太阳风中动力论 Alfven 波湍流谱 (b) 二次激发*

宋 礼 庭
(北京大学地球物理系, 100781)
魏 奉 思
(中国科学院空间科学与应用研究中心, 中国科学院日球物理数值开放研究实验室)

摘 要

根据行星际 Alfven 湍流是由动力论 Alfven 波集合形成的模型理论. 将行星际 Alfven 湍流分为三个区域: 湍流耗散区、二次激发区和湍流惯性区. 并对各区湍流谱的特性分别给出解释. 由动力论 Alfven 波的二次激发和衰减, 解释了太阳风高速流质子温度高于电子的事实.

关键词 行星际 Alfven 脉动, 动力论 Alfven 波, 湍流谱

一、引 言

观测到的行星际 Alfven 脉动是由动力论 Alfven 波集合形成的湍流, 而不是 MHD Alfven 波[1]. 由于动力论 Alfven 波是包含纵向扰动电场的离子声波和 Alfven 波的耦合模, 它可以克服 MHD 理论中的主要困难: (1) 动力论 Alfven 波有朗道衰减, 提供出波能为太阳风高速流加热加速。(2) 动力论 Alfven 波, 单向传播也存在非线性波相互作用, 波能串级可形成类似 Kolmogorov 湍流谱。(3) 太阳风加速到 $U> v_A$ 时产生动力论 Alfven 波的二次激发, 自然而合理地给出 Dobrowolny 等人理论[2, 3] 所需要的指向太阳传播 Alfven 波模 Z^+.

Bavassano 等人[4] 根据 Helios 1 和 2 飞船的观测资料统计出行星际 Alfven 湍流的功率谱, 将它平滑平均表示为幂律公式: $P_k=P_0 f^{-\alpha}$, 这个谱径向演化的主要特性为:

1. 在距离太阳比较大距离上 ($R>0.4$ AU) Alfven 湍流的功率谱斜率不变, 近似为一直线, 谱指数 α 在 1.5 — 1.65 之间。

2. 在距离太阳较小的距离上($R=0.29$ AU) 功率谱的斜率在高频区 ($f>5\times10^{-3}$ Hz)和低频区($f<5\times10^{-3}$ Hz) 明显不同, 谱指数 α 在低频区近似为 1, 在高频区变为 1.6(图 1(a))

3. Alfven 湍流功率谱有一依赖于频率的径向梯度, 它随频率的增加而增加, 而当 $f\geqslant10^{-2}$ Hz, 径向梯度保持不变. 他们由下面公式引进一个耗散长度 λ_B:

* 国家自然科学基金资助项目.
本文于 1995 年 7 月 21 日收到, 修改稿于 1996 年 1 月 2 日收到.

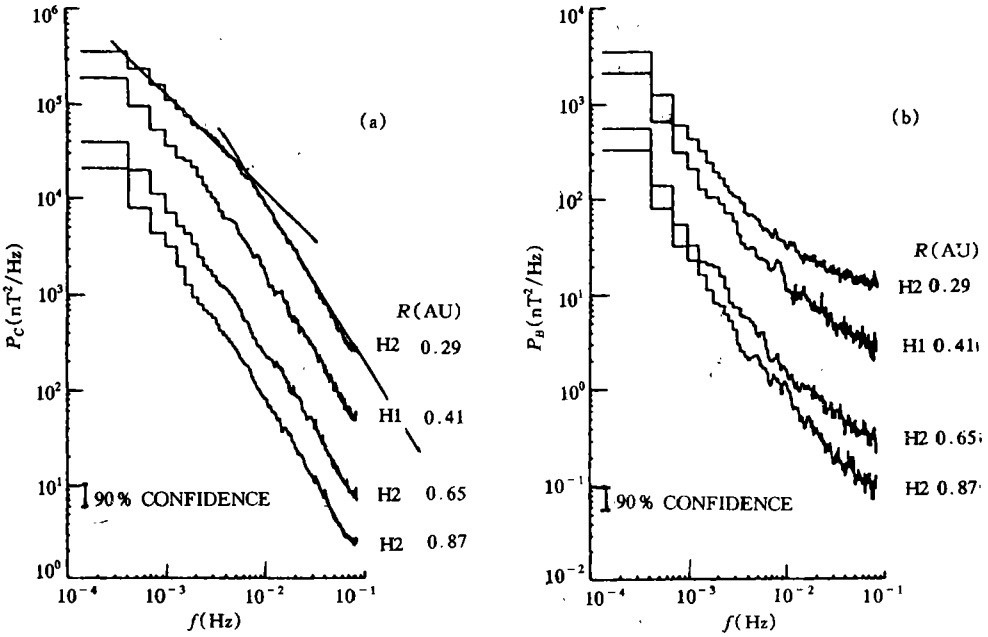


图1　太阳风中 Alfven 湍流的平均谱密度(引自 Bassavano)

Fig.1　Average spectral densities in the solar wind

$$P_k \propto e^{-2(r-r_0)/\lambda_B}. \tag{1}$$

λ_B 随频率增加而减小，而当频率 $f \geqslant 10^{-2}$ Hz，λ_B 变为常数. 正如 Bavassano 指出的，为了说明这个结果，需要有一种机制使 Alfven 湍流随频率增加而增强衰减，但当频率变得较高时 ($f \geqslant 10^{-2}$ Hz) 耗散长度不再变化.

现在尚没有一种理论，在物理上自洽地解释所有这些谱的特性和演化. 以前的理论均是在 MHD 框架内做的. 但是 MHD 框架内 Alfven 波，没有衰减机制，仍然无法解释高频区与低频区，湍流衰减长度为什么不同，也无法说明远离太阳 (>0.4 AU) 和在太阳附近 (=0.29 AU) 谱斜率变化的物理原因.

本文采用动力论 Alfven 波模型，可以给上述观测特性以物理解释，基本思想是动力 Alfven 波的朗道衰减和二次激发以及波能湍流串级过程共同决定了 Alfven 脉动的演化.

二、动力论 Alfven 波二次激发

太阳风经热压强梯度加速，在超过声速临界点以后，电子和质子的分布函数仍假定为 Maxwell 分布，在太阳风宏观速度方向上为

$$f_\beta = \frac{n_0\sqrt{m_\beta}}{\sqrt{2\pi K T_\beta}} \cdot e^{\frac{m_\beta(u_\beta - U)^2}{2KT_\beta}}, \tag{2}$$

式中脚标 $\beta=e$, i 分别代表电子和质子，这时电子和质子的温度是相近的 $T_e\approx T_i$，当太阳风速继续增加，超过 Alfven 点以后，$U>v_A$，Alfven 速度 v_A 在速度空间的位置，落在分布函数的左翼，于是产生动力论 Alfven 波的二次激发.

二次激发的动力论 Alfven 波，双向传播并叠加到原初 Alfven 脉动上，由于波激发源在太阳风中，顺风传播的 Alfven 波速度为 $v_g=U+v_A$，受朗道阻尼，逆风传播的 Alfven 波速为 $v_g=U-v_A$. 文献 [1] 中 (41) 式，应写成

$$\gamma_k=-\sqrt{\frac{m_e}{m_i}\frac{T_c}{T_i}\left(1+\frac{T_e}{T_i}\right)\frac{\pi}{\beta}}\cdot\frac{\mu}{4}k(v_g-U). \tag{3}$$

式中 $\mu=\rho_i^2k_\perp^2\ll 1$，$\rho_i$ 为离子回旋半径，$k_\perp$ 为动力论 Alfven 波的横向波数，将 $v_g=U+v_A$ 代入 (3) 式，

$$\gamma_k=-\sqrt{\frac{m_e}{m_i}\frac{T_e}{T_i}\left(1+\frac{T_e}{T_i}\right)\frac{\pi}{\beta}}\cdot\frac{\mu}{4}kv_A.$$

逆风传播的 Alfven 波 $v_g<U$，由太阳风携带出来，指向太阳方向传播，它没有朗道衰减，给出了湍流惯性区所需要的 Z^+ 模[3]，同时也满足 $|Z^+|/|Z^-|\ll 1$ 的假设[5]. 因此，为了讨论方便我们根据动力论 Alfven 波的起源和衰减特性，将行星际 Alfven 脉动划分三个区域来讨论:

I 区，单向传播的动力论 Alfven 波湍流耗散区. 是由太阳外日冕到 Alfven 点 ($U=v_A$)，假定为 $2R_\odot<R\leqslant 0.2$AU. 它们是由太阳附近激发，向外传播的动力论 Alfven 波集合组成，湍流的谱密度由波的非线性相互作用和动力论 Alfven 波朗道衰减共同决定[1]. II 区，动力论 Alfven 波的二次激发区，假定 0.2AU$<R<$0.4AU. 太阳风超过 Alfven 点以后 ($U>v_A$) 动力论 Alfven 波的二次激发，这个区域很重要，湍流谱的演化也较复杂，当 $U-v_A$ 变得很大时，二次激发终止. III 区，湍流惯性区 $R>$0.4AU. 朗道衰减已停止，湍流谱由波的非线性相互作用决定. 三区划分如图 2 示意.

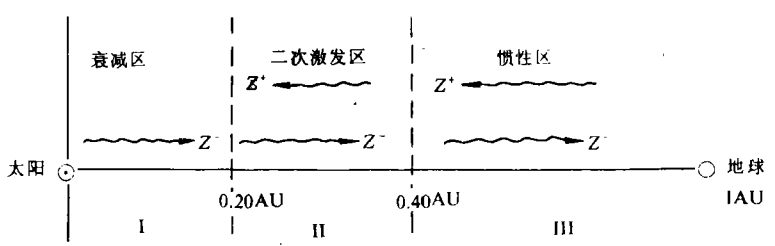


图 2 动力 Alfven 湍流分区示意图

Fig.2 Dividing region of kinetic Alfvenic turbulence

此外特别强调指出，在超过 Alfven 点 ($U>v_A$)，才有二次激发，二次激发逆风传播的一支波 $U-v_A$，在固定坐标系是倒着走的波，它向太阳方向传播，却被太阳风携带

向外走，是一支负能波，因此二次激发不需要额外的自由能．二次激发有助于了解 Bavassano 等给出的湍流谱演化和可压缩谱的斜率变化，同时给出 Z^+ 模的存在．

观测表明太阳风高速流中，质子温度高于电子温度，这是朗道阻尼作用的结果．动力论 Alfven 波的朗道阻尼

$$\gamma_k \propto \sum_\beta \frac{\omega_{p\beta}}{k^2}\left(\frac{\partial f_\beta^{(0)}}{\partial u_z}\right)\Bigg|_{u_z=\omega/k}. \tag{5}$$

$f_\beta^{(0)}$ 为粒子的分布函数其中 $\beta=i, e$ 分别代表质子和电子，当初始 $T_e \approx T_i$ 时，朗道衰减释放给共振粒子的能量为[6]

$$\frac{\mathrm{d}W_e}{\mathrm{d}t} = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(\frac{1}{2}\, n_0 k T_{//}\right) = \frac{1}{2}\,\frac{\omega}{4\pi}\,|E_Z|^2\,\mathrm{Im}\epsilon_{ZZ} \tag{6}$$

其中 ϵ_{ZZ} 为介电张量的 Z 分量[7]，动力论 Alfven 波释放给质子能量和释放给电子能量之比

$$R = \frac{\mathrm{Im}\,(\epsilon_{ZZ})_i}{\mathrm{Im}\,(\epsilon_{ZZ})_e} = \frac{\mathrm{Im}\,[\xi_i Z(\xi_i)]}{\mathrm{Im}\,[\xi_e Z(\xi_e)]} \tag{7}$$

式中 Z 为等离子体色散函数，$\xi_i=\omega/k_Z C_i$，$\xi_e=\omega/k_Z C_e$，$C_e=(2kT_e/m_e)^{1/2}$，$C_i=(2kT_i/m_i)^{1/2}$．接近 Alfven 点，Alfven 速度仍然大大小于电子热速度，$\xi_e \ll 1$，但是 $\xi_i \gg 1$ 已经不成立，根据文献[6](25式)

$$R=\left(\frac{m_i}{m_e}\,\frac{\beta}{\pi}\right)^{1/2}\left(\frac{T_e}{T_i}\right)^{3/2}\cdot\,\mathrm{Im}Z'\left(\frac{1}{\sqrt{\beta}}\right), \tag{8}$$

Z' 为等离子体色散函数的导数，由此式可见当 β 达到一定值时释放给质子的能量大于给电子的能量，可解释质子温度增高．计算 R 随 β 的变化如表 1.

表　1

$T_e/T_i=1$

β	0.10	0.16	0.18	0.20	0.22	0.24	0.26	0.28	0.30	0.32	0.34	0.36	0.38	0.40	0.50	0.60
R	4.3×10^{-3}	0.16	0.34	0.63	0.91	1.40	1.85	2.57	3.19	3.97	4.53	5.54	6.13	7.06	11.68	16.56

$T_e/T_i=5$

β	0.10	0.12	0.14	0.16	0.18	0.20	0.22	0.24	0.26	0.28	0.30	0.35	0.40
R	0.02	0.11	0.40	0.86	1.83	3.29	4.76	6.22	9.71	13.44	16.0	25.54	36.94

假定在日冕初始 $T_e \approx T_i$，β 由 $\beta \ll 1$ 随日心距离增加而增大，由 $10R_\odot$ 到 0.5AU，β 大约由 0.1 变为 0.9.

当 $\beta \leqslant 0.1$ 时，$R \ll 1$，即在日冕内部波能衰减主要释放给电子．因此初始时，电子

温度可能比质子温度高. 但当 $\beta=0.22$, $R\approx1$, 质子得到和电子同样的能量, $\beta>0.24$ 波能量释放给质子就多于电子, 由表 1 可见 $\beta=0.4$ 质子得到能量比电子高出 7 倍多. 如果初始 (在日冕处) 电子温度更高 (如 $T_e/T_i=5$) 这个过程来得更快, 这个结果可以解释远处高速流太阳风质子温度比电子温度高的事实. 但是同时可以预言在太阳附近电子温度应高于质子温度, 这有待于观测检验.

三、湍流谱和衰减长度

实测的 Alfven 湍流功率谱[1]有三条曲线在 III 区, 平滑平均后基本上是一条直线, $\alpha\approx3/2$. 根据动力论 Alfven 波模型[1], 无论单向传播非线性相互作用或 Z^- 和 Z^+ 模非线性相互作用都可以得到 $P_k\propto k^{-3/2}$. 动力论 Alfven 波模型其横向速度扰动与磁场扰动仍满足 Alfven 波特性: $\delta\overline{v}_\perp=-\delta\overline{B}_\perp/\sqrt{4\pi m_i n}$, 这与观测结果一致.

在 I 区, 动力论 Alfven 波的湍流谱由波能串级和朗道衰减两因素决定, 假设 T 为单位时间波能由小波数向大波数 k 串级的特征时间, 而波能的朗道衰减特征时间为 $\tau\sim1/2\gamma_k$. $\gamma_k\propto k$, 而 k 在 3—4 数量级间变化, τ 也在 3—4 数量级间变化. 假定在低频区 (小波数) $\tau\gg T$, 而在高频区 (大波数) $\tau\sim T$, 这假定似乎是合理的, 否则在较大的日心距离上, 就观测不到高频部的 Alfven 脉动了. 因此在低频区可略去朗道衰减的影响, 单向传播波能串级决定的频谱指数应为 $\alpha=3/2$, 在高频区, 因 $\tau\sim T$, 波能串级以同样的速率衰减, 转化成共振粒子的能量, 谱密度的斜率在高频区应变得更陡些, $\alpha>3/2$. 但是在 I 区没有观测数据可比较, 该结果有待观测验证.

在 II 区, 有一条观测的功率谱曲线 ($R=0.29$AU), 低频区 $\alpha\approx1$, 高频区 $\alpha\approx3/2$, 注意到 II 区有动力论 Alfven 波的二次激发, 二次激发的动力论 Alfven 波叠加到原初 Alfven 脉动上, 使全频谱能量都重新得到补充, 高频部分补充的更多因此由 I 区到 II 区谱的斜率全部变扁平些, 低频区 α 由 3/2 变为 1, 而高频由 $\alpha>3/2$ 变为 $\alpha\approx3/2$, 这可以定性解释上述观测结果. 图 1(b) 可压缩谱斜率变扁平, 也可由二次激发得到解释, 因二次激发的波能直接叠加到原湍流谱上, 而高频激发的能量更多, 谱的高频端抬起.

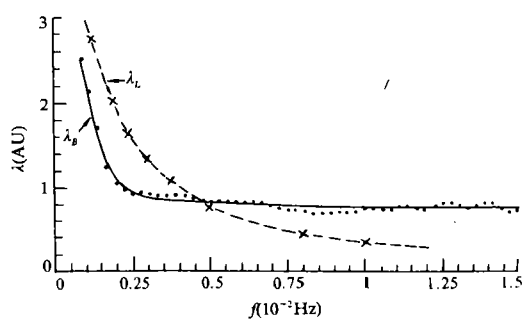


图 3 衰减长度 λ_B 随频率的变化

Fig.3 Dissipation length versus frequency

Bavassano 等人由下式引进衰减长度 λ_B:

$$P(r)=P(r_0)H(r,r_0)e^{-2(r-r_0)/\lambda_B},\qquad(9)$$

式中 $H(r, r_0)$ 是对应 WKB 解的 Alfven 波振幅在 r_0 和 r 之间的演化[8]. 衰减长度 λ_B 为频率的函数, 见图 3.

由图可见 λ_B 随频率的变化全部在低频区, 随频率增加, λ_B 减小. 当 $f>2.5\times10^{-3}$ Hz, λ_B 随之减小曲线变平, 而当 $f\geqslant10^{-2}$Hz, $\lambda_B\approx$ 常数 (0.8AU), 如

Bavassano 等人所指出的我们需要一种随频率增高而增强衰减的机制，但是对高频($f \geqslant 10^{-2}$Hz)，λ_B 又变扁平而趋于常数.

动力论 Alfven 波在太阳风中经受朗道衰减，波能衰减的传输方程:

$$\frac{\partial W_k}{\partial t} + (\nabla \cdot \overline{\boldsymbol{v}_g} W_k) = 2\gamma_k W_k. \tag{10}$$

W_k 为波的能量密度. 假定整个区域略去随时间变化项，即考察波能空间衰减尺度

$$(\nabla \cdot \boldsymbol{v}_g) W_k + \boldsymbol{v}_g \cdot \nabla W_k = 2\gamma_k W_k \tag{11}$$

近似地令 $\nabla \cdot \boldsymbol{v}_g = 0$，(上) 式变为

$$\boldsymbol{v}_g \frac{\mathrm{d}W_k}{\mathrm{d}r} = 2\gamma_k W_k,$$

得到 $W_k(r) = W_k(r_0) \cdot \mathrm{e}^{-2(r-r_0)\gamma_k/(v_A+U)}$，即 $P_i(r) = P_k(r_0) \cdot \mathrm{e}^{-2(r-r_0)/\lambda_L}$.

根据文献[1](28)式

$$\lambda_L = \frac{2(v_A+U)}{\pi \sqrt{\dfrac{m_e}{m_i} \dfrac{T_e}{T_i} \left(1+\dfrac{T_e}{T_i}\right) \dfrac{\pi}{\beta}} \cdot \mu f}, \tag{12}$$

(12) 式给出的衰减长度 λ_L 是完全由朗道衰减确定的，随着频率增加，λ_L 减小. 太阳风中 (12) 式近似为

$$\lambda_L \approx \frac{2(v_A+U)}{\mu f} \tag{13}$$

设距太阳不远，令 $v_A+U \approx 300$ km /s，$\mu = 1.0 \times 10^{-3}$. 由 (13) 式计算 λ_L 的变化如图 3 朗道衰减曲线，若 $\nabla \cdot \boldsymbol{v}_g \neq 0$，(11) 式变为

$$[\nabla \cdot (\boldsymbol{U} + \boldsymbol{v}_A)] W_k + (\boldsymbol{U} + \boldsymbol{v}_A) \cdot \nabla W_k = 2\gamma_k W_k \tag{14}$$

(γ_k 为负). 假设太阳风速度和 Alfven 速度只是 r 的函数，则可由上式解得.

$$W_k = W_k(r_0) \frac{r_0 (U+v_A)_0}{r(U+v_A)} \cdot \mathrm{e}^{2\int_{r_0}^{r} \frac{\gamma_k}{U+v_A} \mathrm{d}r},$$

此式也可表示为

$$P_k(r) = P_k(r) \cdot H(r, r_0) \cdot e^{-2(r-r_0)/\lambda_L}$$

此处 $\lambda_L = (U + v_A/r_k)_{r=r'}$，$r'$ 为 r_0 到 r 间的某一数值，这就是 (12) 式近似的来源.

朗道衰减的近似结果，图 3 中 λ_L 曲线不可能拟合 Bavassano 的曲线. 但可以看出，在低频部分 $f < 0.25 \times 10^{-2}$ Hz，朗道衰减给出的 λ_L 随频率增加迅速减小，它就是 Bavassano 所需要的那种机制，因为在公式 (14) 中没有包含波能串级项，考虑到波能由低频向高频串级，计算 λ_L 时 $U+v_A$ 不应取常数，低频时 $U+v_A$ 小些，高频区 $U+v_A$ 取大些，这时 λ_L 曲线自然会向 λ_B 拟合. 这里只给出朗道衰减的影响，包含波能串级全面计算另文给出.

四、总结和讨论

本文的主要结论如下:

1. I 区，原初太阳激发的动力论 Alfven 波，向外传播，其湍流谱由波能串级和朗道衰减共同决定，预言谱密度特性在低频区 ($f<10^{-2}$ Hz) $P_k \propto k^{-3/2}$，高频区 ($f>10^{-2}$ Hz) $\alpha>3/2$.

2. III 区，湍流惯性区，不存在阻尼耗散，谱密度斜率不变，$P \propto k^{-3/2}$.

3. II 区，由于动力论 Alfven 波的二次激发和衰减，可定性解释 Bavassano 等人得到的湍流谱的全部特性:

(i) 二次激发使全频谱能量得到补充，由 I 区过渡 II 区谱斜率由 I 区值全面变扁平些; (ii) 低频区衰减长度 λ_B 随频率减小，图 3; (iii) 高频区衰减长度 λ_B 趋于常数.

4. 二次激发和衰减随 β 增加衰减更多的能量分配给质子，使质子温度升高，解释了太阳风高速流中 $T_p>T_e$.

5. 二次激发自动地给出以前理论[3, 5]所需要的非阻尼模 Z^+，并满足 $|Z^+|/|Z^-| \ll 1$.

同时自然地解释了 Bavassano 的可压缩谱的斜率变化.

太阳风有高速流和低速流之分. 以上理论适用于高速流太阳风，低速流有不同的性质，需另外讨论.

本文没有考虑太阳风背景的不均匀性，在研究谱的经向演化时，太阳风背景变化是不能忽略的，似乎应该发展一种理论，使公式 (14) 包含非线性相互作用，有可能定量说明谱的演化. 另外太阳风新加速机制，二次激发和衰减涉及微观动力学过程，需要发展微观定量模型.

本文承蒙赵凯华教授讨论，在此深致谢意.

参 考 文 献

[1] 宋礼庭，空间科学学报，第 15 卷，第 7 页，1995.

[2] Dorobwolny, M., A. Mangeney and P. Veltri, *Phys. Rev. Lett.*, Vol. **45**, p.144, 1980.

[3] Dorobwolny, M., A. Mangeney and P. Veltri, *Astron. Astrophys.*, Vol. **83**, p.26, 1980 (b).

[4] Bavassano, B., M. Dobrowolny, F. Mariani and N. F. Mess, *J. Geophys. Res.*, Vol.**87**, p.3617, 1982.

[5] Tu, C. Y., Z. Pu and F. Wei, *J. Geophys. Res.*, Vol.**89**, p.9695, 1984a.

[6] Stefant, R. J., *Phys. Fluids*, Vol.**13**, p.440, 1970.

[7] Stix, T. H., The Theory of Plasma Wave, McGraw-Hill Book Company, New York, Chap.9, 1962.

[8] Hollweg, J. V., *Rev. Geophys. Space Phys.*, Vol.**16**, p.689, 1978.

KINETIC ALFVEN WAVE RE-EXCITATION AND TURBULENCE SPECTRUM IN THE SOLAR WIND (b)

Song Li-ting

(*Department of Geophysics, Peking University, Beijing* 100871)

Wei Feng-si

(*Center for Space Science and Applied Research, Academia Sinica*)

Abstract

When the velocity of the solar wind is accelerated to Alfven speed v_A, Landau damping of original kinetic Alfven waves subspends and the kinetic Alfven wave is excited second time. The velocity of propagation of newly excited Alfven waves with the wind is $U+v_A$, the velocity of propagation against the wind is $U-v_A$, the former suffers Landau damping and the latter gives Z^+ mode and has no damping. The interplanetary Alfvenic turbulence is divided into three regions: dissipative region of turbulence ($R<0.2$ AU), re-exciting region ($0.2\text{AU}<R<0.4\text{AU}$) and inertial region of turbulence ($R>0.4$AU), and an explanation of the turbulence spectrum features in different region is given. Based on the re-exciting and damping of the kinetic Alfven wave, the fact of higher temperature of proton in high speed stream of the solar wind is explained in this paper.

Key words Interplanetary Alfvenic fluctuation, Kinetic Alfven wave, Turbulence spectrum