

文章编号: 1001-3806(2011)02-0282-03

激光-等离子体相互作用过程中光子加速的研究

买买提艾力·巴克, 艾尔肯·扎克尔*, 沙依甫加马力·达吾来提
(新疆大学 物理科学与技术学院, 乌鲁木齐 830046)

摘要: 为了研究激光-等离子体相互作用过程中的光子加速(光子频率上移), 采用数值模拟方法进行了理论计算和数值计算验证, 取得了光子加速的重要计算机模拟结果。结果表明, 等离子体激光相互作用过程中的光子频率上移与所用的激光脉冲形式和脉冲宽度有关, 存在最佳脉冲宽度和脉冲上升宽度, 还存在等离子体电子密度上限。这一结果对进一步研究激光等离子体粒子加速有帮助。

关键词: 几何光学; 频率上移; 数值模拟; 等离子体; 等离子体频率; 激光脉冲; 脉冲宽度

中图分类号: O539 **文献标识码:** A **doi:** 10.3969/j.issn.1001-3806.2011.02.038

Photon acceleration in laser-plasma interaction

BAKE Maimaitiaili, ZAKIR Erkin, DULAT Sayipjamal
(School of Physics, Xinjiang University, Urumqi 830046, China)

Abstract: The results of numerical calculation of photon acceleration (photon frequency up shift) in the plasma wakefield driven by asymmetric laser pulses were presented. It is found that the maximum frequency up shift of the accelerated photons depends on the pulse shape and pulse width. There is an optimum pulse width and pulse rising width. There also exists an upper limit on plasma electron density to get the maximum photon frequency up shift. This will be helpful for further study about laser-plasma particle acceleration mechanism.

Key words: geometric optics; frequency up shift; numerical simulation; plasma; plasma frequency; laser pulse; pulse width

引言

近年来, 随着超短超强激光脉冲技术的发展, 利用超短超强激光在等离子体中激发出的高强度尾波场来实现电子加速的方案也取得了巨大进展^[1,2]。理论和实验研究表明, 当等离子体密度达到 $10^{18}/\text{cm}^3$ 时, 尾波场的强度可以达到 $100\text{GV}/\text{m}$ 。在尾波场中运动的电子, 当其处于电子密度梯度为正值区域(此时静电分离场为负值)且满足一定的速度条件时, 电子也会被尾波场加速。

早在1979年, TAJIMA 等人就详细分析了利用这种纵向的激光尾波场作为电子加速场的可能性, 并依照当时的激光技术, 提出了利用激光拍频波激发大幅度激光尾波场的方案^[3]。利用尾波场来加速电子是设计小型电子加速器的一种重要机制。短强激光脉冲在低密度等离子体中的传播过程中激发长寿命的等离子体^[4] Langmuir 波(尾场), 并以尾场来加速粒子。激光

在稀薄等离子体中传播时, 被尾场加速的带电粒子赶上激光脉冲, 并且改变波前的等离子体电子密度^[5-7], 由 $\omega_{pe} = (4\pi e^2 n_e / m_e)^{1/2}$ 可知, 等离子体频率 ω_{pe} 与等离子体电子密度 n_e 有关。而 e 为电子电荷, m_e 为电子质量。尾场产生的密度扰动导致等离子体频率 ω_{pe} 随时间空间不断变化, 与此同时, 由色散关系式^[8] $\omega = k^2 c^2 + \omega_{pe}$ 可以知道, 入射的激光光子也同时经历频率上移和频率下移, 或者说是光子的加速/减速^[5,9]。其中, ω 为激光脉冲频率, k 为波矢量, c 为光速, 激光脉冲频率上移并且与尾场同向传播, 这称作“光子加速”。与尾场反向传播的激光脉冲从尾场反射并且也得到能量^[5] $E = N\hbar\omega$, 由于 N 和 \hbar 不变, 导致频率上移, N 和 \hbar 分别是激光光子总数和 Planck 常数。2006年, ESIRKEPOV 和 BULANOV 等人研究了电子、正电子和光子在对称 Gaussian 激光脉冲驱动尾场中的加速方法^[6-7], 但没有详细研究光子加速方法。

作者主要用了两种非对称脉冲, 并采用数值模拟方法, 进一步讨论了各向异性电子密度与光子频率的关系以及激光脉冲与光子频率变化的关系。

1 理论模型

足够短的激光脉冲在等离子体中传播, 在几何光

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(10965006)

作者简介: 买买提艾力·巴克(1982-), 男, 硕士研究生, 现主要从事激光等离子体作用的研究。

* 通讯联系人。E-mail: erkinzakir@xju.edu.cn

收稿日期: 2010-04-02; 收到修改稿日期: 2010-04-14

学中,近似地把它看成带电粒子(光子)^[6]。在经典电动力学框架内,光子的 1 维空间运动可以用下面的哈密顿量来描述^[7-8,10]:

$$\omega(x, k, t) = \sqrt{k^2 c^2 + \omega_{pe}^2(x - v_{ph}t)} \quad (1)$$

式中,光子动量波矢量 $k^2 = k_{//}^2 + k_{\perp}^2$, $k_{//}$ 和 k_{\perp} 分别是广义动量的纵向分量和横向分量, x 和 v_{ph} 分别为坐标和激光脉冲的相速度, t 为时间。由(1)式可以写出光子的正则方程:

$$\dot{x} = \frac{\partial \omega}{\partial k}, \dot{p} = -\frac{\partial \omega}{\partial x} \quad (2)$$

式中,“ \cdot ”表示对时间 t 求导, p 为光子动量。在新的坐标 $X = x - v_{ph}t$ 下,假设 $k_{\perp} = k_{\perp 0} = 0$,利用母函数 $f(x, k_{//}, t) = (x - v_{ph}t)k_{//}$ 进行正则变换,得到新的哈密顿量:

$$\Omega(X, k_{//}) - \omega(x, k_{//}, t) = \frac{\partial f(x, k_{//}, t)}{\partial t} \quad (3)$$

$$\Omega(X, k_{//}) = \sqrt{k_{//}^2 c^2 + \omega_{pe}^2(X)} - \beta_{ph} k_{//} c = \Omega_0 \quad (4)$$

式中, Ω_0 是个由初始条件确定的常数, $\beta_{ph} = v_{ph}/c$ 是无量纲物理量,对 $\beta_{ph} \neq 1$, (4) 式解为 $k_{//} c = \{-\beta_{ph}\Omega_0 \pm \sqrt{(-1 + \beta_{ph}^2)\omega_{pe}^2 + \Omega_0^2}\} / (-1 + \beta_{ph}^2)$ 。假设 $k_{//} = k_{//0} = 0$, 对应于 $\Omega_0 = \omega_0 - \beta_{ph}k_{//0}c$, 把光子的频率可以写成:

$$\omega = \gamma_{ph}^2 \left\{ \Omega_0 \pm \beta_{ph} \sqrt{-\gamma_{ph}^2 \omega_{pe}^2 + \Omega_0^2} \right\} \quad (5)$$

式中, $\gamma_{ph} = (1 - \beta_{ph}^2)^{-1/2}$, γ_{ph} 是相对论因子,符号“+”,“-”分别代表 X 随时间增加和减少。最大频率变化出现在轨迹 $\Omega_0 = \omega_{pe, \max} / \gamma_{ph}$ 的奇点(奇点对应于轨迹曲线的斜率)上,其中 $\omega_{pe, \max}$ 对应最大等离子体电子密度的最大等离子体频率,这样由(5)式可以把最大光子频率写成:

$$\omega_{\max} = \gamma_{ph} \omega_{pe, \max} \left\{ 1 + \beta_{ph} \left[1 - \frac{\omega_{pe0}^2}{\omega_{pe, \max}^2} \right]^{1/2} \right\} \quad (6)$$

式中, ω_{pe0} 是未扰动等离子体电子频率。假设 $\omega_{pe, \max} \gg \omega_{pe0}$ 和 $\beta_{ph} \approx 1$, 则由(6)式有:

$$\omega_{\max} \approx 2\gamma_{ph} \omega_{pe, \max} \quad (7)$$

2 数值模拟结果

等离子体中等离子体频率表达式由 $\omega_{pe} = (4\pi e^2 n_e / m_e)^{1/2}$ 给出,所以,在激光脉冲和等离子体相互作用过程中,等离子体电子密度 n_e 的变化引起等离子体频率 ω_{pe} 的变化,即 ω_{pe} 也在周期性变化。由(1)式可以看出, ω_{pe} 的变化必然引起 ω 的变化。 n_e 可由 Piosson 方程得到,具体表达式如下^[11-12]:

$$n_e = \gamma_{ph}^2 \beta_{ph} \left\{ \left[1 - \frac{1 + a^2}{\gamma_{ph}^2 (1 + \phi)^2} \right]^{-1/2} - \beta_{ph} \right\} \quad (8)$$

式中, $a = \frac{eA}{m_e c}$ 是表示激光强度的无量纲物理量, A 为

电磁脉冲, ϕ 是尾场势,由 Poisson 方程得到^[8,10]: $\phi = k_{pe}^2 \gamma_{ph}^3 \beta_{ph} \{ (1 + \phi) [\gamma_{ph}^2 (1 + \phi)^2 - 1 - a^2(X)]^{-1/2} - (\mu - \phi) [\gamma_{ph}^2 (\mu - \phi)^2 - \mu^2 - a^2(X)]^{-1/2} \}$, 其中, $k_{pe} = \omega_{pe}/c$, $\mu = m_i/m_e = 1836$, 表示离子和电子的质量比。

在模拟计算中主要使用了非对称 Gaussian 激光脉冲。脉冲的数学表达式为:

$$a = \begin{cases} a_0 \{ \exp[-4(\ln 2)X^2/l_p^2] - 1/16 \} \theta(X + l_p), & (X < 0) \\ a_0 \{ \exp[-4(\ln 2)X^2/l_p^2] - 1/16 \} \theta(r_p - X), & (X \geq 0) \end{cases} \quad (9)$$

为了做出比较,还使用了非对称 smooth-quasi-Gaussian 激光脉冲:

$$a = \begin{cases} a_0 \{ \exp[-4(\ln 2)X^4/l_p^4] - 1/16 \} \theta(X + l_p), & (X < 0) \\ a_0 \{ \exp[-4(\ln 2)X^4/l_p^4] - 1/16 \} \theta(r_p - X), & (X \geq 0) \end{cases} \quad (10)$$

式中, θ 为海维赛德阶跃函数(当 $X \geq 0$ 时, $\theta(X) = 1$; 当 $X < 0$ 时, $\theta(X) = 0$), $a_0 = 2$, l_p 是脉冲上升宽度, r_p 是脉冲下降宽度。

由图 1 可知,激光-等离子体相互作用过程中,激

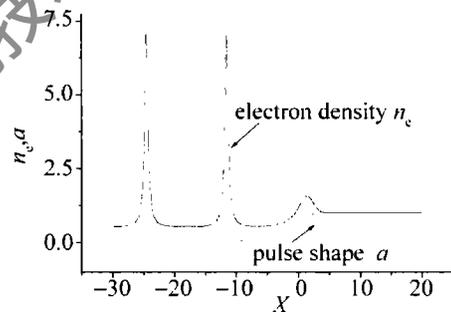


Fig. 1 Relationship between laser pulse and electron density

光脉冲到达之前 n_e 和 ω_{pe} 周期性地变化,但等离子体激光相互作用以后,脉冲前部出现电子密度 $n_e > n_0$ 和 $\omega_{pe} > \omega_{pe0}$ 的现象(n_0 和 ω_{pe0} 分别是未扰动电子密度和未扰动等离子体频率)。

由(7)式可知,从脉冲前部反射的光子有明显的频率上移(光子加速),见图 1 和 图 2。

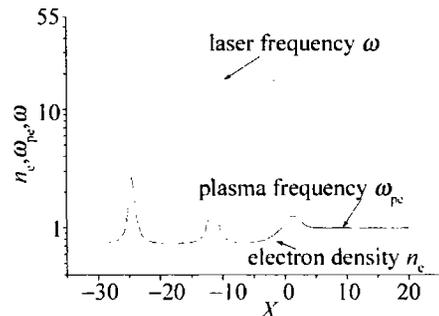


Fig. 2 Relationship between electron density, plasma frequency and photon frequency

光子的频率跟电子密度的最大势有关,因此,要寻找 n_e 和脉冲非对称性参量之间的关系。首先研究脉

冲宽度 $L = l_p + r_p$ (l_p 是脉冲上升宽度, r_p 是脉冲下降宽度) 对等离子体电子密度的影响。图 3 显示最大电

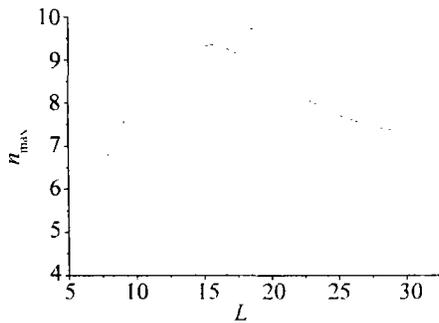


Fig. 3 Relationship between L and n_{\max}

子密度随着脉冲宽度的变长而上升, 到达 $L \approx 15$ 后, 曲线缓慢下降。

图 4 显示电子最大密度随着脉冲前半部分变陡而

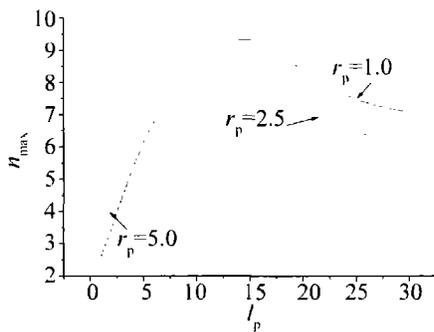


Fig. 4 Relationship between l_p and n_{\max}

迅速上升, 但过了 $l_p \approx 15$ 以后没有明显的上升趋势。

图 5 显示不同非对称脉冲的最优脉冲长度。

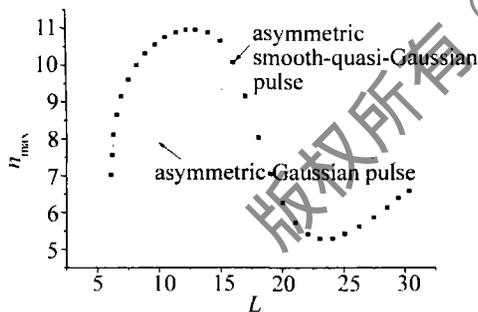


Fig. 5 Relationship between L and n_{\max} with different asymmetric pulse

3 结论

分析了激光-等离子体相互作用过程中, 光子频率变化和等离子体电子密度及脉冲形式之间的关系, 并

且由数值模拟所得到的结果与参考文献[5]和参考文献[6]中的理论结果相符合。计算机模拟结果表明: 激光-等离子体相互作用中, 光子频率与电子密度、脉冲宽度和脉冲形式有关, 并由此可知, 等离子体电子密度越大, 光子从脉冲前部反射时的频率上移越大。非对称 Gaussian 激光脉冲 $L \approx 15$ 和非对称 smooth-quasi-Gaussian 激光脉冲 $L \approx 12$, 是光子加速的最佳脉冲宽度。

参 考 文 献

- [1] ELOY M, GUERREIRO A, MENDONGA J T, *et al.* Hamiltonian formulation of direct laser acceleration in vacuum [J]. *Plasma of Physics*, 2007, 73(5): 635-647.
- [2] MENDONGA J T. Laser wakefield acceleration in the Petawatt regime [J]. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2009, 51(2): 024007-024014.
- [3] TAJIMA T, DAWSON J M. Laser electron accelerator [J]. *Physical Review Letters*, 1979, 43(4): 267-270.
- [4] LIU X, LIU S Q, YANG X S. Strong Langmuir turbulence excited by laser near critical surface [J]. *Laser Technology*, 2007, 31(2): 213-216 (in Chinese).
- [5] BINGHAM R. Basic concepts in plasma accelerators [J]. *Philosophical Transactions of the Royal Society*, 2006, A364(1840): 559-575.
- [6] ESIRKEPOV T, BULANOV S V, YAMAGIWA M, *et al.* Electron, Positron, and photon wakefield acceleration: trapping wake overtaking, and ponderomotive acceleration [J]. *Physical Review Letters*, 2006, 96(1): 014803-014807.
- [7] BULANOV S V, YAMAGIWA M, ESIRKEPOV T Z, *et al.* Spectral and dynamical features of the electron bunch accelerated by a short-pulse high intensity laser in an underdense plasma [J]. *Physics of Plasmas*, 2005, 12(7): 073103-073114.
- [8] ZHOU S Y, LIU S Q, TAO X Y. Simulation of density solitons and self-generated magnetic field in laser plasma [J]. *Laser Technology*, 2007, 31(1): 8-11 (in Chinese).
- [9] LOPES N C, FIGUEIRA G, DIAS J M, *et al.* Laser pulse frequency up-shifts by relativistic ionization fronts [J]. *Europhys Letters*, 2004, 66(3): 371-377.
- [10] MENDONGA J T, MARKLUND M, SHUKLA P K, *et al.* Photon acceleration in vacuum [J]. *Physics Letters*, 2006, A359(6): 700-704.
- [11] XIE B S, AIMIDULA A, NIU J S, *et al.* Electron acceleration in the wakefield of asymmetric laser pulses [J]. *Laser and Particle Beams*, 2009, 27(1): 27-32 (in Chinese).
- [12] AIMIDULA A, XIE B S. Positron acceleration in the wakefield of asymmetric laser pulses [J]. *Physica Scripta*, 2009, 79(4): 045503-045507.