

《物理学报》创刊 90 周年

超过 30 GeV 的强激光锁相直接电子加速*

朱翰辰¹⁾²⁾ 周楚亮²⁾ 李晓锋²⁾ 田野^{1)2)†} 李儒新^{1)2)3)‡}

1) (中国科学技术大学物理学院, 合肥 230026)

2) (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)

3) (上海科技大学, 上海 201210)

(2024 年 5 月 9 日收到; 2024 年 9 月 13 日收到修改稿)

当超强激光斜入射辐照固体时, 预脉冲会先将固体表面等离子体化, 随后主脉冲将与等离子体相互作用并最终被等离子体反射. 同时, 等离子体中的部分电子将锁定在激光场的加速位相, 随后在激光场中获得有效加速, 该过程被称为锁相电子加速. 由于目前超强激光的电场强度已接近 TV/m 量级, 因此如果电子在激光场加速位相中停留足够长的时间, 便有可能获得百 GeV 甚至 TeV 量级的能量. 本文针对现有的超强激光参数, 通过单电子动力学模型, 对锁相机制中电子在激光场的加速过程展开系统研究. 研究表明, 峰值功率为 10 PW 量级的强激光可将电子直接加速至 30 GeV 左右. 本研究还给出了锁相加速机制中锁相电子的远场能量角分布, 以及最终能量等与激光场强度的定标关系. 考虑到激光强度的不断提高并且激光锁相电子加速机制也适用于正电子加速, 因此本研究结果将有望应用于小型化正负电子对撞机及高能伽马射线源等领域.

关键词: 超高能电子加速器, 激光直接电子加速, 锁相电子加速, 正负电子对撞机

PACS: 52.38.Kd, 41.75.Jv, 52.35.Mw, 52.65.Cc

DOI: 10.7498/aps.73.20240652

CSTR: 32037.14.aps.73.20240652

1 引言

高能电子加速器在前沿科学研究与应用中都发挥着重要的作用, 例如通过分析正负电子对撞产物来探索微观粒子的结构^[1]和可满足不同波段(微波到 X 射线波段)需求的相干辐射光源-自由电子激光器(free electron laser, FEL)^[2]等. 大多数传统加速器都基于射频电子加速机制. 由于受材料损伤阈值的限制, 其加速梯度一般低于 100 MV/m, 因此为了获得超高能量的电子束, 需要延长其加速距离, 这便导致高能电子加速器的尺寸巨大且造价高昂. 激光器的发明为粒子加速提供了新的思路,

也为高能电子加速器小型化提供了可能性. 1979 年 Tajima 和 Dawson^[3]提出可利用激光驱动等离子体尾波场加速电子(laser wakefield acceleration, LWFA). 由于该方案中加速介质为等离子体, 不需要考虑材料损伤阈值, 同时等离子体内所激发的加速场具有更高的加速梯度, 因此很快引起了广泛关注. 特别是随着啁啾脉冲放大技术(chirped pulse amplification, CPA)的发明^[4], 超短脉冲激光的强度获得了飞速的提升, 超短超强激光的峰值功率已达到拍瓦量级. 受益于激光技术的发展, LWFA 领域也取得了重大突破. 目前利用 LWFA 可以获得 100 GV/m 量级的加速梯度, 并且在实验中得到了 7.8 GeV 的电子束^[5]. 即便如此, LWFA 仍然面临

* 国家自然科学基金(批准号: 12388102, 12325409, U226720057)、基础研究特区计划(批准号: JCYJ-SHFY-2021-002)和中国科学院基础研究领域青年团队计划(批准号: YSBR-060)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: tianye@siom.ac.cn

‡ 通信作者. E-mail: ruxinli@siom.ac.cn

着驱动激光能量耗散、电子失相以及加速不稳定等问题,同时单级 LWFA 难以将电子加速至 10 GeV 以上.

除基于等离子体加速机制外,激光粒子加速领域仍存在其他富有潜力的加速机制,比如激光电介质加速和激光直接加速等. 2023 年,余谢秋和曾雨珊等^[6,7]利用超强超短激光驱动丝波导产生了毫焦耳级太赫兹表面波,并采用表面波进行电子加速,在波导管中实现了 210 MV/m 的平均加速梯度,并在 5 mm 的距离内实现了最高 1.1 MeV 的电子能量增益. 然而,该方案的加速梯度仅为传统射频腔加速器的 2 倍,难以在短距离内将电子能量加速到 GeV 的量级. 在激光直接加速电子方面,超强激光脉冲的峰值电场强度最高可达数十 TV/m,比 LWFA 的加速梯度高 2 个数量级,具备在更短距离内将电子加速到几十甚至上百 GeV 的潜力. 然而, Lawson-Woodward (LW) 判据指出,在没有电介质的真空环境中,电子无法通过线性加速从激光场中获得净余能量^[8]. 只有打破 LW 判据中的一条或者多条假设条件,电子才能够在真空激光场中获得净能量.

近几十年以来,多个研究团队^[9-16]对真空激光直接加速电子的物理过程进行了广泛的理论研究. 早期的研究指出,在紧聚焦高斯激光束与电子相互作用中,当电子横向振荡的振幅超过焦斑半径时,电子会以非常高的能量逃逸出激光场,该过程中的激光场对电子的平均效应可简化为激光有质动力^[9-13]. 由于电子与激光脉冲的相互作用范围有限,因此 LW 判据并不成立,从而导致电子可以从激光场中获得净能量. 然而,电子在运动过程中所处的激光场相位剧烈变化,从而导致其加速效果受到限制. 随后的研究进一步表明:当初始动量满足一定条件并通过特殊方式注入到激光场中时,电子可以在激光场的加速位相停留较长的时间,因此能充分利用强激光场的高电场梯度并最终获得有效加速^[14-16]. 虽然此类加速机制具有将电子加速到数十 GeV 甚至 TeV 的潜力,但是如何精确控制电子的注入相位是相关实验中面临的一个巨大难题.

2012 年,田野等^[17]研究发现,当强激光脉冲在等离子体阴极上反射时,位于激光场特定相位的电子会从等离子体表面发射出来. 这意味着自由电子被注入到了激光场的固定相位中,实现了强激光直接电子加速的第一步,该现象被称为电子的“锁

相机制”. 2016 年, Thévenet 等^[18]使用 100 TW 激光脉冲辐照等离子体镜并采用电子“锁相机制”,在毫米尺度将电子能量提高了 5 MeV. 周楚亮等^[19]于 2021 年进一步实验证实了该锁相机制产生的电子束时间脉宽为阿秒量级,如此短的电子脉宽将有利于后续激光场对电子束的长时间直接加速.

为了获得更高能量的电子束,本文针对锁相机制中出射的电子与激光场的相互作用过程,通过改变电子的初始条件,研究了锁相电子被反射激光场直接加速后电子能量的变化,并分析了不同电子在激光场中的运动轨迹及辐射反作用效应的影响,最终给出加速电子能量与激光强度的定标关系.

2 理论模型

当超强激光辐照固体时,激光预脉冲会先将固体表面等离子体化,随后主脉冲到达固体表面与等离子体相互作用,由于等离子体对主脉冲能量反射率高达 80%,因此被称为等离子体镜^[20,21]. 如图 1 所示,在激光场辐照到等离子体表面时,电子将被推向等离子体内部,形成加速空腔,电子在其内部被加速,随着电场反向,电子就从等离子体内部发射出来,因此电子会在反射电场符号改变的相位发射^[17],随后被反射激光脉冲直接加速. 处于其他相位的电子则会被激光场减速从而返回等离子体内部. 由于

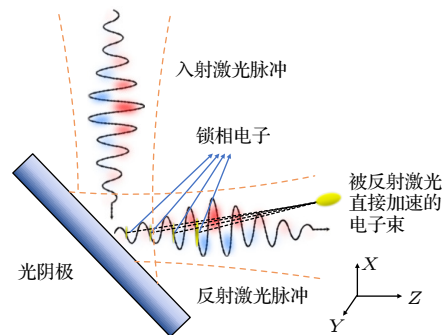


图 1 激光锁相加速电子示意图,高斯激光脉冲以 45° 的入射角照射固体表面,预脉冲会在固体表面产生等离子体,随后主脉冲会被等离子体反射,与此同时,位于激光场特定相位的电子(黄色散点)会向外发射,并被反射激光场持续加速

Fig. 1. Schematic diagram of laser-driven phase-locked acceleration of electrons, the Gaussian laser main pulse is incident on the photocathode at an angle of 45° and is then reflected by the plasma mirror generated by the pre-pulse. Meanwhile, electrons (yellow scattered points) at a specific phase in the laser field are emitted outward and then directly accelerated by the reflected laser field.

只有特殊相位 (电场强度约为零) 的电子才能向外发射, 并且发射窗口期极短, 因此可以产生阿秒级时间脉冲的电子束 [19]. 与其他真空加速电子注入方式相比, 以上过程中产生的电子束可自发锁定加速位相, 为随后的激光持续直接加速提供了良好的初始条件, 具备易操作且脉宽超短等优势.

至今已有诸多研究证明了锁相机制的正确性 [17-19], 因此本文的研究重点在于该机制在更高激光强度下的加速效果. 本文采用单粒子动力学模型 [22] 研究锁相电子发射后与反射激光场的相互作用, 相比于 PIC 模拟, 该模型所需的计算量要低得多. 假设高斯激光脉冲的传播方向为 Z 方向, 偏振方向为 X 方向, 电磁场的分量表达式如下:

$$\begin{aligned} E_x &= E_0 \frac{w_0}{w} \exp\left(-\frac{r^2}{w^2}\right) \sin(\Phi_G) \exp\left[-\frac{(z-ct)^2}{\tau^2}\right], \\ E_z &= 2E_0 \varepsilon \frac{xw_0}{w^2} \exp(-r^2/w^2) \cos(\Phi_{G1}) \\ &\quad \times \exp[-(z-ct)^2/\tau^2], \\ B_y &= E_x/c, \\ B_z &= 2E_0 \varepsilon \frac{yw_0}{w^2} \exp(-r^2/w^2) \cos(\Phi_{G1}) \\ &\quad \times \exp[-(z-ct)^2/\tau^2], \\ E_y &= B_x = 0. \end{aligned} \quad (1)$$

其中, E_0 为峰值电场强度的幅值, w_0 为激光腰宽, 光束在某特定点半径 $w = \sqrt{1+z^2/z_R^2}$, $z_R = 1/2k_0w_0^2$ 为瑞利长度, k_0 为激光波数, $r = \sqrt{x^2+y^2}$, $\Phi_G = \omega_0 t - k_0 z + \tan^{-1}(z/z_R) - zr^2/z_R w^2 - \Phi_0$, Φ_0 为任意可选的相位, $\Phi_{G1} = \Phi_G + \tan^{-1}(z/z_R)$, $\varepsilon = 1/k_0w_0$. 激光波长 $\lambda = 800$ nm, 激光腰宽 $w_0 = 50\lambda$ 、脉冲宽度 $\tau = 20T$ ($T = \lambda/c$ 为激光的光周期). 激光场强度为 $a_0 = 350$ (对应的激光强度为 1.7×10^{23} W/cm²). $\exp[-(z-ct)^2/\tau^2]$ 为高斯型脉冲形状因子. 对于脉冲宽度足够长的激光脉冲 (数十个光周期以上), 只需将连续激光束的电磁场分量乘以脉冲形状因子即可近似得到有限脉宽激光脉冲的电磁场分量. 初始时刻 $t = 0$ 时, 假设激光脉冲的束腰中心位于坐标原点. 电子在激光场中的运动由相对论牛顿-洛伦兹方程 $d\mathbf{p}/dt = -e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$ 描述, 本文通过四阶龙格库塔数值方法求解该微分方程, 研究电子在激光场中的动力学行为.

为了研究锁相加速机制的极限, 本文将尽可能

能使用更高的激光强度. 例如, 上海超强超短激光“羲和”装置已经实现了平均功率超过 10 PW 的超强超短激光脉冲, 通过聚焦激光强度可以达到 10^{23} W/cm², 相应的归一化强度 $a_0 = 350$. 此外, 当电子加速运动时会向外辐射电磁波. 当辐射电磁波强度较高时会反作用于电子的运动, 该过程称为辐射反作用效应 [23]. 由于使用的激光强度较高, 因此辐射反作用效应对电子加速的影响也是本文的研究内容之一. 依据经典电动力学模型 [24], 辐射反作用效应可由以下表达式描述:

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_R &= \frac{2e^3}{3mc^2} \gamma \left(\frac{\partial}{c\partial t} + \boldsymbol{\beta} \cdot \nabla \right) (\mathbf{E} + \boldsymbol{\beta} \times \mathbf{B}) \\ &\quad + \frac{2e^4}{3m^2c^4} [(\boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{E})\mathbf{E} + (\mathbf{E} + \boldsymbol{\beta} \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}] \\ &\quad - \frac{2e^4}{3m^2c^4} \gamma^2 \boldsymbol{\beta} [(\mathbf{E} + \boldsymbol{\beta} \times \mathbf{B})^2 - (\boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{E})^2]. \end{aligned} \quad (2)$$

其中, γ 为电子的相对论因子, $\boldsymbol{\beta} = \mathbf{v}/c$. 从 (2) 式可以看出, 第 3 项与 γ^2 成正比, 这意味着当电子的能量很大时, 第 3 项的影响会远大于前两项. 因此本研究中忽略前两项, \mathbf{F}_R 近似等于第 3 项, 即

$$\mathbf{F}_R \approx -\frac{2e^4}{3m^2c^4} \gamma^2 \boldsymbol{\beta} [(\mathbf{E} + \boldsymbol{\beta} \times \mathbf{B})^2 - (\boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{E})^2]. \quad (3)$$

因此, 在讨论 γ 值很大的超相对论电子的运动时, 电子的运动方程可写为

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{p}}{dt} &= \mathbf{F}_L + \mathbf{F}_R = -e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}/c) \\ &\quad - \frac{2e^4}{3m^2c^4} \gamma^2 \boldsymbol{\beta} [(\mathbf{E} + \boldsymbol{\beta} \times \mathbf{B})^2 - (\boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{E})^2], \end{aligned} \quad (4)$$

其中 \mathbf{F}_L 为洛伦兹力.

电子束在真空中运动时还会受到空间电荷效应的影响. 空间电荷效应对电子作用力的表达式为 $F_r = eE_r/\gamma^2$, 其中 e 为电子电荷, E_r 为径向空间电荷场, 作用力 F_r 与 γ^2 成反比 [25]. 在我们的模拟条件下, 电子的 γ 值会提高到 60000 以上, 因此空间电荷效应是可以忽略的.

3 模拟结果与讨论

本节先使用二维 PIC 模拟计算了超强激光脉冲与等离子体相互作用后出射电子的性质, 然后将出射电子数据代入单粒子动力学模型, 对电子加速后的束流品质、单电子动力学过程和辐射反作用效应等方面进行模拟计算.

3.1 锁相电子的发射

我们设定等离子体密度 $n_0 = 400n_c$ ($n_c = 1.74 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ 为波长为 800 nm 的激光的临界等离子体密度), 其表层的等离子体密度以指数关系衰减, 在 0.1λ (80 nm) 衰减至 $0.01n_c$. 激光脉冲以 45° 的入射角辐照到等离子体表面. 图 2 为二维 PIC 模拟的出射电子数据. 其中图 2(a) 为激光脉冲与等离子体相互作用过程中电子密度的空间分布图, 电子在等离子体的表面等间距地发射, 该间距对应于入射激光的波长, 这说明电子的发射与激光的相位具有对应关系. 图 2(b) 为出射电子与反射激光场的相位关系, 电子在距离等离子体表面 800 nm 的位置采样, 红色曲线为反射激光强度, 蓝色曲线为出射电子密度. 可以看出电子在反射激光场过零点以阿秒脉冲的形式发射. 因等离子体镜的表面变形及表面高次谐波成分的产生, 反射激光与入射激光

电磁场分布存在差异. 但对于本文介绍的“锁相效应”而言, 电子从等离子体镜表面发射出来进入反射激光场的时刻相对于反射激光脉冲的特定相位仍然保持固定. 此外, 对于我们重点讨论的被反射激光直接加速的锁相电子来说, 其在离开激光场的作用范围之前一直处于激光场固定的半周期内, 因此激光场被等离子体镜反射后引入的整体波形畸变对锁相电子的激光直接加速效果的影响并无显著差异. 由于会被反射激光捕获的电子需要有较高的能量, 因此我们统计了发射出等离子体表面 γ 值大于 5, 且速度方向指向等离子体外部的电荷线密度, 结果为 $97.5 \mu\text{C}/\text{m}$, 图 2(c) 为这些电子的能谱. 假设电子第三维度的密度为与激光强度呈线性关系 (即为高斯分布), 则满足条件的电子电荷量为 1.38 nC. 图 2(d) 为电子在离开等离子体表面后的动量分布, 其中 p_x 为电子沿激光偏振方向的动量,

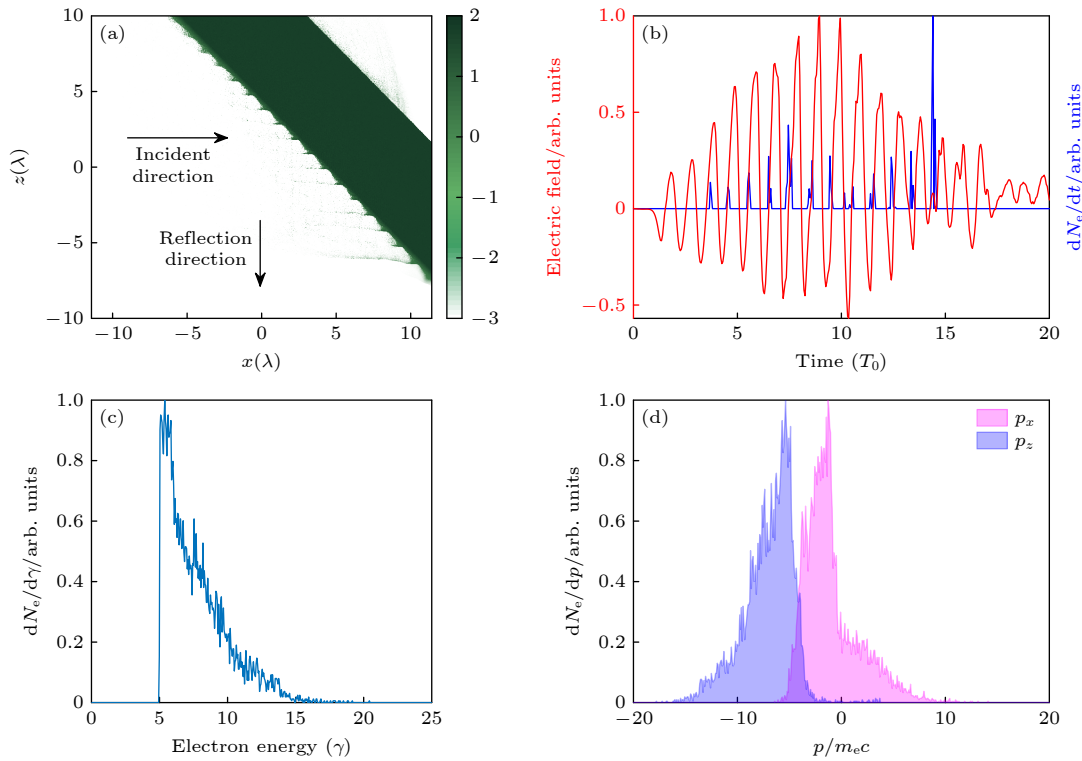


图 2 锁相电子的初始状态 (a) 相互作用过程中电子密度的空间分布图, 其中 x 方向是入射激光的传播方向, z 方向是反射激光的传播方向; (b) 出射电子与反射激光场的相位关系, 红色曲线为反射激光强度, 蓝色曲线为出射电子密度, 电子在反射激光场过零点对应的相位发射; (c) γ 值大于 5 的出射电子的能谱; (d) 出射电子的动量分布, p_x 为电子沿激光偏振方向的动量, p_z 为电子沿激光传播方向的动量

Fig. 2. (a) Spatial distribution map of electron density during the interaction process, where the x -direction represents the propagation direction of the incident laser and the z -direction represents the propagation direction of the reflected laser; (b) phase relationship between the emitted electrons and the reflected laser field is illustrated, with the red curve representing the intensity of the reflected laser and the blue curve indicating the electron density, electrons are emitted at the zero-crossing points of the reflected laser; (c) energy spectrum of emitted electrons with $\gamma > 5$; (d) momentum distribution of these electrons, p_x is the momentum along the polarization direction of the reflected laser and p_z is the momentum along the specular direction of the reflected laser.

p_z 为电子沿激光传播方向的动量. 之后的单电子模拟将以上述数据作为电子的初始状态进行计算.

3.2 锁相电子的束流品质与初始条件的关系

为了分析锁相电子与激光相互作用后的远场能量角分布, 将 3.1 节中 PIC 模拟计算出的 1000 个锁相电子的初始数据代入单电子模型中进行计算, 电子束最终时刻的能量角分布与能谱由图 3 给出. 图 3(a) 为电子的能量角分布, 其中 $\theta_x = \arctan(p_x/p_z)$, $\theta_y = \arctan(p_y/p_z)$. 当 $\theta_x = \theta_y = 0$ 时表示电子最终动量方向与反射激光的传播方向保持一致. 从图中可以看出, 不同于激光有质动力机制加速形成的圆环状分布^[19], 锁相加速高能电子全部位于 $\theta_x > 0$ 的一侧. 这是由于激光场的强度很高, 电子加速过程在很短的时间内完成, 电子还没有来得及向 y 方向偏转就离开激光的作用区域. 并且在 y 轴方向的发散角很小, 这是因为沿 y 轴方向的速度相对于 z 轴方向 x 轴速度相比很小. 另

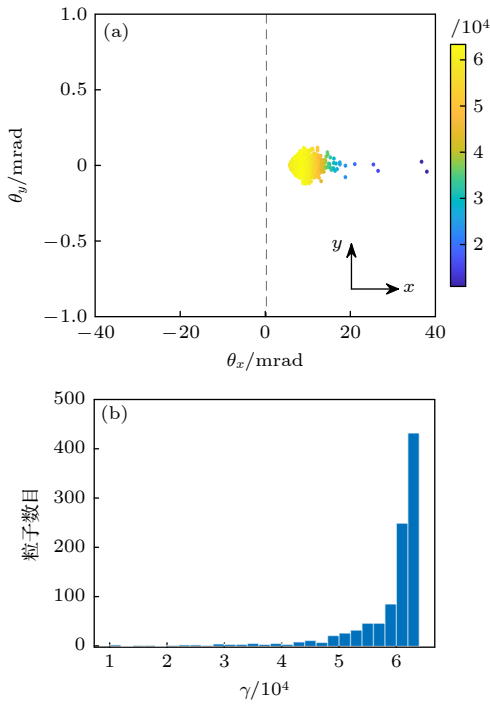


图 3 锁相电子与反射激光相互作用后电子数据 (a) 电子的能量角分布, 其中 $\theta_x = \arctan(p_x/p_z)$, $\theta_y = \arctan(p_y/p_z)$, 颜色图为电子的 γ 值; (b) 与反射激光相互作用后的电子能谱
Fig. 3. Energy-angular distribution of the locked-phase electrons after having interacted with the reflected laser: (a) Energy-angular distribution of the electrons, where $\theta_x = \arctan(p_x/p_z)$, $\theta_y = \arctan(p_y/p_z)$, the color bar represents the γ values of the electrons; (b) electron energy spectrum after the interaction with the reflected laser.

外, 可以发现 θ_x 较小时的电子能量较高, γ 最大值为 63341, 对应电子能量为 32.4 GeV. 这是因为准直性更好的电子与激光场的相互作用时间更长, 从而获得更高的加速能量. 当初始动量不满足锁相条件时, 电子便不能够在激光场加速相位中停留足够长的时间, 从而提前离开激光场并最终导致其分布在了离光轴较远的位置. 图 3(b) 为这些电子的能谱图, 可以看见 80% 以上的电子 γ 值提高到了 60000 以上, 即能量超过 30 GeV. 结合 3.1 节中筛选出的锁相电子电荷量 (1.38 nC), 可以估计一次锁相加速能够加速的电荷量为 nC 量级.

3.3 不同初始条件下单电子的动力学行为

为了详细分析锁相电子在激光场的运动过程, 本节选取了两个最终能量不同的电子 (被激光直接加速获得超高净能量电子与初始状态不匹配而未获得较高能量的电子), 分析这两类电子的动力学过程的区别. 图 4(a) 为这两类电子的相对论因子 γ 随时间的演化. 被激光直接加速的一类电子 (蓝色曲线) 一直处于激光场的加速相位中, 其 γ 值随时间的演化不断增大, 图中标称点 $A(t, \gamma)$ 代表了一类电子与反射激光场相互作用的特征点, 电子从初始位置被捕获并加速至 A 点所经历作用的时间为 22000 个光周期, 此时电子的能量为 25.6 GeV ($\gamma = 50087$), 后续激光场对电子的加速效果减弱, 最终电子能量达到了 32 GeV ($\gamma = 63340$). 电子加速的时间远远大于脉冲宽度, 这也证实了该类电子在激光场加速相位中停留了很长时间. 二类电子 (橙色曲线) 在被激光场加速到最高能量 0.81 GeV ($\gamma = 1599$) 后, 偏离了原来的加速相位并进入减速相位, 随后在激光场不同位相中滑移, 从而导致电子能量随时间演化多次振荡, 最终以 0.35 GeV ($\gamma = 686$) 的能量离开激光场的作用范围. 这类加速过程可使用激光场对电子的平均效果即有质动力模型来描述, 并被称为有质动力加速机制. 图 4(b) 为两个电子的运动轨迹在 $x-z$ 平面上的投影, 二类电子在激光场中的运动轨迹为振荡的曲线, 这与图 4(a) 中该电子的能量变化相对应. 图 4(c) 为一类电子在随激光运动参考系中的运动轨迹, 红色曲线表示该参考系下激光场的空间分布, 虚线框为一类电子在离开激光束腰半径 (50λ) 前相位相对于激光相位的移动范围, 大致为 0.6π , 即电子一直处于激光场固定的半周期内. 在一类电子离开激光束

腰半径时,其相对论因子达到了 60694,能量超过了 30 GeV. 结果表明,在锁相机制下被激光直接

加速的电子获得的能量增益比有质动力过程高两个数量级.

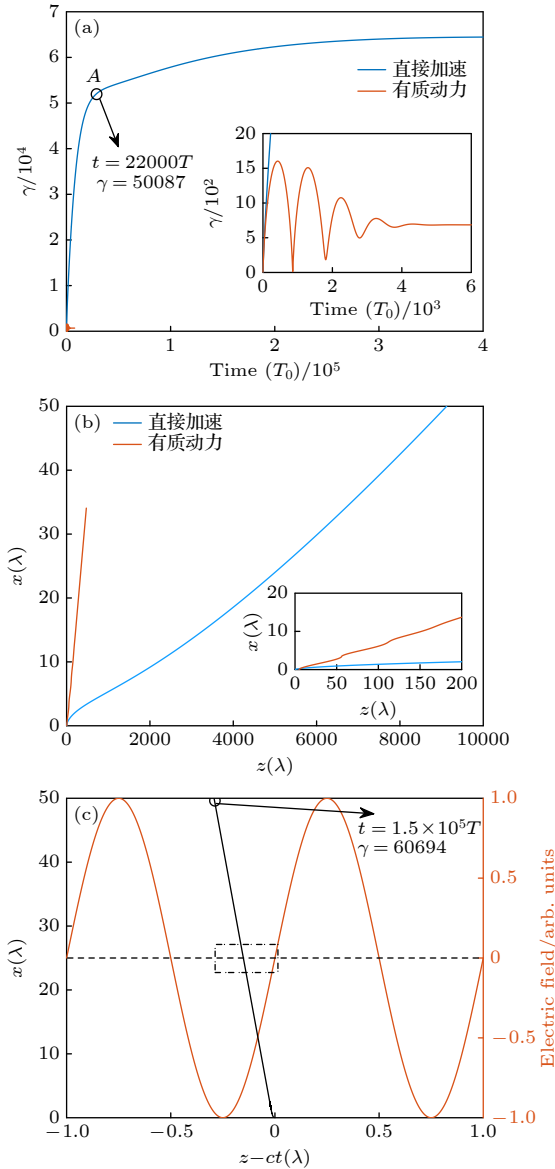


图 4 不同初始动量的电子与激光场相互作用过程 (a) 电子能量值随时间的变化,一类电子(蓝色实线)代表激光锁相加速,二类电子(黄色实线)代表有质动力加速机制;(b) 两种电子对应的运动轨迹;(c) 随激光运动参考系下一类电子的运动轨迹,其中红色曲线为激光场的空间分布,虚线框标明了一类电子相对激光移动的相位范围

Fig. 4. Interaction process of phase-locked electrons with the reflected laser field with different initial momenta: (a) Temporal evolution of relativistic factor γ about two typical electrons, Type I (blue curve) was accelerated based on the locking-phase mechanism and the acceleration of Type II (orange curve) could be treated as the effect of ponderomotive force; (b) the corresponding trajectories about the two electrons; (c) Type I's trajectory in a frame moving with the laser beam, red curve sketches the laser field in this frame, the dashed box indicates the phase range of the movement of Type I.

3.4 电子能量增益与激光强度的定标关系

对于锁相加速电子机制而言,激光场的强度直接影响电子的运动过程及加速效果. 当激光强度更高时,电子具备获得更高能量的潜力. 图 5(a) 为电子最终时刻的 γ 与激光强度 a_0 之间的关系,其中蓝线为忽略 RR 效应的结果,红线为考虑 RR 后的结果. 从图 5(a) 可以看出, γ 的稳定值随激光强度 a_0 线性提升. 在忽略 RR 效应的情况下,用一次函数拟合后 a_0 与 γ 的关系为 $\gamma = 180.52a_0 + 121.13$. 当激光强度接近 350 时,辐射反作用效应对电子加速能量的影响才会显现出来. 为了分析 RR 效应对

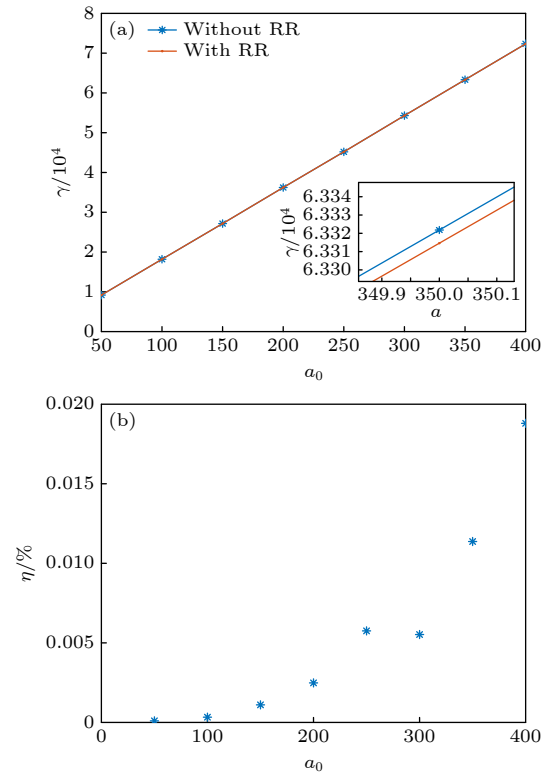


图 5 电子加速能量与激光强度的定标关系 (a) 最终时刻,电子相对论因子 γ 的值与激光强度 a_0 之间的关系,其中蓝线为不考虑 RR 的结果,红线为考虑 RR 的结果;(b) RR 效应对电子能量的影响随 a_0 的变化关系

Fig. 5. Scaling relationship between electron acceleration energy and laser intensity: (a) Relationship between the relativistic factor γ of electrons at the final moment and the laser intensity a_0 , the blue line represents the results without considering radiation reaction (RR), while the red line represents the results considering RR; (b) variation of the impact of RR on electron energy with respect to the change in a_0 .

电子能量的影响, 引入物理量 $\eta = (\gamma - \gamma_{RR}) / \gamma$, 模拟结果如图 5(b) 所示. 辐射反作用力对电子能量的影响与激光强度 a_0 的二次方成正比. 这是由于 RR 效应 F_R 近似与 γ^2 成正比. 即便如此, 在 $a_0 = 400$ 时损失的能量占比仅为 0.02%. 随着激光强度的进一步增大, 辐射反作用效应会更加明显. 与此同时, 电子与激光的经典物理模型已不再适用, 需要考虑量子电动力学模型. 因此, 在现有的激光强度下, 可以基本忽略 RR 对该加速机制的影响.

另外, 使电子获得最佳加速效果的初始条件会随着激光强度的变化而改变. 当激光强度较低时, 电子需要比较大纵向初始动量. 例如, 在 $a_0 = 50$ 时, $p_z = 15$ 能获得最好的加速效果, 而在 $a_0 = 350$ 时, $p_z = 2.5$ 时加速效果最好 (两种情况下初始横向动量都为 $p_x = 1$). 这表明在激光场的强度很大时, 电子的初始纵向动量过大反而会最终影响加速效果, 这是由电子加速过快从而过早偏离加速位相导致的.

4 结 论

针对强激光与固体相互作用中的锁相电子加速, 本文通过单电子动力学模型, 详细分析了锁相电子在激光场中的加速过程, 并系统研究了电子初始状态对最终相空间以及能量的影响. 研究结果表明, 当激光强度 $a_0 = 350$ 时, 电子可以被加速到 32.4 GeV. 并且研究发现锁相电子束与反射脉冲相互作用后, 其角发散度为 10 mrad 量级, 这说明电子束经过加速后具有良好的准直性, 有利于实现高能粒子对撞实验. 进一步, 可以通过调整锁相电子在激光场中的发射位置和初始动量, 可延长电子在激光场加速位相的“稳相”时间, 从而有望获得更好的加速效果. 另外, 电子能量与激光的强度呈线性关系. 对于未来功率更高的超强激光, 该机制将有望获得更高的电子能量. 此外, 超强激光与等离子体相互作用产生的正电子^[26] 也可以用该机制进行加速, 这为小型化正负电子对撞机的设计与建设提供了新的参考.

参考文献

- [1] Dutta B, Ghosh S, Gurrola A, Julson D, Kamon T, Kumar J 2023 *J. High Energy Phys.* **2023** 164
- [2] Bostedt C, Boutet S, Fritz D M, Huang Z R, Lee H J, Lemke H T, Robert A, Schlotter W F, Turner J J, Williams G J 2016 *Rev. Mod. Phys.* **88** 015007
- [3] Tajima T, Dawson J M 1979 *Phys. Rev. Lett.* **43** 267
- [4] Strickland D, Mourou G 1985 *Opt. Commun.* **56** 219
- [5] Gonsalves A J, Nakamura K, Daniels J, Benedetti C, Pieronek C, de Raadt T C H, Steinke S, Bin J H, Bulanov S S, van Tilborg J, Geddes C G R, Schroeder C B, Tóth C, Esarey E, Swanson K, Fan-Chiang L, Bagdasarov G, Bobrova N, Gasilov V, Korn G, Satorov P, Leemans W P 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 084801
- [6] Zeng Y S, Yu X Q, Tian Y 2023 *Chin. J. Lasers* **50** 1714008 [曾雨珊, 余谢秋, 田野 2023 中国激光 **50** 1714008]
- [7] Yu X Q, Zeng Y S, Song L W, Kong D Y, Hao S B, Gui J Y, Yang X J, Xu Y, Wu X J, Leng Y X, Tian Y, Li R X 2023 *Nat. Photonics* **17** 957
- [8] Lawson J D 1979 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **26** 4217
- [9] Hartemann F V, Fochs S N, Le Sage G P, Luhmann N C Jr, Woodworth J G, Perry M D, Chen Y J, Kerman A K 1995 *Phys. Rev. E* **51** 4833
- [10] Esarey E, Sprangle P, Krall J 1995 *Phys. Rev. E* **52** 5443
- [11] He F, Yu W, Lu P X, Xu H, Qian L J, Shen B F, Yuan X, Li R X, Xu Z Z 2003 *Phys. Rev. E* **68** 046407
- [12] Stupakov G V, Zolotarev M S 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 5274
- [13] Dodin I Y, Fisch N J 2003 *Phys. Rev. E* **68** 056402
- [14] Salamin Y I, Keitel C H 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 095005
- [15] Pang J, Ho Y K, Yuan X Q, Cao N, Kong Q, Wang P X, Shao L, Esarey E H, Sessler A M 2002 *Phys. Rev. E* **66** 066501
- [16] Maltsev A, Ditmire T 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 053002
- [17] Tian Y, Liu J S, Wang W T, Wang C, Deng A H, Xia C Q, Li W T, Cao L H, Lu H Y, Zhang H, Xu Y, Leng Y X, Li R X, Xu Z Z 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 115002
- [18] Thévenet M, Leblanc A, Kahaly S, Vincenti H, Vernier A, Quéré F, Faure J 2016 *Nat. Phys.* **12** 355
- [19] Zhou C L, Bai Y F, Song L W, Zeng Y S, Xu Y, Zhang D D, Lu X M, Leng Y X, Liu J S, Tian Y, Li R X, Xu Z Z 2021 *Nat. Photonics* **15** 216
- [20] Thauray C, Quéré F, Geindre J, Lévy A, Ceccotti T, Monot P, Bougeard M, Réau F, d'Oliveira P, Audebert P, Marjoribanks R S, Martin P A 2007 *Nat. Phys.* **3** 424
- [21] Doumy G, Quéré F, Gobert O, Perdrix M, Martin P, Audebert P, Gauthier J C, Geindre J P, Wittmann T 2004 *Phys. Rev. E* **69** 026402
- [22] Quesnel B, Mora P 1998 *Phys. Rev. E* **58** 3719
- [23] Ritus V I 1985 *J. Russ. Laser Res.* **6** 497
- [24] Landau L D, Lifshitz E M 1971 *The Classical Theory of Fields* (Oxford: Pergamon Press)
- [25] Stupakov G, Huang Z 2008 *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **11** 014401
- [26] Piazza A D, Müller C, Hatsagortsyan K Z, Keitel C H 2012 *Rev. Mod. Phys.* **84** 1177

The 90th Anniversary of *Acta Physica Sinica*

Over-30-GeV intense laser phase-locked direct electron acceleration*

Zhu Han-Chen¹⁾²⁾ Zhou Chu-Liang²⁾ Li Xiao-Feng²⁾
Tian Ye^{1)2)†} Li Ru-Xin^{1)2)3)‡}

1) (*School of Physical Sciences, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China*)

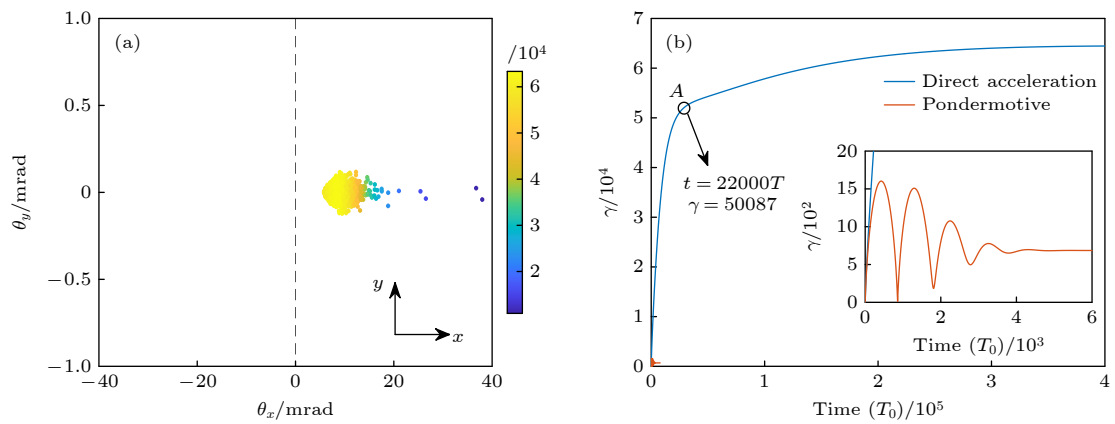
2) (*State Key Laboratory of High Field Laser Physics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China*)

3) (*Shanghai Tech University, Shanghai 201210, China*)

(Received 9 May 2024; revised manuscript received 13 September 2024)

Abstract

When an intense laser obliquely irradiates a solid, a pre-pulse will first ionize the solid surface, followed by the main pulse interacting with the plasma and ultimately being reflected by the plasma. Simultaneously, certain electrons within the plasma will be trapped in the accelerating phase of the laser field, subsequently gaining effective acceleration within the field, this phenomenon is known as phase-locked electron acceleration. Given the current intense lasers' electric field intensity nearing the TV/m range, electrons could potentially acquire energy levels on the order of hundreds of GeV or even TeV, provided they stay in the accelerating phase of the laser field long enough. Here, we initially use PIC (Particle-in-Cell) simulations to simulate the interaction process between laser pulses and plasma, thereby obtaining the properties of phase-locked electrons. In order to reduce computational demands, we turn to use a three-dimensional (3D) test particle model to calculate the subsequent interactions of these electrons with the reflected laser field. By this model, we obtain the data of the locked-phase electrons after having interacted with the reflected laser (Fig. (a)). Furthermore, we use this model to calculate the dynamical behavior of electrons under different initial conditions (Fig. (b)).



* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12388102, 12325409, U226720057), the Shanghai Pilot Program for Basic Research-Chinese Academy of Science, Shanghai Branch (Grant No. JCYJ-SHFY-2021-002), and the Project for Young Scientists in Basic Research, Chinese Academy of Science (Grant No. YSBR-060).

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

‡ Corresponding author. E-mail: ruxinli@siom.ac.cn

Under the laser intensity of $a_0 = 350$ (a_0 is the normalized laser vector potential), the energy of the electrons directly accelerated by the laser is enhanced to 32 GeV. In contrast, under the same laser intensity, the energy of the electrons accelerated by ponderomotive force is only 0.35 GeV. The research findings indicate that the strong laser with peak power around 10 PW can directly accelerate electrons to approximately 30 GeV. Additionally, this study outlines the optimal initial conditions for injecting electrons into the laser field and the final electron energy within the phase-locked acceleration mechanism, thereby establishing a calibration relationship with the laser field intensity. Given the continual enhancement of laser intensity and the potential application of the laser phase-locked electron acceleration mechanism to positron acceleration, this research holds promise for its implementation in fields such as miniaturized positron-electron colliders and high-energy gamma-ray sources.

Keywords: ultra-high energy electron accelerator, direct laser acceleration, phase-locked electron acceleration, electron-positron collider

PACS: 52.38.Kd, 41.75.Jv, 52.35.Mw, 52.65.Cc

DOI: [10.7498/aps.73.20240652](https://doi.org/10.7498/aps.73.20240652)

CSTR: [32037.14.aps.73.20240652](https://cstr.net.cn/detail/32037.14.aps.73.20240652)



超过30 GeV的强激光锁相直接电子加速

朱翰辰 周楚亮 李晓锋 田野 李儒新

Over-30-GeV intense laser phase-locked direct electron acceleration

Zhu Han-Chen Zhou Chu-Liang Li Xiao-Feng Tian Ye Li Ru-Xin

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 195201 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20240652

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240652>

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

光子对撞机产生正负电子对的数值方法

Numerical method of electron-positron pairs generation in photon-photon collider

物理学报. 2020, 69(1): 019501 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20190729>

环形正负电子对撞机带电粒子鉴别的飞行时间探测器

Time of flight detector for charged particle identification based on circular electron-positron collider

物理学报. 2023, 72(12): 122901 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222271>

高品质激光尾波场电子加速器

High-quality laser wakefield electron accelerator

物理学报. 2021, 70(8): 084103 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201993>

基于微波-电子康普顿背散射的环形正负电子对撞机束流能量测量方案

Circular electron-positron collider beam energy measurement scheme based on microwave-electronic Compton backscattering

物理学报. 2021, 70(13): 131301 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202081>

极强激光场驱动超亮伽马辐射和正负电子对产生的研究进展

Research progress of ultrabright γ -ray radiation and electron-positron pair production driven by extremely intense laser fields

物理学报. 2021, 70(8): 085202 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202224>

强激光驱动高能极化正负电子束与偏振伽马射线的研究进展

Review on laser-driven high-energy polarized electron and positron beams and γ -rays

物理学报. 2021, 70(8): 087901 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210009>