

强激光与稠密等离子体作用引起的 冲击波加速离子的研究^{*}

何民卿¹⁾ 董全力¹⁾ 盛政明^{1,2)} 翁苏明¹⁾ 陈 民¹⁾ 武慧春¹⁾ 张 杰^{1,2)}

1) 北京凝聚态物理国家实验室,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

(2008 年 3 月 25 日收到 2008 年 5 月 28 日收到修改稿)

用二维 PIC(Particle-in-Cell)程序模拟研究了强激光与稠密等离子体靶作用产生的无碰撞静电冲击波的结构和这种冲击波对离子的加速过程。研究发现由于冲击波前沿附近的双极电场的作用,具有一定初速度的离子能被该双极场俘获并获得加速,最终能够被加速到两倍冲击波速度。冲击波加速可以得到准单能的离子能谱,叠加在通过鞘层加速机理产生的宽带离子能谱上。还对不同激光强度和不同等离子体密度情况下形成的冲击波进行了比较。研究表明,强度相对较低的激光在高密度等离子体中可以产生以一定速度传播的静电孤波结构,后者只能加速位于等离子体靶后鞘层处的离子。

关键词:强激光,稠密等离子体,无碰撞静电冲击波,离子加速

PACC: 5235T, 5265, 8240F

1. 引 言

激光等离子体相互作用引起的离子加速现象是近年来在强场物理领域很受关注的课题。因为采用超短强激光脉冲,人们可以在实验室用较小的激光能量获得很高的离子能量。高能离子束在惯性约束核聚变、质子束成像、医学诊断和治疗等方面具有重要的潜在应用价值^[1,2]。通常认为离子加速过程有以下两种情况:1) 在靶前及靶后表面的热电子的自由膨胀引起的鞘层离子加速;2) 在靶前表面由于有质动力加速电子,使电子和离子分离产生静电库伦场,从而推动离子加速。最近几年,人们对上述机制进行了深入的实验和理论研究^[3-6]。但上述这两种情况都是在靶表面附近对离子的加速,它们受到加速距离的限制,而难以获得大的离子能量,同时产生的离子通常具有很宽的能谱。怎样将强激光作用产生的加速离子能量进一步提高,以及探索其他新型粒子加速机理受到了广泛的关注^[7-9],其中包括靶内无碰撞静电冲击波加速。关于无碰撞静电冲击波的结

构,早在上世纪 70 年代,Forslund 等人就给出了静电冲击波的理论模型^[10,11]。Denavit 利用数值模拟研究提出用强激光与固体靶作用可以产生无碰撞静电冲击波,后者可以加速初始处在前表面的离子^[12]。Silva 等人利用数值模拟方法得到了马赫数 $M = 2 - 3$ 的冲击波,并且讨论了靶的厚度对冲击波的影响^[13]。还有其他一些对冲击波离子加速进行了数值研究和实验研究^[14-18]。

本文主要研究了处于稠密等离子体内部的质子被强激光场驱动产生的等离子体前表面无碰撞静电冲击波加速的过程,以及这种冲击波的结构,包括其对应的等离子体电子和质子密度分布,以及相应的电场分布。由于质子在离子中有最大的荷质比,因此最容易被冲击波俘获而获得加速。质子在被无碰撞静电冲击波的俘获、加速过程中形成了对冲击波结构的耗散机理。对于一个给定强度的短脉冲激光,如果靶的厚度太小,只能产生孤波。后者只能加速那些位于靶的后表面的离子。研究表明等离子体的密度、激光强度、以及激光脉冲长度都对所产生冲击波的速度有很大影响。在本文以下各小节,我们假定靶中

* 国家自然科学基金(批准号:10476033,10734130,10774184),国家杰出青年基金(批准号:10425416),国家 863 高技术惯性约束聚变主题、国家 973 项目课题(批准号:2007CB815105)资助的课题。

† E-mail: mqhe@aphy.iphy.ac.cn

的所有离子为质子.

2. 无碰撞静电冲击波的结构和冲击波的加速过程

这里是用我们组发展的二维 PIC 程序 KLAP 模拟了一束超强短脉冲激光垂直照射到均匀分布的高密度等离子体薄层靶上. 模拟盒的长为 $x = 16 \mu\text{m}$, 宽为 $y = 15 \mu\text{m}$, 等离子体薄膜靶位于模拟区域的中部. 左侧真空区域为 $7 \mu\text{m}$. 为了研究等离子体密度效应, 我们模拟了 10 倍到 40 倍临界密度范围的情况. 对于入射波长为 $\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$ 的激光脉冲, 其临界密度为 $n_c = 1.1 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$. 靶的初始电子和质子温度分别为 50 eV 和 5 eV, 这在高对比度激光脉冲作用的实验中是很常见的^[19-21]. S 偏振激光从左侧入

射, 其上升和下降沿均为 $10 \tau_0$ (τ_0 为激光振荡周期), 中间是 $200 \tau_0$ 的平台结构. 强度在 y 方向上是高斯分布, 其半高宽为 $5 \mu\text{m}$. 在我们的模拟中所取归一化激光峰值振幅为 $a_0 = 2-10$, 其中 $a_0 = [L^2/(1.37 \times 10^{18} \text{ Wcm}^{-2} \mu\text{m}^2)]^{1/2}$.

图 1 给出了典型冲击波形成时在不同时刻的离子相空间分布. 在这个模拟中所取参数为 $a_0 = 5$, $n_0 = 20n_c$, $L = 1.5\lambda_0$. 冲击波压缩层前的离子被俘获和压缩层后的反射都对冲击波的消散机理起很重要的作用, 并且也是冲击波形成的标志. 图中圆圈是某一个被加速的离子, 这个离子从它的原始位置被加速出去, 其速度被加速到近两倍的冲击波速度, 随后它的动量几乎保持不变, 直到它传播到等离子体靶后的鞘层, 再获得鞘层场的加速.

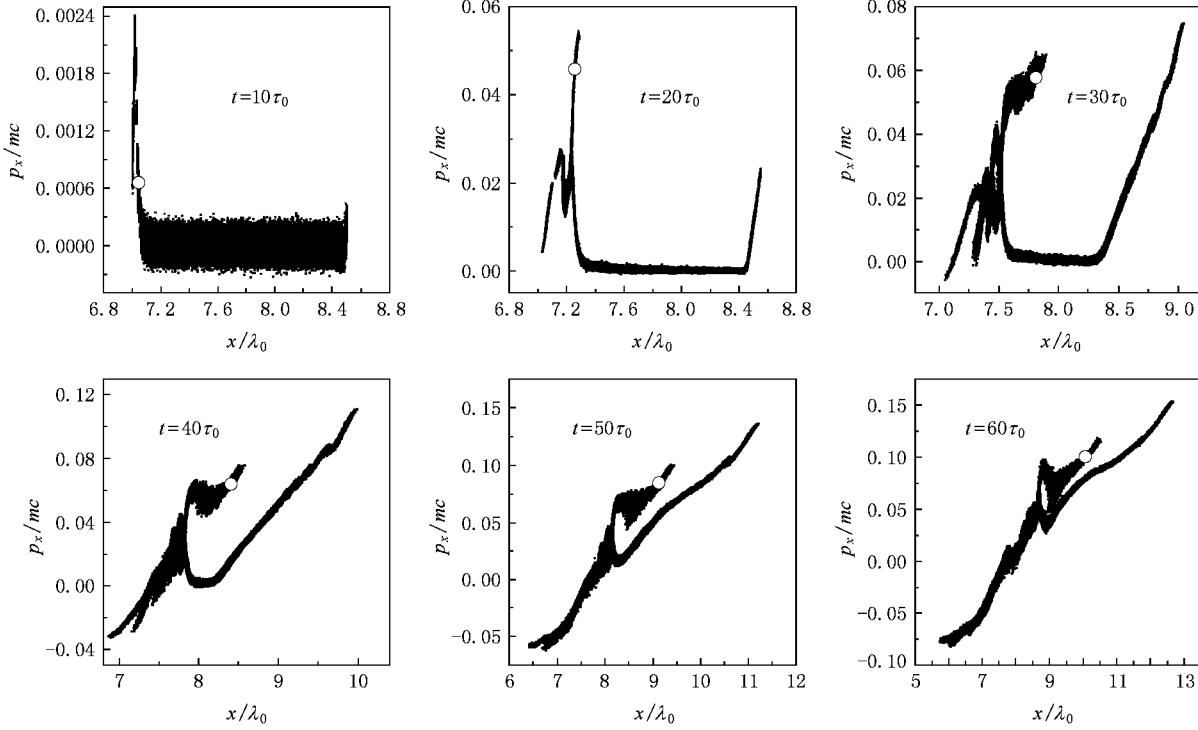


图 1 在模拟参数为 $a_0 = 5$, $n_0 = 20n_c$, $L = 1.5\lambda_0$ 时形成的质子相空间演化图(图中圆圈是某一个被加速的质子在不同时刻的位置, 它表明在激光作用下产生了无碰撞静电冲击波结构)

对于等温电子分布的介质, 冲击波形成的条件是 $M = u_s/c_s \sim 1.6$, 这里 u_s 是冲击波的速度, $c_s = (Zk_B T_e/m_i)^{1/2}$ 是离子声速. 然而, 对于超短强激光脉冲作用的情形, 电子分布远非麦克斯韦分布. Forslund 给出了冲击波形成的临界马赫数在文中参数下为 $M_c \sim 2.5$. 在我们的模拟中, 发现在不同的模拟条件下形成的冲击波有不同的马赫数. 在我们模拟的参数范围内, 冲击波以马赫数为 1.6—3.0 在等

离子体中传播, 这和 Silva 等人用一维 PIC 模拟的结果相符合^[13].

图 3 给出和图 1 一样模拟参数的冲击波结构以及它的空间和时间的演化. 正如在图 3(a)显示的第一阶段 ($t = 40\tau_0$), 激光脉冲类似一个活塞压缩等离子体前表面的一个等离子薄层, 并且驱动它向前运动. 根据动量守恒, 活塞推动速度为 $v_p = [(1 + \eta)I/m_i n_i c]^{1/2}$, 这里 I 是激光强度, η 是反射率^[6,12]. 图 3

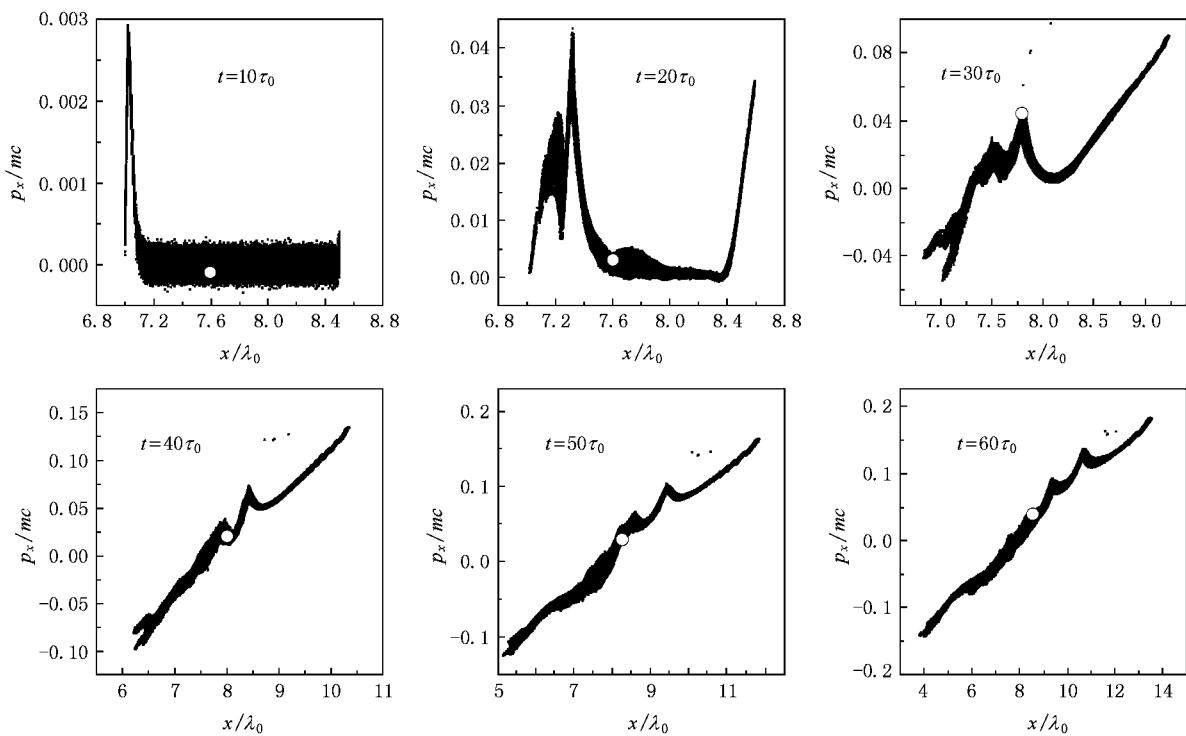


图2 在模拟参数为 $a_0 = 5$, $n_0 = 10 n_c$, $L = 1.5 \lambda_0$ 时形成的质子相空间演化图(图中圆圈是某一个被加速的质子在不同时刻的位置,没有出现质子被俘获的现象,它表明在激光作用下产生了无碰撞静电波结构)

(b)给出 $t = 80 \tau_0$ 时离子分布图,在激光照射区有一层离子被加速出去。 $y = 7.5 \lambda_0$ 位置处的等离子密度和入射激光场随空间和时间演化如图3(c)所示。图中等高线区域的离子密度为 $n_i = 45 n_c$, 即为冲击波结构层。我们可以看到冲击波前沿逐渐和激光场分离, 这正是冲击波加速区别于有质动力加速之处, 即激光有质动力首先推动表层等离子体形成冲击波, 冲击波向靶内传播, 然后俘获靶内的某些前向速度相对较大的离子, 然后将其加速。而激光有质动力加速只出现于激光脉冲的波前, 即在激光的趋肤深度之内^[22-25]。从图3(d)可以明显看出离子和电子密度的峰值位置是基本重合的, 但大小不同, 因而其形成了如图3(e)和图3(f)所示的双极电荷分离场。

冲击波中的离子运动就由这个双极电场决定。图4(a)给出了某一个被加速的离子所经历的纵向电场以及动量的描述。图4(a)中被加速离子的初始位置是 $x = 7.58 \lambda_0$, 即处于激光场无法达到的等离子体内部。从图中可以看出, 离子从 $t = 29 \tau_0$ 到 $t = 43 \tau_0$ 经历了一个很大的静电场, 在此期间离子从冲击波前的双极电场中得到了很大的前向动量并且被反射, 最后获得 $2u_s$ 的速度。这时的冲击波波前速度为 $u_s = 0.0308 c$, 离子的速度大约为 $0.0623 c$ 。在 t

$= 65 \tau_0$ 后, 当冲击波加速的离子到达靶后表面时, 离子由于受到鞘层加速, 其速度又有一次攀升, 这和该离子所经历的电场分析相符合。加速离子的能量分布在图4(b)中给出, 通常鞘层加速离子的能谱呈热分布, 并在最高能处有一个截断^[26], 而冲击波加速的离子呈现出准单能的能谱分布。整体的离子能量分布是在宽的能谱上叠加了一个准单能的峰。

然而, 模拟结果表明, 并不是所有的冲击波经过的离子都能被加速。从图4(a)可以注意到在所经历的电场高峰中有一个低谷。这是因为加速离子经历了两次正电场的最大值。如果离子沿着冲击波前运动的速度低于某个极限, 离子将会进入冲击波电场的负场部分, 将会丢失它从正场部分获得的能量。对于被加速的离子, 它在冲击波坐标系中的初始速度 u 应该满足 $m_i u^2 / 2 < \Phi$, 这里 $\Phi = eE\lambda_D$ 是冲击波电场正场部分的势, $E = k_B T_e / e\lambda_D$ 是在德拜长度 λ_D 内的电场强度, k_B 是波尔兹曼常数。由以上的公式得到 $u > -(2k_B T_e / m_i)^{1/2}$, 即离子的速度必须大于这个值才会被加速, 否则就会穿过电场, 到达冲击波的后面。在我们的模拟当中得到的 $u > -0.001 c$, 我们追踪了冲击波加速的 1000 多个离子无一例外。

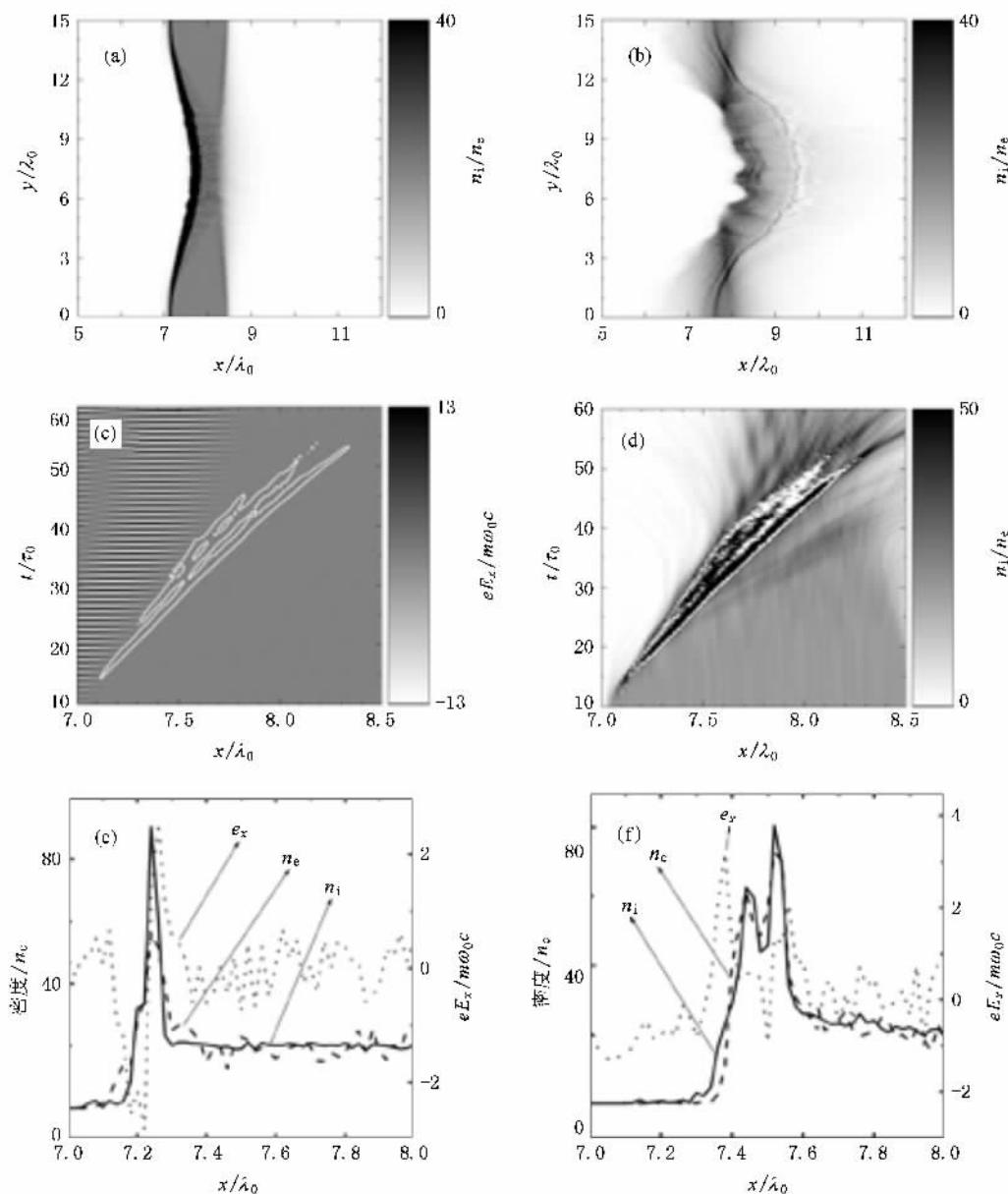


图3 (a) $t = 40\tau_0$ 时质子密度空间图 (b) $t = 80\tau_0$ 时质子密度空间图 (c) $y = 7.5\lambda_0$ 位置处的离子密度和入射激光场的空间和时间演化图,等高线表示质子密度为 $n_i = 45n_e$ (d) $y = 7.5\lambda_0$ 位置处的质子密度和电子密度的空间和时间演化图,等高线表示电子密度为 $n_e = 45n_i$ (e) $t = 20\tau_0$ 时 $y = 7.5\lambda_0$ 位置处电子和质子密度以及双极场在 x 方向的分布 (f) $t = 30\tau_0$ 时 $y = 7.5\lambda_0$ 位置处电子和质子密度以及双极场在 x 方向的分布

冲击波电场的空间和时间演化及文中所述典型离子的轨迹在图 5 中给出,从这个图我们可以更清楚地描述离子加速过程。虚线所示为等离子体初始边界,图 5(a)给出冲击波形成时的情况,实线给出了被加速的离子情况(曲线 I)和没被加速的离子情况(曲线 II),它们位于相同的位置,只是初始动量不同。很显然那些反方向穿过无碰撞静电冲击波波前的离子会在负场中失去它们获得的能量。

3. 激光脉冲长度对冲击波产生的影响

因为冲击波形成时间很快,一般在 $t = 10\tau_0$ 到 $t = 20\tau_0$ 时产生冲击波,而我们所用的激光脉冲长度为 $220\tau_0$,在形成冲击波后激光对冲击波有什么影响呢?为了弄清这个问题,我们将该长脉冲下的结果与另一短脉冲长度(脉宽为 $30\tau_0$)作用下的结果

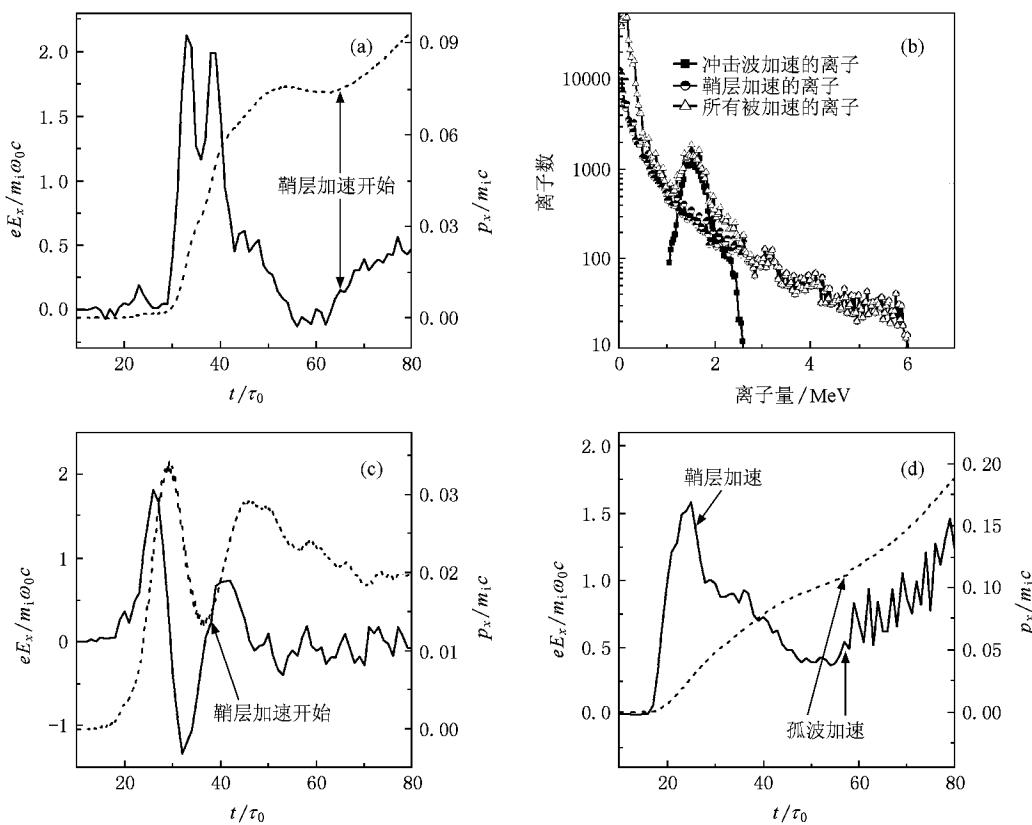


图4 (a) 模拟参数为 $a_0 = 5, n_0 = 20n_e, L = 1.5\lambda_0$, 冲击波加速过程中被冲击波加速的某一离子所感受的电场及它的动量随时间的演化 (b) 模拟参数为 $a_0 = 5, n_0 = 20n_e, L = 1.5\lambda_0, t = 30\tau_0$ 时的离子能谱 (c) 模拟参数为 $a_0 = 5, n_0 = 10n_e, L = 1.5\lambda_0$ 孤波加速过程中某一离子所感受的电场及它的动量随时间的演化 (d) 模拟参数为 $a_0 = 5, n_0 = 10n_e, L = 1.5\lambda_0$ 被孤波场和鞘层场联合加速的某一离子所感受的电场及它的动量随时间的演化

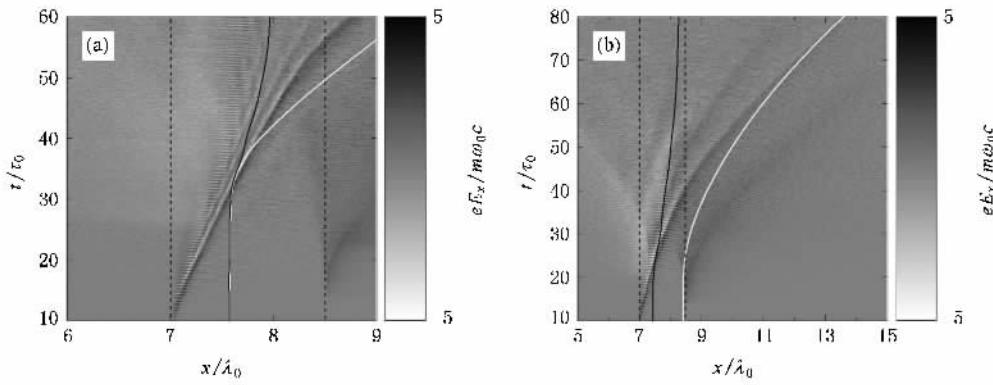


图5 (a) 模拟参数为 $a_0 = 5, n_0 = 20n_e, L = 1.5\lambda_0$ (当出现冲击波加速时) 电场随空间和时间的演化和某一被加速离子(曲线I)及没被加速离子(曲线II)轨迹 (b) 模拟参数为 $a_0 = 5, n_0 = 10n_e, L = 1.5\lambda_0$ (只出现孤波时) 电场随空间和时间的演化和某一被加速离子(曲线IV)及没被加速离子(曲线III)轨迹

做了比较。如图6(a)为长短脉冲对应的冲击波速度随时间的变化,方块连线为长脉冲情况,实心圆点连线为短脉冲情况,可以看出长脉冲情况下在 $25\tau_0$ 到 $45\tau_0$ 时冲击波的速度没有特别大的变化,而在 $45\tau_0$

之后速度迅速上升,这时候激光已经穿透等离子体,打到冲击波前部分,继续推动冲击波前加速,所以它的速度迅速上升,而短脉冲情况下,冲击波的速度稍有下降。我们还对等离子体密度为 $40n_e$,其他条件

同图 1(a) 进行了一组模拟(如图 6(b))，发现其规律基本相同，只是长脉冲时密度高的冲击波速度在 $25\tau_0$ 之后就没有什么大变化，这是因为密度大，激光一直没能穿透等离子体。

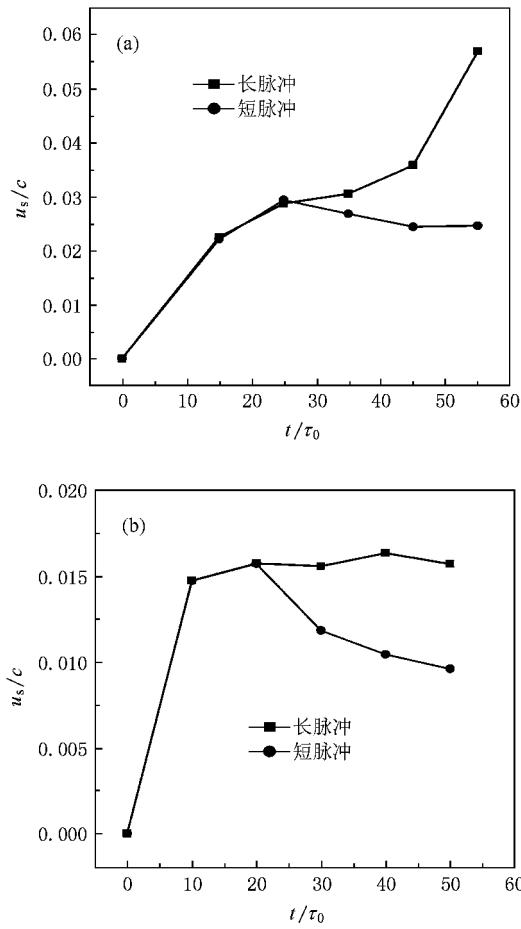


图 6 (a) 模拟参数为 $a_0 = 5$, $n_0 = 20n_c$, $L = 1.5\lambda_0$, 长脉冲与短脉冲情况下冲击波速度随时间变化的比较 (b) 模拟参数为 $a_0 = 5$, $n_0 = 40n_c$, $L = 1.5\lambda_0$, 长脉冲与短脉冲情况下冲击波速度随时间变化的比较

图 7(b) 所示为长脉冲情况下电子能分布随时间的变化，即电子温度的变化。由于有激光一直对电子加热，电子的温度一直在上升。而图 7(c) 所示即为短脉冲情况下电子能分布，激光一旦消失，电子的温度就会下降，这是因为激光消失后的过程是一个绝热膨胀过程，因此等离子体的温度会降低。

4. 激光强度和等离子体密度对冲击波的影响

冲击波的速度和马赫数是衡量冲击波的重要参数，决定这两个参数的因素有很多，其中包括激光强

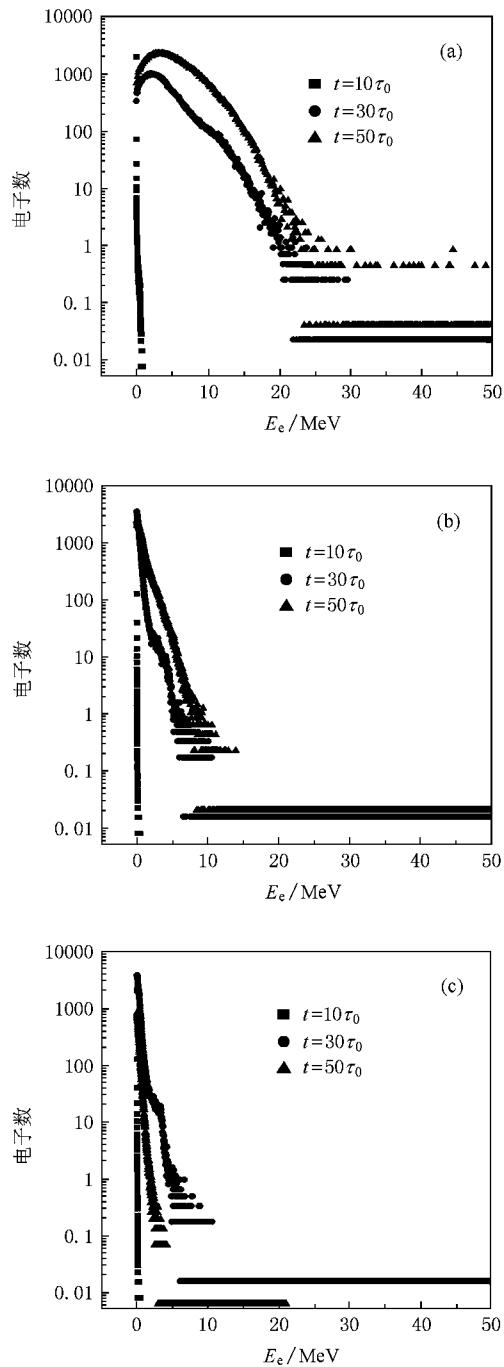


图 7 (a) 模拟参数为 $a_0 = 5$, $n_0 = 10n_c$, $L = 1.5\lambda_0$ (出现孤波情况) 下不同时间时电子温度图 (b) 模拟参数为 $a_0 = 5$, $n_0 = 20n_c$, $L = 1.5\lambda_0$ (出现冲击波情况) 下脉冲长度为 $220\tau_0$ 不同时间时电子温度图 (c) 除脉冲长度 ($30\tau_0$) 不同于 (b)，其他条件都相同时冲击波情况下电子温度图

度、等离子体密度、等离子体厚度等。我们知道，对应无碰撞静电冲击波产生的马赫数有两个临界值，低于某个临界值将不能形成冲击波，只能形成孤波结构，在这种情况下没有被俘获而加速的离子(没有反

射的离子)即没有消散机理,而高于另一个大的临界值时,所有的离子都被反射了,形成类似活塞加速的现象。Forlund 等人早在 1971 年就已经得到了这两个临界值^[11]。对于不同的激光参数以及不同的等离子体参数,马赫数不同,进而影响到冲击波的速度 $u_s = Mc_s$,对薄的等离子体靶,由于靶内电子被反复加速,电子温度比较高,产生的冲击波速度较大,对离子的加速能量也较高^[13]。我们比较了在 $t = 30\tau_0$,相对论激光强度 a_0 为 2.5, 7.5 和 10 时以及等离子体密度为 $20n_e$, $25n_e$, $30n_e$, $35n_e$ 和 $40n_e$ 时的冲击波速度。图 8(a) 中各实心点对应不同激光强度时冲击波的速度随等离子密度变化情况。在激光作用下,有质动力推动离子从靶前表面向靶内运动,形成的活塞运动速度约为^[27] $v_{piston}/c = (n_e Z m_e L \lambda_0^2 / (2 n_e m_i \times 1.37 \times 10^{18}))^{1/2}$,图中虚线即为此方程所对应活塞速

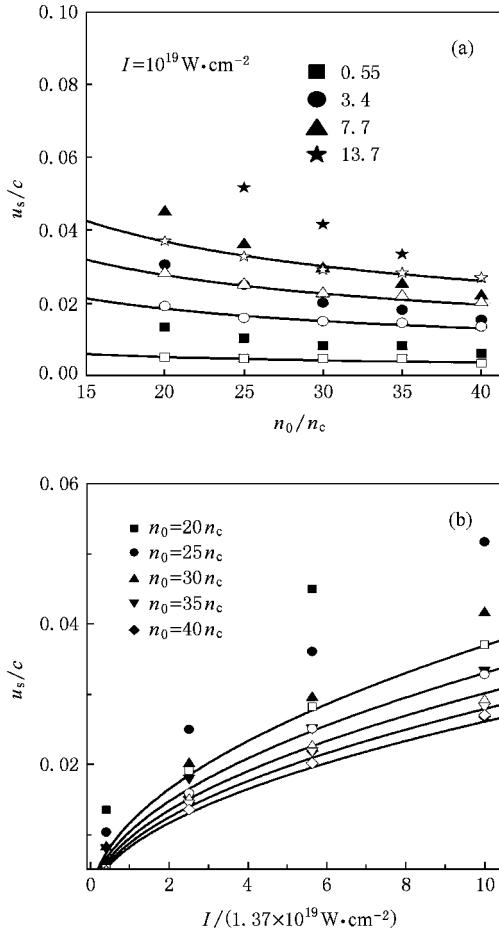


图 8 (a) 模拟的冲击波速度(实心形点)和活塞速度(虚心形点)及理论计算的活塞速度(实线)随密度变化规律 (b) 模拟的冲击波速度(实心形点)和活塞速度(虚心形点)及理论计算的活塞速度(实线)随激光强度变化规律

度,而空心点为模拟得到的活塞速度。由此图可以看出,模拟和理论得到的结果基本符合,而同样条件下冲击波的速度是活塞速度的两倍左右。同样地,图 8(b) 是不同等离子体密度情况下得到的冲击波速度,得到的结果跟图 8(a) 类似。

我们对不同激光强度和不同等离子体密度情况下得到的加速离子能谱进行了比较。图 9(a) 和 (b)

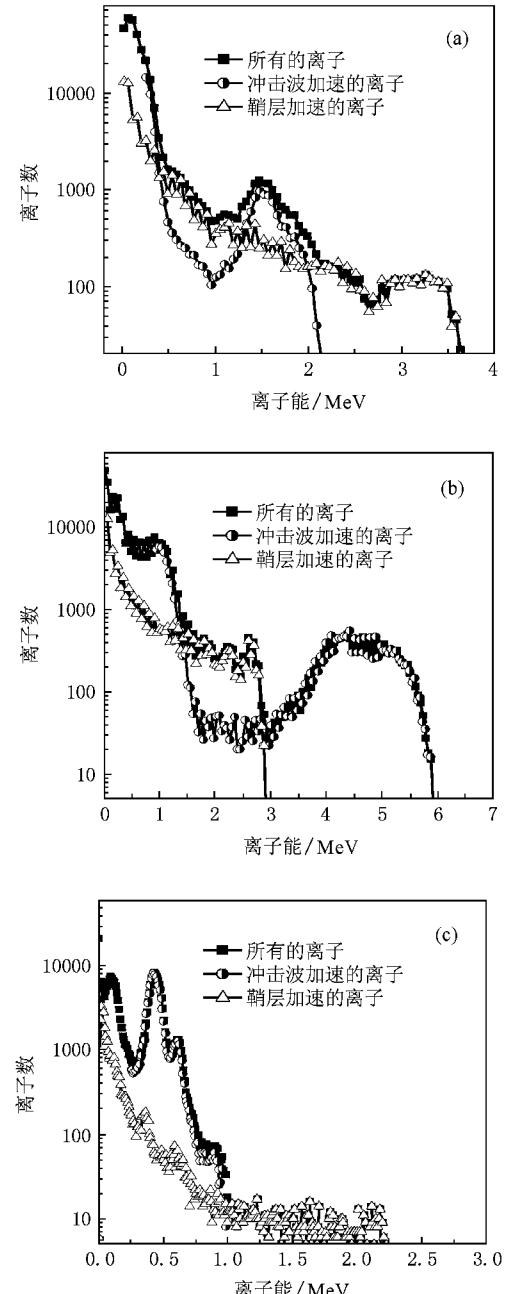


图 9 (a) 模拟参数为 $a_0 = 5$, $n_0 = 20n_e$, $L = 1\lambda_0$ 条件下的离子能谱 (b) 模拟参数为 $a_0 = 10$, $n_0 = 20n_e$, $L = 1\lambda_0$ 条件下的离子能谱 (c) 模拟参数为 $a_0 = 5$, $n_0 = 40n_e$, $L = 1\lambda_0$ 条件下的离子能谱

分别对应激光峰值振幅为 $a_0 = 5$ 和 10 , 等离子体密度均为 $20n_c$ 时得到的离子能谱。图 9(a) 中被冲击波加速的离子能谱分布为 $1\text{--}2.2 \text{ MeV}$, 并且相应的由鞘层加速的离子能量分布更广一些。图 9(b) 给出的被冲击波加速的离子能更高, 分布范围为 $3\text{--}6 \text{ MeV}$ 。由上面模拟结果可以知道, 激光能量越高, 得到的冲击波速度越大, 这样, 离子被反射的速度也越大(理想情况下应为 $2u_s$)即离子能越高。图 9(c) 和 (a) 的激光强度相同, 而等离子密度大于图 9(a), 为 $40n_c$ 。我们可以看到图 9(c) 中被冲击波加速的离子能分布为 $0.2\text{--}1.0 \text{ MeV}$, 小于图 9(a) 中给出的离子能量。我们同样可以用上面的模拟结果来解释, 等离子体密度越大, 冲击波速度越小, 离子能越小。图 9(c) 中被加速的离子数明显多于图 9(a) 中被加速的离子数。

5. 冲击波和孤波对离子加速的比较

在我们的模拟中, 还发现改变激光和等离子体参数时, 有些情况下没有把离子加速, 但是其所形成的场也是一个双极场, 这种情况下我们称之为孤波。图 2 给出了除等离子体密度为 $10n_c$ 以外其他条件与图 1 都相同条件下的离子相空间图。在这里没有形成冲击波, 而是形成了孤波。图 1 和图 2 的最大区别在于在图 2 中没有耗散机理。图中圆圈代表某个离子, 它在 $t = 30\tau_0$ 被加速到高能, 虽然它位移了 $0.2 \mu\text{m}$, 但是在 $t = 40\tau_0$ 时能量又降下去了。我们同样可以用形成的双极场来说明为什么没有离子被加速。在孤波这个体系中, 双极场的势很小, 后面的离子都能够穿过这个场的正场部分到达负场部分, 因此所有的离子都是先加速后减速, 没有被这个以一定速度传播的双极场所俘获, 如图 4(c) 所示。图 4(c) 给出了某离子所经历的纵向电场及其动量的演化, 所选取的离子初始位置和图 2 的差不多, 为 $x = 7.578\lambda_0$ 。这个离子经历的电场类似正弦形, 因此它的速度先上升后下降。如果没有其他加速机理, 离子将最终保持它的原始能量, 虽然它也移动了一些距离。我们通过对大量位于等离子体薄膜靶中间部分的离子追踪研究, 发现它们的情况是类似的, 它们在孤波中都没有得到能量。

我们发现只有位于靶的后表面的离子, 经过预

加速后才有可能被孤波俘获而获得加速。离子在靶的后表面被孤波的正场部分加速后, 因孤波在鞘层逐渐消散, 它没有感受到孤波的负场的减速作用, 所以可以获得能量。图 4(d) 给出了距离靶后表面 $0.058 \mu\text{m}$ 处的离子所经历的纵向电场及它的动量的演化。这个离子先被等离子体膨胀产生的鞘层电场加速。在等离子体前表面产生的孤波以很高的速度穿过等离子体, 推动已被鞘层加速的离子将其加速到更高能量。图 4(d) 清楚的给出了上述加速过程。

图 5(b) 所示曲线 III 为孤波形成时位于等离子体内部的离子轨迹, 在这种情况下所有位于等离子体内部的离子都没有被加速。图 5(b) 中曲线 IV 所示是先被鞘层加速, 然后被鞘层加速和到达靶后表面的孤波加速共同作用的离子的轨迹。

前面我们已经研究了离子体薄膜厚度和等离子体密度都对冲击波的形成有很大影响。也是因为这些条件的改变在一些情况下不能形成冲击波, 而只能形成孤波。这是由于这些参量都对入射脉冲激光吸收有很大影响, 进而决定电子温度^[28, 29]。由于对入射激光的强吸收, 低等离子体密度的等离子体薄膜靶能够产生更高的电子温度, 如图 7(a) 和 (b)。图 7(a) 对应的是等离子体密度比较低的情况下形成的是孤波时的电子温度。图 7(b) 对应的是等离子体密度比较高的情况下形成冲击波时的电子温度。电子温度高, 其离子声速就会比较大, 因此马赫数就会比较小, 很难达到形成冲击波的条件。

6. 结 论

本文用二维 PIC 程序详细地模拟了无碰撞静电冲击波的结构和其加速离子的过程。冲击波前的双极电场是产生离子俘获和加速的主要原因。我们还讨论了无碰撞静电冲击波和孤波对离子作用的区别, 发现孤波只能加速位于等离子体后表面的经鞘层预加速的离子。无碰撞静电冲击波产生的离子束具有准单能的能谱分布。我们还通过大量的模拟发现激光强度越大, 冲击波的速度越大, 被加速离子获得的能量越大, 等离子体的密度越大, 冲击波速度越小, 获得的离子能量也越小。长脉冲激光能够维持甚至继续增加冲击波的速度。

- [1] Tabak M , Hammer J , Glinsky M E , Kruer W L , Wilks S C , Woodworth J , Campbell E M , Perry M D 1994 *Phys . Plasmas* **1** 1626
- Roth M , Cowan T E , Key M H , Hatchett S P , Brown C , Fountain W , Johnson J , Pennington D M , Snavely R A , Wilks S C , Yasuike K , Ruhl H , Pegoraro F , Bulanov S V , Campbell E M , Perry M D , Powell H 2001 *Phys . Rev . Lett .* **86** 436
- [2] McKenna P , Ledingham K W D , McCanny T , Singhal R P , Spencer I , Santala M I K , Beg F N , Krushelnick K , Tatarakis M , Wei M S , Clark E L , Clarke R J , Lancaster K L , Norreys P A , Spohr K , Chapman R , Zepf M 2003 *Phys . Rev . Lett .* **91** 075006
- Farley D R , Estabrook K G , Glendinning S G , Glenzer S H , Remington B A , Shigemori K , Stone J M , Wallace R J , Zimmerman G B , Harte J A 1999 *Phys . Rev . Lett .* **83** 1982
- [3] Wilks S C , Langdon A B , Cowan T E , Roth M , Singh M , Hatchett S , Key M H , Pennington D , MacKinnon A , Snavely R A 2001 *Phys . Plasmas* **8** 542
- [4] Gurevich A V , Pariskaya L V , Pitaevskii L V 1966 *Sov . Phys . JETP* **22** 449
- [5] Denavit J 1979 *Phys . Fluids* **22** 1384
- [6] Mora P 2003 *Phys . Rev . Lett .* **90** 185002
- [7] Zhidkov A , Uesaka M 2002 *Phys . Rev . Lett .* **89** 215002
- [8] Izumi N , Sentoku Y , Habara H , Takahashi K , Ohtani F , Sonomoto T , Kodama R , Norimatsu T , Fujita H , Kitagawa Y , Mima K , Tanaka K A , Yamanaka T 2002 *Phys . Rev . E* **65** 036413
- [9] Andreev A A , Zhidkov A G , Sasaki A , Platonov K Y 2002 *Plasma Phys . Controlled Fusion* **44** 1243
- [10] Forslund D W , Shonk C R 1970 *Phys . Rev . Lett .* **25** 1699
- [11] Forslund D W , Freidberg J P 1971 *Phys . Rev . Lett .* **27** 1189
- [12] Denavit J 1992 *Phys . Rev . Lett .* **69** 3052
- [13] Silva L O , Marti M , Davies J R , Fonseca R A 2004 *Phys . Rev . Lett .* **92** 015002
- [14] Yu W , Xu H , He F , Yu M Y , Ishiguro S , Zhang J , Wong A Y 2005 *Phys . Rev . E* **72** 0406401
- [15] Lee R E , Chapman S C 2005 *Phys . Plasmas* **12** 012901
- [16] Habara H , Kodama R , Sentoku Y , Izumi N , Kitagawa Y , Tanaka K A , Mima K , Yamanaka T 2003 *Phys . Plasmas* **10** 3712
- [17] Wei M S , Mangles S P D , Najmudin Z , Walton B , Gopal A , Tatarakis M , Dangor A E , Clark E L , Evans R G , Fritzler S , Clarke R J , Hernandez-Gomez C , Neely D , Mori W , Tzoufras M , Krushelnick K 2004 *Phys . Rev . Lett .* **93** 155003
- [18] Wang W , Zhang J 2001 *Acta Phys . Sin .* **50** 741 (in Chinese) [王薇、张杰 2001 *物理学报* **50** 741]
- [19] Mackinnon A J , Sentoku Y , Patel P K , Price DW , Hatchett S , Key M H , Andersen C , Snavely R , Freeman R R 2002 *Phys . Rev . Lett .* **88** 215006
- [20] Geindre J P , Audebert P , Marjoribanks R S 2006 *Phys . Rev . Lett .* **97** 085001
- [21] Kinoshita K , Zhidkov A , Hosokai T , Ohkubo T , Uesaka M 2004 *App . Phys . Lett .* **84** 4623
- [22] Yu W , Xu H , He F , Yu M Y , Ishiguro S , Zhang J , Wong A Y 2005 *Phys . Rev . E* **72** 046401
- [23] Kaluza M , Schreiber J , Santala M I K , Tsakiris G D , Eidmann K , Meyer-ter-vehn J , Witte K J 2004 *Phys . Rev . Lett .* **93** 045003
- [24] Clark E , Krushelnick K , Davies J R , Zepf M , Tatarakis M Beg F N , Machacek A , Norreys P A , Santala M I K , Watts I , Dangor A E 2000 *Phys . Rev . Lett .* **84** 670
- [25] Macchi A , Cattani F , Liseykina T V , Comolti F 2005 *Phys . Rev . Lett .* **94** 165003
- [26] Bychenkov V Y , Tikhonchuk V T , Tolokonnikov S V 1999 *JETP* **88** 1137
- [27] Wilks S , Kruer W L , Tabak M , Langdon A B 1992 *Phys . Rev . Lett .* **62** 1383
- [28] Dong Q L , Sheng Z M , Yu M Y , Zhang J 2003 *Phys . Rev . E* **68** 026408
- [29] Sentoku Y , Cowan T E , Kemp A , Ruhl H 2003 *Phys . Plasmas* **10** 2009

Ion acceleration by shock wave induced by laser plasma interaction^{*}

He Min-Qing^{1)†} Dong Quan-Li¹⁾ Sheng Zheng-Ming^{1)‡} Weng Su-Ming¹⁾
Chen Min¹⁾ Wu Hui-Chun¹⁾ Zhang Jie^{1)‡}

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

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

(Received 25 March 2008; revised manuscript received 28 May 2008)

Abstract

The structure of the collisionless electrostatic shockwave (CES) and the process of the ion acceleration by shock wave are investigated with a series of two dimensional particle-in-cell (PIC) simulations. It is found that only ions satisfying some criteria can be accelerated due to the bipolar electric field in the shock wave front. A comparative investigation of the ion acceleration process by shock wave and solitary wave has been made. Only ions located in the sheath can be accelerated by the solitary wave. We also compare the shock wave for different laser intensities and different plasma densities. The ion energy spectrum of the shock wave has a platform. It can be used to ignite as the ignition material.

Keywords : shock wave, laser-plasma interaction, ion acceleration, solitary wave acceleration

PACC : 5235T, 5265, 8240F

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10476033, 10734130, 10774184), National Natural Science Funds for Distinguished Young Scholar (Grand No. 10425416), the National High Technology Inertial Confinement Fusion Foundation of China, and the National Basic Research Program of China (973 Program) (Grant No. 2007CB815105).

† E-mail: mqhe@aphy.iphy.ac.cn