

行星际空间 MHD 模拟激波 跃变关系分析^{*}

钱 昕 王敬芳 邓晓华 李 定 薛金涛

(武汉大学电子信息学院 武汉 430079)

摘 要

分析了模拟得到的可以传播到 1 AU 以远的日地空间磁流体力学激波与 Rankine-Hugoniot 跃变关系的符合程度. 通过对模拟激波的结构及其在传播过程中的演化进行的分析, 提出了模拟激波的定位方法; 基于所提出的定位方法, 利用向长青提出的确定 MHD 激波局地参数的方法计算了模拟得到的激波与 Rankine-Hugoniot 跃变关系的偏差. 结果表明在激波传播到 100 R_s 以后, 激波对中前向快激波与 Rankine-Hugoniot 关系的符合达到很高的程度, 相对误差在 10^{-2} 数量级以内; 并且在激波传播到 150 R_s 以后, 相对误差在 10^{-3} 数量级以内. 这个结果说明文中所使用的有限差分数值格式能较好地模拟激波.

关键词 MHD 数值模拟; 行星际模拟 MHD 激波; 激波跃变关系

1 引言

行星际空间激波可由各种日面瞬变扰动产生^[1], 通常是由快激波和夹在其中的一对慢激波对组成的双重激波对结构^[5]. 对这种现象的研究有重要的理论^[8]和实际应用价值^[4]. 近年来冯学尚等对激波面的跃变关系作了更深入的讨论^[3]; 胡友秋等对激波对的结构进行了细致的分析^{[1],[6]}; 还有其他研究者对行星际空间激波的形成、传播和演化特性进行了细致的分析^{[7],[9]–[11],[13],[14],[16]–[18]}. 基于行星际空间激波无厚和近似平面的假设, 最近向长青提出了一种以时间维代替空间维, 以稳态量为激波上游量的激波局地参数确定方法^[15].

一般我们对数值方法的有效性的判断是基于收敛性、相容性和稳定性的理论, 即如果数值方法符合相容性和稳定性条件, 则在时间和空间步长趋于无穷小的情况下数值解将收敛于偏微分方程的真解. 这种思路可以理解当时间和空间步长相对于所研究的物理问题的特征尺度是无穷小量时, 符合相容性与稳定性的差分数值解就能较好地描述所要表现的物理问题. 但是在处理激波时这种思路就有了问题, 因为理论上理想激波面无厚度, 在模拟中激波这种现象的时间和空间尺度与时间空间步长在同一数量级, 所以符合相容性和稳定性的数值解的准确性仍然值得讨论. 目前, 理论和数值实验上人们都认识到具有守恒性质的数值格式可以很好地描述激波, 得到的数值解收敛于微分方程的弱解^[2]. 因为 Rankine-Hugoniot 跃变关系是守恒性的一种具体体现, 因而模拟得到的激

^{*} 国家自然科学基金资助项目 (49990452)

2003-03-24 收到原稿, 2003-08-09 收到修定稿

波符合 Rankine-Hugoniot 跃变关系的程度, 可以从一个方面说明所使用数值模型的准确性. 文献 [13] 中就通过对得到的数值解中激波与 Rankine-Hugoniot 跃变关系的符合程度的讨论来说明其得到的数值解的精确性. 同时如果数值模型能够很好地模拟激波, 则可通过是否满足跃变关系的讨论对激波的形成、演化过程进行精确的定量分析. 用有限差分法模拟激波, 特别是模拟激波对时, 各物理量并不是在相同的空间网格内发生跃变, 所以分析模拟激波的跃变关系, 首先要解决激波定位的问题. 本文主要在时间和空间上对模拟得到的激波对中的前向快激波定位进行了讨论, 亦分析了我们的数值模型^{[19],[20]}所模拟得到的激波与 Rankine-Hugoniot 跃变关系的符合程度.

2 数值模型

采用子午面内一流二维非守恒形式的理想磁流体力学 (MHD) 方程组作为控制方程^{[19]–[21]}, 使用 Lax-Wendroff 两步格式进行离散, 并将通量修正法 (FCT) 引入到这个计算模型中. 两极边界用对称边界条件, 外边界因处于超声速超阿尔芬速区, 所有量均采用线性外推. 内边界用特征边界线方法, 对径向速度和角向速度外推, 其他物理量均保持不变. 先使用时间松弛法得到稳态解, 再在内边界施加关于赤道面对称的扰动. 本文重点讨论了文献 [20] 中, 为模拟有耀斑伴随的日珥爆发事件而采用的先热压再动量的扰动得到的 MHD 模拟激波, 为了比较还讨论了文献 [21] 中使用纯的热压扰动得到的 MHD 模拟激波.

3 模拟激波的定位方法

将定位分为时间定位和空间定位两个步骤. 时间定位是如何在数值模拟的一系列时间步中找到那些激波恰好位于网格点上的时间步进行分析, 也就是试图将激波不在网格点上的误差尽量减小. 空间定位是指如何在由时间定位找到的特定时间步中, 参照各个物理量的相对变化曲线, 找到激波的位置, 即如何准确地理解模拟出的物理图像. 下面为了叙述的方便, 先叙述空间定位再叙述时间定位.

从图 1(a)–(g) 可以看出, 在激波传播的过程中, 密度的相对变化曲线中的前沿跃变面展宽了, 而且在压强和速度相对变化曲线中前沿跃变面后缘的极值点和密度相对变化曲线中相对应的极值点分离了, 压强和速度的跃变面相对密度跃变面前移了, 而且压强和速度的跃变面几乎没有展宽. 对曲线的这种演化, 可以有两种可能的解释. 第一, 密度的相对变化曲线的上升沿的展宽是由于数值耗散作用引起的, 而各个物理量的相对变化曲线中极值点的分离是由于有限差分法本身所造成的. 第二, 这种演化是由于激波对结构中的激波之间的间距增大造成的. 本文认为后一种解释比较合理. 在密度相对变化曲线中, 由于激波是压缩波, 在快激波和慢激波处密度都有跃变式的增加, 应表现为两个跃变面, 在激波间距很小差分网格不能分辨的时候, 这两个跃变面就表现为一整个跃变面; 在激波间距增加的时候, 这两个跃变面将有分离的趋势, 这种情况表现为跃变面的展宽; 随着激波传播距离的增加, 展宽增大, 进而中间出现一个极点, 呈现出文献 [5] 中的凸形结构的密

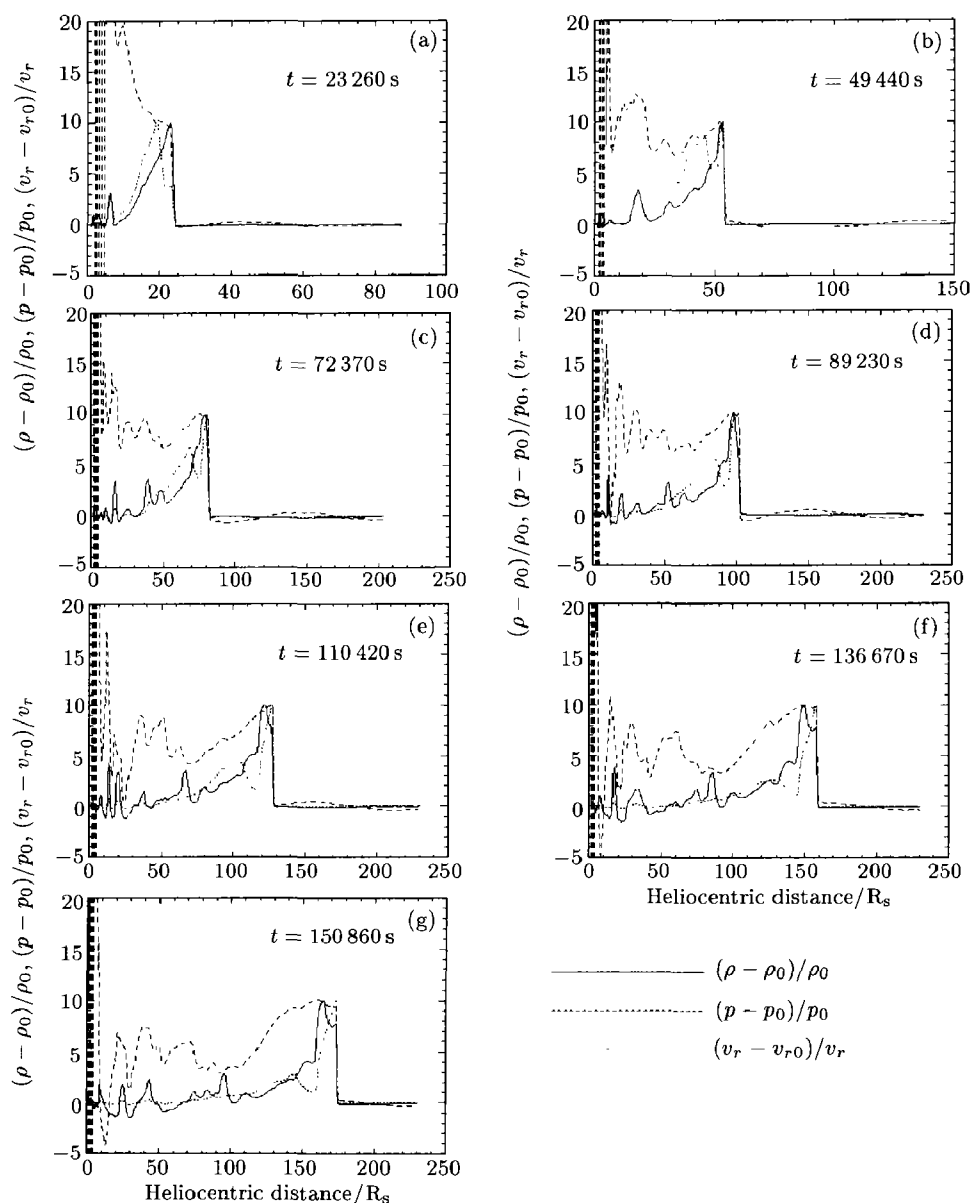


图 1 密度、压强和径向速度在赤道附近径向相对变化图

图中纵坐标是将激波附近最大值归一化到 10 后得到的 $(\rho - \rho_0)/\rho_0$, $(p - p_0)/p_0$ 和 $(v_r - v_{r0})/v_r$

Fig.1 The relative profiles of density, pressure and radial velocity near the equator.

The ordinate data is $(\rho - \rho_0)/\rho$ and $(p - p_0)/p_0$, $(v_r - v_{r0})/v_r$ and whose maximum near the shock has been normalized to 10

度变化曲线. 对于速度变化曲线, 由于慢激波速度跃变小, 所以在激波间距增大时, 只对应着快激波的速度前沿跃变面几乎没有展宽, 且相对密度跃变面前移了. 另外, 虽不是很显著, 但是图 2 的 B_θ 也显示出激波对的切向磁场结构. 使用第二种解释, 对于压强跃变面的变化还没有很好地理解, 因为它的变化与速度跃变面的变化类似, 而单纯从快—慢—慢—快这种结构来分析, 没办法确定压强的前沿跃变面为什么会出现前向快激波

处, 这是一个值得深入探讨的问题, 因为速度在激波后扰动较大, 对激波位置的判断实际很大程度上依赖于对压强曲线中的极点的分析. 所以综上所述, 本文认为后一种解释更为合理. 而对于前一种解释, 因为若认为主要是数值耗散的作用, 则没办法解释为什么只有密度存在耗散, 而其他物理量的跃变面没有展宽. 虽然有限差分法模拟会导致各物理量在通过激波时物理量的不同步变化^[12], 但这里的情况有区别, 这个解释用在这里不令人信服. 而且密度曲线中新出现的极值点与压强和速度曲线中的跃变面的后沿都处在同一位置, 这个巧合也是物理量不同步变化所不能解释的. 所以基于第二种解释, 即速度和压强的前沿跃变面对应的是前向快激波, 本文中将激波位置取在压强和速度前沿跃变面的后沿.

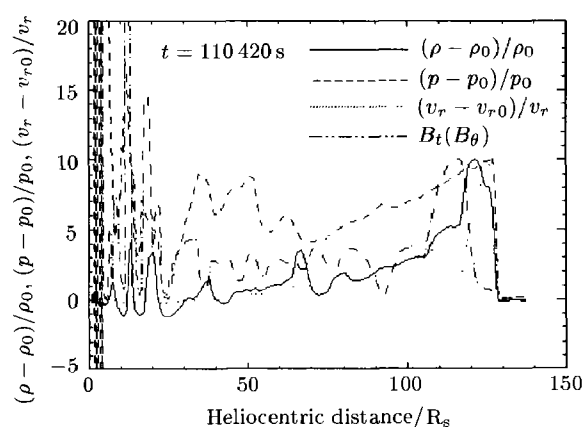


图 2 在 110 420 s, 密度、压强、径向速度和切向磁场在赤道附近径向相对变化图

图中纵坐标是将激波附近最大值归一化到 10 后得到的 $(\rho - \rho_0)/\rho_0$, $(p - p_0)/p_0$, $(v_r - v_{r0})/v_r$ 和 $B_t(B_\theta)$

Fig.2 The relative profiles of density, pressure, radial velocity and meridional magnetic field near the equator at 110 420 s

The ordinate data are $(\rho - \rho_0)/\rho$, $(p - p_0)/p_0$, $(v_r - v_{r0})/v_r$, $B_t(B_\theta)$ and whose maximum near the shock has been normalized to 10

使用时间定位方法是由于在数值模拟得到的结果中, 激波要经过若干时间步才能传播一个空间网格间距, 激波会在某个网格点停留若干时间步. 如图 3(a) 中激波还没有运动到点 B, 数值解中的极值点也就是我们定位到的激波处于点 A; 图 3(b) 中的激波已经经过了点 B, 且离点 B 的距离很小, 在数值解中我们定位到的激波点处于点 B; 图 3(c) 中激波已经运动到离开点 B 一段距离了, 而在数值解中激波仍处于点 B. 可见实际激波位置与离散化的数值解中的激波位置有一个误差. 其中从图 3(a) 到图 3(b) 的过程中误差有一个突然减小的过程, 从图 3(b) 到图 3(c) 的过程中误差是逐渐增大的. 误差呈周而复始地变化 (见图 5). 如果图 3(b) 是激波已经经过了点 B 且离点 B 最近的时间步, 本文认为此时间步就是激波处于 B 点的时间步, 且这个时间步的数值解应该具有以下两个性质: 激波的跃变是在激波处于 B 点的若干时间步中最大的; 此时间步是数值解中激波第一次到达 B 点的时间步. 所以严格说来, 如果激波在物理量的相对变化曲线中表现为一个峰形结构, 并且符合以下两个假设:

- (1) 激波是严格的理想间断面.
- (2) 得到的数值解是微分方程弱解在时间和空间维上的抽样, 或曰离散化.

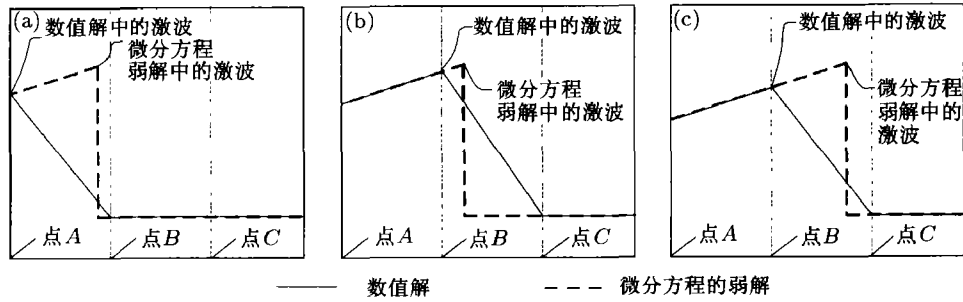


图 3 激波在网格点中传播的示意图 (抽取激波经过点 B 时的 3 个非连续时间步)

Fig.3 The continual three time levels in numerical solution

数值解中激波定位误差最小的时间步, 应具有以下两个性质:

- (1) 此时间步是数值解中激波处于此格点的若干时间步中跃变最大的时间步.
- (2) 此时间步是数值解中激波处于此格点的若干时间步中的第一个.

根据这两个性质, 本文采用了两种时间定位的方法: 第一种是寻找激波停留在某格点的若干时间步中相对变化最大的时间步; 第二种是以激波第一次到达某格点的时间步为激波处于此格点的时间步. 很明显如果以上的两个假设成立, 那么这两种定位方法也是等价的, 得到的结果应当是相同的.

4 与跃变关系的符合程度

在确定激波的位置后, 以激波处的参数为激波下游的参数, 使用文献 [15] 提出的以时间维代替空间维的方法来确定激波上游参数. 这里为了尽量减小磁场在激波下游的剧烈变化导致的激波法向确定时带来的误差, 在分析靠近电流片附近的数据时, 我们就认为径向是法向.

对于平面 MHD 激波, 激波的跃变关系有

$$\{\rho\} \neq 0, \quad \rho v_n \neq 0, \quad (1)$$

$$\rho_1 v_{n1} = \rho_2 v_{n2} \neq 0, \quad \text{即 } \{J_m\} = 0 \text{ 且 } J_m \neq 0, \quad (2)$$

$$\{B_n\} = 0, \quad (3)$$

$$J_m \{v_t\} = \frac{B_n}{\mu_0} \{B_t\}, \quad (4)$$

$$\{p\} + J_m^2 \left\{ \frac{1}{\rho} \right\} + \frac{1}{2\mu_0} \{B_t^2\} = 0, \quad (5)$$

$$B_n \{v_t\} = J_m \left\{ \frac{B_t}{\rho} \right\}, \quad (6)$$

$$J_m \left\{ e + \frac{p}{\rho} + \frac{J_m^2}{2\rho} + \frac{v_t^2}{2} + \frac{B_t^2}{\mu_0 \rho} \right\} = \frac{B_n}{\mu_0} \{B_t \cdot v_t\}. \quad (7)$$

其中式 (1) 由流体的连续性方程得来; 式 (2) 由磁场边界条件导出; 式 (3), (4) 是由动量方程导出; 式 (5) 是理想导电流体近似所需满足的关系; 式 (6) 是由能量方程导出; 式 (7)

结合式 (3), (4), (5), (1) 导出 Rankine-Hugoniot 关系:

$$\delta = (\epsilon_2 - \epsilon_1) + \frac{1}{2}(p_2 + p_1)\left(\frac{1}{\rho_2} - \frac{1}{\rho_1}\right) + \frac{1}{4\mu_0}\left(\frac{1}{\rho_2} - \frac{1}{\rho_1}\right)(B_{t2} - B_{t1})^2 = 0, \quad (7)$$

其中, $e = p/(\gamma - 1)$ 代表内能, 式 (7) 包括了动量守恒和能量守恒, 所以考察得到数据对这个式子的符合程度即可. 为了方便比较, 使用无量纲的相对量

$$\Delta = \frac{\delta}{(E_1 - E_2)/2}. \quad (8)$$

其中, E_1 和 E_2 分别代表激波前和激波后的能量密度, 很明显 Δ 和 0 的接近程度, 可作为所计算得到的模拟激波与 Rankine-Hugoniot 关系的符合程度的判据.

为避免激波下游磁场扰动的影响^[1], 本文主要分析文献 [20] 中使用的先热压再动量的扰动, 在各个径向距离上纬度为南向 0.75° 处的数据, 得到如图 4 的 Δ 随激波传播距离变化图. 在 $50 R_s$ 之前, 整个激波结构比较复杂, 而且涉及激波形成的问题, 比较难于分析, 这需要进一步工作. 而在 $50 R_s$ 以后 Δ 逐渐减小, 并且在 $150 R_s$ 以后 Δ 在 10^{-3} 量级以内了, 很明显这时已经捕捉到了十分精确的激波上下游参数 (见图 4, 图 5), 说明本文所使用的有限差分数值方法能够精确地模拟激波.

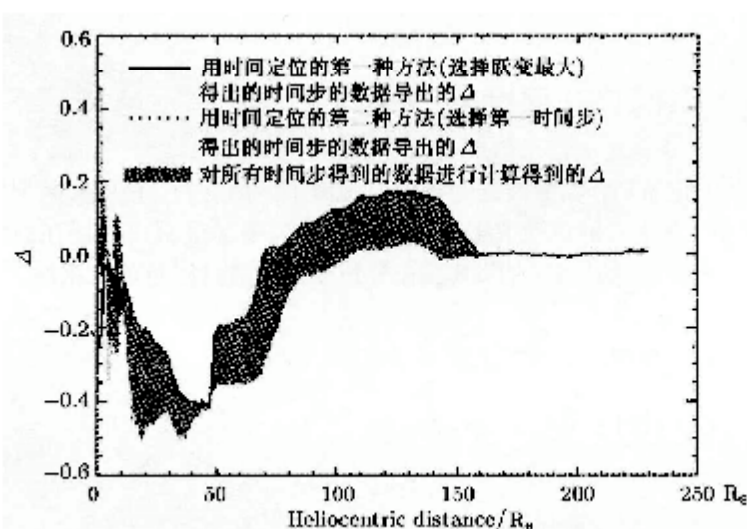


图 4 在激波传播过程中随 Δ 激波传播距离变化示意图

Fig.4 The parameter Δ variations versus Heliocentric distance of the shock

可以看出 Δ 的变化大致分为三个阶段: $50 \sim 100 R_s$, Δ 在较大的范围内抖动, 并且绝对值总体上有一个下降的过程; $100 \sim 150 R_s$, Δ 仍然在一个较大的范围内抖动, 但是抖动的中心在 0 附近; $150 R_s$ 以后 Δ 和 0 的接近程度在 10^{-3} 以内, 剧烈抖动消除.

我们认为, 在 $150 R_s$ 之前 Δ 在一个较大的范围内抖动, 这种误差产生的主要原因是在此区域密度取值的误差较大, 在激波结构中, 从激波上游到前向快激波和前向快激波到前向慢激波之间的密度跃变都比较大, 在激波间距很小, 差分网格不能很好分辨的情况

下, 这两个跃变面就合二为一, 前向快激波的密度取值处在从激波上游到慢激波处的密度剧烈变化的整个跃变面上. 这时的快激波的密度取值误差就比较大, 而且这个误差应该是无规的, 所以表现为一种抖动. 而随着激波的传播, 密度相对变化曲线中跃变面前沿不断展宽, 同时速度和压强跃变面也在持续地相对密度跃变面前移, 终于在 $150 R_s$ 以后密度相对变化曲线中跃变面前沿出现了新的极点, 这个极点就是前向快激波在密度曲线中的表现. $150 R_s$ 后密度曲线中出现的这个极点与压强和速度曲线中跃变面的后缘的极点是重合的, 这个极点的出现就可能标志着我们使用的数值网格在此可以很好地分辨激波对结构, 密度的取值也较为精确了. 这应该是造成在激波传播到 $150 R_s$ 后剧烈的抖动不再明显的原因 (见图 4). 并且在 $150 R_s$ 以后数据的抖动 (见图 5) 和前面的抖动不在一个数量级, 原因也不同. $150 R_s$ 以后数据的抖动才主要是由于激波不在网格点上造成的. 所以综上所述, $150 R_s$ 以前 Δ 剧烈抖动的是由于激波间间距过小不能为差分网格分辨, 密度取值的存在较大误差而导致的; $150 R_s$ 以后激波间距增大, 可以被差分网格分辨, 误差就很小了.

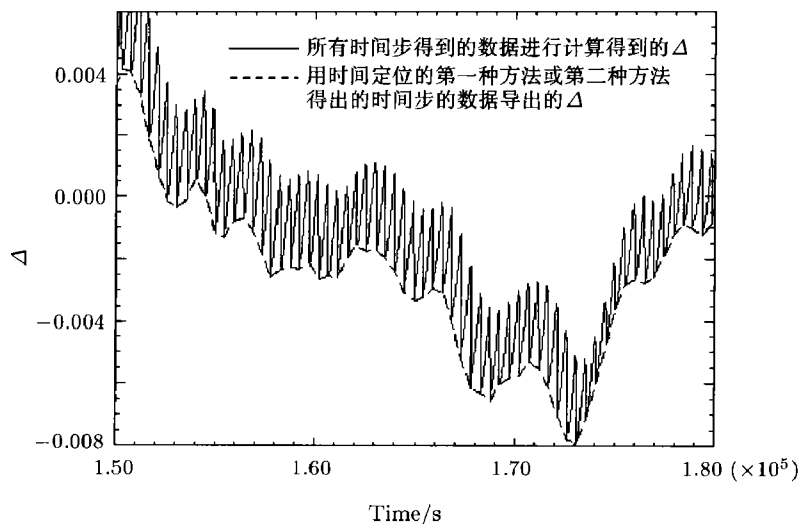


图 5 在 $150\,000\text{--}180\,000\text{ s}$ 激波大概运动到 $160\text{--}220 R_s$ 时, Δ 在激波传播过程中随激波传播距离变化示意图

Fig.5 The parameter Δ variations versus Heliocentric distance of shock, when it is $150\,000\text{ s}$ to $180\,000\text{ s}$ after the perturbation and the shock has propagated to $160 R_s$ or further

另外, 产生该误差还有可能是由于激波法向对径向的偏离. 本文选择径向 $\hat{r}$ 为激波法向, 如图 6 所示, 通过 (2) 式求解出来的 B_n 方向单位矢量 $B_n/|B_n|$ 在 $\hat{r}$ 上的投影在 Δ 较大的区域基本不变, 且为 1. 可以认为本文以径向为激波法线方向是可靠的, Δ 的误差应该不是由于激波法向对径向的偏离造成的.

在激波传播到 $150 R_s$ 之前, Δ 数据偏离零值较大, 且抖动亦大, 其原因特别是对零值偏离的原因究竟是数学模型的问题还是数值方法的问题还需要进一步研究. 但是它表现出的一些特性还是可以给我们一些启示的. 如果不考虑 $50 R_s$ 以前的区域, Δ 和多方指数 γ 在 $50\text{--}100 R_s$ 有一个大致相同的变化过程, 在这段区域 Δ 与零的偏差总体上有一个

缩小的变化过程, 并且到 $100 R_s$ 以后它就基本上在 0 附近抖动了; 我们所选用的多方指数 γ 在 $1-100 R_s$ 呈线性增长, 从近日区开始的 1.05 一直增大, 在 $100 R_s$ 时达到 1.46, 然后保持不变 (见图 7). 图 7 中, γ 的径向分布是轴对称的, 图中给出的 γ 是随日心距的变化图. 这说明虽然多方指数 γ 可能对 Δ 的抖动不起什么作用. 也就是说, 对激波对中各激波之间的间距的变化不起什么作用, 但是 γ 有可能通过某种机制决定着 Δ 的大小, 即可能对激波本身的形成和传播起着重要的作用. 因为 Δ 和零的复合程度就是我们判断一个间断面是不是激波的依据, 而本文所使用的数学模型对多方指数的处理却不太合乎物理机制. 本文使用的多方指数 γ 的形式主要是为了求得一个与观测较符合的太阳风解, 在求解时变问题的时候, 这种方法可能会带来问题. 还有我们可以看到, 在 $100-150 R_s$ 之间, 用时间定位的第一种方法得到的 Δ 在 10^{-2} 以内, 这说明这种方法得到的数据的精度是很高的, 也就是说可以有效地避免密度取值的误差. 虽然这种方法的提出不是为了消除密度取值的误差, 但是在这里也有效地消除了密度取值误差带来的抖动, 缩小了这种误差. 所以本文认为时间定位的第一种方法较为有效, 后面对纯的热压扰动的分析就是使用这种方法.

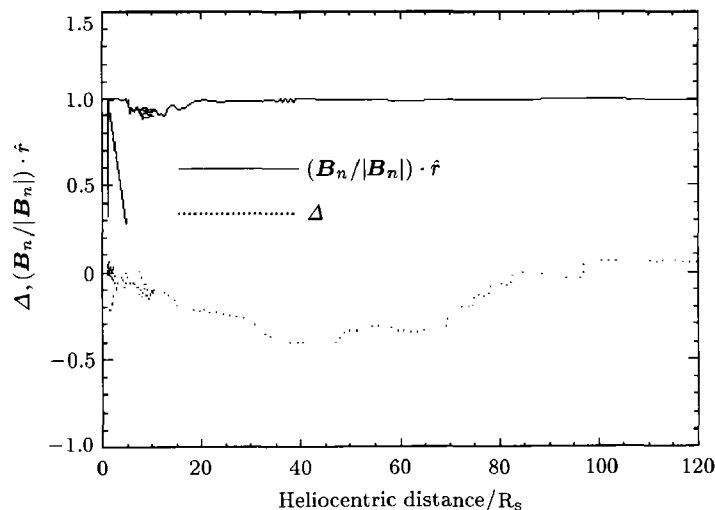


图 6 Δ 和 B_n 方向的单位矢量在径向上的投影, 在激波传播过程中随激波传播距离变化示意图

Fig.6 The parameter Δ and $(B_n/|B_n|) \cdot \hat{r}$ variations versus Heliocentric distance of the shock

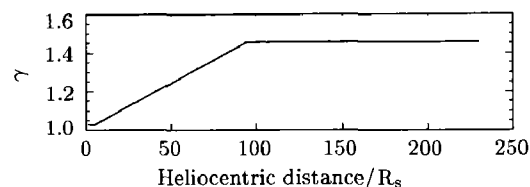


图 7 γ 径向分布图

Fig.7 The radial distribution of γ , the distribution is axsymmetrical

在激波传播到 $150 R_s$ 以后, Δ 在 10^{-3} 量级以内, 而且用时间定位的第一和第二种方法得到的结果是完全一致的 (见图 5), 定位到的都是误差最小的一系列点, 说明我们前面在讨论时间定位时给出的那两个假设在这里是成立的, 从一个方面说明了有限差分法模拟激波的有效性. 我们猜想时间定位的这两种方法的结果是否一致可以作为捕捉到的结构是不是理想间断面的一个判据.

为了分析扰动源的影响, 我们还分析了使用另一种扰动, 文献 [21] 中纯的热压扰动. 其结果也呈现出了上面分析的主要特征, 这说明这里讨论的数值模型模拟出的行星际空间激波的主要特征是具有普遍意义的, 不是对某种扰动的特定响应. 在 $160 R_s$ 以后和前述的先热压再动量的扰动得到的 Δ 差别不大. 总的来说, 在 $160 R_s$ 之前先热压再动量的扰动得到的 Δ 与零值要更为接近一些. 其主要原因本文怀疑可能是作为激波驱动源的先热压再动量的扰动比纯的热压扰动更接近物理事实中的扰动. 关于激波的驱动源的问题涉及激波形成的问题也需要做进一步的分析.

5 讨论

到这里可以看出, 本文讨论的使用 FCT 方法的 Lax-Wendroff 两步格式的数值方法可以很好地描述激波, 数值耗散小, 激波的跃变面总是在几个网格内完成, 而且更重要的是该数值模型可以很好地满足守恒性的要求 (见图 4, 5), 得到的模拟激波与 Rankine-Hugoniot 关系的符合程度很高.

从以上分析可以看出有限差分数值方法用来模拟激波的传播得到数值解是精确的, 这一点在文献 [16], [19]—[21] 中都得到了很好的体现. 这些论文都说明了使用有限差分法的数值实验是可以有效地分析激波的传播和演化特性的. 但是对于激波的形成过程的分析, 首先在形成阶段激波对结构中各激波连接得很紧密, 差分网格难于分辨, 需要改进网格, 其次我们对多方指数 γ 的处理也需要做进一步的修正. 本文的结果表明, 通过检验模拟结果与 Rankine-Hugoniot 关系的符合程度的定量检验, 可以分析数学模型和数值方法的适用性. 如有好的数学模型和数值方法应可进一步分析激波的形成和演化过程.

参 考 文 献

- [1] Tu Chuanyi. Solar-Terrestrial Physics. Beijing: Science Press, 1988. in Chinese (涂传诒. 日地空间物理学, 北京: 科学出版社, 1988)
- [2] Wu Ziniu. Basis of Computational Fluid Dynamics. Beijing: Science Press, 2001. in Chinese (吴子牛. 计算流体力学基本原理, 北京: 科学出版社, 2001)
- [3] Feng Xueshang, Wei Fengsi. New solution method of shock dynamics in Fluid Mechanics and Interplanetary Physics. *J. Jishou Univ. (Nat. Sci. Ed.)*, 1999, **20**(3):1—8. in Chinese (冯学尚, 魏奉思. 流体力学与行星际物理学中激波动力学问题求解新论. 吉首大学学报 (自然科学版), 1999, **20**(3):1—8)
- [4] Gosling J T, McComas D J, Phillips S L, Bame S L. Geomagnetic activity associated with earth passage of interplanetary shock disturbances and coronal mass ejections. *J. Geophys. Res.*, 1991, **96**(A5):7 831—7 839
- [5] Hu Youqiu. Evolution of interplanetary flow velocity enhancement disturbance. *Chin. J. Geophys.*, 2003, **46**(3):289—294. in Chinese (胡有秋. 行星际速度增幅扰动的演化. 地球物理学报, **46**(3):289—294)

- [6] Hu Youqiu, Jia Xianzhe. Interplanetary shock interaction with the heliospheric current sheet and its associated structures. *J. Geophys. Res.*, 2001, **106**(A12):29 299—29 304
- [7] Jia Xianzhe, Yang Yulin, Liu Shaoliang, Hu Youqiu. Interplanetary current sheet and east-west asymmetry of shock properties. *Chin. J. Geophys.*, 2001, **44**(5):581—588. in Chinese (贾先哲, 杨玉林, 刘绍亮, 胡友秋. 行星际电流片与激波特性的东西不对称性. 地球物理学报, 2001, **44**(5):581—588)
- [8] Li Yaoting *et al.* Review and prospect of MHD intermediate shock. *Adv. Mech.*, 1996, **26**(1):78—86. in Chinese (李绕亭等. 关于中间激波的回顾与展望. 力学进展, 1996, **26**(1):78—86)
- [9] Liu Hangyu, Wei Fengsi, Zhang Jianhong. Propagation of shock wave in the magnetic helmet current sheet region: (I) Interaction between shock wave and a magnetic helmet. *Acta Geophys. Sinica*, 1995, **38**(4):413—419. in Chinese (刘航宇, 魏奉思, 张剑虹. 激波在磁盔-电流片位场中的传播: (I) 激波与磁盔间的相互作用. 地球物理学报, 1995, **38**(4):413—419)
- [10] Liu Shaoliang, Tang Deshuang, Liu Siqing. Energy transform of MHD shock. *Acta Geophys. Sinica*, 1996, **39**(4):433—440 (刘绍亮, 汤德双, 刘四清. MHD 激波能量转换. 地球物理学报, 1996, **39**(4):433—440)
- [11] Song Liting, Xiao Chijie. Alfvén solitary waves and intermediate shock in solar wind. *Sci. China, Ser. A*, 1999, **6**:561—569. in Chinese (宋礼庭, 肖池阶. 太阳风中的 Alfvén 孤波和中间激波. 中国科学 A 辑, 1999, **6**:561—569)
- [12] Steinolfson R S, Hundhausen A J. Waves in low- β plasmas: Slow shocks. *J. Geophys. Res.*, 1989, **94**:1 222—1 234
- [13] Yang Yulin, Liu Shaoliang, Hu Youqiu, Liu Wei. Numerical study on propagation properties of interplanetary shocks. *Chin. J. Geophys.*, 2000, **43**(4):435—442. in Chinese (杨玉林, 刘绍亮, 胡友秋, 刘伟. 行星际激波特性的数值研究. 地球物理学报, 2000, **43**(4):435—442)
- [14] Yu Jianjiu, Wei Fengsi. The shock propagation in open and close magnetic fields structures. *Sci. China, Ser. A*, 1999, **29**: 69—72. in Chinese (吕建永, 魏奉思. 开闭磁场位形中慢激波的传播. 中国科学 A 辑, 1999, **29**: 69—72)
- [15] Xiang Changqing. A new approach to determine local parameters of interplanetary simulated MHD shock. *Chin. J. Space Sci.*, 2002, **22**(1):6—12. in Chinese (向长青. 一种确定模拟的行星际 MHD 激波局地参数的新方法. 空间科学学报, 2002, **22**(1):6—12)
- [16] Xiang Changqing. The forming and evolution process of the shock in CME event. *Sci. China, Ser. A*, 2000, **12**:57—60. in Chinese (向长青. 日冕物质抛射事件中激波的形成演化过程. 中国科学 A 辑, 2000, **12**:57—60)
- [17] Zhang Gongliang. The formation and evolution of asymmetrical high density cloud and non-linear wave in a coronal mass ejection event. *Chin. J. Space Sci.*, 1995, **15**(3):169—178. in Chinese (章公亮. 日冕物质抛射中非对称高密度云和非线性波的形成和演化. 空间科学学报, 1995, **15**(3):169—178)
- [18] Feng Xueshang, Wei Fengsi. An operable solution approach to interplanetary hydrodynamic shock waves. *Solar Phys.*, 1999, **184**:385—402
- [19] Zhang Beichen, Wang Jingfang. The simulation of the coronal mass ejection-shock system in the inner corona. *J. Geophys. Res.*, 2000, **105**:12 593—12 599
- [20] Xiang Changqing. Numerical Studies on Propagation of the CME/Shock System in Solar-Terrestrial Space. Thesis for Doctor's Degree, Wuhan University, 2001. in Chinese (向长青. 日冕物质抛射/激波系统在日地空间传播的数值研究. 武汉大学博士学位论文, 2001)
- [21] Zhang Beichen. The formation of loop-like CME and its progress in the inner solar space. Thesis for Doctor's Degree, Wuhan University, 1997. in Chinese (张北辰. 类环状 CMEs 的形成及其在近日空间的演化. 武汉大学博士学位论文, 1997)

ANALYZING OF THE INTERPLANETARY SIMULATION MHD SHOCK WITH THE SHOCK JUMP CONDITION

QIAN Xin WANG Jingfang DENG Xiaohua LI Ding XUE Jintao

(Department of Electronic Engineering, Wuhan University, Wuhan 430079)

Abstract

The agreement between Rankine-Hugoniot equations and the simulation of interplanetary MHD shock that can arrive 1 AU or further is investigated. A method to locate the position of the forward fast shock in the shock pair structure is proposed in this paper. The method is composed of two main steps. First, by analyzing topology of the simulated MHD shock and its evolution during its propagating forward, it is identified that the discontinuity structure in the computational domain is in fact shock pair structure. According to this judgment, a method to locate the shock in the computation domain is developed. The second step is to select the proper time levels where the space between the shock and the grids is minimal, so as to minimize the errors that the shock is not exactly on the grids. By using this method to locate the shock and the method that was proposed in Reference [14] to determine the local parameters of the shock, it is found that the forward fast shock in the shock pair structure matches the Rankine-Hugoniot relations perfectly with the relative difference limited in the scale, when the shock propagates to or farther, and that the discrepancy between them is limited in the scale when the shock propagates to or farther. This result confirms that the finite-difference numerical solutions can describe the shock accurately. And as to clear out the cause of the discrepancy, the relationship between the discrepancy and the evolution of the shock structure as well as the relationship between the discrepancy and the polytropic index is discussed.

Key words MHD simulation, Interplanetary simulated MHD shock, Shock jump condition