

电子在超强激光场中的动力学特性*

孔 青 朱立俊 王加祥 霍裕昆

(复旦大学基于加速器的原子物理和原子核物理开放研究实验室, 现代物理研究所, 上海 200433)

(1998 年 5 月 29 日收到; 1998 年 9 月 14 日收到修改稿)

模拟研究了自由电子在超强激光场中的动力学特性, 发现当场强高达 $Q = eE / m_e c \omega \gtrsim 100$ 时, 电子动力学行为将出现全新的现象, 其特征为描写激光束的有质动力势模型已完全不再适用, 能量较低电子有可能进入强场区, 被光束所俘获, 并被剧烈地加速. 详细地讨论了这一俘获与加速的规律, 指出这一新现象对发展远场激光加速器的意义.

PACC: 4250; 4175

1 引 言

随着激光技术的发展, 特别是近年来超短脉冲啁啾技术(chirped pulse amplification)^[1]的重大突破, 使人们所能获得的激光强度提高了 5—6 个量级, 其聚焦光强达到了 10^{20} W/cm^2 . 这种强度的激光产生的电场相当于被氢原子基态束缚的电子所感受的电场的数百倍, 是人们到目前为止能获得的最强的场. 而且聚焦光强为 10^{22} W/cm^2 的激光也预期会在未来一两年内出现. 强场物理已被越来越多的人所关注, 并且由此产生了许多新的研究课题和研究方向. 如 X 射线波段的高次谐波^[2,3]; “快速点火”惯性约束聚变^[4]和 X 射线激光^[5]等.

在这种强激光场中, 电子将可能获得极大的加速梯度. 当聚焦光强为 10^{20} W/cm^2 时, 激光场的电场强度达到 10^{11} V/cm , 如果用来加速电子, 能在 10 cm 的距离内将电子加速至 10^{12} eV 的量级. 这相当于目前的大型加速器上所能达到的能量. 所以基于强激光场的新型电子加速器已成为人们讨论的一个热点. 人们不断在理论和实验上探讨其可行性^[6,7]. 但是, 这种新型加速器的构想必须回答以下问题, 即粒子能否与激光束在无介质空间发生净的能量交换并获得净的能量? 如果可以, 其能量交换的机制是什么?

在以前的工作中^[8], 我们研究了真空中自由电子在激光束上的散射, 发现在强激光束上这一过程基本符合有质动力势理论, 但电子在真空中能与激光束发生净的能量交换, 即当激光场强 $Q = eE / m_e c \omega > 0.1$ 且电子入射角很小时, 电子与激光束的作用表现出非弹性的特性. Q 是描述场强的无量纲量, 其中, $-e$, m_e 是电子的电量和质量, ω 是激光的圆频率, E 是激光场的电场强度, E 与 Q 的关系是 $E = 3.21 \times 10^{10} Q / \lambda$, λ 是以 μm 为单

* 国家自然科学基金(批准号: 10684001)、国家高技术研究发展计划(批准号: 863-416-1-1-H6)以及中国工程物理研究院科学基金(批准号: 98020909)资助的课题.

位的激光波长, E 的单位是 V/cm . 我们曾进一步指出^[8], 根据量子电动力学理论, 自由电子与光子的相互作用存在三种机制, 即 Compton 效应, 受激 Compton 效应, 和非线性 Compton 效应^[9-11], 而电子从激光场中获得净能量主要机制是非线性 Compton 效应, 在这一过程中, 电子与多个光子同时作用, 并放出一个高频光子.

随着激光技术的发展, 激光强度的提高, 研究更强的场中的电子运动的特性变得更有实际意义. 以下我们将指出, 当与电子发生相互作用的激光场达到了 $Q \approx 100$ 的强度时, 电子的运动表现出一些新的特点.

2 电子与激光场的相互作用的计算模型

在下面的全部讨论中, 设激光的单个光子的能量远远小于电子的静止质量, 即 $\hbar\omega \ll m_e c^2$, 而且激光场的场强远远小于所谓的临界场强^[12], 即 $E \ll E_c \equiv m_e^2 c^3 / e\hbar \approx 1.3 \times 10^{18} V/m$. 在上述条件下, 可以把激光场作为经典波场, 且在经典相对论电动力学的范围内处理电子与光场的作用.

我们采用 Hermite-Gaussian(0, 0) 模式的线偏振恒定激光束, 假设激光是 x 方向偏振, 沿 z 方向传播, 电子沿 $x-z$ 平面入射. 如图 1 所示.

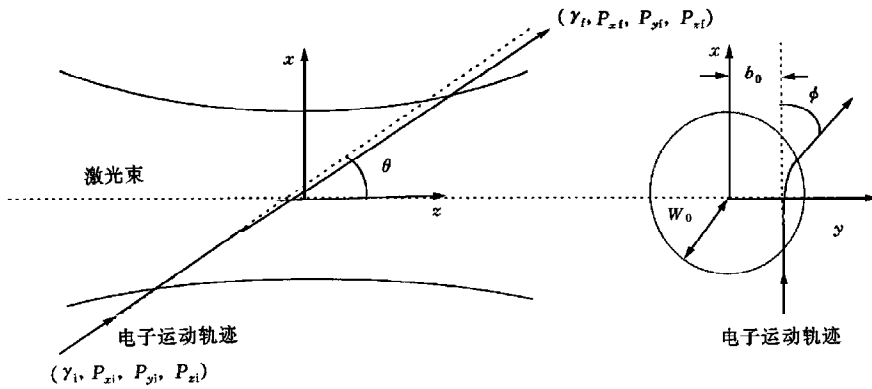


图 1 电子-激光散射位形示意图 W_0 是激光束的腰宽, b 是电子入射的瞄准距离, 电子入射的初态为 $(\gamma_i, P_{xi}, P_{yi}, P_{zi})$, 电子出射状态为 $(\gamma_f, P_{xf}, P_{yf}, P_{zf})$, γ, P 是电子的能量和动量, 分别以 $m_e c^2$ 和 $m_e c$ 为单位, θ 是电子入射角, ϕ 是 $x-z$ 平面偏转角

激光电场的表达式如下^[13]:

$$E_x = E_0 \frac{W_0}{W(z)^2} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{W(z)^2}\right) \exp\left[-i\left(\omega t - kz - \varphi(z) - \varphi_0 - \frac{k^2(x^2 + y^2)}{2R(z)}\right)\right], \quad (1)$$

其中 φ_0 是初始相位, k 是激光的波数,

$$W(z) = W_0 \left[1 + \left(\frac{2z}{kW_0^2}\right)^2\right]^{1/2}, \quad (2)$$

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{kW_0^2}{2z} \right)^2 \right], \quad (3)$$

$$\varphi(z) = \arctan \left(\frac{kW_0^2}{2z} \right). \quad (4)$$

其他方向的电场和磁场分量可以通过

$$\mathbf{E}_z = (i/k)(\partial \mathbf{E}_x / \partial x), \quad (5)$$

$$\mathbf{B} = - (i/\omega) \nabla \times \mathbf{E} \quad (6)$$

得到.

电子在激光场中的运动遵循相对论的牛顿-洛伦兹方程

$$\frac{d\mathbf{P}}{dt} = -e(\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B}), \quad (7)$$

其中 $-e$ 是电子的电量. 通过数值方法求解此方程, 相当于模拟研究电子在激光场中的动力学行为.

为便于后面的讨论, 在此定义无量纲的参量

$$\xi = |\gamma_i - \gamma_f| / (\gamma_i - 1) \quad (8)$$

用以度量散射电子在激光束上的非弹性. 其中 γ_i, γ_f 分别为电子入射到光束前和出射后的洛伦兹因子.

3 电子在超强场中的俘获和加速

3.1 电子在强场中的散射

首先简单地回顾当 Q 在 0.1 至数十的范围内, 电子在激光束上散射的一些特点. 以前的研究^[8, 14, 15]发现, 当激光场足够强 ($Q > 0.1$, 对于 $\lambda \sim 1 \mu\text{m}$ 的激光束, 相应的激光强度约为 10^{16} W/cm^2) 且电子入射角很小时, 电子在激光束上散射的非弹性效应开始显现.

图 2 是 x 方向动量 $P_x / m_e c$ 为 1.2 的电子沿 $\theta = \arctan(0.1)$ 的方向入射强度分别为 $Q = 1, 10, 30$ 的高斯激光束上的情况. 图 2 中三行分别是电子的横向位置 x 、横向动量 P_x 和电子的能量 γ 随着时间的变化. 三种情况下非弹性能量交换因子 ξ 分别为 $1.428 \times 10^{-5}, 5.731 \times 10^{-3}, 2.336 \times 10^{-1}$. 这一结果表明, 随着场强的增强, 电子-光子相互作用中非线性 Compton 效应所占的成分迅速增加, 电子从激光场中获得的净能量也迅速增大.

如图 2 所示, 当激光强度变的愈来愈大时, 电子动量、能量在激光场中的振荡变得逐渐缓慢. 这是由于电子有可能被强场迅速加速至接近光速, 从而使电子与激光场之间的相滑移减慢的结果.

总之, 在 $Q \leq 10$ 的强激光场中的电子运动的主要特点基本上可以用有质动力势模型来描述. 但当 $Q > 0.1$ 时, 有偏离, 即出现电子散射的非弹性效应.

3.2 电子在超强场中的俘获和加速

我们进而研究电子与超强激光场 ($Q \geq 100$) 相互作用的特性. 对于 $\lambda \sim 1 \mu\text{m}$ 的激光,

$Q=100$ 相应的激光强度约为 $I \sim 10^{22} \text{ W/cm}^2$. 我们发现, 在这种超强激光场中, 电子的运动表现出一种全新的动力学特性, 这与在 $Q \leq 10$ 的强场中的运动有明显的不同. 如图 3 (a1) 所示, 当电子入射的初始条件合适时, 电子不再像在 $Q \leq 10$ 的强场中一样被“反弹”出去^[8], 而是始终保持在激光束中运动, 如同是被激光束俘获而随着激光能流向前运动, 且被猛烈的加速.

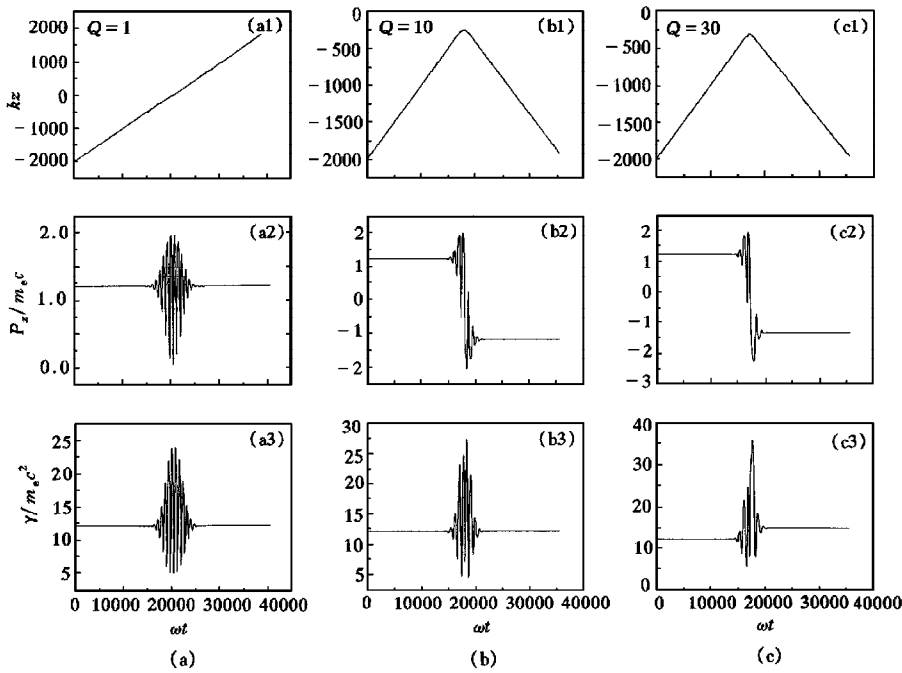


图 2 电子在强场中的散射 初始动量 $P_{a1}/m_e c = 1.2$, $P_{a2}/m_e c = 12.0$ 的电子射向 $kW_0 = 200$ 的激光束, 其中标记为 (a), (b), (c) 的三列图分别给出 $Q = 1, 10, 30$ 三种激光强度下电子的 x 方向位置 (第一行), x 方向动量 (第二行) 和电子能量 (第三行) 随时间的变化

在 $Q \leq 10$ 的强场的条件下, 入射的电子由于“相滑移”的存在, 不断经历加速相位和减速相位, 电子不断的被激光场加速和减速, 直到穿透光束或被反射出光束. 而当激光强度高达 $Q \geq 100$ 时, 由于存在巨大的加速梯度, 电子能在极短的时间内被剧烈地加速到接近光速. 这时电子与激光场之间的相滑移将变得非常缓慢, 电子有可能长时期处于加速相位, 从而被激光场俘获.

在 $Q \leq 10$ 的强场中, 虽然电子能从激光场中获得净能量, 但是其数量较小. 只有在超强场下通过这种电子俘获效应, 才能使电子获得非常高的能量. 这对于基于激光的远场加速器有重要的意义. 例如, 当 $Q \sim 10$ 时, ξ_{\max} 约为 $10^{-2} - 10^{-3}$ 量级, 电子与激光场的净能量交换一般约为数十 keV. 而在 $Q \geq 100$ 的超强场时电子通过俘获机制可从激光场获得 GeV 量级的能量 (在图 3(a) 所示的例子中, 电子的能量最高可达 $\gamma \sim 4000$).

图 3(a) 中, 我们给出的是一个超强场中电子被俘获的例子, 作为比较, 在图 3(b) 中给出了一个超强场下电子被散射的事例. 两者的不同只是激光初始相位的不同. 从图 3 上可看出, 图 3(b) 所示电子的能量、动量很快达到稳定值, 即电子迅速被反射出激光场. 图 3

(b)所示的散射例子,其非弹性散射因子仅为 $\xi=0.4937$.

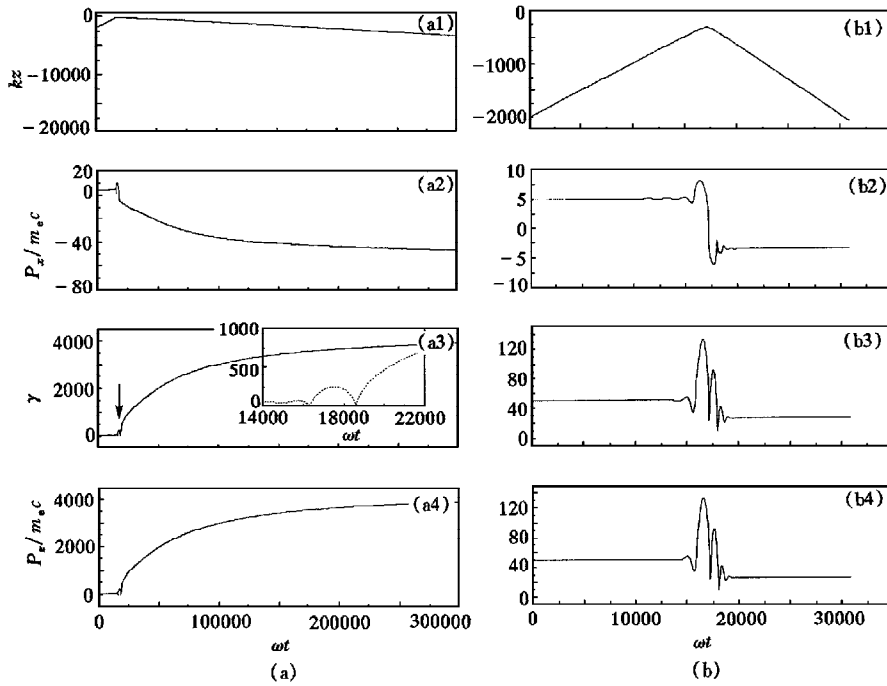


图3 电子在超强场中的俘获和散射 初始动量为 $P_{xi}/m_e c = 5.0$, $P_z/m_e c = 50.0$ 的电子沿 $\theta = \arctan(0.1)$ 射向激光束,激光腰宽为 $kW_0 = 200$, $Q = 100$, 初始相位分别为 $\phi_0 = 120^\circ$ (图(a)) 和 300° (图(b)), 图(a)为典型的俘获事例,图(b)为散射事例,对于每一种初始相位,分别给出电子的 x 坐标(第一行), x 方向动量 P_x (第二行), 能量 γ (第三行)和 z 方向动量 P_z (第四行)随时间的变化,其中图(a3)中的插图描述了电子在进入强作用区的短时间间隔内的能量变化的细节

3.3 超强场中俘获电子的受力分析

分析俘获电子的受力情况时,我们对两个问题特别感兴趣.一是俘获电子的猛烈加速主要是哪种力(电场力或磁场力)作用的结果?第二是电子在什么情况下会被俘获?

图4给出电子在超强场中被俘获时(对应图3(a)中的参量条件)纵向受力分析.在 z 方向,即激光传播的方向,电子受到电场力为 $-eE_z$ 和洛伦兹力为 $-eV_x B_y$ 的作用.从图4上可看到,在 ωt 约为 1.8×10^4 至 5×10^4 的区间内,合力与洛伦兹力是同号的.其中 ωt 约为 1.8×10^4 至 3×10^4 的区间内,洛伦兹力较电场力约大一个量级,此时电子在 z 方向所受的合力基本上与洛伦兹力一致,电子的能量增加主要来自洛伦兹力.在 $\omega t > 3.5 \times 10^4$ 之后,电场力大于洛伦兹力,而且电场力逐渐成为能量增加的主要动力.大约在 $\omega t > 5 \times 10^4$ 以后,合力与电场力同号,并且以后一直持续这种状态.从 $\omega t \sim 1.6 \times 10^4$ 到 1.2×10^5 , 电子能量上升很快,称为加速区.在加速区之后,由于电子速度非常接近光速,电子与激光场之间的相滑移极慢.此时电子能量缓慢增加,趋向它的极限值.

图5给出了电子在横向所受的合力、电场力 $-eE_x$ 和洛伦兹力 $eV_z B_y$. 从图5上看到,

横向上电场力和磁场力是同一个量级的,变化是同步反号的,合力小于电子在 z 方向所受的合力.在加速区,由于 V_z 小于光速, $|eE_x| > |eV_z B_y|$,合力主要与电场力同步变化并随着电子速度的增加而趋近于零.在加速区之后, V_z 接近于光速, $|eE_x| \sim |eV_z B_y|$,合力趋近于零.这与平面波中以光速运动的电子的情况类似.

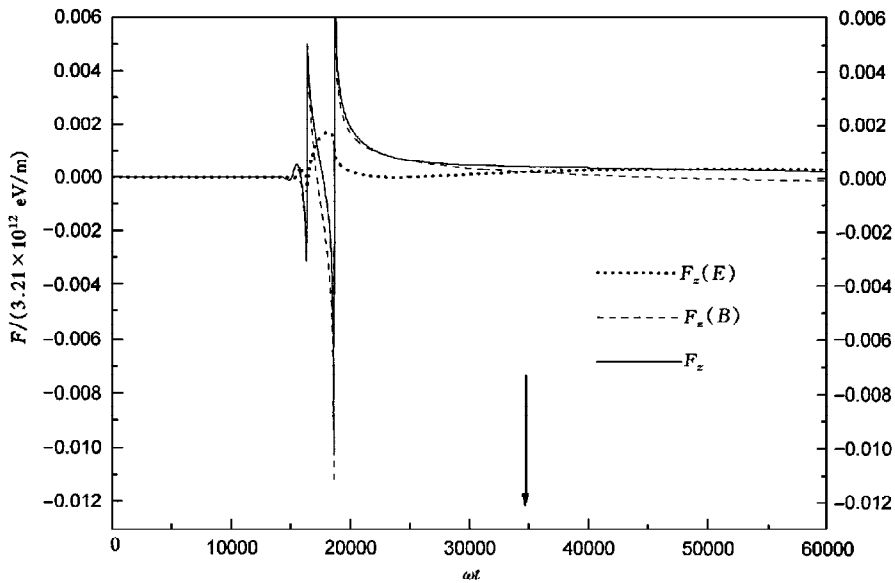


图 4 电子在超强场中被俘获时纵向受力分析 初始动量为 $P_{z0}/m_e c = 5.0$, $P_{y0}/m_e c = 50.0$ 的电子沿 $\theta = \arctan(0.1)$ 射向激光束,激光场强 $Q = 100$, $kW_0 = 200$,初始相位为 $\phi_0 = 120^\circ$,图中给出的曲线分别是电子在 z 方向受到的电场力 $F_z(E) = -eE_z$ (点线)、洛伦兹力 $F_z(B) = -eV_z B_y$ (短划线)和合力 $F_z = F_z(E) + F_z(B)$ (实线)随时间的变化

为了考察电子被俘获的条件,图 6 给出了电子在激光场的强场区感受到的合力与动量的关系.图 6(a)描述电子被俘获的情况,对应于图 3(a)的参量;图 6(b)对应于图 3(b)所描述的电子散射的情况.从图 6(a)可以看到,当电子临近激光场束中央强场区时, F_x 为正,指向光束中心,把电子推向强场区.电子从而能与光场发生较强的相互作用.当电子横向动量第一次趋近于零时($\omega t \sim 16400$,如图中箭头所示处), F_x 再次变成正值,阻止了其动量变负(即电子被反射),使其不能迅速逃离强场区.这样,电子一旦进入了强场区,在 z 方向上被迅速加速到近光速.从而使相滑移比较缓慢,电子长时间处在加速相位, z 方向得到充分的加速.这样,即使在 $\omega t > 18500$, P_x 变成负值(即电子离开光束向外运动)但是由于此时 P_z 极大,电子仍然保持在光束中运动,如同被光束俘获.作为比较,从图 6(b)上可以看到,当电子在强作用区中横向动量第一次接近零时(图中箭头所示, $\omega t \sim 17200$),此时 F_x 为负,使电子横向动量迅速变负.电子在 z 方向上还没有来得及获得充分的加速就被散射离开光束.

由此可见,电子能否被俘获,与其到达强作用区时的激光场的相位密切相关.

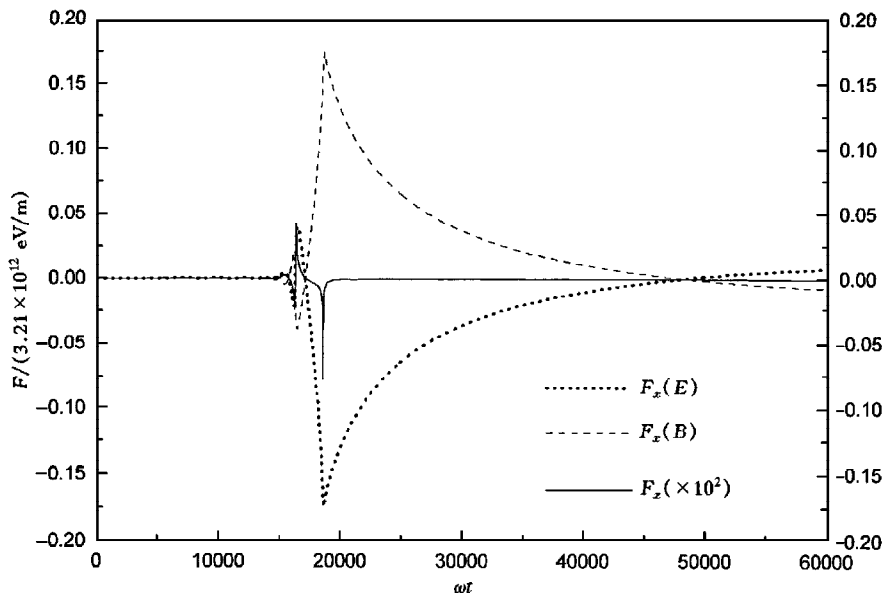


图5 电子在超强场中被俘获时横向受力分析 电子的初始条件及激光场的参量同图4, 图中给出的曲线分别是 x 方向电子受到的电场力 $F_x = -eE_x$ (点线)、磁场力 $F_x = eV_z B_y$ (短划线) 和合力 $F_x = F_x(E) + F_x(B)$ (实线) 随时间的变化

3.4 俘获与相位

在对电子在强场中散射的研究中^[14], 发现由于有质动力势模型基本适用, 激光的初始相位对电子非弹性散射因子 ξ 的大小虽有影响但并不十分明显. 而在超强场中, 如上节所示, 这种影响变得非常明显, 它关系到电子能否被激光俘获. 如图7所示, 在入射电子的初始条件和激光场的其它参量都完全相同的条件下, 当(1)式中的 φ_0 取不同值(即电子靠近激光束时感受到不同的相位), 电子的运动状态是十分不同的. 图7中纵坐标 γ_s 是对于一确定的 φ_0 , 电子在激光场中所能达到的能量最大值(对俘获情况)或出射电子的能量(对散射情况). 由图7可见, $\varphi_0 = 60^\circ - 200^\circ$ 是典型的俘获加速区, 而 $\varphi_0 = 240^\circ - 360^\circ$ 是典型的散射区. 当 $\varphi_0 \sim 120^\circ$ 时, γ_s 达到最大值 $\gamma_m \sim 4000$.

3.5 电子俘获条件的讨论

激光的初相位只是决定电子能否俘获的条件之一. 除此之外, 还考查了其他一些影响俘获的条件.

首先是激光强度. 我们发现只有在激光足够强 ($Q \gtrsim 100$) 时, 才有明显的俘获现象出现. 当 $Q \sim 50$ 时, 俘获现象已经不很明显, 而当 $Q < 30$, 尚未发现俘获的事例.

发生俘获的另外一个条件是入射电子的动量. 在强场的条件下, 根据有质动力势理论, 可以得到一个有关反射的判据^[8]: 当电子横向动量 $P_x > Q/\sqrt{2}$ 时, 电子会穿透光束, 当 $P_x < Q/\sqrt{2}$ 时, 电子会被激光反射回来. 在超强场 ($Q \gtrsim 100$) 中, 可以发现, 仅当电子动量

$P_x \ll Q/\sqrt{2}$ 时, 电子才有可能被俘获. 在 P_x 值较大时, 很难发生俘获. 而且, 如果 P_x 太小, 也不会被俘获, 只是被反射回来.

我们还发现能否发生俘获与电子相对光束的入射角度 θ 有关. 仅当 $\theta \ll 45^\circ$ 时才有明显的俘获现象出现. 当 $\theta > 45^\circ$ 时, 我们没有观察到电子被俘获的事例.

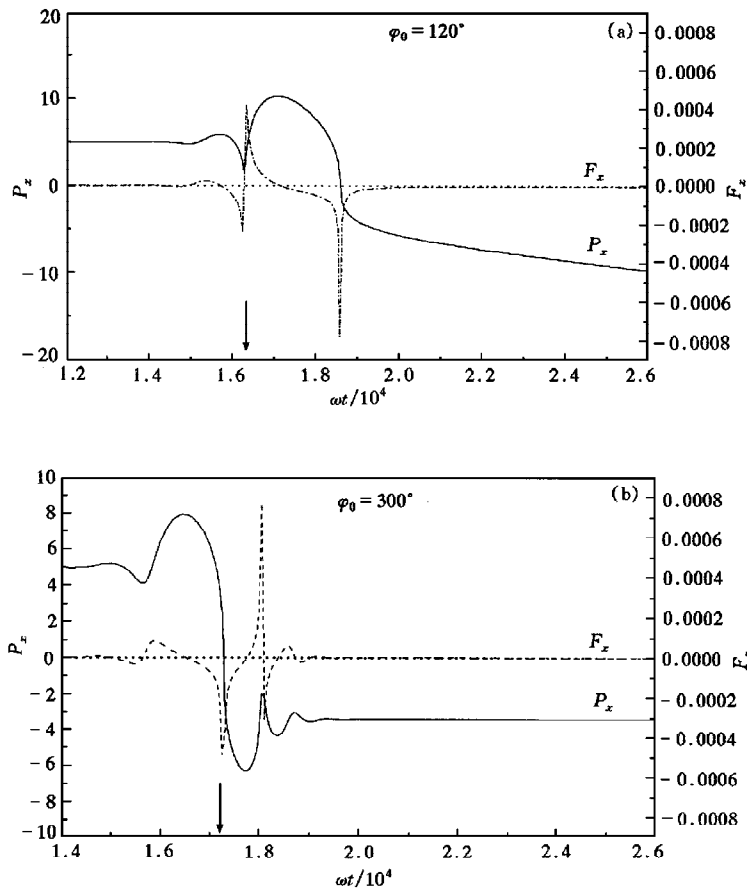


图 6 进入强作用区时电子横向动量和受力的关联图. 电子的初始条件和激光场的参量同图 3, (a) 是俘获事例, (b) 是散射事例, 实线是电子 x 方向动量 P_x 随时间的变化, 点线是电子横向受力 $F_x = -eE_x + eV_z B_y$ 随时间的变化

在 θ - P_x 坐标图上俘获现象所占的相空间的大小及其与场强 Q 的关系还有待于进一步分析. 此外, 俘获现象为什么十分敏感于 θ 和 P_x 这两个参量? 我们目前对此还不能给出十分清晰的物理解释.

3.6 一些参量对 γ 的极限值的影响

电子被激光场俘获加速所能获得的极大能量值 γ_m 受一些参量的影响.

当入射电子的初始条件相同, 激光场的强度不同时, γ_m 与 Q^2 存在一种近似的线性

关系,如图 8 所示.这与电子在无限平面波中的结果是一致的^[16,17].

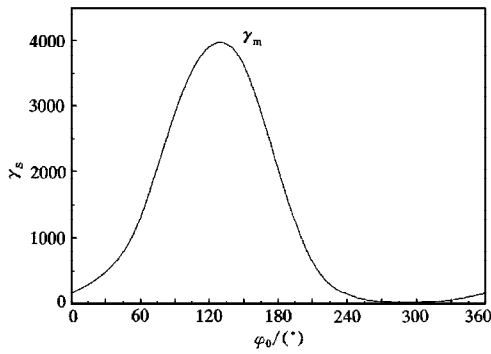


图 7 电子在激光束中能量最大值与激光场的初始相位关系. 电子的初始条件和激光场的参量同图 4, φ_0 是激光初始相位, γ_s 代表对一给定的 φ_0 , 散射后电子的能量, 或俘获电子被充分加速后的能量达到的最大值, 其中 γ_m 代表对不同的 φ_0 , γ_s 所能达到的最大值

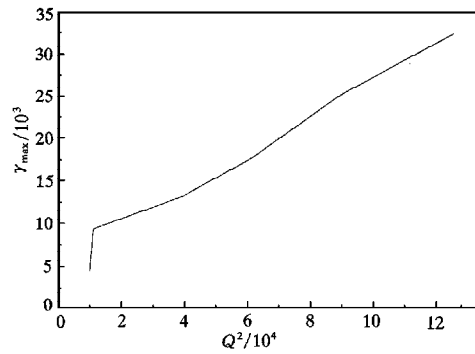


图 8 电子所能达到的能量最大值 (γ_m) 与场强 (Q) 关系. 电子的初始条件同图 4, 激光束的腰宽为 $kW_0 = 200$

电子如果能发生俘获, 则它能达到的能量极限值 γ_m 对电子初始状态 (P_{xi}, θ 等) 不敏感, γ_m 的大小主要取决于 Q 的大小. 但是, 电子的初始状态对电子能否被俘获影响很大.

另外一个有可能影响 γ_m 的参量是激光的腰宽. 一般规律是随着腰宽增大, γ_m 略降低.

3.7 被俘获电子的引出

为发展远场激光加速器, 我们十分关心的另一个问题是当电子被俘获后, 被加速后的电子能否被引出激光场? 当电子离开激光束后, 是否会把所获得的能量全部损失掉?

我们研究了如下模型, 设在电子被充分加速后, 沿图 1 所示的平行于 y 轴的方向加入一个静磁场 B_0 用来引导被加速的电子从激光束中偏离出来. 电子在均匀磁场 B_0 中的回旋半径是

$$R = m_e c \gamma / e B_0 = 5.11 \times 10^{-5} \gamma / B_0 \quad (\text{cm}), \quad (9)$$

其中 B_0 以 $1.07 \times 10^4 \text{ T}$ 为单位.

当电子能量取为 $\gamma = 4000$, $B_0 = 0.0001$ (约为 1.07 T), 则电子回旋半径 $R = 20.44 \text{ m}$, 这是个实验上可以实现的磁场和空间尺度. 对实例的模拟计算也证实了以上的估算. 如图 9(a) 所示, 电子确实能够在这个静磁场的引导下偏离出激光束.

在电子被从光束中引出的过程中, 电子的能量虽然有变化, 如图 9(b) 所示, 但与电子在加速区中获得的能量相比改变的幅度很小. 这一结果对于发展远场激光加速器是一个福音.

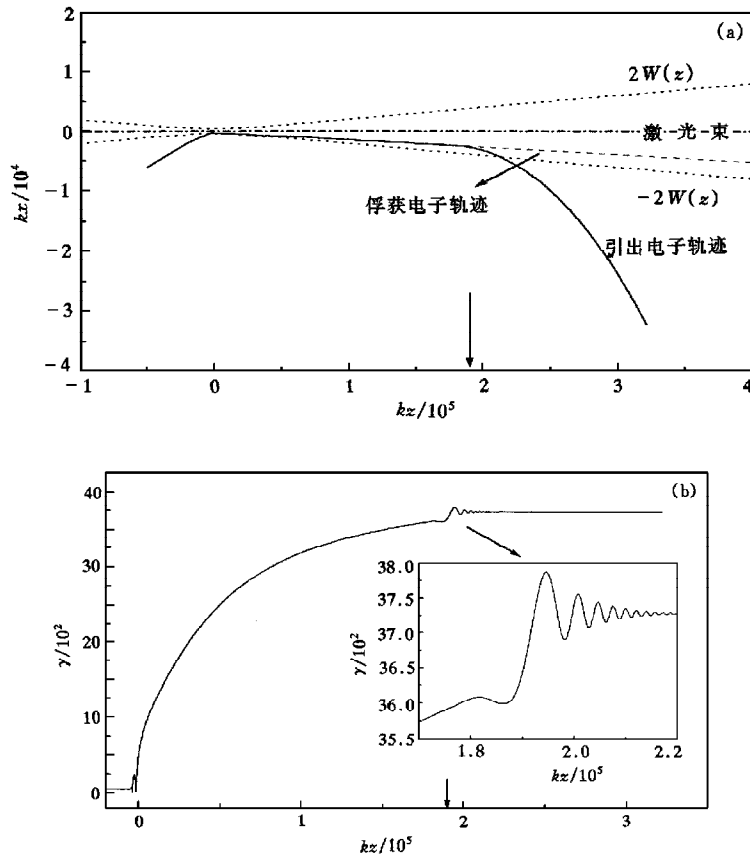


图9 俘获电子的引出 电子的初始条件和激光的参量同图4,设在 $kz = 1.8 \times 10^5$ (图中箭头所示) 后的空间沿激光束的狭长区间施加一个沿 $-y$ 方向的静磁场 $B_0 = 1.07 \text{ T}$. (a) 是电子引出的轨迹图, 实线是有偏转磁场时电子的轨迹, 作为对比, 短划线是加偏转磁场时俘获电子的轨迹, 点线是 $\pm 2W(z)$ 以表示激光束的边界, $W(z)$ (由方程(2)给出) 是激光束的宽度; (b) 是引出过程中电子能量的变化图, 插图是电子在进入偏转磁场区域能量变化的详细图

4 结 论

我们用数值模拟的方法对电子在超强的激光场 ($Q \geq 100$) 中的动力学特性进行了研究, 发现在这种超强的激光场中, 传统的有质动力势理论^[12] 已经不再适用. 部分电子不再像有质动力势预言的那样被激光束所反射, 而是有可能被激光束俘获, 沿着激光束运动, 并被猛烈的加速, 获得很高的能量. 我们详细讨论了这种俘获-加速过程的特点与规律, 特别是还研究了通过施加目前实验室可实现的静磁场将这些被俘获加速的高能电子从激光束中引出的可能性, 发现在引出过程中电子能量的变化幅度不大, 这对于发展未来的远场激光加速器有着重要的意义.

- [1] D. Strickland, G. Mourou, *Opt. Commun.*, **264**(1985), 219; P. Maine, D. Strickland, M. Pessot, G. Mourou, *IEEE. J. Quantum Electron.*, **24**(1988), 298.
- [2] K. Kulander and A. L'Huillier, *J. Opt. Soc. Am.*, **B7**(1990), 403.
- [3] S. G. Preston *et al.*, *Phys. Rev.*, **A53**(1996), 31.
- [4] M. Tabak *et al.*, *Phys. Plasmas*, **1**(1994), 1626.
- [5] J. Zhang *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **76**(1997), 3865.
- [6] N. Yugami, K. Kikuta and Y. Nishida, *Phys. Rev. Lett.*, **76**(1996), 1635.
- [7] A. Modena *et al.*, *Nature*, **377**(1995), 665.
- [8] Y. K. Ho, J. X. Wang, L. Feng, W. Scheid, H. Hora, *Phys. Lett.*, **A220**(1996), 189.
- [9] K. T. McDonald, Laser Acceleration of Particles, Eds, C. Joshi and T. Katsouleas, *AIP Conf.*, **130**(AIP, New York, 1985), p. 23.
- [10] K. T. McDonald, P. Chen, J. E. Spencer, R. B. Palmer, Proc. Workshop on Beam-Beam and Beam-Radiation Interaction High Intensity and Non-linear Effects (World Scientific, Singapore, 1992), p. 127.
- [11] C. Bula *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **76**(1996), 3116.
- [12] T. W. B. Kibble, *Phys. Rev. Lett.*, **16**(1966), 1054; *Phys.*, **150**(1966), 1060.
- [13] O. Svelto and D. C. Hanna, Principles of Lasers (3rd Ed.) (Plenum Press, New York, 1989).
- [14] J. X. Wang, Y. K. Ho, W. Scheid, H. Hora, *Phys. Lett.*, **A231**(1997), 139.
- [15] J. X. Wang, Y. K. Ho, W. Schied, *Phys. Lett.*, **A234**(1997), 415.
- [16] F. V. Hartemann and A. K. Kernman, *Phys. Rev.*, **76**(1996), 624.
- [17] Y. I. Salamin and R. H. M. Faisal, *Phys. Rev.*, **A54**(1996), 4383.

ELECTRON DYNAMICS IN THE EXTRA-INTENSE STATIONARY LASER FIELD *

KONG QING ZHU LI-JUN WANG JIA-XIANG HUO YU-KUN

(Accelerator-Based Atomic and Nuclear Physics Laboratory,

Institute of Modern Physics, Fudan University, Shanghai 200433)

(Received 29 May 1998; revised manuscript received 14 September 1998)

ABSTRACT

Electron dynamics in the extra-intense stationary laser field has been investigated by numerical simulation method. It is found, for the first time to our knowledge, that when $Q \geq 100$ ($Q = eE/m_e c\omega$, is a dimensionless parameter measuring the field intensity), the electron with relatively lower energy can be captured and violently accelerated by the laser beam. This is a new phenomenon which is of potential importance to the far-field laser acceleration in vacuum.

PACC: 4250; 4175

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10684001), the National High Technology Development Program of China (Grant No. 863-416-1-1-H6), and the Science Foundation of China Academy of Engineering Physics (Grant No. 98020909).