

优化脉冲间距的多脉冲尾流加速 PIC 模拟*

徐 涵 常文蔚 卓红斌 银 燕

(国防科学技术大学理学院,长沙 410073)

(2002 年 4 月 11 日收到,2003 年 2 月 13 日收到修改稿)

多脉冲激光尾波场加速电子方法中限制尾波场振幅的主要机理是“相位失谐”,起源于非线性效应导致尾波波长随振幅的增长而变大,从而后续脉冲逐渐偏离加速相位.借助 2D3V PIC 模拟方法优化各脉冲之间的间距,使之等于前面脉冲激发的尾波波长.模拟结果表明激发了更大振幅的尾波场,同时激发了更强的“前向 Raman 散射”,它在限制尾波场进一步增长的过程发挥了重要作用.

关键词:多脉冲激光尾波加速,有质动力,相位失谐,前向 Raman 散射

PACC:5265,5238

1. 引 言

当超短脉冲(脉冲长度 $L < \lambda_p$, $\lambda_p = 2\pi c/\omega_p$ 为等离子体波长, $\omega_p = (4\pi ne^2/m_e)^{1/2}$ 为等离子体频率)超强激光(激光强度 $I > 10^{17}$ W/cm²)在稀薄等离子体(密度 $n < 0.1n_c$, n_c 为临界密度)中传播时,电子将受到强大的有质动力 $f_p \propto -\nabla I$ 的作用^[1],加上离子提供的静电回复力,等离子体将激发电子静电波,由于该静电波激发于激光脉冲的尾部,故常称为“尾波场”.尾波场的波长与激发的尾波场振幅有关,当振幅 E_{\max} 小于一维冷等离子体静电波波破极限 $E_0 = m_e \omega_p c/e$ 时(通常称为线性区),尾波波长等于等离子体波长 λ_p ,与尾波振幅大小无关;但当尾波振幅 E_{\max} 大于 E_0 时,就进入非线性区,尾波波长是振幅的函数^[2]:

$$\lambda_{N_p} = \lambda_p \begin{cases} 1 & E_{\max}/E_0 \ll 1, \\ (2/\pi E_{\max})/E_0 & E_{\max}/E_0 \gg 1. \end{cases} \quad (1)$$

尾波相速度等于激光脉冲的群速度,在稀薄等离子体中它们接近光速^[3]:

$$v_p = v_g^{\text{EM}} = c(1 - \omega_p^2/\omega_0^2)^{1/2}, \quad (2)$$

一些热电子将被激发的尾波“捕获”,当发生波破时,这些电子将脱离尾波场的束缚,获得巨大能量.这一机理不仅可以用作设计新型小型电子加速器,而且作为超热电子产生的机理,对惯性约束聚变的研

究意义重大,故激光尾波加速电子自 Tajima 提出后^[4],无论在理论上还是实验上都得到了广泛的研究^[5-8].

为了利用较小功率的激光脉冲激发更强的尾波场,使电子加速到更高的能量,Chen 等人^[9]提出多脉冲激光尾波场加速的方案,将多个间隔距离为 λ_p 的超短脉冲排成一个脉冲序列,各个脉冲依次加强前一个脉冲激发的尾波场,增大总的尾波场振幅.但由(1)式得知,一旦尾波场振幅超过 E_0 后,波长不再是近似常数 λ_p ,而是随振幅的变大而变大,但同时激光脉冲的间距却保持 λ_p 不变,因此后续的激光脉冲就逐渐偏离加强相位,这一机理称为“相位失谐”^[2],是抑制尾波场进一步增长的主要因素.即使如此,多脉冲尾波加速方案仍具有一些突出的特点:(1)与普通的单脉冲尾波加速相比,多脉冲尾波加速激发同样振幅的尾波所需的激光强度大大降低,而且可以抑制等离子体中许多不稳定性的增长.(2)与自调制的激光尾波场(SM-LWFA)方案^[5]相比,多脉冲尾波加速方案中所需的等离子体密度较低,所以静电波的相速度更大,从而电子被捕获时的最大动能更大.该方案提出后,得到了普遍的重视:Dalla^[10]从理论上研究了多个激光脉冲激发尾波场以及电子加速问题;Umstadter^[11,12]利用流体计算模型,计算了不同脉冲长度,不同脉冲间距对激发尾波场的影响.他的主要结论为:随脉冲数目的增加,单

* 国家自然科学基金(批准号:10085002)和国家高技术惯性约束聚变基金资助的课题.

个脉冲长度减小,同时脉冲之间的间距增大,这样的脉冲序列激发尾波场最为有效.

本文用 2D3V 粒子模拟方法,考虑脉冲长度和脉冲之间的间隔对产生激光尾波场的影响.研究单个激光脉冲激发尾波场,脉冲长度与尾波振幅的关系,与线性理论作了比较.固定单脉冲长度,优化脉冲间距,使之等于前面脉冲产生的尾波波长,以增大“相位失谐”的长度,并与经典的脉冲间距固定为 λ_p 的多脉冲尾流加速方案对比.本文的粒子模拟结果表明,这样激发的尾波振幅更大,同时激发了更强的“前向 Raman 散射”,它限制尾波场振幅的进一步增长.在本文所选择的参数下,脉冲长度远小于等离子体波长,单个这样的激光脉冲在稀薄等离子体中传播时是不能激发前向 Raman 散射^[13],而多个这样的超短脉冲却可以,原因正是由于相位关系合适,前一脉冲激发的密度扰动作为后一脉冲不稳定性继续增长的种子.

2. 脉冲长度对尾波场的影响

采用 2D3V 并行 PIC 模拟程序,在 YH4 巨型计算机上,利用 32 节点进行计算.计算参数如下: c 为极化垂直入射的电磁波,波长 $\lambda_0 = 1.0 \mu\text{m}$,脉冲强度的形状因子为: $I = I_0 \exp(-t^2/t_0^2) \exp(-(y - L_y/2)^2/\gamma_0^2)$, $t_0 = 0.1 - 1.0 \lambda_p/c$ 之间变化, $\gamma_0 = 1.2 \lambda_p$. $I_0 = 4.0 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$, I_0 对应的电子在激光场中横向振动动量为 $p_{\perp 0} = 1.2 m_e c$, 相对论因子 $\gamma_{\perp 0} = [1 + (p_{\perp 0}/m_e c)^2]^{1/2} = 1.56$. 模拟区域大小为 $120 \lambda_0 \times 25.6 \lambda_0$, x 方向在 $10 \rightarrow 110 \lambda_0$ 区域均匀分布密度为 $0.01 n_c$ 稀薄等离子体,模拟的电子和离子数各为 3.2×10^6 , 空间网格数为 1200×256 , 平均每个网格的大小为 $\Delta x = \Delta y = 1.42 \lambda_d$, λ_d 为电子德拜长度.为了减小噪声,电子初始温度取为 1 keV , 离子初始温度取为 0.34 keV . 计算中时间步长为 $\Delta t = 0.289 \omega_0^{-1}$. 电磁场的边界条件为:沿激光传播的 x 方向,在左右两个边界上都采用吸收边界条件;在垂直激光传播的 y 方向,采用周期边界条件.粒子的边界条件为:对于沿 x 方向跑出计算区域的粒子,我们将它移走,同时在初始位置重新分配一个热电子;对于 y 方向,同样采用周期边界条件.由于模拟中 x 方向两端预留了一段真空,所以在我们的模拟时间内, x 方向溢出的粒子非常少.

图 1 为 $t = 746.4 \omega_0^{-1}$ 时刻,中心轴处($y = L_y/2$,

$L_y = 25.6 \lambda_0$ 为横向长度)的尾波场振幅 E_x 与脉冲长度 $L \equiv t_0 c$ 的关系.可见,要使激发的尾波场达到最大, L 有一个最优值约为 $0.30 \lambda_p$, 小于或大于该值都使得激发尾波场的效率下降.

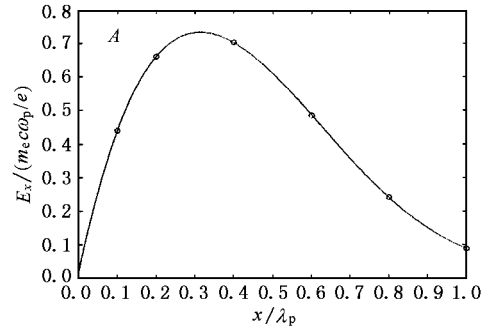


图 1 尾波场振幅随脉冲长度的变化 ○为粒子模拟的结果, —为多项式拟合的结果

对于 c 极化的 Gauss 脉冲, $a^2 = a_0^2 \exp[-\zeta^2/L^2]$, 其中 $\zeta = x - ct$, $a \equiv eA/mc^2$ 为归一化的矢势, $a_0 = 1$ 对应于激光强度 $I_0 = 2.76 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$. 在 $a \ll 1$ 的非相对论情况下, 在 $\zeta \gg L$ 的远离激光脉冲的区域, 尾波场振幅的理论值为^[6]

$$E_{\max}/E_0 = (\sqrt{\pi} a_0^2/2) k_p L \exp(-k_p^2 L^2/4). \quad (3)$$

方程(3)得到尾波场振幅的最大值为 $E_{\max}/E_0 \approx 0.76 a_0^2$, 相应的最佳脉冲长度为 $L = \frac{\sqrt{2}}{\pi} \lambda_p \approx 0.225 \lambda_p$. 本文粒子模拟的结果为:最大振幅约为 $0.5 a_0^2 E_0$, 最优脉冲长度为 $0.30 \lambda_p$. 可见理论和粒子模拟的结果基本相符. 由于理论是一维弱相对论近似等多种近似的结果, 当激光强度足够大进入非线性区, 由方程(1)得知激发的尾波场的波长将变大, 从而最优脉冲长度也将变大, 正如本文粒子模拟结果所示. 一般而言, 进入非线性区域后, 尾波场的振幅应比在线性区域大, 但是在激光尾流加速过程中激发的受激 Raman 散射^[13]、等离子体温度增加^[14]、二维效应导致的横向波破^[15]等都能使尾波场振幅下降, 以致实际模拟中观察到的尾波场振幅反而小于理论估计值.

此外, 理论上最优脉冲长度也与入射激光的波形有关^[2], 对于方形脉冲, 最优长度 $L = 0.5 \lambda_p$, $E_{\max}/E_0 = a_0^2$, 当激光脉冲为正弦波形 $a^2 = a_0^2 \sin^2(\pi \zeta/L)$ 时, 最优长度 $L = 0.37 \lambda_p$, $E_{\max}/E_0 = 0.82 a_0^2$.

3. 优化脉冲间隔多脉冲激光尾波场

由方程(1)得知,在 $E_{\max} < E_0$ 线性区,尾波场的波长为 λ_p 与振幅无关,因此用间隔为 λ_p 的多个超短脉冲形成一个脉冲序列来激发等离子体尾波场,最后总的尾波场振幅应等于脉冲个数与单脉冲激发的尾波振幅的乘积.但随尾波振幅接近 E_0 时就将进入非线性区,这时尾波波长将随振幅的增大而增大,从而后续脉冲与尾波场之间的相位失去匹配,限制了尾波场振幅的进一步增长.由于“相位失谐”是限制尾波场振幅增长的主要因素,因此调整各个激光脉冲之间的间距,使之随尾波场波长的变大而变大,就可以增大“相位失谐”的长度.首先固定单个脉冲的长度,使其远小于等离子体波长,同时选择较低密度的等离子体,以降低激发等离子体参量不稳定性风险^[13],而将脉冲之间的间距设置为等于前面脉冲激发的尾波波长,后者通过粒子模拟来确定.在以下的讨论中等离子体密度为 $0.0025n_c$,计算区域长度为 $300 \times 12.8\lambda_0$,网格数为 300×128 ,模拟的粒子数为 4×10^6 .单脉冲波形 $I = I_0 \exp(-x^2/L^2)$, $I_0 = 5.0 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$,脉冲长度 $L = 0.1\lambda_p$.在 y 方向激光强度均匀分布,从而避免二维效应对结果分析的影响^[15].

图2为 $t = 1734\omega_0^{-1}$ 时刻,脉冲数目分别为 $N = 1, 2, 3, 4$ 时,激发的尾波沿 x 方向的分布及其空间

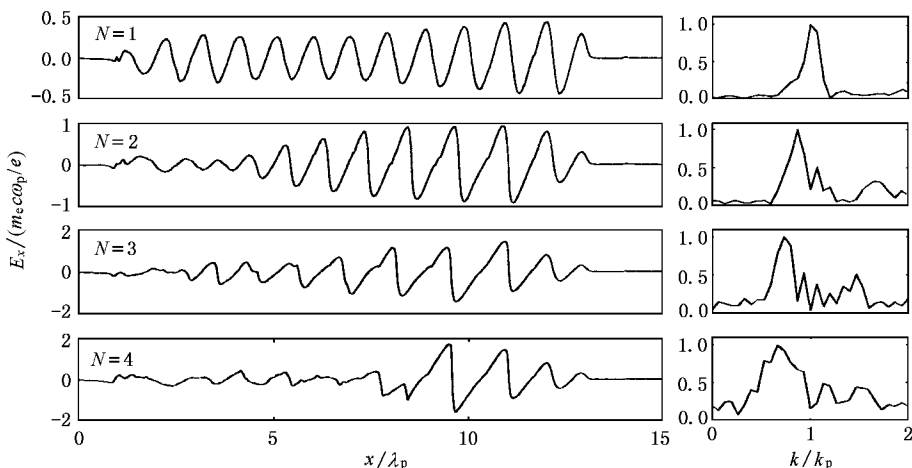


图2 (a)为脉冲数目分别为1 2 3 4时,激发的尾波场电场分量 E_x 沿 x 方向的分布 (b)为对应的空间谱分析.静电场的振幅分别为0.47 0.96 1.45 1.58,波长分别为1.0 1.16 1.38 1.42 λ_p ,4个激光脉冲之间的间距分别为1.0 1.16 1.38 λ_p .

谱分析结果,清楚地看到,随脉冲数目的增加,尾波场振幅增加,波长变大,正如理论所预言的那样.图2一个有趣现象是,随 N 的增加,激发的尾波的周期数迅速减小.造成这一现象的原因是:电子被尾波场“捕获”后,由于湍流、波破等机理,尾波场逐渐将能量转移给电子,尾波场振幅减小.在非线性区域这将导致尾波波长变短,它进一步加剧上述能量转移机理发挥作用.同时,间距逐渐变大的“抽运”脉冲虽然对前部尾波起加强作用,但对后部尾波反而加强了“相位失谐”,导致最后一个激光脉冲扫过后,尾波场迅速地能量转移给电子.然而,即使对于前面的尾波部分,虽然增大了“相位失谐”长度,但尾波场的振幅也不能无限制地增大,一方面,当激发的脉冲序列很长时(脉冲数目很多),离子将在尾波场的作用下运动,从而使有质动力激发尾波场的效率下降;另一方面,更重要的是尾波场(静电场)是由激光有质动力推动电子运动形成电荷分离激发的,由泊松方程 $\nabla^2 \phi = -4\pi\rho$ 决定, ϕ 为静电势, ρ 为净电荷密度.当等离子体密度一定时,电子所能提供的电荷分离受到限制,所以尾波场强度受到了限制,这一限制即所谓的静电波波破极限.理论上一维冷等离子体非线性波破极限为^[16]

$$E_{\text{WB}} = \sqrt{2(\gamma_g - 1)^2} E_0, \quad (4)$$

其中 γ_g 为(2)式中激光群速度 v_g^{EM} 对应的相对论因子,在稀薄等离子体中, $\gamma_g \approx \omega_0/\omega_p$.由方程(4)得到 $E_{\text{WB}} = 6.2E_0$,考虑温度效应时,这一波破极限变

小^[14]

$$E_{th} = (m_e c^2 / 3kT)^{1/4} f_{th}(\gamma_g, T) E_0, \quad (5)$$

其中 $f_{th}(\gamma_g, T)$ 为 γ_g 和温度 T 的缓变函数, 近似认为 1, 模拟中电子的温度为 1keV, 得到 $E_{th} = 3.6E_0$. 图 3(a) 为尾波场振幅随脉冲数目的变化关系. 图 3(b) 为电子的最大动能随脉冲数目的变化关系, 可见 静电场振幅和超热电子最大动能开始时随脉冲数目线性增加, 随后逐渐饱和, 饱和时尾波场的振幅约为 $1.6E_0$, 远小于 $E_{th} = 3.6E_0$, 主要原因在于 (1) 单脉冲长度过短. 在激光脉冲的上升沿和下降沿, 电子所受到的有质动力方向相反, 当尾波场振幅增大, 波长变大时, 从图 1 中看到, 过短的脉冲长度不利于激发尾波场. (2) 在以下的分析中看到, 多脉冲尾流加速过程中激发了受激 Raman 散射, 它将降低

尾波场的振幅^[13], 从而减小电子的最大动能. 因此, 脉冲长度过小不利于激发尾波场, 但较长时又激发受激 Raman 散射, 同样不利于激发尾波场加速电子. 因此, 可以预计在多脉冲尾流加速电子过程中, 单脉冲长度有一最佳值. Umstadter^[11, 12]用一维流体模型, 考虑了不同的脉冲长度、不同的脉冲间距, 激发尾波场加速电子的过程, 但这一模型未能包括不稳定性的影响. 如何在优化脉冲间隔的同时也优化脉冲的长度, 用以激发更大振幅的尾波场的研究有待进一步深入. 但即使仅仅优化脉冲间距, 我们的结果表明它激发的尾波振幅比不优化时大得多, 从而使更多的电子加速到更大的能量. 图 4 为 4 个抽运脉冲的‘优化脉冲间隔’与‘均匀脉冲间隔’两者情形的比较, 其中 (a1) (b1) (c1) 为 $t = 1734\omega_0^{-1}$ 时

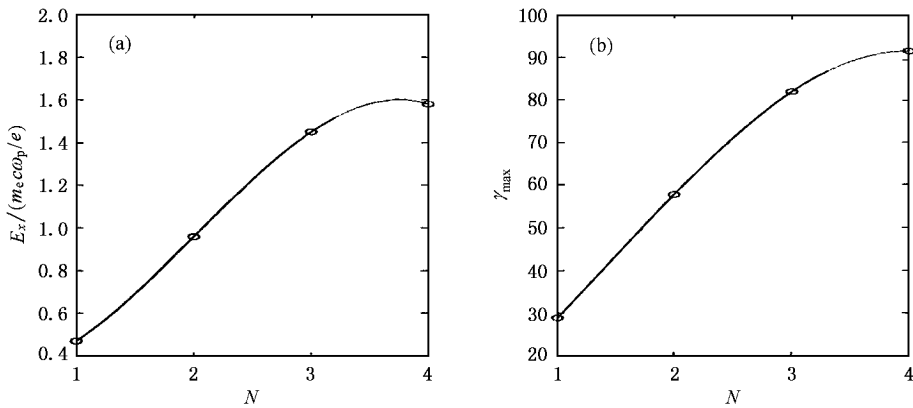


图 3 (a) 为尾波场的振幅与脉冲数目的关系 (b) 为超热电子的最大动能与脉冲数目的关系 ○ 为计算模拟的结果, — 为多项式拟合的结果

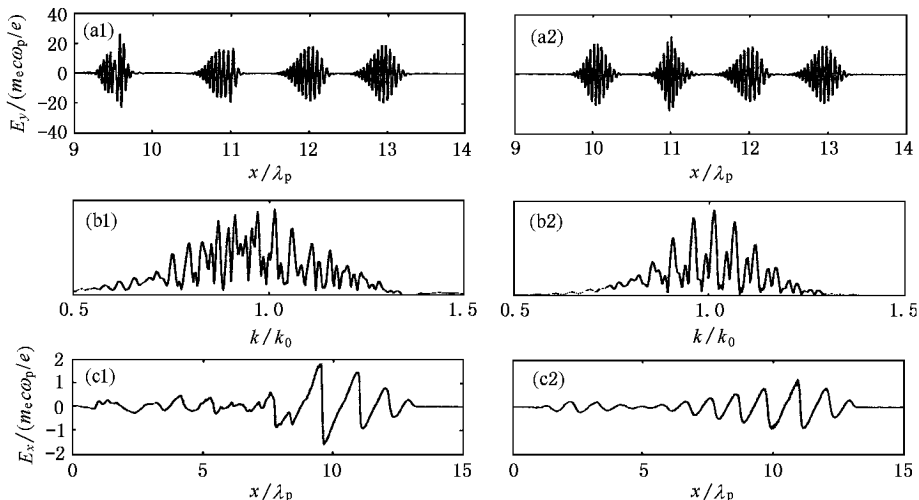


图 4 [(a1) (b1) (c1)] 为‘优化脉冲间隔’下, 激光电场分量 E_y 沿 x 方向的分布; E_y 的空间频谱图, 静电场分量 E_x 沿 x 方向的分布 (a2) (b2) (c2) 为‘均匀间隔’的上述各量的分布

刻;“优化脉冲间隔”方式,入射激光电场 E_y 分量沿 x 方向的变化、 E_y 的空间频谱分析、激发的尾波场 E_x 沿 x 方向的变化。(a2)(b2)(c2)为“均匀脉冲间隔”情形下上述各量的分布.从它们的比较可看出:“优化脉冲间隔”情形下激发了更大的尾波场,在我们的计算参数下,尾波场振幅约增加了两倍.此外,从图4(a1)中看到,第三个脉冲开始(从右至左开始数),激光脉冲发生了严重的畸变,前沿变陡.而在图4(a2)中,发生畸变是第二和第三个脉冲,但畸变的程度远小于图4(a1).从 E_y 的频谱分析图[图4(b1)和(b2)]中看出这一过程中发生了“前向 Raman 散射”,它除了出现间隔为 k_p 的主峰外,还有间隔约为 $0.2-0.4k_p$ 的次峰,这是因为非线性效应静电波波波长变大的缘故.当激光脉冲半高全宽只有 $L_{FWHM} = 0.15\lambda_p$,在 $n = 0.0025$ 的等离子体中,单个这样的脉冲不能发生“前向 Raman 散射”^[13],但在多脉冲情形下,我们观察到了明显的“前向 Raman 散射”.从图4(a1)和(a2)的比较还表明“优化脉冲间隔”比“均匀脉冲间隔”多脉冲尾波加速过程激发了更为严重的“前向 Raman 散射”,这正是由于前者的

各脉冲之间相互“配合”得好,以至于前面脉冲激发的密度扰动能够被后续脉冲逐级放大.发生“前向 Raman 散射”的后果是:它使入射激光脉冲前沿变陡,后沿拉伸,使激发的尾波场的相速度和振幅减小^[13],此处对尾波场再次饱和发挥了重要作用.

4. 结 论

1. 激发尾波场的激光脉冲长度有一个最佳值.
2. 多脉冲尾流加速中,仔细地设计各个脉冲间隔,使它随尾波场振幅的增大而变大,这样可以增大“相位失谐”的长度,激发更大振幅的尾波场,从而加速更多的电子到更高的能量.
3. 当脉冲长度很短时,单脉冲激光尾波场中不能激发的“前向 Raman 散射”能够在多脉冲尾波场中激发,它在限制尾波场的进一步增长中发挥重要作用.

感谢与常铁强教授、刘兴平教授、蔚喜军教授的有益讨论和热心支持.

-
- | | |
|---|---|
| [1] Umstadter D <i>et al</i> 1996 <i>Science</i> 273 472 | [10] Dalla S <i>et al</i> 1994 <i>Phys. Rev. E</i> 49 1819 |
| [2] Esarey E <i>et al</i> 1996 <i>IEEE Trans. Plasma Sci.</i> 24 253 | [11] Umstadter D <i>et al</i> 1994 <i>Phys. Rev. Lett.</i> 72 1224 |
| [3] Kaw P and Dawson J M 1970 <i>Phys. Fluids</i> 273 472 | [12] Umstadter D <i>et al</i> 1995 <i>Phys. Rev. E</i> 51 3484 |
| [4] Tajima T and Dawson J M 1979 <i>Phys. Rev. Lett.</i> 43 267 | [13] Xu H <i>et al</i> 2003 <i>Acta Phys. Sin.</i> 52 135(in Chinese) [徐 涵等 2003 物理学报 52 135] |
| [5] Esarey E <i>et al</i> 1995 <i>Phys. Plasmas</i> 2 1432 | [14] Rosenzweig J B 1988 <i>Phys. Rev. A</i> 38 3643 |
| [6] Gorbunov L M and Kirsanov V I 1987 <i>Sov. Phys. JETP</i> 66 290 | [15] Xu H <i>et al</i> 2003 <i>Acta Phys. Sin.</i> 52 1701(in Chinese) [徐 涵等 2003 物理学报 52 1701] |
| [7] Spangle P <i>et al</i> 1990 <i>Phys. Rev. A</i> 41 4463 | [16] Akhiezer A L and Polovin R V 1956 <i>JETP Lett.</i> 3 696 |
| [8] Nakajima K <i>et al</i> 1995 <i>Phys. Rev. Lett.</i> 74 4428 | |
| [9] Chen P <i>et al</i> 1985 <i>Phys. Rev. Lett.</i> 54 693 | |

PIC simulation of the wake field accelerator driven by multiple-pulse with optimized intervals^{*}

Xu Han Chang Wen-Wei Zhuo Hong-Bin Yin Yan

(*Institute of Science , National University Defense Technology , Changsha 410073 ,China*)

(Received 11 April 2002 ; revised manuscript received 13 February 2003)

Abstract

The so-called “ phase detune ” , caused by nonlinear effects which increase the wavelength of the wake wave , when its amplitude exceeds some limitation , is the main saturation mechanism of wake waves in multiple pulse laser wake-field accelerator (MP-LWFA). The MP-LWFA with the optimized spacing between the pulses equal to the wavelength of the wake wave , is studied by PIC simulation in this paper. Our simulation indicates that the detuning length and thus the amplitude of the wake wave increases as our expected. Furthermore , the stronger forward Raman scattering is stimulated , which plays an important role in stopping the increase of wake waves .

Keywords : multiple-pulse laser wake-field accelerator , ponderomotive force , phase detuning , forward Raman scattering

PACC : 5265 , 5238

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10085002) , and the National High Technology Inertial Confinement Fusion Foundation of China .