第16卷 第4期
1996 年 10 月

空 间 科 学 学 报
CHINESE JOURNAL OF SPACE SCIENCE

Vol.16, No.4
Oct., 1996

行星际激波的多方指数*

刘绍亮　汤德双

（中国科学技术大学地球和空间科学系，合肥　230026）

刘 四 清

（中国科学院空间科学与应用研究中心日球物理数值开放实验室）

摘　　要

从 Helios 等 6 个飞船 1972 年至 1987 年的太阳风观测资料找出 986 个行星际快激波．利用 MHD Rankine－Hugoniot 方程组分析了激波上下游参数关系，确定出每一个激波的最佳多方指数．结果指出，多方指数有一分布，其最可几值约在 1.70—1.75 之间．

关键词　磁流体力学，行星际激波

一、引　　言

在研究行星际激波时，能量方程中的多方指数 γ 通常取为 5 /3，但许多观测指出 γ 与 5 /3 常有系统性偏离．Chao 等[1] 由观测的地球弓形激波与磁层顶间的距离得出 γ 小于 5 /3. Fairfield[2], Zhuang 等[3] 根据磁鞘厚度推出对地球弓形激波最佳 γ 值应为 2. Tatrallyay 等[4] 研究了金星弓形激波上、下游磁场跳变，得到最佳 $\gamma=1.85$. 并指出在高 β，准垂直激波情况下气体动力学模式和 MHD 模式相近；而低 β 准平行情况下两种模式有较大偏离，准平行时 $\gamma=1.70$. Winterhalter 等[5] 研究了 ISEE 1 共计 204 次穿越弓形激波的记录，指出 γ 值有一个分布，其最可几值在 1.60 — 1.70 之间．近年 Farris 等[6] 利用 ISEE 1, 2 飞船的观测资料研究了高 β 激波．由三次对弓形激波的穿越得到 γ 值分别为 1.65, 1.70 和 1.67. 由于行星际介质和激波过程的复杂性，要从理论上确定 γ 的合理取值尚有相当困难，而从观测上推测 γ 的取值既有一定实用价值，也有助于进一步了解行星际激波可能伴随的物理过程．本文拟将这方面的研究推广至更大的时空范围．考虑到我们占有的观测资料时间分辨率较低（小时平均值），故拟采用 Winterhalter 等[5] 研究 γ 值分布的方法，给出不同条件下统计意义的 γ 最佳取值．

二、资料和激波的挑选

太阳风观测资料取自：Helios A 1975 年至 1980 年，Helios B 1976 年至 1980 年，

* 国家自然科学基金资助的课题．

本文于 1995 年 8 月 10 日收到．

它们探测的空间范围为 0.29 — 0.98AU；IMP 1972 年至 1987 年，基本在 1AU 附近飞行；Voyager 1 1977 年至 1980 年，从 1AU 飞至 9.74AU；Voyager 2 1977 年至 1987 年，从 1AU 飞至 24.76AU；Pioneer 11 1973 年至 1980 年，从 1AU 飞至 10.08AU，总计 50 年的资料.

激波挑选采用如下原则：流速间断大于 10 km /s，密度比大于 1.2，温度、磁场、熵均增加，并选取相邻小时之间的间断[7]. 根据这些原则从上述太阳风资料中共选出 986 个快激波（包括前向和后向激波）.

三、计算方法和结果

利用 Rankine－Hugoniot 方程组研究激波上下游参数关系首先要确定激波法线方向. 由观测得到的激波上下游磁场矢量 $\boldsymbol{B}_1$、$\boldsymbol{B}_2$ 利用磁场共面性原理，可由下式求出激波法线方向[5]，式中 $\boldsymbol{n}$ 为激波法向单位矢量. 一旦确定了激波法线方向，即可求得上游激波角 θ_1，再由观测值算得上游等离子体 β 值和上下游密度比 η

$$\boldsymbol{n}=\pm(\boldsymbol{B}_2-\boldsymbol{B}_1)\times(\boldsymbol{B}_2\times\boldsymbol{B}_1)\ /\ |(\boldsymbol{B}_2-\boldsymbol{B}_1)\times(\boldsymbol{B}_2\times\boldsymbol{B}_1)|. \tag{1}$$

即可由下式求出 h_2（$h_2=\tan\theta_2$）[8]：

$$ah_2^2+bh_2^2+ch_2+d=0. \tag{2}$$

式中系数为 $a=\cos^2\theta_1$；$b=\{\gamma(1-\eta)-1\}\ h_1\cos^2\theta_1$；

$$c=-\gamma\beta_1(1-\eta)+\{\gamma(2-2\eta-h_1^2)+(\gamma-1)(\eta^2+\eta^2h_1^2-1)\}\cos^2\theta_1;$$

$$d=\gamma\beta_1\eta(1-\eta)h_1+\{\gamma(\eta h_1^2+2\eta-2)-(\gamma-1)(\eta^2+\eta^2h_1^2-1)\}\ h_1\cos^2\theta_1.$$

求出 h_2 后可由下式得到上下游热压比

$$\frac{P_2}{P_1}=\eta+\frac{\gamma-1}{\gamma\beta_1}\ \frac{(h_1-h_2)}{(\eta h_1-h_2)}\left\{\eta^2-\frac{1+h_2^2}{1+h_1^2}\right\}. \tag{3}$$

计算时我们将 (2) 式和 (3) 式中的 γ 作为可变参数，令 γ 从 1.1 变到 4.0，间隔取 0.01. 对

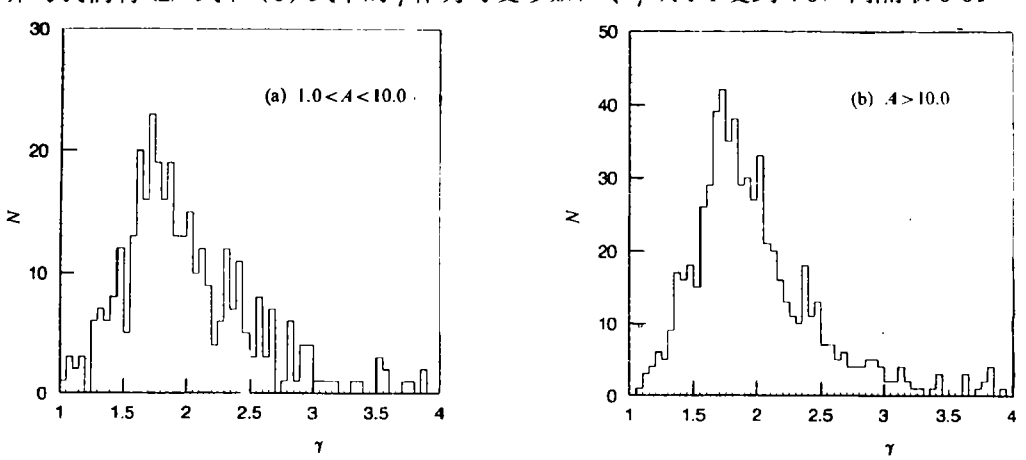


图 1　不同激波 Alfven 数 A，γ 值的分布

Fig.1　Distribution of the polytropic index γ for different shock Alfven number A

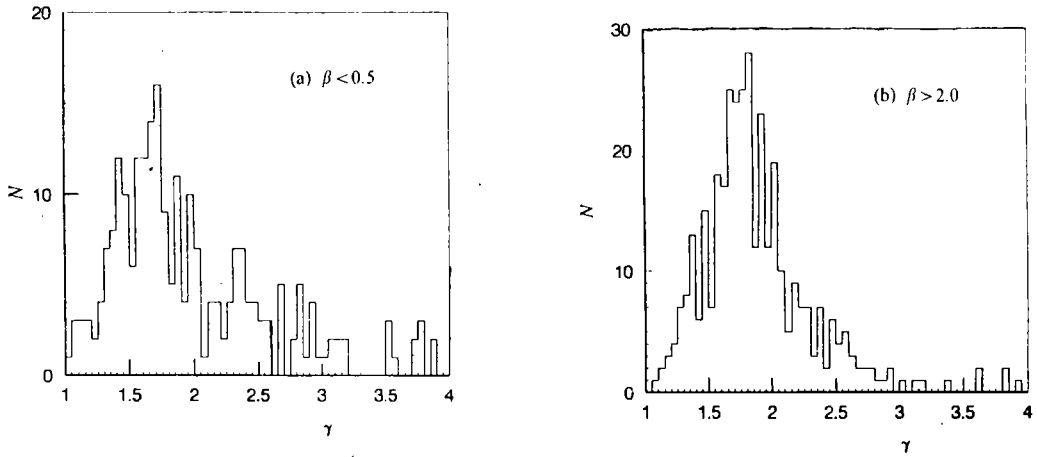


图 2 不同等离子体 β 值，γ 值的分布

Fig.2 Distribution of the polytropic index γ for different β

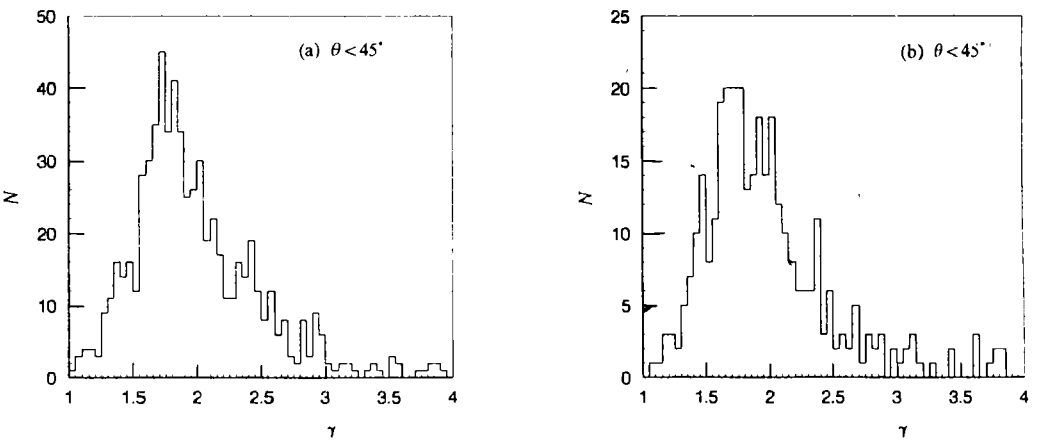


图 3 不同激波角 θ_1、γ 值的分布

Fig 3 Distribution of the polytropic index γ for different shock angles θ_1

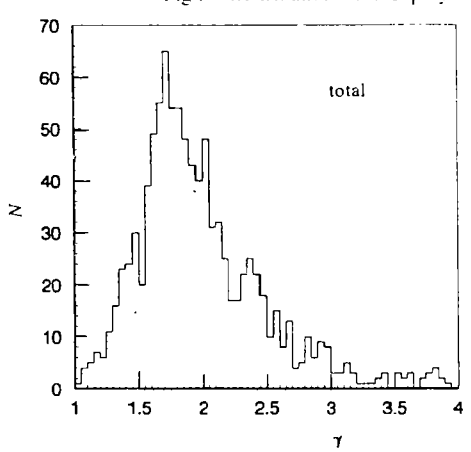


图 4 全部激波 γ 值的分布

Fig.4 Distribution of the polytropic index γ for total shocks

应每一个 γ 值算出如下偏差值:

$$E_{\gamma\gamma}=\left|1-\frac{(P_2/P_1)_c}{(P_2/P_1)_o}\right|. \tag{4}$$

式中 $(P_2/P_1)_c$ 是由 (3) 式计算的压强比，$(P_2/P_1)_o$ 是观测值. 在所有 $E_{\gamma\gamma}$ 中取最小的一个 $E_{\gamma\gamma}$ 所对应的 γ 作为最佳 γ 值. 由此每一个激波都可求得一个最佳 γ 值. 计算结果用直方图示于图 1—4，图中横坐标均为多方指数 γ，纵坐标为相应 γ 值对应的激波个数 N.

由图可见，各图均有一最大值出现，它们分别是: 图 1，$A<10$ 和 $A>10$ 都在

1.70 — 1.75；图 2，$\beta<0.5$ 在 1.70 — 1.75，$\beta>2.0$ 在 1.80 — 1.85；图 3，$\theta<45°$ 在 1.70 — 1.75，$\theta>45°$ 在 1.60 — 1.80．图 4 是所有激波 γ 取值的分布，其最大值出现在 1.70 — 1.75．

四、讨　论

由上述图中可以看出，除 $\beta>2.0$ 和 $\theta>45°$ 外，γ 的最可几值均在 1.70 — 1.75 之间．作为统计结果虽不能准确给出 γ 的取值，但行星际激波过程中 γ 的最可几值大于绝热指数 5 /3 应是可信的．此外，还可看出，除 β 值外，激波 Alfven 数和激波角对 γ 分布的影响都不明显．

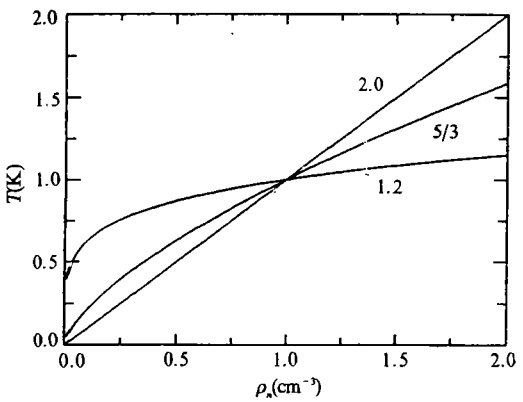


图 5　数密度 ρ_n –温度 T 间的多方曲线（γ=1.2, 5 /3, 2.0)

Fig.5　Polytropic curve between number density ρ_n and temperature T (γ=1.2, 5 /3, 2.0)

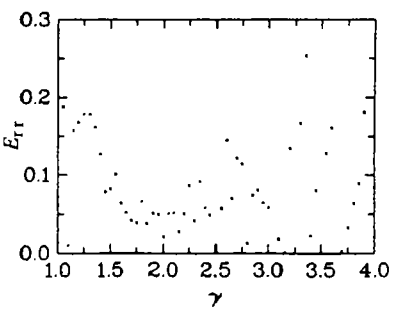


图 6　不同 γ 值平均误差的分布

Fig.6　Distribution of mean error for different polytropic index γ

为了说明 γ 取值的意义，图 5 示出三条数密度 –温度多方曲线．对 γ=5 /3 的绝热过程，密度增加引起的温度增高完全是因为压缩做功引起，与外界无热能交换；对 $\gamma<5$ /3，如图 γ=1.2 时，对于相等的压缩，温度增加比绝热压缩时小，说明有热能流出；对 $\gamma>5$ /3，如图 γ=2.0 时，压缩后温度增加高于绝热过程，说明外界向介质提供热能．上述结果说明，行星际激波过程中可能有其它形式能量转化为热能．也有的作者从介质自由度数加以解释[6]，认为在无碰撞等离子体中，由于磁场的存在，使带电粒子自由度小于 3，致使 $\gamma>5$ /3．在实际行星际激波过程中到底是哪种因素起作用，或哪种因素是主要的还需作进一步研究．

最后我们从误差的角度分析一下造成 γ 值有一个分布的原因．图 6 给出图 4 直方图各间隔平均误差（各间隔所有 $E_{\gamma\gamma}$ 的平均）分布图，可见在 1.70 — 2.0 间有一极小．因而可以认为 γ 值在 1.70 — 2.0 间取值的可信度较高，小于或大于这一区间的取值可能是观测误差造成的．

致谢 本文所用飞船资料均取自 Goddard 空间飞行中心的国家空间资料中心.

参 考 文 献

[1] Chao, J. K. and M. J. Wiskerchen, *J. Geophys. Res.*, Vol.**79**, p.4769, 1974.

[2] Fairfield, D. H., *J. Geophys. Res.*, Vol.**76**, p.6700, 1971.

[3] Zhuang, H. C. and C. T. Russell, *J. Geophys. Res.*, Vol.**86**, p.2191, 1981.

[4] Tatrallyay, M., C. T. Russell, J. G. Luhmann, A. Barnes and J. D. Mihalov, *J. Geophys. Res.*, Vol.**89**, p.7381, 1984.

[5] Winterhalter, D., M. G. Kivelson, R. J. Walker and C. T. Russell, *J. Geophys. Res.*, Vol.**90**, p.3925, 1985.

[6] Farris, M. H., C. T. Russell, M. F. Thomsen and J. T. Gosling, *j. Geophys. Res.*, Vol.**97**, p.19121, 1992.

[7] Whang, Y. C., S. L. Liu and L. F. Burlaga, *J. Geophys. Res.*, Vol.**95**, p.18769, 1990.

[8] 刘绍亮和王治详, 空间科学学报, 第**14**卷, 第312页, 1994.

POLYTROPIC INDICES IN INTERPLANETARY SHOCK

Liu Shao-liang Tang De-shuang

(*Department of Earth and Space Science, University of Science and Technology of China, Hefei* 230026)

Liu Si-qing

(*Lab. of Numerical Study for Heliospheric Physics, Center for Space Science and Applied Research, Academia Sinica*)

Abstract

From the data observed by Helios et al. during 1972 to 1987, 986 interplanetary fast shocks are picked out and the most appropriate polytropic index for every shock is determined by applying MHD Rankine-Hugoniot relations. The results demonstrate that the values of polytropic index scatter in a certain range, and the most probable value is approximately between 1.70 and 1.75.

Key words Magnetohydrodynamics, Interplanetary shock