].

主导区域, 高能伽马光子的辐射开始依赖于电子的自旋状态, 从而影响其动力学行为, 反之电子自旋也受到伽马辐射的影响. 换言之, 在辐射主导区两者耦合在一起, 描述辐射反作用力必须考虑自旋本身的演化.

电子观测到的自旋只有 $\pm 1/2\hbar$ 两种状态, 其概

率则取决于上下态的幅值. 对于一个粒子系综, 在电子静止系下, 自旋态量子平均值(极化)可以由 Bloch 矢量 ξ 来代表, 系综自旋密度矩阵则可以由一个 2×2 的矩阵来表示

$$\hat{\rho} = \frac{1}{2} (1 + \xi \cdot \sigma), \quad (10)$$

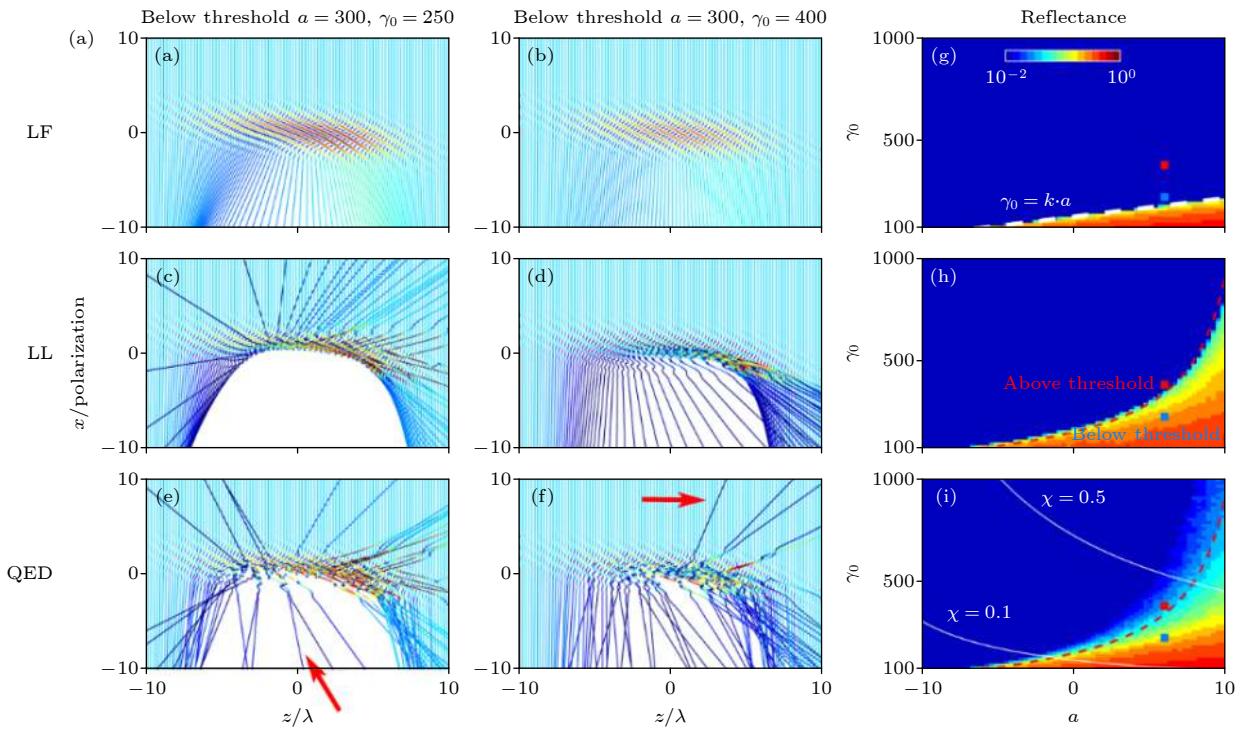


图 8 (a)–(f) Lorentz 方程、LL 方程和 QED 光子辐射给出的两种电子能量下的运动轨迹, 其中红色箭头表示反常透射与反射的电子^[21]; (g)–(i) 不同激光强度和电子能量下电子被激光反射的比例, 红色和蓝色方块而分别为第二列和第一列所对应的参数^[21]

Fig. 8. (a)–(f) Electron trajectories at two given values of kinetic energy, modelled by the Lorentz equation, the LL equation and the QED photon radiation. The red arrows represent anomalously transmitted and reflected electrons^[21]. (g)–(i) Proportion of electrons reflected by the laser pulse at different laser intensities and electron energies. The red and blue squares correspond to the parameters in the second and first columns, respectively^[21].

其中, σ 是 Pauli 矩阵, 并且有 $\langle \hat{s} \rangle = \frac{\hbar}{2} \xi$. 如不考虑辐射效应与磁场梯度力, 电子自旋在外场下发生 Thomas 进动, 在相对论情况下由 Bargmann-Michel-Telegdi (BMT) 方程^[48] 描述, 其三维形式为 Thomas-BMT (T-BMT) 方程^[49]:

$$\frac{ds}{dt} = s \times \Omega, \quad (11a)$$

$$\begin{aligned} \Omega = \frac{e}{mc} & \left[\left(a_e + \frac{1}{\gamma} \right) \mathbf{B} - a_e \frac{\gamma}{\gamma+1} (\boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{B}) \boldsymbol{\beta} \right. \\ & \left. - \left(a_e + \frac{1}{\gamma+1} \right) \boldsymbol{\beta} \times \mathbf{E} \right], \end{aligned} \quad (11b)$$

其中, a_e 为电子的反常磁矩, 其结果为电子的自旋矢量在外场作用下绕 Ω 轴进动. T-BMT 方程的数值算法随后进行介绍.

考虑辐射效应时, 除进动外, 自旋态还受到光子辐射的影响. 例如, 在存储环中同步辐射的电子会自发产生极化, 极化建立方向与磁场反平行, 称为辐射极化. Ternov 发现^[50] 电子在均匀磁场中运动时, 自旋态有一定几率因辐射而发生翻转, 其速

率方程为

$$\frac{d}{dt} N^\uparrow = P^{\downarrow\uparrow} N^\downarrow - P^{\uparrow\downarrow} N^\uparrow, \quad (12)$$

其中 N^\uparrow, N^\downarrow 表示处在平行、反平行态 (上、下态) 电子的数目; $P^{\downarrow\uparrow}, P^{\uparrow\downarrow}$ 表示电子自旋上下态之间的跃迁概率. 因此极化率演化由以下方程决定:

$$\begin{aligned} P(t) = \frac{N^\uparrow - N^\downarrow}{N^\uparrow + N^\downarrow} = & \frac{P^{\downarrow\uparrow} - P^{\uparrow\downarrow}}{P^{\downarrow\uparrow} + P^{\uparrow\downarrow}} \left[1 - \exp \left(-\frac{t}{\tau} \right) \right] \\ & + P_0 \exp \left(-\frac{t}{\tau} \right), \end{aligned} \quad (13)$$

其中, P_0 为初始极化度, $\tau = \frac{1}{P^{\downarrow\uparrow} + P^{\uparrow\downarrow}}$ 是极化的时间尺度. 由于 $P^{\uparrow\downarrow} > P^{\downarrow\uparrow}$, 电子能够沿磁场反方向逐渐建立极化并达到平衡, 对应最大极化度为 $\frac{P^{\downarrow\uparrow} - P^{\uparrow\downarrow}}{P^{\downarrow\uparrow} + P^{\uparrow\downarrow}}$, 在存储环中该值约为 -0.924. Sokolov-Ternov(ST) 效应的理论预测与实验观察到的结果一致, 如图 9 所示.

Sorbo 等^[52] 将存储环中自发极化过程移植到两个圆偏振强激光形成的驻波场中, 使电子在旋转

电场作用下螺旋运动, 等效于其静止系存在方向不变的磁场。由于在强激光场中电子的自旋翻转概率远大于存储环, 电子可在数个激光周期内自发极化, 如图 10^[52] 所示, 当 $a_0 = 1000$ 时, 一个激光周期内就能达到约 0.6 的极化率。

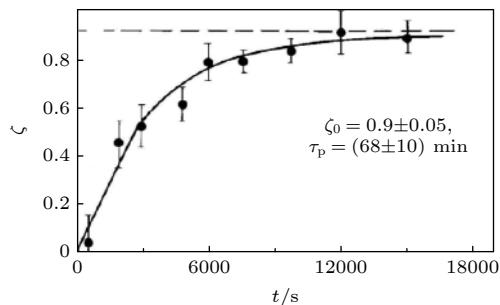


图 9 电子束在存储环中极化率随时间的变化^[51]

Fig. 9. Polarization evolution of an electron beam in a storage ring^[51].

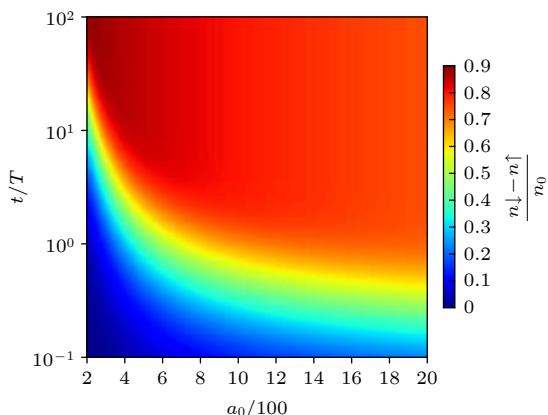


图 10 圆偏振驻波场中不同场强对应的电子极化率随时间的演化^[52]

Fig. 10. Electron polarization evolution as a function of the laser amplitude in circularly polarized standing wave field^[52].

自旋处在反平行态(参考磁场方向)的电子有更高的辐射概率^[30,50,52], 因此不同自旋态下电子受到的辐射反作用力有一定差异。Seipt 等^[30]给出了外场中电子辐射强度与自旋的依赖关系:

$$\frac{dP}{d\delta d\psi} = -\frac{\alpha}{b} \left[A_{i1}(z) + g \frac{2Ai'(z)}{z} + s_\zeta \delta \frac{Ai(z)}{\sqrt{z}} \right], \quad (14)$$

其中 α 是精细结构常数; $b = \frac{\hbar k \cdot p}{m^2 c^2}$; $Ai(z)$ 是 Airy 函数, $Ai_1(z) = \int_z^\infty Ai(x) dx$; ψ 是激光相位, δ 是光子能量与电子能量比值, $z = \left[\frac{\delta}{(1-\delta)\chi_e} \right]^{\frac{2}{3}}$, $g = 1 + \frac{\delta^2}{2(1-\delta)}$, s_ζ 表示电子自旋在其静止系下的磁场分量。

一般认为, 在对称的线偏振激光场中, 电磁场来回振荡, 相邻半周期的自旋效应互相抵消, 无法形成可观测效应。Li 等^[53]提出了自旋依赖的 QED 辐射模拟方法, 并采用椭圆偏振光与电子对撞产生分离不同偏振态电子, 在空间上获得了最高 70% 的极化率。Seipt 等^[54]则通过双色场线偏振激光引入非对称的光场分布获得了 14% 的极化率。

Geng 等^[31]指出, 即使是完全对称的线偏振激光, 自旋与辐射耦合将产生内禀偏转效应, 偏转角度比 Stern-Gerlach 力高 4 个量级。图 11 给出了线偏振平面光场中不同自旋态电子的动量变化。在磁场方向不变的相邻 1/4 周期内, 电子受到方向相反的辐射反作用力 $F_{RR} \sim \gamma^2$ 。由于对撞过程中电子能量不断降低, 相邻 1/4 周期内的反作用力效应无法抵消, 在偏振方向上受到净动量变化 Δp_x 。如不考虑自旋效应, 则此半个周期的动量变化与下半个周期相反, 偏振效应抵消。但相邻半周期激光磁场反向, 以磁场为参考的自旋态发生变化, 因此反向的半个周期受到的辐射反作用力大于两者平行的另半个周期, 即前半个周期有 $|\Delta p_x^+| < |\Delta p_x| < |\Delta p_x^-|$, 而下半个周期自旋态翻转, $|\Delta p_x^+| > |\Delta p_x| > |\Delta p_x^-|$, 一个周期内形成了净横向动量变化, 产生内禀的偏转效应。根本原因在于自旋破坏了辐射过程的对称性, 其偏转方向为 $s \times k$ (s 是初始自旋矢量, k 是激光波矢)。

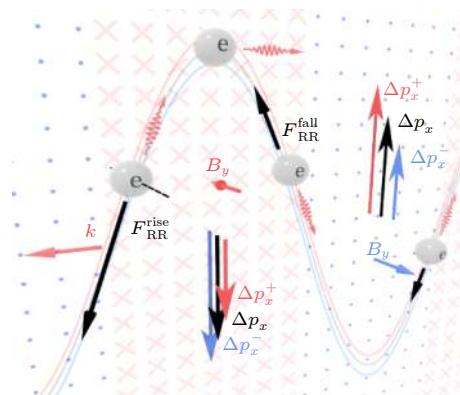


图 11 极化电子在激光场中的振荡 Δp_x 表示无自旋电子在半周期内由于辐射反作用产生的动量变化, \pm 表示相反的自旋极化方向^[31]

Fig. 11. The oscillation of polarized electrons in laser field. Δp_x represents the momentum shift of unpolarized electrons in a half cycle, plus or minus sign denote electron initially polarized parallel or anti-parallel to the laser magnetic field^[31].

值得注意的是, 在自旋辐射的描述中, ST 效应考虑了定向均匀磁场, 因此自旋可根据恒定磁场方向定义明确的上下态, 自洽地得到辐射跃迁概率。激光或等离子体场的时空分布更为复杂, 难以找到明确的量子化轴以定义自旋态, 故无法直接采用 ST 效应上下态之间跃迁过程来描述。Li 等^[53] 考虑自旋态在辐射光子时投影到瞬时磁场方向, 通过自旋依赖的 QED 辐射率来描述自旋演化, 在线偏振激光场中(磁场仅沿一个方向振荡)与 ST 效应的描述一致。Geng 等^[55] 认为投影到瞬时量子化轴可能导致与之垂直方向的自旋信息丢失, 因此将 ST 效应推广到一般情况, 在正交、完备的三维空间中描述电子极化, 通过量子平均获得电子系综极化率的连续变化, 保留了自旋的所有信息。这一推广的 ST 理论重现了均匀磁场下的 ST 效应, 可用于描述复杂外场条件下的极化建立、退极化等效应, 是自洽的量子平均模型, 未来还需进一步考虑随机效应。随后 Guo 等^[56] 提出了实验方案来观测电子辐射光子时自旋态的投影过程, 并与极化率连续变化的量子平均模型进行了对比。

近年来, 自旋成为强场 QED 辐射反作用力效应研究的新自由度, 逐渐得到大量关注, 该方面的实验证依据于自旋极化的高能电子, 因此如何产生高能极化粒子变得尤为重要, 这也是本文第 4 节的主题。

3 激光等离子体相互作用中的辐射反作用力效应

3.1 光压加速中的辐射反作用力效应

辐射反作用力对超强激光与物质相互作用产生深远影响, 早期主要考虑经典辐射反作用力在激光光压加速方面的效应。当激光光压与薄膜靶整体电荷分离产生的静电场匹配, 即靶厚满足条件 $d \approx (a_0/n_e)\lambda_0/(2\pi)$ 时, 激光光压可以迅速将薄膜靶作为整体向前加速, 形成光压整体加速, 或称为光帆加速。由于多普勒效应, 对于 Lorentz 因子为 γ 的等离子体镜, 反射激光的能量将衰减为 $1/(4\gamma^2)$, 因此激光光压整体加速有着极高的能量转化率^[57]。人们研究发现圆偏振激光是驱动光压整体加速最有效方式^[58–63], 先后提出光压加速产生高品质质子束、离子束的多个方案^[64–66]。

光压整体加速一般要求很高的激光强度, 需考虑辐射反作用力效应。在加速过程中, 辐射反作用

力可降低撞向激光的电子的能量, 使之冷却, 阻止其反向运动^[67–69], 此外辐射反作用力降低电子的温度, 使之在空间上更加集中。利用这些效应, Chen 等^[68] 发现离子能够在特定时刻获得准单能的能谱结构, 如图 12 所示。加速过程中电子的反向运动仅在线偏振激光中存在, 而在圆偏振的情况下受到抑制。由于电子的反向运动受到抑制, 前向运动的电子数量增加, 这一电子冷却效应还能够降低电子辐射的发散角^[70]。

3.2 辐射俘获效应

强激光场中的电子往往受到激光强大的有质动力而被快速排开, 因此超强激光在等离子体, 特别是较低密度的等离子体中传输时, 一般会形成中空通道。当电子在激光场中剧烈辐射时, 辐射反作用力可与有质动力相抵消, 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^[71,72], 通过辐射快速损失能量, 形成被激光俘获的高密度束团, 这一现象称为辐射俘获效应 (radiation-reaction trapping, RRT)。Ji 等^[71] 首先在三维模拟揭示了辐射俘获效应, 如图 13 所示, 当 $a_0 = 500$ 的激光与近临界密度等离子体相互作用时, 通道中心形成了被俘获的高能电子团, 并沿一定发散角辐射出大量伽马光子, 而背景质子受到俘获电子束团的影响也聚集到通道附近。该效应意味着在如此超高的光强下, 辐射反作用力显著改变激光与等离子体的相互作用, 很可能无法形成如图 13(a) 所示的真空通道。

在多束激光形成的驻波场中, Lehmann 等^[73] 指出辐射反作用力可以抑制电子的随机加热, 并产生类似于吸引子的效应。Gong 等^[74] 也研究了螺旋吸引子的形成。Gonoskov 等^[72] 研究了电子在驻波场中的运动, 发现随着场强接近 $a_0 = 10000$, 辐射反作用力可以使电子的束缚区域从波节向波峰处迁移, 被俘获在场强的峰值处, 如图 14 所示。他们随后指出辐射反作用力倾向于使带电粒子沿着横向没有加速的方向运动^[75], 落入辐射最小化的轨迹。

辐射俘获效应意味着辐射反作用力与粒子受到 Lorentz 力相当, 即 $F_L \approx F_{rr}$ 。此时电子在激光场中的振动幅度开始减小, 俘获发生, 根据理论计算, 国值为^[71]:

$$a_{thr} \sim (2k_p\omega_0 r_e/3c)^{-1/3} \sim (r_0/r_e)^{1/3}. \quad (15)$$

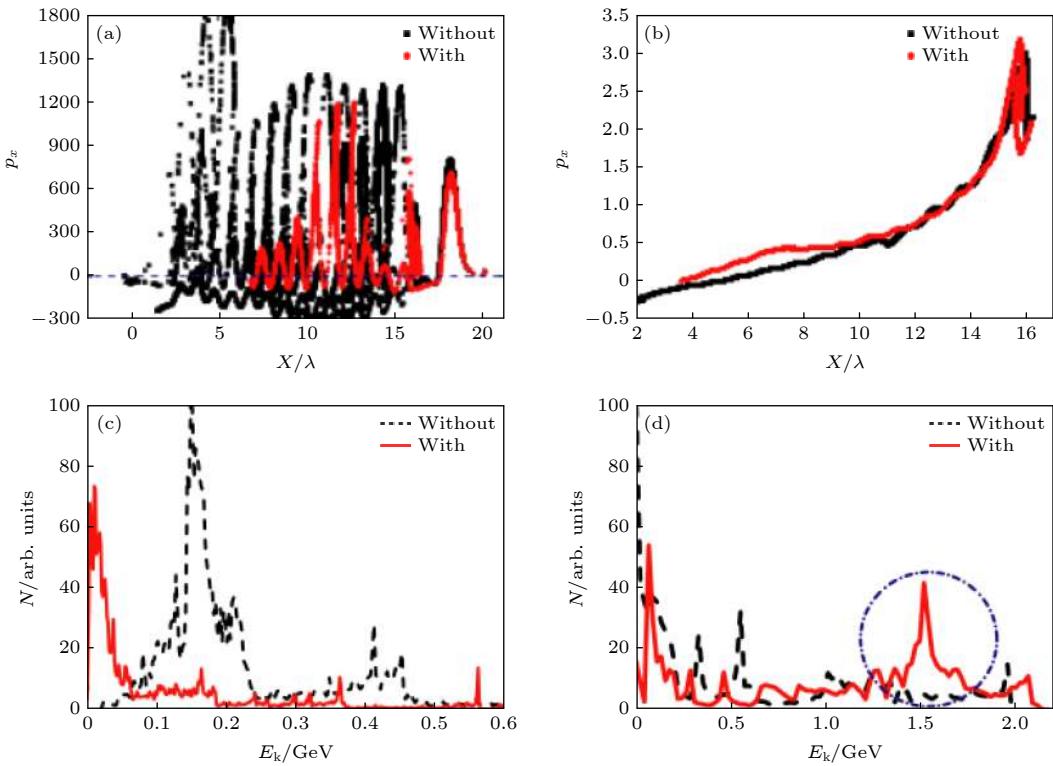


图 12 考虑与不考虑辐射反作用力的结果对比^[68] (a) 电子 $x-p_x$ 分布; (b) 质子 $x-p_x$ 分布; (c) 电子能谱; (d) 质子能谱

Fig. 12. Simulation results with and without radiation reaction^[68]: (a) $x-p_x$ distribution of electrons; (b) $x-p_x$ distribution of protons; (c) energy spectrum of electrons; (d) energy spectrum of protons^[68].

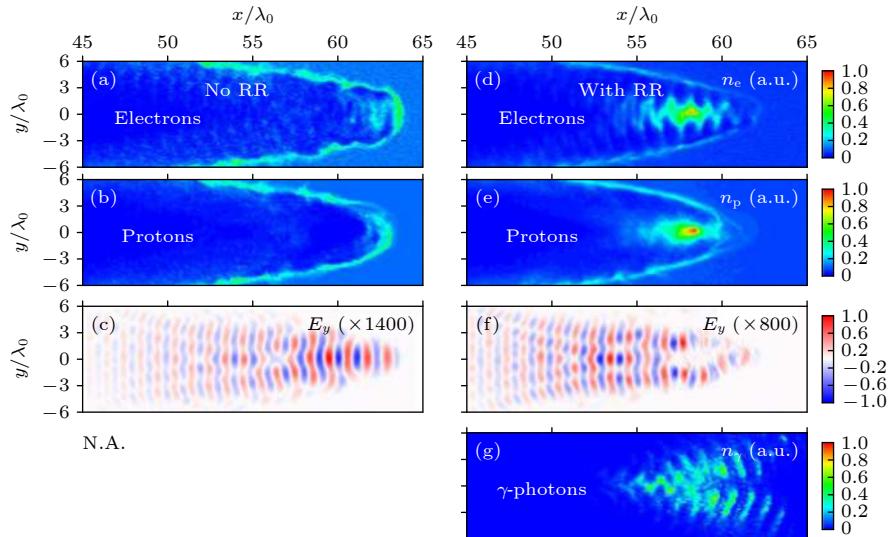


图 13 $a_0 = 500$ 的激光和 $n_e = 20n_c$ 的等离子相互作用, 在 $t = 80T_0$ 时刻电子、质子、电磁场和 γ 光子的分布^[71] (a)–(c) 无辐射反作用; (d)–(g) 存在辐射反作用

Fig. 13. The distribution of electrons, protons, electromagnetic fields, and gamma photons at $t = 80T_0$ when a laser of $a_0 = 500$ interacts with a plasma of $n_e = 20n_c$ ^[71]: (a)–(c) with radiation reaction; (d)–(g) without of radiation reaction.

由 (15) 式可见, 辐射俘获阈值正比于 $w_0^{1/3}$ (w_0 为激光焦斑半径). 从动量、能量平衡的角度也可以得出类似的结论^[72–76]. 对于紧聚焦激光, 可以估算俘获的阈值约为 $a_0 \sim 700$. 在等离子体中, 激光往往驱

动产生强的自生电磁场, 可显著降低辐射俘获所需的场强. 例如近临界密度等离子体中被俘获的电子束形成了很强的角向磁场, 产生箍缩效应, 在 $a_0 \sim 300$ 左右就看到了明显的俘获^[71]. 随后 Guo 等^[77]

研究发现, 超强激光与等离子体相互作用首先产生强静电分离场, 加速产生反向对撞的高能电子, 极大增强了辐射反作用力效应, 根据理论估计, 经典分离场加速在 $n_e \approx 10n_c$ 时最为显著, 如图 15 所示, 这解释了为何辐射俘获在近临界密度等离子体中

最为有效.

3.3 伽马辐射增强

进入 $\chi_e \geq 0.1$ 区域时, 辐射反作用力导致电子能量降低, 高能区 γ 光子产额也会相应减小. 图 16

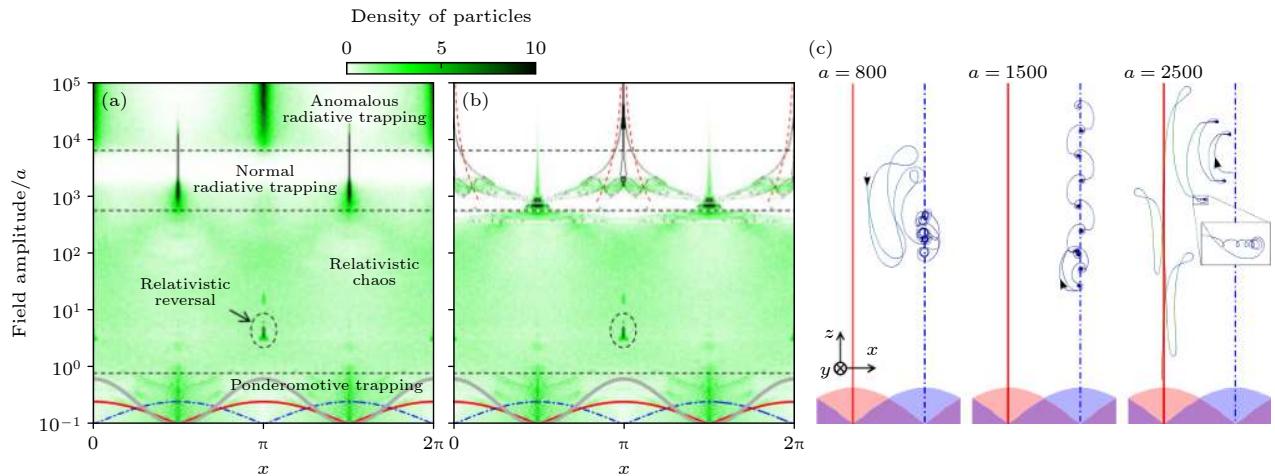


图 14 (a) 不同场强下电子在驻波场中的密度分布, 电子的辐射过程采用 QED-MC 模型^[72]; (b) 辐射模型为经典辐射^[72]; (c) 不同场强下典型的电子轨迹^[72]

Fig. 14. (a) Density distribution of electrons in the standing wave field at different field intensities. Photon emission is modelled via QED-MC method^[72]; (b) the result from classical radiation-reaction model^[72]; (c) typical electron trajectories at different field intensities^[72].

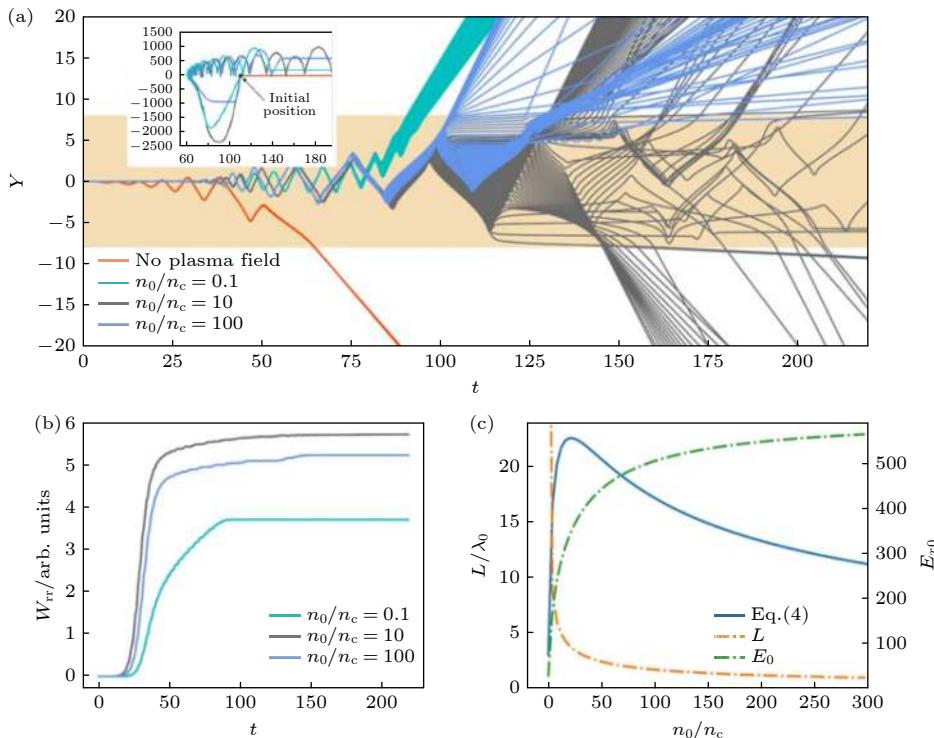


图 15 (a) 有辐射反作用力情况下, 不同等离子体密度下电子的轨迹^[77]; (b) 辐射反作用力所做的功^[77]; (c) 等离子体场的空间尺度、场强^[77]. 图例中 Eq.(4) 是等离子体场电势 $\phi = E_{x0}d/\gamma_x$

Fig. 15. (a) Electron trajectories at different plasma densities^[77]; (b) work done by the radiation reaction force; (c) length scale and field strength of plasma field at different plasma densities^[77]. Eq. (4) is the electric potential of the plasma field $\phi = E_{x0}d/\gamma_x$.

考虑了辐射反作用力后电子辐射能谱的变化,无论是经典还是量子理论给出的辐射谱都在高能端受到抑制^[78]. 因此,在激光和高能自由电子对撞中,辐射反作用力一定程度上阻碍了高能区光子的产生.

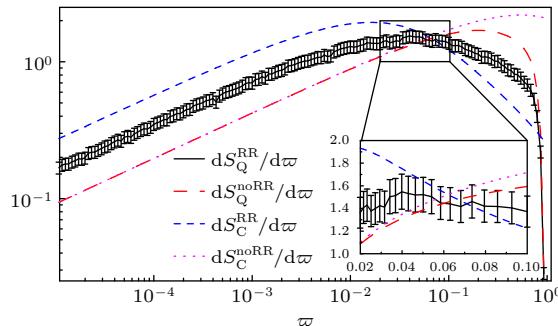


图 16 能量为 1 GeV 的电子和 $5 \times 10^{22} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ ($a_0 = 154$) 激光对撞产生的辐射谱^[78]. 黑线和红色虚线为量子辐射情况下有、无辐射反作用的辐射谱线; 蓝色虚线和红色点线是经典理论给出的有、无辐射反作用的辐射谱线

Fig. 16. The radiation spectrum from the collision between 1 GeV electrons and $5 \times 10^{22} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ ($a_0 = 154$) laser pulse^[78]. The black and red dotted lines are the spectra with and without radiation reaction in quantum radiation. The blue dotted and red dotted lines are the ones given by classical theory, with and without radiation reaction.

在等离子体中,当辐射反作用力足够强时,辐射俘获的电子聚集于激光场强最强处,导致激光到伽马辐射的能量转换效率显著增强^[71,77,79]. 此外,辐射反作用力还可使电子在等离子体通道的背景场下获得更有效的加速,从而产生更高能量的准直光子辐射^[80]. 如图 17 所示,在 $n_e = 32n_c$ 的等离子体中,当激光强度超过 $10^{23} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ 时,激光到伽马光子的能量转换效率达到 10%. 随着逐渐进入饱和区域,伽马光子的总能量占比超过电子^[81,82],成为主要的能量吸收通道,正对应辐射俘获的发生^[71]. 这种情形下,超强激光与等离子体相互作用成为极其高效的伽马辐射源. 如 Zhu 等^[83]就在锥形靶中充入近临界密度等离子体,利用辐射俘获产生的伽马激发非线性正负电子对产生,获得了高密度的正电子束.

3.4 辐射反作用力实验探测

从图 1 可见,辐射反作用力效应对激光强度、电子能量均提出了较高的要求,实验探测具有较大挑战. 目前主要有超强激光与高能电子对撞^[84-87]、高能电子与晶体相互作用^[88]两类方案.

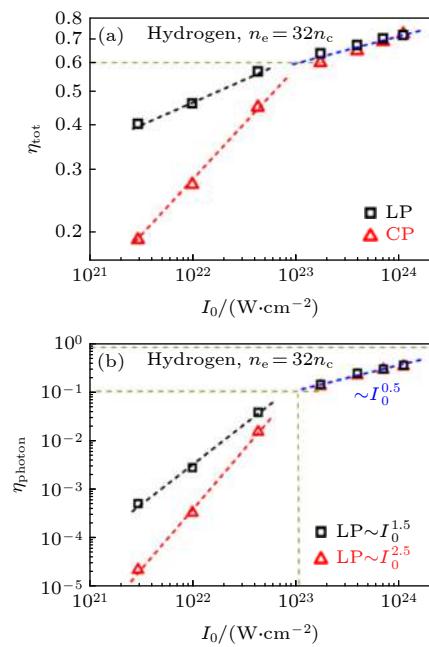


图 17 不同激光光强下, (a) 激光到等离子体的总能量转换效率和 (b) 激光到伽马光子的能量转换效率^[82]

Fig. 17. The total energy conversion efficiency of laser to plasma (a) and the energy conversion efficiency of laser to gamma photon (b) as a function of laser intensity^[82].

Vranic 等^[87]提出全光的辐射反作用力测量方案,利用一束弱相对论激光驱动尾场加速产生高能电子,而另一束则采用紧聚焦产生较高的峰值光强,与高能电子对撞,测量电子束对撞与否的能量变化来验证辐射反作用力效应,如图 18 所示,模拟指出拍瓦级激光即可以获得可观测效应. Cole 等^[84]和 Poder 等^[85]采用该方案进行实验,报道了辐射反作用力的“迹象”,但受制于微米尺度聚焦光斑与尾场加速电子束对撞的精度,其成功率很低,

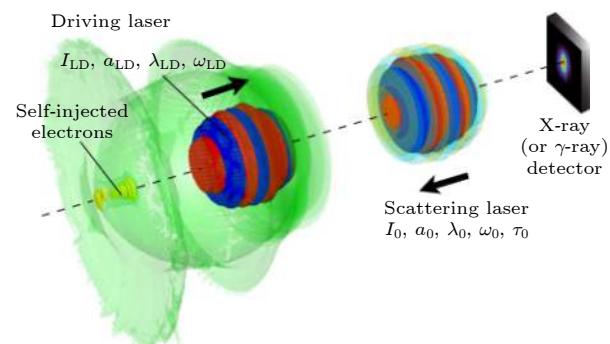


图 18 全光探测辐射反作用效应示意图. 电子束经过尾场加速后,与散射激光对撞产生高能光子^[87]

Fig. 18. A sketch of all-light detection of radiation reaction. After the electron beam accelerates through the tail field, it collides with the scattering laser to produce high-energy photons^[87].

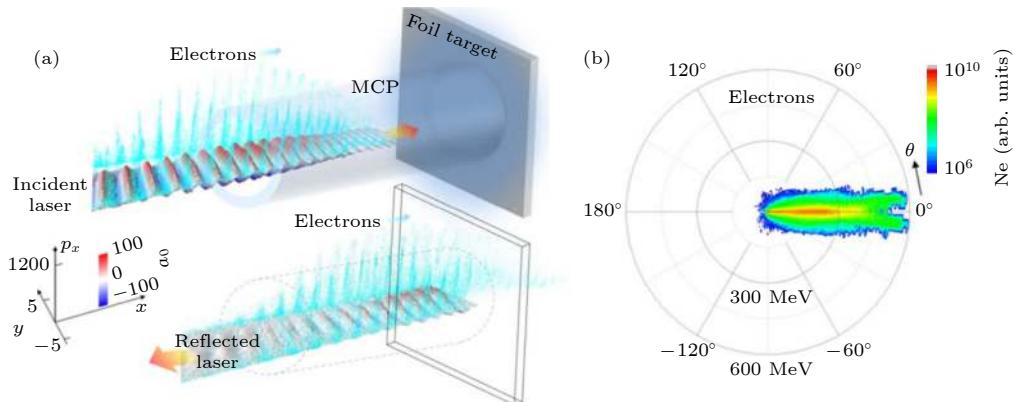
图 19 (a) 激光加速电子进入微通道靶后经过薄膜的反射与电子对撞^[89]; (b) 电子能量的角分布^[89]

Fig. 19. (a) The laser accelerates the electron into the microchannel target and then collides with the electron through the reflection of the film^[89]; (b) angular distribution of electron energy^[89].

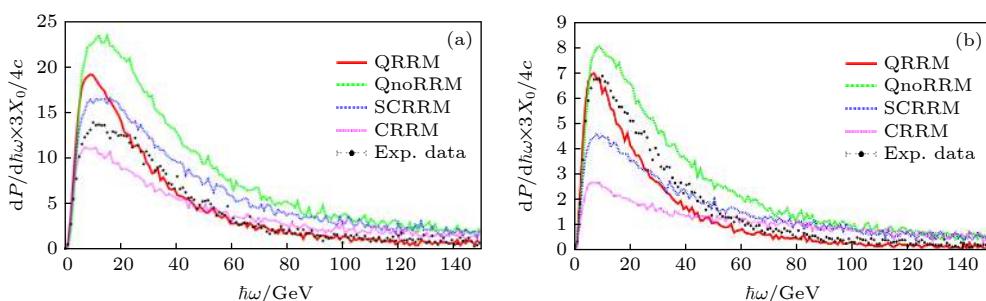


图 20 高能正电子束穿过晶体后测量光子能谱及其与不同模型计算结果对比^[88] (a) 靶厚为 3.8 mm; (b) 靶厚为 10.0 mm, 其中 QRRM 为量子辐射模型, QnoRRM 为量子无辐射模型, SCRRM 为半经典辐射模型, CRRM 为经典辐射模型

Fig. 20. Measured photon energy spectra generated by high-energy positron beam penetrating crystal and its comparison with theoretical results from different models^[88]: (a) Target thickness of 3.8 mm; (b) target thickness of 10.0 mm. QRRM is the quantum RR model, QNorRM is the quantum model without RR, ScrRM is the semi-classical RR model, and CrRM is the classical RR model.

仅有数发有效数据, 还有待更具说服力的测量结果. Ji 等^[89]提出超强激光与微通道靶相互作用的方法: 5 PW 超强激光将通道中的电子加速至 GeV 能量, 被平面靶反射后再与电子自发对撞, 如图 19 所示. 辐射反作用力效应可从加上、取下等离子体反射薄膜时电子能量的变化进行判断. 该方式仅需一束激光, 一定程度上缓解了电子与激光的空间对准问题, 而微米通道结构除了能够提供高能电子, 还可以有效引导激光束, 保持对撞的激光强度. 基于微通道的激光电子加速已获得实验验证^[90].

第二类方案为利用传统加速器上的数十至百 GeV 的高能粒子束与晶体相互作用, Wistisen 等^[88]将 CERN 的 178 GeV 高能正电子束入射到晶体中, 使相互作用能够进入量子辐射反作用区域 ($\chi_{e^+} \leq 1.4$), 产生的光子能谱达到甄别辐射反作用模型的有效性, 如图 20 所示. 不过他们的测量结果表明, 目前的经典、半经典、量子的辐射反作用力理论均无法完美地与实验符合.

这些结果意味着描述辐射反作用力的理论还不完善, 其中最受关注的是(8)式的 LCFA 假设是否适用, 如果辐射能量足够强, 是否需要考虑辐射前后的场强变化等. 目前已经有一些理论上的探讨, 尝试给出更为普适的理论^[40,91,92]. 另一方面, 辐射反作用力亟需更精确可靠的实验进行理论的验证, 其中如何提高高能电子与激光的对撞精度控制是关键.

4 激光极化粒子加速

4.1 背景介绍

从第 2 节的讨论可见, 高能极化电子束可为研究、验证强场 QED 辐射反作用力效应提供新的手段. 实际上自旋极化粒子束在高能物理、核物理研究中有重要应用价值^[51,93], 例如: 散射实验研究宇称不守恒^[94,95], 探究原子核内部结构^[96–98], 检验基本模型^[99,100]及研究分子动力学等^[93].

目前主流高能极化粒子束源包含极化正负电子束与极化离子束^[51]. 获得高能极化电子束的传统方法有两种, 第一种是基于 Sokolov-Ternov 效应^[101], 未极化的电子束在储能环 (storage ring)^[51,102] 中通过不断辐射光子从而使得电子束的极化率到达动态平衡值—92.4%, 从而实现极化, 见 2.4 节 (13) 式. 另一种是通过光电离^[93,103]、自旋过滤器^[104] 等方案获得低能电子源后, 注入到直线加速器中进行加速. 直线加速器获得高能极化离子的方案通常是注入预先极化的低能质子源, 然后在加速过程中抑制退极化效应^[51,105,106]. 基于传统加速器的方式一般占地面积较大, 造价不菲.

近年来随着激光技术的快速发展, 研究者提出了强激光的极化电子束产生方案, 有望发展为紧凑型极化粒子源. 第一种方案基于自旋依赖的 QED 辐射及辐射反作用力效应, 将高能 (GeV 量级) 的电子束 (例如尾场加速获得的电子束) 与超强激光对撞, 利用自旋在空间位置的分离来获得极化电子束. 该方案采用的理论模型还有待进一步验证, 对两个束源的空间对准技术提出了较大的挑战. 另一种方案则是类似于直线加速器的方案, 首先需要制备电子自旋同向的预极化气体靶, 之后利用激光驱动^[22,23,107] 或者粒子束驱动^[107,108] 的尾场对预极化电子加速. 该方案需要解决两个问题, 第一是如何制备高极化率的气体靶, 第二是如何确保电子在尾场加速过程中不会退极化. 这两方面将在第 4.2 节和第 4.3 节中会进行详细地讨论. 值得一提的是, 预先设置高极化率气体靶也可用作激光极化质子加速.

4.2 预极化气体靶

如前文所述, 激光尾场加速产生高能极化粒子需制备预先极化的气体靶. 目前, 最可能实现的途

径是原子或分子光电离方法. 激光直接电离惰性气体是可产生极化电子靶, 但其整体极化率仅为 30% 左右^[109–111]. 为了实现 80% 以上的初始极化率, 可采用多束激光的方案, 对预先排列好的卤化物分子进行光电离^[112–115]. 如图 21 所示, 该方案在 2003 年实现了 72% 的电子极化率, 并且预测当激光波长达到 210—230 nm 之间时, 可以实现 90% 以上的电子预极化.

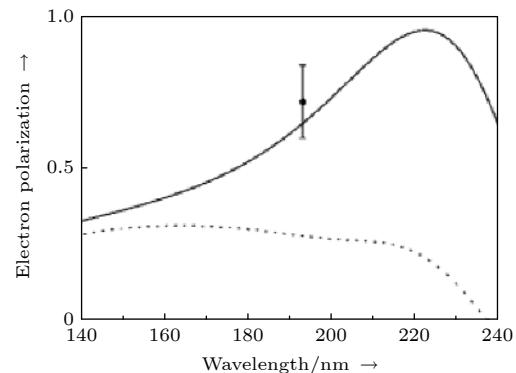


图 21 电子以及卤化物极化率和激光波长的关系, 质子极化与电子一致^[113]

Fig. 21. Polarization of electrons and the halide as a function of the ionization laser wavelength^[113].

基于该方案, Wu 等^[22] 提出将上述预极化靶与激光尾场加速结合的方案, 如图 22 所示. 首先一束红外光作用于 HCl 气体靶, 使得 HCl 分子键沿着与入射光垂直的方向排列. 接着一束紫外激光沿着分子键排列方向入射, 通过光解离将自旋传递给氯原子的电子, 实现其预极化. 之后另一束紫外激光 (图 22(a) 中未画出) 入射至气体靶中, 通过电离 Cl 原子, 将其排出相互作用区域, 从而获得 100% 预极化的电子靶. 最后, 主脉冲与预极化气体靶相互作用进行加速. 不同极化取向的电子加速可通过调整红外光和紫外光的入射方向来实现.

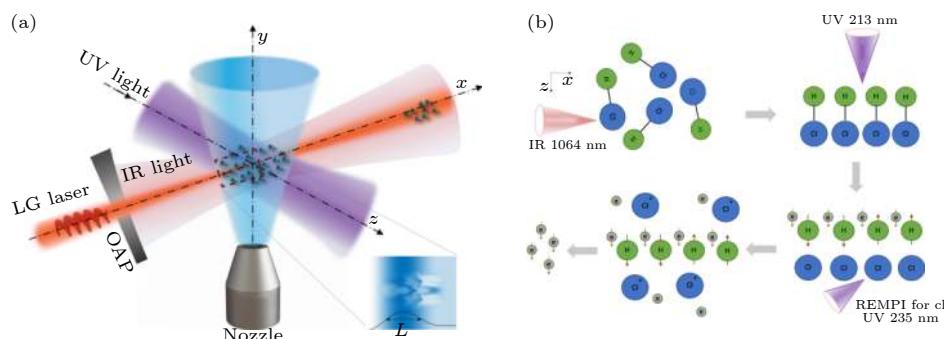


图 22 基于激光尾场的预极化电子加速的 (a) 实验设计和 (b) 相互作用流程^[22]

Fig. 22. (a) Experimental design and (b) interaction processes for polarized electron acceleration based on laser-driven wakefield^[22].

4.3 极化粒子加速

4.3.1 T-BMT 在 PIC 中的实现

在极化粒子加速的过程中, 有三种可能的机制会导致粒子束退极化, 分别是自旋在电磁场中的进动 (Thomas-Bargmann-Michel-Telegdi, T-BMT 方程 [48,49])、自旋辐射翻转 (Sokolov-Ternov 效应 [101]) 及与自旋相关的磁场梯度力 (Stern-Gerlach 力). 理论计算表明激光尾场加速过程中, 后两种效应对电子和质子的影响均可忽略 [22,47,107,108,116]. 因此, 这里只考虑将自旋进动的 T-BMT 方程耦合至粒子模拟 (particle-in-cell, PIC) 中. T-BMT 方程即第 2.4 节的 (11) 式, 为简便起见, 在 PIC 模拟中可将自旋矢量除以 $h/(2\pi)$ 进行归一, 即 $|s| = 1$.

T-BMT 进动方程是一个旋转方程, 为避免简单离散化导致 $|s|$ 的模长发生变化, 在数值求解中需要采用旋转矩阵来实现离散求解. 将 t_n 时刻的自旋分解为平行于进动轴分量 $s_{//}(t_n)$ 和垂直分量 s_{\perp} , 则下一步的自旋矢量为

$$\begin{aligned} s(t_{n+1}) &= s_{//}(t_n) + s_{\perp}(t_{n+1}) \\ &= s_{//}(t_n) + s_{\perp}(t_n) \cos(\theta_n) + r(t_n) \sin(\theta_n), \end{aligned}$$

其中, θ_n 每步进动角度, $r(t_n)$ 为自旋矢量旋转轴的垂直分量. 这样每步对自旋矢量进行相应的旋转, 保证自旋模长不因数值离散发生变化. 图 23 为添加自旋模块后的 PIC 程序流程, 在将电场和磁场插值至粒子后, 除了需要计算对应的洛伦兹力外, 还需要计算进动频率矢量, 接着再推动粒子后,

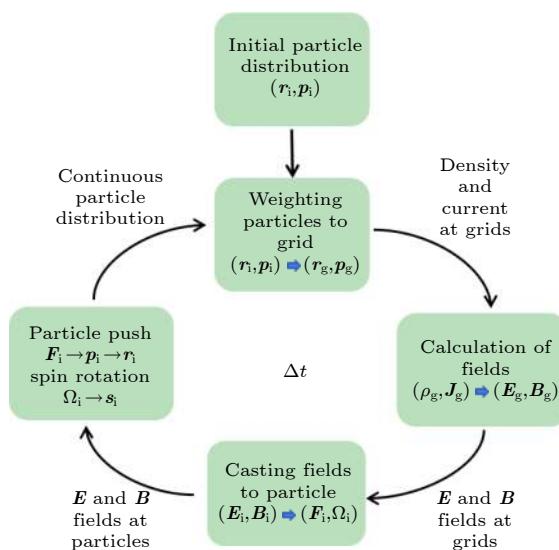


图 23 添加自旋模块后的 PIC 流程

Fig. 23. PIC flow after adding spin module.

同时基于进动频率将粒子的自旋进行旋转. 特别要注意的是, 为避免数值误差, 单次时间步长必须满足自旋进动角度 θ_n 远小于 2π . 一般来说, 对于激光驱动的粒子加速 $|\Omega_{\max}| \sim a$ [22,107], 若要求每步进动角度 $\theta_n < \pi/10$, 时间步长需满足 $\Delta t < \pi T_0 / (10a)$, 其中 a 为归一化的激光振幅, T_0 为激光周期.

4.3.2 极化电子加速

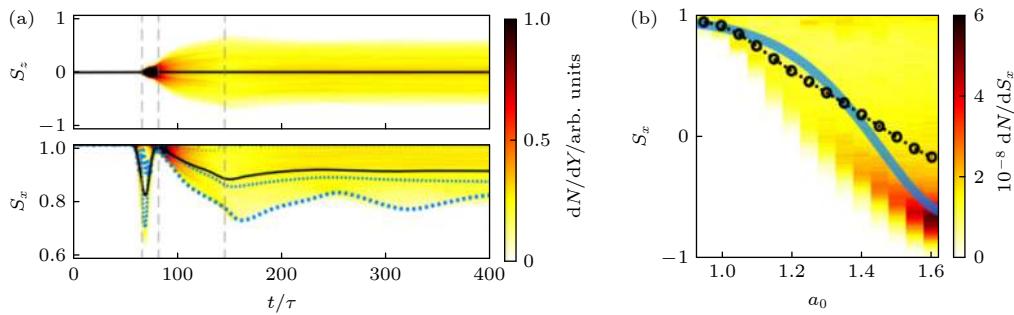
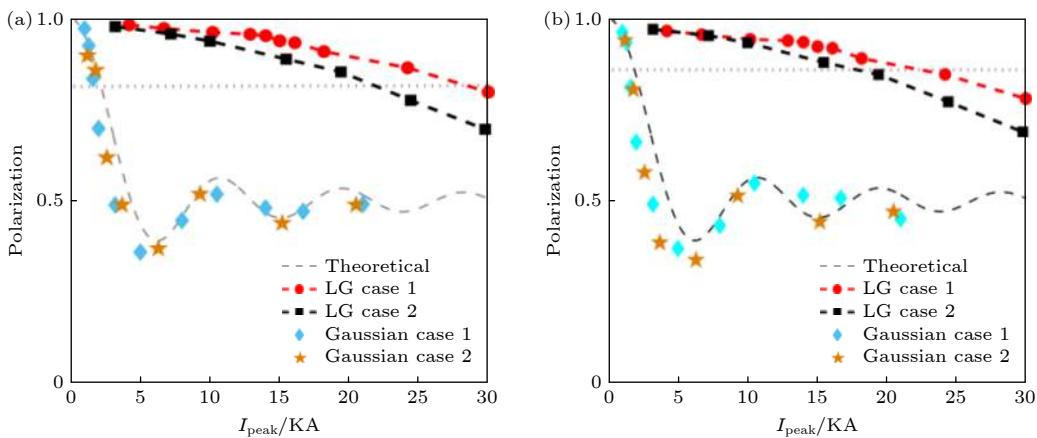
Vieira 等 [117] 2011 年研究了外部注入预极化电子束在尾场加速过程中的演化, 其结果表明, 高能 (GeV 以上) 极化电子在加速过程中的极化率振荡在 10% 以内, 可认为不发生退极化. Wen 等 [23] 2019 年研究了激光尾场加速中的纵向预极化电子的演化, 发现在加速过程中电子束的极化率会经历振荡、下降、稳定 3 个阶段, 如图 24(a) 所示. 当电子束注入后, 进入了稳定加速阶段, 由于 γ 的增加电子束整体极化率几乎保持不变. 其他文献 [22,107,108] 中也给出了相应的理论估计, 认为稳定加速阶段电子束极化率变化可以忽略. 退极化发生在注入阶段, 由于尾波场中产生了角向磁场与径向电场 $B \sim B_{\phi}$, $E_r \sim -B_{\phi}$, 而电子尚未达到相对论速度 $\gamma \sim 1 \gg a_e$ [118,119], 从而 $\Omega \sim eB_{\phi}/(2m)$, 导致位于不同空间位置的电子自旋围绕不同进动轴旋转, 最终极化率下降. 文献 [23] 提出将尾场加速中激光强度控制位 $a < 1.2$ 以抑制去极化效应. 对于电子束驱动的尾场加速, 文献 [108] 也得到了类似的结论, 同时给出了抑制去极化的参数要求.

Wu 等 [22] 通过理论分析, 得出峰值电流与极化率的大致定标关系 (激光为高斯脉冲):

$$P_{\perp} \sim \frac{1 + \text{sinc}(\alpha I_{\text{peak}})}{2}, \quad P_{//} \sim \text{sinc}(\alpha I_{\text{peak}}), \quad (16)$$

其中: P_{\perp} , $P_{//}$ 分别为横向和纵向极化率; I_{peak} 为峰值电流; $\text{sinc}(x) = \sin(x)/x$; $\alpha = 5\pi e/(16m\varepsilon_0 c^3)$ 为常数. (16) 式与粒子模拟结果十分吻合, 如图 25 所示. 从中可知, 随着注入电流的增加, 电子束的极化率显著降低, 最后在平衡位置振荡. 从方程不难看出 $P_{\perp} = (P_{//} + 1)/2 > P_{//}$, 即纵向预极化电子束的最终极化率平衡位置为 0, 而横向预极化为 0.5, 其原因是横向预极化电子束的进动在某些方位角时得到抑制, 因而极化率能够维持在一定水平.

为解决激光尾波场注入阶段的退极化问题, 文献 [22] 进一步提出将驱动源改为涡旋光的方案. 涡旋

图 24 激光尾场加速过程中电子束极化率随时间演化 (a) 及与激光强度的关系 (b)^[23]Fig. 24. The electron beam polarization versus time (a) and laser amplitude (b) in laser wakefield acceleration^[23].图 25 LG 涡旋光和高斯光作为驱动源时 (a) 横向预极化和 (b) 纵向预极化尾场极化电子束峰值电流与极化率的关系^[22]Fig. 25. The electron beam polarization as a function of the peak current for wakefield acceleration driven by LG vortex and Gaussian laser for (a) transverse pre-polarized case and (b) longitudinal pre-polarized case^[22].

光可以在等离子体中驱动产生环形的尾场结构, 在保证注入电量的同时显著降低电流密度, 减小角向磁场, 使电子自旋进动较高斯驱动光而言被显著抑制。从图 25 可见, 采用拉盖尔高斯模式 (LG) 的涡旋光驱动的尾场加速在极高注入电流下均保持了很高的极化纯度。在相近激光与等离子体参数下, 为获得 80% 的极化率, 高斯激光脉冲的注入电流被限制在 2 kA 左右, 而涡旋光允许的电流达到 20 kA, 有一个量级的提升。

一个非常有趣的事是, 对于横向预极化的电子, 尾场加速后电子的相空间极化率并非均匀下降, 而是有特定的分布^[107]。在电子自旋与角向磁场方向接近的区域, 其自旋进动夹角非常小, 自旋方向几乎不发生变化, 这对应图 26 中 s_z 的分布(初始自旋为 s_z)。在 $|p_z| < |p_y|$ 的夹角内, 极化得到了很好的保持。该发现意味着可以通过角度筛选获得高极化的电子束。通过理论分析, 筛选角度与沿着预极化方向的极化率的关系可以用 (17) 式表征:

$$P_z \sim \frac{1 + \text{sinc}(\Delta\Phi_p)}{2} + \frac{1 - \text{sinc}(\Delta\Phi_p)}{2} \text{sinc}(\Psi), \quad (17)$$

$\Delta\Phi_p$ 为筛选角度(范围 $0-\pi$), ψ 为与输入参数相关的函数, 对于激光驱动有 $\psi = 5a(\alpha + 1)/(4\alpha)$, 其中 α 为等离子体密度峰值与平台区域比值(密度分布参考密度梯度注入方式^[120,121])。Wu 等^[107]设计了如图 27 所示的 X 型自旋过滤器, 实现角度筛选功能。从图 27(c) 可以看出, 当 $\Delta\Phi_p = \pi/2$ 即选取 50% 的束流后, 可以保证加速后的粒子的极化率在 80% 以上。

极化随角度的依赖关系与注入电流无关, 因此几乎可以解除尾场极化电子源对激光输入参数的限制, 无需牺牲尾场加速的注入效率, 具有极高的可行性。当然, 未来的具体实验中还需要考虑过滤器的对准及抖动的影响。

4.3.3 极化质子加速

自旋进动频率反比于粒子质量, 因而质子的进动频率比电子小 3 个量级左右, 即使在 10 PW 激光

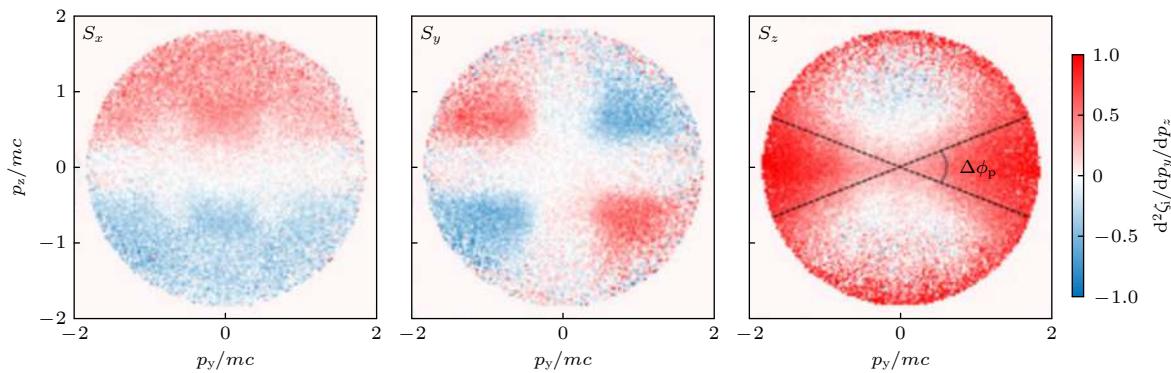
图 26 激光尾场加速横向预极化电子时电子束极化率的横向相空间分布, 分别对应纵向 s_x , 横向 s_y 与 s_z , 初始自旋为 s_z 方向^[107]

Fig. 26. The transverse phase space distribution of electron beam polarization in laser wakefield acceleration for transversely pre-polarized electrons(s_z direction). Left to right: longitudinal polarization s_x , transverse polarization s_y and s_z ^[107].

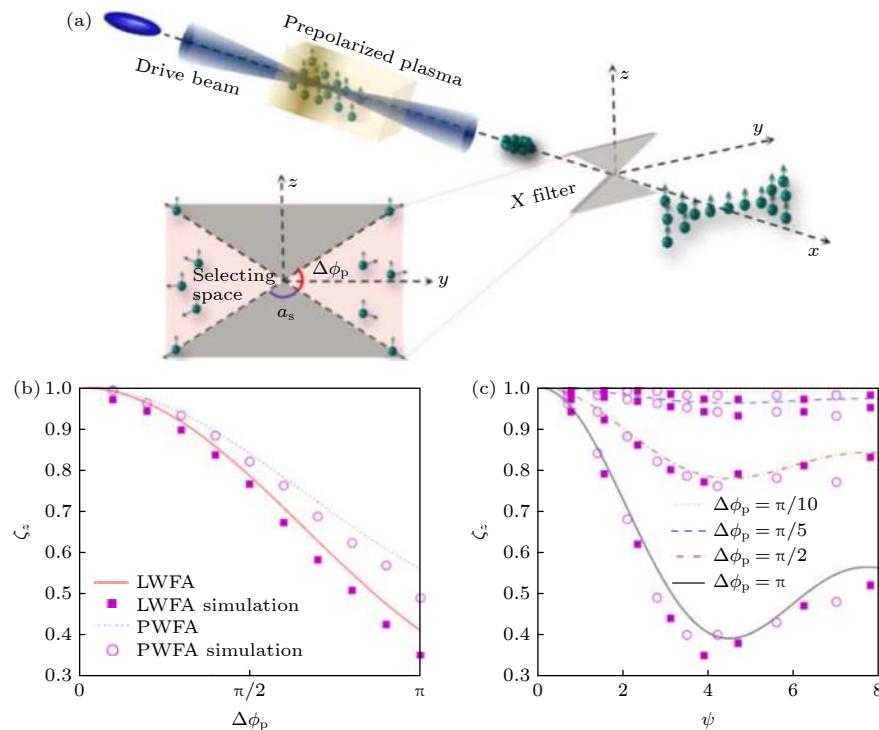
图 27 尾场加速横向预极化电子的 (a) 自旋过滤器示意图, (b) 激光驱动和电子束驱动对比及 (c) 不同筛选角下极化率与归一化参数 ψ 的关系^[107]

Fig. 27. (a) Sketch of the spin filter, (b) beam polarization in laser driven and electron beam driven scenarios, and (c) the relationship between the polarization and the normalized parameter ψ at different screening angles^[107].

功率下^[122–125]亦不容易发生显著变化。近期研究^[105,126]表明, 激光振幅 $a \leq 50$ 时纵向预极化的质子束退极化基本可以控制在 30% 以内, 横向预极化也可以控制在 20% 以内。当 $a > 50$ 时, 质子的加速时间和加速场的强度都会增强, 此时质子束退极化效应会变得比较显著, 极化率下降可以达到 40%^[126]以上甚至完全退极化^[127]。未来高能质子加速中的去极化过程还有待进一步分析研究。

4.3.4 极化探测技术概览

目前极化电子(正电子)探测都是通过散射过程散射截面的不对称性来反推极化率, 根据散射过程的不同主要分为三种谱仪, 分别是基于极化电子和原子核散射的 Mott 谱仪、基于极化电子和极化电子散射的 Möller 谱仪、基于极化电子和极化光子散射的 Compton 谱仪。由于三种谱仪的散射过程不同, 其所需要的散射靶材料和探测的能量范围以及电流范围都有所区别。因为探测结果与散射截

面息息相关, 而散射截面与电子束能量关系密切, 为了确保探测的准确率, 通常要求电子束的能散在 0.1% 以内。此外值得一提的是, 三种测量手段都不能实现整体极化的测量, 只能测量特定方向的极化率。

相较于电子极化谱仪, 质子的极化谱仪原理上更为复杂, 因为量子电动力学过程的散射截面(如康普顿背散射)太小。因此为了设计质子谱仪, 只能通过强子相互作用来进行分析, 但是这些过程的理论分析不像 QED 理论那样精准, 所以通常测量只能通过一些结果来表征^[51,128]。目前常用的质子谱仪散射截面和分析功率(analysing powers)参考的是 Roser 等^[129]的计算, 这些反应通道相对而言置信系数较高。

5 结论与展望

本文面向未来超强激光与物质相互作用的极端强场新领域, 对辐射反作用力效应进行了全面介绍与讨论, 理清了经典形式到量子形式的脉络, 并重点讨论了强场量子电动力学图像下辐射反作用力的特性, 总结了辐射反作用力效应的主要探测途径。作为补充, 本文还大致介绍了激光极化粒子加速的概念。

辐射反作用力既是经典、强场量子理论的挑战, 也是决定到激光与物质相互作用规律的重要效应。目前, QED 伽马辐射计算依赖于 Volkov 态与局域恒定(交叉)场近似, 其有效性还需进一步验证。特别是在复杂的激光等离子体场中, 其条件并非始终可以满足, 发展更为自洽的理论描述成为一个重要任务。辐射反作用力对激光等离子体影响巨大, 一方面, 可以利用其伴随的高效伽马辐射发展潜在的应用手段, 另一方面, 在某些科学应用还需要规避其影响。需要从理论、模拟上进行创新。

目前辐射反作用力的实验观测主要聚焦于高能电子与超强激光对撞后的能谱变化, 受制于空间对准精度, 成功率较低, 已有的实验数据还难以对辐射反作用力效应下定论, 更谈不上对经典、量子理论描述的分辨。因此, 提出体现辐射反作用力效应的观测方案, 发展精度更高的实验测量方法, 是未来的关注重点。

随着研究逐渐深入, 自旋作为粒子的量子属性, 在超强激光与带电粒子相互作用中扮演的角色

也越来越多受到关注。理论上还没有一个完全自洽的描述, 而实验证则依赖于激光极化高能粒子源的产生, 两者均有很好的发展空间。

参考文献

- [1] Strickland D, Mourou G 1985 *Opt. Commun.* **55** 447
- [2] Mulser P, Bauer D 2010 *High Power Laser-Matter Interaction* (Berlin: Springer)
- [3] Vshivkov V, Naumova N, Pegoraro F, Bulanov S 1998 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **410** 493
- [4] Vshivkov V, Naumova N, Pegoraro F, Bulanov S 1998 *Phys. Plasmas* **5** 2727
- [5] Shen B, Meyer-ter-Vehn J 2001 *Phys. Rev. E* **65** 01640
- [6] Cherepenin V A, Kulagin V V 2004 *Phys. Lett. A* **321** 103
- [7] Tajima T, Dawson J M 1979 *Phys. Rev. Lett.* **43** 267
- [8] Snavely R A, Key M H, Hatchett S P, et al. 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 2945
- [9] Németh K, Shen B, Li Y, et al. 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 095002
- [10] Albert F, Anderson S G, Gibson D J, et al. 2010 *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **13** 070704
- [11] Liao G, Liu H, Scott G, et al. 2020 *Phys. Rev. X* **10** 031062
- [12] Kodama R, Norreys P A, Mima K, et al. 2001 *Nature* **412** 798
- [13] Zhong J, Li Y, Wang X, et al. 2010 *Nat. Phys.* **6** 984
- [14] Chen H, Meyerhofer D D, Wilks S C, et al. 2011 *High Energy Density Phys.* **7** 225
- [15] Xu T, Shen B, Xu J, et al. 2016 *Phys. Plasmas* **23** 033109
- [16] Ritus V I 1985 *J. Russian Laser Res.* **6** 497
- [17] Baier V N, Katkov V M 1967 *Phys. Lett. A* **25** 492
- [18] Fedotov A M, Narozhny N B, Mourou G, Korn G 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 080402
- [19] Elkina N V, Fedotov A M, Kostyukov I, et al. 2011 *Phys. Rev. Special Topics-Accel. and Beams* **14** 054401
- [20] Li J, Chen Y, Hatsagortsyan K Z, Keitel C H 2017 *Sci. Rep.* **7** 11556
- [21] Geng X S, Ji L L, Shen B F, et al. 2019 *Commun. Phys.* **2** 66
- [22] Wu Y, Ji L, Geng X, et al. 2019 *New J. Phys.* **21** 073052
- [23] Wen M, Tamburini M, Keitel C H 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 214801
- [24] Büscher M, Hützen A, Ji L, Lehrach A 2020 *High Power Laser Science and Engineering* **8** e35
- [25] Koga J, Esirkepov T, Bulanov S V 2005 *Phys. Plasmas* **12** 093106
- [26] Landau L D, Lifshitz E M 1971 *The Classical Theory of Fields* (Oxford: Pergamon Press)
- [27] Vranic M, Grismayer T, Fonseca R A, Silva L O 2016 *Journal of Physics* **18** 073035
- [28] Harvey C N, Gonoskov A, Ilderton A, Marklund M 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 105004
- [29] Sorbo D D, Seipt D, Thomas A G R, Ridgers C P 2018 *Plasma Phys. and Control. Fusion* **60** 064003
- [30] Seipt D, Sorbo D D, Ridgers C P, Thomas A G R, 2018 *Phys. Rev. A* **98** 023417
- [31] Geng X S, Ji L L, Shen B F, et al. 2020 *New J. Phys.* **22** 013007
- [32] Dirac P A M 1938 *Proc. R. Soc. Lond. A* **167** 148
- [33] Piazza A D 2008 *Lett. Math. Phys.* **83** 30
- [34] Piazza A D, Hatsagortsyan K Z, Keitel C H 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 254802

- [35] Baier V N, Katkov V M, Strakhovenko V M 1991 *Rad. Eff.* **527** 122
- [36] Ridgers C P, Blackburn T G, Sorbo D D, et al. 2017 *J. Phys. Plasmas* **83** 715830502
- [37] Berestetskii V B, Lifshitz E M, Pitaevskii L P 1982 *Quantum Electrodynamics* (Amsterdam: Elsevier)
- [38] Wolkow D M 1936 *Z. Physik* **94** 250
- [39] Furry W H 1951 *Phys. Rev.* **81** 115
- [40] Piazza A D, Tamburini M, Meuren S, Keitel C H 2019 *Phys. Rev. A* **99** 022125
- [41] Pausch R 2012 *Diploma Thesis* (Dresden: Technische Universität Dresden)
- [42] Nikishov A, Ritus V 1964 *Sov. Phys. Jetepl-Ussr* **19** 529
- [43] Gonoskov A, Bastrakov S, Efimenko E, et al. 2015 *Phys. Rev. E* **92** 023305
- [44] Duclous R, Kirk J G, Bell A R 2010 *Plasma Phys. and Control. Fusion* **53** 015009
- [45] Blackburn T G, Seipt D, Bulanov S S, Marklund M 2018 *Phys. Plasmas* **25** 083108
- [46] Neitz N, Piazza A D 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 054802
- [47] Wen M, Keitel C H, Bauke H 2017 *Phys. Rev. A* **95** 042102
- [48] Bargmann V, Michel L, Telegdi V L 1959 *Phys. Rev. Lett.* **2** 435
- [49] Jackson J D 1998 *Classical Electrodynamics* (3rd Ed.) (New York: Wiley)
- [50] Ternov I M 1995 *Phys.-Usp.* **38** 409
- [51] Mane S R, Shatunov Y M, Yokoya K 2005 *Rep. Prog. Phys.* **68** 1997
- [52] Sorbo D D, Seipt D, Blackburn T G, et al. 2017 *Phys. Rev. A* **96** 043407
- [53] Li Y, Shaisultanov R, Hatsagortsyan K Z, et al. 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 154801
- [54] Seipt D, Sorbo D D, Ridgers C P, Thomas A G R 2019 *Phys. Rev. A* **100** 061402
- [55] Geng X S, Bu Z G, Wu Y T, et al. 2020 ArXiv: 1912.03625 [Physics]
- [56] Guo R T, Wang Y, Shaisultanov R, et al. 2020 *Phys. Rev. Res.* **2** 033483
- [57] Esirkepov T, Borghesi M, Bulanov S V, Mourou G, Tajima T 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 175003
- [58] Klimo O, Psikal J, Limpouch J, Tikhonchuk V T 2008 *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **11** 031301
- [59] Robinson A P L, Zepf M, Kar S, Evans R G, Bellei C 2008 *New J. Phys.* **10** 013021
- [60] Yan X Q, Lin C, Sheng Z M, et al. 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 135003
- [61] Qiao B, Zepf M, Borghesi M, Geissler M 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 145002
- [62] Shen B, Xu Z 2001 *Phys. Rev. E* **64** 056406
- [63] Zhang X, Shen B, Li X, et al. 2007 *Phys. Plasmas* **14** 123108
- [64] Chen M, Pukhov A, Yu T P, Sheng Z M 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 024801
- [65] Yu T P, Pukhov A, Shvets G, Chen M 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 065002
- [66] Yan X Q, Wu H C, Sheng Z M, Chen J E, Meyer-ter-Vehn J 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 135001
- [67] M Tamburini, F Pegoraro, Piazza A D, Keitel C H, Macchi A 2010 *New J. Phys.* **12** 123005
- [68] Chen M, Pukhov A, Yu T P, Sheng Z M 2010 *Plasma Phys. and Control. Fusion* **53** 014004
- [69] Tamburini M, Pegoraro F, Piazza A D, Keitel C H, Liseykina T V, Macchi A 2011 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **653** 181
- [70] Duff M J, Capdessus R, Sorbo D D, Ridgers C P, King M, McKenna P 2018 *Plasma Phys. and Control. Fusion* **60** 064006
- [71] Ji L L, Pukhov A, Kostyukov I, Shen B F, Akli K 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 145003
- [72] Gonoskov A, Bashinov A, Gonoskov I, et al. 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 014801
- [73] Lehmann G, Spatschek K H 2012 *Phys. Rev. E* **85** 056412
- [74] Gong Z, Hu R, Shou Y, Qiao B, et al. 2016 *Matter and Radiat. Extremes* **1** 308
- [75] Gonoskov A, Marklund M 2018 *Phys. Plasmas* **25** 093109
- [76] Bulanov S V, Esirkepov T Z, Kando M, Koga J K, Bulanov S S 2011 *Phys. Rev. E* **84** 056605
- [77] Guo Z, Ji L, Yu Q, et al. 2019 *Plasma Phys. and Control. Fusion* **61** 065007
- [78] Piazza A D, Hatsagortsyan K Z, Keitel C H 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 220403
- [79] Liu C, Shen B, Zhang X, et al. 2018 *Phys. Plasmas* **25** 023107
- [80] Gong Z, Mackenroth F, Yan X Q, Arefiev A V 2019 *Sci. Rep.* **9** 1
- [81] Ji L L, Pukhov A, Nerush E N, et al. 2014 *Eur. Phys. J. ST* **223** 1069
- [82] Ji L L, Pukhov A, Nerush E N, et al. 2014 *Phys. Plasmas* **21** 023109
- [83] Zhu X L, Yu T P, Sheng Z M, Yin Y, Turcu I C E, Pukhov A 2016 *Nat. Commun.* **7** 1
- [84] Cole J M, Behm K T, Gerstmayer E, et al. 2018 *Phys. Rev. X* **8** 011020
- [85] Poder K, Tamburini M, Sarri G, et al. 2018 *Phys. Rev. X* **8** 031004
- [86] Blackburn T G, Ridgers C P, Kirk J G, Bell A R 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 015001
- [87] Vranic M, Martins J L, Vieira J, Fonseca R A, Silva L O 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 134801
- [88] Wistisen T N, Piazza A D, Knudsen H V, Uggerhøj U I 2018 *Nat. Commun.* **9** 1
- [89] Ji L L, Snyder J, Shen B F 2019 *Plasma Phys. and Control. Fusion* **61** 065019
- [90] Snyder J, Ji L L, George K M, et al. 2019 *Phys. Plasmas* **26** 033110
- [91] Mironov A A, Meuren S, Fedotov A M 2020 *Phys. Rev. D* **102** 053005
- [92] Ilderton A, King B, Seipt D 2019 *Phys. Rev. A* **99** 042121
- [93] Gay T J. 2009 *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **57** 157
- [94] Jefferson Lab Qweak, 2018 *Nature* **557** 207
- [95] Schlimme B S, et al. 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 132504
- [96] Ageev E S, et al. 2005 *Phys. Lett. B* **612** 154
- [97] Salajegheh M, Mohammad S, Khanpour H, Atashbar T S 2018 *Phys. Rev. C* **97** 055201
- [98] Huang H, Kewisch J, Liu C, et al. 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 204803
- [99] X J Wang, H Sun, X Luo 2017 *Advances in High Energy Phys.* **2017** 1
- [100] Burkhardt M, Miller C A, Nowak W D 2010 *Rep. Prog. Phys.* **73** 016201
- [101] Sokolov A A, Ternov I M 1964 *Sov. Phys. Dokl.* **8** 1203
- [102] Rathmann F, Saleev A, Nikolaev N N 2014 *Phys. Part. Nucl.* **45** 229
- [103] Pierce D T, Meier F, Zürcher P 1975 *Appl. Phys. Lett.* **26** 670
- [104] Batelaan H, Green A S, Hitt B A, Gay T J 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 4216

- [105] Hützen A, Thomas J, Böker J, et al. 2019 *High Power Laser Sci. Eng.* **7** e16
- [106] Alekseev I, Allgower C, Bai M, et al. 2003 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A* **499** 392
- [107] Wu Y, Ji L, Geng X, et al. 2020 *Phys. Rev. Appl.* **13** 044064
- [108] Wu Y, Ji L, Geng X, et al. 2019 *Phys. Rev. E* **100** 043202
- [109] Hartung A, Morales F, Kunitski M, et al. 2016 *Nat. Photon.* **10** 526
- [110] Trabert D, Hartung A, Eckart S, et al. 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 043202
- [111] Barth I, Smirnova O 2013 *Phys. Rev. A* **88** 013401
- [112] Rakitzis T P, Samartzis P C, Toomes R L, et al. 2003 *Science* **300** 1936
- [113] Rakitzis T P 2004 *Chem. Phys. Chem.* **5** 1489
- [114] Sofikitis D, Kannis C S, Boulogiannis G K, Rakitzis T P 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 083001
- [115] Sofikitis D, Rubio-Lago L, Bougas L, Alexander A J, Rakitzis T P 2008 *J. Chem. Phys.* **129** 144302
- [116] Thomas J, Hützen A, Lehrach A, et al. 2020 *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **23** 064401
- [117] Vieira J, Huang C K, Mori W B, Silva L O 2011 *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **14** 071303
- [118] Golovanov A A, Kostyukov I Y, Thomas J, Pukhov 2017 *Phys. Plasmas* **24** 103104
- [119] Lu W, Huang C, Zhou M, Mori W B, Katsouleas T 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 165002
- [120] Gonsalves A J, Nakamura K, Lin C, et al. 2011 *Nat. Phys.* **7** 862
- [121] Schmid K, Buck A, Sears C M S, et al. 2010 *Phys. Rev. Special Topics-Accel. Beams* **13** 091301
- [122] Zou J P, Blanc C L, Papadopoulos D, et al. 2015 *High Power Laser Sci. Eng.* **3** e2
- [123] Zamfir N V 2014 *Eur. Phys. J. Special Topics* **223** 1221
- [124] Li W, Gan Z, Yu L, et al. 2018 *Opt. Lett.* **43** 5681
- [125] Gomez C H, Blake S P, Chekhlov O, et al. 2010 *IOP Publishing* **244** 032006
- [126] Jin L, Wen M, Zhang X, et al. 2020 *Phys. Rev. E* **102** 011201
- [127] Hützen A, Thomas J, Lehrach A, et al. 2020 *J. Phys.: Conf. Series* **1596** 012013
- [128] Makdisi Y 1998 *AIP Conf. Proc.* **451** 40
- [129] Roser T (Edited by A Chao and M Tigner) 2002 *Handbook of Accelerator Physics and Engineering* (Singapore: World Scientific)

SPECIAL TOPIC—Ultra short ultra intense laser plasma physics

Laser-driven radiation-reaction effect and polarized particle acceleration*

Ji Liang-Liang^{1)†} Geng Xue-Song¹⁾ Wu Yi-Tong¹⁾
 Shen Bai-Fei¹⁾²⁾ Li Ru-Xin¹⁾³⁾

1) (*State Key Laboratory of High Field Laser Physics, Shanghai Institute of Optics and*

Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China)

2) (*Mathematics & Science College, Shanghai Normal University, Shanghai 200234, China*)

3) (*School of Physical Science and Technology, Shanghai Tech University, Shanghai 201210, China*)

(Received 14 January 2021; revised manuscript received 6 February 2021)

Abstract

Laser-plasma interaction at intensities beyond 10^{22} W/cm² enters a new regime where gamma-photon emission and the induced radiation-reaction effect dominate. In extreme laser fields, high energy electrons emit gamma-photons efficiently, which take considerable portion of energy away and impose strong reaction forces on radiating electrons. When the radiation power is comparable to the electron energy gained in a certain period of time, the radiation-reaction (RR) effect becomes significant, which fundamentally changes the picture of laser-plasma interaction. In this review article, we introduce the physics of radiation-reaction force, including both classical description and quantum description. The effects of stochastic emission and particle spins in the quantum-electrodynamics (QED) RR process are discussed. We summarize the RR-induced phenomena in laser-

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11875307, 11935008) and the Strategic Priority Research Program of the Chinese Academy of Sciences, China (Grant No. XDB 16010000).

† Corresponding author. E-mail: jill@siom.ac.cn

plasma interaction and some proposed measurements of RR. As a supplement, we also introduce the latest progress of producing spin polarized particles based on laser-plasma accelerations, which provides polarized beam sources for verifying the QED-RR effects.

In the classical picture, the RR force can be described by the Landau-Lifshitz (LL) equation, which eliminates the non-physical run-away solution from the Lorentz-Abraham-Dirac (LAD) equation. The damping force could induce the electron trajectories to instantaneously reverse, electrons to cool and even high energy electrons to be reflected by laser pulses. The latter leads to a “potential barrier” at a certain threshold that prevents the electrons of arbitrarily high energy from penetrating the laser field. In general, classical LL equation overestimates the RR effect, thus calling for more accurate quantum description.

When the emitted photon energy is close to the electron energy, radiation becomes discrete. Quantum effects arise such that the process, also known as nonlinear multi-photon Compton Scattering, must be considered in the strong-field QED picture. This is resolved in the Furry picture by using the laser-dressed Volkov state in the local constant cross-field approximation (LCFA). The QED model is applied to particle dynamics via Monte-Carlo (MC) sampling. We introduce the prominent feature of quantum RR-stochastic photon emission. It allows the processes forbidden in classical picture to emerge, such as quantum ‘quenching’, quantum ‘reflection’, etc. These observables validate the strong-field QED theory. Recently, there has been a rising interest in identifying the spin effect in the QED-RR force. We summarize the latest progress of this topic, showing that when spins are coupled with photon emission the electrons of different spin states undergo distinctive RR force.

The RR force has a significant effect on laser-plasma interaction. The review paper introduces recent QED-MC based PIC simulation results. Some key features include electron cooling in laser-driven radiation pressure acceleration and the radiation-reaction trapping (RRT) mechanism. In the RRT regime the laser pulse conveys over 10% of its energy to gamma-photons, facilitating the creation of a highly efficient gamma-ray source and electron-positron pair. In addition, the paper mentions the major efforts to measure the RR effect in recent years. It relies on high energy electrons either colliding with ultra-intense laser pulses or traversing crystals. Primitive observations indicate that existing theories do not match experimental results. Further investigation is required in both SF-QED theory and experiment.

Finally, the review paper discusses the idea of laser-driven polarized particle acceleration as a supplement. The all-optical approach integrates pre-polarized gas target into laser wakefield acceleration, offering a compact all-optical polarized particle source, which is highly favorable for strong-field QED studies, high-energy colliders and material science.

Keywords: ultra-intense laser, radiation-reaction, strong-field quantum electrodynamics, polarized particle acceleration

PACS: 52.38.-r, 52.38.ph, 52.65.Rr, 52.59.-f

DOI: [10.7498/aps.70.20210091](https://doi.org/10.7498/aps.70.20210091)