

强激光与固体靶作用产生的表面电子 加速和辐射研究*

董晓刚¹⁾ 盛政明^{1)†} 陈 民¹⁾ 张 杰^{1)‡}

1) 中国科学院物理研究所, 北京 100190)

2) 上海交通大学物理系, 上海 200240)

(2007 年 7 月 11 日收到, 2008 年 7 月 19 日收到修改稿)

利用单电子在固体靶表面准静态电磁场中运动的模型和非线性汤姆孙散射理论, 研究了以大角度斜入射的强激光照射在固体靶表面产生的沿靶面方向发射的高能超热电子的运动及其产生的电磁辐射脉冲. 数值模拟表明, 靶表面的电子在靶面附近的准静态电磁场和反射的激光场中作振荡. 当电子振荡频率接近激光频率时, 电子被有效加速, 被加速的电子主要沿靶面方向运动并产生向前的阿秒脉冲辐射. 讨论了电子在加速前的不同初始速度分布对辐射脉冲的时间和空间特性的影响, 模拟了不同初始状态的多电子相干辐射脉冲的频谱特性.

关键词: 表面准静态电磁场, 超热电子, 阿秒脉冲, 相干辐射

PACC: 0350, 5250J, 3130J, 6180C

1. 引 言

产生短波长阿秒脉冲辐射是研究原子、分子超快过程必不可少的工具^[1-3], 它也是当今物理学研究的一个前沿课题. 相对论强激光与等离子体相互作用作为一种能够产生 X 射线和阿秒脉冲的方法, 越来越受到重视. 目前产生 X 射线和阿秒脉冲辐射的方法通常是由相对论电子在弯曲的磁场或磁场摇摆器或高强度激光场中产生^[4-7]. 1999 年 Pukhov 等^[8]提出了等离子体中电子在激光自聚焦通道中加速的电子加速机制, 2001 年 Esarey 等^[9]计算出电子束在等离子体聚焦通道中可以产生同步辐射, 2003 年 Kostyukov 等^[10]理论得出在离子通道中电子可以产生 X 射线.

2006 年, 李玉同和陈民等^[11, 12]发现了强激光大角度斜入射到固体靶上会沿靶面方向发射超热电子, 并用类似电子在激光低密度等离子体自聚焦通道中运动的模型对这一发现进行了解释. 粒子模拟表明, 在强激光与固体靶作用中, 准静态的电场主要分布在固体靶外, 它倾向于把靶外的电子往靶内拉; 准静态的磁场主要分布在靶面的内侧, 它倾向于把

电子推向靶外. 因此, 这种分布的准静态电磁场可以把一部分电子箍缩在靶面附近. 在本文中我们利用单电子在激光场和靶面附近准静态电磁场中运动的模型, 模拟了电子的加速过程, 计算证实了表面电子被固体靶表面附近的准静态电磁场约束在靶面附近运动, 并在反射激光场中作类似 Betatron 振荡, 当电子在准静态电磁场中振荡频率接近激光频率时电子获得有效加速. 这种加速过程伴随有阿秒和亚阿秒量级的辐射, 辐射光子能量可以达到 100 eV 量级. 这种辐射既是一种潜在的新型超短 X 射线源, 也为等离子体诊断提供了一种可能的方法.

2. 基本理论和模型

文献 [11] 给出的实验和二维粒子模型模拟发现, 当激光以大角度斜入射到固体靶表面时, 由于相对论和有质动力等强场效应在靶面附近产生准静态的电场, 并在靶的内表面附近产生准静态的磁场. 电子在反射激光场和准静态电磁场的共同作用下获得加速, 加速的特点与激光在等离子体通道加速有很多相似之处^[12].

单电子在反射激光场和准静态场组成的复合场

* 国家自然科学基金(批准号: 10425416, 10674175, 10574161, 60621063)和国家重点基础研究发展规划(批准号: 2007CB310406)资助的课题.

† E-mail: zmscheng@aphy.iphy.ac.cn

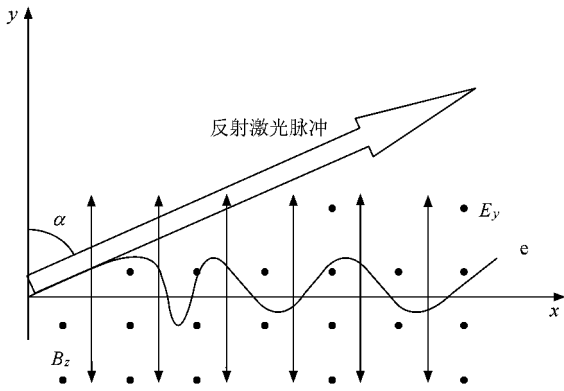


图 1 单电子在靶表面振荡加速过程示意图

中的运动如图 1 所示. 线偏振的激光从靶的左侧以 α 角斜入射到金属靶表面. 入射激光脉冲的归一化振幅参数 $a_0 = eA_0 / (m_e c^2) = 0.85 \times 10^{-9} \sqrt{I \lambda_0^2}$, 其中 e 和 m_e 分别是电子电量和电子静止质量, c 是光速, A_0 是光场矢势的振幅, I 是光强, 单位为 W/cm^2 , λ_0 是入射激光波长, 单位为 μm . 入射激光脉冲空间上取一阶高斯型, 焦斑直径为 $10\lambda_0$, 时间包络 $a = a_0 \sin^2(\pi t/T)$. a_0 用 $e / (m_e \omega_0 c)$ 归一化, 其中 ω_0, T_0 分别为激光频率和激光振荡周期. 根据二维的模拟结果^[12], 准静态场只存在在激光焦斑附近, 电场只存在在垂直靶面的分量且在靶的内外表面各有一个峰值, 而磁场平行于靶面且只在靶表面的内侧有一个峰值. 准静态场在靶表面的近似表达式为

$$E_y^s = (\kappa_E y / \lambda_0) \chi(m\omega_0 c / e) \quad (\kappa_E > 0), \quad (1)$$

$$B_z^s = (-\kappa_B y / \lambda_0) \chi(m\omega_0 / e) \quad (\kappa_B > 0, y < 0) \quad (2)$$

$$B_z^s = 0 \quad (y \geq 0), \quad (3)$$

其中 κ_E 和 κ_B 是与等离子体密度参数有关的物理量. 为了便于模拟和分析, 将变量无量纲化, 即

$$p \rightarrow p / (m_e c),$$

$$v \rightarrow v / c,$$

$$t \rightarrow t / T_0,$$

$$x \rightarrow x / \lambda_0,$$

$$E \rightarrow eE / (m_e \omega_0 c),$$

$$B \rightarrow eB / (m_e \omega_0 c).$$

假设反射光与入射光相同, 也是高斯光束, 并且相速度 $v_{ph} \approx c$, 则

$$\begin{aligned} E_x^1 &= E_{0x}^1 \sin \alpha - E_{0y}^1 \cos \alpha, \\ E_y^1 &= E_{0x}^1 \cos \alpha + E_{0y}^1 \sin \alpha, \\ E_z^1 &= E_{0z}^1; \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} B_x^1 &= B_{0x}^1 \sin \alpha - B_{0y}^1 \cos \alpha, \\ B_y^1 &= B_{0x}^1 \cos \alpha + B_{0y}^1 \sin \alpha, \\ B_z^1 &= B_{0z}^1. \end{aligned} \quad (5)$$

这里 E_0^1, B_0^1 是激光传播坐标系中的光场电磁分量,

$$E_{0y}^1 = E_0 \frac{w_0}{w} \exp(-r^2/w^2) \sin(\phi_G),$$

$$E_{0x}^1 = E_0 \epsilon \frac{y w_0}{w^2} \exp(-r^2/w^2) \cos(\phi_G^{(1)}),$$

$$E_{0z}^1 = B_{0y}^1 = 0,$$

$$B_{0x}^1 = E_0 \epsilon \frac{z w_0}{w^2} \exp(-r^2/w^2) \cos(\phi_G^{(1)}),$$

$$B_{0z}^1 = E_{0y}^1,$$

其中 w_0 是束腰半径,

$$w = w_0 \sqrt{1 + x^2/x_R^2},$$

$$\epsilon = w_0/x_R,$$

$x_R = k w_0^2/2$ 是瑞利长度, 高斯光束相位

$$\phi_G = \omega_L t - k_L x + \arctan\left(\frac{x}{x_R}\right) - \frac{x r^2}{x_R w^2} - \phi_0,$$

$$\phi_G^{(1)} = \phi_G + \arctan\left(\frac{x}{x_R}\right).$$

假设电子的初始动量 $p_z = 0$, 可将电子运动方程写成如下分量形式:

$$\frac{dp_x}{dt} = -2\pi [E_x^1 + v_y (B_z^1 + B^s)], \quad (6)$$

$$\frac{dp_y}{dt} = -2\pi [E_y^1 + E^s - v_x (B_z^1 + B^s)], \quad (7)$$

$$\frac{d\gamma}{dt} = -2\pi [v_x E_x^1 + v_y (E_y^1 + E^s)], \quad (8)$$

其中 γ 为电子的归一化能量. 整理方程(8)并利用 $dy/dt = p_y/\gamma$ 得到

$$\begin{aligned} \frac{d^2 y}{dt^2} + \omega_{\beta}^2 y &= \frac{2\pi}{\gamma} \left\{ \left[\left(\frac{dy}{dt} \right)^2 - \left(1 - \frac{v_x}{v_{ph}} \right) \right] E_y^1 \right. \\ &\quad \left. + v_x v_y E_x^1 + \left(\frac{dy}{dt} \right)^2 \kappa_E y \right\}, \end{aligned} \quad (9)$$

$$\omega_{\beta} = \begin{cases} (2\pi\kappa_E/\gamma)^2 \equiv \omega_{\beta+} & (y \geq 0) \\ [2\pi(\kappa_E + v_x \kappa_B)\gamma]^2 \equiv \omega_{\beta-} & (y < 0) \end{cases} \quad (10)$$

这里 ω_{β} 已经用 ω_0 归一化. 由(10)式可知, 在没有外加激光场的情况下, 电子以频率 ω_{β} 作振荡.

在已知电子运动的情况下, 可得到电子的辐射功率角分布为

$$\frac{dP(t')}{d\Omega} = \frac{q^2}{16\pi^2 \epsilon_0 c} \frac{|\mathbf{n} \times (\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta}) \times \boldsymbol{\beta}|^2}{(1 - \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\beta})^5}, \quad (11)$$

其中 t' 是电子运动坐标系中的时刻,它与实验室坐标系中的观察时间 t 的关系是

$$\frac{\partial t}{\partial t'} = 1 - \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\beta},$$

强相对论条件下可认为

$$\frac{\Delta t}{\Delta t'} \approx 1 - \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\beta}.$$

电子的辐射能谱角分布为

$$\frac{d^2 I}{d\Omega d\omega} = \frac{q^2 T_0^2}{16\pi^3 \epsilon_0 c} \left| \int dt \frac{\mathbf{n} \times [(\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta}) \times \boldsymbol{\beta}]}{(1 - \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\beta})} \times \exp[-i2\pi\alpha(t - \mathbf{n} \cdot \mathbf{r})] \right|^2. \quad (12)$$

这里 t, ω 已分别用 T_0, ω_0 归一化.

3. 不同初始状态的单电子的运动和辐射

我们采用文献 [12] 给出的二维粒子模拟条件和结果,选取 $\alpha = 70^\circ, a_0 = 2, T = 60\pi/\omega_0 = 30T_0, \kappa_E = 0.3, \kappa_B = 0.1$. 在 $\gamma = 1$ 时,对应的 Betatron 振荡频率为 $\omega_\beta = 1.37\omega_0$. 不同的观测角度获得的电子辐射功率不同,这里存在一个电子辐射最大功率的方向. 在 $x-y$ 平面内,对于初始处于热运动状态的电子在不同观测方向辐射的最大功率分布如图 2 所示,其中 θ 为观察点方向与 x 方向的夹角. 图 2 中我们随机选取了 3 个初始做热运动的电子,计算它们在反射激光场和准静态电磁场作用下产生的辐射. 曲线 a 表示初始动量 $p_{1x} = 3.5 \times 10^{-5}, p_{1y} = -0.00035$ 的电子辐射功率的角分布,曲线 b 表示初始动量 $p_{2x} = 0.00037, p_{2y} = 2.5 \times 10^{-5}$ 的电子辐射功率的角分布,曲线 c 表示初始动量 $p_{3x} = 0.0018, p_{3y} = 0.0004$ 的电子辐射功率的角分布,辐射功率角分布的单位为 $e^2/16\pi^2 \epsilon_0$. 从图 2 不难看出,电子辐射的最大功率在 $\theta = 0^\circ$ 方向上,即在 x 方向上. 对采用不同初始条件更多的电子计算发现,电子辐射的最大功率随 $|p_y/p_x|$ 的增大而增大,但最大功率都在 x 方向上,故在下面的计算中我们选取 x 轴作为观测方向. 这是由于在远离激光场情况下,电子在准静态场中运动时,准静态场改变电子 y 方向上的动量,电子的辐射主要来自于 y 方向的动量变化.

3.1. 初始处于静止的电子

假设电子初始静止在靶面附近,为了便于分析,我们分电子初始位于 x 轴上和初始位于 y 轴上两种

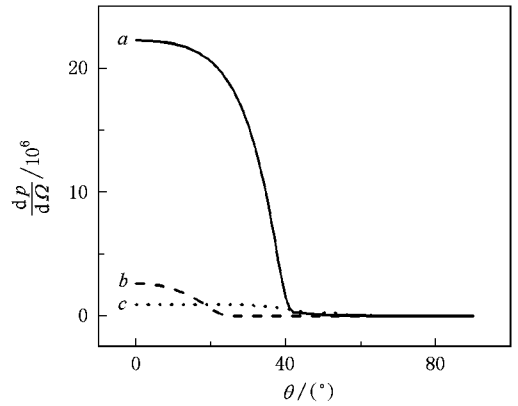


图 2 电子的辐射功率角分布

情况进行讨论. 图 3 给出了上述两种情况的两个典型算例,结果是类似的. 对于初始处于静止的电子,计算发现电子在初始的几个周期内做不规则的振荡,经过 10 个周期左右电子的振荡频率接近激光频率,电子被激光场加速能量提高到 $10m_e c^2$ 的量级,随后电子又在激光脉冲的下降沿减速,电子能量减至 $4m_e c^2$ 左右. 随着电子远离激光脉冲焦斑,电子开始做规则的振荡,且电子的动量 p_x 值基本不变. 这个规则振荡是电子离开激光场后在准静态的电磁场中作 Betatron 振荡,其振荡频率即由方程(10)给出,为 $(\omega_{\beta+} + \omega_{\beta-})/2$. 电子辐射功率的角分布 $dP/d\Omega$ 对应单个脉冲的宽度仅为激光脉冲宽度的 $1/100$ 的量级,如果入射激光脉冲宽度为飞秒量级,电子辐射脉冲可能达到阿秒脉冲. 计算发现辐射峰值比只有激光光场存在时要高 3 个数量级,这说明准静态场的存在使辐射功率有极大提高. 由图 3(c) 可以看出,电子开始被激光加速时辐射振幅较小的第一个脉冲,随后电子运动进入靶内部辐射第二个脉冲,也是振幅最大的一个脉冲. 随着电子运动远离激光焦斑,以后电子辐射出等间隔的脉冲,脉冲间隔满足方程(10). 电子辐射频谱的角分布随着频率的增加衰减很快. 对于初始位置在 y 轴上的电子,在 $y = 0$ 附近电子的运动轨迹与图 3(a) 和 (b) 类似,因此辐射谱也是类似的.

3.2. 初始处于热运动的电子

下面讨论电子的初始速度对辐射的影响,并且假设电子初始位于原点. 图 4 给出了初始动量 $p_x \neq 0, p_y \neq 0, p_z = 0$ 的电子的运动和辐射. 为了比较和讨论,我们选取了 3 个初始动量不同的电子,其中电

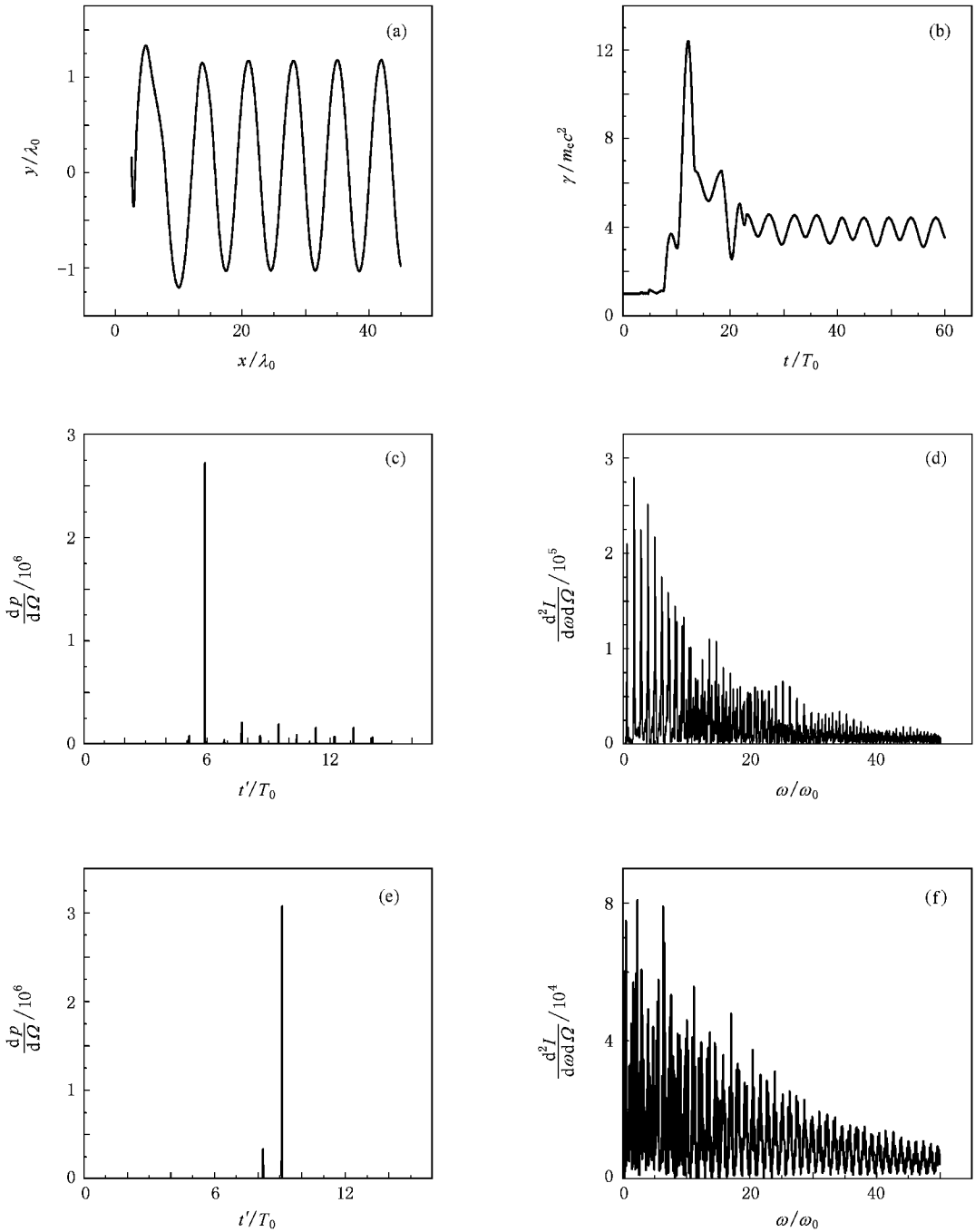


图3 初始处于静止的电子运动和辐射脉冲及频谱 (a)初始静止在 x 轴上的电子在场中的运动轨迹 (b)初始静止在 x 轴上的电子能量变化 (c)初始静止在 x 轴上的电子辐射脉冲 ($\frac{dP}{d\Omega}$ 单位为 $e^2(16\pi^3\epsilon_0)$) (d)初始静止在 x 轴上的电子频谱 ($\frac{d^2I}{d\omega d\Omega}$ 单位为 $e^2 T_0^2(16\pi^3\epsilon_0)$) . (e)初始静止在 y 轴上的电子辐射脉冲 (f)初始静止在 y 轴上的电子频谱

子 A 的初始动量 $p_{x0} = 3.5 \times 10^{-5}$, $p_{y0} = -3.0 \times 10^{-4}$; 电子 B 的初始动量 $p_{x0} = 3.7 \times 10^{-4}$, $p_{y0} = 2.5 \times 10^{-5}$; 电子 C 的初始动量 $p_{x0} = 1.8 \times 10^{-4}$, $p_{y0} = -4.4 \times 10^{-4}$. 从图 4(a)和(b)可以看出, 电子在复合场中 y 方向做振荡, 当振荡频率接近激光频率时

电子获得加速, 电子加速的能量主要集中在 x 方向, 但电子的不同初速度会导致电子的出射能量有很大的不同. 这是因为不同的初速度使电子处于不同的位置, 因此电子感受到不同的激光场和准静态的电磁场, 最后作 Betatron 振荡的频率也不同. 从图

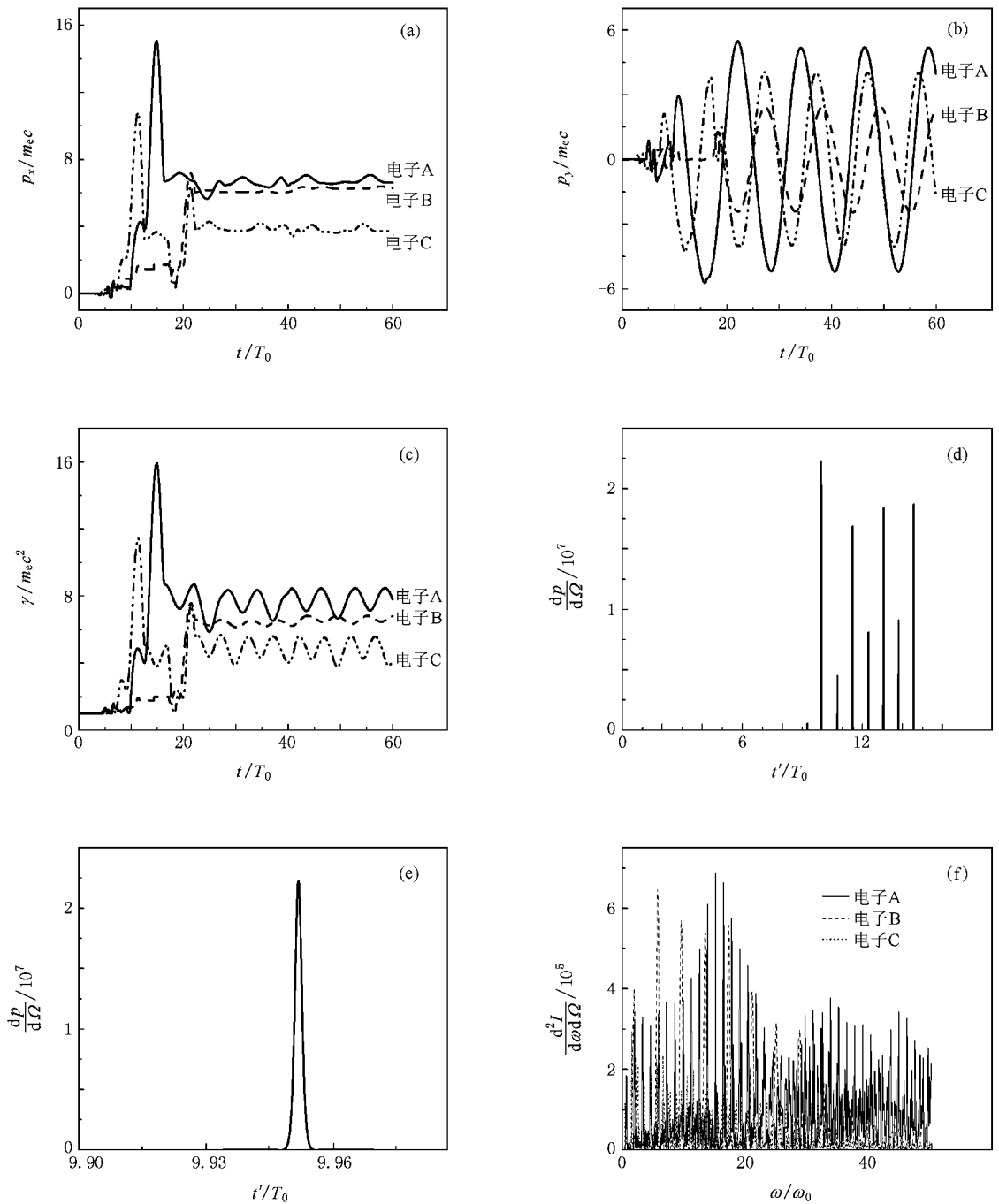


图4 初始位于原点且具有一定初速度($p_x \neq 0, p_y \neq 0, p_z = 0$)的电子的运动和辐射 (a) 3个电子的 p_x 随时间 t 的变化, (b) 3个电子的 p_y 随时间 t 的变化 (c) 3个电子的 γ 随时间 t 的变化, (d) 电子 A 的辐射脉冲 ($\frac{dP}{d\Omega}$ 单位为 $e^2(16\pi^2 \epsilon_0)$), (e) 电子 A 的第一个辐射脉冲, (f) 3个电子的辐射频谱 ($\frac{d^2I}{d\omega d\Omega}$ 单位为 $e^2 T_0^3(16\pi^3 \epsilon_0)$)

(c)可以看出,电子的最终能量在 $7m_e c^2$ 左右,约为 4 MeV.

辐射脉冲与以上讨论的初始静止情况的电子辐射脉冲类似.电子辐射主要集中在电子运动的后期,此时电子离激光焦斑较远,反射激光场对电子的

影响很小,电子做周期性运动.电子的辐射是分立脉冲,且两个大的脉冲之间存在一个较小的脉冲,电子在经历外表面加速运动辐射一个较小的脉冲,然后进入靶的内部在准静态电场和磁场作用下辐射一个较大的脉冲,脉冲的宽度为反射激光周期的 1/100

的量级,辐射脉冲的周期满足方程(10).如电子A的能量 $\gamma \approx 7$,可算出 $\omega_\beta \approx 0.52$,辐射脉冲的时间间隔 $T_\beta \approx 12.1$,由于相对论效应,观察点观测到的脉冲时间间隔 $T \approx 1.7$ 与图4(d)相符.单电子的辐射频谱也为分立谱,谱线间隔与每个粒子的初始状态和最终能量有关,电子具有初速度的情况下其频谱并不像初始静止情况下随着频率升高而衰减,而会在 $10\omega_0 - 20\omega_0$ 之间出现峰值.

为了便于理论推导,我们已假设电子的初始动量 $p_z = 0$,但在数值模拟中可以计算 $p_z \neq 0$ 的情况.如果电子的初始动量 $p_z \neq 0$,计算表明在电子加速过程中电子在 z 方向动量变化很小.因此,电子的辐射功率和频谱在二维和三维情况下并没有太大差别.

4. 多电子的相干辐射

我们也对初始位于原点,初始能量为常温条件下的Maxwell分布的多电子在复合场中的相干辐射进行了模拟,结果如图5所示.从图5可以看出,多电子的相干辐射也是分立谱,更多的模拟表明谱线的间隔与电子的初始能量有关,因为不同的初始能量导致电子最终的能量不同,最终使得 ω_β 不同.

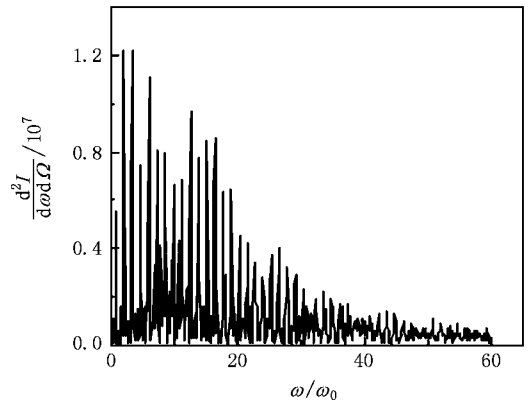


图5 初始处于Maxwell分布做热运动的电子辐射频谱角分布

5. 结 论

本文研究了表面电子的加速过程,并对电子的加速做了估计.对电子辐射的研究中发现,表面电子可以产生阿秒脉冲辐射.另外,通过对 ω_β 和最终电子能量 γ 的测量可以得出 κ_E ,而 κ_E 是与等离子体密度参数有关的物理量.这有可能成为一种表面等离子体密度诊断的方法,但 κ_E 与等离子体参数的关系尚需做进一步研究.

- [1] Goulielmakis E, Uiberacker M, Kienberger R, Baltuska A, Yakovlev V, Scrinzi A, Westerwalbesloh T, Kleineberg U, Heinzmann U, Drescher M, Krausz F 2004 *Science* **305** 1267
- [2] Kienberger R, Goulielmakis E, Uiberacker M, Baltuska A, Yakovlev V, Bammer F, Scrinzi A, Westerwalbesloh T, Kleineberg U, Heinzmann U, Drescher M, Krausz F 2004 *Nature* **427** 817
- [3] Itatani J, Levesque J, Zeidler D, Hiromichi N, Paupin H, Kieffer J C, Corkum P B, Villeneuve D M 2004 *Nature* **432** 867
- [4] Leemans W P, Schoenlein R W, Volfbeyn P, Chin A H, Glover T E, Balling P, Zolotorev M, Kim K J, Chattopadhyay S, Shank C V 1997 *IEEE J. Quantum Electron.* **33** 1925
- [5] Lee K, Cha Y H, Shin M S, Kim B H, Kim D 2003 *Phys. Rev. E* **67** 026502
- [6] Zheng J, Sheng Z M, Zhang J, Wei Z Y, Yu W 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 1018 (in Chinese) [郑君、盛政明、张杰、魏志义、

余玮 2005 物理学报 **54** 1018]

- [7] Zheng J, Sheng Z M, Zhang J, Wei Z Y, Yu W 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 2638 (in Chinese) [郑君、盛政明、张杰、魏志义、余玮 2005 物理学报 **54** 2638]
- [8] Pukhov A, Sheng Z M, Meyer-ter-Vehn 1999 *Phys. Plasmas* **6** 2847
- [9] Esarey E, Shadwick B A, Catravas P, Leemans W P 2001 *Phys. Rev. E* **65** 056505
- [10] Kostyukov I, Kiselev I, Pukhov A 2003 *Phys. Plasmas* **10** 4818
- [11] Li Y T, Yuan X H, Xu M H, Zheng Z Y, Sheng Z M, Chen M, Ma Y Y, Liang W X, Yu Q Z, Zhang Z, Liu F, Wang Z H, Wei Z Y, Zhao W, Jin Z, Zhang J 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 165003
- [12] Chen M, Sheng Z M, Zheng J, Ma Y Y, Muhammad B, Li Y T, Zhang J 2006 *Opt. Express* **14** 3093



Numerical simulation of acceleration and radiation of surface electrons in the interaction of intense laser pulses with a solid target *

Dong Xiao-Gang¹⁾ Sheng Zheng-Ming^{1)†} Chen Min¹⁾ Zhang Jie¹⁾²⁾

¹⁾ *Institute of Physics, Chinese Academy of Science, Beijing 100190, China*

²⁾ *Department of Physics, Shanghai Jiaotong University, Shanghai 200240, China*

(Received 11 July 2007 ; revised manuscript received 19 July 2008)

Abstract

The movement and radiation of fast electrons emitting along the surface of a target irradiated by intense laser pulses has been investigated theoretically and numerically by use of the classical theory of Thomson scattering by free electrons in static field. The results indicate that the surface electrons are oscillating in the quasistatic field and the laser field at the beginning. The electrons will be accelerated when their oscillation frequency comes close to the laser frequency, and the attosecond pulse trains and high harmonic are emitted along the surface by surface electrons. The temporal and spatial characteristics of the acceleration and radiation of electrons in different initial states has been compared. The frequency characteristic of the coherent radiation of electron beams are also investigated.

Keywords : surface quasistatic electromagnetic field, surface hot electrons, attosecond pulse, coherent radiation

PACC : 0350, 5250J, 3130J, 6180C

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grand Nos. 10425416, 10674175, 10574161, 60621063) and the State Key Development Program for Basic Research of China (Grant No. 2007CB310406).

† E-mail : zsheng@aphy.iphy.ac.cn