

极高能宇宙线的研究进展

吴 飞 徐仁新

(北京大学物理学院 北京 100871)

摘 要

极高能宇宙线是能量高于 $\approx 10^{19}$ eV 的带电或中性的宇宙线粒子。其成分和形成机制的研究是宇宙线物理的重要内容之一,对高能天体物理、粒子物理和宇宙学等相关学科具有重要意义,而且很可能是揭示某些新的基本物理规律的突破点。围绕 GZK 疑难,重点综述了极高能宇宙线的观测和理论研究现状,对其研究前景作了展望。

关键词 天体物理学 — 宇宙线 — 综述 — 宇宙微波背景 — 基本粒子

分类号 P172.4

1 引 言

广义地讲,天体物理学是通过探测宇宙天体发射至地球的粒子来研究这些天体的物理特征。光子是被采用的粒子之一;除此之外,原则上还包括中微子、质子、 α 粒子等若干宇宙线粒子(甚至引力波)。

极高能宇宙线(UHECR),是指能量高于 $\approx 10^{19}$ eV 的带电或中性的宇宙线粒子。自上世纪 60 年代首次观测到能量高于 100 EeV ($1 \text{ EeV} = 10^{18}$ eV) 的事件以来,宇宙线这一能区就一直令人们困惑不解^[1~4]。由于极高能宇宙线事件发生几率很小,人们对它们的认识还很少。近几年来,随着观测技术的不断改进,使得对极高能宇宙线的认识有了很大提高。

对极高能宇宙线,GZK 疑难仍是人们关注的焦点。1965 年 2.7 K 宇宙微波背景辐射(CMB)被发现后不久,Greisen^[5]、Zatsepin 和 Kuzmin^[6] 即指出,当宇宙射线质子能量 E 高于阈值能量 E_{th} 时,遭遇 CMB 光子会产生 π 介子,其结果是宇宙线能谱在 $10^{19} \sim 10^{20}$ eV 处产生截断,这一效应即为著名的 GZK 效应。然而实验观测至今未明确地发现这一效应;相反,有迹象显示,已经观测到了越来越多的能量超过 10^{20} eV 的事件。

在常规的加速机制中,原始宇宙线都是带电粒子,而 γ 射线和中微子是这些宇宙线在与

国家自然科学基金项目(10273001)资助课题 国家重点基础研究专项基金项目(G2000077602)资助课题

北京大学第五届君政基金资助项目

2002-09-06 收到 2002-10-14 收到修定稿

其它粒子作用过程中的次级产物；因此，对极高能 γ 射线和中微子的天文观测实际上是对极高能宇宙线研究的重要补充^[7,8]。有人甚至认为极高能宇宙线就是中微子流^[9,10]，因为中微子不受 GZK 效应的约束。限于篇幅，本文不拟就其展开讨论。而有人则认为极高能宇宙线并非中微子，为解释 GZK 疑难，提出了大量模型；其中有些模型预言了未知新粒子的存在。若今后进一步的研究能证实这些新粒子的存在，必将具有重大意义，甚至可能突破目前的基本粒子物理标准模型。

当今极高能宇宙线研究有两个中心问题：(1) 如何从宇宙线实验推测出它们是个什么粒子？(2) 这种粒子起源的天体物理机制是什么？围绕这两个问题，本文以下各节将分别介绍极高能宇宙线的传播过程、观测进展以及有关的理论模型。最近关于极高能宇宙线更详细的综述可参见文献 [2, 3, 11~13]。

2 极高能宇宙线的传播及其与物质的作用

高能宇宙线一般以质子、 α 粒子等为主。因为正负电子在宇宙磁场中会辐射掉绝大部分能量，故极高能宇宙线不可能是电子。以下着重考虑原子核在宇宙空间的传播过程。对带电量为 Ze 的原子核，其 Thomson 截面 $\sigma = 1.97 \times 10^{-31} \frac{Z^2}{A^2} \text{cm}^2$ ，当它们在宇宙空间传播时，将会与其中的光子场和星际物质发生相互作用。尽管人们对银河系磁场结构的了解很有限，但可以推断其强度 $\approx 3 \times 10^{-10} \text{T}$ ，因此在极高能区，银河系磁场对粒子的影响可忽略。影响粒子传播的主要作用是以下几种：

(1) 光致 π 产生 (photo-pion production) 和 GZK 效应

作为宇宙大爆炸的产物，宇宙微波背景 CMB 是理想的黑体辐射，其分布各向同性，光子密度 $N_0 = 412/\text{cm}^3$ 。以宇宙线质子为例，在能量 $E > E_{\text{th}}$ 的质子静止参考系中，CMB 光子表现为高能 γ 射线，与质子作用产生 π 介子， $p + \gamma \rightarrow p + \pi$'s。质子的阈值能量为 $E_{\text{th}} = [m_\pi(m_p + m_\pi/2)]/(2\varepsilon) \simeq 6.8 \times 10^{19} (\varepsilon/10^{-3} \text{eV})^{-1} \text{eV}$ ，其中 $\varepsilon \approx 10^{-3} \text{eV}$ 为典型的 CMB 光子能量。CMB 光子与质子每经过一次作用，质子的能量减少 10%~20%^[14]。

(2) 光致裂变 (photo-disintegration)

对于重核，其能损过程更为复杂。除 GZK 效应之外，它们还会遭遇光子发生裂变， $A + \gamma \rightarrow (A-1) + N$ ，其中 $N = p, n$ 为核子。在 10^{20}eV 处， ^{56}Fe 因光致 π 产生和光致裂变导致的能损是相当的^[2]。

(3) 正负电子对产生 (pair production)

河外可见光与红外辐射场的存在，使宇宙线质子或中子通过对产生造成能损， $N + \gamma \rightarrow N + e^\pm$ 。与光致 π 产生相比，对产生的作用截面较小，但其阈值能量仅 $5 \times 10^{17} \text{eV}$ 。计算表明， γ 射线与 CMB、红外/可见光及射电波段光子背景作用的衰减长度 $< 100 \text{Mpc}$ 。所产生的电子对 e^\pm 会导致电磁级联。

宇宙线中的质子、核、光子在传播过程中损失了很大一部分能量。对于不同能量的粒子，其能量衰减曲线见图 1。另外，中微子和某些超对称性粒子几乎可以不受影响地远距离传播，它们已经引起人们的注意。关于极高能宇宙线传播过程更详细的论述请参见文献 [16, 17]。

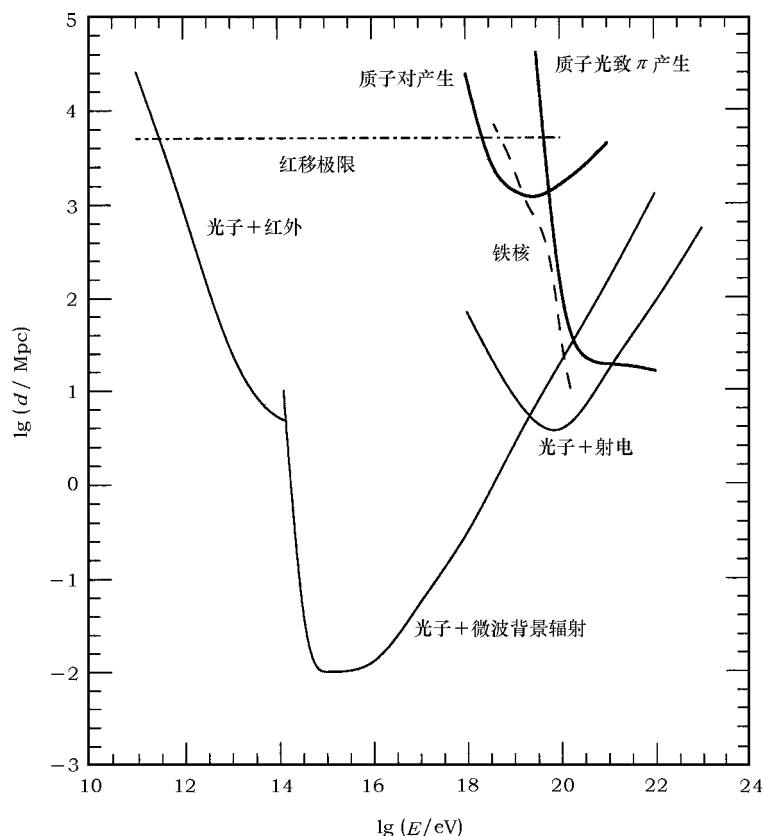


图 1 在各种背景辐射中光子、质子和铁核的衰减长度^[15]

点划线表示由于宇宙膨胀粒子能到达地球的距离上限。

3 极高能宇宙线的观测研究

极高能宇宙线的观测研究,包括测量粒子的成分、入射方向和能谱等。这些研究对于确定宇宙线的形成机制具有重要意义。

3.1 广延大气簇射

对于能量较低的宇宙线粒子,可以直接用核辐射探测器进行测量。但对于高能宇宙线,因与探测介质作用效率极低,这种常规方法往往不尽人意。一种比较有效的探测方式是利用宇宙线与地球大气介质的作用,通过测量这一作用的后果反推高能宇宙线的能量和成分。

超高能 ($E \geq 10^{15}$ eV) 宇宙线粒子射入到大气层中,会与高层大气中的核发生碰撞产生次级粒子。如果次级粒子的能量足够高,则在空气中向下飞行一段距离后,再次与空气中的核碰撞产生新一代次级粒子,于是粒子数目急剧增多,同时单个粒子能量逐渐减少。当粒子的平均能量降至不能再相互作用时,粒子数目达到最大。由于空气的吸收作用,次级粒子数又逐渐减

少, 次级粒子群呈盘状向地面飞来。这一过程称为广延大气簇射 (EAS) 现象^[18], 见图 2。EAS 次级粒子中的带电成分主要是电子、 μ 子和强子, 中性成分是光子、中微子和中子。对于极高能初级宇宙线粒子, 它们所产生的 EAS 能向下延展至海平面。

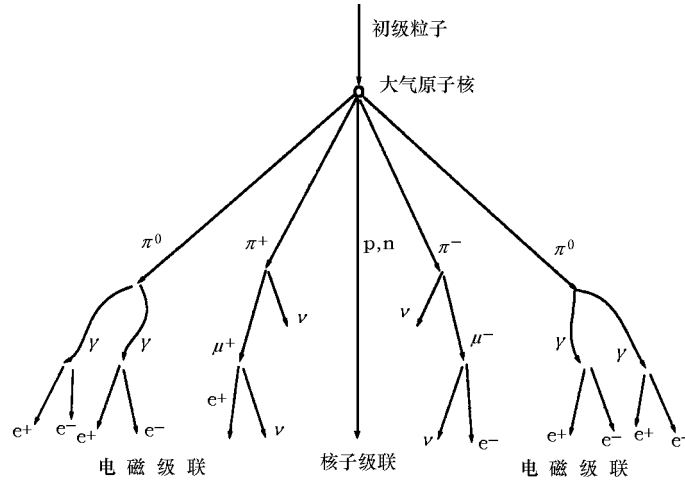


图 2 广延大气簇射示意图^[18]

根据初级粒子到达地球大气层的方向, 可将 EAS 分为垂直簇射、水平簇射和斜簇射。因为垂直簇射具有极好的角对称性, 并且不易受地球磁场的影响, 所以传统上对于大气簇射的研究都取 EAS 接近垂直入射, 天顶角不超过 45° 。随着天顶角的增大, 粒子穿越的大气深度 x_{\max} 增加, 从 $1000 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-2}$ 到接近 $36000 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-2}$ 。弱相互作用粒子 (如中微子) 可导致水平大气簇射, 情形接近于垂直情况, 因此指向水平方向的大气簇射探测器阵列对高能中微子流的探测很有效。介于以上两者之间的是斜簇射。对于重子引发的 EAS, μ 子群在一定高度处由带电 π 介子衰变产生, 它们对簇射轴的侧向偏移与其能量大小有关。 μ 子的平均行进距离 s 是入射角 θ 的单调递增函数。例如 $\theta = 0^\circ$ (即垂直簇射) 时, $s \simeq 4 \text{ km}$; $\theta = 60^\circ$ 时, $s \simeq 16 \text{ km}$; $\theta = 90^\circ$ (即水平簇射) 时, $s \simeq 300 \text{ km}$ 。考虑能量损失, 如果 μ 子能到达地面, 则斜簇射时其初始能量应比垂直簇射时高许多。

3.2 观测机理和设备

由于初级宇宙线粒子被地球大气屏蔽, 对极高能宇宙线的观测只能采取地面间接测量或者外层空间直接测量。而直接测量 (如高空气球、航天飞船、空间站等) 均要受到探测器大小的限制, 对荷电成分的测量在 100 TeV 处失去统计性; 对中性成分测量的统计限制则在更低能量处。因此, 目前各国主要采用大型地面探测方案。全球正在运行的地面观测台站见表 1。地面间接测量方法总体上可分为两大探测技术^[11]。

其一是大气荧光探测。簇射中形成的大量带电粒子会激发空气中的 N_2 分子和 N_2^+ 离子, 后者退激时会辐射出各向同性的荧光。通过收集簇射轴附近的荧光, 利用光电倍增管阵列记录信号的到达时间和强度, 可以确定大气簇射的纵向发展图像, 进而定出初级粒子的能量、种类和到达方向。图 3 给出了大气荧光探测示意图。例如, HiRes 实验就是利用这种技术, 它对能量约 10^{20} eV 的簇射能量分辨率达 10% 。该技术的缺憾在于只能选择晴朗无月的夜晚

进行观测,并要求较高的大气光学质量。

表 1 全球范围内观测 UHECR 的台站

地面阵列	地理位置	覆盖面积 /km ²	主要装置
Haverah Park	英国	11	水切仑科夫探测器
Yakutsk	俄罗斯	10	闪烁计数器、 μ 子探测器
SUGAR	澳大利亚	60	μ 子探测器
AGASA	日本	100	闪烁计数器、 μ 子探测器
Volcano Ranch	美国	8	闪烁计数器
Stereo Fly's Eye	美国	—	大气荧光探测器
HiRes	美国	—	大气荧光探测器

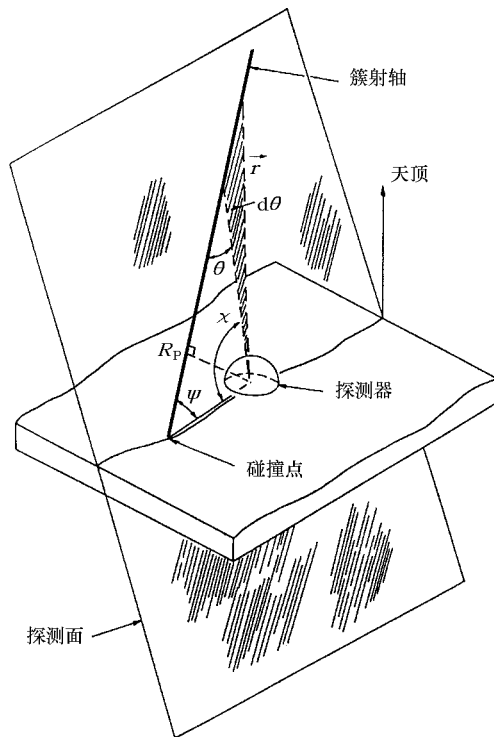


图 3 大气荧光探测器工作原理^[19]

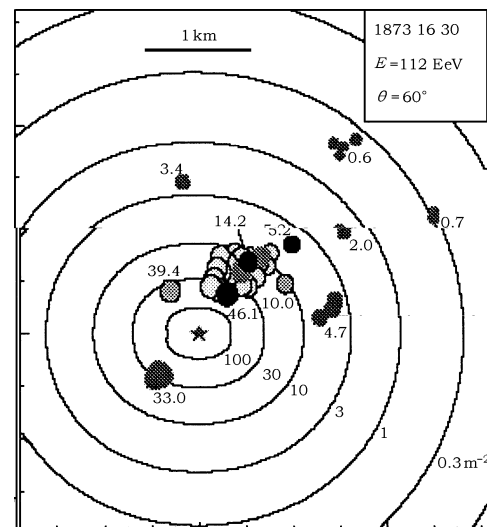


图 4 地面阵列记录到的某一事件中的 μ 子径向密度分布^[20]

星号表示拟合后簇射核的位置。

其二是次级粒子密度探测。在地面上按一定间隔安装闪烁计数器或水切仑科夫探测器阵列,通过它们抽样测量簇射面内粒子(主要是电子、 μ 子)的径向密度分布和到达时间,间接确定极高能区中 μ 子和核子的增值系数,获取初级宇宙线粒子的信息,见图4。例如,日本的AGASA(Akeno Giant Air Shower Array)由111个2.2m²的塑料闪烁计数器组成,其有效覆盖面积约100km²,目前大多数极高能事件的资料均来自AGASA的观测。此技术的缺点在于不能较好地分辨原初粒子种类和能量。

通过以上两种观测手段,可以得到簇射最大时的深度、给定深度处 μ 子对电子/光子的比率,以及一级作用点位置等。至于如何根据这些信息来确定初级入射宇宙线粒子的能量、方向等特性,目前各台站一般都采用相类似的蒙特卡罗计算方法,即依据一个可测量的参数(如距离簇射芯 600 m 处的粒子密度),对初级粒子的能量作参数化估计,从而得到有关初级粒子的一些信息,如方向、能量、成分等。然而,因测量极高能宇宙线的探测技术不能对能量进行绝对的定标,用蒙特卡罗计算方法来确定初级宇宙线能量的方式显得并不完美。

3.3 观测结果

(1) 能谱

综合各台站观测数据,宇宙线能谱服从幂律 $AE^{-\gamma}$: 从低能区直至 $\approx 10^{15}$ eV (膝, knee), $\gamma \approx 2.7$; 从 $\approx 10^{15}$ eV 直至 $\approx 10^{19}$ eV (踝, ankle), $\gamma \approx 3.1$; 而在 10^{19} eV 及更高能处,能谱反而变平坦了,见图 5。截止到 2001 年,共观测到 92 个能量高于 4×10^{19} eV 的粒子事件,其中最高能量为 3×10^{20} eV,相当于 50 J (微观的粒子具有宏观的能量!)。因此有足够的证据显示:实验上未观察到 GZK 效应(虽然 HiRes 的最新数据给出的宇宙线能谱似乎具有 GZK 截断的特性^[22],但与其他台站的结论不一致)。

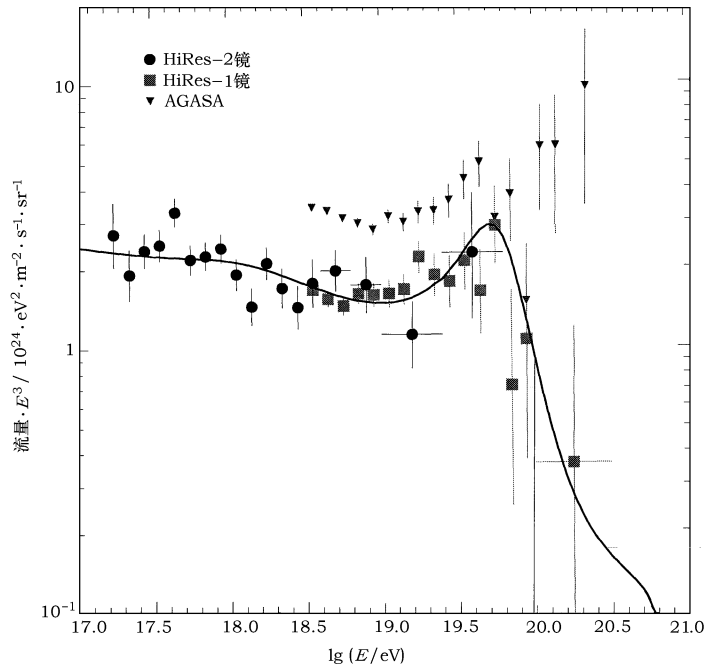
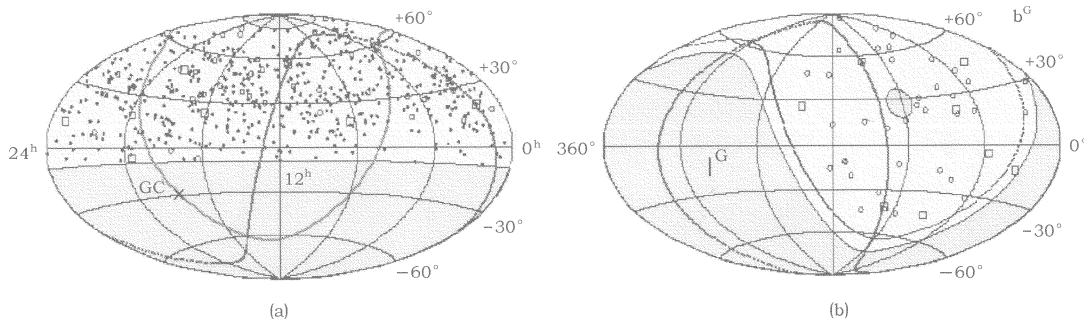


图 5 HiRes-I、HiRes-II 和 AGASA 测得的宇宙线通量^[21]

实线为拟合后的 HiRes 能谱。

(2) 方向

虽然 AGASA 和 Fly's Eye 在 10^{18} eV 附近观测到了来自银盘的各向异性,但在 10^{19} eV 附近,尚未观测到明显的各向异性。例如 AGASA 实验探测到的 581 个事件中,除了在与仪器分辨率 $\approx 2.5^\circ$ 可比较的小角度内存在各向异性,整体上是各向同性的,见图 6。当然,对各

图 6 AGASA 结果^[23]

(a) 能量高于 10 EeV 的宇宙线的到达方向分布, 实曲线表示银道面 (GC 指银河系中心);

(b) 能量高于 40 EeV 的宇宙线的到达方向分布。

向同性的确定还有赖于进一步的实验数据。

(3) 成分

目前的观测数据还不能推断初级粒子的成分, 因为可靠的成分分析不仅基于统计性, 还依赖于实验数据处理所采用的模型。例如, 用基于初级粒子能量的对数函数模型测量 x_{\max} , Fly's Eye 曾得出结论^[24]: 宇宙线在 3×10^{17} eV 处主要为重核, 从 $\approx 10^{19}$ eV 处平滑过渡到较轻成分(质子); 但 AGASA 实验采用另一套独立模型, 测量地面处 EAS 的 μ 子含量, 得出的结论却与 Fly's Eye 恰恰相反。最近, Haverah Park 对先前的实验数据进行了重新分析, 得出结论: 能量高于 10^{19} eV 的事件中初级粒子为光子或铁核的比例低于 30%^[25]。其中, 能量高于 4×10^{19} eV 的事件中, 初级粒子为光子的比例低于 55%。

综合 AGASA、Haverah Park、Stereo Fly's Eye 和 Yakutsk 的实验数据, Nagano 和 Watson^[4] 指出, 在能谱图上 10^{18} eV 处斜率有明显改变。对于宇宙线成分的研究也暗示, 极高能区 $\approx 10^{18}$ eV 处的成分变轻(此分析在一定程度上依赖于模型)。

探测到能量高于 $\approx 10^{19}$ eV 的宇宙线粒子这一事实, 给理论研究带来了严峻的挑战。如果 UHECR 为质子或普通核, 则由于 GZK 效应, 它们的源到地球的距离应不超过 50 Mpc, 而对于 10^{20} eV 附近的初级宇宙线质子, 几乎不被银河系磁场偏转(偏转角 $< 1^\circ$)。如果它们的源在本星系群或本超星系团中, 则由它们的到达方向回溯应能找到源的位置, 遗憾的是人们搜寻对应天体的努力均无功而返。

4 理论模型

极高能宇宙线的能量从哪里来? 它们的组成成分是什么? 这是人们最关心的问题。如果极高能宇宙线粒子并非中微子, 而是质子、中子或者铁核, 并且它们的源在宇宙空间分布均匀, 则 GZK 效应是不可避免的。值得一提的是, 包括弦理论在内的一些量子引力模型都预言了对时空对称性结构的修正, 并暗示了在极端能区 Lorentz 对称性破缺 (VLI) 发生的可能; 基

于对时空结构的修正，VLI 将影响高能粒子相互作用的能量阈值，从而可能导致 GZK 效应的消失^[26]。尽管如此，目前理论上普遍接受的观点仍认为 GZK 效应存在。为了解释实验观测到的极高能区能谱，看来只有以下两种可能：

- (1) 极高能宇宙线粒子产生在 50 Mpc 以内，它们的源就在地球附近；
- (2) 极高能宇宙线粒子本身可能不是普通的强子（质子、中子、或其它原子核）或光子，甚至可能是超出粒子物理标准模型的某种未知粒子。

相应地，目前对于初级宇宙线粒子能量来源的解释大体上也分为两类：(1) 传统的加速模型认为这些粒子是通过电磁加速而获得如此高能量的，故称为“由下而上” (bottom-up) 模型；(2) 另一种模型认为极高能宇宙线是某种极重粒子衰变的产物，故称为“由上而下” (top-down) 模型。这两类模型分别对应于以上两种可能性；其中，后一类模型可能会涉及新物理。

4.1 bottom-up 模型

有两种情况可将带电粒子加速到高能，一种是电场中直接加速，一种是磁场等离子体中统计加速。前者因很难获得符合幂律的频谱，已经不被用来解释极高能宇宙线。Fermi 在 1949

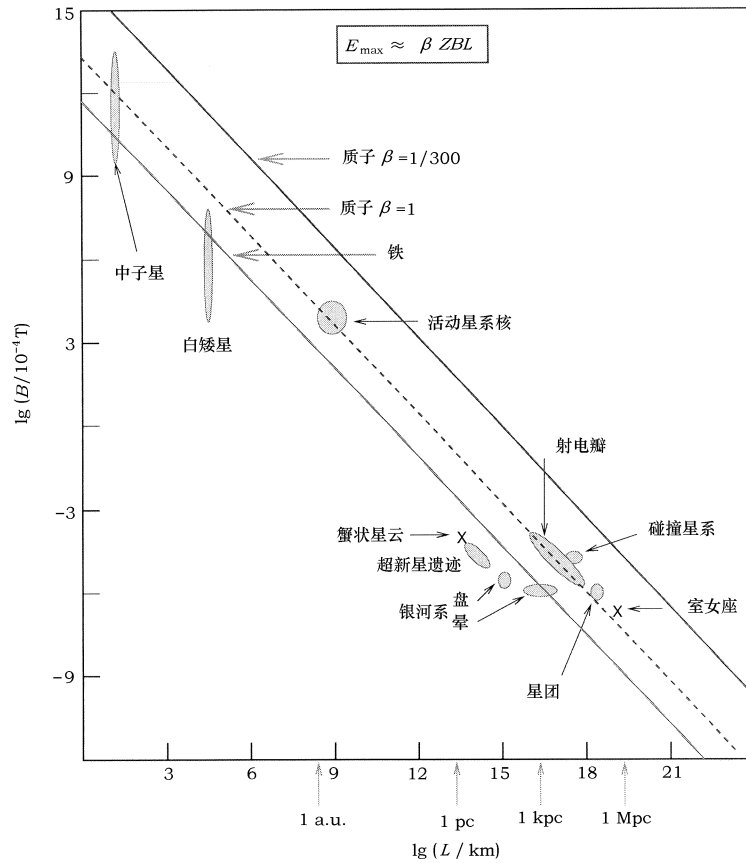


图 7 极高能宇宙线的可能加速源的尺度和磁场强度^[16,27]

斜线下方的源不能将粒子（质子或铁核）加速到 10^{20} eV。

年提出宇宙线的随机加速机制, 认为粒子在等离子体磁场中的传播是扩散的, 在这一过程中, 大量的等离子体动能被转移到单个粒子上, 其能谱服从幂律分布, 并在较宽的能区内与宇宙线能谱性质相吻合。但是, 要将一个带电量为 Ze 的粒子加速到具有能量 E , 对源的限制是很严格的, 它们要么具有很大尺度, 要么具有很强磁场。Hillas^[27] 曾给出粒子被加速后所能获得的最大能量。设源的尺度为 L (大于粒子的拉莫半径 R), 特征磁场强度为 B , 则 $E_{\max} \approx \beta Z(B/\mu\text{G})(L/\text{kpc})10^{18} \text{ eV}$, 其中 β 为激波的速度。从上式可知, 如果粒子带电量 Ze 较大, 则可被加速到的能量也较大。

曾认为超新星遗迹是极高能宇宙线的源, 因为超新星爆发产生的激波对星际介质中核粒子的加速是宇宙线的一个重要来源。但计算表明, 超新星遗迹可将粒子加速到的最大能量仅仅 $\approx 10^{17} \text{ eV}$ 。图 7 给出极高能宇宙线的可能源。对于质子, 脉冲星 (pulsar)、活动星系核 (AGN)、FR-II 射电星系和对碰星系均有可能将其加速至极高能区, 其中射电星系中的热斑 (hot spots) 是人们目前关注的焦点^[28,29]。

依赖于源的距离和周围的环境, 原初粒子可能经历能损、吸收以及次级粒子流的产生过程。例如活动星系核模型中, 被加速的质子会与周围的光场、物质等相互作用产生 π 介子, 继而生成光子和中微子。其中, 中微子可以不经衰减地到达地球, 从而给出质子加速的一些信息。此外, 被加速的粒子还经历逆 Compton 散射、同步辐射等能损过程。

如果加速源位于银河系内 (银河系直径 $\approx 50 \text{ kpc}$), 宇宙线的能谱将不会出现截断。但因为目前人们对星系磁场结构的了解还不成熟, 所有极高能事件均来自同一河外源 (如 Virgo) 的可能性仍不能完全排除^[30]。Farrar 和 Biermann^[31] 分析指出, 最高能的 5 个事件与 1 Gpc 处的射电星系有着某种关联, 并预言极高能宇宙线可能是一种新的中性粒子。

4.2 top-down 模型

正因为加速模型在寻源时遇到了许多困难^[32,33], 人们开始考虑极高能宇宙线是否由某种不稳定 (或亚稳定) 的超重粒子衰变而来, 并提出了很多相关模型。这里主要介绍两类可能的超重粒子: 奇异滴和 X 粒子。

4.2.1 奇异滴 (strangelet)

奇异夸克物质 (简称奇异物质) 是由数目几乎相等的上、下和奇异三味轻夸克组成的夸克胶子等离子体。对它的研究最早可追溯到上世纪 60 年代末 (如文献 [34,35])。1984 年 Witten^[36] 大胆地提出一个猜想: 奇异物质可能是强子的真正基态, 即奇异物质可能是最稳定的强作用束缚体系。同时, 他还指出, 奇异物质的形成可能与两类事件有关: 早期宇宙的强子化相变和大质量恒星铁核塌缩导致的超新星爆发。尽管从强作用基本理论 (量子色动力学) 证明这一猜想是否正确几乎是不可能的, 但随后不久 Farhi 和 Jaffe^[37] 还是利用强作用唯象模型 (MIT 口袋模型) 计算发现: 在很大的口袋参数范围内, 大块的奇异物质确实要比 ^{56}Fe 稳定。这表明 Witten 的猜想很可能是成立的。

若 Witten 猜想成立, 很可能存在奇异 (夸克) 物质。奇异物质的质量可大可小, 大到奇异星 (最近研究进展可参见文献 [38]), 小到可以只有几百个重子数 (称为奇异滴, strangelet)。即使大块奇异物质是稳定的, 质量太小的奇异物质因有限体积效应的影响可能并不稳定。因此, 稳定的奇异物质存在一个临界重子数 $A_{\text{cri}} = 300 \sim 400$, 重子数 $A < A_{\text{cri}}$ 的奇异物质将通过蒸发中子而快速衰变。值得一提的是, 高温环境不利于奇异滴稳定存在, 这可能是至今在

相对论重离子碰撞实验中未明确地发现奇异滴的原因。Madsen^[39]的计算发现,处于色味锁(color-flavor locked)态的奇异滴比其它状态的奇异滴更稳定。处于色味锁态奇异滴的电荷数 Z 与重子数 A 的关系为 $Z \approx 0.3(m_s/150 \text{ MeV})A^{2/3}$,其中 $m_s \approx 150 \text{ MeV}$ 为奇异夸克质量。由此可见,色味锁态奇异滴的荷质比($\approx A^{-1/3}$)要比一般原子核低得多,这是奇异滴的一个普遍特性。

奇异滴可以由早期宇宙强子化相变、奇异星形成或随后的碰撞等过程形成。最近Banerjee等人^[40]指出,冷暗物质可能主要由夸克物质构成,因此某些极高能宇宙线可能就是奇异滴。不过,这方面的研究还缺乏。例如,奇异滴能突破GZK效应的限制吗?它与地球大气作用的行为如何?为解释观测到的极高能宇宙线事件的数量,若干天体物理过程能够产生足够流量的奇异滴吗?等等。这些都是非常有趣、值得进一步研究的课题。

4.2.2 X 粒子

按照大统一理论(GUT),作为对称性自发破缺的产物,早期宇宙相变过程中形成的拓扑缺陷(TD)会辐射出某种超重的X粒子。原则上,这类粒子可具有对称性破缺相变能量标度的质量。X粒子的衰变将产生几万个轻子和夸克,夸克强子化后产生的强子喷注中包含有极高能量的 π 介子和少量的核子, π 介子相互作用生成 γ 射线、中微子和电子。

大质量的磁单极子(monopole)就是GUT预言的一种零维拓扑缺陷,其静止质量约为质子质量的 10^{16} 倍。磁单极子是在早期宇宙演化中产生的(相变发生时温度低于 10^9 GeV),仍存在于宇宙线之中。Huguet和Peter^[41]基于类Witten模型提出,处于束缚态的磁单极子的作用截面与重子在同一量级上,束缚在磁单极子核中的粒子在大气层中可能会形成簇射,并指出极高能宇宙线可能就是磁单极子。同样也有人提出,更高维的拓扑缺陷(如宇宙弦、畴壁等)对极高能宇宙线有部分贡献。

有人试图寻找暗物质与极高能宇宙线的联系^[42~44]。基于银河系质量分析,人们认为银河系大部分物质分布在银晕的冷暗物质里,而这些暗物质中有一部分可能是由于早期宇宙密度扰动形成的原初黑洞,并且可能会发射X粒子。如果X粒子的年龄大于宇宙年龄,那么它们将是暗物质的候选者。因此,倘若能验证极高能宇宙线源于X粒子,则其各向异性将反映暗物质的分布状况。

Benson等人^[45]提出了他们的模型,指出银河系暗物质晕可能是极高能宇宙线的源。Barrau^[46]则分析了银河系内的原初黑洞模型,指出单个蒸发的小型原初黑洞($M_{\text{evap}} \approx 10^{15} \text{ g}$)可产生 8.5×10^{14} 个能量高于 10^{20} eV 的粒子。这一模型与宇宙线极高能区的能谱符合得较好,但它预言了宇宙线通量在银心方向各向异性,具体事实还有待于实验检验。

不论是源自拓扑缺陷还是遗迹粒子,对于衰变模型,人们比较关注的是X粒子的衰变率,因为它是衡量模型正确与否的一个标准。Bhattacharjee和Sigl^[2]依据他们的简单模型计算得到了X粒子衰变率

$$\dot{n}_X \geq 10^{-46} \left(\frac{10 \text{ Mpc}}{l_E(E_\gamma)} \right) \left(\frac{E^2 j_\gamma(E)}{\mathcal{F}_\oplus} \right) \sqrt{\frac{m_X}{10^{16} \text{ GeV}}} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1},$$

其中, $\mathcal{F}_\oplus \approx 1 \text{ eV} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ 是实验观测到的 100 EeV 附近的宇宙线通量, $l_E(E_\gamma)$ 是光子的衰减距离, m_X 是X粒子的质量。从上式可知,为解释宇宙线极高能区的能谱,假定 $m_X = 10^{16} \text{ GeV}$,则X粒子衰变率应 $> 10^{-46} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ 。

图 8 给出了衰变模型的能谱。可见, 加上 X 粒子的贡献后, 宇宙线极高能区的能谱可以较好地拟合。同时, 与加速模型相比, 衰变模型得到的强子频谱平坦一些。不同的衰变模型对 X 粒子的质量估计是不同的, 但其衰变过程比较一致: 超出粒子物理标准模型的 X 粒子衰变为标准模型粒子, 而后最终碎裂为强子; 衰变产物中很小部分 ($\approx 3\%$) 为原子核, 其余为 π 介子。中性 π 介子衰变为光子, 带电 π 介子衰变为中微子。光子与射电背景的对产生作用使光子在几 Mpc 处丧失能量; 原则上, 如果源很遥远并且均匀分布的话, 那么在地球处中微子对光子的比率应该比源处高。因此, γ 射线和中微子的探测对确定极高能宇宙线是否源于衰变尤为重要。

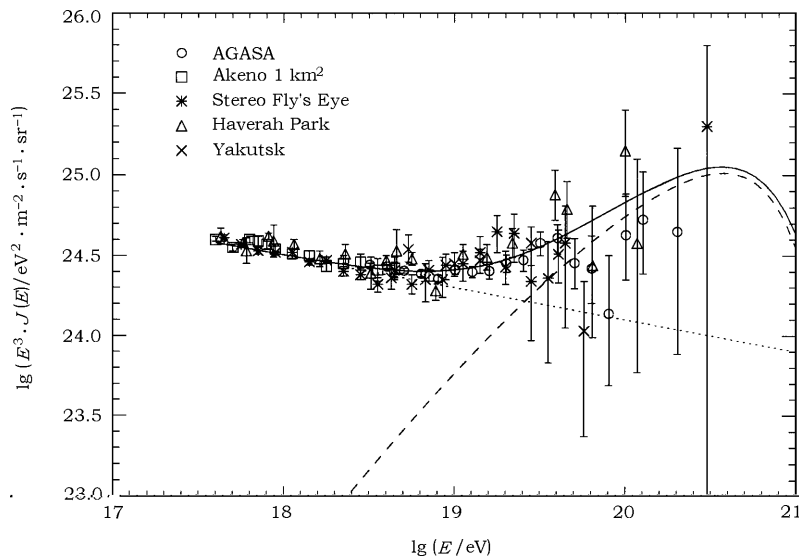


图 8 采用衰变模型 (破折线) 拟合宇宙线极高能区的能谱^[47]

取 $m_X = 5 \times 10^{12}$ GeV, 考虑了超对称性影响。

5 研究前景

极高能宇宙线的性质、它们的产生和传播是宇宙线研究领域中的一个重要内容, 并且在可以预计的将来, 宇宙线仍是研究该能区物理的唯一实验手段。对相关的高能天体物理、粒子物理和宇宙学中的基本问题的研究很可能是发现新现象、揭示新规律的突破点。因此, 上世纪 90 年代末以来, 这一领域得到人们的再次关注。

研究极高能宇宙线的主要困难在于观测统计性较差, 相信这一状况在不久的将来会得到改善。随着超大规模地面大气簇射探测阵列的运行和维护技术的发展, 以及大气荧光探测技术的日益成熟, 人们对极高能宇宙线进行系统观测研究的计划已步入了具体实施阶段。其中, 俄歇 (Auger) 计划将成为本世纪初规划最大、能区最高的宇宙线观测项目: 它由 19 个国家参加, 在南北半球均设有观测站, 并且集大气荧光探测器、地面阵列于一体, 对于能量高于 10^{19} eV

的簇射, 其总覆盖度达 $14000 \text{ km}^2 \cdot \text{sr}$ 。另外, 大型的空间探测极高能宇宙线计划也在酝酿之中, 若得以实施, 则有机会直接分析极高能宇宙线的性质。总之, 新一代实验的结果可能对当今物理学的一些基本问题的解决起关键性作用。

参 考 文 献

- 1 Yoshida Y, Dai H. *J. Phys. G*, 1998, 24: 905
- 2 Bhattacharjee P, Sigl G. *Phys. Rep.*, 2000, 327: 109
- 3 Sigl G. *Science*, 2001, 291(5501): 73
- 4 Nagano M, Watson A A. *Rev. Mod. Phys.*, 2000, 72(3): 689
- 5 Greisen K. *Phys. Rev. Lett.*, 1966, 16: 748
- 6 Zatsepin G T, Kuzmin V A. *J. Exp. Theor. Phys. Lett.*, 1966, 4: 78
- 7 Bahcall J N, John N. *Nature*, 2001, 412(6842): 29
- 8 Bertou X, Billoir P, Deligny O *et al.* *Astroparticle Phys.*, 2002, 17(2): 183
- 9 Fargion D, Mele B, Salis A. *ApJ*, 1999, 517: 725
- 10 Ibarra A, Toldra R. *J. High Energy Phys. Lett.*, 2002, 0206: 006
- 11 马宇倩, 况浩怀, 白新华. *物理学进展*, 1998, 18: 383
- 12 Watson A A. *Phys. Rep.*, 2000, 333: 309
- 13 Battiston R. 2002, preprint (astro-ph/0208108)
- 14 Biermann P L, Sigl G. *Lect. Notes Phys.*, 2001, 576: 1
- 15 Protheroe R J, Johnson P A. *Astroparticle phys.*, 1996, 4: 253
- 16 Bertou X, Boratav M, Selvon A L. *Int. J. Mod. Phys. A*, 2000, 15: 2181
- 17 Anchordoqui L, Goldberg H, Weiler T J. *Phys. Rev. D*, 2001, 64: 123004
- 18 Schlickeiser R. *Cosmic Ray Astrophysics*, Berlin: Springer, 2002: 107
- 19 Cassidy G L. *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 1985, 35: 321
- 20 Zas E. *Nucl. Phys. B, Proc. Suppl.*, 2001, 95: 201
- 21 HiRes collaboration. 2002, preprint (astro-ph/0208243, astro-ph/0208301)
- 22 Bahcall J N, Waxman E. 2002, preprint (hep-ph/0206217)
- 23 Takeda M, Hayashida N, Honda K *et al.* *ApJ*, 1999, 522(1): 225
- 24 Halzen F, Vazquez R A, Stanev T *et al.* *Astroparticle Phys.*, 1995, 3(2): 151
- 25 Dawson B R, Meyhandan R, Simpson K M. *Astroparticle Phys.*, 1998, 9(4): 331
- 26 Coleman S, Glashow S L. *Phys. Lett. B*, 1997, 405: 249
- 27 Hillas A M. *ARA&A*, 1984, 22: 425
- 28 Rachen J P, Biermann P L. *A&A*, 1993, 272: 161
- 29 Wilson A S, Young A J, Shopbell P L. *ApJ*, 2001, 547: 740
- 30 Biermann P L, Ahn E J, Tanco G M *et al.* *Nucl. Phys. B, Proc. Suppl.*, 2000, 87: 417
- 31 Farrar G R, Biermann P L. *Phys. Rev. Lett.*, 1998, 81: 3579
- 32 Aharonian F A, Belyanin A A, Derisheu E V *et al.* *Phys. Rev. D*, 2002, 66: 023005
- 33 Olinto A V. *Nucl. Phys. B, Proc. Suppl.*, 2002, 110: 434
- 34 Ivanenko D D, Kurdgelaidze D F. *Lett. Nuovo Cimento*, 1969, 2: 13
- 35 Itoh N. *Prog. Theor. Phys.*, 1970, 44: 291
- 36 Witten E. *Phys. Rev. D*, 1984, 30: 272
- 37 Farhi E, Jaffe R L. *Phys. Rev. D*, 1984, 30: 2379
- 38 胡剑, 徐仁新. *天文学进展*, 2002, 20(2): 158
- 39 Madsen J. *J. Phys. G*, 2002, 28: 1737
- 40 Banerjee S, Ghosh S K, Mazumda A *et al.* *Ap&SS*, 2000, 274(3): 655
- 41 Huguet E, Peter P. *Astroparticle Phys.*, 2000, 12: 277

- 42 Blasi P. AIP Conf. Proc., 2000, 566: 195
43 Blasi P, Dick R, Kolb E W. Astroparticle Phys., 2002, 18: 57
44 Banerjee S, Bhattacharyya A, Ghosh S K *et al.* 2002, preprint (astro-ph/0206349)
45 Benson A, Smialkowski A, Wolfendale A W. Astroparticle Phys., 1999, 10(4): 313
46 Barrau A. Astroparticle Phys., 2000, 12: 269
47 Sarkar S, Toldra R. Nucl. Phys. B, 2002, 621: 495

Ultra High Energy Cosmic Rays

Wu Fei Xu Renxin

(*School of Physics, Peking University, Beijing 100871*)

Abstract

The recent achievements of ultra-high energy cosmic ray (UHECR) are briefly reviewed. UHECRs are particles with energy above $\approx 10^{19}$ eV, which may play an important role in modern high-energy physics, particle physics and cosmology. However, the origin and the composition of UHECRs are still enigmas. Beginning with the GZK cutoff, we present the observations and theoretical models for the UHECR study. It is a common point that these energetic particles may become a window to new physics.

Key words astrophysics—cosmic rays—review—cosmic microwave background—elementary particles