

银河宇宙线的统计模型

徐 春 娴

(中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

戴 宏 跃

(Department of Physics, University of Utah, Salt Lake City UT84112 U.S.A)

1996-07-03 收稿

摘 要

假设能量低于 3×10^{18} eV 的宇宙线主要起源于银河系超新星爆发, 用各向同性弥散传播模型详细研究了铁核的非定态空间密度分布. 考虑到原初宇宙线的成份和河外宇宙线的影响, 以及银河系超新星在空间和时间上的一个合理分布, 该统计模型能很好解释 $10^{12} - 10^{20}$ eV 宇宙线的观测谱.

关键词 初级宇宙线, 宇宙线成份, 宇宙线能谱, 宇宙线传播.

1 引 言

自宇宙线被发现以后, 它的起源、加速和传播便成为人们的研究重点. 虽然在过去的八十五年中获取了越来越多的关于宇宙线成份、能谱、寿命和各向异性度的资料^[1-6], 一些理论或想法也不时被提出^[7-10], 但至今仍无一个众所公认的理论.

有关宇宙线的观察特征可归纳如下:

(1) 在 $10^{10} - 10^{14}$ eV, 宇宙线的微分能谱呈幂律谱, 其谱指数约 2.7. 宇宙线主要由质子和一些重核构成, 如 He, CNO, Ne—S 和 Fe 核等. 各自所占的百分比为^[1, 5]: $p \sim 12 \pm 9$, $\text{He} \sim 25 \pm 14$, $\text{CNO} \sim 26 \pm 12$, $\text{Ne—S} \sim 15 \pm 8$, $Z \geq 17 \sim 21 \pm 10$. 重核的谱指数稍小一些.

(2) 在约 3×10^{15} eV, 即所谓的膝, 谱指数从 2.7 变到 3.2. 有证据认为这是宇宙线成份改变引起的.

(3) 在 $3 \times 10^{15} - 3 \times 10^{18}$ eV, 谱指数较一致, 约为 3.2. 最近 Fly's Eye 实验获取到 $3 \times 10^{17} - 3 \times 10^{18}$ eV 的最新资料^[2], 他们推断, 在该能段的宇宙线以重核为主, 主要是铁核, 其谱指数约为 3.3.

(4) 在 3×10^{18} eV 以上, 能谱变缓, 谱指数为 2.7.

(5) 在漏箱模型下, 据中等核在星际空间穿过介质的数量, 估计出低于 10^{14} eV 的宇宙线的寿命是 10^8 年. 但从陨石和月岩资料得出宇宙线的寿命约为 10^9 年^[11].

(6) 从 10^{12} — 10^{15} eV 的宇宙线总流量测出, 宇宙线的各向异性度上限为 5×10^{-4} . 这说明在该能量段 Compton-Getting 各向异性度起主导作用^[12]. 也有人提出, 大于 10^{15} eV 以后各向异性度有上升的趋势^[13], 但其显著水平不高. 而 Fly's Eye 测出大于 3×10^{17} eV 的宇宙线各向异性度在统计误差范围内是各向同性的^[14].

通常人们认为, 能量在 10^{10} — 10^{18} eV 的宇宙线是银河系起源的, 而大于此能量的宇宙线是银河系外起源的. 宇宙线以弥散形式传播的观点也为许多人所接受. 但是在什么能量范围弥散机制起作用, 确须进一步考查. 而且各种不同的具体弥散机制, 导出弥散系数对能量的不同依赖关系. 但传播总是使宇宙线的能谱变得更陡. 以下从详细研究和求解铁核的传输方程入手, 利用银河系点源的统计模型, 导出一些宇宙线核类的能谱以及总观测谱.

2 铁核的传输方程及其解

假设银河系超新星是对银河宇宙线有贡献的, 并把它当成一个时间和空间上的点源. 在各向同性弥散近似下, 相对论粒子 ($\geq 10^{12}$ eV) 在银河系中的传输方程为^[15]

$$\frac{\partial N}{\partial t} - D \nabla^2 N + \frac{\partial(NW)}{\partial E} + BN = Q, \quad (1)$$

这里 $N(r, t, E)$ 是铁核在时间 t 和空间 r 处的密度, 单位是 $1 / \text{cm}^3 \cdot \text{GeV}$; D 是弥散系数, 单位是 cm^2 / s ; 第三项是游离能损 W 的影响; 第四项是由于非弹作用引起的负源项; Q 为源项.

$$B = cn_{\text{H}}\sigma_{\text{ine}} (1 / \text{s}), \quad (2)$$

其中 n_{H} 是星际介质的密度, 主要是原子氢和分子氢, 其值在 0.66—1 之间^[15, 16]; σ_{ine} 是铁核的非弹作用截面, 它与原子量 A 有关; c 为光速.

为求解方程 (1), 做以下四点假设和说明:

(1) 这里限定只涉及 $> 10^{12}$ eV 以上的宇宙线粒子, 这样就可以忽略其游离能量损失和来自太阳的调制.

(2) 从加速器实验得知^[17], 在 10 — 1.5×10^6 GeV 间的 p-p 作用总截面 $\sigma_{\text{tot}}^{\text{p-p}}$ 以及关系式 $\sigma_{\text{ine}}^{\text{p-p}} = 0.8\sigma_{\text{tot}}^{\text{p-p}}$. 拟合这些数据得到下述公式:

$$\sigma_{\text{ine}}^{\text{p-p}} = 28.003 - 0.7297 \ln EG + 0.2112 \ln^2 EG \text{ (mb)}, \quad (3)$$

并把它外推到 3×10^{18} eV, 这里 EG 是以 GeV 为单位的宇宙线粒子的能量. 取

$$\sigma_{\text{ine}} = A^{2/3} \sigma_{\text{ine}}^{\text{p-p}}, \quad (4)$$

若认为非弹作用是负源的唯一过程, 则有

$$B = 3 \times 10^{17} A^{2/3} \sigma_{\text{ine}}^{\text{p-p}} (1/\text{s}), \quad (5)$$

在此已取 $n_{\text{H}} = 1/\text{cm}^3$.

(3) 若直到 3×10^{18} eV, 弥散传播机制对铁核仍然有效. 从实际观测到的宇宙线极低的各向异性度、大量的次级核类以及一个宇宙线晕的存在 (半径约 10—15 kpc, 1 kpc = 3.086×10^{21} cm), 说明这一假设是有道理的. 对此假设还可做以下考查. 一个荷电为 Z 的宇宙线核, 其 Larmor 半径是

$$r_L = \frac{E}{300HZ} \text{ (cm)}, \quad (6)$$

星际磁场 $H = 3 \times 10^{-10} \text{ T}$, 对于一个 $3 \times 10^{18} \text{ eV}$ 的铁核, $r_L \sim 1/Z \text{ kpc}$, 而对于一个 10^{17} eV 的质子, 其 Larmor 半径是 $\frac{1}{27} \text{ kpc}$. 它们都大大小于宇宙线晕的尺寸. 最近 A. Z.

Dolginov 和 M. E. Katz^[18] 对高能荷电粒子在宇宙等离子体随机电磁场中传输的动力学理论的一些结果做了广泛评述, 从中可知, 若介质均匀且以磁涨落为主时, 弥散系数张量将退化为一个普通变量, 从而得到前面给出的 (1) 式. 他们也导出了各种情况下弥散系数 D 的表达式, 这涉及到宇宙介质和磁场中各种扰动的结构和运动. 但现在我们对于星际介质和磁场的了解是如此之少, 以至于说不准在传播过程中哪一种过程是占主导的, 所以本文只把 D 作为一个参数, 并选择一合理的形式. 以下取

$$D = 8 \times 10^{25} (EG/Z)^{0.58} \text{ (cm}^2/\text{s)}, \quad (7)$$

这里采用的 D 值与文献 [19—21] 一致.

(4) 假设在 r_0 处的宇宙线点源, 在 $t=t_0$ 的瞬间发射宇宙线粒子, 发射谱为 $N_0 E^{-\gamma}$, 于是有

$$Q = N_0 E^{-\gamma} \delta(r - r_0) \delta(t - t_0) \text{ (1 / GeV)}, \quad (8)$$

并且认为该值对所有超新星点源 (SN) 均相同. 利用变换 $N = \mathcal{L} \exp(-Bt)$ 和格林函数, 得到方程 (1) 的解:

$$N = \frac{N_0 E^{-\gamma}}{(4\pi Dt)^{1.5}} \exp\left(-\frac{r^2}{4Dt} - Bt\right) \text{ (1 / cm}^3 \cdot \text{GeV)}, \quad (9)$$

这里已取 $r_0 = 0$, $t_0 = 0$, r 是距点源的径向距离. 考虑到信息传输的因果律, (9) 式必须满足 $r/t \leq c$. 图 1 给出一个年龄为 2×10^5 年的点源按 (9) 式计算的某一能量的铁核的空间密度分布. 可以看到, 对于 $E = 2 \times 10^{15} \text{ eV}$ 的铁核, $r > 1 \text{ kpc}$ 时密度已呈均匀分布, 即

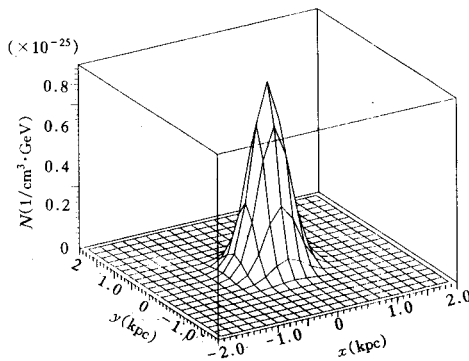


图1 由 (9) 式计算的铁核的空间密度分布
该源的年龄为 2×10^5 年, $EG = 2 \times 10^6 \text{ GeV}$.

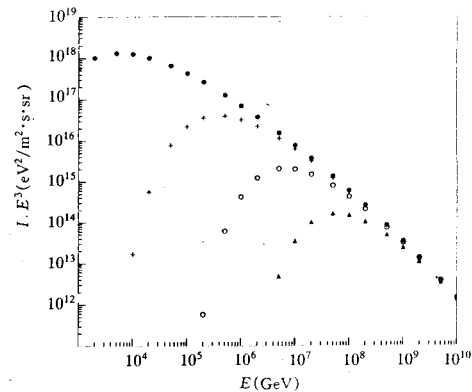


图2 一个年龄为 10^7 年的宇宙线点源在空间不同处产生的铁核能谱

● $r=0.5 \text{ kpc}$, + $r=2 \text{ kpc}$, ○ $r=5 \text{ kpc}$,
▲ $r=10 \text{ kpc}$.

密度梯度为零 ($\nabla N = 0$). 但对于 $E = 2 \times 10^{17}$ eV 铁核, 在相同年龄下须 $r > 4$ kpc 时才有 $\nabla N \rightarrow 0$. 而对于 $t \geq 2 \times 10^7$ 年, $E \geq 2 \times 10^{15}$ eV, 在银河系范围呈均匀分布. 计算时取 $\gamma = 2.33$, $Z = 26$, $A = 56$, $N_0^{\text{Fe}} = 1.63 \times 10^{51}$.

图 2 给出距点源不同空间距离, 能谱形状的差别. 可以看到距点源近, 拐点能量低. 在 $r = 5$ kpc 处, 拐点能量约为 5×10^{15} eV. 这里已用到流强 I 与空间密度 N 的关系:

$$I = \frac{cN}{4\pi} (\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr} \cdot \text{GeV})^{-1}.$$

3 银河宇宙线的统计模型

据 $3 \times 10^{15} - 3 \times 10^{18}$ eV 间宇宙线能谱的连续性和一致性, 有理由认为它们全部是银河系起源的^[13, 15, 22]. 假设超新星遗迹 (SN) 在银盘上均匀分布, 在时间上也是均匀分布 (1/100 年), 则可以估计 SN 的分布密度 n_0 ,

$$n_0 = \frac{1}{100 \times 3.156 \times 10^7 \pi R_{15}^2} = 4.725 \times 10^{-56} \quad (1 / \text{cm}^2 \cdot \text{s}), \quad (10)$$

这里 $R_{15} = 15$ kpc. 地球上所观测的宇宙线应该是所有可能的 SN 所贡献, 可写成三部分:

$$N_1 = \int_0^{t_1} dt \int_0^{Cr} n_0 \cdot 2\pi r \cdot N \cdot dr; \quad (11)$$

$$N_2 = \int_{t_1}^{t_2} dt \left[\int_0^{R_5} n_0 \cdot 2\pi r \cdot N \cdot dr + \int_{R_5}^{Cr} n_0 \cdot 2\pi r_c \cdot N \cdot dr \right]; \quad (12)$$

$$N_3 = \int_{t_2}^{T_9} dt \left[\int_0^{R_5} n_0 \cdot 2\pi r \cdot N \cdot dr + \int_{R_5}^{R_{25}} n_0 \cdot 2\pi r_c \cdot N \cdot dr \right], \quad (13)$$

这里 $R_5 = 5$ kpc, $R_{25} = 25$ kpc, $t_1 = R_5 / c = 1.63 \times 10^4$ 年, $t_2 = R_{25} / c = 8.15 \times 10^4$ 年, 等效半径 $r_c = \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)r$, $\alpha = \cos^{-1}\left(\frac{r^2 - 125}{20r}\right)$. N_1 是年龄

小于 t_1 的 SN 的贡献, N_2 是来自年龄在 t_1 到 t_2 之间的 SN 的贡献, N_3 则是年龄在 t_2 以上直至 10^9 年的 SN 贡献. 图 3 给出 r_c 和 r 的函数关系. 由图可见, 在 5—20 kpc 之间 $r/r_c \leq 4$, 这意味着若取 $r_c = r$ 相当于 n_0 增长 4 倍. 而在 γ 天文观测中^[23, 24], 这个范围内 n_0 确有成倍增长, 加之 $N \propto \exp(-r^2 / 4Dt)$, 这也大大降低了远离地球的 SN 对该过估的影响, 所以

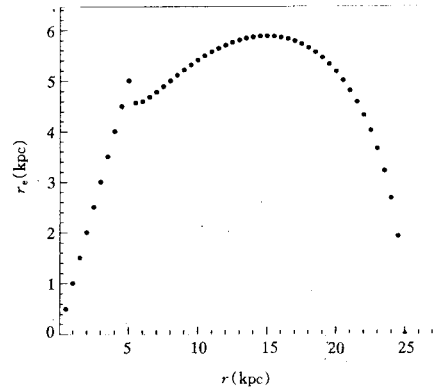


图3 r_c 和 r 的函数关系

$$N_1 + N_2 \approx \int_0^{t_1} dt \int_0^{Cr} n_0 \cdot 2\pi r \cdot N \cdot dr$$

$$= \frac{n_0 N_0 E^{-\gamma}}{\sqrt{D}} \left[\frac{1}{\sqrt{B}} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\sqrt{2B}t_1} \exp\left(-\frac{x^2}{2}\right) dx - \frac{1}{\sqrt{B'}} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\sqrt{2B'}t_2} \exp\left(-\frac{x^2}{2}\right) dx \right];$$

$$N_3 \approx \int_{t_2}^{T_0} dt \int_0^{R_{25}} n_0 \cdot 2\pi r \cdot N \cdot dr$$

$$= \frac{n_0 N_0 E^{-\gamma}}{\sqrt{DB}} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{\sqrt{2Bt_2}}^{\sqrt{2BT_0}} \exp\left(-\frac{x^2}{2}\right) dx - \frac{n_0 N_0 E^{-\gamma}}{\sqrt{4\pi D}} \int_{t_2}^{T_0} t^{-0.5} \exp\left(-Bt - \frac{R_{25}^2}{4Dt}\right) dt,$$

这里 $B' = B + \frac{c^2}{4D}$, 而在所考虑的能量范围, $\sqrt{2BT_0} \geq 8.2$, $\sqrt{2B't_2} \geq 9.3$, 因此在初级近似下有

$$N = \sum_{i=1}^3 N_i = \frac{n_0 N_0 E^{-\gamma}}{\sqrt{4D}} \left[\frac{1}{\sqrt{B}} - \frac{1}{\sqrt{B'}} \right]. \quad (14)$$

4 原初投射谱

超新星爆发的冲击波加速已被详细研究, 但可以肯定这并不是唯一的加速机制. 尤其是超高能宇宙线的加速, 至今也没有一个令人信服的说法, 虽然这方面的建议时有出现^[25, 26]. 本文的传播模型适合与具有短时间和离前身恒星不远的加速机制衔接.

参照 Peter L. Biermann^[26] 以及一些实验结果^[1-6], 对原初投射谱做以下假设. 对于低于 700Z TeV 的宇宙线粒子有:

$$\gamma^p = 2.4, \gamma^{\text{He}} = \gamma^{\text{CNO}} = \gamma^{\text{Ne-S}} = \gamma^{\text{Fe}} = 2.33;$$

在 700Z TeV—100Z PeV 间有:

$$\gamma^p = 2.7, \gamma^{\text{He}} = \gamma^{\text{CNO}} = \gamma^{\text{Ne-S}} = \gamma^{\text{Fe}} = 2.63.$$

总的 N_0 为 1.63×10^{52} , 而不同核类 N_0 的相对比为:

$$N_0^p : N_0^{\text{He}} : N_0^{\text{CNO}} : N_0^{\text{Ne-S}} : N_0^{\text{Fe}} = 0.55 : 0.15 : 0.1 : 0.1 : 0.1.$$

这时一个超新星爆发所涉及的相对论粒子的能量释放约为 4.5×10^{48} erg.

5 讨 论

设(9)和(14)式对全部宇宙线粒子成立; 并进一步假设宇宙线是局域各向同性的, 于是宇宙线流强 I 由下式给出:

$$I = \frac{cN}{4\pi} (\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr} \cdot \text{GeV}^{-1}), \quad (15)$$

分别对 p, He, CNO, Ne—S 和 Fe 进行计算. 图 4 给出宇宙线核类的分类谱和总谱, 也画出 Fly's Eye^[2] 给出的 $> 3 \times 10^{18}$ eV 的宇宙线谱, 这部分被认为是河外起源的. 为比较, 图 5 给出一些实测结果^[5]. 由图可见我们预期的谱能很好地说明 10^{12} — 3×10^{18} eV 间的宇宙线观测谱, 此能量以上是河外宇宙线所贡献. 而在低于 10^{15} eV 各类宇宙线的相对比率也符合 JACEE^[1] 和另外的实验结果^[5]. 还可以看到在 5×10^{15} eV 以上, 重核

的比例上升, 在 2×10^{17} eV 左右铁族 (CNO 以上) 是主要成份. 此后由于河外宇宙线的影响 (主要为质子), 质子成份又逐渐上升直到成为主要成份. 这些与 Fly's Eye 的 $3 \times 10^{17} - 3 \times 10^{18}$ eV 的观测结果一致.

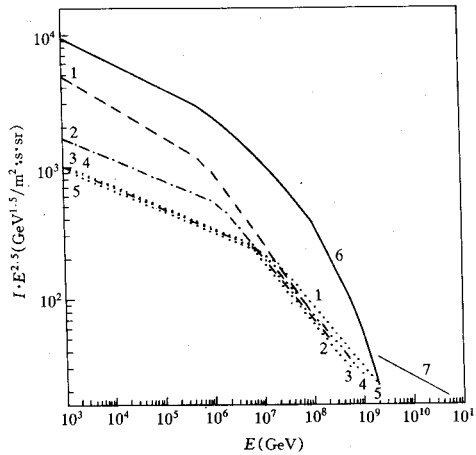


图4 本模型预期的宇宙线分类谱及总谱

1--- p; 2- · · · He; 3. · · · CNO; 4— · · · Ne—S;
5. · · · Fe, 6—总谱; 7—Fly's Eye观测河外谱.

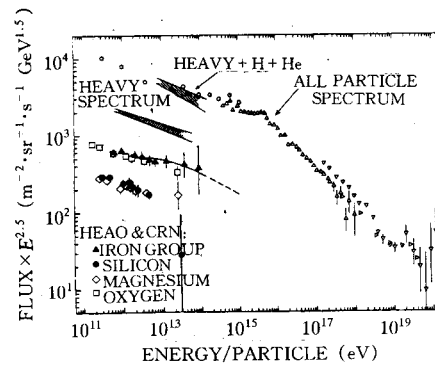


图5 实测宇宙线谱^[5]

实线是漏箱模型预期的铁谱, 虚线是外推到 10^{15} eV.
总粒子谱引自: ○Grigorov 等, 1971; △Hara等,
1983; ▷ Diminstein等, 1982; ▽Bower等, 1981.
分类谱见图 4 所示.

虽然这里考虑了全部 SN 对地球处宇宙线的贡献, 然而由于弥散和非弹相互作用的联合影响, 在某一特定时间, 仅仅有相当小数目 SN 对观测宇宙线做出重大贡献. 但由于对 SN 的年龄知道得极为有限, 故本文以统计方法处理.

本文的模型不同于一般的漏箱模型. 漏箱模型认为在所考虑的整个体系内 (银河系或某一较小体积内), 宇宙线的空间密度是相同的, 一切物理量也是对整个系统平均而言的. 而能谱拐折是由于宇宙线大于某一刚度后逃逸出系统所造成的. 在本文的模型中, 各个 SN 对空间一点宇宙线的贡献是具有不同年龄、空间密度和密度梯度的. 由于诸多 SN 作用, 空间某点的宇宙线的年龄不应只是一个值, 但有可能在某一能段只由某一年龄的宇宙线所主宰. 例如低于 10^{14} eV 的宇宙线极可能以较老的宇宙线为主, 否则传播不到远处. 这与实验测到的该能段宇宙线年龄约为 10^8 年, 并具有较低的各向异性度 ($\sim 5 \times 10^{-4}$) 相一致. 至于能谱拐折, 本文认为是由于在不同刚度区间宇宙线的不同加速机制引起的谱指数变化造成的 (具体机制有待进一步研究), 这与文献 [26] 的想法一致. 也可以把漏箱模型看成弥散传播模型的一个特殊情况, 即此时弥散速度特别快, 以至于一个 SN 产生的宇宙线迅速传播开, 使它在系统中达到均匀分布. 但关于能谱形状却不能找到两者相容的说法.

本工作得到中国科学院高能物理研究所和美国 Utah 大学物理系的支持. 作者感谢 Eugene C. Loh 教授和 Fly's Eye 小组成员的帮助和讨论.

参 考 文 献

- [1] K. Asakimori *et al.*, 22nd ICRC, 2(1991)57.
- [2] D. J. Bird *et al.*, *Ap. J.*, 424(1994)494.
- [3] T. K. Gaisser *et al.*, *Phys. Rev.*, D47(1993)1919.
- [4] D. Muller *et al.*, *Ap. J.*, 374(1991)356.
- [5] S. P. Swordy *et al.*, *Ap. J.*, 403(1993)658.
- [6] G. Cuning *et al.*, *Ap. J.*, 236(1980)L71.
- [7] J. Buckley *et al.*, *Ap. J.*, 429(1994)736.
- [8] I. L. Rasmussen, B. Peters, *Nature*, 258(1975)412.
- [9] J. Wdowczyk, A. W. Wolfendale, *Nature*, 281(1979)356.
- [10] L. O. C. Drury, 23rd ICRC, Invited, Rapporteur & Highlight Papers (1993)307.
- [11] J. Ormes, P. Freier, *Ap. J.*, 222(1978)471.
- [12] Chunxian Xu, 19th ICRC, 2(1985)314.
- [13] A. M. Hillas, M. Ouldrige, *Nature*, 253(1975)609.
- [14] D. J. Bird *et al.*, 23rd ICRC, 2(1993)51.
- [15] V. L. Ginzburg, V. S. Ptuskin, *Rev. of Mod. Phys.*, 48(1976)161.
- [16] A. Lukasiak *et al.*, *Ap. J.*, 430(1994)L69.
- [17] R. Battiston *et al.*, CERN/EP, No.111, 1982.
- [18] A. Z. Dolginov, M. E. Katz, *Physics Reports*, 239(1994)285.
- [19] W. R. Webber *et al.*, *Ap. J.*, 429(1994)764.
- [20] J. Buckley *et al.*, *Ap. J.*, 429(1994)736.
- [21] J. F. Ormes, 18th ICRC, 2(1983)187.
- [22] Chunxian Xu, *Chinese Journal of Space Science*, 5(1985)123.
- [23] J. L. Puget, F. W. Stecker, *Ap. J.*, 191(1974)323.
- [24] F. W. Stecker, *Phys. Rev. Lett.*, 35(1975)188.
- [25] J. R. Jokipii, G. E. Morfill, *Ap. J.*, 290(1985)L1.
- [26] P. L. Biermann, 23rd ICRC, Invited, Rapporteur & Highlight Papers (1993)45.

A Statistic Model for Galactic Cosmic Rays

Xu Chunxian

(Institute of High Energy Physics, The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039)

Dai Hongyue

(Department of Physics, University of Utah, Salt Lake City, UT84112 U.S.A.)

Received 3 July 1996

Abstract

Supposed that all of cosmic ray particles of energy below 3×10^{18} eV are mainly originated and accelerated in an individual explosion of the galactic supernovae (SNs). By using an isotropic diffusion propagation model, non-steady state density of the iron nucleus is investigated. Considering the effect of extra-galactic cosmic rays and the variety of the galactic cosmic ray nuclei, the statistic model of galactic cosmic rays with a reasonable distribution of the SNs in space and time can account for the spectrum of cosmic ray in the energy range of 10^{12} — 10^{20} eV quite well.

Key words primary cosmic ray, cosmic ray composition, cosmic ray spectra, cosmic ray propagation.