

不同加热机制产生的超热电子的相干 渡越辐射谐波研究*

谭世杰 郑 坚†

(中国科学技术大学近代物理系,中国科学院基础等离子体物理重点实验室,合肥 230026)

(2007 年 2 月 4 日收到,2007 年 7 月 6 日收到修改稿)

利用不同加热机制产生的超热电子所导致的相干渡越辐射(CTR)在谐波分量强度比上的不同,给出了区分飞秒激光等离子体相互作用产生超热电子过程中的主要与次要加热机制的一种可能方法.得到了加热周期不同的加热机制所产生超热电子的比例与 CTR 谐波分量的二倍频和一倍频的强度比之间的具体关系式.如果在实验上测到此谐波分量强度比,就可以推出不同加热机制在加热过程中所起作用的大致比例关系.另外,CTR 谐波分量的强度比还与超热电子的温度、实验上所使用靶的厚度有一定依赖关系,对此作了较为详细的讨论.

关键词:相干渡越辐射,超热电子,加热机制

PACC:5250J,5270K

1. 引 言

在惯性约束核聚变(ICF)的快点火方案中,超热电子是直接的点火物质,其能量的高低、产额的多少以及发射方向等都对快点火方案极其重要.对于人们感兴趣的超热电子的微聚束时间特征、截面形状等方面,渡越辐射是一种可能的、重要的测量手段^[1-4].并且,人们还能够通过渡越辐射来研究超短超强激光与等离子体相互作用的一些重要物理过程与机制^[5-8].

渡越辐射是电荷穿越折射率不同的两种介质之间的分界面时所产生的电磁辐射^[9,10].超短超强激光与金属靶相互作用能够产生相对论超热电子束,此超热电子束在穿越靶与真空之间的界面时会发生渡越辐射.渡越辐射与电子的运动状态以及电子束的结构有关^[1,2],是诊断超热电子束的一种有力工具.在光学波段的渡越辐射由非相干渡越辐射(ITR)和相干渡越辐射(CTR)组成.ITR 信号相对较弱,测量较为困难,而 CTR 信号强度远远大于 ITR,实验上较容易探测^[1].并且,CTR 与超热电子束中的扰动

波数即微聚束的频率密切相关,由此我们可研究加热机制^[2].在超短超强激光与物质相互作用中,产生超热电子的机制主要是共振吸收^[11]、真空加热^[12]和 $j \times B$ ^[13,14]加热.有时需要确定何种加热机制在实验中占统治地位,而超热电子束的微聚束是判断占统治地位的加热过程的直接证据之一^[5].例如在共振吸收和真空加热机制中,在一个激光周期内电子被加速一次;但在 $j \times B$ 加热机制中,一个激光周期内电子被加速两次.对于共振吸收和真空加热,CTR 将主要在入射激光频率 ω_0 处出现谱线峰;而在 $j \times B$ 机制作用下产生的超热电子所导致的渡越辐射则主要在 $2\omega_0$ 处出现谱线峰^[2].因此不同加热机制产生的超热电子所导致的渡越辐射在谐波分量上将有明显的不同.从这种差异着手,我们就可以区分主要与次要的加热机制,甚至可以得到两种机制的大致比例关系.

2. CTR 谐波分量之比与不同加热机制的关系

我们将从一维情况下的 CTR 基本公式出发,讨

* 国家自然科学基金(批准号:10575102)、国家杰出青年科学基金(批准号:10625523)和高温高密度等离子体物理国家重点实验室(批准号:51480010105ZK0101)资助的课题.

† E-mail: jzheng@ustc.edu.cn

论不同的实验条件下 CTR 的二次谐波与一次谐波强度比的变化.关于 CTR 的能谱公式已有不少详尽的推导^[2,10],具体而完整的结果是相当复杂的.在此我们直接从已有的研究结果出发进行计算与讨论^[2].本文所假定的基本物理模型是一束中心波长为 900 nm,脉冲持续时间为 30 fs,激光功率密度为 1×10^{18} W/cm² 左右的超强超短脉冲激光打到金属靶上,激光与靶法线方向夹角为 21°,所产生的超热电子在穿过靶背与真空的界面时产生渡越辐射.为了简化,自生磁场的影响、超热电子向稠密等离子体入射的小角度散射等物理过程在文中不加以考虑.另外,本文还假定在前表面产生的电子脉冲具有 δ 函数的形式,并忽略超热电子与靶物质之间的一些相互作用,同时假定在每个微脉冲中超热电子的性质(数量、温度等)是相同的,对来自所有这些电子微脉冲的贡献求和,并考虑所有电子沿着一个方向的情况.并且,假设一系列电子微脉冲在 $t = \tau_1, \tau_2, \dots$ 产生.在本文的计算中仅考虑超热电子只有一种温度时的情况(一般而言,不同加热机制产生的超热电子的温度是不同的^[15-18]).两个临近的电子微脉冲之间的时间间隔 $\sigma = \tau_\alpha - \tau_{\alpha-1}$ 是常数,这个时间间隔被加热机制决定.对于真空加热和共振吸收,

$$\sigma = \lambda_0/c,$$

而对于 $j \times B$ 加热,

$$\sigma = \lambda_0/2c,$$

其中 λ_0 是入射激光的波长.

当只有一种加热机制起作用时,我们已经得到了一个一维情况下简化的、易于计算的公式^[2]

$$\begin{aligned} \tilde{g}_1(\omega) &= \int d\tau e^{i\omega\tau} g_1(\tau, \theta, T, d), \\ \tilde{g}_2(\omega) &= \int d\tau e^{i\omega\tau} g_2(\tau, \theta, T, d), \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} g_1(\tau, \theta, T, d) &= \sum_{\alpha=1}^{\Lambda} \frac{(t_0(\tau - \tau_\alpha))^4 \exp[-(1/\sqrt{1 - (t_0(\tau - \tau_\alpha))^2} - 1)T]}{[1 - (t_0(\tau - \tau_\alpha))^2 \cos^2 \theta] [1 - (t_0(\tau - \tau_\alpha))^2]^2}, \\ g_2(\tau, \theta, T, d) &= \sum_{\alpha=1}^{2\Lambda} \frac{(t_0(\tau - \tau'_\alpha))^4 \exp[-(1/\sqrt{1 - (t_0(\tau - \tau'_\alpha))^2} - 1)T]}{[1 - (t_0(\tau - \tau'_\alpha))^2 \cos^2 \theta] [1 - (t_0(\tau - \tau'_\alpha))^2]^2}. \end{aligned} \quad (5)$$

这里 T 是超热电子的温度, d 是靶厚.在此不考虑这两种不同的加热机制所产生的超热电子束之间的相互影响,因为这两种机制所产生的超热电子束团在产生时的空间位置、出射的方向等方面是不完全

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \epsilon_{\text{CTR}}}{d\omega d\Omega} &= \frac{e^2 N_b^2}{\pi^2 c} \sin^2 \theta e^{-q^2 a^2} \\ &\times \left| \int d\tau d\beta e^{i\omega\tau} \sum_{\alpha=1}^{\Lambda} \delta(\tau - \tau_\alpha - t_0/\beta) \right. \\ &\times \left. \frac{\beta f_v(\beta)}{(1 - \beta^2 \cos^2 \theta)} \right|^2. \end{aligned} \quad (1)$$

考虑两种加热周期不同的加热机制共同作用时,有

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \epsilon_{\text{CTR}}}{d\omega d\Omega} &= \frac{e^2 N_b^2}{\pi^2 c} \sin^2 \theta e^{-q^2 a^2} \\ &\times \left| \int d\tau d\beta e^{i\omega\tau} \left[\sum_{\alpha=1}^{\Lambda} \delta(\tau - \tau_\alpha - t_0/\beta) \right. \right. \\ &+ \left. \left. \frac{r}{2} \sum_{\alpha=1}^{2\Lambda} \delta(\tau - \tau'_\alpha - t_0/\beta) \right] \right. \\ &\times \left. \frac{\beta f_v(\beta)}{(1 - \beta^2 \cos^2 \theta)} \right|^2. \end{aligned} \quad (2)$$

这里 θ 是电子出射方向与观察点之间的夹角, N 是超热电子的总数, $N_b = N/\Lambda$ 是每一团电子微聚束中的电子数, $\Lambda = \tau_0/\sigma$ 是微聚束数, τ_0 是激光脉冲的持续时间, $\beta = v/c$, f_v 是电子的速度分布函数.在此假设 $j \times B$ 加热机制产生的超热电子数与共振吸收(或真空加热)机制下产生的超热电子数之比为 $N'/N = r$, 则

$$N_b/N_b \equiv (N'/\Lambda')/(N/\Lambda) = r/2.$$

(2) 式对 β 积分后,可以进一步简化为

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \epsilon_{\text{CTR}}}{d\omega d\Omega} &= \frac{e^2 N_b^2}{\pi^2 c T^2 t_0^2} \sin^2 \theta e^{-q^2 a^2} \left| g_1(\omega, \theta, T, d) \right. \\ &+ \left. \frac{r}{2} g_2(\omega, \theta, T, d) \right|^2, \end{aligned} \quad (3)$$

式中

相同的.因此去除两类电子束团之间的交叉项,得到

$$\frac{d^2 \epsilon_{\text{CTR}}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2 N_b^2}{\pi^2 c T^2 t_0^2} \sin^2 \theta e^{-q^2 a^2}$$

$$\begin{aligned} & \times \left[|\tilde{g}_1(\omega, \theta, T, d)|^2 + \frac{r^2}{4} |\tilde{g}_2(\omega, \theta, T, d)|^2 \right] \\ & = C \left[I_1(\omega, \theta, T, d) + \frac{r^2}{4} I_2(\omega, \theta, T, d) \right]. \quad (6) \end{aligned}$$

(6)式等号右边第一项将导致 CTR 光谱在 $n\omega_0$ ($n = 1, 2, \dots$) 频率上呈现尖峰, 其中 $\omega_0 = 2\pi/\sigma$ 是微束团频率, 亦即入射激光的频率, 而第二项则导致 $2n\omega_0$ 处的谱线峰. 在给定温度和靶厚的数值时, 我们可以在数值上计算出 $I_1(\omega, \theta, T, d)$ 和 $I_2(\omega, \theta, T, d)$ 的辐射相对强度频谱 (图 1).

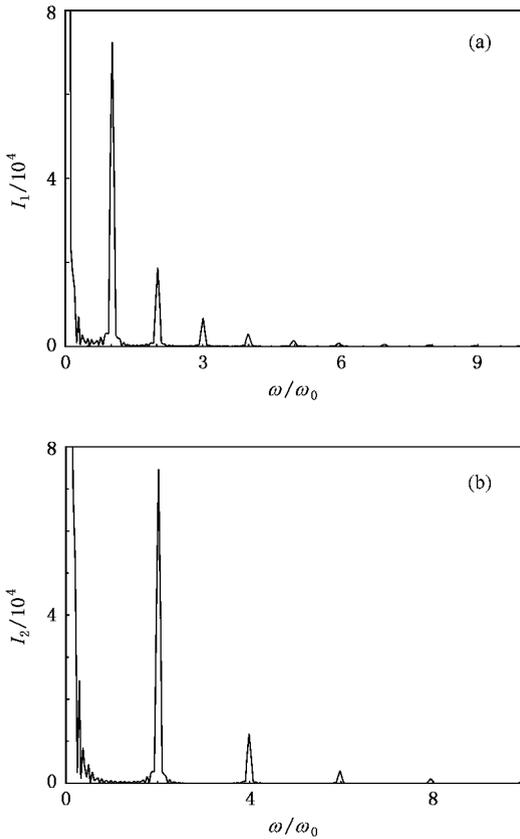


图 1 $I_1(\omega, \theta, T, d)$ 和 $I_2(\omega, \theta, T, d)$ 的相对强度频谱 $T = 1.022 \text{ MeV}$, $d = 9 \mu\text{m}$. (a) $I_1(\omega, \theta, T, d)$ 的频谱, (b) $I_2(\omega, \theta, T, d)$ 的频谱

记

$$\begin{aligned} k_1(\theta_0, T_0, d_0) &= \frac{I_1(2\omega_0, \theta_0, T_0, d_0)}{I_1(\omega_0, \theta_0, T_0, d_0)}, \\ k_2(\theta_0, T_0, d_0) &= \frac{I_2(2\omega_0, \theta_0, T_0, d_0)}{I_1(\omega_0, \theta_0, T_0, d_0)}, \end{aligned}$$

则 CTR 光谱中二倍频的强度与一倍频的强度比

$$\begin{aligned} K(\theta_0, T_0, d_0) &= k_1(\theta_0, T_0, d_0) \\ &+ \frac{r^2}{4} k_2(\theta_0, T_0, d_0). \quad (7) \end{aligned}$$

由此可反求得

$$r = 2\sqrt{\frac{K(\theta_0, T_0, d_0) - k_1(\theta_0, T_0, d_0)}{k_2(\theta_0, T_0, d_0)}}. \quad (8)$$

如果我们在实验上获得强度比 K , 并计算出在观察角、超热电子温度和靶厚分别为 θ_0, T_0, d_0 时的 k_1 和 k_2 , 就能大致估计出两种加热机制在超热电子产生过程中所占的比例. 如 $\theta = 21^\circ, d = 9 \mu\text{m}, \lambda_0 = 900 \text{ nm}, \tau_0 = 30 \text{ fs}, T = 1 \text{ MeV}$ 时, $k_1 = 0.26, k_2 = 1.06$. 若实验上测得 CTR 光谱中谐波分量的二倍频与一倍频的强度比 $K = 1$, 则 $r \approx 1.7$, $j \times B$ 机制在此实验条件下起主导作用, 它所产生的超热电子大约占总量的 63%.

3. CTR 谐波分量之比与温度和靶厚的关系

由上述讨论可知, 如果我们假定不同加热机制在产生超热电子的过程中所占比例是一定的, 那么影响二倍频和一倍频强度比的主要因素是超热电子的温度 T 和靶厚 d . 下面我们将只改变 T, d 中的一个参量, 以考察 k_1, k_2 与 K 及 T, d 的具体依赖关系.

3.1. k_1, k_2 与 T 的关系

固定 d , 改变温度 T , 从图 2 可以看出, 随着温度的增加, $k_1(\theta, T, d)$ 和 $k_2(\theta, T, d)$ 值增大. 对此的解释可从相应的 $g(\tau, \theta, T, d)$ 的变化可知. 以 $g_2(\tau, \theta, T, d)$ 为例, 做出不同温度条件下的 $g_2-\tau$ 曲线 (如图 3 所示). 从图 3 可以清楚地看到, 当温度变大时, $g_2(\tau, \theta, T, d)$ 的振幅增大, 亦即发散变小.

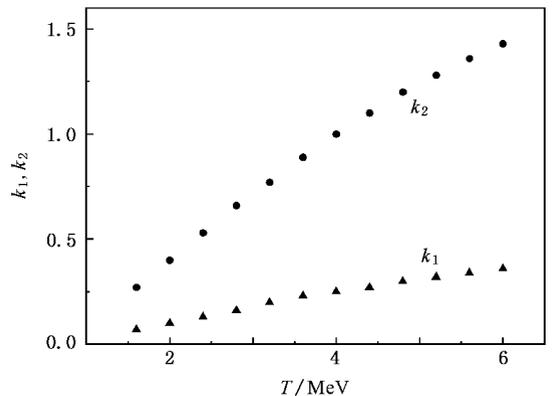


图 2 当靶厚 d 固定时, $k_1(\theta, T, d)$ 和 $k_2(\theta, T, d)$ 随温度的变化

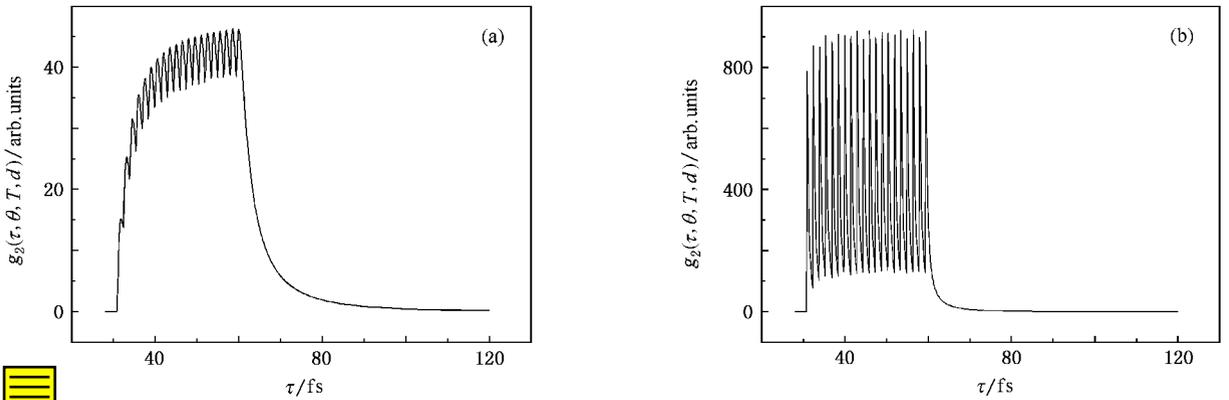


图3 $g_2(\tau, \theta, T, d) - \tau$ 曲线 $d = 9 \mu\text{m}$. (a) $T = 0.511 \text{ MeV}$ (b) $T = 2.044 \text{ MeV}$

显然,当温度增加时, $g_2(\tau, \theta, T, d)$ 的振幅加

剧.实际上,超热电子数 N 可表示为^[2]

$$N(\tau) = N \int d\rho d\nu f_{\tau}(\tau, \rho, \nu) = \frac{N}{\Delta T} \sum_{\alpha=1}^{\Lambda} \frac{(t_0(\tau - \tau_{\alpha}))^{\beta} \exp[-(1/\sqrt{1 - (t_0(\tau - \tau_{\alpha}))^2} - 1)T]}{t_0[1 - (t_0(\tau - \tau_{\alpha}))^2]^{\beta/2}} \quad (9)$$

将 $g(\tau, \theta, T, d)$ 与 N 比较可知,它们互相之间密切相关.在靶内传播的过程中,超热电子在速度空间发散,并造成电子微脉冲的外形在位置空间中变宽.当温度增大时,因为超热电子的温度不能超过光速,电子在速度空间的发散变小,于是 $N, g(\tau, \theta, T, d)$ 的形状变得尖锐^[2].当 $T \rightarrow \infty$ 时, $g(\tau, \theta, T, d)$ 退化为时间周期为 τ 的 δ 函数.而在数学上不难证明,周期为 τ 的 δ 函数经傅里叶变换后各倍频分量的幅值相等.当 $T = 100 \text{ MeV}$ 时,我们计算得到的所

有谐波幅度确实基本一样.

3.2. k_1, k_2 与 d 的关系

当 $T = 1.022 \text{ MeV}$ 时,随着靶厚 d 的增加 $k_1(\theta, T, d)$ 和 $k_2(\theta, T, d)$ 值减小,如图 4 所示.

当靶厚增加时,超热电子在速度空间的发散增大,相应的 $g_1(\tau, \theta, T, d)$ 的振幅变小,因而 k_1 变小.对于 k_2 亦然.

另外,当我们固定 T 和 d , 改变激光脉冲的宽度 τ_0 , 亦即改变超热电子微簇团数 Λ 时, $k_2(\theta, T, d)$ 和 $k_2(\theta, T, d)$ 值不变.这是因为只改变超热电子微簇团数 Λ 时, $g(\tau, \theta, T, d)$ 的振幅不变,因而 $k_1(\theta, T, d)$ 和 $k_2(\theta, T, d)$ 值不变.

3.3. K 与 T, d 的关系

K 是 k_1 和 k_2 的线性求和,因此容易知道:如果不同加热机制在超热电子产生过程中所占的比例不变,在靶厚固定的情况下,随着温度的增加渡越辐射谐波的二倍频与一倍频的强度比增大;在超热电子的温度不变情况下,随着靶厚的增加渡越辐射谐波的二倍频与一倍频的强度比减小.图 5 的 $r-K$ 曲线也说明了这一点.

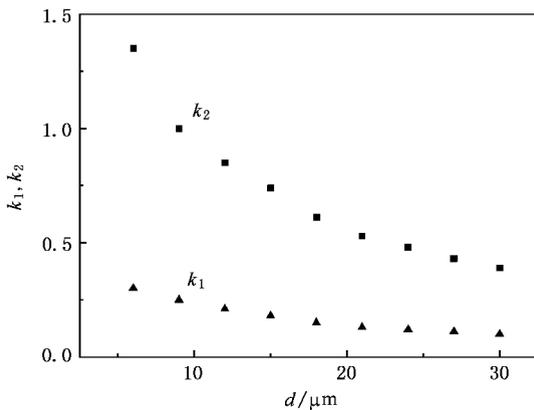


图4 当温度固定时, $k_1(\theta, T, d)$ 和 $k_2(\theta, T, d)$ 值随着靶厚 d 的增加而减小

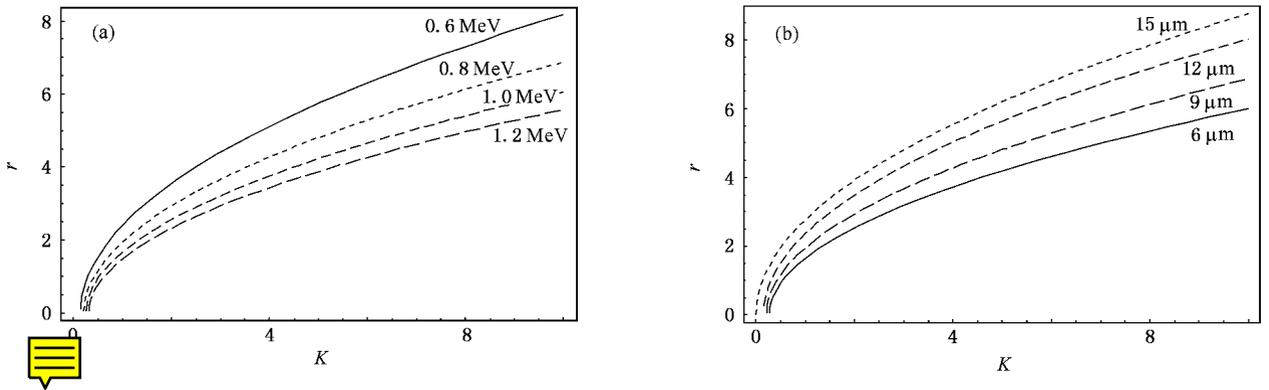


图 5 r 随 K 的变化 (a) $d = 9 \mu\text{m}$ 温度变化时的 r - K 曲线 (b) $T = 0.8 \text{ MeV}$ 靶厚变化时的 r - K 曲线

4. 结 论

不同加热机制产生的超热电子所导致的渡越辐射在谐波分量上将有明显的不同. 本文讨论了 CTR 谐波分量的二倍频和一倍频的强度比与不同加热机制的关系. 具体而言, 对于一个激光脉冲周期内加热一次(如共振吸收与真空加热)与一个周期内加热两次(如 $j \times B$), 这两种造成超热电子微聚束在时间特

征上截然不同的加热机制, 我们给出了它们所产生的超热电子的比例 r 与 CTR 谐波分量的二倍频和一倍频的强度比 K 之间的具体关系式. 如果在实验上测到此谐波分量强度比, 我们就有可能区分主要与次要的加热机制, 甚至可以得到两种机制在加热过程中所起作用的大致比例关系. 另外, CTR 谐波分量的强度比还与超热电子的温度、实验上所使用靶的厚度有一定的依赖关系. 对此也作了较为详细的讨论.

- [1] Zheng J, Tanaka K A, Miyakoshi T, Kitagawa Y, Kodama R, Kurahashi T, Yamanaka T 2002 *Phys. Plasmas* **9** 3610
- [2] Zheng J, Tanaka K A, Miyakoshi T, Kitagawa Y, Kodama R, Kurahashi T, Yamanaka T 2003 *Phys. Plasmas* **10** 2994
- [3] Santos J J, Amiranoff F, Baton S D, Gremillet L, Koenig M, Martinolli E, Le Gloahec M R, Rousseaux C, Batani D, Bernardinello A, Greison G, Hall T 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 025001
- [4] Baton S D, Santos J J, Amiranoff F, Popescu H, Gremillet L, Koenig M, Martinolli E, Guilbaud O 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 105001
- [5] Zheng J, Tanaka K A, Sato T, Yabuuchi T, Kurahashi T, Kitagawa Y, Kodama R, Norimatsu T, Yamanaka T 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 165001
- [6] Popescu H, Baton S D, Amiranoff F, Rousseaux C, Le Gloahec M R, Santos J J, Gremillet L, Koenig M, Martinolli E, Hall T, Adam J C, Heron A, Batani D 2005 *Phys. Plasmas* **12** 063106
- [7] Yuan X H, Li Y T, Xu M H, Yu Q Z, Wang S J, Zhang J, Zhao W, Wang G C, Wen X L, Jiao C H, He Y L, Zhang S G, Wang X X, Huang W Z, Gu Y Q 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 5362 (in Chinese)[远晓辉、李玉同、徐妙华、于全芝、王首钧、张杰、赵卫、王光昶、温贤伦、焦春晔、何颖伶、张双根、王向贤、黄文忠、谷渝秋 2006 物理学报 **55** 5362]
- [8] Wang G C, Zheng Z J, Gu Y Q, Chen T, Zhang T 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 982 (in Chinese)[王光昶、郑志坚、谷渝秋、陈涛、张婷 2007 物理学报 **56** 982]
- [9] Frank M, Ginzburg V L 1945 *J. Phys. USSR* **9** 35
- [10] Landau L D, Lifshitz E M 1984 *Electrodynamics of Continuous Media* (Oxford: Pergamon) pp408—412
- [11] Estabrook K, Kruer W L 1978 *Phys. Rev. Lett.* **40** 42
- [12] Brunel F 1987 *Phys. Rev. Lett.* **59** 52
- [13] Kruer W L, Estabrook K 1984 *Phys. Fluids* **28** 430
- [14] Wilks S C, Kruer W L, Tabak M, Langdon A B 1992 *Phys. Rev. Lett.* **69** 1383
- [15] Kruer W L 1988 *The Physics of Laser Plasma Interactions* (Reading: Addison-Wesley) pp38—45
- [16] Fabbro R, Max C, Fabro E 1985 *Phys. Fluids* **28** 1643
- [17] Gibbon P, Bell A R 1992 *Phys. Rev. Lett.* **68** 1535
- [18] Wilks S C 1993 *Phys. Fluids B* **5** 2603

Study of the harmonics of coherent transition radiation emitted by hot electrons generated in ultra-intense laser plasma interaction due to different heating mechanism^{*}

Tan Shi-Jie Zheng Jian[†]

(Key Laboratory of Basic Plasma Physics of Chinese Academy of Sciences , Department of Modern Physics ,
University of Science and Technology of China , Hefei 230026 , China)

(Received 4 February 2007 ; revised manuscript received 6 July 2007)

Abstract

Coherent transition radiation (CTR) emitted by hot electrons generated in ultra-intense laser plasma interaction presents spikes at the harmonics of the laser frequency . If the hot electrons are generated in different heating mechanisms , CTR can have different ratios of the intensities of harmonics of the laser frequency (e . g . , $2\omega_0$ to ω_0) , from which we can infer the dominant heating process . For example , forward hot electrons are generated once in a laser circle when resonant absorption or vacuum heating takes effect , while CTR will present spikes at $n\omega_0$; energetic electrons can be accelerated twice in a laser circle when $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ heating dominates , while CTR will give more prominence to $2n\omega_0$ than $(2n - 1)\omega_0$. The latter will have higher ratio of the intensities of harmonic of $2\omega_0$ to ω_0 than the former . We deduced an equation of the relation between the ratio of the intensity of harmonic of $2\omega_0$ to ω_0 and the ratio of the number of electrons produced by different heating mechanism , by which we can study the main heating mechanism in ultra-intense laser plasma interactions . The ratio of the intensity of harmonics also depends on the temperature of the hot electrons , as well as the thickness of the target .

Keywords : coherent transition radiation , hot electrons , heating mechanism

PACC : 5250J , 5270K

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10575102) , the National Natural Science Foundation for Distinguished Young Scholars of China (Grant No. 10625523) and the State Key Laboratory for High-Temperature and High-Density Plasma Physics , China (Grand No. 51480010105ZK0101) .

[†] E-mail : jzheng@ustc.edu.cn