

# 激光与固体靶作用产生高次谐波的 振荡镜面模型\*

李 昆<sup>1)</sup> 张 杰<sup>1)</sup> 余 玮<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>中国科学院物理研究所光物理开放实验室,北京 100080)

<sup>2)</sup>中国科学院上海光学精密机械研究所强激光开放研究实验室,上海 201800)

(2002 年 6 月 5 日收到,2002 年 9 月 28 日收到修改稿)

利用振荡镜面模型解析地研究了激光与固体靶相互作用产生高次谐波的物理过程.比较了利用镜面模型的结果与粒子模拟及实验结果的异同,说明了振荡镜面模型的局限性.

关键词:高次谐波,振荡镜面模型,激光

PACC:4255R,4265K,5240

## 1. 引 言

可调谐的相干 x 射线光源一直是当代物理学中的一个热门研究课题.强激光与气体或者固体相互作用产生高次谐波是得到相干 x 射线源的有效方法.实验中已经发现强激光与气体的相互作用可以产生超过 100 阶的奇次高次谐波<sup>[1]</sup>.它的产生依赖于原子的非线性效应,其产生过程的半经典物理图像为:原子中的电子在激光场的作用下穿越原子库仑场和激光电场形成的形变势垒发生隧道电离,在激光的前半个周期内电子被激光场加速而离开原子,在激光的后半个周期电子又被激光场拉回到原子核附近,与离化的原子复合放出光子从而产生高次谐波.由于气体的密度较低,而且强激光场中的原子会大量离化,高次谐波的光子数受到饱和电离激光强度的限制<sup>[2]</sup>,所以激光与气体相互作用无法得到很高强度的高次谐波.在激光直接与自由电子作用的过程中,虽然自由电子在激光场中作“8”字形非线性运动,辐射出高次谐波<sup>[3]</sup>,不再存在饱和电离激光强度的限制,但是由于库仑力的作用难以使大量自由电子聚焦在一起,所以无法通过利用激光与自由电子的相互作用得到高强度的高次谐波.于是,人们开始考虑以固体等离子体作为介质来产生高次谐

波.此时等离子体表面高密度电子在激光场的作用下作强烈非线性运动,产生高强度的高次谐波.许多研究激光与固体相互作用的实验都得到了高强度的高次谐波<sup>[4-6]</sup>,甚至得到了效率高达  $10^{-6}$  的 60 次谐波<sup>[5]</sup>.

激光与固体相互作用时,等离子体的密度和激光脉宽都对高次谐波的产生有很大影响.在低密度等离子体中,激光在不同密度区中产生的各阶谐波与激光一起向前传播,由于谐波与抽运波在传播过程中会产生相位失配等原因,此时高次谐波的效率不会很大.在高密度等离子体中,电子在激光场和等离子体的场的作用下在临界密度面作横向及纵向振荡,这种非线性运动将产生较高效率的高次谐波.对于亚纳秒—纳秒量级的长脉冲激光,入射激光在向等离子体内部传播的过程中,其各阶谐波分别与不同密度处的电子发生共振,产生更高阶谐波并一起继续向等离子体高密度处传播,直到激光光压与电子热压相平衡.此密度区对应着最高阶次的谐波.而对于飞秒和皮秒激光脉冲来说,等离子体来不及膨胀,电子将在等离子体表面高密度区受到激光场和电荷分离势的作用,进行强烈的非线性运动,从而产生高效率的高次谐波<sup>[3]</sup>.影响高次谐波产生的物理现象和过程很多,对其处理的方法也有很多,但是 Bulanov<sup>[7]</sup>提出了一个非常简单的物理模型:振荡镜

\* 国家自然科学基金(批准号:19825110,19974074,10105014)和国家高技术激光核聚变主题资助的课题.

面模型,利用此模型即可解析的求出各阶高次谐波及其性质.本文将对此模型进行深入的讨论,并利用它研究激光与固体相互作用产生的高阶谐波的性质.

## 2. 物理模型

振荡镜面模型把等离子体表面当作一个振荡的光滑镜面,它对入射激光全反射,而振荡反射面对激光产生的位相延迟即为产生高次谐波的原因.令振荡镜面模型中等离子表面的振幅为自由电子在激光场作用下的振幅在等离子体表面法线方向上的投影,即不考虑静电分离势对电子产生恢复力等过程的影响.自由电子在激光场中的“8”字形运动过程已被解析的求出<sup>[8]</sup>.线偏振光场中自由电子的运动方程为

$$x(\tau) = \frac{ca_0^2}{4} \left[ \tau + \frac{1}{2\omega} \sin(2\omega\tau) \right], \quad (1)$$

$$y(\tau) = \frac{ca_0}{\omega} \sin(\omega\tau), \quad (2)$$

它包括沿  $x$  方向的平移

$$x_d(t) = \frac{a_0^2}{a_0^2 + 4} ct. \quad (3)$$

其中  $x$  为波矢方向的坐标,  $y$  为电场方向的坐标,  $\omega$  为激光的频率,  $\tau = t - x(t)/c$ ,  $a_0 = \frac{eA_0}{mc^2}$  为归一化矢

势,  $I_0 \lambda^2 = \left[ 1.37 \times 10^{18} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2} \mu\text{m}^2 \right] a_0^2$ . 可见,线偏振光场中电子在沿波矢匀速运动的同时也在电场和波矢方向上振动,频率分别为  $\omega$  和  $2\omega$ .

圆偏振光场中自由电子的运动方程为

$$x(\tau) = \frac{a_0^2}{a_0^2 + 4} ct, \quad (4)$$

$$y(\tau) = \frac{ca_0}{\sqrt{2}\omega} \sin(\omega\tau/1 + a_0^2/4), \quad (5)$$

$$z(\tau) = \pm \frac{ca_0}{\sqrt{2}\omega} \cos(\omega\tau/1 + a_0^2/4). \quad (6)$$

可见,在圆偏振光场中,电子只沿电场和磁场方向振动,没有波矢方向的振动.

假设入射激光为无限大单色平面波,由于电子振动引起的镜面振荡将产生随时间简谐振动的位相延迟,  $X(t) = 2kX(t)\cos\alpha = 2kX_0\cos\alpha\sin\omega_m t$ , 所以反射光不再是单色平面波,  $k$  为波矢,  $\alpha$  为入射角,  $\omega_m$  为镜面振动频率,  $X(t)$  是自由电子振荡在镜面法线方向上的投影,与入射光的偏振态和入射角有关.当

激光为非相对论光强时,即  $a_0 \ll 1$  时,电子的速度远小于光速,  $\tau \approx t$ , 于是可以得出镜面的振荡方程.

1) 入射光为 P 偏振时,镜面的振荡由沿电场方向的振荡和沿波矢方向的振荡两部分组成,

$$X(t) = \frac{a_0^2}{k(8 + 2a_0^2)} \cos\alpha \sin 2\omega t + \frac{a_0}{k} \sin\alpha \sin\omega t.$$

只产生 P 偏振高次谐波.入射角较小时,  $2\omega$  项远大于  $\omega$  项;入射角较小时,较大时  $\omega$  项远大于  $2\omega$  项.

2) 入射光为 S 偏振时,

$$X(t) = \frac{a_0^2}{k(8 + 2a_0^2)} \cos\alpha \sin 2\omega t,$$

将产生 S 偏振的高次谐波.同时,斜入射时由于不同入射点处的位相不同,沿波矢方向振动的电子将在等离子体表面形成表面电子波,生成偶极振子,并产生 P 偏振偶次谐波<sup>[9]</sup>.此偶次谐波不能用镜面模型得出,这也是镜面模型的局限性.

3) 入射光为圆偏振时,

$$X(t) = \frac{\sqrt{2}a_0}{2k} \sin\alpha \sin\omega t,$$

将产生 P 偏振高次谐波.而平行于等离子体表面的电子振荡也将对高次谐波有贡献<sup>[10]</sup>,但是镜面模型无法对此进行解释.

## 3. 结果与分析

假设入射激光的强度为  $I_0$ , 波长为  $\lambda$ , 入射角为  $\alpha$ , 频率为  $\omega$ , 波矢为  $k$ .对实验室坐标进行坐标变换,使得在新坐标系中激光垂直于等离子体表面入射,四维波矢也由  $(k\cos\alpha, k\sin\alpha, 0, i\omega/c)$  变为  $(k\cos\alpha, 0, 0, i\omega\cos\alpha/c)$ , 即

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \gamma & 0 & i\beta\gamma \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -i\beta\gamma & 0 & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} k\cos\alpha \\ k\sin\alpha \\ 0 \\ i\omega/c \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} k\cos\alpha \\ 0 \\ 0 \\ i\omega\cos\alpha/c \end{pmatrix}, \quad (7)$$

其中

$$\beta = v/c = \sin\alpha, \gamma = 1/\sqrt{1 - v^2/c^2} = 1/\cos\alpha.$$

于是新坐标系下入射光为

$$E(x, t) = E_0 \exp(ik\cos\alpha X(t) - i\omega\cos\alpha t). \quad (8)$$

反射光为

$$E_R(x, t) = -E_0 \exp(-ik \cos \alpha X_0 \sin(\omega_m \cos \alpha t) - i\omega \cos \alpha t), \quad (9)$$

由于等离子表面的简谐振荡将使观察点产生时间延迟

$$t' = t - X_0 \sin(\omega_m \cos \alpha t) / c,$$

所以反射波的频谱应为

$$E_R(\omega') = \int E_R(t, x) \exp(i\omega' t') dt', \quad (10)$$

$$E_R(\omega') = -E_0 \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{1}{1 + n\omega_m/2\omega} J_n((1 + n\omega_m/2\omega)\xi) \times \delta(\omega' - \omega \cos \alpha - n\omega_m \cos \alpha), \quad (11)$$

其中

$$\xi = 2\omega \cos \alpha X_0 / c.$$

由上面的分析可知, 对于 S 偏振入射光

$$\omega_m = 2\omega, \quad (12)$$

$$E_R(\omega') = -E_0 \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{1}{1 + n} J_n((n+1)\xi) \times \delta(\omega' - (2n+1)\omega \cos \alpha), \quad (13)$$

所以 S 光只产生奇次 S 偏振高次谐波, 其能谱为

$$K((2n+1)\omega \cos \alpha) = I_0 \left( \frac{J_n((n+1)\xi)}{n+1} - \frac{J_{n+1}(n\xi)}{n} \right)^2, \quad (14)$$

对于 P 偏振入射光,  $\alpha \ll 1$  时谐波能谱为(10)式,  $\alpha$  较大时,

$$\omega_m = \omega, \quad (15)$$

$$E_R(\omega') = -E_0 \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{1}{1 + n/2} J_n((1 + n/2)\xi) \times \delta(\omega' - (n+1)\omega \cos \alpha), \quad (16)$$

P 偏振入射光既产生奇次高次谐波也产生偶次高次谐波, 此时其能谱为

$$K(n\omega \cos \alpha) = I_0 \left( \frac{J_{n-1}\left(\frac{1}{2}(n+1)\xi\right)}{\frac{1}{2}(n+1)} - \frac{J_{n+1}\left(\frac{1}{2}(n-1)\xi\right)}{\frac{1}{2}(n-1)} \right)^2. \quad (17)$$

对于圆偏振入射光

$$\omega_m = \omega, \quad (18)$$

$$E_R(\omega') = -E_0 \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{1}{1 + n/2} J_n((1 + n/2)\xi) \times \delta(\omega' - (n+1)\omega \cos \alpha), \quad (19)$$

既产生奇次高次谐波也产生偶次高次谐波, 其能谱为

$$K(n\omega \cos \alpha) = I_0 \left( \frac{J_{n-1}\left(\frac{1}{2}(n+1)\xi\right)}{\frac{1}{2}(n+1)} - \frac{J_{n+1}\left(\frac{1}{2}(n-1)\xi\right)}{\frac{1}{2}(n-1)} \right)^2. \quad (20)$$

可见, 利用镜面模型不但可以解析地得到各阶高次谐波的强度, 还可以得到偏振态的选择定则、谐波随入射角的变化、高次谐波的效率与入射光偏振态及阶次的关系等性质. 下面, 分析谐波的性质, 并与粒子模拟(PIC)结果及实验结果进行比较, 来解释高次谐波的产生机理并说明镜面模型的局限性.

### 3.1. 入射光的偏振态对高次谐波的影响

我们已得到镜面模型中偏振态的选择定则: P 偏振激光产生 P 偏振奇次和偶次谐波, S 偏振激光产生奇次 S 偏振奇次谐波, 圆偏振激光产生 P 偏振奇次和偶次谐波. 某些 PIC 模型<sup>[11, 12]</sup>得到的选择定则为 S 偏振产生奇次谐波, P 偏振产生奇偶次谐波, 谐波的偏振方向平行于激光的偏振方向, 与镜面模型比较相符. 但是, 在实验<sup>[4, 5, 13, 14]</sup>中却没有得到类似的严格的选择定则. 而且, 有文献<sup>[10]</sup>解析的得出正入射圆偏光产生圆偏振高次谐波. 这些与镜面模型不符之处是由于 1) 镜面模型没有考虑平行等离子体表面运动的电子对高次谐波的贡献; 2) 没有考虑静电分离势产生的恢复力对电子的影响; 3) 没有考虑自生磁场的法拉第效应对线偏光偏振面的旋转<sup>[15]</sup>; 4) 由于激光与等离子体作用时的 Rayleigh-Taylor-like 不稳定性将产生密度起伏<sup>[16, 17]</sup>, 而且在激光的有质动力作用下等离子体表面将产生凹坑, 所以 S 偏振和 P 偏振的区别将被弱化.

镜面模型中 5 次谐波的效率与入射光偏振态及入射角的关系如图 1(a) 所示. PIC 模拟<sup>[14]</sup>的结果如图 1(b) 所示. 可见 S 偏振入射光高次谐波的效率低于 P 偏振入射的激光, 这也与入射光为非相对论光强的实验结果相符<sup>[15]</sup>. 于是, 此时镜面模型能解释实验与 PIC 模拟的结果. 但是在此 PIC 模型结果中, 随着入射角的增大 S 偏振入射光与 P 偏振入射光 5 次谐波的效率比远大于镜面模型的结果, 而且在入射光为相对论光强的实验中<sup>[5]</sup>入射光的偏振态对高次谐波的产生没有影响. 因此等离子体表面的密度起伏和法拉第旋转效应等物理过程对高次谐波的影响不能忽略, 镜面模型有其局限性.

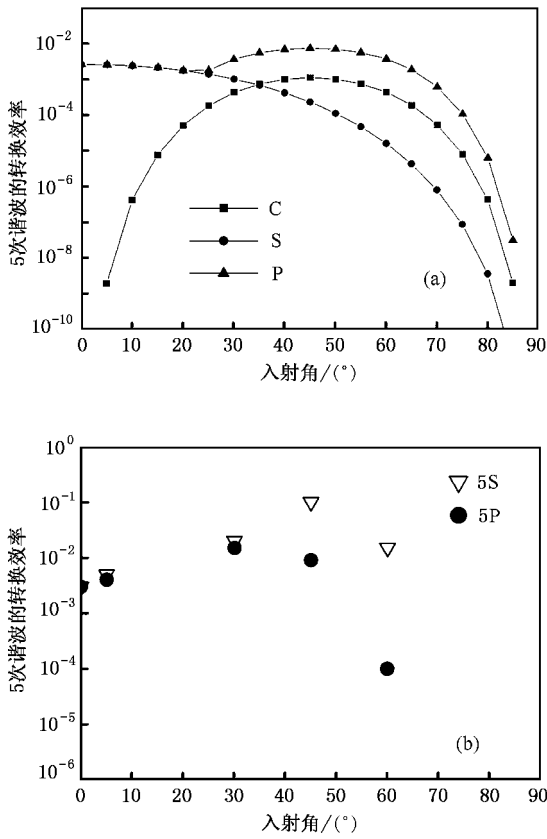


图 1 (a) 镜面模型中不同偏振态的入射光产生的 5 次谐波的转换效率随入射角的变化 ( $a_0^2 = 10$ , C 表示圆偏振入射光, S 表示 S 偏振入射光, P 表示 P 偏振入射光) (b) PIC 模型中 S 偏振和 P 偏振入射光产生的 5 次谐波的转换效率随入射角的变化 ( $a_0 \approx 3$ )

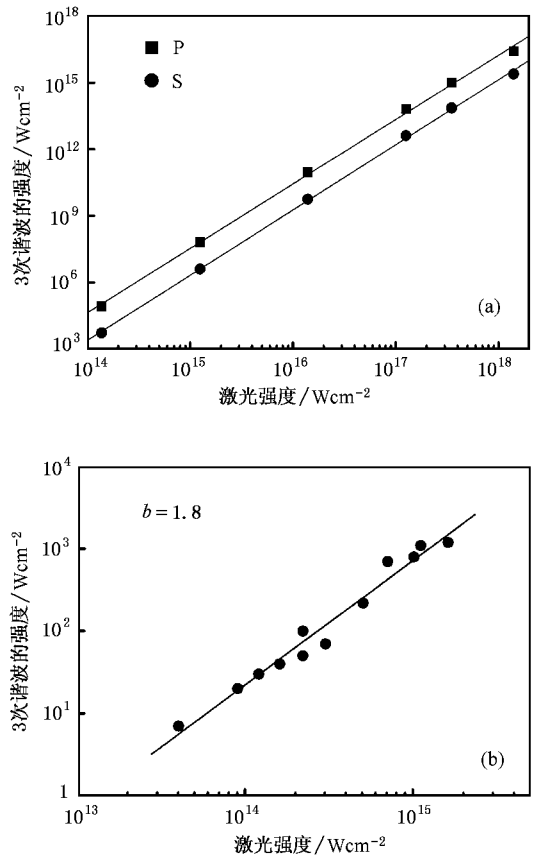


图 2 (a) 镜面模型中 S 和 P 偏振 3 次谐波的强度随入射激光强度的变化 ( $I_{3P} \propto I_0^{2.90}$ ,  $I_{3S} \propto I_0^{2.93}$ ) (b) 实验得到的 P 偏振三次谐波的强度随激光强度的变化 ( $I_{3P} \propto I_0^{1.8}$ )

### 3.2. 谐波强度随入射光光强及谐波阶次的变化

当入射光光强为非相对论光强时,在镜面模型中我们得到 3 次谐波的强度与激光强度的关系,  $I_{3P} \propto I_0^{2.90}$ ,  $I_{3S} \propto I_0^{2.93}$ , 如图 2(a). 实验<sup>[15]</sup>的结果为  $I_{3P} \propto I_0^{1.8}$ , 如图 2(b), 而  $I_{2S} \propto I_0^{1.7}$ , 于是镜面模型与实验都能得到谐波强度随激光强度的幂指数变化关系, 但是它们的幂指数不同.

镜面模型还可以得出谐波效率随谐波阶次的变化, 如图 3(a). 可见, 高次谐波的效率与谐波阶次有指数关系:  $I_n = I_0 \exp(-bn) = I_0 \exp(-b\omega_n/\omega)$ . 30 阶的高次谐波的效率已经降到 10<sup>-9</sup>, 而实验中<sup>[5]</sup> 68 次谐波的效率高达 10<sup>-6</sup>, 如图 3(b). 而且实验和 PIC 模拟中<sup>[5,14]</sup> 高次谐波的效率随谐波阶次成幂指数变化, 即  $I_n \propto \beta I_0 n^{-x}$ ,  $3.38 < x < 5.5$  取决于光强. 所以, 镜面模型不能很好的解释高阶次谐波. 这是由于

镜面模型中, 我们假设电子做简谐振荡, 而在高强度激光场以及静电分离势的作用下, 电子做高度非线性运动, 须考虑高阶振荡项的贡献. 而且镜面模型中, 电子振荡的振幅为自由电子在激光场中振幅的法线分量, 而在临界密度面上静电分离势引起的电子本征振荡将与其在激光场中的振荡形成共振, 增大电子的振幅. 在调节镜面的振幅并适当增加高阶振荡项后, 镜面模型则可以比较好的解释谐波效率随阶次的变化. Lichters 等对此进行了计算<sup>[12]</sup>. 例如,  $a_0 = 1$ ,  $\alpha = 0^\circ$  的激光与固体作用时, 自由电子振荡引起的镜面振荡项为

$$X(t)\lambda_0 = 0.016 \sin(\chi \omega_0 \cos \alpha t),$$

而如果考虑恢复力将镜面振荡项写为

$$X(t)\lambda_0 = 0.052 \sin(\chi \omega_0 \cos \alpha t)$$

后, 调制后的振荡镜面模型对谐波效率随谐波阶次的变化的模拟结果将与 PIC 模拟的结果很接近. 又比如, P 偏振  $a_0 = 3$ ,  $\alpha = 30^\circ$  的激光与固体作用时, 自由电子引起的镜面振荡项

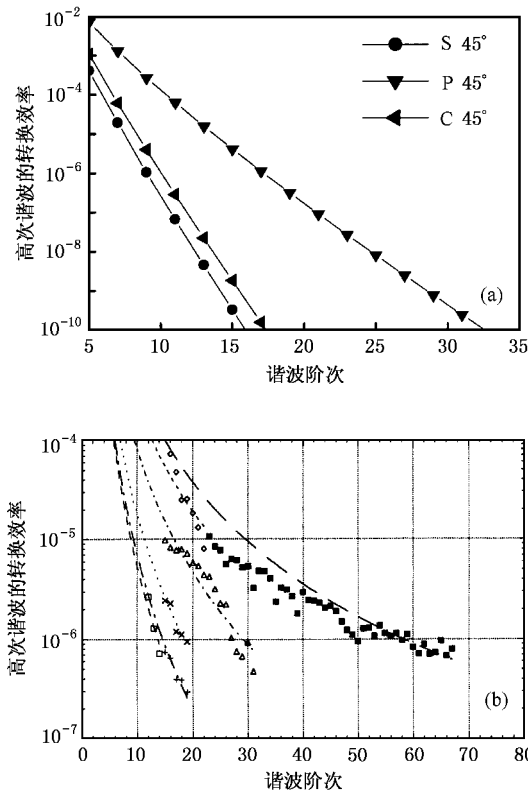


图 3 (a)入射角分别为 15°和 45°的不同偏振的激光产生的高次谐波的转换效率随谐波阶次的变化 ( $a_0^2 = 10$ ) (b)实验中得到的不同强度的激光以 54°入射角入射产生的高次谐波的转换效率随谐波阶次的变化 (实心方块,  $a_0 = 3.72$ ; 空心菱形,  $a_0 = 2.14$ ; 空心三角形,  $a_0 = 2$ ; × 为  $a_0 = 1.48$ ; + 为  $a_0 = 1.35$ ; 空心方块,  $a_0 = 0.59$ )

$$X(t)\lambda_0 = 0.24\text{sin}((\omega_0 \cos\alpha)t)\cos\alpha t + 0.048\text{sin}(2\omega_0 \cos\alpha)t,$$

与 PIC 模拟的结果不符,而如果考虑静电分离势后将镜面振荡项写为

$$X(t)\lambda_0 = 0.05\text{sin}(\omega_0 \cos\alpha)t - 0.03\cos(2\omega_0 \cos\alpha)t - 0.008\cos(4\omega_0 \cos\alpha)t$$

后,镜面模型与 PIC 模型就符合得很好,如图 4.

### 3.3. 高次谐波的反射角和发散角的性质

在镜面模型中,由于我们假设入射激光为无限大均匀平面波,等离子体表面为光滑镜面,所以高次谐波被镜面反射,发散角为 0 度.而在实际情况中,这两种条件均不能满足.例如, Yu<sup>[10]</sup>解析地分析了正入射圆偏光产生高次谐波的情况,得到了高次谐波强度角分布,  $dP_n/d\Omega = \eta F_n(\theta)K_n(\theta)$ . 其中,  $F_n(\theta)$  表示激光光斑处电子  $n$  阶谐波衍射的集体效

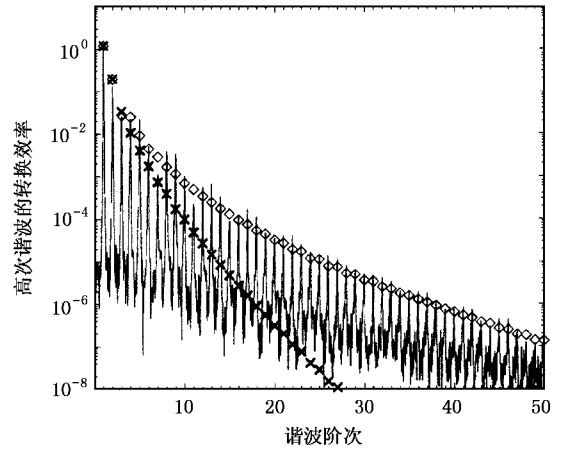


图 4 镜面振动项为  $X(t)\lambda_0 = 0.05\text{sin}((\omega_0 \cos\alpha)t) - 0.03\cos(2\omega_0 \cos\alpha)t - 0.008\cos(4\omega_0 \cos\alpha)t$  的 30°入射的 P 偏振光产生的高次谐波与 PIC 模拟产生的高次谐波的比较 (× 表示去掉  $4\omega_0$  项后的结果)

应,对应于光学中的圆孔衍射,偏向于等离子体表面法线方向,  $K_n(\theta)$  表示单电子在激光场中振动产生的  $n$  阶谐波,方向趋向与电子运动方向即切线方向,发散角为  $\Delta\theta \approx 1/\gamma$ ,  $\gamma$  为相对论因子.最后,谐波的阶数越高,其方向越趋向于等离子体表面切线方向,发散角越小.而除了电子的真实振动方向和焦斑的大小影响反射角和发散角之外, Rayleigh-Taylor-like 不稳定性等效效应引起的等离子体表面的波动以及激光在等离子体表面产生的凹坑均将改变入射角并增大发散角.实验中<sup>[5]</sup>也发现 3 次谐波的强度在 105° 范围内没有变化.

## 4. 结 论

激光与固体靶相互作用产生高次谐波是一个复杂的物理过程.而振荡镜面模型作为一个简化的物理模型不但解析地得出了各阶高次谐波,还定性分析了谐波与入射光强度、入射角、入射光偏振态和谐波阶次的关系.当我们适当地调制了镜面振动方程后,此模型也可以很好的符合 PIC 模拟和实验的结果.但是,由于此模型忽略了许多物理过程和现象,例如静电分离势引起的恢复力对电子的作用、自生磁场对谐波偏振态的旋转、电子在等离子体表面切线方向的振荡、有限大小的焦斑的衍射效应、 Rayleigh-Taylor-like 不稳定性造成的等离子体表面的不平滑等等,于是它不能直接而精确地描述 PIC 模拟及实验的结果.尤其利用它对相对论光强激光产生

的谐波和阶数较高的谐波的模拟,与 PIC 模拟及实验的结果差别很大.所以,作为一个简化的物理模型,镜面模型是一个有一定局限性但又很有用的模型.

在本文的写作过程中,马锦秀教授和盛政明研究员对作者之一李昆指导良好,在此对他们深表感谢.

- [ 1 ] Macklin J J ,Kmetec J D and Gordon III C L 1993 *Phys. Rev. Lett.* **70** 766
- [ 2 ] Chen L M ,Yu W and Zhang J *et al* 2000 *Science in China* ( Series A ) **9** 817 [ in Chinese ] 陈黎明、余 玮、张 杰等 2000 *中国科学 A* **9** 817 ]
- [ 3 ] Gibbon P 1997 *IEEE J. Quantum Electron* **33** 1915
- [ 4 ] von der Linde D *et al* 1995 *Phys. Rev. A* **52** 25
- [ 5 ] Norreys P A *et al* 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 1832
- [ 6 ] Carman R L *et al* 1981 *Phys. Rev. A* **24** 2649
- [ 7 ] Bulanov S V ,Naumova N M and Pegoraro F 1994 *Phys. Plasmas* **1** 745
- [ 8 ] Meyer-ter-Vehn J ,Puhov A and Sheng Zh M 2001 *Atoms ,Solids , and Plasmas in Super-Intense Laser Fields* ( Kluwer Academic/Plenum Publishers )
- [ 9 ] von der Linde D and Rzazewski K 1996 *Appl. Phys. B* **63** 499
- [ 10 ] Yu W *et al* 1998 *Phys. Rev. E* **57** 2531
- [ 11 ] Mori W B ,Decker C D and Leemans W P 1993 *IEEE Trans. Plasmas Sci.* **21** 110
- [ 12 ] Lichters R *et al* 1996 *Phys. Plasmas* **3** 3425
- [ 13 ] Carman R L *et al* 1981 *Phys. Rev. A* **24** 2649
- [ 14 ] Gibbon P 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 50
- [ 15 ] Ganeev R A *et al* 2001 *Phys. Rev. E* **63** 026402
- [ 16 ] Wilks S C *et al* 1992 *Phys. Rev. Lett.* **69** 1383
- [ 17 ] Pukhov A and Meyer-ter-Vehn J 1995 *Proceedings , International Conference on Laser Interaction and Related Plasma Phenomena ,AIP Conference Preceedings* ( American Institute of Physics ,Woodbury , NY )

## High-order harmonic generation by laser interaction with solid target using moving mirror model<sup>\*</sup>

Li Kun<sup>1)</sup> Zhang Jie<sup>1)</sup> Yu We<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> *Laboratory of Optical Physics ,Institute of Physics ,Chinese Academy of Sciences ,Beijing 100080 ,China* )

<sup>2)</sup> *Shanghai Institute of Optics & Fine Mechanics ,Chinese Academy of Sciences ,Shanghai 201800 ,China* )

( Received 5 June 2002 ; revised manuscript received 28 September 2002 )

### Abstract

Using the moving mirror model ,we studied analytically the harmonic generation from solid targets illuminated by intense laser pulses. Comparison of the results of the moving mirror model with those of particle-interaction computer simulations and experiments reveals the shortcomings of this model though it can really give many useful characters of the process of high-order harmonic generations.

**Keywords** : high-order harmonic , moving mirror model , laser

**PACC** : 4255R , 4265K , 5240

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant Nos. 19825110 ,19974074 and 10105014 ) ,and by the National High Technology ICF Program.