

太阳耀斑与太阳高能粒子

张 力 戴本忠 木 钧

(云南大学物理系 昆明 650091)

1995-10-12 收稿

摘 要

考虑日冕区加速中相对论性粒子的扩散激波加速, 结果表明: (1) 粒子随时间的分布, 其主要特点是随时间增加, 一定能量的粒子分布迅速增加至最大后下降, 并且能量越大, 其最大就越向着大时间移动; (2) 给出了相应的时间积分谱, 它正比于具有指数截止的粒子动量的幂律. 还讨论了粒子加速到高能区的条件及可能性.

关键词 太阳耀斑, 太阳高能粒子, 扩散激波加速, 日冕.

1 引 言

随着探测手段的改进及实验数据的积累, 人们获得了大量的太阳高能粒子的信息(诸如粒子能谱、电荷态及元素成份等), 并对它们的产生机制和与太阳活动的关系等进行了研究^[1]. 目前的观测和研究表明: (1) 几乎所有的速度大于 750km/s 的太阳日冕抛出(CMEs)都伴随能量 $E > 10\text{MeV}$ 的太阳高能质子(SEP)事件的产生, 这表明太阳高能粒子可由 CME 驱动的激波所加速^[2]. (2) 对于太阳质子能谱, 尽管单个 SEP 事件的能谱是复杂的, 但所有事件平均的能谱居约 10MeV 到几个 GeV 能区中, 可用粒子刚度的幂律描述^[3]. (3) 对于太阳高能粒子的最大能量, 虽然大多数太阳耀斑只能产生能量小于 10GeV 的高能粒子, 但目前已观测到了六个大太阳耀斑, 它们产生能量大于 10GeV 的高能粒子(它们是 1942 年 2 月 28 日, 1942 年 3 月 7 日, 1946 年 7 月 16 日, 1949 年 11 月 19 日, 1956 年 2 月 23 日和 1989 年 9 月 29 日的太阳耀斑); 其中所列最后一次的最大能量为 20GeV^[4]. 近期的分析还表明, 1991 年 6 月 15 日的耀斑中, 高能粒子的最大能量也可能大于 10GeV^[5]. (4) 探测到了几个 GeV 能量的 γ 射线^[6]. 对约 30—3000MeV 的 γ 射线的分析表明, 它们由 π^0 衰变发射所支配, 由此导出的质子谱可由单一幂律或具有几个 GeV 处指数截止的幂律表示^[7]. (5) 通过分析在 19, 20 和 21 太阳周(1955—1986 年)探测到的所有质子事件, 已获得了质子事件的大小分布, 它们由能量 $> 10\text{MeV}$ 和 $> 30\text{MeV}$ 的质子的总时间积分流表示, 可看出这些质子事件有 11 年的周期性^[8].

对于太阳高能粒子, 重要的问题之一是其起源, 即太阳高能粒子如何被加速? 在何处被加速? 卫星观测表明, 存在着两类伽马射线 / 质子(GR / p)耀斑(即产生核 γ 射线

和高能行星际质子的耀斑): 瞬时增加为主的(impulsive)耀斑和缓慢增加的(gradual)耀斑, 大部分短持续期(<100s)的耀斑对应于前者, 而大多数长持续期(>200s)的对应于后者. 依据所观测到的来自太阳耀斑的 γ 射线峰的时间延迟, 一般认为, 太阳高能粒子可由两阶段加速获得, 第一阶段加速由太阳上储存的磁能的突然释放提供, 第二阶段的加速发生于太阳大气中, 现有的第二阶段的加速机制有三种: 电场加速、随机加速和激波加速. 研究表明, 至少在一些太阳耀斑中, 上述三种加速机制都可说明观测到的能谱, 但瞬时太阳耀斑中确定的粒子成分倾向于随机加速机制, 而一般认为在缓慢太阳耀斑中激波加速机制是一个主要的机制^[1].

本文中, 我们考虑第二阶段加速中粒子的扩散激波加速. 基本的图象是: 太阳耀斑中的一个爆发过程引发激波, 该激波迅速通过日冕向外传播并达到与地球相连的行星际磁力线的根部, 逃逸进行星际磁力线区的粒子在其获得最后能量的地点处发生.

2 太阳大气中粒子的扩散激波加速

研究演化日冕中能量粒子的时间相关的无碰撞加速和传播. 在假定了空间扩散系数与粒子动量无关后, Lee 和 Ryan^[10]获得了解析的结果, 但他们所给出的一些预期与观测并不符^[1]. 作为一般的情况, 空间扩散系数应与粒子的动量有关. 为此, 我们进一步研究该情况. 在球对称情况下, 粒子的传播方程为^[10]

$$\frac{\partial f}{\partial t} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 K \frac{\partial f}{\partial r} + V \frac{\partial f}{\partial r} - \frac{1}{3r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 V) p \frac{\partial f}{\partial p} = Q, \quad (1)$$

其中, f 是以时间 t , 距离 r 和粒子动量 p 有关的粒子的分布函数; V 为激波后流体的速度; K 为空间扩散系数, 我们取 K 对时间和距离的依赖与 Lee 和 Ryan 的相关, 即 $K \propto f_0 t_0 r^2 / t$ 并假定 K 为粒子动量的函数 $G(p)$, 则我们有

$$K(r, p, t) = K_0 G(p) \left(\frac{r}{R_0} \right)^2 \left(\frac{t_0}{t} \right), \quad (2)$$

其中, $K_0 = \frac{c^2}{3} \frac{f_0}{ZeB_0}$, t_0 , R_0 和 p_0 为粒子的注入时间、位置和动量, B_0 为注入处的磁场, Ze 为粒子电荷, f_0 为反映激波强弱的参数, 方程(1)中的 Q 为注入加速器的源产生率, 假定粒子在激波处以球对称形式脉冲地注入

$$Q(r, p, t) = \frac{N_0}{4\pi R_0^2} T(t) Q_0(p) \delta(r - R_0), \quad (3)$$

其中 N_0 为注入的粒子总数.

由以上知, 我们所考虑的情况除(2)和(3)式外完全与 Lee 和 Ryan 所考虑的不同.

激波面方程 $R(t) = R_0 \left(\frac{t}{t_0} \right)^\beta$, 激波面速度 $U = dR / dt$, 当 $x (= r / R) < 1$ 时, $V = \eta U x$, $x > 1$ 时, $V = 0$, 其中 $\eta = \frac{2}{(\gamma + 1)}$, γ 为流体的比热. 引入无量纲变量: $x = r / R(t)$, $\tau = \beta \ln(t / t_0)$,

$y=p/p_0$, 并依通常假定, $x<1$ 处粒子扩散可略, 则方程(1)化为

$$\frac{\partial f_1}{\partial \tau} + (\eta - 1) \frac{\partial f_1}{\partial \zeta} - \eta y \frac{\partial f_1}{\partial y} = 0 \quad (\zeta = \ln x < 0), \quad (4a)$$

$$\frac{\partial f_2}{\partial \tau} - \frac{\partial f_2}{\partial \zeta} - aG(y) \left[\frac{\partial^2 f_2}{\partial \zeta^2} + 3 \frac{\partial f_2}{\partial \zeta} \right] = 0 \quad (\zeta > 0), \quad (4b)$$

在 $\zeta=0$ 处, 有激波的匹配条件

$$f_1|_{\zeta=0} = f_2|_{\zeta=0} = f_R, \quad (4c)$$

$$-aG(y) \frac{\partial f_2}{\partial \zeta} \Big|_{0+\varepsilon} + aG(y) \frac{\partial f_1}{\partial \zeta} \Big|_{0-\varepsilon} + \frac{\eta y}{3} \frac{\partial f}{\partial y} = \frac{N_0}{4\pi R_0^3} T(\tau) Q_0(y), \quad (4d)$$

其中, $a = \frac{K_0 t_0}{R_0^2}$ 为一无量纲量, ε 为一无穷小量.

为求解满足条件(4c)、(4d)的方程(4a)、(4b), 首先对 τ 施行拉普拉斯变换(该变换后的分布函数用 F 表之), 之后满足 $F_2|_{\zeta \rightarrow 0} = F_R$ 和 $\zeta \rightarrow \infty$ 时有限的 F_2 可表成

$$F_2 = F_R \exp \left\{ - \frac{\zeta}{2aG(y)} \left[3aG(y) + 1 + \sqrt{B(\lambda, y)} \right] \right\}, \quad (5)$$

其中, $B(\lambda, y) = (3aG(y) + 1)^2 + 4aG(y)\lambda$. 由(5)式, 求出 $\frac{\partial F_2}{\partial \zeta}$ 并代入(4d), 我们有(注意在 $\zeta < 0$ 区扩散可略.):

$$F_R(\lambda, y) = \frac{N_0}{4\pi R_0^3} T(\lambda) \int_1^y Q_0(y') dy' \exp \left\{ - \frac{3}{2\eta} \int_1^y \frac{dz}{z} (3aG(z) + 1 + \sqrt{B(\lambda, z)}) \right\}. \quad (6)$$

进而, 使用逆拉普拉斯变换, 即得解的数学形式:

$$f_R(\tau, y) = \frac{1}{2\pi i} \int_{-i\infty}^{i\infty} F_R(\lambda, y) \exp(\lambda\tau) d\lambda, \quad (7a)$$

$$f_1(\zeta, \lambda, y) = f_R \left[\tau + \frac{\zeta}{(\eta - 1)}, y \exp \left(\frac{\eta\zeta}{\eta - 1} \right) \right], \quad (7b)$$

$$f_2(\zeta, \tau, y) = \frac{1}{2\pi i} \int_{-i\infty}^{i\infty} F_R(\lambda, y) \exp \left\{ - \frac{1}{2aG(y)} \left[3aG(y) + 1 + \sqrt{B(\lambda, y)} \right] \zeta \right\} d\lambda. \quad (7c)$$

一般来说, 严格求解(6)式是困难的, 为此, 我们采用文献[11]提出的近似方法, 具体处理见我们的论文^[12]. 具体计算(6)式之前, 需首先给出 $T(t)$ 和 $Q_0(p)$ 的表达式. 我们考虑如下情况: 时刻 t_0 脉冲式注入且单向能量地注入, 即 $T(t)Q_0(p) = \delta(t - t_0)\delta(p - p_0)$, 则有^[12]

$$f_R(\tau, y) = \frac{N_0 \sqrt{e_2}}{(4\pi R_0 p_0)^3} y^{-\frac{3}{\eta}} \exp \left\{ \frac{9}{\eta} \int_1^y \frac{aG(z)}{2} dz + \sqrt{e_1} \right\} \tau^{-\frac{3}{2}} \exp \left(- \frac{e_1}{e_2} \tau - \frac{e_2}{4\tau} \right), \quad (8)$$

$$f_2(\zeta, z, y) = \frac{N_0 \sqrt{h_2}}{(4\pi R_0 p_0)^3} y^{-\frac{3}{\eta}} \exp \left\{ -\frac{9}{\eta} \int_1^y \frac{aG(z)}{z} dz + \sqrt{h_1} - \left(3 + \frac{1}{aG(y)} \right) \zeta \right\} \\ \times \tau^{-\frac{3}{2}} \exp \left(-\frac{h_1}{h_2} \tau - \frac{h_2}{4\tau_2} \right), \quad (9)$$

其中

$$e_1 = \frac{1}{4} \left[\frac{d_1^2}{d_2} \right]; e_2 = \frac{d_1^3}{d_2} \left. \vphantom{\frac{1}{4}} \right\}, \quad (10)$$

$$d_1 = \int_1^y \frac{1 - \sqrt{3aG(z)}}{z\eta} dz; d_2 = \frac{1}{9} \int_1^y \frac{dz}{aG(z)\eta}$$

$$h_1 = \frac{1}{4} \left(\frac{g_1^2}{g_2} \right); h_2 = \frac{g_1^3}{g_2} \left. \vphantom{\frac{1}{4}} \right\}, \quad (11)$$

$$g_1 = d_1 + \frac{\zeta}{3aG(y)}; g_2 = d_2$$

激波处时间相关的能谱

$$N_R(\tau, y) = [4\pi R(t)]^2 p^2 \left(-K \frac{\partial f}{\partial r} - Uf \right) \Big|_{x=1+\varepsilon} \\ = \frac{N_0 a \sqrt{e_2}}{2\pi t_0 p_0} y^{-\frac{3}{\eta} + 2 + \alpha} \exp \left\{ -\frac{9}{\eta \alpha} (y^\alpha - 1) + \sqrt{e_1} \right\} \\ \times \tau^{-\frac{3}{2}} \exp \left\{ -\left(\frac{e_1}{e_2} - \frac{3}{2} \right) \tau - \frac{e_2}{4\tau} \right\}, \quad (12)$$

其中, 已使用 $G(y) = y^\alpha$, 而时间积分的能谱为

$$N(p) = \frac{N_0}{p_0} [3aG(y) - 1] \left(\frac{p}{p_0} \right)^2 \exp \left[-\frac{9}{\eta} \int_1^y \frac{aG(z)}{z} dz \right], \quad (13)$$

其中, $3aG(y) > 1$, 当 $G(y) = 1$ 时, $N(p) \propto p^{-\frac{9\alpha}{\eta} + 2}$, 这正是 Lee 和 Ryan 所给出的幂律结果; 而当 $G(y) = y^\alpha$ 时, $N(p) \propto y^\alpha \exp \left(-\frac{9a}{\alpha\eta} y^\alpha \right)$.

在该情况中, 我们获得如下的粒子加速时间:

$$\frac{t_a}{t_0} = \exp \left[\frac{3e_2}{4e_1} \left(\sqrt{1 + \frac{4e_1}{9}} - 1 \right) \right]. \quad (14)$$

3 计算结果与实验的比较

对于以上的分析结果, 我们首先与能量小于 10GeV 的太阳耀斑粒子能谱进行比

较.

对于时间积分谱(方程(13)), 我们分别把预期结果与1980年6月21日, 1982年6月3日, 1977年11月30日和1978年5月3日耀斑的观测到的质子能谱进行了比较, 结果见图1—3所示, 有关参数也列于这些图中. 以上计算中, 已取初始能 $E_0=0.1\text{MeV}$. 可以看出, 被加速粒子的能量越大, 则要求空间扩散系数对粒子动量的依赖越大. 而对于粒子加速时间, 它与粒子动量有关, 如对1977年11月30日的耀斑, 粒子以 $E_0=0.1\text{MeV}$ 加速至 10MeV 时所需的时间约为 12s (取 $t_0=3.3\text{s}$).

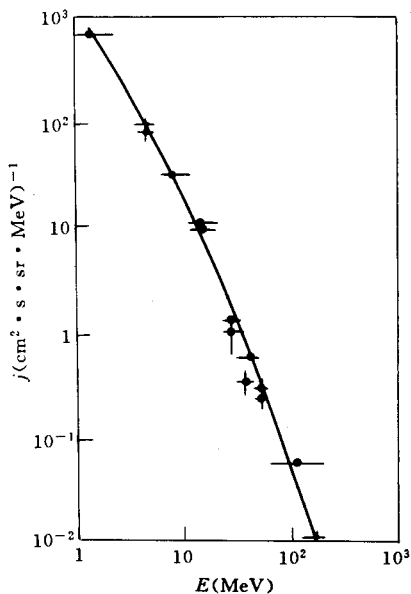


图1 1980年6月21日太阳耀斑观测结果与理论值的比较

$a=0.40$, $\eta=0.61$ 及 $\alpha=0.10$, j 为粒子流强.

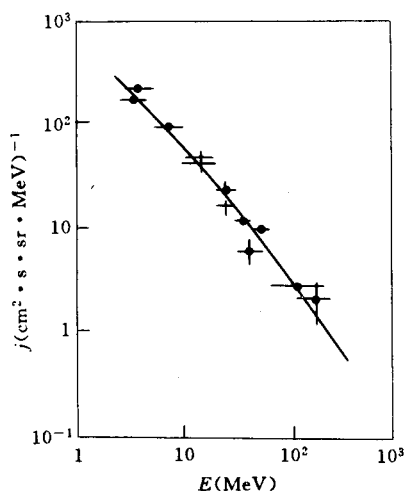


图2 1982年6月3日太阳耀斑观测结果与理论值的比较

$a=0.35$, $\eta=0.58$ 及 $\alpha=0.01$, j 为粒子流强.

依据(12)式, 我们考虑了粒子能谱的时间演化, 如果太阳质子从太阳到地球基本上为散射自由传播, 则以速度 V 运动的质子到达地球处的时间 T_2 为^[13]

$$T_2(E) = T_1(E) + \frac{\zeta(E)}{V(E)}, \quad (15)$$

其中, $T_1(E)$ 为质子在太阳处被加速的时间, $\zeta(E)$ 为太阳粒子从加速区传播到地球处的距离, 作为例子, 我们用表式(12)拟合了1984年2月16日太阳耀斑在0917UT时间太阳处粒子能谱, 由此确定了一组参数值(a, η, α), 然后给出了在0942UT时的预期值并与观测数据进行了比较, 结果见图4所示, 其中 $E_0=0.5\text{MeV}$, 然后, 使用与图4相同的参数, 计算了该耀斑在地球处太阳质子能谱的时间演化, 其中取质子沿行星际磁力线传播到地球的时间为 $\Delta t = 600\text{s} \left/ \left(\frac{V}{c} \right) \right.$, 结果见图5所示, 可以看出, 结果能较好地解释所观测到的结果.

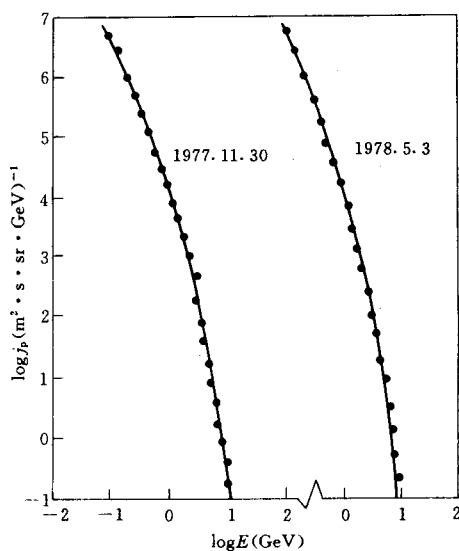


图3 1977年11月30日及1978年5月3日太阳耀斑观测结果与理论值的比较

$a_2=0, 0.40, \eta=0.610, 0.605$ 及 $\alpha=0.126, 0.136$, j_p 为质子流强.

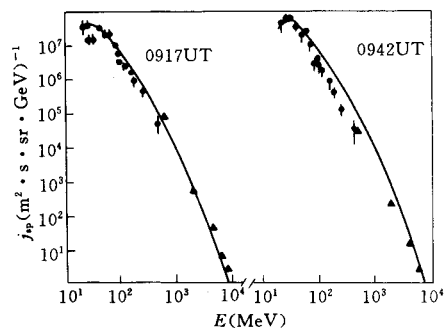


图4 0917UT 和 0942UT 太阳耀斑观测结果与理论值的比较

$a_2=0.3329, \eta=0.74$ 及 $\alpha=1.47 \times 10^{-3}$, $E_0=0.5\text{MeV}$,

j_p 为太阳质子流强.

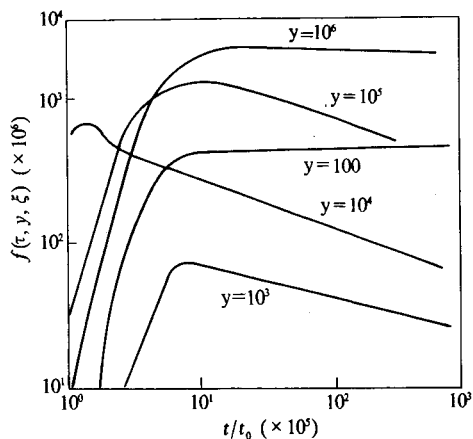


图5 地球处大太阳耀斑产生的质子分布函数随着时间的变化 ($a=0.06$)

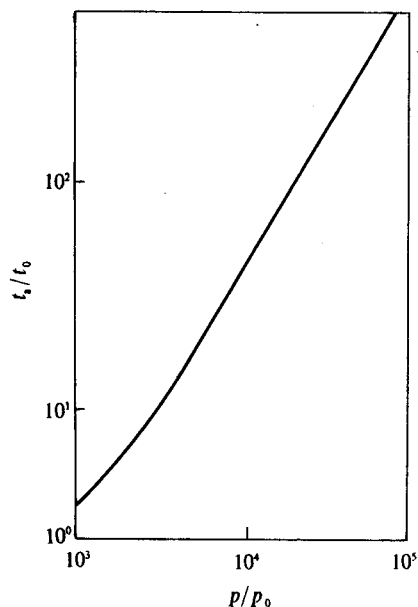


图6 加速时间随动量的变化 ($a=0.06$)

最后, 我们考虑使粒子加速到更高能量的可能性. 由前面的分析知, 粒子能量越大, 应要求 α 值更大. 依准线性理论, 存在一极限扩散系数, 即 Bohm 扩散系数, 此时 $K \propto p$. 依照文献[13]的分析, 取 $\alpha=1$ 来考虑太阳耀斑中粒子加速到更高能的情

况, 此时, 加速时间可表为

$$\frac{t_a}{t_0} = \exp \left\{ \frac{9}{4} \left[\frac{3ay}{y-1} \ln y - 3 \right] \left[\sqrt{1 + \frac{4}{9} \left[\frac{3ay}{\eta(y-1)} \left(\ln y - \frac{y-1}{3ay} \right) \right]^2} - 1 \right] \right\} \quad (16)$$

由 a 的定义, 当 $R_0 = 10^9 \text{cm}$, $t_0 = 3.3\text{s}$, 且 $K_0 = 3.1 \times 10^{15} p_0 (\text{MeV}/c) f_0 / B_{100}$ 时, $a \approx 1 \times 10^{-2} p_0 (\text{MeV}/c) f_0 / B_{100}$. 其中 B_{100} 为以 0.01T 为单位的磁场强度, 因子 f_0 与激波强度有关, 在强激波极限下, $f_0 \approx 1$, 对较强激波 $f_0 = 4 - 10^{[3]}$. 由于加速时间对 a 之值很敏感, 而 a 本身又与注入动量, 激波强度及加速区磁场强度有关, 故要使粒子能有效地加速到很高能量, 要求激波强度要强, 同时, 磁场强度要大. 例如, 若注入能量 $E_0 = 0.1\text{MeV}$, $f_0 \approx 6$ (较强激波) 及 $B_{100} = 10^{-3}$, 则有 $a \approx 0.06$, 把此值代入 (16) 式, 当 $\frac{P}{p_0} = 10^5$ h, $t_a \approx 6.4\text{min}$, 而当 $\frac{P}{p_0} = 10^6$ h, $t_a = 2.9$ h, 在图 6 中, 我们给出了加速时间 t_a 随粒子动量的变化关系, 以上分析表明, 粒子是否能加速到很高能量, 取决于粒子的空间扩散系数及加速区的有关参数.

4 讨 论

通过假定空间扩散系数为粒子动量的函数, 我们给出了时间相关的激波加速的解析结果. 我们的结果能较好地说明太阳耀斑中能量小于 10GeV 的粒子能谱 (稳态的和时间演化的). 我们的结果表明, 若要使粒子加速到更高的能量, 除要求加速区激波强度及磁场强度要大外, 还要求空间扩散系数有强的粒子动量的依赖关系, 这样的条件是否存在于太阳耀斑爆发中, 尚待进一步的研究.

值得指出的近期的研究进展是探测到了几个 GeV 能量的来自太阳耀斑的 γ 射线和发射很长持续期 γ 射线事件的发现^[7]. 在 1991 年 6 月 11 日太阳耀斑中, 能量大于 50GeV 的 γ 射线在该耀斑之后持续了约 8 小时; 而在 1991 年 6 月 4 日耀斑中, 核 γ 射线的持续期至少约 2 小时^[4]. 这些事件引发的主要问题是这种 γ 射线发射是由于连续加速之故还是由于粒子的长期俘获之故, 目前的研究表明尚不能排除这两种模型中的任一个, 但传统的随机加速模型是不能提供这些 γ 射线的正确能谱且不能解释其很长的持续期^[1].

另一个值得指出的是使用地下 μ 子探测器, 探测到了一个很强的信号, 而该探测器之阈能为 $\sim 200\text{GeV}$ ^[5], 目前尚未能理解其起源.

总之, 我们认为太阳耀斑爆发中日冕的激波加速机制是一个合理的加速机制.

参 考 文 献

- [1] Mandzhavidze, N., 1993, 23rd ICRC, Rapporteur paper, p157.
- [2] Kahler, S. W., 1993, 23rd ICRC, vol. 3, p1.
- [3] Nymmik, R. A., 1993, 23rd ICRC, vol. 3, p29.
- [4] Smart, D. f., Shea, M. A., 1991, 22nd ICRC, vol. 3, p101.
- [5] Kocharov, G. E. *et al.*, 1993, 23rd ICRC, vol. 3, p123.

- [6] Kanbach, G. *et al.*, *Astr. and Ap. Suppl.*, **97**(1993)349.
- [7] Mandzhavidze, N., 1993, 23rd ICRC, vol. 3, p119.
- [8] Dorman, I. V., Dorman, L. I., Venkatesan, D., 1993, 23rd ICRC, vol. 3, p79.
- [9] Bai, T., Sturrock, P. A., *Astr. Ap.*, **27**(1989)421.
- [10] Lee, M. A., Ryan, J. M., *AP. J.*, **303**(1986)829.
- [11] Debruner, H., Fluckiger, E., Gradcl, H., *FGR*, **93**(1988)7206.
- [12] Zhang, L., Mu, J., Dai, B. Z. *et al.*, 1993, 23rd ICRC, vol. 3, p33.
- [13] Ellison, D. C., Ramaty, R. *AP. J.*, **298**(1985)400.
- [14] Murphy, R. J., Sharc, G. H., 1993, 23rd ICRC, vol. 3, p99.
- [15] Alexeyev, E. N., Karpov, S. N., 1993, 23rd ICRC, vol. 3, p167.

Solar Flares and Solar High Energy Particles

Zhang Li Dai Benzong Mu Jun

(Physics Department, University of Yunnan, Kunming 650091)

Received 12 October 1995

Abstract

Generally, the solar high energy particles in the flares are believed to be accelerated in two stages: acceleration by abrupt release of magnetic energy in the first stage and coronal diffusive shock wave or stochastic acceleration in the second stage. In this paper, we consider the diffusive shock wave acceleration in gradual solar flare associated with fast coronal shock wave. The results indicate: (1) the characteristics of the particle distribution with time depends on the momentum and with the increasing of transition time, the distribution increases to maximum quickly and turns to decrease then; the higher energy, the more time of moving to maximum; (2) the corresponding time integral spectrum is *proportional* to the power of the particle momentum. The possibility of accelerating particles to high energy range is also discussed.

Key words solar flare, solar high energy particle, diffusive shock wave acceleration, coronal.