河外极高能宇宙线的起源

柳若愚^{①*}, 王祥玉^①, 张冰^{②③}¹ 南京大学天文与空间科学学院, 南京 210046;² 北京大学物理学院天文系及科维里天文与天体物理研究所, 北京 100871;³ 美国内华达大学拉斯维加斯分校物理天文系, NV 89154, 美国

* 联系人, E-mail: ryliu@nju.edu.cn

收稿日期: 2015-06-16; 接受日期: 2015-08-27

国家重点基础研究发展规划 (批准号: 2014CB845800) 和国家自然科学基金 (批准号: 11273016) 资助项目

摘要 由于大型宇宙线探测器 Pierre Auger, Telescope Array 等的观测, 极高能宇宙线 (能量大于 10^{18} eV 的宇宙线) 的研究取得了很大进展, 包括探测到高能能谱变陡, 与河外天体源的可能相关性, 以及化学成分组成等. 然而这些宇宙线的起源天体仍未知. 本文将评述河外极高能宇宙线起源的候选天体, 包括伽玛射线暴, 活动星系核, 巨超新星等. 同时我们从多信使角度 (包括高能中微子, 伽玛光子的观测), 探讨这些天体是河外极高能宇宙线起源天体的可能性.

关键词 粒子天体物理, 极高能宇宙线, 中微子, 伽玛射线, 磁场

PACS: 03.67.Mn, 03.65.Ud, 03.67.Ac

doi: 10.1360/SSPMA2015-00306

1 引言

宇宙线是来自于外太空的高能粒子, 主要成分为质子与原子核, 也包含少量的正负电子对, 光子, 中微子与介子. 目前观测到的宇宙线的能量范围从不到 1 GeV 延展到 100 EeV ($1 \text{ EeV} = 10^3 \text{ PeV} = 10^6 \text{ TeV} = 10^9 \text{ GeV} = 10^{12} \text{ MeV} = 10^{15} \text{ keV} = 10^{18} \text{ eV}$) 以上, 跨越了约 11 个量级的范围, 其中能量大于 1 EeV 左右的宇宙线通常被称为极高能宇宙线. 宇宙线的能谱大体上可以用一条指数为 -2.7 的幂率谱来描述, 但其中也包含了不少结构. 最显著的特征是位于 3 PeV 附近的“膝”区, 4 EeV 附近的“踝”区, 以及 $\sim 50 \text{ EeV}$ 之上的截断. 学界普遍认为能量在膝区以下的宇宙

线来自于银河系内的源 (以下简称河内源), 比如超新星遗迹^[1]. 宇宙线的能谱指数在“膝”区由 -2.7 变为 -3.1 左右, 一般的解释是由于河内源加速质子的能力极限或宇宙线从银河系的快速逃逸所引起的能谱变陡 (也有其他的模型, 参考文献 [2]). 而能量在“踝”区之上的宇宙线则公认为来自于银河系外的源 (以下简称河外源), 能谱在此处由 -3.1 又变为 -2.7 左右. 介于“膝”区与“踝”区之间的宇宙线的起源还有所争论, 一种说法 (如文献 [3]) 认为河内源一直贡献了绝大部分的宇宙线直到“踝区”, 而另一种说法 (如文献 [4]) 认为河外源对于宇宙线流量的贡献在 $0.4 - 0.8 \text{ EeV}$ 处开始逐渐占主导, 因为某些实验在该能量处测到了能谱的再一次拐折, 谱指数由 -3.1

引用格式: 柳若愚, 王祥玉, 张冰. 河外极高能宇宙线的起源. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2015, 45: 119507

Liu R Y, Wang X Y, Zhang B. The origin of extragalactic ultrahigh energy cosmic rays (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2015, 45: 119507, doi: 10.1360/SSPMA2015-00306

下降为 -3.3 . 该结构又被称为“第二膝”, 但值得注意的是“第二膝”的存在并没有被完全确认. 50 EeV 之上的能谱截断则被认为是宇宙线在传播过程中与微波背景辐射 (CMB) 反应导致的^[5,6]. 该反应使得在该能量之上只有从位于约 100 Mpc 以内的源发出的宇宙线才能到达地球. 此外, 如果源的加速能力有限, 只能把宇宙线加速到 50 EeV 左右, 同样可以造成这个截断.

虽然对于河内与河外宇宙线的转变能量还有争议, 河外宇宙线基本都属于极高能宇宙线的范畴. 第一个 10 EeV 与 100 EeV 的宇宙线事件先后于 1961 年与 1963 年被 Linsley 及其同事报道, 在接下来的五十多年里极高能宇宙线一直吸引着天文学家与物理学家. 人们最关心的问题莫过于这些粒子究竟是何种类的粒子? 它们从哪里来? 又如何获得如此之高的能量? 在接下来的章节中, 我们将着重介绍能量在 1 EeV 以上的极高能宇宙线的最新观测结果以及相关理论研究.

2 观测结果的回顾

极高能宇宙线由于流量很低, 事件数相当稀少, 尤其是能量大于 10^{20} eV 的宇宙线, 每平方公里单位立体角内平均每一百年只有一个事件. 位于南美洲的 Pierre Auger 天文台与位于北美洲的 Telescope Array 项目是目前世界上运行的两个最大的极高能宇宙线观测阵列. 经过数年的运行, 在几十 EeV 之上分别累积观测到了数十个例事件, 尽管仍然因缺少统计性而难以给出精确的结论, 但已使得人们对于极高能宇宙线相关问题的了解更进了一步. 本章将分别介绍这两个阵列的观测结果, 但在此之前, 为方便读者更好理解观测结果, 我们先简单介绍一下宇宙线的探测方法.

2.1 探测方法简介

当极高能宇宙线到达地球的大气层时, 它们会与大气分子中的原子核 (以下简称大气原子核) 碰撞从而产生次级粒子, 这些次级粒子也具有很高的能量从而足以再次和大气原子核反应并产生再次级的粒

子, 类似的过程会一直持续下去直到产生的次级粒子的能量等于反应的阈值, 随后次级粒子会逐渐被吸收. 这个过程被称为“广延大气簇射”, 次级粒子能量达到阈值的时刻粒子总数目也达到极大值, 该时刻被称为“簇射极大”. 更具体一点来说, 簇射又可分为电磁簇射 (或电磁级联) 或强子簇射 (或强子级联) 两种过程. 通常情况下, 宇宙线粒子是质子或者原子核. 它们与大气原子核碰撞的主要产物是 π 介子, 这其中粒子中大约有 $1/3$ 是不带电的 π^0 介子, 另外 $2/3$ 是带电的 $\pi^\pm$ 介子. π^0 介子的寿命很短 (静止系中约为 $8.4 \times 10^{-17} \text{ s}$), 在再次碰撞之前绝大部分的 π^0 会衰变为两个光子. 产生的光子能量很高, 会与大气原子核的库仑场湮灭生成正负电子对. 正负电子对通过和大气原子核的韧致辐射又产生数个光子, 而产生的光子会再次湮灭产生正负电子对, 如此周而复始, 直至新产生的粒子能量衰减到约 80 MeV , 这个过程是电磁簇射; $\pi^\pm$ 引起的强子簇射则要更复杂一些. 它们的寿命相对来说要长 (静止系中为 $2.6 \times 10^{-8} \text{ s}$), 因此可能在产生衰变 ($\pi^+(\pi^-) \rightarrow \mu^+(\mu^-) + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$) 前发生碰撞. 它们与大气原子核碰撞的产物同样大约有 $1/3$ 是 π^0 而 $2/3$ 是 $\pi^\pm$, 其中 π^0 介子将引起之前所说的电磁簇射, 而 $\pi^\pm$ 则又会产生新的 π^0 与 $\pi^\pm$. 但是 $\pi^\pm$ 的寿命随能量降低而减少. 当它们的能量降低到 20 GeV 左右时, 大部分的 $\pi^\pm$ 会在下一次碰撞之前衰变, 从而强子级联被终止. 由于强子簇射也会引起电磁簇射, 当一个由质子或者原子核的广延大气簇射达到簇射极大时, 大部分初级粒子的能量会沉积到电磁成份 (如光子与电子) 里, 具体比例与初级粒子的能量有关 (作为一个参考, 对一个 10^{15} eV 的质子, $70\%-80\%$ 的能量会在电磁成份中, 而对一个 10^{20} eV 的质子, 这个值是 $90\%-95\%$). 如果初始的入射粒子是光子, 那么整个过程只包含电磁簇射. 图 1 展示了一个强子宇宙线粒子级联的发展示意图.

根据 Heitler^[7] 的模型, 电磁簇射的极大可以表示为

$$X_{\text{max}}^{\text{em}} = \lambda_r \ln \frac{E_0}{E_c^{\text{em}}}, \quad (1)$$

其中 E_0 为入射光子或电子的能量, E_c^{em} 是电磁级联的能量阈值, $\lambda_r = 37 \text{ g cm}^{-2}$ 是大气的辐射长度. X_{max} 的物理意义是从粒子进入大气层顶端算起到达簇

图 1 (网络版彩图) 一个宇宙线强子引发的级联示意图. 每一步反应都会有 $1/3$ 的能量从强子级联转移到电磁级联中. 该图片取自于文献 [8]

Figure 1 (Color online) A sketch for the cascade initiated by a cosmic ray hadron. $1/3$ of energies of the hadronic shower will be transferred to the electromagnetic shower in each step. The picture is taken from ref. [8].

射极大时经过的大气的面密度, 因为大气的密度是已知的, 粒子穿过的大气的面密度就等价于穿过的距离. 文献 [9] 以 Heitler 的理论为基础, 把模型扩展到了强子簇射上, 他得到一个能量为 E_0 的质子簇射极大位于

$$X_{\max}^p = \lambda_l \ln 2 + \lambda_r \ln \left(\frac{E_0}{6N_\pi E_c^\pi} \right), \quad (2)$$

这里 $\lambda_l \simeq 120 \text{ g cm}^{-2}$ 是强子作用长度, E_c^π 则是强子级联的能量阈值. 如果入射粒子是质量数为 A 的原子核 (质子 $A = 1$), 则有

$$X_{\max}^A(E_0) = X_{\max}^p - \lambda_r \ln A, \quad (3)$$

我们可以看到簇射极大的位置只与粒子的能量与种类有关, 并且簇射极大对 $\lg E_0$ 的导数 (即 $dX_{\max}/d\lg(E_0)$) 是一个常数. 这个导数也叫做“延长率”(Elongation Rate). 我们可以想象到, 如果在以 $\lg E_0$ 为横坐标, $X_{\max}$ 为纵坐标的图上, 把不同能量的宇宙线数据画上去, 就可以大体上判断出入射宇宙线是何种粒子, 其化学成份是否随能量变化.

宇宙线探测器主要有 3 种类型. 第 1 种是切伦科夫望远镜阵列. 当带电粒子在介质中的传播速度超过了该介质中的光速时, 粒子就会发出特征频率为蓝光 - 紫外波段的辐射. 通过测量级联过程中粒子的切伦科夫辐射, 可以反推出入射宇宙线的信息. 第 2 种探测器是闪烁体探测器阵列. 当宇宙线引起的簇射中的带电粒子经过这些探测器时会通过电磁能沉积能量, 从而留下了关于初始宇宙线的信息. 第 3 种探测器是荧光探测器. 宇宙线与次级粒子会激发它们所经过的大气分子 (主要是其中的氮原子), 当这些分子退激发时会发射出荧光, 同样的, 这些荧光包含着宇宙线的信息. 位于阿根廷马拉圭的 Pierre Auger Observatory (PAO) 和位于美国犹他州的 Telescope Array (TA) 是目前世界上正在运行的两个最大的混合型极高能宇宙线探测阵. 所谓混合型是指它们采用了不止一种探测技术. PAO 由 1600 个用于探测粒子水切伦科夫辐射的水箱构成的表面探测阵列 (Surface Detector, SD) 以及 4 个分别包含 6 个荧光望远镜的荧光探测站 (Fluorescence Detector, FD) 组成, 占地约 3000 平方公里. TA 则是由 507 个闪烁体探测器组成的表面探测阵列 (SD) 和 3 个分别包含 12–14 不等的荧光望远镜的荧光探测站 (FD) 组成, 占地约 800 平方公里. 混合型探测器的一个优点在于不同类型探测器的数据可以被结合起来用于更好地重构出宇宙线事件. 当簇射的前沿到达 SD 阵列时, 会先后触发其中不同的探测器, 根据触发的时间以及这些探测器的相对位置, 就可以还原出簇射的传播轴即初级宇宙线粒子的到达方向. 此外, 次级粒子的流量随距簇射传播轴的垂直距离不同会有分布, 根据不同探测器的数据可以得到其分布函数 (也称为簇射的横向分布函数, Lateral Distribution Function), 这个函数与初级宇宙线粒子的能量有关, 可以用来反推宇宙线的能量. SD 阵列不能直接测量簇射极大的位置, 但可以通过簇射的上升时间, 簇射前沿的曲率或是 μ 子产生的深度对初级宇宙线的种类做出一定的判断 [10]. 更常用的测量宇宙线种类的方法是用 FD 对簇射极大进行测量. 随着簇射的逐步发展, 荧光也持续得被产生. 由于荧光的发射方向是各向同性的, 探测器在任何方向都可以探测到. 所以 FD 可以追踪簇射的发展, 从而直接簇射极大的位置用于判断粒

子的种类. 当然 FD 的作用不仅仅是测量簇射极大的位置, 根据不同位置的 FD 对簇射的追踪可以还原出宇宙线的到达方向, 而荧光光子的数量 (或强度) 则可以用于推出宇宙线的能量.

2.2 能谱

PAO 与 TA 测量到的能谱分别如图 2 和 3 所示. PAO 的能谱可以用函数 [11]

$$\frac{dN}{dE} \propto \begin{cases} E^{-\gamma_1}, & E < E_a, \\ E^{-\gamma_2} \left[1 + \exp\left(\frac{\lg E - \lg E_{1/2}}{\lg W_c}\right) \right]^{-1}, & E \geq E_a, \end{cases} \quad (4)$$

来描述. 其中 $E_{1/2}$ 是流量下降到峰值一半的地方, W_c 是一个控制流量衰减快慢的参数. TA 的能谱则可以用三段幂率谱来拟合 [12]

$$\frac{dN}{dE} \propto \begin{cases} E^{\gamma_1}, & E < E_a, \\ E^{\gamma_2}, & E_a < E < E_b, \\ E^{\gamma_3}, & E_b < E. \end{cases} \quad (5)$$

图 2 (网络版彩图)PAO 测量到的极高能宇宙线的能谱. 点是测量值, 点上面的数据表示在该能量段测量到的事件数. 最后三个箭头表示 84% C.L. 的流量上限. 黑线是根据公式 (4) 的拟合. 该图片取自于文献 [11]

Figure 2 (Color online) The spectrum of UHECRs measured by the PAO. The numbers give the number of events in each energy bin. The last three arrows represent upper limits at 84% C.L. The picture is taken from ref. [11].

图 3 (网络版彩图)TA 测量到的极高能宇宙线的能谱, 包括由其 SD 探测器得到的结果 (红色圆点)、FD(MD 是 TA 三个 FD 观测站中的一个) 探测器得到的结果 (绿色三角), 以及同时利用 SD 与 FD 数据得到的结果 (黑色方块). 同时展示的还有其它实验的结果. 左上角的箭头表示能量定标的误差. 该图取自于文献 [130]

Figure 3 (Color online) The spectrum of UHECRs measured by the TA. The red filled circles are the data solely from the SDs. Green triangles represent the data solely from FDs while the black squares are the hybrid spectrum. Data from other experiments are also shown for comparison. The arrows on top left represents the error in energy calibration. The picture is taken from ref. [130].

能谱中具体的参数我们分别列在表 1 和 2 里. 可以看出两个实验对于能谱的测量结果有一定的不同, 主要反应在宇宙线的流量以及流量衰减的位置. 但文献 [14, 15] 指出在考虑宇宙线能量定标的系统误差后, 两个仪器测得的能谱形状与绝对流量是相符的. 另一方面, 虽然 PAO 与 TA 的团队别选用了不同形式的函数来拟合最高能的能谱, 但这并不代表两者的测量结果有很大出入. 事实上, PAO 的团队在 2010 年的一篇文章 [16] 中也用过三段幂率谱来拟合他们的测量结果.

2.3 化学组成

两个实验对于宇宙线化学组成的测量看似并不

表 1 对 PAO 能谱拟合的最佳参数. 数据来自文献 [11]

Table 1 Best-fit parameters for the UHECR spectrum measured by the PAO. The table is taken from ref. [11]

Parameter	Results
$\lg(E_a/\text{eV})$	$18.72 \pm 0.01 \pm 0.02$
γ_1	$3.23 \pm 0.01 \pm 0.07$
γ_2	$2.63 \pm 0.02 \pm 0.04$
$\lg(E_{1/2}/\text{eV})$	$19.63 \pm 0.01 \pm 0.01$
$\lg W_c$	$0.15 \pm 0.01 \pm 0.02$

表 2 对 TA 能谱拟合的最佳参数. 数据来自文献 [17]

Table 2 Best-fit parameters for the UHECR spectrum measured by the TA. The table is taken from ref. [17]

Parameter	Results
$\lg(E_a/\text{eV})$	18.65
$\lg(E_b/\text{eV})$	19.75
γ_1	3.25
γ_2	2.81
γ_3	5.1

一致. 大体上来说, PAO 的结果表明宇宙线的成份在 1 EeV 处较轻 (可能以质子或氦原子核为主), 而从 4 EeV 也即踝区开始, 成份逐渐变重, 到了约 50 EeV 处时, 中等质量的原子核 (如碳, 氮, 氧核) 甚至是较

重的原子核 (如硅, 铁核) 可能占了相当的比例 [11,18]. 而 TA 的结果则显示从 1 EeV 直到最高能量, 宇宙线的主要成份却没有明显得偏离质子. 图 4(a) 和 5 分别展示了 PAO 和 TA 对于宇宙线事件簇射极大的测量. 图 4(b) 则是不同宇宙线事件簇射极大的均方根, 或标准差. 可以想象, 当簇射极大的值本身较大时, 单个事件偏离平均值的水平也相对来说会大一些, 反之亦然. 所以这是另一种对于宇宙线成份的测量方法. 两幅图中点代表测量结果, 不同的线代表不同理论的预期. 理论与理论之间之所以存在较大的差别是因为目前实验室里最多能够研究大约 10^{17} eV 的质子的碰撞 (LHC 中可达到的质子最大能量约为 10 TeV, 两个质子对撞时一个质子在另一个质子的静止系里能量可达 10^{17} eV), 对于更高能处的粒子碰撞只能通过在较低能量处的结果外推. PAO 与 TA 结果的差异有可能是对于数据不同的处理方法造成的. PAO 通过 FD 探测器对于一个簇射事件本身的记录致力于还原出一个不受理论模型以及仪器效应影响的 $X_{\max}$, 而 TA 对于 $X_{\max}$ 的测量则依赖于基于理论模型 (如强子作用模型, 大气簇射模型) 的蒙特卡罗模拟 [19]. 最近, 两个团队进行了一项数据的联合分析 [20], 他们发现把用于拟合 PAO 数据的宇宙线化学组成代入 TA 的模拟程序, 在用 TA 的方法处理后, 得

图 4 PAO 在不同测量能量到的簇射极大 (a) 以及不同事件的簇射极大的均方根 (b). 不同的线代表不同强子模型下质子与铁核引起的簇射极大的预期. 该图片取自于文献 [11]

Figure 4 $X_{\max}$ and $\text{RMS}\langle X_{\max} \rangle$ measured by the PAO. Different lines represent air-shower simulations for proton and iron primaries under different hadronic models. The picture is taken from ref. [11].

图 5 (网络版彩图)TA 在不同测量能量到的簇射极大. 不同的线代表不同强子模型下质子与铁核引起的簇射极大的预期. 该图片取自于文献 [21]

Figure 5 (Color online) $X_{\max}$ measurement from the TA experiment with the comparison to different hadronic models. The picture is taken from ref. [21].

到的结果与 TA 对其本身数据的处理结果是相一致的. 这表明两个实验的数据本身差别并不大. 基于这个结果, 他们预期一旦把能量定标的差异考虑进去, 两个实验的数据差异将会更小. 进一步的分析还在进行中. 另一方面, 由于越往高能量宇宙线事件越少, 所以对于最高能宇宙线的测量结果存在着一定的统计误差. 这点对于 TA 更为严重些, 因为其面积大概是 PAO 的 1/4, 运行时间也短约 4 年, 故收集到的事件数较少.

2.4 空间分布

宇宙线事件的到达方向从某种程度上可以反应出源的位置. 图 6 展示的是 PAO 于 2010 年给出的 >55 EeV 宇宙线的分布图 [22]. 通过与 VCV 星表中距离地球 75 Mpc 以内的活动星系核 (Active Galactic Nuclei, AGN, 在图 6 中以蓝色椭圆标出) 的位置比较, PAO 发现它们探测到的 84 个能量高于 55 EeV 的宇宙线事件里, 有 28 个分布在其中一些 AGN 的 3.1° 范围内. 在一个各向同性分布下由于巧合而观测到这样的分布的概率约为 1%. 此外, 一个更为显著的各向异性分布在 Cen A 附近, PAO 的观测表明有 19

个事件分布在以 Cen A 为中心的 24° 范围内, 而在宇宙线到达方向是各向同性的情况下, 相同范围内的预期事件只有 7.6 个. TA 也报道了在 25 个能量大于 57 EeV 的事件里, 有 11 个与临近的 AGN 成协, 而各向同性分布下的预期值为 5.9 个事件, 由于巧合而观测到当前分布的概率约为 2%. 联合 PAO 与 TA 的观测可以给出在各向同性分布下观测到当前分布的概率约为 0.1% [15]. 但是, 这并不代表这些 AGN 一定是极高能宇宙线的源. 因为首先 AGN 本身也是有向超星系面 (Supergalactic Plane) 聚集的倾向, 这些 AGN 往往也处于星系团或超星系团之中, 因此严格来说是与物质的分布成协. 其次绝大部分宇宙线是带电粒子, 当这些粒子在星系际空间以及银河系内传播时, 运动方向都会被遍布在其中的磁场所偏折, 所以它们的到达方向已经偏离了源的位置. 偏离量由磁场的强度及结构决定. 理论上讲, 如果知道了磁场的分布情况, 可以根据宇宙线到达方向反推出其源的可能位置, 然而人们不论是对于银河系磁场还是星系际空间磁场的了解都不足以精确地来做出这样

图 6 (网络版彩图) 黑点表示的是 PAO 在 2009 年 12 月 31 日之前测量到的 69 个能量大于 55 EeV 的事件的到达方向在银道坐标系上的分布. 蓝色的圆斑表示的是以 VCV 星表中距离地球 75 Mpc 内的 318 个 AGN 的位置为中心, 以 3.1° 为半径的圆在天球上的投影. 黑色的粗实线标出了 PAO 的视场. 该图片取自于文献 [22]

Figure 6 (Color online) The sky distribution of 69 UHECR events with energies larger than 55 EeV, recorded by the PAO until 31 December 2009. The blue spots are centered at positions of 318 AGNs with a 3.1° radius. The thick black line marks the field of view of the PAO. These AGNs are from the VCV catalog with distances smaller than 75 Mpc. The picture is taken from ref. [22].

的反演(第 5 节有更详细的讨论). 在较低能量处 (1–10 EeV), PAO 的探测表明宇宙线的分布基本是各向同性的, 并给出了偶极与四极分布强度的上限 (如图 7). 这个结果并不支持银盘上的源贡献极高能宇宙线的模型. 因为如果观测到的 EeV 宇宙线有相当一部分来自于银盘, 可以预期观测到一个更强的偶极与四极分布.

3 候选源与加速机制简介

要把一个带电粒子加速到 10^{20} eV 之上是相当困难的. 实际上除了天体物理起源之外, 物理学家们曾经提出过极高能宇宙线可能来源于一些超重粒子的衰变 (可参考文献 [23] 及其中的参考文献). 在这种模型中, 由于极高能宇宙线产生于一些能量更高的粒子, 所以该模型也被称为 Top-Down 模型, 而相对的, 宇宙线在天体中由低能被加速到极高能的模型被称为 Bottom-Up 模型. Top-Down 模型中的超重粒子一般有两种起源, 一种是拓扑结构的缺陷, 如宇宙弦的蒸发或相互作用, 超导宇宙弦的“尖端放电”, 磁单极子 - 反磁单极子的湮灭等等, 或者是形成于宇宙极早期并保存到现在. 除了超重粒子的衰变模型, 极高能宇宙线也有可能产生于在遥远宇宙产生的极高能中微子在邻近宇宙中作为热暗物质候选体的低能正反中微子湮灭. 但是 Top-Down 模型预期的宇宙线分布是各向同性的, 而在上一节我们看到观

测结果表明宇宙线很有可能是与物质的分布相关的, 因此目前看来天体物理起源可能性更大一些. 更重要的是, Top-Down 模型预言有大量的极高能光子产生 [24], 流量已超过当前仪器的灵敏度. 没有探测到这些极高能光子大大降低了宇宙线超重粒子起源的可能性. Bottom-Up 模型或者说极高能宇宙线的天体物理起源是目前人们主要研究的方向. 在这个模型下, 我们必须弄清楚究竟要何种极端的条件才能加速极高能宇宙线, 并且在宇宙中有没有符合条件的天体.

3.1 Hillas 条件

Hillas 在 1984 年提出 [25], 一个天体最多可以把粒子加速到其拉莫尔半径 (或回旋半径) r_g 与该天体尺度 R 相当的时候. 因为更高能量的粒子会迅速从该天体逃逸从而使得加速过程无法得以完成. 因此理论上最大粒子能量为

$$E_{\max} = ZeBR \simeq 10^{21} Z \frac{B}{1 \text{ G}} \frac{R}{1 \text{ pc}} \text{ eV}, \quad (6)$$

其中 Z 为粒子的电荷数, e 是电子的电量, B 是加速区磁场, R 是加速区尺度. 这个关系也叫做“Hillas 判据”或者“Hillas 条件”. 图 8(a) 把各个天体的特征磁场与尺度标在了 $R-B$ 平面的对数图上. 图中的蓝色和红色两条直线分别表示 $Z=1$ 和 $Z=26$ 的粒子加

图 7 (网络版彩图)PAO 探测到的不同能量处宇宙线的分布中偶极与四极成份的上限 (99% C.L.). 该图片取自于文献 [26]

Figure 7 (Color online) 99% C.L. upper limits on dipole (left panel) and quadrupole (right panel) amplitudes as a function of the energy, which are measured by the PAO. The picture is taken from ref. [26].

图 8 (网络版彩图)(a) 各种天体在 Hillas 图上的位置. 红线和蓝线分别表示需要加速 10^{20} eV 的铁原子核与质子需要的条件. (b) 巨超新星遗迹及普通超新星遗迹在 Hillas 图上的对比. 红线实线是 $\Gamma\beta \sim 1$ 时加速铁原子核到 60 EeV 的必要条件 (对应于巨超新星遗迹) 而蓝色虚线是 $\Gamma\beta \sim 0.05$ 时加速铁核到 60 EeV 的必要条件 (对应于普通超新星遗迹). 红色十字是根据观测推出的一个巨超新星 SN 2009bb 的数据. 紫色的实心圆是 X 射线闪 060218 的数据, 该现象与巨超新星 SN 2006aj 成协. 蓝色和绿色的实心圆则是非相对论性超新星的数据. (a) 取自于文献 [27] 而 (b) 取自于文献 [28]

Figure 8 (Color online) (a) Hillas diagram for various astrophysical objects. The red and blue solid lines represent, respectively, the necessary conditions of accelerating iron nuclei and proton to 10^{20} eV. (b) Comparison of the positions of semi-relativistic hypernova remnants and supernova remnants in Hillas diagram. The red solid line shows the necessary condition of accelerating 60 EeV iron nuclei when $\Gamma\beta \sim 1$ (which is corresponding to the case of hypernova remnants), while the blue dashed line shows that of normal supernova remnants in which $\Gamma\beta \sim 0.05$. The red crosses and purple filled circles are the derived parameters of hypernova SN 2009bb and SN 2006aj while the later one associated with X-ray flash 060218. Blue and green filled circles are the derived parameters of normal non-relativistic supernova remnants. The panel (a) is taken from ref. [27] while the panel (b) is taken from ref. [28].

速到 10^{20} eV 需要的磁场与尺度的组合. 处于直线的右上方的天体才有可能把粒子加速到 10^{20} eV 以上. 从图里我们可以看到, 加速极高能宇宙线的条件相当苛刻, 即使极高能宇宙线是铁原子核, 能加速的天体也寥寥无几. AGN, 伽玛射线暴 (Gamma-Ray Burst, GRB), 星系际激波 (图中的 IGM shocks) 以及中子星等天体是有可能的源. 此外还有巨超新星遗迹 (参考图 8(b)) 也可能加速出超过 10^{20} eV 的重原子核.

AGN 是星系中心活动性很强的一块区域. 通常从射电到伽玛射线波段都有观测. 其被认为是星系中心的超大质量黑洞通过吸积周围气体而产生的一系列活动, 通常能够持续几百万年甚至更长时间. 其中活动性较强的一类 AGN, 如类星体, 耀变体, 射电星系, 通常伴随着相对论性的喷流. 这些喷流可以延展至距中心黑洞 kpc-Mpc 之处, 动能光度可达

10^{46} erg/s (如 FR-II 型射电星系). 在喷流的末端, 经常可以观测到明亮的热斑 (Hotspot) 或者瓣状结构 (Lobe). 这些现象被认为是 AGN 的喷流与周围介质剧烈碰撞的产物. 而强烈的碰撞会产生强激波, 并可能加速粒子到极高能 [29,30]. 此外, 喷流中的湍动磁场以及存在速度剪切的喷流也可通过随机加速或者剪切加速机制来加速粒子到极高能.

GRB 是一类伽玛射线在短时间内剧烈增强的现象, 它们在很短的时间内 (大部分在几秒之内) 能够释放出 10^{51-54} erg 的巨大能量. GRB 以持续时间是是否达 2 s 为界分为短暴与长暴, 短暴被认为起源于双中子星合并或者中子星 - 黑洞的合并, 而长暴被认为是大质量恒星塌缩造成的. 无论是短暴还是长暴, 其中心很可能存在一个恒星级黑洞或者是中子星, 驱动了整体洛伦次因子达 100-1000 的极端相对论性

的喷流. 在最广为学界接受的“内 - 外激波”模型下^[31], 喷流不同部分的速度并不一致, 当后喷出的速度更快的部分赶上之前喷出的但速度稍慢的部分时, 两者之间的碰撞会产生中等相对论性的激波, 这些激波造成了观测到伽玛射线爆发现象. 在内激波阶段之后, 合并在一起的各个部分会与外部的星际介质或星风发生碰撞, 产生了极端相对论性的“外激波”并造成了“余辉”. 内外激波都有可能加速粒子成为极高能宇宙线^[32,33].

巨超新星 (Hypernova), 是一种特殊的超新星. 它在爆发时能够释放出约 $(3-5) \times 10^{52}$ erg 的能量, 数十倍于普通的超新星爆发. 在这里, 我们更关心的是跨相对论性巨超新星, 射电波段的观测表明在这一类巨超新星中, 处于相对论性喷出物之中的能量也有 10^{50} erg, 远高于普通的超新星^[34]. 巨超新星经常被发现与低光度伽玛暴 (通常指光度不到 10^{50} erg/s 的 GRB, 但持续上百秒甚至更长) 成协. 与长伽玛暴类似, 巨超新星的起源被认为是大质量 Wolf-Rayet 星的塌缩. Wolf-Rayet 星具有强烈的星风, 在塌缩之前氢包层甚至是氦包层都已经被吹离了星体表面, 因此在临塌缩之前的星风富含碳, 氧等中等质量元素的星风. 而在其中心的核合成以及爆发时的核合成则产生出铁甚至是更重的元素. 在爆发之后, 中心可能会形成一个恒星级黑洞, 通过吸积残余的物质驱动出中等相对论性的外流. 核合成的产物则随着高速的外流注入到宇宙线空间中. 当外流与之前吹出的星风以及周围的星际介质碰撞时会产生强烈的激波, 并可能把这些中等质量的原子核或重原子核加速到 10^{20} eV^[35,36]. 巨超新星模型的一个优点在于其能产生大量的极高能原子核, 这有利于解释 PAO 对于簇射极大的测量结果.

星系际激波产生于星系团之间的碰撞, 或者是星系团的吸积. 星系际激波的典型尺度是 1-10 Mpc, 而激波下游的磁场可能被放大到 μG 的量级^[37], 因此星系际激波可以很好地把极高能宇宙线约束在加速区. 但是质子通过和微波背景辐射的对产生过程 ($p + \gamma \rightarrow p + e^+ + e^-$) 会损失能量, 因此从理论角度来讲, 质子的最高能量只能达到 10^{19} eV 左右^[38]. 铁原子核则可以被加速到约 10^{20} eV, 但是目前尚不清楚向星系际激波中注入大量铁原子核的机制.

快速旋转的强磁场中子星 (或磁星) 是另一种可能的源. 高速旋转的强磁场感应出强电场并造成巨大的电势差. 当带电粒子跨越该电势差 (的一部分) 后便会获得能量. 在中子星的磁层之内, 由于磁场很强使得带电粒子“冻结”在磁力线上, 因此粒子运动的曲率半径较小, 曲率辐射损失较严重, 粒子无法被加速到极高能^[39,40]. 但是在光速圆柱外的磁星风中, 磁力线的结构变为开放, 粒子也不再冻结在磁力线上. 因此粒子运动的曲率半径大大增加, 可以被有效地加速^[40]. 另一方面, 由于中子星的表面富含铁等原子核, 可以加速出符合 PAO 观测结果的宇宙线的成份. 由于这种机制的加速能力与中子星自转速度密切相关, 极高能宇宙线的加速只可能发生中子星诞生的早期, 因为中子星的转动会因其引力波辐射以及电磁辐射逐渐减慢. 研究表明, 大约需要 5% 的河外强磁场中子星处在快速转动阶段来制造观测到的极高能宇宙线的流量^[41].

此外, 最近有作者还提出快速射电暴 (Fast Radio Bursts) 可能与极高能宇宙线存在关联, 可能加速宇宙线到 10^{18} eV 以上的能量^[42].

Hillas 条件仅仅是加速极高能宇宙线的必要非充分条件. 满足该条件的天体必须同时拥有有效的粒子加速机制才可以产生极高能宇宙线. 前面我们提到了激波加速, 随机加速, 剪切加速以及感生电场的加速, 下面我们简单介绍一下几种粒子加速机制.

3.2 费米加速

费米加速机制是一种应用十分广泛的粒子加速机制. 关于该机制, 最早的想法是费米在 1949 年提出的^[43]. 费米考虑了带电粒子与一些随机运动的碰撞体 (如“磁云”) 发生碰撞. 在碰撞体的静止系中, 碰撞前后粒子能量守恒. 根据碰撞的角度, 在观测者系里粒子会获得 (对碰, 粒子的速度方向与碰撞体的速度方向夹角大于 90°) 或损失能量 (追尾碰, 粒子的速度方向与碰撞体的速度方向夹角小于 90°). 在天体物理环境中, 湍动的磁场, 或者说磁流体波, 担当了“磁云”角色, 而所谓的碰撞则是粒子和波长与其拉莫尔半径相当的磁流体波发生共振. 根据具体物理环境的不同, 费米加速机制也分为不同的种类.

激波在天体物理中是一个常见的现象. 当激波扫过气体, 进入激波下游的带电粒子与其中的磁流体波发生作用后运动的方向被改变, 可能会穿越激波面返回上游. 返回上游区域的粒子有可能与上游区域的磁流体波作用并调转运动方向, 从而再次穿越激波面返回下游, 并多次重复上述过程. 在这个过程中, 与粒子发生碰撞的是下游区域的磁流体波, 但是这些波实际上随着整个下游区域在运动, 因此, 在该过程中我们应把整个下游区域视为碰撞体. 一般来讲, 从上游穿越激波面进入下游的粒子, 其速度方向与下游区域的整体运动方向的夹角是大于 90° 的, 也就是说粒子与下游区域发生的是对碰, 碰撞总是使得粒子的能量增加. 考虑到粒子进入下游区域时的入射角是随机的, 一次碰撞增加的平均能量 $\Delta E \propto u_s/cE_0$, 其中 u_s 是激波的速度, c 是光速而 E_0 是粒子原来在上游时的速度. 由于能量的增量正比于碰撞体速度的一次方, 激波加速又被称为一阶费米加速. 加速的效率不仅取决于一次碰撞能量的增量, 也取决于一次碰撞发生的时间或者说粒子经过一个上游 - 下游 - 上游的循环所需的时间. 粒子通过与磁流体波的碰撞以扩散的方式在上下游区域传播^[44]. 激波加速的时标大体上可以表达为 $t_{\text{acc}} = \eta \left(\frac{r_g}{c} \right) \left(\frac{c}{u_s} \right)^2$, 其中 η 是一个与背景规则磁场以及湍动磁场都相关的量, 一般在 10 左右. 从这个式子, 我们可以看到更强的激波 (更大的 u_s) 拥有更强的加速能力. 但是, 这个结论只在激波的速度是非相对论 ($u_s \ll c$) 的情况下适用. 因为当激波的速度接近光速时, 粒子在上游区域调转其速度方向之前就会被激波赶上, 因此造成追尾碰的情况, 使得加速的效率大大降低^[45]. Converter 机制^[46] 或者小尺度强湍动磁场的产生^[47] 有可能缓解这个问题.

随机加速和费米最初的想法很接近, 它考虑的是磁流体波 (通常为 Alfvén 波) 与粒子之间的“碰撞”. 如果磁流体波的传播方向是各向同性的, 则既有对碰使得粒子能量又有追尾碰使得粒子能量减少. 但只要碰撞数量足够多, 如考虑很多粒子或者一个粒子的多次碰撞情况, 粒子的平均能量在碰撞后是增加的, 这是因为与粒子运动方向相同的磁流体波和粒子发生碰撞的概率要小. 随机加速又被称为二阶费米加速, 因为每次碰撞平均能量的增量正比于磁

流体波的相速度的平方, 即 $\Delta E \propto (u_A/c)^2 E_0$, 其中 u_A 是 Alfvén 波 (也可能是其他种类的波) 的相速度. 可以看到, 随机加速单次碰撞后能量的增量是一个二阶小量, 但这并不意味着随机加速与激波加速相比效率很低, 因为激波加速中粒子要通过很多次与磁流体波的碰撞才能完成一次与整个下游区域的碰撞. 换句话说, 虽然激波加速一次碰撞后能量的增加较大, 但是需要花费更长的时间来完成一次碰撞. 实际上, 随机加速的加速时标也可以表示为 $t_{\text{acc}} = \eta \left(\frac{r_g}{c} \right) \left(\frac{c}{u_A} \right)^2$. 这里的 η 与激波加速情况下的 η 并不完全一样, 但基本在一个量级. 激波加速与随机加速的效率高低就取决于激波的速度与 Alfvén 速度的大小. 一般情况下, Alfvén 速度要小于强激波的速度, 但是在磁场较强而物质密度较为稀薄的环境下, Alfvén 速度有可能接近光速, 使得该机制变得有效.

我们要介绍的第 3 种费米加速机制是剪切加速. 剪切加速发生在具有速度剪切的流体里. 带电粒子在流体中运动时, 会在具有不同速度的流体中与磁流体波碰撞. 与激波加速的情况类似, 由于这些磁流体波是随着当地的流体一起运动的, 我们应把那些具有不同速度的流体视为碰撞体. 简单考虑一个具有一维速度剪切的流体, 其速度分布为 $u = u(x)\hat{z}$, 即流体整体的速度向 z 轴方向, 但 x 轴方向不同位置处的流体速度大小不一样. 假设粒子的运动方向是各向同性的, 与随机加速类似, 碰撞既有对碰也有追尾碰. 一次碰撞后平均能量增量为 $\Delta E \propto \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 \tau^2 E_0$, 其中 τ 为粒子与磁流体波发生一次碰撞的平均时间. 上述表达式又可以写为 $\Delta E (\Delta u/c)^2 E_0$, 其中 $\Delta u = \frac{\partial u}{\partial x} \tau c$ 是粒子发生碰撞前后所处位置的流体的速度差, 流体的速度剪切越明显, 该机制的加速效率越高. 从上面的表达式来看, 剪切加速与随机加速类似, 应归为二阶费米加速. 但是从能量转换的角度来看随机加速和激波加速比较类似, 它们都是把背景流体的动能转变为粒子的能量. 不过更加严格地说, 剪切加速是把流体内部不同部分相对运动的动能转变为粒子的能量, 其趋向于把流体内部的速度差异抹平, 所以剪切加速机制也被称为“摩擦加速”^[48] 或“黏滞加速”^[49]. 剪切加速的加速时标同样可以表示为 $t_{\text{acc}} = \eta \left(\frac{r_g}{c} \right) \left(\frac{c}{\Delta u} \right)^2$, 而 η 与前两种机制里的 η 都在一个量级. 值得注意的一点是 Δu 并不是一个常数. 粒子与磁流体波

的平均碰撞时间会随粒子的能量增加而增大, 根据 $\Delta u = \frac{\partial u}{\partial x} \tau c$, 粒子能量越大 Δu 就越大, 加速效率也越高. 而在激波加速和随机加速中, 越高能的粒子的加速效率是越低的. 当流体的剪切是相对论性时, 剪切加速机制对于高能粒子的加速是一个很有效的机制.

3.3 电场加速

这一小节, 我们简单介绍一下两种产生大尺度电场从而加速带电粒子的方式. 第 1 种是前面已经提到的快速转动的磁场. 这种现象会感应出电场, 其大小为 $\mathbf{E} = \mathbf{v} \times \mathbf{B}/c$, 这就造成了磁场底部与无穷远之间的电势差. 经过该电势差一部分的粒子会被加速到 $E = 3 \times 10^{20} \frac{Z}{26} \frac{\alpha}{0.1} \frac{\Omega}{10^4 \text{s}^{-1}} \frac{\mu}{10^{30.5} \text{cgs}}^{[40,50]}$, 其中 Ω 是天体 (如中子星或黑洞) 的角速度, μ 是其磁矩, α 是粒子跨过的总电势差的比例.

另一种产生大尺度电场的方式是磁重联. 磁重联是磁场拓扑结构的重构. 两股磁场方向相反的高导等离子体流相遇时会在交界面附近产生电流片, 并产生耗散, 使得磁场重联. 该过程会在重联区域产生大小为 $|\mathbf{E}| \sim LB$ 的电场, 其中 L 为重联区域的尺度. 粒子在产生的电场中会获得加速. 粒子也有可能多次往返于电流片两侧的入流, 通过一阶费米加速机制获得能量^[51]. 磁重联经常被应用于解释太阳级太阳风中的粒子加速, 它也可能产生与中子星磁层, 脉冲星风, GRB 喷流中并加速极高能宇宙线^[52-54].

4 极高能宇宙线的反应及次级粒子

极高能宇宙线在从源到达地球的过程中, 不可避免地会与其经过的光子场 (如源本身的电磁辐射, 弥散在整个宇宙空间中的微波背景辐射与河外背景光) 以及物质 (如源内的气体, 宿主星系中的介质) 发生作用. 这些反应会使得宇宙线损失能量或者损失核子 (如果宇宙线是原子核的情况), 从而对我们观测到的宇宙线能谱以及化学组成产生影响. 要了解观测数据所隐含的意义, 必须了解极高能宇宙线的传播. 另一方面, 这些作用也会产生次级粒子, 比如中微子与光子, 人们可以通过测量这些次级粒子来间接了解宇宙线以及它们的源.

4.1 宇宙线传播过程中的反应

极高能宇宙线质子与光子场的作用主要有光介子过程和对产生过程. 此外如果宇宙线是原子核还有光致裂解过程. 下面我们逐一介绍这几个过程.

光介子过程大体上可以表示为 $p + \gamma \rightarrow N + \pi$. 其中 N 可以是质子, 中子或带两个正电荷的 Δ 粒子 (Δ^{++}), 相应的 π 介子则分别为 π^0 , π^+ 和 π^- . 该反应的光子阈值能量 (在质子静止系中) 为 $\epsilon' = m_\pi + m_\pi^2/2m_p \sim 0.15 \text{ GeV}$. 在此能量之上有 4 个过程贡献反应截面. 其一是共振过程, 而其中最重要的共振是位于 $\epsilon' = 0.34 \text{ GeV}$ 的 $\Delta^+(1232)$ 共振. 该共振的截面可以用一个峰值高度约为 0.4 mb , 半宽度为 $\Gamma_\Delta = 0.115 \text{ GeV}$ 的 Breit-Wigner 函数来拟合, 即

$$\sigma_\Delta(\epsilon') = \frac{\sigma_{0,\Delta} s^2 \Gamma_\Delta^2}{\epsilon'^2 [(m_\Delta^2 c^4 - s)^2 + s \Gamma_\Delta^2]}, \quad (7)$$

其中 $\sigma_{0,\Delta} = 0.03 \text{ mb}$. 在该能量处产生 $n + \pi^+$ 的概率与 $p + \pi^0$ 的概率的比值约为 1:2. 此外, 在更高的能量上还有另外 8 个共振过程, 不过贡献相对来说比较低; 另一个过程叫作直接 π 产生过程. 该过程在 $(0.25 - 1) \text{ GeV}$ 的范围内贡献了约 30% 的截面. 该过程的主要产物是 $n + \pi^+$; 从大约 1 GeV 开始, 多 π 过程开始占主导. 该过程包括非衍射散射与衍射散射两种过程, 其中前者贡献了绝大部分 $\sim 1 \text{ GeV}$ 以上的截面. 对于这几种过程的截面的详细拟合可以参考文献 [55]. 由于 Δ 共振截面相当得突出, 在很多对该过程的估算中, 截面被近似为一个以 0.34 GeV 为中心的半宽度为 0.115 GeV 而高度为 0.5 mb 的平台 (如文献 [56]). 在共振与直接 π 产生过程中, 一次反应将使得质子损失约 20% 的能量, 而多 π 过程的一次反应会使质子损失 60% 左右的能量. 能量在约 50 EeV 以上的极高能宇宙线质子在星系际空间传播时会与微波背景辐射发生光介子过程从而很快地损失能量. 计算表明, 这些宇宙线质子只有从约 100 Mpc 以内的源发出才能够到达地球^[5,6]. 这很可能导致了测量到的位于 50 EeV 以上宇宙线流量的截断现象.

原子核同样会与光子发生光介子过程. 对于一个质量数为 A 的原子核, 反应截面约是质子情况下的 $A^{2/3}$ 倍, 而每次反应损失的能量为质子情况下的 $1/A$. 但是原子核需要更高的能量才能与 CMB 发生

有效的光介子过程, 因为同样能量的原子核与质子, 前者的洛伦兹因子只有后者的 $1/A$, 一个 50 EeV 原子核不足以使得 CMB 光子在其静止系中的能量超过光介子反应的阈值. 但是对于宇宙线原子核, 有另一个重要的过程——光致裂解——使得它们损失能量. 光致裂解指光子与原子核反应从而使得一个或多个核子从原子核上碎裂. 该过程的阈值能量约为 10 MeV (在原子核的静止系中的光子能量). 在 $10\text{--}30 \text{ MeV}$, 最重要的过程是巨偶极共振 (Giant Dipole Resonance, GDR), 这个过程会使得原子核发射出一个核子, 两个核子或者 α 粒子. 发射单核子过程的截面可以用洛伦兹函数来拟合 [57],

$$\sigma_A^{\text{GDR}}(\epsilon') = \frac{\sigma_{0,A} \epsilon'^2 \Gamma_{\text{GDR}}^2}{(\epsilon_0^2 - \epsilon'^2)^2 + \epsilon'^2 \Gamma_{\text{GDR}}^2}, \quad (8)$$

其中 $\sigma_{0,A} \simeq 1.45 A \text{ mb}$ 为峰值截面, $\Gamma \simeq 8 \text{ MeV}$ 是宽度. 对于 $A \geq 4$ ($A < 4$) 的原子核, $\epsilon_0 = 42.65 A^{-0.21} (0.925 A^{2.43}) \text{ MeV}$. 从 $30\text{--}150 \text{ MeV}$, 准氘子过程贡献了主要截面. 该过程截面近似为常数. 截面大小可以通过关系 $\int_{30 \text{ MeV}}^{150 \text{ MeV}} \sigma_A^{\text{QD}}(\epsilon') d\epsilon' = \int_{\epsilon_{\text{thr}}}^{30 \text{ MeV}} \sigma_A^{\text{GDR}}(\epsilon') d\epsilon'$ 得到 [58]. 在 150 MeV 之上, 光致裂解过程不再重要, 取而代之的是前面提到的光介子过程. 光致裂解过程并不会减小原子核的洛伦兹因子, 但是因为核子的损失, 原子核的能量会减小, 并使得 $\sim 50 \text{ EeV}$ 以上的原子核迅速损失能量, 造成与 GZK 效应类似的效果. 图 9 展示了几种极高能原子核在星系际空间里的能量衰减距离.

更低的能量上, 光子还会与宇宙线粒子的库仑场发生作用, 产生正负电子对, 即 $Z + \gamma \rightarrow Z + e^+ + e^-$. 这个过程叫作对产生过程或者 Bethe-Heitler 过程. 该过程的阈值能量约为 2 MeV , 每次反应中质子损失的能量比例在阈值能量附近大约为 $2m_e/m_p$, 随着光子能量的增加而降低. 理论计算可以给出反应截面 [59], 但其在实际计算中并不方便, 因此人们也常常用参数化的方法来拟合截面, 如文献 [60]. CMB 光子与约 $1\text{--}10 \text{ EeV}$ 的宇宙线质子的对产生过程比较重要. 文献 [4] 中的计算指出该能量范围内的宇宙线质子与 CMB 光子的对产生过程会造成观测到能谱上的“凹陷”结构, 并认为该结构并非是由于河内宇宙线过渡到河外宇宙线的转折造成的 (参见第 1 节的讨论), 这

个理论也称为“dip”模型. 必须指出的是, 这个由对产生过程导致的“凹陷”结构只有当宇宙线是质子的情况才能出现, 而 PAO 的观测结果表明宇宙线在此能量范围内可能已经逐渐变重. 对于原子核, 对于电荷数为 Z 质量数为 A 的原子核, 反应截面是相同能量质子的 Z^2 倍而每次反应损失的能量为 $1/A$. 但是由于其洛伦兹因子也是相同能量的质子的 $1/A$, 所以反应的阈值能量要更高, 意味着更少的光子能参与反应. 在 $1\text{--}10 \text{ EeV}$ 的能量范围内, 原子核与 EBL 光子的光致裂解反应更为重要一些 [61].

在了解了宇宙线在传播过程中的作用之后, 再假定宇宙线初始注入能谱, 粒子种类以及源的空间分布等等初始条件, 就可以计算出极高能宇宙线传播到地球以后的能谱. 理论计算的能谱会依据假定的参数的不同而不同 [4, 62–64], 比如尽管光介子过程与光致裂解过程分别会造成极高能质子和极高能原子核的流量截断, 两个过程产生的截断能谱形状是不一样的, 如图 10 所示. 然而现阶段能谱的数据并不足够精确以对上述各种参数给出较好的限制.

上面这些过程除了会发生在星系际空间中, 在宇宙线源的内部同样可能发生. 反应的效率要取决于源本身的光子密度以及能谱的形状. 此外, 极高能宇宙线同样会与源内的物质发生作用. 最主要的一

图 9 (网络版彩图) 几种不同种类的宇宙线在邻近宇宙的衰减距离. 该图片根据文献 [61] 中的图 4 而画

Figure 9 (Color online) Attenuation length of UHECRs of different species in local universe. The picture is plotted based on Figure 4 in ref. [61].

图 10 (网络版彩图) 不同模型下预期的极高能宇宙线能谱. β 代表注入谱的谱指数而 m 代表源在共动系中的密度随红移的演化 $(1+z)^m$. 该图片取自于文献 [27], 各模型的详细参数可见该文章

Figure 10 (Color online) Predicted UHECR spectrum in different models. β represents the index of the injected cosmic ray spectrum while m represents the evolution of source function with redshift as $(1+z)^m$. The picture is taken from ref. [27].

类作用就是质子-质子碰撞. 该过程的产物同样是各种 π 介子, 其中中性 π 介子与带电 π 介子的数量比例大约为 1:2. 一次碰撞大约会使得质子损失 0.5 倍的能量. 质子-质子碰撞的截面在极高能的数量并不清楚, 因为目前实验室里能产生的最大质心系能量也只有约 0.1 EeV (LHC 实验). 由低能截面外推得到的结果大约是 (100–200) mb, 具体对该过程碰撞截面的参数化拟合可以参见文献 [65] 等工作. 对于原子核的情况, 碰撞截面大概是质子情况下的 $A^{2/3}$ 倍, 而单次碰撞损失的能量为 $1/A$ 倍. 必须要指出的是, 极高能宇宙线的质子-质子碰撞一般来说并不重要. 因为极高能宇宙线由于能量高, 通常会较快地从源逃逸. 另一方面, 也是因为源内质子的密度一般要远小于光子的密度, 极高能宇宙线逃逸之前不仅无法有效地发生质子-质子碰撞, 相较而言光介子过程也更为重要. 但是对于更低能的宇宙线, 由于逃逸时标较长, 并且源本身可能缺乏足够多的高能光子与它们发生反应, 从而使得质子-质子碰撞较为重要.

上述的各种反应除了会改变宇宙线本身的能量, 还会生成次级粒子, 这些次级粒子也是一种对于极

高能宇宙线的间接的探测手段. 比如光介子过程与质子-质子碰撞过程会产生 π 介子. π 介子并不稳定. π^0 介子会衰变成两个光子, $\pi^\pm$ 则会衰变为 μ 子及相应的中微子, 而 μ 子会进一步衰变为 (正) 电子及相应的中微子, 这些过程可写为

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma, \quad (9)$$

$$\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu + \nu_\mu, \quad (10)$$

$$\pi^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu. \quad (11)$$

每个次级粒子的能量大约为初级质子的 1/20, 如果是原子核的情况则要再小 A 倍. 产生的中微子不受磁场影响, 能够直线传播, 并且由于其反应截面很小, 几乎不会被星系际介质吸收. 因此可能给予人们关于宇宙线或者源的重要信息. 另一方面, 光介子过程中产生的电磁成份 (电子与光子), 包括在对产生过程中产生的正负电子对, 由于能量很高, 会诱发级联过程. 通过与射电背景光子, CMB 光子以及 EBL 光子的逆康普顿散射, 以及双光子湮灭并生成正负电子的过程, 这些光子与电子会逐步把能量沉积到 ≤ 100 GeV 的光子中, 通过与观测的比较, 我们可以对极高能宇宙线以及源的模型加以限制. 接下来我们分别介绍与极高能宇宙线有关的中微子与 GeV 光子的相关研究.

4.2 中微子的探测以及相关理论研究

与极高能宇宙线相关的中微子一般有两类, 一类是 50 EeV 以上的极高能质子通过与 CMB 光子的光介子反应产生的 > 1 EeV 左右的 GZK 中微子, 另一类并不是由极高能宇宙线直接产生, 而是由与其一起被加速出来但是处于更低能量上的宇宙线在源内通过光介子过程或质子-质子碰撞过程产生出的中微子, 这类中微子主要能量段在 TeV–PeV (也可能产生出更低能的中微子, 但是由于中微子截面随能量降低而降低, 而背景大气中微子的流量则随能量降低迅速升高, 难以在更低能量探测到天体物理起源的中微子). 这类中微子虽然不能直接反映极高能宇宙线的情况, 但是它们包含了一些源本身的信息, 或者注入能谱的信息. 目前世界上最灵敏的中微子探测器——IceCube 中微子天文台——在这两个能

量段上都进行了观测. IceCube 中微子天文台 (简称 IceCube) 位于南极洲. 它共有 5000 多个光电倍增管分布在一立方公里的冰层内. 当中微子与冰里的原子核作用时会产生带电粒子, 这些光电倍增管通过测量带电粒子的切伦科夫辐射从而间接得测得中微子的信息. 中微子观测中的噪声主要有两种, 一种是宇宙线 (不仅仅是极高能宇宙线) 在大气中的簇射产生的 μ 子, 另一种是在簇射中产生的中微子, 又称大气中微子. 为了避免 μ 子的干扰, 对于 TeV–PeV 能量段的中微子测量一般主要考虑从北半球方向入射的事件, 这样以地球本身作为一个天然的过滤器, 使得碰撞截面较高的 μ 子被有效地吸收掉. 而对于 GZK 中微子的测量则主要考虑从南半球直接入射的事件. 这是因为, 一方面大气中 μ 子与大气中微子的流量随能量增高迅速降低, 在 1 EeV 左右的噪声要少了很多. 另一方面, 中微子本身的碰撞截面随能量增高而增高, 地球对于 EeV 中微子已经不再透明.

4.2.1 TeV–PeV 中微子

IceCube 经过 3 年的数据积累, 在 30 TeV–2 PeV 范围内共测量到了 37 个事件, 其中有 3 个能量大于 1 PeV [66]. 而预期的 μ 子背景为 8.4 ± 4.2 个, 预期的大气中微子背景为 $6.6^{+5.9}_{-1.6}$ 个, 置信度达到了 5.7σ . 37 个事件的空间分布基本是各向同性的, 表明其来源很可能是河外, 因为河内源大多分布在银盘上, 难以造成各向同性分布 (但这些中微子也有可能产生于银河系的晕中 [67], 另参考文献 [68] 对此模型的质疑). 如果假设到达的中微子中三味的数量比例是 1:1:1, 那么平均每一味中微子在 PeV 的流量大约为 $(0.95 \pm 0.3) \times 10^{-8} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$. 从流量来判断, 不太可能是由于宇宙线在星系际空间中传播与背景光子反应产生的 [69]. 这些中微子的能谱形状可以用 $dN/dE \propto E^{-2}$ 的幂率谱来拟合, 但是在 2 PeV 处需要加上一个截断, 否则无法解释为什么在 2 PeV 之上没有观测到事件. 此外, 也可以用一条斜率为 -2.3 或更软一些的幂率谱来拟合. 这样即使没有截断也不会引起在 2 PeV 之上的流量超出. 我们要强调的是, 产生这个能量范围内的中微子并不需要极高能宇宙线, 即使考虑宇宙学红移的影响, 100 PeV 左右的质子已足够产生 2 PeV 的中微子. 尽管如此, 很多文献仍

然致力于探讨这些中微子与极高能宇宙线源的联系, 如文献 [70–77] 等等. 其中很重要的一个原因在于观测到的流量与 Waxman-Bahcall (以下简称 WB) 上限 [78] 比较接近. 所谓的 WB 上限是在假设极高能宇宙线质子以斜率为 -2 的幂率谱注入的前提下, 用踝区以上的宇宙线的流量来定标质子总能量, 并考虑宇宙线质子的能量在源内通过光介子过程或质子-质子碰撞过程全部损失, 所产生的中微子流量, 大小约为 $2 \times 10^{-8} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$. 但是要注意的是, 这个上限并不是如在文献 [78] 中所称的不依赖于模型的, 首先该流量对源的空间密度随红移的演化有微弱的依赖, 但更重要的是与宇宙线的注入谱有很大关系, 比如在其他条件不变的情况下令注入谱的斜率是 -2.3, 那么产生的 TeV–PeV 中微子流量会高一个数量级. 此外, WB 上限是以踝区以上的宇宙线流量来定标质子的总能量的, 换言之, 该计算是基于河内宇宙线到河外宇宙线的转变是从踝区开始的, 如果转变能量更低, 比如在第二膝, 也会使得得到的数值增大. 最后, 如果极高能宇宙线是原子核的情况, 该上限的数值还依赖于极高能宇宙线的源加速的质子与原子核的比例.

大体来说, 中微子的流量主要由宇宙线的总能量以及反应效率两者决定, 其关系可以写成

$$\varepsilon_{\nu}^2 \Phi_{\nu} = \frac{1}{6} \alpha^{-1} \left(\frac{c \xi_z}{4\pi H_0} \right) f_{\pi} \dot{W}_{p,0}, \quad (12)$$

其中等式左边是中微子的流量, 右边的常数 1/6 是对于质子-质子碰撞下的一个系数, 如果产生中微子的是光介子过程, 则对应的系数是 1/8. α 是一个与宇宙线质子的注入谱有关的量, 在谱指数为 -2 的情况下 $\alpha = \ln(E_{p,\max}/E_{p,\min}) \simeq 10$. ξ_z 是与源随红移演化有关的量, 一般在 3–4 左右, H_0 是哈勃常数, f_{π} 是源内光介子过程或质子-质子碰撞过程的效率, 通常可以表示为 $f_{\pi} = \min[1, t_{\text{dyn}}/t_{\pi}]$ 或 $f_{\pi} = \min[1, t_{\text{esc}}/t_{\pi}]$, 其中 t_{dyn} 是系统的动力学时标, t_{esc} 是宇宙线从反应区逃逸的时标. 两者实际上代表的是反应可以持续的时间, 具体选用那种要取决于哪个时标更短. 而 t_{π} 是通过反应使得宇宙线的能量损失的时标. $\dot{W}_{p,0}$ 则是本地的质子能量注入率, 即在单位体积单位时间内总共有多少能量的质子被注入到了邻近宇宙空间中. 假设极高能宇宙线的注入谱是指

数为 -2 的幂率谱 (与计算 WB 上限时相同), 根据观测到的极高能宇宙线的流量推算出的本地能量注入率约为 $(10^{44.5} - 10^{45.5}) \text{ erg Mpc}^{-3} \text{ a}^{-1}$, 其中最低值对应的是河外宇宙线从踝区开始占主导的情形, 而最高值对应的是河外宇宙线从第二膝开始占主导的情况. f_π 的值与天体物理环境非常相关. 结合 IceCube 给出的中微子流量, 需要 $f_\pi = 0.1 - 1$ (分别对应第二膝转折与踝转折的情况). 对于一些大尺度的源, 如星系际激波, kpc-Mpc 尺度的 AGN 喷流, 由于其中的物质和光子密度都较稀疏, 无法有效地产生出 π 介子, 因此这些天体不太可能同时作为极高能宇宙线与 IceCube 中微子的源. 而对于 GRB 火球, 星暴星系, 小尺度的 AGN 喷流等较为致密的环境则有可能.

如果 IceCube 中微子是在极高能宇宙线的源内产生, 中微子的能谱不太可能在 2 PeV 处就截断, 因此需要一个机制使得中微子能谱至少要在 2 PeV 变软. 根据 π 介子产生的方式不同 (光介子过程或质子-质子碰撞), 这个机制也不一样. 当宇宙线的源同时也具有很强的电磁辐射光度时 (如 GRB, AGN), 中微子可能主要通过光介子过程产生. 该过程产生的中微子的能谱形状与背景光子能谱形状有很大关系. 如果只简单考虑 Δ 共振的截面, 发生反应的质子与光子的能量满足关系 $E_p \epsilon_\gamma \simeq 0.3 \text{ GeV}^2$. 而产生的中微子能量约为质子能量的 0.05 倍, 简单换算一下, 可知中微子的能量与参加反应的光子能量的关系为

$$\epsilon_\nu \simeq 10^{13} \text{ eV} \left(\frac{\epsilon_\gamma}{1 \text{ keV}} \right)^{-1} \Gamma^2, \quad (13)$$

其中 Γ 是反应区的整体洛伦兹因子. 假设参加反应的光子谱是斜率为 $-s_\gamma$ 的幂率谱, 而宇宙线质子谱是斜率为 $-s_p$ 的幂率谱, 在 $f_\pi < 1$ 的情况下, 产生的中微子的能谱则近似为斜率为 $s_\gamma - s_p - 1$ 的幂率谱 (推导可参考 [56, 79–81] 等文献). 如果 $f_\pi \sim 1$ 则中微子能谱和质子能谱基本一致. 对于 GRB, 背景光子谱的峰值能量可取为 1 MeV 而特征洛伦兹因子为 300, 带入上式我们得到中微子的能量为 1 PeV 左右, 而光子谱在峰值之前的指数一般为 $s_\gamma = 1$, 这使得在 1 PeV 以上的中微子谱指数为 $-s_p$; 而对于 AGN, 背景光子的峰值一般位于紫外或者光学, 这里我们取 10 eV, 而其洛伦兹因子为 10 左右. 得到的中微子能量约为 100 PeV. 背景光子能谱指数一般取为

$s_\gamma = 2$ [80, 82], 导致中微子谱指数为 $1 - s_p$. 如果带入前面关于质子谱指数 $s_p = 2$ 的假设, 则两者都会与 IceCube 的观测不符. 直观地看, 取一个更软的质子谱 (即对 GRB, $s_p > 2.3$, 而对 AGN, $s_p > 3.3$) 似乎可以解决问题, 但是这样的质子谱使得这两类天体需要提供的总能量远超从观测推定出的值, 带来严重的供能问题. 文献 [70] 指出一种可行的方法是考虑强磁场带来 π 介子和 μ 介子的辐射冷却, 使得这两种粒子在衰变而产生中微子之前把能量通过同步辐射损失掉, 从而令中微子的能谱变软 ($s_\nu^{\text{cooled}} = s_\nu^{\text{uncooled}} + 2$). 计算表明需要约大于 3000 G 的磁场, 这使得一些 AGN 模型被排除在外.

对于质子-质子碰撞, 这里主要考虑发生在星际介质里的反应. 当然, 星际介质只是提供产生中微子的反应场所, 极高能宇宙线可能是由星系中的一些天体如 GRB, 巨超新星遗迹或者快速旋转的磁星加速出. 星际空间中能与质子反应并产生 TeV–PeV 中微子的高能光子密度很低, 而物质 (氢原子) 的密度相对较高, 所以质子-质子碰撞过程较为重要. 与光介子反应不同, 这个过程靶粒子是静止能量有约 1 GeV 的氢原子核, 它们在宇宙线的静止系内动能都远远超过反应的阈值能量, 所以对于任何能量的宇宙线, 靶粒子的密度都是一样的. 此外质子-质子碰撞的截面在阈值以上随能量变化不大, 单次碰撞损失的能量也近似为常数. 所以如果没有其他过程介入, 产生的中微子谱的形状和质子谱的形状基本一致. 文献 [83] 指出, 如果 IceCube 中微子是由质子-质子碰撞产生, 注入的质子谱指数必须要小于 2.18 (即 $s_p < 2.18$), 否则在这个过程中产生同时产生的 π^0 介子衰变而成的光子会导致 100 GeV 以下的伽玛射线流量超过观测值, 此外由 $\pi^\pm$ 衰变产生的正负电子对也会引发电磁级联使得问题更加严重 (但考虑次级粒子在宿主星系内的同步冷却会对此问题有所缓和 [84]). 所以即使从极高能宇宙线源可提供的能量的角度来说没有问题, 河外伽玛射线背景的观测也不允许一个更软的注入谱. 另一方面, 星际空间的磁场较弱, 即使是在磁场较高的星暴星系中, 磁场强度推测也只有 mG 的量级, 很难造成 $\pi^\pm$ 与 $\mu^\pm$ 在衰变前冷却. 一种使得中微子谱变软的可行机制是考虑宇宙线的逃逸 [73, 83, 85, 86]. 由于星系的存在时间是远

远长于宇宙线从产生到逃出该星系的时间, 所以决定反应效率 f_π 的并不是系统的动力学时标而是宇宙线的逃逸时标. 较低能的宇宙线由于拉莫尔半径较小, 被很好地束缚在星系风里并随着星系风以对流的方式逃出星系, 所以其逃逸时标与能量无关. 而较高能的宇宙线不受星系风的束缚, 但在星系中传播的时受到星系中不规则磁场的影响而以扩散的方式传播, 由于扩散系数是宇宙线能量的函数, $D \propto \varepsilon^\delta$ 其中 $\delta = 0 - 1$ 与不规则磁场的湍动谱指数有关. 因此, 对于较高能宇宙线的 π 介子产生效率与宇宙线质子的能量关系为 $f_\pi \propto \varepsilon^{-\delta}$. 可见, 扩散逃逸会使得中微子谱在某个能量以上变软. 另一种使得中微子能谱变软的方式是考虑宇宙线的化学成份随能量增加而变重 [72], 因为一个质量数为 A 的原子核产生的中微子的能量只有与其能量相同的质子所产生的中微子能量的 $1/A$. 当宇宙线的能谱形状不变而组成随能量增加逐渐变重时, 更高能量的宇宙线产生的中微子的能量仍然比较低, 这就使得整个中微子能谱变软.

目前 IceCube 的数据并无法指出观测到的中微子是否来源于极高能宇宙线的源. 但是如果探测到 10 PeV 之上的中微子并且能谱与当前探测到的一致, 则这些中微子有很大的可能与极高能线相关. 这样, 从中微子的流量以及能谱形状可以对极高能宇宙线的源有进一步的了解. 但是要探测到 10 PeV 以上的中微子, 需要积累更长时间的数据, 或者更灵敏的探测器.

4.2.2 GRB 中微子

GRB 一般认为是由相对论喷流内部碰撞耗散产生的辐射, 其中发生的激波过程可加速相对论粒子达到极高能宇宙线的能量. 高能宇宙线与 GRB 的光子发生光介子反应, 产生高能中微子 [56, 79–81]. 当相对论喷流受外部介质减速时产生外激波辐射, 此过程加速的宇宙线也可能产生高能中微子 [87, 88]. IceCube 尝试搜索与 GRB 成协出现的中微子事件 [89–91], 但是在至今已搜索的 506 个 GRB 的方位范围与爆发时间内, 没有发现成协的天体高能中微子. 根据这个结果可以计算出从这些 GRB 而来的中微子流量应低于 $2 \times 10^{-10} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$. 文献 [81] 利用中微子流量的上限限制了 GRB 喷流的属性, 在假定喷流是由

重子组成以及标准的内激波模型的情况下, 得到了喷流中的质子 - 电子所占能量比例的限制. 文献 [92] 利用中微子的流量上限还对 GRB 的耗散机制进行了限制, 发现重子组成的光球模型会导致过高的中微子辐射, 从而可被排除. 而碰撞导致的磁重联耗散模型 (简称 ICMART) 由于较大的耗散半径 [93], 预言的中微子流量较低, 跟观测相符.

由于受到上面的限制, GRB 模型很难解释 IceCube 探测到的 TeV–PeV 中微子. 不过, 有一部分 GRB 可能由于光度较暗, 距离较远, 无法触发当前的 GRB 探测器, 但是仍然可能贡献中微子. 文献 [94] 根据 GRB 的光度函数, 红移分布函数以及其他参数经验关系模拟了整个 GRB 的样本. 根据该样本以及 GRB 探测器的灵敏度把 GRB 分为未被观测到的“暗暴”以及观测到的“亮暴”, 并发现, 在假设“暗暴”的各种参数与“亮暴”符合同一关系下, 由“暗暴”产生的中微子流量仅是亮暴的 2–3 倍, 其总和无法达到当前观测到的中微子流量. 另外考虑到中微子产生伴随着高能光子的产生, 文献 [68] 等利用 Fermi LAT 观测到的 GRB 高能光子辐射的流量, 也发现 GRB 不足以解释 IceCube 高能中微子的流量.

4.2.3 GZK 中微子

GZK 中微子是极高能宇宙线与 CMB 光子的反应产物. 由于 CMB 光子的能谱以及演化都已经确定, 理论预期的 GZK 中微子的性质只和极高能宇宙线自身有关, 比如注入谱, 化学组成, 源的分布. 一般情况, 对于中微子能谱的严格计算需要使用蒙特卡罗模拟, 但是根据大型程序 SOPHIA 的模拟计算结果, 对于从宇宙学距离上注入的极高能宇宙线, 通过光子反应损失到中微子中的总能量可以用函数 $\phi(\varepsilon_p) = 0.45/[1 + (E_t/\varepsilon_p)^2]$ 来拟合 [95, 96], 其中 $E_t = 2 \times 10^{20} \text{ eV}$. 如果进一步假设所有极高能宇宙线源的注入谱都一样, 那么 GZK 中微子的总流量可以用以下公式估算 [96, 97]:

$$\varepsilon_\nu \frac{dN_\nu}{d\varepsilon_\nu} = \frac{c}{4\pi} \int_0^{z_{\max}} \frac{\phi(\varepsilon_p(1+z))}{1+z} \frac{\dot{W}_p(\varepsilon_p, z)}{dz/dt} \frac{d\varepsilon_p}{d\varepsilon_\nu} dz, \quad (14)$$

其中 $\varepsilon_p = 20(1+z)\varepsilon_\nu$, 这里用到了中微子能量为质子能量的 0.05 倍这一近似, 而 $(1+z)$ 则是考虑了宇宙学红移对能量的影响. 函数 ϕ 里的 $(1+z)$ 是考虑在

高红移由于 CMB 光子能量增高带来的影响. $\dot{W}_p d\epsilon_p$ 则是红移 z 处能量从 ϵ_p 到 $\epsilon_p + d\epsilon_p$ 内的质子的能量注入率. 文献 [98] 提出了另一种近似方法, 可以更精确地估算 1 EeV 以上中微子的流量, 但是在 100 PeV 处的近似要差一些.

IceCube 组对其在 2010 年 5 月到 2012 年 5 月之间的数据进行了分析, 然而并未发现 100 PeV 以上的中微子事件 [69]. 根据该事实, IceCube 组得到在 1 EeV 处中微子的流量上限为 $1.2 \times 10^{-7} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$. 这个结果不支持极高能宇宙线的源的强演化模型, 如 FR-II 型射电星系 (参考图 11). 但是要注意的是, 在计算强演化源产生的中微子流量时, 注入的宇宙线被假设为纯质子, 并且宇宙线的总流量是用第二膝处的流量定标的. 如果宇宙线的成份中掺杂了一部分更重的原子核 [99], 或者河内与河外宇宙线的转折从踝区开始, 对应的中微子流量会有所下降. 因此强演化源的模型也并未完全被排除.

4.2.4 各向同性的河外伽玛射线背景

Fermi/LAT 探测器经过对高银纬天区的长时间扫描, 在扣除已知伽玛射线源以后, 得到了 100 MeV 到 800 GeV 范围内的弥散伽玛射线背景 [100,101], 其能谱可以用一条带指数截断的幂率谱来拟合, 即 [101]

$$\frac{dn}{d\epsilon_\gamma} \simeq 10^{-7} \left(\frac{\epsilon_\gamma}{100 \text{ MeV}} \right)^{-2.3} \exp \left(-\frac{\epsilon_\gamma}{200 \text{ GeV}} \right) \text{ MeV}^{-1} \text{ cm}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}. \quad (15)$$

这些弥散伽玛射线的来源可能有很多, 比如一些未分辨的伽玛射线点源如 AGN, 星暴星系, GRB, 也有可能来源于一些真正弥散的辐射过程, 如星系际激波, 暗物质湮灭, 或者是极高能宇宙线在星系际空间传播时引起的级联过程. 在这一小节, 我们不讨论由极高能宇宙线或与其一起被加速出的较低能宇宙线在某些源内产生的 GeV 辐射, 而只关注由极高能宇宙线在星系际空间传播时导致的 GeV 辐射, 因为毕竟极高能宇宙线的源是何种天体还远没有定论.

我们在前面提到, 极高能宇宙线通过光介子过程以及对产生过程产生的极高能光子与正负电子对, 并引起级联过程. 令刚好能与背景光子发生湮灭的

伽玛光子能量为 ϵ_a , 而该能量的光子湮灭产生的正负电子对的能量为 ϵ_b . 这两个能量的关系可以表达为 [102] $\epsilon_b = 1/3(\epsilon_a/m_e c^2)^2 \epsilon_{\text{cmb}}$, 其中 $\epsilon_{\text{cmb}} = 6 \times 10^{-4} \text{ eV}$ 是 CMB 光子的平均能量. 当该湮灭产生的正负电子对再一次进行逆康普顿散射后, 级联过程便会终止. 计算表明, 只要级联过程已经充分进行, 最终会产生一条普适的光子谱 [102,103]. 其能谱形状可以写为

$$\frac{dn}{d\epsilon_\gamma} \propto \begin{cases} \epsilon_\gamma^{-1.5}, & \epsilon_\gamma < \epsilon_b, \\ \epsilon_\gamma^{-\alpha_\gamma}, & \epsilon_b < \epsilon_\gamma < \epsilon_a, \end{cases} \quad (16)$$

α_γ 一般在 1.8–2.0 之间, ϵ_a 可取为 100 GeV [104], 在 ϵ_a 之上, 能谱因为背景光子的吸收而迅速衰减. 通过比较上式与观测到的能谱 (公式 15), 可以发现如果理论预期要超出观测值, 首先应当是在 100 GeV 处超出. 因此用 100 GeV 处的观测流量来定标可得级联产生的最大能量密度为 $\omega_{\text{cas}}^{\text{max}} = 5.8 \times 10^{-7} \text{ eV cm}^{-3}$ [104]. 这就对极高能宇宙线模型中的某些参数有了一个限制. 另一方面, 产生的伽玛射线的流量与中微子流量也有关联, 通过伽玛射线的流量上限可以得到一个中微子流量的上限.

对产生过程, 光介子反应与绝热损失是极高能宇宙线损失能量的主要途径. 在对产生过程中, 宇宙线损失的能量全部转移到电磁成份中; 在光介子过程中, 如果产生的是 π^0 介子, 能量也最终全部转移到电磁成份中, 而如果产生的是 $\pi^\pm$ 则大约有 1/4 损失的能量转移到电磁成份, 另外 3/4 由中微子携带. 绝热损失是由于宇宙膨胀带来的能量损失, 损失的能量既不会转移到电磁成份中也不会转移到中微子中. 图 12 展示的是从不同红移发出的不同能量的质子最终把能量转移到电磁成份中的比例. 可以看到, 除了在低红移 (因为宇宙线并未能充分与光子反应), 大部分极高能宇宙线的能量是转移到了电磁成份中, 而最终会反映在弥散的伽玛射线背景里. 计算表明, 强演化源的模型因为会导致过量的伽玛射线背景可以被排除 [97,104]. 图 13 展示了理论预期的由极高能宇宙线产生的河外伽玛射线背景的最高流量. 图 14 展示了在不违背观测到的伽玛射线背景的情况下, 允许的不同源演化模型下的中微子的流量上限. 在该图采用的参数下, 由伽玛射线给出的限制要强于由当前

图 11 (网络版彩图) 几种源演化模型 (a), 以及根据这几种模型计算出的中微子流量 (b). 该计算基于纯质子的化学组成并假设河外与河内宇宙线的转折在“第二膝”. 该图片取自于文献 [105]

Figure 11 (Color online) Several models for source evolution with redshift (a) and the corresponding neutrino flux (b). A pure proton composition and a dip transition model are assumed. The figure is taken from ref. [105].

图 12 (网络版彩图) 宇宙线质子在传播到地球时转移到电磁成份里的能量占初始能量的比例. 该图片取自于文献 [97]

Figure 12 (Color online) The fraction of energy of a cosmic ray proton transferred into electromagnetic components after propagation to the Earth. The picture is taken from ref. [97].

IceCube 数据给出的限制. 以上的讨论针对于纯质子的情况, 对于原子核的情况, 限制则要相对弱一些. 因为对于原子核, 光介子过程不重要, 而对产生过程因为更高的能量阈值而并不是很有效 (参考文献 [97] 中的计算).

对产生过程的效率与背景光子的密度紧密相关,

邻近宇宙的 CMB 光子主要和 PeV 附近的光子发生作用, 如果高能光子的能量更高, 如达到 EeV, 和其主要作用的光子则变为射电光子. 而射电背景的密度要远远低于 CMB 光子的密度. 因此 EeV 以上光子的平均自由程可能达到 1 Mpc 或以上, 这就使得人们有机会直接观测到这些由极高能宇宙线产生但未经级联过程的极高能光子. 文献 [106] 指出如果极高能宇宙线的化学组成不同, 预期观测到的极高能光子的能谱与流量都不同, 因此极高能光子也是一种潜在的判断宇宙线化学成份的工具. 但可惜的是探测器的灵敏度在目前可能不足以观测到在任何组成下产生的极高能光子, 并且确实目前也还没有任何极高能光子相关观测的报道.

5 宇宙线在磁场中的传播与各向异性

极高能宇宙线在到达地球的过程中, 除了要经过光子场与物质, 还一直处于磁场之中. 从源/宿主星系的磁场, 到星系际空间磁场, 再经过银河系磁场到达地球, 极高能宇宙线的注入能谱, 传播后的能谱, 化学组成, 以及通过各个反应产生的中微子和伽玛射线流量都会受到一定的影响 [97, 104, 106, 107]. 而更重

图 13 (网络版彩图) 黑点是 Fermi/LAT 观测到的各向同性伽玛射线背景的能谱. 五角星表示由蒙特卡洛模拟得到的级联产生的伽玛射线能谱, 流量大小用 100 GeV 处的观测值定标, 其中红色五角星是注入谱指数为 2.6 的情况而蓝色为 2.0 的情况. 红色实线是解析解, 流量同样经过 100 GeV 处的观测流量定标. 方块也是蒙特卡洛模拟的结果, 但是流量大小是根据观测到的极高能宇宙线的流量定标的. 同样, 红色对应的注入谱是 2.6 而蓝色对应的是 2.0. 该图片取自于文献 [104]

Figure 13 (Color online) Isotropic gamma-ray background spectrum measured by Fermi/LAT (black circles with error bars) in comparison with maximally allowed fluxes from theoretical calculations. Red and blue stars represent results from MC simulation for the case that the injected cosmic ray spectrum index s is equal to 2.6 and 2.0 respectively. The gamma ray fluxes are normalized by the measured 100 GeV flux. The solid red line is the result of the analytical method, whose flux is normalized by 100 GeV flux as well. Squares are also spectra from MC simulation but the fluxes are normalized with the observed UHECR flux. Similarly, the red squares are for $s = 2.6$ while the blue ones are for $s = 2.0$. The picture is taken from ref. [104].

要的是磁场对于极高能宇宙线到达方向的影响, 这大大增加寻找邻近极高能宇宙线源的难度. 这一节我们将主要介绍这方面的相关研究.

如果忽略磁场带来的同步辐射冷却, 带电粒子在磁场中的传播可以表示为

$$\begin{cases} d\mathbf{p}/dt = Ze\mathbf{\beta} \times \mathbf{B} \\ d\mathbf{x}/dt = \mathbf{\beta}c, \end{cases} \quad (17)$$

图 14 根据由伽玛射线背景限定出的最大宇宙线发射率计算出的中微子流量的上限, 不同类型的线代表不同的源演化模型 (如图例所示). 各种仪器的灵敏度也同时给出. 该图片取自于文献 [97]

Figure 14 Upper limits of cosmogenic neutrinos determined from the isotropic gamma-ray background. Different lines represent the results in different source evolution model as marked in the legend. The sensitivity of different neutrino detectors are also shown for reference. The figure is taken from ref. [97].

其中 $\mathbf{p}$ 和 $\mathbf{\beta}$ 分别是粒子的动量与速度 (以光速 c 为单位). 考虑到 $\mathbf{p} = \frac{E_p}{c}\mathbf{\beta}$, 从上式中我们可以发现, 在给定磁场的情况下, 宇宙线在磁场中传播的路径只和物理量 ϵ_p/Z 有关, 该物理量又称为粒子的“磁刚度”(Magnetic Rigidity). 在一个规则磁场中, 粒子运动一段距离 L 后偏折的角度与磁刚度的关系可以近似表示为

$$\Delta\theta_{\text{reg}} \sim L/r_g \simeq 10^\circ \left(\frac{E/Z}{50 \text{ EeV}} \right)^{-1} \frac{B}{3 \mu\text{G}} \frac{L}{3 \text{ kpc}}. \quad (18)$$

上式中用的磁场大小是太阳系附近的磁场强度, 而距离则是银盘的特征尺度. 可见银河系的规则磁场已经能够使极高能宇宙线的到达方向显著得偏离其源的方向. 此外, 银河系还有不规则的湍动磁场 [108, 109], 其平均值为 0, 而均方根与银盘上的规则磁场大小相当 [110, 111]. 不规则磁场造成粒子速度偏折的角度为 [111]

$$\Delta\theta_{\text{irr}} \simeq 1^\circ \left(\frac{E/Z}{50 \text{ EeV}} \right)^{-1} \frac{B}{3 \mu\text{G}} \left(\frac{L}{3 \text{ kpc}} \right)^{1/2}$$

$$\left(\frac{L_c}{50 \text{ pc}}\right)^{1/2}, \quad (19)$$

其中 L_c 为不规则磁场的相干尺度. 星系际磁场对宇宙线速度方向的偏折效果类似于银河系的不规则磁场, 带入典型参数我们得到

$$\Delta\theta_{\text{ex}} \simeq 1^\circ \left(\frac{E/Z}{50 \text{ EeV}}\right)^{-1} \frac{B}{0.1 \text{ nG}} \left(\frac{L}{100 \text{ Mpc}}\right)^{1/2} \left(\frac{L_c}{1 \text{ Mpc}}\right)^{1/2}. \quad (20)$$

比较上面几个式子可以看出, 对于从邻近宇宙传播而来的极高能宇宙线, 银河系磁场对它们到达方向的影响最大, 在多数情况下如果要研究踝区之上的宇宙线的到达方向, 只考虑银河系的规则磁场也是足够的. 不规则磁场会在规则磁场决定的到达方向上给出一些随机的偏差. 但是要注意的是, 我们无论是对银河系磁场还是对星系际磁场的了解都很有限, 尤其是对星系际磁场, 在相干尺度以及磁场强度上都有数量级上的不确定性.

对于银河系规则磁场对宇宙线的偏折, 一种常用的研究方法是“反演”法, 即在给定的磁场模型下, 从地球沿宇宙线到达方向的反方向发射一个能量电荷量相同但是电性相反的粒子, 根据公式 (17) 所确定行走路径, 追踪粒子的路径一段时间或直到其离开银河系. 通过这样的方法, 可以得知其在刚刚进入银河系时方向, 如果星系际磁场对粒子运动方向的偏折并不重要, 这个方向就近似是该宇宙线源的方向. 文献 [112] 在假设宇宙线是质子的情况下, 通过反演出观测到的最高能宇宙线到达银河系时的方向, 发现修正后的 PAO 的宇宙线事件与邻近 AGN 的相关性增高至了 4σ . 文献 [113] 发现 PAO 观测到的位于 Cen A 方向的宇宙线事件超出不能是全部来源于该天体的轻原子核 (如质子, 氦) 或者重原子核 (如硅, 铁). 因为前者受磁场影响太小分布会非常集中于 Cen A 的方向, 而后者则因偏折角度太大太过于分散在 Cen A 的周围, 都无法复制出观测到的分布. 如果该方向上的宇宙线全部来源于 Cen A, 一个混合组成或者是中等质量的原子核 (如碳, 氮, 氧) 则比较可能. 由此我们也可以看出, 银河系磁场可能对某个源的宇宙线事件可能起着汇聚或发散的作用, 从而增

大或减小该源的“视”流量 [107, 114, 115], 这也被称为“磁透镜”效应. 不规则磁场的作用也被多次研究过. 文献 [110] 同时构建了银河系的规则磁场与不规则磁场, 通过反演法, 他们指出不规则磁场引起的偏折大小是规则磁场引起的 0.03–0.3 倍. 其强度不足以影响对于极高能宇宙线的源的判断. 文献 [115] 则研究了银河系不规则磁场会使宇宙线事件分布得更加弥散. 同时他们也指出所有 $>57 \text{ EeV}$ 的事件不可能来源于同一个邻近源, 因为即使银河系不规则磁场非常大, 也不可能使得从同一个源而来的宇宙线产生如观测到的弥散分布. 文献 [116] 则研究了银河系与 Cen A 之间的磁场的性质对于 Cen A 方面宇宙线事件超出的影响. 在假设所有宇宙线是从 Cen A 发出的质子的情况下, 他们认为银河系的规则磁场会造成事件向某个方向有一个系统性的偏移而不会产生观测到的较为弥散的分布, 而银河系的不规则磁场则造成不了足够大的偏折以符合观测, 因此他们认为分布是由河外磁场造成的. 通过模拟了在不同的磁场大小与相干尺度的组合下宇宙线事件可能呈现出的分布, 文献 [116] 得出在银河系与 Cen A 之间的磁场要大于 20 nG , 而相干尺度至少要达到 Mpc . 反演法不仅仅能用于判断极高能宇宙线事件的真正源, 文献 [117] 还用这个方法结合 PAO 给出的 $1\text{--}10 \text{ EeV}$ 极高能宇宙线分布中的偶极成份上限来判断河内宇宙线到河外宇宙线的转变能量. 他们基本的思路是, 河内宇宙线的源由于基本上分布在银盘上, 更倾向于造成较大的各向异性. 另一方面如果这些宇宙线的磁刚度越高, 也越容易造成各向异性. 所以如果河内宇宙线在较高的能量还占主导, 造成的偶极成份有可能会超出 PAO 给出的上限. 假设河内宇宙线的源连续且均匀地分布在银盘上并且具有同样的宇宙线发射率, 他们发现如果宇宙线的成份是质子, 踝区不可能作为河内到河外宇宙线的转变, 因为会造成太高的偶极成份, 但如果宇宙线的成份是铁原子核则仍有可能.

反演法虽然是研究宇宙线事件分布的一个强有力的方法, 但磁场的不确定性使得该方法在目前很难做出比较强的结论. 利用宇宙线在磁场中传播的路径只依赖于磁刚度这一特性, 并结合 PAO 对于宇宙线化学组成以及空间分布的观测, 则可以对源的性质给

出一些相对来说不依赖于模型的限制. 文献 [118] 指出, 如果 PAO 在 55 EeV 之上观测到的各向异性分布是由某个 (些) 邻近源造成的, 并且这些宇宙线粒子是电荷数为 Z 的原子核, 那么同样由这些源发出的能量 $>55 \text{ EeV}/Z$ 的质子应当遵循相同的路径到达地球. 只要源发射的质子与原子核的数量比不过低, 这些质子会造成与 $>55 \text{ EeV}$ 处类似的, 且信噪比更高的各向异性信号. 然而, PAO 的分析却没有在对应的能量上发现任何各向异性信号 [119]. 这个结果说明了几种可能: 第一, PAO 在 $>55 \text{ EeV}$ 观测到的一些宇宙线与邻近 AGN 的成协仅仅是巧合; 第二, 宇宙线的化学组成并没有变重, 一直是质子; 第三, 极高能宇宙线的源金属丰度很高, 产生的宇宙线原子核远比宇宙线质子要多. 相较而言, 第三种的可能性更大, 并且, 在 PAO 收集到更多数据以及人们对强子作用有更加深入的了解之前, 前两点也无从讨论起. 文献 [120] 假设源加速出的各类宇宙线之间的数量正比于源的金属丰度, 根据文献 [118] 的想法, 给出了邻近宇宙线源的最低金属丰度. 虽然具体的数值依赖于组成 $>55 \text{ EeV}$ 的各向异性信号的宇宙线事件的化学组成, 但都远远高于太阳金属丰度. 此外, 文献 [120] 还考虑了宇宙线原子核在传播过程中由光致裂解产生的次级质子, 并指出, 造成观测到的各向异性的源必须在一定距离之内, 否则即使源只发射原子核, 在传播过程中产生的次级质子都会在低能产生更强的各向异性. 其中, 对于氧原子核的情况, 限制甚至已经强于由 GZK 效应给出的上限.

6 总结

对于极高能宇宙线的观测在近 10 年来已经获得长足的进步. 大型的探测阵提供了远超以往的统计数据, 混合型探测器的使用使得人们能更好的重构极高能宇宙线的事件. 极高能宇宙线的天体物理起源已基本被确认, 极高能宇宙线能谱的高能截断也被探测到, 人们发现了踝区之上的极高能宇宙线是原子核的可能性. 然而, 由于极高能宇宙线本身事件稀少, 以及在传播过程中的复杂性, 人们对极高能宇宙线以及它们的起源还远没有到清楚的程度. 极高能宇宙线具体的起源天体, 化学组成, 使他们获得能量的加速机制还需要进一步的研究. 在当前的观测水平下, 人们只能联合考虑多方面的观测 (如能谱, 化学组成, 空间分布) 并借助多信使手段 (中微子, 伽玛射线等) 去发现并排除一些可能性, 逐步逼近真实情况. 要完全揭开极高能宇宙线之谜, 最终依靠的还是大量精确的数据. 下一代的极高能宇宙线探测器如 PAO 与 TA 的升级 [15, 121] 以及 JEM-EUSO [122], Super-EUSO [123], OWL [124] 等仪器将会带来对于宇宙线能谱以及化学组成更好的测量. 同时中国的 LHAASO [125], DAMPE [126], HERD [127] 也将为高能宇宙线的研究做出贡献. 而 CTA [128], IceCube-Gen2 [129] 等新一代伽玛射线和中微子探测器将会拥有更高的灵敏度必将提供更多间接的多信使测量. 我们有理由相信极高能宇宙线的研究将在不久的将来有一个新的突破.

参考文献

- 1 Ackermann M, Ajello M, Allafort A, et al. Detection of the characteristic pion-decay signature in supernova remnants. *Science*, 2013, 339: 807–811
- 2 Hu H. Status of the EAS studies of cosmic rays with energy below 10^{16} eV . arXiv:0911.3034
- 3 Bahcall J N, Waxman E. Has the GZK suppression been discovered? *Phys Lett B*, 2003, 556: 1
- 4 Berezhinsky V, Gazizov A, Grigorieva S. On astrophysical solution to ultrahigh energy cosmic rays. *Phys Rev D*, 2006, 74: 043005
- 5 Greisen K. End to the cosmic-ray spectrum? *Phys Rev Lett*, 1966, 16: 748
- 6 Zatsepin G T, Kuz'min V A. Upper limit of the spectrum of cosmic rays. *Soviet J Exper Theor Phys Lett*, 1966, 4: 78
- 7 Heitler W. *International Series of Monographs on Physics*. Oxford: Clarendon, 1954
- 8 Letessier-Selvon A, Stanev T. Ultrahigh energy cosmic rays. *Rev Modern Phys*, 2011, 83: 907–942
- 9 Matthews J. Heitler model of extensive air showers. *Astropart Phys*, 2005, 22: 387
- 10 Abreu P, Aglietta M, Ahn E, et al. The pierre auger observatory II: Studies of cosmic ray composition and hadronic interaction models. arXiv:1107.4804

- 11 Aab A, Abreu P, Aglietta M, et al. The pierre auger observatory: Contributions to the 33rd International Cosmic Ray Conference (ICRC 2013). arXiv:1307.5059
- 12 Abu-Zayyad T, Aida R, Allen M, et al. The cosmic-ray energy spectrum observed with the surface detector of the telescope array experiment. *Astrophys J*, 2013, 768: L1–L5
- 13 Abu-Zayyad T, Aida R, Allen M, et al. Energy spectrum of ultra-high energy cosmic rays observed with the Telescope Array using a hybrid technique. *Astropart Phys*, 2015, 61: 93–101
- 14 Dawson B R, Mariş I C, Roth M, et al. The energy spectrum of cosmic rays at the highest energies. *Eur Phys J Web Conf*, 2013, 53: 1005
- 15 Kampert K H. Ultra-high energy cosmic rays: Results and prospects. arXiv:1404.6515
- 16 Abraham J, Abreu P, Aglietta M, et al. Measurement of the energy spectrum of cosmic rays above 10^{18} eV using the Pierre Auger Observatory. *Phys Lett B*, 2010, 685: 239–246
- 17 Telescope Array Collaboration. The hybrid energy spectrum of TA's middle drum detector and surface array. arXiv:1410.3151
- 18 Abraham J, Abreu P, Aglietta M, et al. Measurement of the depth of maximum of extensive air showers above 10^{18} eV. *Phys Rev Lett*, 2010, 104: 091101
- 19 Barcikowski E, Bellido J, Belz J, et al. Mass composition working group report. *Eur Phys J Web Conf*, 2013, 53: 1006
- 20 Abbasi R, Bellido J, Belz J, et al. Report of the working group on the composition of ultra high energy cosmic rays. ArXiv: 1503.07540
- 21 Abbasi R, Abe M, Abu-Zayyad T, et al. Study of ultra-high energy cosmic ray composition using telescope array's middle drum detector and surface array in hybrid mode. *Astropart Phys*, 2015, 64: 49–62
- 22 Abreu P, Aglietta M, Ahn E, et al. Update on the correlation of the highest energy cosmic rays with nearby extragalactic matter. *Astropart Phys*, 2010, 34: 314–326
- 23 Bhattacharjee P. Origin and propagation of extremely high energy cosmic rays. *Phys Rep*, 2000, 327: 109–247
- 24 Aharonian F A, Bhattacharjee P, Schramm D N. Photon/proton ratio as a diagnostic tool for topological defects as the sources of extremely high-energy cosmic rays. *Phys Rev D*, 1992, 46: 4188–4192
- 25 Hillas A M. The origin of ultra-high-energy cosmic rays. *Annu Rev Astron Astrophys*, 1984, 22: 425–444
- 26 Abreu P, Aglietta M, Ahlers M, et al. Constraints on the origin of cosmic rays above 10^{18} eV from large-scale anisotropy searches in data of the Pierre Auger Observatory. *Astrophys J Lett*, 2013, 762: L13–L20
- 27 Kotera K, Olinto A V. The astrophysics of ultrahigh-energy cosmic rays. arXiv:1101.4256
- 28 Chakraborti S, Ray A, Soderberg A M, et al. Ultra-high-energy cosmic ray acceleration in engine-driven relativistic supernovae. *Nat Commun*, 2011, 2: 175–180
- 29 Rachen J P, Biermann P L. Extragalactic ultra-high energy cosmic-rays——Part one-contribution from hot spots in Fr-II radio galaxies. *Astron Astrophys*, 1993, 272: 161–175
- 30 Berezhko E G. Cosmic rays from active galactic nuclei. *Astrophys J*, 2008, 684: L69–L71
- 31 Rees M J, Meszaros P. Unsteady outflow models for cosmological gamma-ray bursts. *Astrophys J Lett*, 1994, 430: L93–L96
- 32 Vietri M. The acceleration of ultra-high-energy cosmic rays in gamma-ray bursts. *Astrophys J*, 1995, 453: 883–889
- 33 Waxman E. Cosmological gamma-ray bursts and the highest energy cosmic rays. *Phys Rev Lett*, 1995, 75: 386–389,
- 34 Soderberg A M, Kulkarni S R, Nakar E, et al. Relativistic ejecta from X-ray flash XRF 060218 and the rate of cosmic explosions. *Nature*, 2006, 442: 1014–1017
- 35 Wang X Y, Razzaque S, Mészáros P, et al.. High-energy cosmic rays and neutrinos from semirelativistic hypernovae. *Phys Rev D*, 2007, 76: 083009
- 36 Liu R Y, Wang X Y. Energy spectrum and chemical composition of ultrahigh energy cosmic rays from semi-relativistic hypernovae. *Astrophys J*, 2012, 746: 40–46
- 37 van Weeren R J, Röttgering H J A, Brüggen M, et al. Particle acceleration on megaparsec scales in a merging galaxy cluster. *Science*, 2010, 330: 347–349
- 38 Vannoni G, Aharonian F A, Gabici S et al. Acceleration and radiation of ultra-high energy protons in galaxy clusters. *Astron Astrophys*, 2011, 536: A56–A65
- 39 Aharonian F A, Belyanin A A, Derishev E V, et al. Constraints on the extremely high-energy cosmic ray accelerators from classical electrodynamics. *Phys Rev D*, 2002, 66: 023005
- 40 Arons J. Magnetars in the metagalaxy: An origin for ultra-high-energy cosmic rays in the nearby universe. *Astrophys J*, 2003, 589: 871–892
- 41 Fang K, Kotera K, Olinto A V. Newly born pulsars as sources of ultrahigh energy cosmic rays. *Astrophys J*, 2012, 750: 118–133
- 42 Li X, Zhou B, He H N, et al. Model-dependent Estimate on the connection between fast radio bursts and ultra high energy cosmic rays. *Astrophys J*, 2014, 797: 33–38

- 43 Fermi E. On the origin of the cosmic radiation. *Phys Rev*, 1949, 75: 1169–1174
- 44 Bell A R. The acceleration of cosmic rays in shock fronts. I. *Mon Not R Astron Soc*, 1978, 182: 147–156
- 45 Gallant Y A, Achterberg A, Kirk J G. Particle acceleration at ultra-relativistic shocks. Gamma-ray burst afterglow spectra and UHECRs. *Astron Astrophys Suppl*, 1999, 138: 549–550
- 46 Derishev E V, Aharonian F A, Kocharovsky V V. Particle acceleration through multiple conversions from a charged into a neutral state and back. *Phys Rev D*, 2003, 68: 043003
- 47 Lemoine M, Pelletier G, Revenu B. On the efficiency of Fermi acceleration at relativistic shocks. *Astrophys J Lett*, 2006, 645: L129–L132
- 48 Berezhko E G, Krymskii G F. A kinetic analysis of the charged particle acceleration process in collisionless plasma shear flows. *Soviet Astron Lett*, 1981, 7: 352 – 354
- 49 Earl J A, Jokipii J R, Morfill G. Cosmic-ray viscosity. *Astrophys J Lett*, 1988, 331: L91–L94
- 50 Blasi P, Epstein R I, Olinto A V. Ultra-high-energy cosmic rays from young neutron star winds. *Astrophys J Lett*, 2000, 533: L123–L126
- 51 Drury L O. First-order Fermi acceleration driven by magnetic reconnection. *Mon Not R Astron Soc*, 2012, 422: 2474–2476
- 52 Coroniti F V. Magnetically striped relativistic magnetohydrodynamic winds—The Crab nebula revisited. *Astrophys J*, 1990, 349: 538–545,
- 53 Lyubarsky Y, Kirk J G. Reconnection in a striped pulsar wind. *Astrophys J*, 2001, 547: 437–448
- 54 Thompson C. Deceleration of a Relativistic, photon-rich shell: End of preacceleration, damping of magnetohydrodynamic turbulence, and the emission mechanism of gamma-ray bursts. *Astrophys J*, 2006, 651: 333–365
- 55 Mücke A, Engel R, Rachen J P, et al. Monte Carlo simulations of photohadronic processes in astrophysics. *Comput Phys Commun*, 2000, 124: 290–314
- 56 Waxman E, Bahcall J. High energy neutrinos from cosmological gamma-ray burst fireballs. *Phys Rev Lett*, 1997, 78: 2292–2295
- 57 Karakula S, Tkaczyk W. The formation of the cosmic ray energy spectrum by a photon field. *Astropart Phys*, 1993, 1: 229–237
- 58 Puget J L, Stecker F W, Bredekamp J H. Photonuclear interactions of ultrahigh energy cosmic rays and their astrophysical consequences. *Astrophys J*, 1976, 205: 63 8–654
- 59 Jost R, Luttinger J M, Slotnick M. Distribution of recoil nucleus in pair production by photons. *Phys Rev*, 1950, 80: 189–196
- 60 Chodorowski M. Secondary gravitational cosmic microwave background anisotropies from flattened cosmic structures. *Mon Not R Astron Soc*, 1992, 259: 218–222
- 61 Allard D, Ave M, Busca N, et al. Cosmogenic neutrinos from the propagation of ultrahigh energy nuclei. *J Cosmol Astropart Phys*, 2006, 9: 5
- 62 Allard D, Busca N G, Decerprit G, et al. Implications of the cosmic ray spectrum for the mass composition at the highest energies. *J Cosmol Astropart Phys*, 2008, 10: 33
- 63 Hooper D, Sarkar S, Taylor A M. Intergalactic propagation of ultrahigh energy cosmic ray nuclei: An analytic approach. *Phys Rev D*, 2008, 77: 103007
- 64 Aloisio R, Boncioli D, Grillo A F, et al. SimProp: A simulation code for ultra high energy cosmic ray propagation. *J Cosmol Astropart Phys*, 2012, 10: 7
- 65 Kelner S R, Aharonian F A, Bugayov V V. Energy spectra of gamma rays, electrons, and neutrinos produced at proton-proton interactions in the very high energy regime. *Phys Rev D*, 2006, 74: 034018
- 66 Aartsen M G, Ackermann M, Adams J, et al. Observation of high-energy astrophysical neutrinos in three years of IceCube data. *Phys Rev Lett*, 2014, 113: 101101
- 67 Taylor A M, Gabici S, Aharonian F. Galactic halo origin of the neutrinos detected by IceCube. *Phys Rev D*, 2014, 89: 103003
- 68 Wang B, Zhao X, Li Z. Implications of Fermi-LAT observations on the origin of IceCube neutrinos. *J Cosmol Astropart Phys*, 2014, 11: 28
- 69 Aartsen M G, Abbasi R, Ackermann M, et al. Probing the origin of cosmic rays with extremely high energy neutrinos using the IceCube observatory. *Phys Rev D*, 2013, 88: 112008
- 70 Winter W. Photohadronic origin of the TeV-PeV neutrinos observed in IceCube. *Phys Rev D*, 2013, 88: 083007
- 71 He H N, Wang T, Fan Y Z, et al. Diffuse PeV neutrino emission from ultraluminous infrared galaxies. *Phys Rev D*, 2013, 87: 063011
- 72 Winter W. Describing the observed cosmic neutrinos by interactions of nuclei with matter. *Phys Rev D*, 2014, 90: 103003
- 73 Liu R Y, Wang X Y, Inoue S, et al. Diffuse PeV neutrinos from EeV cosmic ray sources: Semirelativistic hypernova remnants in star-forming galaxies. *Phys Rev D*, 2014, 89: 083004
- 74 Mészáros P. Ultra-high energy cosmic rays and neutrinos from gamma-ray bursts, hypernovae and galactic shocks. *Nucl Phys B Proc Suppl*, 2014, 256: 241–251
- 75 Kistler M D, Stanev T, Yüksel H. Cosmic PeV neutrinos and the sources of ultrahigh energy protons. *Phys Rev D*, 2014, 90: 123006
- 76 Wang Z Y, Wang X Y, Wang J F. Neutrinos from gamma-ray bursts: Propagation of cosmic rays in their host galaxies. *Astrophys J Lett*, 2015, 803: L5–L10

- 77 Razzaque S, Yang L. PeV-EeV neutrinos from GRB blast waves in IceCube and future neutrino telescopes. *Phys Rev D*, 2015, 91: 043003
- 78 Waxman E, Bahcall J N. An upper bound to the high-energy neutrino flux from astrophysical sources. In: Aubourg E, Paul J, Montmerle T, eds. 19th Texas Symposium on Relativistic Astrophysics and Cosmology. Amsterdam: North-Holland, 1998. 618
- 79 Guetta D, Hooper D, Alvarez-Mun˜ız J, et al. Neutrinos from individual gamma-ray bursts in the BATSE catalog. *Astropart Phys*, 2004, 20: 429–455
- 80 Hümmer S, Rügner M, Spanier F, et al. Simplified models for photohadronic interactions in cosmic accelerators. *Astrophys J*, 2010, 721: 630–652
- 81 He H N, Liu R Y, Wang X Y, et al. Icecube nondetection of gamma-ray bursts: Constraints on the fireball properties. *Astrophys J*, 2012, 752: 29–38
- 82 Mannheim K, Protheroe R J, Rachen J P. Cosmic ray bound for models of extragalactic neutrino production. *Phys Rev D*, 2001, 63: 023003
- 83 Murase K, Ahlers M, Lacki B C. Testing the hadronuclear origin of PeV neutrinos observed with IceCube. *Phys Rev D*, 2013, 88: 121301
- 84 Chang X C, Wang X Y. The diffuse gamma-ray flux associated with sub-PeV/PeV neutrinos from starburst galaxies. *Astrophys J*, 2014, 793: 131–137
- 85 Lacki B C, Thompson T A, Quataert E, et al. On the GeV and TeV detections of the starburst galaxies M82 and NGC 253. *Astrophys J*, 2011, 734: 107–120
- 86 Chang X C, Liu R Y, Wang X Y. Star-forming galaxies as the origin of the IceCube PeV neutrinos. *Astrophys J*, 2015, 805: 95–101
- 87 Waxman E, Bahcall J N. Neutrino afterglow from gamma-ray bursts: 1018 EV. *Astrophys J*, 2000, 541: 707–711
- 88 Dai Z G, Lu T. Neutrino afterglows and progenitors of gamma-ray bursts. *Astrophys J*, 2001, 551: 249–253
- 89 Abbasi R, Abdou Y, Abu-Zayyad T, et al. Limits on neutrino emission from gamma-ray bursts with the 40 string icecube detector. *Phys Rev Lett*, 2011, 106: 141101
- 90 Abbasi R, Abdou Y, Abu-Zayyad T, et al. An absence of neutrinos associated with cosmic-ray acceleration in g-ray bursts. *Nature*, 2012, 484: 351–354
- 91 Aartsen M G, Ackermann M, Adams J, et al. Search for prompt neutrino emission from gamma-ray bursts with IceCube. *Astrophys J Lett*, 2015, 805: L5–L11
- 92 Zhang B, Kumar P. Model-dependent high-energy neutrino flux from gamma-ray bursts. *Phys Rev Lett*, 2013, 110: 121101
- 93 Zhang B, Yan H. The internal-collision-induced magnetic reconnection and turbulence (ICMART) model of gamma-ray bursts. *Astrophys J*, 2011, 726: 90–112
- 94 Liu R Y, Wang X Y. Diffuse PeV neutrinos from gamma-ray bursts. *Astrophys J*, 2013, 766: 73–79
- 95 Engel R, Seckel D, Stanev T. Neutrinos from propagation of ultrahigh energy protons. *Phys Rev D*, 2001, 64: 093010
- 96 Yüksel H, Kistler M D. Enhanced cosmological GRB rates and implications for cosmogenic neutrinos. *Phys Rev D*, 2007, 75: 083004
- 97 Wang X Y, Liu R Y, Aharonian F. Constraining the emissivity of ultrahigh energy cosmic rays in the distant universe with the diffuse gamma-ray emission. *Astrophys J*, 2013, 766: 112–119
- 98 Yoshida S, Ishihara A. Constraints on the origin of the ultrahigh energy cosmic rays using cosmic diffuse neutrino flux limits: An analytical approach. *Phys Rev D*, 2012, 85: 063002
- 99 Aloisio R, Boncioli D, di Matteo A, et al. Propagation of ultra high energy cosmic rays and the production of cosmogenic neutrinos. *arXiv* : 1505.04742
- 100 Abdo A A, Ackermann M, Ajello M, et al. Spectrum of the isotropic diffuse gamma-ray emission derived from first-year Fermi large area telescope data. *Phys Rev Lett*, 2010, 104: 101101
- 101 Ackermann M, Ajello M, Albert A, et al. The spectrum of isotropic diffuse gamma-ray emission between 100 MeV and 820 GeV. *Astrophys J*, 2015, 799: 86–109
- 102 Berezhinskii V S, Smirnov A I. Cosmic neutrinos of ultra-high energies and detection possibility. *Astrophys Space Sci*, 1975, 32: 461–482
- 103 Coppi P S, Aharonian F A. Constraints on the very high energy emissivity of the universe from the diffuse gev gamma-ray background. *Astrophys J Lett*, 1997, 487: L9–L12
- 104 Berezhinsky V, Gazizov A, Kachelrieß M, et al. Restricting UHECRs and cosmogenic neutrinos with Fermi-LAT. *Phys Lett B*, 2011, 695: 13–18
- 105 Kotera K, Allard D, Olinto A V. Cosmogenic neutrinos: Parameter space and detectability from PeV to ZeV. *J Cosmol Astropart Phys*, 2010, 10: 13
- 106 Hooper D, Taylor A M, Sarkar S. Cosmogenic photons as a test of ultra-high energy cosmic ray composition. *Astropart Phys*, 2011, 34: 340–343
- 107 Harari D, Mollerach S, Roulet E. The toes of the ultra high energy cosmic ray spectrum. *J High Energy Phys*, 1999, 8: 22
- 108 Beck R. Galactic and extragalactic magnetic fields. *Space Sci Rev*, 2001, 99: 243–260
- 109 Han J L. Magnetic fields in our galaxy: How much do we know? *Astrophys Space Sci*, 2001, 278: 181–184
- 110 Tinyakov P G, Tkachev I I. Deflections of cosmic rays in a random component of the Galactic magnetic field. *Astropart Phys*, 2005, 24: 32–43

- 111 Harari D, Mollerach S, Roulet E, et al. Lensing of ultra-high energy cosmic rays in turbulent magnetic fields. *J High Energy Phys*, 2002, 3: 45
- 112 Jiang Y Y, Hou L G, Han J L, et al. Do ultrahigh energy cosmic rays come from active galactic nuclei and Fermi g-ray sources? *Astrophys J*, 2010, 719: 459–468
- 113 Liu R Y, Wang X Y, Wang W, et al. On the excess of ultra-high energy cosmic rays in the direction of centaurus A. *Astrophys J*, 2012, 755: 139–149
- 114 Giacinti G, Kachelrieß M, Semikoz D V, et al. Ultrahigh energy nuclei in the galactic magnetic field. *J Cosmol Astropart Phys*, 2010, 8: 36
- 115 Giacinti G, Kachelrieß M, Semikoz D V, et al. Ultrahigh energy nuclei in the turbulent Galactic magnetic field. *Astropart Phys*, 2011, 35: 192–200
- 116 Yüksel H, Stanev T, Kistler M D, et al. The centaurus a ultrahigh-energy cosmic-ray excess and the local extragalactic magnetic field. *Astrophys J*, 2012, 758: 16–23
- 117 Giacinti G, Kachelrieß M, Semikoz D V, et al. Cosmic ray anisotropy as signature for the transition from galactic to extragalactic cosmic rays. *J Cosmol Astropart Phys*, 2012, 7: 31
- 118 Waxman E, Lemoine M. Anisotropy vs chemical composition at ultra-high energies. *J Cosmol Astropart Phys*, 2009, 11: 9
- 119 Abreu P, Aglietta M, Ahn E J, et al. Anisotropy and chemical composition of ultra-high energy cosmic rays using arrival directions measured by the Pierre Auger Observatory. *J Cosmol Astropart Phys*, 2011, 6: 22
- 120 Liu R Y, Taylor A M, Lemoine M, et al. Constraints on the source of ultra-high-energy cosmic rays using anisotropy versus chemical composition. *Astrophys J*, 2013, 776: 88–97
- 121 Olinto A V, Adams J H, Dermer C D, et al. White paper on ultra-high energy cosmic rays. arXiv: 0903.0205
- 122 Takahashi Y. A giant natural TPC (500 km)³ to observe extremely high energy cosmic particles - JEM EUSO telescope on international space station. *J Phys Conf Ser*, 2007, 65: 012022
- 123 Santangelo A, Petrolini A, Plagnol E. Physics and astrophysics at ultra high energies—A cosmic vision theme for the search of UHE CR and neutrinos from space. In: Favata F, Sanz-Forcada J, Giménez A, et al, eds. In: *Proceedings of 39th ESLAB Symposium on Trends in Space Science and Cosmic Vision 2020*. European Space Agency Special Publication, 2005. 588: 335
- 124 Stecker F W, Krizmanic J F, Barbier L M, et al. Observing the ultrahigh energy universe with OWL Eyes. *Nucl Phys B Proc Suppl*, 2004, 136: 433–438
- 125 Cao Z, Bi X J, Cao Z, et al. A future project at Tibet: The large high altitude air shower observatory (LHAASO). In: *Proceedings of 38th COSPAR Scientific Assembly*, Bremen, 2010. 38: 2322
- 126 Chang J, Hu Y, Wu J. Chinese high energy cosmic particle explorer (DAMPE). In: *Proceedings of 40th COSPAR Scientific Assembly*, 2014, 40: 484
- 127 Zhang S N, Adriani O, Albergio S, et al. The high energy cosmic-radiation detection (HERD) facility onboard China's Space Station. In: *Proceedings of Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, 2014. 9144
- 128 Actis M, Agnetta G, Aharonian F, et al. Design concepts for the Cherenkov Telescope Array CTA: An advanced facility for ground-based high-energy gamma-ray astronomy. *Exper Astron*, 2011, 32: 193–316
- 129 Aartsen M G, Ackermann M, Adams J, et al. IceCube-Gen2: A vision for the future of neutrino astronomy in antarctica. arXiv: 1412.5106
- 130 Abu-Zayyad T, Aida R, Allen M, et al. Energy spectrum of ultra-high energy cosmic rays observed with the Telescope Array using a hybrid technique. *Astropart Phys*, 2015, 61: 93–101

The origin of extragalactic ultrahigh energy cosmic rays

LIU RuoYu^{1*}, WANG XiangYu¹ & ZHANG Bing^{2,3}

¹ School of Astronomy and Space Science, Nanjing University, Nanjing 210046, China

² Department of Astronomy, School of Physics & Kavli Institute for Astronomy and Astrophysics, Peking University, Beijing 100871, China;

³ Department of Physics and Astronomy, University of Nevada Las Vegas, Las Vegas, NV 89154, USA

The origin of ultrahigh energy cosmic rays is a long-standing puzzle. Studies on these energetic particles will not only reveal the most violent process in the universe, but also extend our understanding on particle physics at extremely high energies. Thanks to large cosmic ray experiments such as the Pierre Auger Observatory (PAO) and the Telescope Array (TA), a lot of progress has been made in the studies on cosmic rays with energy above 10^{18} eV, including the discovery of flux suppression at the highest energy of the spectrum or the GZK cutoff, the possible anisotropy signal especially the correlation with extragalactic objects and their chemical compositions. In this paper, we firstly give a brief review on the detection technique of ultrahigh energy cosmic rays and recent results from PAO and TA. And then, various candidate sources of ultrahigh energy cosmic rays such as gamma-ray bursts, active galactic nuclei, intergalactic shocks are introduced, as well as some basic theories on particle acceleration mechanisms. Also, we discuss the interactions of ultrahigh energy cosmic rays with photon fields, matter and magnetic fields. Some constraints on candidate sources can be obtained through multi-messengers like high energy neutrinos and gamma rays generated in the propagation of the cosmic rays from distant universe. Additionally, the possible anisotropy signal of ultrahigh energy cosmic ray events can also be used to study the distance and metallicity of the candidate sources, and probe Galactic and extragalactic magnetic fields.

particle astrophysics, ultrahigh energy cosmic rays, neutrino, gamma ray, magnetic field

PACS: 03.67.Mn, 03.65.Ud, 03.67.Ac

doi: 10.1360/SSPMA2015-00306