

杨忠伟, 陆全明, 郭俊等. 垂直无碰撞激波的离子加速机制. 地球物理学报, 2008, 51(4): 953~959

Yang Z W, Lu Q M, Guo J, et al. Mechanism of ion acceleration at perpendicular collisionless shocks. *Chinese J. Geophys.* (in Chinese), 2008, 51(4): 953~959

垂直无碰撞激波的离子加速机制

杨忠伟^{1,2}, 陆全明^{1,2}, 郭俊³, 王水¹

1 中国科学技术大学地球和空间科学学院 中国科学院基础等离子体物理重点实验室, 合肥 230026

2 中国科学院空间天气学国家重点实验室, 北京 100080

3 青岛科技大学数理学院, 青岛 266041

摘 要 利用一维全粒子模拟得到的垂直无碰撞激波的位形, 通过试验粒子方法研究了不同初始能量粒子的激波加速机制. 将与激波相互作用的离子分成反射和直接穿过两类, 发现只有被激波反射的离子可被激波明显加速, 其中初始能量较小的反射离子通过激波冲浪机制加速, 而初始能量较大的离子通过激波漂移加速机制加速. 同时激波厚度还对离子被加速过程有重要影响.

关键词 无碰撞激波, 高能粒子, 冲浪加速, 漂移加速

文章编号 0001-5733(2008)04-0953-07

中图分类号 P354

收稿日期 2007-12-07, 2008-03-10 收修定稿

Mechanism of ion acceleration at perpendicular collisionless shocks

YANG Zhong-Wei^{1,2}, LU Quan-Ming^{1,2}, GUO Jun³, WANG Shui¹

1 Key Laboratory of Basic Plasma Physics, University of Science and Technology of China, Chinese Academy of Sciences, Hefei 230026, China

2 Key Laboratory for Space Weather, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China

3 School of Mathematics and Physics, Qingdao University of Science and Technology, Qingdao 266041, China

Abstract With one-dimensional (1D) perpendicular collisionless shocks obtained by full particle simulation, the mechanisms of shock acceleration of various initial energetic particles are investigated by using test particle method. The results show that the ions can be separated into two groups at the shock front: the reflected ions and the directly transmitted ions. Only the reflected ions can be accelerated significantly. Moreover, the lower initial energy ions are accelerated by shock surfing mechanism, and the higher initial energy ions gain energy by shock drift acceleration. Meanwhile, the thickness of the shock can significantly affect the acceleration process of ions.

Keywords Collisionless shock, Energetic ions, Surfing acceleration, Drift acceleration

1 引 言

太阳高能粒子(Solar Energetic Particle, SEP)事件往往会对空间探测器以及高纬地区的电磁设施

造成危害,因而对其产生机制的研究具有重要的意义.一般认为行星际激波是产生这种高能粒子事件的一种重要机制,并开展了大量的模拟研究^[1~7].近二三十年来,人们相继提出了多种激波加速粒子的物理机制.其中激波扩散加速机制^[8]是最有效的一

基金项目 国家自然科学基金项目(40725013, 40674093, 40574063)资助.

作者简介 杨忠伟,男,1984年生,2006年获学士学位,现为中国科学技术大学地球和空间科学学院博士生,主要从事无碰撞激波的研究.
E-mail: qmlu@ustc.edu.cn 或 zwyang@mail.ustc.edu.cn

种机制,它最早是在阐述宇宙线的起源时被提出来的.在这种机制中,离子通过等离子体波动的散射而回来多次穿过激波面,同时离子在激波上下游的反射点的距离不断变小,因此可不断加速而获得很高的能量.这个条件在准平行激波情况下比较容易满足,因为准平行激波的波前和波后往往伴随着很多自身激发的等离子体波动,但在准垂直激波情况下这个条件则很难满足.在准垂直激波条件下,离子必须具有相当大的初始速度才能在垂直磁场方向上有效地扩散,这样才能多次穿越激波面得到加速. Webb 等^[9]给出了准垂直激波条件下激波扩散加速的最小临界速度:

$$v_{th} = \frac{3u}{\gamma}(1 + \eta^2)^{1/2}, \quad (1)$$

其中 γ 是激波的压缩率, $\eta = \lambda/r_c$, λ 表示离子沿磁场方向的平均扩散自由程, r_c 是离子回旋半径, u 是激波的速度. 这个临界速度通常是太阳风速度 v_{sw} 的好几倍, 很少有这样的离子存在. 一种可能的情况是存在某种预加速机制使得离子的速度增加到临界值以上, 然后通过激波扩散加速机制加速到很高的能量. 目前认为最有可能的预加速机制有激波冲浪^[10]和激波漂移加速^[11].

激波冲浪加速指的是上游的入射离子被激波面处的电势场反射回上游, 然后在洛伦兹力的作用下再次返回激波面, 如此往复多次之后, 当离子的能量足够大, 所受的洛伦兹力大于电场力时, 它们将从激波的静电势阱中逃逸到下游的过程. 在这种加速机制下, 离子最终的速度与它们的初始速度无关, 而由激波位置处的电场和磁场大小决定. 在激波漂移加速机制中, 在激波面由于磁场梯度漂移和曲率漂移的作用, 离子引导中心在感应电场 \mathbf{E}_{induce} 方向会有一段位移 $\Delta\mathbf{r}$, 因而可获得 $\Delta\mathbf{E} = e\mathbf{E}_{induce} \cdot \Delta\mathbf{r}$ 的能量. 离子最终的速度与它们的初始速度有密切的关系.

本文利用全粒子模拟得到的垂直无碰撞激波的位形, 通过试验粒子方法研究不同初始能量的离子通过激波面而被加速时, 激波冲浪和激波漂移加速在其中起的作用. 同时考察了不同的激波位形对粒子加速的影响. 与以往研究不同^[12]的是, 我们采用的激波位形是通过自恰的全粒子模拟得到的.

2 计算模型

本文中采用的一维垂直无碰撞激波的位形来自 Hada 和 Lembège 等的全粒子模拟程序^[13], 该模拟

将离子和电子都视为有质量的粒子, 由电流驱动产生激波. 计算中, 取网格距为 Δ , 同时将空间区域分成两部分, 左半部 $0 \sim 4096\Delta$ 为真空, 右半部 $4096\Delta \sim 8192\Delta$ 是激波模拟区域. 时间 t 用 ω_{pe}^{-1} 标定, 速度 v 用 $\omega_{pe}\Delta$ 标定, 电场和磁场都用 $m_e\omega_{pe}^2\Delta/e$ 标定, 其中 ω_{pe} , m_e 和 e 分别代表电子等离子体频率、电子质量和单位电荷. 一些参数的取值如下: 时间步长取 0.1, 光速 $c=3$, 离子和电子质量比 $m_i/m_e=84$, 离子和电子热速度分别为 $v_{ti}=0.017$ 和 $v_{te}=0.2$, 离子回旋频率为 $\Omega_{ci}=eB_0/cm_i=0.006$. 激波上游的背景磁场沿 z 方向, 其大小为 $B_0=1.5$, 激波上游的 Alfvén 速度为 $V_A=0.16$, $\beta_e=0.0355$, $\beta_i=0.0225$. 计算在上游坐标系中进行, 即激波上游等离子体的平均速度为零, 而激波波前向激波上游方向运动, 其平均速度约为 Alfvén 速度的 3.45 倍. 图 1 为 z 方向的磁场 B_z 随时间和空间的演化, 可以看出在激波的前面会有波动产生, 这些波动越来越强, 直至超越原来的激波, 成为新的激波面, 这就是所谓的激波重构过程. 关于具体的细节可参阅文献^[13~16].

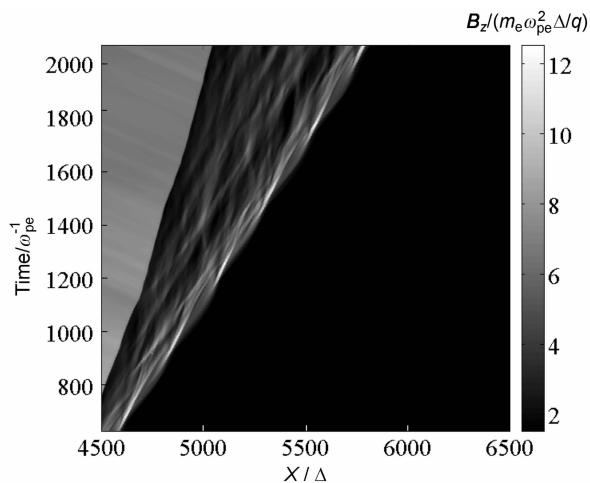


图 1 激波磁场 B_z 的时空分布

Fig. 1 Space-time distribution of the magnetic field B_z in the shock wave

在本文中, 我们选取了 $1552\omega_{pe}^{-1}$ 和 $1744\omega_{pe}^{-1}$ 两个不同时刻的激波位形. $1552\omega_{pe}^{-1}$ 时刻的激波是处在新激波面刚开始形成的阶段, 而 $1744\omega_{pe}^{-1}$ 时刻的激波则处在新激波面完全取代旧激波面的阶段. 固定这两个时刻的激波位形, 通过试验粒子算法, 考察不同能量的上游离子通过激波面时的加速机制. 在试验粒子计算开始时, 这些粒子放在上游远离激波面的 x_0 处. 同时由于我们在激波上游坐标系中进行计算, 这些离子的初始速度分布是球壳状的, 不同能

量离子的球壳半径不一样. 为了更好地分析离子的加速机制, 我们将通过激波波前的离子分成反射(R)和直接穿过(DT)两大类, 区分标准有两点: 第一点是上游的离子可被激波面反射回到 $x_i > x_{\text{ramp}}$ 处, 其中 x_i 代表离子在 t 时刻的位置, x_{ramp} 代表激波面斜坡(ramp)在 t 时刻的位置(x_{ramp} 的位置定义为激波面处 $|\partial B_z / \partial x|$ 最大的地方); 第二点是离子返回到 x_{ramp} 时的速度大于激波波前的运动速度, 即大于 v_{shock} . 若这两点都满足, 离子归类为反射(R); 反之, 就是直接穿过的离子(DT).

3 计算结果

3.1 $1552\omega_{\text{pe}}^{-1}$ 时刻激波位形条件下的离子加速

图 2 描绘了 $1552\omega_{\text{pe}}^{-1}$ 时刻激波切向磁场 B_z 、感应电场 E_y 和法向静电场 E_x 的空间分布, 在此时刻, 激波的传播速度是 $5.46 V_A$, 激波面的斜坡 x_{ramp} 在 5359Δ 处, 其厚度约为 70Δ (激波厚度定义为激波的过冲(over shoot)到上游未受扰动处的距离^[17~19]). 在计算中试验粒子的数目是 1000, 初始它们在 5800Δ 处. 图 3 描绘了初始时刻速度空间中半径为 $3 V_A$ 的球壳状分布的粒子在相空间 $x - v_x$ 中的演化. 在激波上游, 粒子在磁场作用下做回旋运动, 其速度分布不会改变. 在这些粒子遇到激波后, 一部分直接穿过激波到达下游, 在图中用星点表示; 其他被激波反射后离开激波面, 并在上游磁场作用

下然后再次返回激波面, 此时由于离子具有更大的动能而穿过激波面达到下游, 在图中用圆点表示. 可以发现, 直接穿过的离子仅在穿越激波面时被感应电场短暂地加速, 然后被激波法向静电场减速而留在下游与激波一起向上游做集体运动, 因此没有明显加速. 再看反射类型的离子, 它们除了在第一次反射过程中被感应电场加速外, 还能在第二次返回激波面时继续被感应电场加速. 由于反射离子存在二次加速现象, 所以它们到达下游后的能量远大于直接穿过类型的离子的能量.

图 4 给出了离子被激波面反射和直接穿过的百分比与初始球壳速度大小的关系, 可以发现初速度约在 $0.4 V_A$ 以下的离子完全被激波反射; 初速度从 $0.5 V_A$ 到 $1.0 V_A$ 之间的一段区域, 离子反射和直接穿过的百分比保持一个相对稳定的值, 约 90% 的离子被反射, 仅 10% 的离子直接穿过. 而在球壳大于 $1.0 V_A$ 之后, 直接穿过的离子数比例大约与球壳大小成正比, 即随着球壳增大, 穿过的离子数近似呈线性地增加. 但是, 即使初速度为 $3.0 V_A$ 的离子, 仍有近 60% 被激波反射.

图 5 描述了反射和直接穿过激波这两类离子达到的最大能量与初始球壳大小的关系. 图中的星点线表示直接穿过的离子所能达到的最大能量值, 它们的值几乎和初始球壳大小没有关系, 说明这些离子是由于激波冲浪机制加速; 实心圆点线则表示反射的离子能达到的最大能量值, 它们随初始球壳速

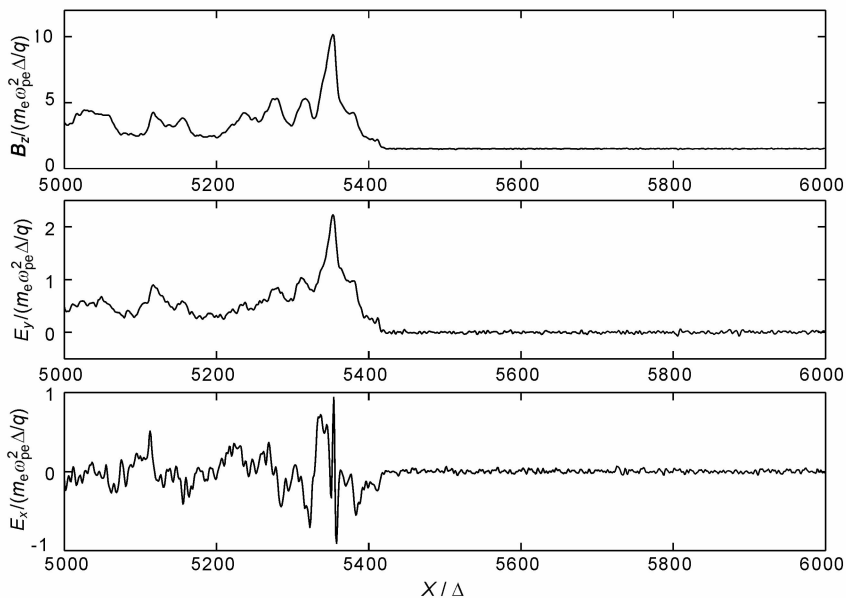


图 2 $1552\omega_{\text{pe}}^{-1}$ 时刻激波磁场 B_z 和电场 E_y 、 E_x 的空间分布

Fig. 2 Spatial distribution of the magnetic field B_z and electric field E_y , E_x in the shock wave at $1552\omega_{\text{pe}}^{-1}$

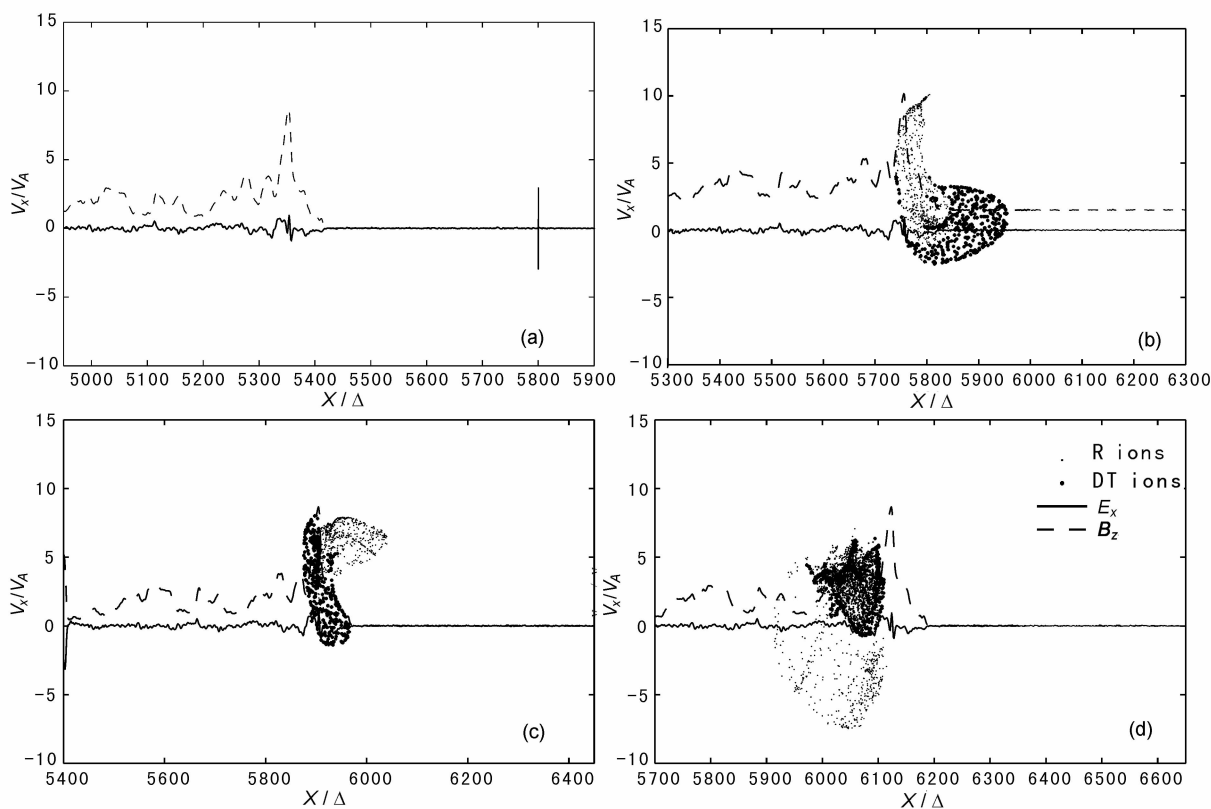


图 3 初速为 $3V_A$ 的球壳状速度分布离子在不同时刻的相空间 $x-v_x$ 分布
 (a) $t=0 \Omega_{ci}^{-1}$; (b) $t=2.61905 \Omega_{ci}^{-1}$; (c) $t=3.80952 \Omega_{ci}^{-1}$; (d) $t=5.2381 \Omega_{ci}^{-1}$.

Fig. 3 Ion phase space $x-v_x$ at different times for ion initial velocity of $3V_A$

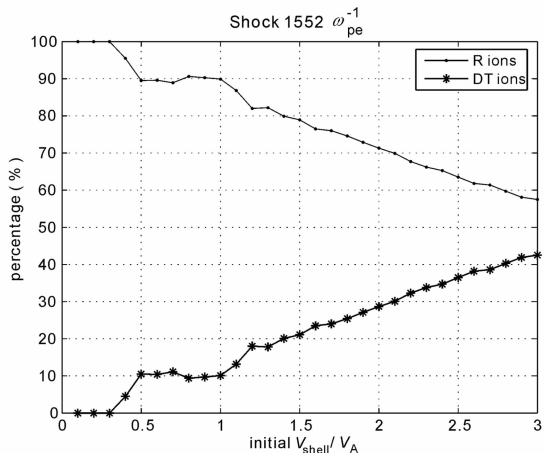


图 4 离子被激波面反射和直接穿过的百分比与初始球壳速度大小的关系

Fig. 4 Relative percentage of R and DT ions as initial velocity varies

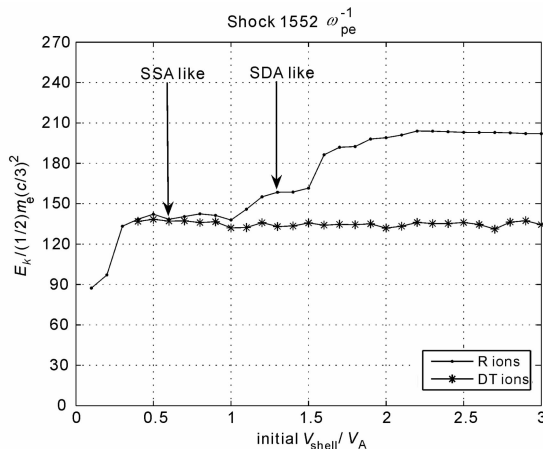


图 5 反射和直接穿过这两类离子达到的最大平均能量与初始球壳大小的关系

Fig 5 Maximum average energy gain for each population R and DT ions as initial velocity varies

度大小的变化需要分段讨论. 这是由于从 $0.5 V_A$ 到 $1.0 V_A$ 之间的一段区域, 离子由于初速较小, 离子加速由激波冲浪机制主导; 而在球壳大于 $1.0 V_A$ 之后, 发现离子的最大能量值与初始球壳速度近似成比例, 说明对初速较大的离子, 激波漂移加速发挥主

要作用.

图 6 是两个典型的被激波反射的离子的运动轨迹, 它们分别描述了冲浪和漂移加速的离子的轨迹 (在激波坐标下). 其中左图离子的整个加速过程在激波面内完成, 并没有返回远离激波面的上游, 属于

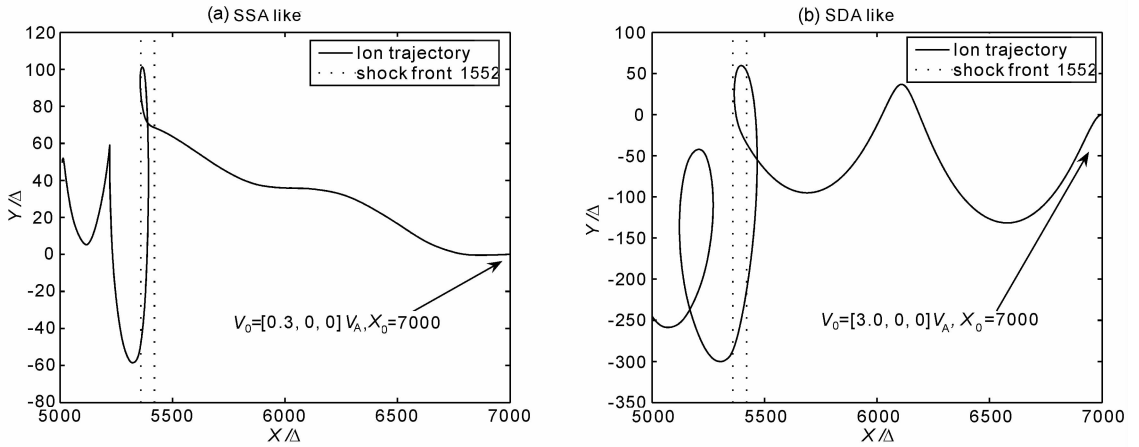


图 6 两个典型的被激波反射的离子的运动轨迹

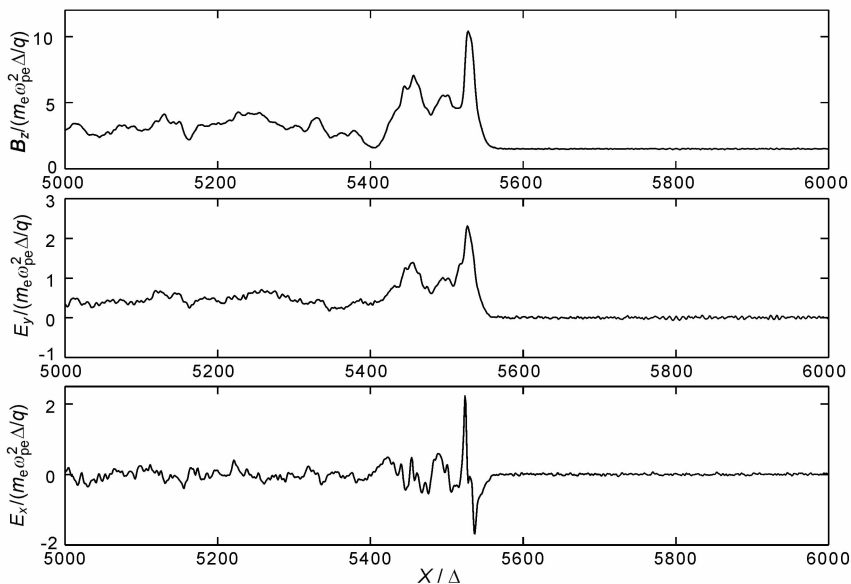
Fig. 6 Time trajectory of two typical reflected ions

典型的激波冲浪加速轨迹^[11];而右图中的离子在加速过程中离开激波面返回上游一段时间,并且离子的引导中心在感应电场上有较大的位移,这是典型的激波漂移加速^[11].结合图 5 可知,图 6 左边被冲浪加速的离子初动能为 $E_{k0} \approx 0.1(1/2m_e(c/3)^2)$,而最终动能为 $E_{k1} \approx 135(1/2m_e(c/3)^2)$;右侧被漂移加速的离子初动能为 $E_{k0} \approx 10(1/2m_e(c/3)^2)$,而未动能 $E_{k1} \approx 200(1/2m_e(c/3)^2)$.虽然漂移加速的离子最终平均能量大于冲浪加速,但对上游离子而言,冲浪加速的能量获得率 E_{k1}/E_{k0} 远大于漂移加速.

3.2 $1744\omega_{pe}^{-1}$ 时刻激波位形条件下的离子加速

下面通过改变激波位形来研究激波面厚度对离子加速的影响,图 7 描绘的是 $1744\omega_{pe}^{-1}$ 时刻激波切

向磁场 B_z 、感应电场 E_y 和法向静电场 E_x 的空间分布,此时激波的传播速度为 $3.90 V_A$,激波面的斜波 x_{ramp} 在 5537Δ 处,其厚度约为 42Δ .在计算中试验粒子个数及初始位置与上面的例子一致,统计结果表明在这种激波面较窄并在激波面处伴有较大法向静电场的位形下,离子几乎完全被激波反射而捕获在上游和激波面之间.初速度从 $0.1 V_A$ 到 $2.9 V_A$ 之间的所有区域,离子反射的百分比保持在 100% ,而在球壳大于 $2.9 V_A$ 之后,才有 0.1% 离子直接穿过.大量离子在激波面前积累,这是形成新激波面的一个重要原因.如考虑到自恰效应^[20~22],激波不可能无限期地捕获上游离子,一方面是因为这部分离子与激波发生强烈的共振从激波获得能量;另一方

图 7 $1744\omega_{pe}^{-1}$ 时刻激波磁场 B_z 和电场 E_y 、 E_x 的空间分布Fig. 7 Spatial distribution of the magnetic field B_z and electric field E_y , E_x in the shock wave at $1744\omega_{pe}^{-1}$

面激波能量因为被共振吸收而变弱,不再有能力捕获所有离子.

图 8 描述了在这种激波位形下,反射离子达到的最大能量与初始球壳大小的关系. 图中的实心圆点表示反射的离子能达到的最大能量值,它们的最大能量与初始球壳速度大小近似成正比,因而在 $1744\omega_{pe}^{-1}$ 激波位形条件下反射类型的离子受的加速机制以激波漂移加速为主. 对于球壳比较小的离子而言,出现先冲浪加速、后漂移加速的现象.

图 9 是两个典型的被激波反射的离子的运动轨迹,它们分别描述了先冲浪后漂移和纯漂移加速的离子轨迹(在激波坐标系下). 左图初速较小的离子在加速时被激波面内强大法向电场 E_x 捕获在激波面前,同时离子在 y 方向电场作用下大幅度加速. 在获得较高的能量后,该离子加速运动的轨迹趋向漂移加速,表现为离子在垂直磁场方向的速度很大,能够返回到远离激波面的上游. 右图大球壳离子的轨迹则是典型的漂移加速轨迹,显然它的加速轨迹没有局限在激波面内,不依赖于法向静电场 E_x . 上

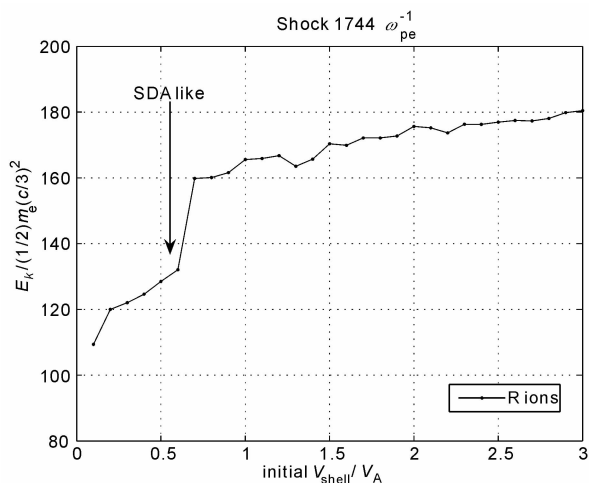


图 8 反射离子达到的最大平均能量与初始球壳大小的关系

Fig. 8 Maximum average energy gain for R ions as initial velocity varies

述离子轨迹说明,此时的激波面较窄并伴有强大法向静电场,离子更容易被激波捕获而加速.

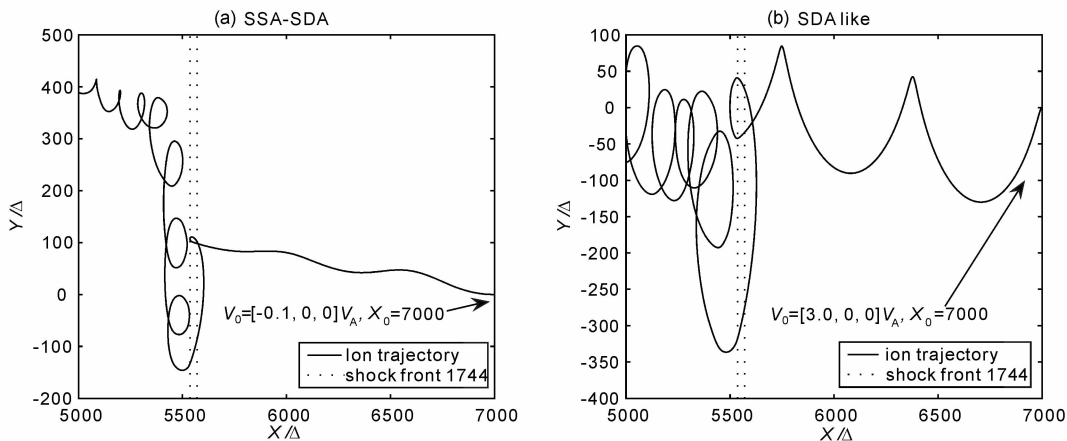


图 9 两个典型的被激波反射的离子的运动轨迹

Fig. 9 Time trajectory of two typical reflected ions

4 结 论

本文利用一维全粒子模拟程序得到的激波位形,通过试验粒子方法研究了不同能量离子的加速机制. 离子在垂直无碰撞激波中加速具有如下特点:

(1) 初速较小的反射离子在加速过程中激波冲浪加速机制占优,初速较大的反射离子加速过程中激波漂移加速占优.

(2) 离子加速不仅与初始分布有关,还受激波位形影响. 在激波面比较窄的情况下,反射离子的加速

过程中冲浪与漂移加速机制有可能并存.

(3) 离子主要受到垂直于磁场方向的感应电场加速而获得能量.

(4) 激波面处的小尺度孤立静电场结构和强磁场对离子的反射和捕获起着决定作用,电场强大的激波能使大多数入流离子在激波表面反射,这对于进一步分析激波面的耗散机制具有重要的作用.

(5) 新激波面完全形成后的激波(如 $1744\omega_{pe}^{-1}$ 时刻激波)对离子的捕获能力远远强于足部形成过程中的激波(如 $1552\omega_{pe}^{-1}$ 时刻激波),并且前者在对低速离子的加速效率上也占优.

虽然本文的结论是在离子和电子的质量比取 84 得到的,但研究表明只要离子和电子的质量比足够大,不同的质量比对激波的结构影响不大^[23].而不同能量的离子的加速主要取决于激波结构,因此本文的以上结论在质量比更大时也成立.

(6)将上述球壳状速度分布试验离子的结果反映到 Maxwell 速度分布上,可以发现激波上游 Maxwell 分布核心部分的离子可以通过激波冲浪得到加速,而 Maxwell 外围部分离子可以通过激波漂移加速.

研究进一步证实了垂直激波处的高能离子是来自上游初始分布的特定区域(对应激波处反射的离子),而不是随机产生的.统计结果说明,反射离子在激波面处加速达到的最大能量值超过直接穿过的离子,反射离子中包括一部分初速很小的上游离子,它们可通过激波冲浪加速机制得到加速,这一点不同于以往一维混合模拟的研究结果^[12].当然本文的结论是通过取不同半径的球壳状分布得到的,但比较真实的 Maxwell 速度分布的粒子可看成是不同半径的球壳状分布的加权组合.很容易知道在取 Maxwell 速度分布时,激波上游 Maxwell 分布核心部分的离子可以通过激波冲浪得到加速,而 Maxwell 外围部分离子可以通过激波漂移加速.同时真正的激波位形是随时间变化的,在这种情况下的离子的加速机制比较复杂,整个计算模拟需要在完全自恰中进行,这将是我们的下一步的研究工作.

参考文献(References)

[1] 陆全明,李毅,王水.空间等离子体与垂直无碰撞激波相互作用的数值模拟实验.空间科学学报,1996,16(4):287~292
Lu Q M, Li Y, Wang S. A numerical experiment of interaction between space plasma and perpendicular collisionless shock. *Chinese Journal of Space Science* (in Chinese), 1996, 16(4): 287~292

[2] 陆全明,李毅,王水.行星际结构与垂直无碰撞激波的相互作用.空间科学学报,1996,17(3):287~292
LU Q M, Li Y, Wang S. Interaction between interplanetary structure and perpendicular collisionless shock. *Chinese Journal of Space Science* (in Chinese), 1997, 17(3): 200~205

[3] Bale S D, Balikhin M A, Horbury T S, et al. Quasi-perpendicular shock structure and processes. *Space Sci. Rev.*, 2005, 118: 161~203

[4] Burgess D, Wilkinson W P, Schwartz. Quasi-parallel shock structure and processes. *Space Sci. Rev.*, 2005, 118: 205~222

[5] Lembege B, Simonet F. Hybrid and particle simulations of an interface expansion and of collisionless shock: A comparative and quantitative study. *Phys. Fluids.*, 2001, 8: 3967~3981

[6] Lembege B, Giacalone J, Scholer M, et al. Selected problems in collisionless-shock physics. *Space Sci. Rev.*, 2004, 110: 161~226

[7] Savoini P, Lembege B, Krasnosselskik V, et al. Under and over-adiabatic electrons through a perpendicular collisionless shock: theory versus simulation. *Ann. Geophys.*, 2005, 23: 3685~3698

[8] Axford W I, Lee E, Skadron G. The acceleration of cosmic rays by shock waves. *Annals of the New York Academy of Sciences*, 1977, 375(1): 297~313

[9] Webb G M, Zank G P, Ko C M, et al. Multidimensional Green's functions and the statistics of diffusive shock acceleration. *Astrophys. J.*, 1995, 453: 178~206

[10] Shapiro V D, Ucer D. Shock surfing acceleration. *Planetary and Space Science*, 2003, 51: 665~680

[11] Lever E L, Quest K B, Shapiro V D. Shock surfing vs. shock drift acceleration. *Geophys. Res. Lett.*, 2001, 28: 1367~1370

[12] Burgess D, Wilkinson W P, Schwartz S J. Ion distribution and thermalization at perpendicular and quasi-perpendicular supercritical collisionless shocks. *J. Geophys. Res.*, 1989, 94: 8783~8792

[13] Hada T, Savoini M, Lembege B, et al. Shock front nonstationarity of supercritical perpendicular shocks. *J. Geophys. Res.*, 2003, 108(A6): 1233~1245

[14] Krasnosselskikh V, Lembege B, Savoini P, et al. Nonstationarity of strong collisionless quasiperpendicular shocks: Theory and full numerical simulations. *Phys. Fluids.*, 2002, 9: 1192~1209

[15] Lembege B, Savoini P. Nonstationarity of a two-dimensional quasiperpendicular supercritical collisionless shock by self-reformation. *Phys. Fluids.*, 1992, 4: 3533~3548

[16] Muschietti L, Lembege B. Electron cyclotron microinstability in the foot of a perpendicular shock: A self-consistent PIC simulation. *Adv. Space. Res.*, 2006, 37: 483~493

[17] Chapman S C, Lee R E, Dendy R O. Perpendicular shock reformation and ion acceleration. *Space Sci. Rev.*, 2005, 121: 5~19

[18] Tsubouchi K, Lembege B. Full particle simulations of short large-amplitude magnetic structures (SLAMS) in quasi-parallel shocks. *J. Geophys. Rev.*, 2004, 109: 1029~1041

[19] Walker S N, Alleyne H St C K, Balikhin M A, et al. Electric field scales at quasi-perpendicular shocks. *Ann. Geophys.*, 2004, 22: 2291~2300

[20] Lembege B, Dawson J M. Self-consistent study of a perpendicular collisionless and nonresistive shock. *Phys. Fluids.*, 1987, 30(6): 1767~1788

[21] Lembege B, Savoini P. Formation of reflected electron bursts by the nonstationarity and nonuniformity of a collisionless shock front. *J. Geophys. Rev.*, 2002, 107: 1037~1055

[22] Savoini P, Lembege B. Two-dimensional simulations of a curved shock: Self-consistent formation of the electron foreshock. *J. Geophys. Rev.*, 2001, 106: 12975~12992

[23] Scholer M, Shinohara I, Matsukiyo S. Quasi-perpendicular shocks: Length scale of the cross-shock potential, shock reformation, and implication for shock surfing. *J. Geophys. Rev.*, 2003, 108: 1014~1025