

文章编号: 1000-8349(2005)02-0144-25

宇宙线与奇异滴

张 昊, 徐仁新

(北京大学 物理学院, 北京 100871)

摘要: 奇异滴, 即质量较小的奇异夸克物质团块, 有关它的研究涉及物理学的多个重要分支。如果存在奇异滴, 人们对暗物质组分和致密星体结构的认识将会改变, 强相互作用的研究也会有新的途径。已经有若干实验结果表明宇宙线中可能含有奇异滴成分。因此, 研究宇宙线奇异滴的产生、传播及其与地球大气作用过程等是非常重要的。将重点围绕上述几个问题, 综述目前奇异滴研究的现状。

关键词: 天体物理学; 奇异滴; 综述; 宇宙线

中图分类号: P172.4 **文献标识码:** A

1 引 言

目前人们已经认识到的基本相互作用为强、电磁、弱和引力等 4 种。20 世纪的物理学已经发展了精确描述电磁相互作用和弱相互作用的弱电统一理论, 并建立了强相互作用动力学理论的基本框架: 量子色动力学 (Quantum Chromodynamics, QCD)。粒子物理标准模型认为, 强子 (参与强作用的粒子) 由六味夸克构成: 上 (u)、下 (d)、奇异 (s)、粲 (c)、顶 (t)、底 (b)。描述强相互作用的守恒荷称为色荷。与电磁作用不同的是, 在强相互作用中共有 3 色, 分别为红、绿、蓝。在带色的夸克之间传递相互作用的是胶子 (它们的地位类似于电磁作用中的光子), 但由于强相互作用的非 Abel 性, 胶子也是带色荷的 (而光子不带电)。其后果之一是导致低动量交换情况下 QCD 理论计算的复杂化。研究发现, 强相互作用有两个基本特征, 一是渐近自由, 即具有高动量交换的夸克之间相互作用很弱, 是近乎自由的。这一点已经被 QCD 理论所证明; 二是色禁闭, 即探测到的粒子只能是无色的。遗憾的是后者还未被 QCD 所证明, 但大量实验使人们相信它是正确的。

20 世纪物理学的另一大发展是建立了宇宙学标准模型。人们认识到宇宙并非一成不变, 是正在膨胀。其膨胀的动力学行为可以根据广义相对论得出。上世纪末至本世纪初对宇宙而

收稿日期: 2004-10-09; **修回日期:** 2004-12-31

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (10273001); 国家重点基础研究专项基金资助项目 (G2000077602); 北京大学校长基金资助项目

微波背景辐射的精确研究使物理学家对宇宙大爆炸模型的信心大大增加。早期宇宙的研究对粒子物理和天体物理分支具有重要意义。

1984 年, Witten^[1] 讨论了早期宇宙的 QCD 相变。在宇宙大爆炸早期, 宇宙的温度和密度都极高; 由于色作用的渐进自由性, 夸克不可能结合成稳定的强子。那时的宇宙充斥着自由的夸克和胶子, 这种物质状态称为夸克胶子等离子体 (Quark-Gluon Plasma, QGP; 或称夸克物质)。早期宇宙 QCD 相变就是指, 物质在宇宙膨胀降温过程中, 由高对称性的 QGP 相转变为低对称性的强子物质相的过程。Witten 指出, 奇异夸克物质 (Strange Quark Matter, SQM) 很可能是强子物质的真正基态。这里的 SQM 是指由几乎等量的 u 、 d 、 s 三味轻夸克组成的大块夸克物质。夸克具有 $1/2$ 自旋, 因而属于 Fermi 子, 服从 Fermi-Dirac 统计。 s 夸克的质量可以小于两味 (u 、 d) 夸克物质系统的 Fermi 能。根据 Pauli 不相容原理, 新引入的 s 夸克自由度有可能降低系统的能量。这样, SQM 就很可能取代 ^{56}Fe 成为强作用体系的真正基态。Farhi 和 Jaffe^[2] 以 MIT 口袋模型为基础, 计算了零温 SQM。与 s 夸克的质量 (约 $100\sim 300$ MeV) 相比, u 、 d 夸克的质量 (不到 20 MeV) 较小, 所以在他们的计算中忽略了 u 、 d 夸克的质量, 且得出结论: 零温时在相当大的参数 (强作用耦合常数 α_c 、口袋常数 B 和 s 夸克的质量 m_s) 范围内, 大重子数 ($A > 10^6$) 的 SQM 单位重子能量 E/A 的确低于质子或中子的静能, 也低于 ^{56}Fe 的每重子能量。夸克之间通过弱相互作用而维持化学平衡; 带质量的 s 夸克化学势对系统热力学势的贡献不同于不带质量的 u 、 d 夸克, 结果 s 夸克数密度略低。质量较小的 SQM 称为奇异滴, 部分电子分布在夸克表面以外, 故奇异滴带正电。静电能、表面能和曲率能导致奇异滴的有限体积效应不可忽略。因此稳定的 SQM 有一个重子数下限。当 A 小于这个下限时, SQM 将通过重子蒸发过程而消失。随后的一些计算 (如文献 [3]) 也支持了这些结论。这里引用众多关系中的一个比较有代表性的式子: 考虑上述效应后近似的能量重子数关系^[4] 约为 $E/A \approx (829 + 351A^{-2/3})B_{145}^{1/4}$ MeV, 其中 $B_{145}^{1/4} = B^{1/4}/(145 \text{ MeV})$ 。

研究奇异滴与物质的相互作用是有趣的, 实验室研究无疑最直接有效。尽管今天还有不少高能物理实验试图利用重核碰撞 (如 Pb - Pb 碰撞实验) 来产生和观测奇异夸克物质, 但都还没有成功。由于 SQM 存在重子数下限, 如果想在加速器上产生, 它就需要付出相当高的能量。同时, 高温也不利于奇异滴的稳定存在, 因为此时重子蒸发率很高。所以, 目前利用加速器产生奇异滴尚不现实。那么, 如何得到可能存在的奇异滴? 由于天体往往能够提供一些极端过程 (比如超新星爆发), 因此一个自然的想法就是通过观测宇宙线来寻找奇异滴。低荷质比是奇异滴区别于其他粒子的显著特征。表 1 列出了部分被认为是奇异滴候选者的观测事件 (下文中还将具体介绍这些观测以及其他一些观测)。

表 1 一些奇异滴候选事件^[5]

事 件	粒子重子数 A	粒子电荷
计数器实验 (Counter experiment)	$\approx 350\sim 450$	14
异常轨迹 (Exotic track)	≈ 460	20
Price 事件 (Price's event)	> 1000	46
气球实验 (Balloon experiment)	≈ 370	14

上世纪 60 年代, Penzias 和 Wilson 在 4080 MHz 波段首次发现了宇宙微波背景辐射 (Cosmic Microwave Background radiation, CMB)。之后不久, Greisen^[6]、Zatsepin 和 Kuzmin^[7] 就提出了 GZK 截断效应。质子是宇宙线的主要成分, 由于质子的质量大约为 10^9 eV, 当宇宙线中质子的能量高于 10^{19} eV 时, 质子的 Lorentz 因子将达到约 10^{10} 。背景光子的温度为 (2.725 ± 0.001) K, 即其光子平均能量约为 10^{-4} eV 量级。根据狭义相对论, 在质子参考系中背景光子的平均能量约为 10^6 eV, 此时将发生反应 $p + \gamma \rightarrow \pi + \text{核子}$ ^[8]。因此, 能量高于某一极限的宇宙线粒子会很快与背景光子反应而不能走远。对于质子, 这一截止能量大约为 10^{19} eV; 对于一般的核, 截止能量约 10^{20} eV。宇宙线流量的截断应该在此处出现, 这就是所谓的 GZK 截断。但在实验观测中并未明确发现这一截断。相反在 10^{19} eV 处, 随着能量的升高, 宇宙线流量的衰减反而减弱了^[9]。粒子总能量约高于 10^{19} eV 的宇宙线, 称为极高能宇宙线 (UltraHigh Energy Cosmic Ray, UHECR)。UHECR 的本质是宇宙线研究中颇具挑战性的问题。SQM 也是 UHECR 的候选者之一。如果能确认 SQM 是 UHECR 的组成成分, 就可以通过观测 UHECR 来研究 SQM。另外一些研究者从致密星体的研究角度出发, 认为今天看到的脉冲星很可能不是一般中子星而是奇异夸克星 (一种由奇异夸克物质构成的星体), 这种奇异星的表面可能就是夸克表面^[10]。这个假说如果被证实, 人们将有一个研究低温高化学势重子物质性质的天然场所。

2 奇异滴的形成

即便 SQM 是重子物质的真正基态, 如果没有合适的形成条件, 它们的存在就仍然值得怀疑。目前对于 SQM 起源的研究还处于理论阶段。一般认为, SQM 的可能产生方式主要有: 早期宇宙 QCD 相变、超新星爆发 (Supernova Exploration, SNE)、奇异星碰撞等 3 种途径。

2.1 早期宇宙 QCD 相变产生 SQM

这正是 Witten^[1] 在他的那篇著名的文章中讨论的问题。宇宙大爆炸之后约 10^{-5} s, 宇宙的温度降到约 10^2 MeV。此时重子物质从夸克-胶子等离子体冷却为普通核子, 即发生 QCD 相变。对这种相变的研究还不很完善。早先一般认为该相变为一级相变^[1], 目前有迹象表明这种相变有可能是连续相变。Lugones 和 Horvath^[11] 就引用有限温度零化学势下非微扰格点计算的结果, 认为除非 s 夸克的质量较小, 否则连续相变的可能性很大。按照 Witten 当年的讨论, 假定还是一级相变。这种相变始于强子物质相的成核长大过程。当宇宙温度降到相变点 T_c 时, 一些夸克胶子开始结合成强子, 在宇宙中形成很多低温相的泡泡, 简称 L 泡。随着宇宙的膨胀, 宇宙的能量密度继续下降, 在 L 泡长大的同时, 它们向外释放相变潜热加热高温相使其温度压强升高重新达到两相平衡。因此, 此时宇宙膨胀, 但并不伴随降温 (温度保持为 T_c), 而是 L 泡的膨胀。当 L 泡长大到占宇宙总体积的 30%~50% 时, 它们会相遇并彼此碰撞融合, 融合过程使 L 泡达到厘米量级大小。之后它们继续膨胀, 最终在宇宙中剩下的是高温 QGP 相的小泡, 简称 H 泡。此时的重子数密度可以由两相平衡近似得到。考虑 L 相为重子、介子组成的理想气体, 主要有质子、中子及其反粒子, 而 H 相为 u、d、s 夸克和胶子组成的理想气体。设两相等化学势 (μ), Witten^[1] 给出重子数密度 $\langle B \rangle = \langle B e^{-\mu B/T} \rangle / V$, 其中尖括号表示求热力学平均, V 为体积。由于早期的化学势 μ 很小, 上式近似 $\langle B \rangle = -\mu \langle B^2 \rangle_0 / TV$,

下标 0 表示在零化学势下取值。Witten 对 L 相采用 Boltzmann 统计, H 相采用 Fermi-Dirac 统计, 忽略 3 种夸克的质量, 得到重子数密度比

$$\varepsilon = \frac{\langle B \rangle^L}{\langle B \rangle^H} = \frac{\langle B^2 \rangle_0^L}{\langle B^2 \rangle_0^H} = \frac{2\sqrt{2\pi}}{3\zeta(3)} \left(\frac{M}{T_c} \right)^{3/2} e^{-M/T_c}, \quad (1)$$

其中 M 为强子质量, 约 938 MeV。当相变温度为 100 MeV 时, $\varepsilon = 0.003$; 当相变温度为 200 MeV 时, $\varepsilon = 0.15$ 。不过此时应考虑超子的贡献, 这样得到 $\varepsilon = 0.27$ 。该结果有重要意义, 它意味着在 H 相中聚集着宇宙中绝大部分重子物质, 其质量是相当可观的。这些物质可能以不同于核物质的另一种物态 (SQM) 存在, 因此可以表现为所谓的“重子暗物质”成分。众所周知, 宇宙中的物质主要是暗物质。占据如此之多的重子物质使得 H 相的残留物成为暗物质的有力候选者, 而且它们将不参与早期宇宙核合成。

接下来 L 相继续降温扩张。为了维持两相热平衡, 必须从 H 泡中不断吸取热量。H 泡的冷却主要有两种途径: 一是直接蒸发质子、中子等重子, 这种方式将导致 H 泡不断变小并最终消失; 二是中微子辐射。中微子的自由程很长, H 泡表层下自由程深度的中微子都可以参与到辐射散热中去, 这种方式不会导致重子数损失。如果散热以中微子辐射为主, H 泡就好像在不断缩水, 但几乎没有重子损失。这是因为重子物质的自由程远小于中微子的自由程, 因此重子扩散可以忽略。最终 H 泡将凝聚成一团夸克物质, 这团夸克物质很可能就是 SQM。这些 SQM 不会参与宇宙的原初核合成, 由于它的惯性极大不易被星体俘获, 将很可能存留至今。

通过这种方式形成的 SQM 的质量有一个上限。当密度一定时, 如果球状物体的半径超过临界半径 $R_{\text{crit}} = [3/(8\pi G\rho)]^{1/2}$ (自然单位制, 本节公式若无声明均为自然单位制) 就会在引力的作用下坍缩成黑洞, 其中 ρ 是物质密度。如果 SQM 的重子数过多, 以至于其半径超过 R_{crit} , 这团 SQM 将会坍缩成黑洞而失去质量、电量和角动量以外的一切信息。这就要求 SQM 的重子数不超过 $A_{\text{max}} \approx 2.5 \times 10^{57}$ [12]。然而这并不是 SQM 重子数的真正上界, 粒子视界对 SQM 的重子数提出了更高的要求。根据因果原理, 超出彼此粒子视界的两个粒子是来不及发生相互作用的。发生 QCD 相变时宇宙的年龄很小, 据此估计 SQM 团块的最大半径不应该超过当时粒子视界的半径, 简单的计算给出结果 $A_{\text{max}} = 10^{49} (100 \text{ MeV}/T_{\text{QCD}})^2$ [11], 其中 T_{QCD} 为 QCD 相变发生时的温度。

这种产生 SQM 的机制至少存在两个问题。首先, 重子蒸发是否真的比中微子蒸发弱得多还值得商榷, 很可能这两种效应作用相当 [1]。其次, 当 SQM 形成时宇宙的温度还比较高, 而 SQM 只是在低温 (大约 1 MeV [12]) 时才比较稳定。在宇宙温度降到足够低之前的一段时间里, 这些刚刚形成的 SQM 会不断地蒸发重子, 主要是中子和少量的质子。如果这些 SQM 形成时都不大或是蒸发时间较长, 它们有可能在达到稳定之前就蒸发掉了。Alcock 和 Farhi [12] 对此进行了讨论。由于强子蒸发是一个吸热过程, SQM 的温度会略低于宇宙的平均温度, 要想维持蒸发和热平衡就需要有源源不断的能量供应。考虑到自由程较长, 中微子辐射是传热最有效的途径。用几何截面的简单倍数 $f_n \sigma_0 A^{2/3}$ 作为重子吸收反应截面的近似。设形成一个中子所需的能量为 I , 考虑蒸发反应 $(A+1) + I \rightarrow (A) + (n)$, 其中 A 为 SQM 的重子数, 应用细致平衡原理, 当反应达到平衡时有化学势关系 $\mu(A+1) = \mu(A) + \mu(n) + I$, 由系综理论

得到非相对论经典理想气体粒子的化学势为

$$\mu = T \ln \left(\left(\frac{2\pi}{mT} \right)^{3/2} \frac{N}{g} \right), \quad (2)$$

其中 T 为温度; N 为粒子数密度; m 为粒子质量; g 为粒子内部自由度数, 中子的 $g = 2$ 。SQM 有 $g(A, T) \approx \text{常数} \times \exp(aAT/\mu_q)$, 相差一个重子数的两个 SQM 内部自由度之比约 $\exp(aT/\mu_q)$, 估计 SQM 内部的夸克化学势在 300 MeV 左右, 而 a 为 1 的量级, 则这个比例近似为 1。将这些结果代入化学势平衡关系, 可以求出相差一个重子的 SQM 数密度与重子数密度三者之间的关系。又由反应截面可以得到重子吸收率, 再利用细致平衡原理就能得到蒸发率^[12]

$$r = \frac{1}{2\pi^2} m_n T^2 e^{-I/T} f_n \sigma_0 A^{2/3}, \quad (3)$$

其中 m_n 为中子质量。可以看出, 随温度的升高蒸发率增加很快, 且蒸发率与 SQM 的面积成正比。这就意味着, 第一, 温度越高蒸发越厉害; 第二, SQM 越小存活时间越短, 因为蒸发的时间尺度 $t \propto A/r \propto A^{1/3}$ 。这个式子是在平衡态下得到的 (假设系统达到平衡, 根据正逆反应平衡得到的), 单独的吸收率和蒸发率公式在非平衡态下也成立。如果估计蒸发的强子动能约为 $2T_s$ (SQM 的温度)^[12], 加上形成强子所需的能量 I , 则能量损失率为

$$L = (I + 2T_s) \frac{dA}{dt}. \quad (4)$$

在 SQM 附近的中子和质子有被吸收的可能, 因而估计它们的密度是必要的。考虑压力平衡, 设宇宙的温度为 T_u , 有压力平衡式^[12]

$$(N_n + N_p)T + \alpha T^4 = \alpha T_u^4. \quad (5)$$

这样就得到了在 SQM 表面的强子数密度^[12]

$$N_n(T_s) = N_p(T_s) = \frac{\alpha}{2T_s} (T_u^4 - T_s^4). \quad (6)$$

剩下的就是对 L 和 α 的估计。这要分两种情况: 当物质密度较大时, SQM 周围对中微子而言是不透明的, 需要认真地讨论各种粒子对中微子的散射, 计算 α 时也应该将中微子压强计入。这时重子扩散慢, 中微子加热效率较低, 蒸发速率小; 随着宇宙膨胀, 当温度降得更低时, SQM 的物质层对中微子开始透明, 可以近似认为中微子自由穿越物质层, α 不必计入中微子压强。这时的

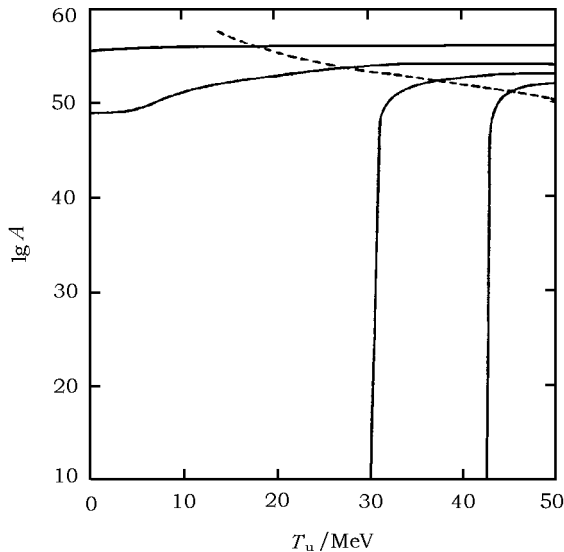


图 1 4 种不同大小 SQM 团的重子数随宇宙温度 T_u 的变化^[12] 质层, α 不必计入中微子压强。这时的中微子辐射的透明期与不透明期在图中用虚线分开, 结合能取 20 MeV。吸收率就由 SQM 团的大小 (与中微子

自由程相比, 决定中微子是否会被吸收) 和 SQM 与宇宙的温度差 (决定吸收辐射比) 共同决定。计算结果也表明, 透明期的蒸发效率远远高于不透明期^[12], 且重子数低于 10^{52} 的 SQM 团在宇宙降温 50 MeV 后都将被蒸发掉 (见图 1)。

近来一些研究显示^[13~15], SQM 可能以一种被称为色味锁 (Colour Flavor Locked, CFL) 的状态存在。对于轻夸克, 热力学势化学势关系为^[2]

$$\Omega = -\frac{\mu^4}{4\pi^2}, \quad (7)$$

而有限质量的 s 夸克的热力学势化学势关系为^[2]

$$\Omega_s = -\frac{\mu^4}{4\pi^2} \left[\sqrt{1-z^2} \left(1 - \frac{5}{2}z^2 \right) + z^4 \ln \frac{1+\sqrt{1-z^2}}{z} \right], \quad (8)$$

其中 $z = m/\mu$ 。当化学势较高时 $z \rightarrow 0^+$, 就有 $\Omega_s \rightarrow \Omega$ 。所谓 CFL 态, 就是由于夸克的化学势较高, 导致 s 夸克有限质量引起的与另外两种轻夸克的区别减小, 使 u、d、s 不同味的夸克都参与形成 Cooper 对的状态。显然夸克对 $\langle qq \rangle$ 不会是色中性的, 所以这种状态又称为色超导态。化学势稍低时会形成只由两种轻夸克 (u 和 d) 组成的色超导态: 2SC。由于形成 Cooper 对的结合能较大, CFL 态比普通的 SQM 更加稳定。Lugones 和 Horvath^[11] 在最近的一篇文章中讨论了形成 CFL 态对早期蒸发过程的影响。设 Δ 为 Cooper 对的能隙, 则形成 CFL 态后所有原式中的 I 都应被 $I + 3\Delta/2$ 所替代, 这是因为此时形成强子还需要多付出 $3\Delta/2$ 的能量来拆开 Cooper 对。考虑到这一因素, 当 SQM 团 CFL 化后表面蒸发过程将被迅速停止。因此 Lugones 和 Horvath 将蒸发过程划分为 3 个阶段 (见图 2)。第一阶段 SQM 周围的物质对中微子是不透明的, 蒸发速率较低; 第二阶段 SQM 周围的物质对中微子透明起来, 重子扩散

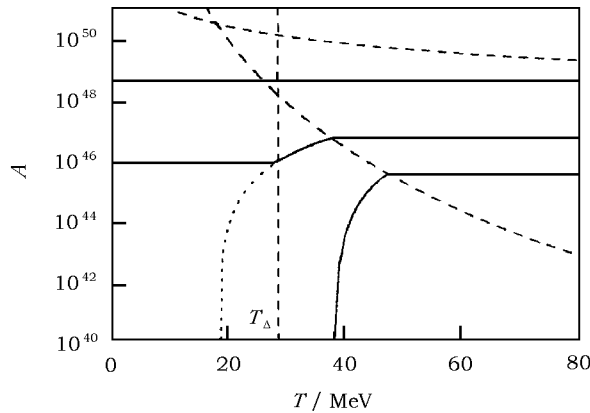


图 2 考虑色超导化后的重子数衰减图^[11]

图中最上方的虚线为宇宙在该温度时由粒子视界大小所决定的 SQM 团的重子数上限, 另一斜虚线为中微子传热的透明期与不透明期的分界, 竖虚线为超导态的相变温度, 其中 Cooper 对能隙 Δ 取为 50 MeV。

率和中微子传热的效率都大大提高, 蒸发速率很快, 重子数迅速减少; 当考虑 CFL 过程后, 超导化的转变温度 $T_\Delta = 0.57\Delta$ 要高于蒸发停止的温度, 这样就形成 CFL 态而减慢蒸发速

率,这是第三阶段。这一阶段蒸发被迅速停止,高速蒸发期比不考虑 CFL 化过程的模型要短得多。更极端的情况发生在重子数极大时。当 SQM 团的重子数 $A > A_{\text{freeze}} = 3.38 \times 10^{44}$ ($100 \text{ MeV}/\Delta$)^[12], 它们的透明期来得很晚,以至于还没来得及进入高速蒸发期就已经 CFL 化了。这些 SQM 的重子数不会有太大变化。

Alcock 和 Farhi 的模型是最简单的。Madsen 等人^[16]首先指出,表面蒸发会导致表层的 u、d 夸克减少而 s 夸克富集, s 夸克向 u、d 夸克的转化和从核心向表层的输运都不足以在表层附近建立三味夸克的化学平衡,这会极大地限制重子蒸发过程。Madsen 等人给出的临界重子数为 10^{46} 。上世纪 90 年代初 Sumiyoshi 等人^[17,40]更细致地考虑了一些 QCD 效应,得到的结果也比先前计算结果^[12]小几个数量级。1993 年 Bhattacharjee 等人^[18]利用色电流管分裂模型计算的结果为 10^{44} 。这样看来,尽管要经历蒸发过程,早期宇宙 QCD 相变产生的 SQM 仍有可能存留到今天。H 泡虽小却浓缩了宇宙中绝大部分重子物质。Witten^[1]认为 SQM 很可能是重子暗物质的组成部分。我们认为,这种途径形成 SQM 的最大问题就在于缺乏对早期宇宙 QCD 相变具体性质的了解:究竟是否是一级相变。

2.2 超新星爆发产生 SQM

超新星爆发为宇宙中另一极端环境。恒星演化的终局主要有 3 类:对于质量小于 $5 \sim 8 M_{\odot}$ 的恒星,在核燃烧进行得并不充分的情况下,抛开外层大气,最终形成由电子简并压平衡引力的白矮星;对于质量极大的恒星,在核能耗尽后不能平衡自身引力,将一直坍缩下去形成黑洞;质量介于上述两者之间的恒星会经历各阶段的核燃烧。由于内外温度不同,恒星各层的反应阶段也不相同,形成洋葱似的结构。最外层是 H,向内主要有 He、C、O、Si 以及其他一些元素,最核心区域是 Fe 峰元素,称为 Fe 核。当此核的质量超过 Chandrasekar 极限时,核心将坍缩,同时形成一向外的反弹激波,吹开外壳层。天文学上很早就观测到了超新星爆发现象。今天看到的蟹状星云就是公元 1054 年一次超新星爆发的遗骸,当时中国主管星象的监天官记录了这次爆发。目前重要的问题是,天体物理学家经过计算发现,如果核心坍缩成一颗中子星,上述反弹激波往往不足以导致观测到的爆发。于是他们提出了一种重新点火的构想,即若干弱作用过程释放的中微子重新加热激波。遗憾的是,在考虑了各种输运过程后,新的计算仍然没有爆发的迹象^[19]。如果在超新星爆发时核心形成奇异星,则有可能改善超新星爆发模型,使爆发成为可能。

如果超新星爆发中心形成奇异星,由于此时的星体热能和流体元动能(如振动能和湍动能)都很高,在早期冷却过程中很可能会向外“蒸发”出大量的奇异滴。现在还不知道这种过程蒸发出的奇异滴质量和速度谱,但确有研究者讨论过这些奇异滴穿过外壳层时的行为。目前观测到的一些可能是奇异滴的宇宙线事件(见表 1)其重子数均为 $10^2 \sim 10^3$,明显处在奇异滴重子数的下限附近。为什么没有观测到大质量的奇异滴,理论上应该对此作出解释。是否有天体物理过程能够有效地减少奇异滴的重子数?目前研究奇异滴与物质反应的一种常用方法是应用核物理的实验结果。1987 年 Binns 等人^[20]所做的重核撞轻靶核的实验结果显示,高能重核与轻核碰撞时被撞下一小块相对原子质量为 Δ 的碎片,其反应截面为

$$\sigma(\Delta) = \sigma_0 \exp\left(-\frac{\Delta}{\Delta_0}\right). \quad (9)$$

Boyd 和 Saito^[21]以此为依据讨论了奇异滴在星际空间的传播过程,得出与星际介质碰撞难以

有效地降低奇异滴的重子数的结论(见表 2)。Vucetich 和 Horvath^[22]认为, 奇异滴与超新星爆发时喷出的外壳层物质的碰撞反应是一个有效的途径。与星际空间中的介质相比, 超新星爆发时喷出的物质密度(尤其是较重的靶核的密度)要高的多, 发生反应的机会也就成比例地增加。而且重靶核的 Δ_0 较大, 这就增加了撞下较大碎片的机会。这两方面因素都会提高质量减小的效率, 因此 Vucetich 和 Horvath 寄希望于通过与超新星爆发时产生的致密物质层中的原子核碰撞来降低奇异滴的重子数。在非相对论情形下, 考虑到 Coulomb 势垒的阻碍作用, 他们将吸收 O 原子核的反应截面与几何截面之比估计为^[22]

$$\delta = \exp\left(-32\pi\alpha A^{1/3}\frac{c}{v}\right), \quad (10)$$

式中 $\alpha = 1/137$ 为精细结构常数, c 为光速, v 为奇异滴相对于靶原子核的速度。出现 $A^{1/3}$ 是由于非色超导的奇异滴电荷数 $Z \propto A^{1/3}$ 。对于一个重子数为 10^5 、相对靶核速度为 $0.1c$ 的奇异滴, 这一系数为 10^{-148} 量级。可见, Vucetich 和 Horvath 忽略了奇异滴对原子核的吸收。

表 2 不同设想降低 SQM 重子数所需的时间^[21]

过 程	将 SQM 质量降至 400 amu 所需的时间			备 注
	10 ³ amu	10 ⁴ amu	10 ⁵ amu	
低能 SQM 与星际空间高能质子的碰撞 ¹⁾	2×10^{17}	9×10^{17}	3×10^{18}	产生的 SQM 能量较低
高能 SQM 与星际空间低能质子的碰撞 ¹⁾	4×10^9	2×10^{10}	5×10^{10}	设全宇宙质子密度与银河系内的质子密度相同
高能 SQM 与 O 层的 O 原子的碰撞 ²⁾	1.0×10^6	5×10^6	1.4×10^7	密度设为 10^3O cm^{-3} , 忽略相对论性的密度变化

注: 1) 设碰下的碎片大小为 10 amu; 2) 设碰下的碎片大小为 36 amu。

简单起见, Vucetich 和 Horvath 只考虑 O 层在这一过程中的作用, 其余各层的作用类似, 只是相应的参数有所不同。利用反应截面的定义, 碰撞导致的质量变化率可以表示为^[22]

$$\frac{dm}{dt} = - \int n(t)\sigma(\Delta)vd\Delta. \quad (11)$$

新引入的 $n(t)$ 是 t 时刻 O 层核的数密度, 其表达式直接引用 Fowler 和 Hoyle^[23]对超新星爆发研究的结果:

$$n(t) = n_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{exp}}}\right), \quad (12)$$

其中 $\tau_{\text{exp}} \approx 0.1 \text{ s}$ 。直观地讲, 这个式子意味着, O 层的扩散率正比于 O 核的局域数密度。利用流体力学表面层的结果, 奇异滴的速度变化率又要满足方程^[22]

$$m \frac{dv}{dt} = -\frac{\pi}{2} C m_{\text{ox}} v^2 R_0^2 \left(\frac{m}{m_0}\right)^{2/3} + \xi \frac{dm}{dt} v, \quad (13)$$

其中 C 为流体力学 von Karman 常数。由于反应截面 $\sigma(\Delta) = \sigma_0 \exp\left(-\frac{\Delta}{\Delta_0}\right)$ 中参数 σ_0 和 Δ_0 的数值与奇异滴的大小有关, 这里 [22]

$$\sigma(\Delta) = \sigma_0 \left(\frac{m}{m_0}\right)^{2/3} \exp\left(-\frac{\Delta}{\Delta_0}\right), \quad (14)$$

m_0 应该是平均后选定的最合适奇异滴的值; σ_0 则是相应大小奇异滴与靶核碰撞的参数; R_0 为该奇异滴的半径; m_{ox} 为 O 原子质量; ξ 为反应放能对减速的贡献, $0 < \xi < 1$ 。质量 m_0 的奇异滴的重子数为 A_0 , Vucetich 和 Horvath [22] 选择 $A_0 = 200$ 。(13) 式前面一项为流体力学项, 表示气流经过表面时对奇异滴的减速作用。考虑到 $4\pi m_{\text{ox}} v R_0^2 (m/m_0)^{2/3}$ 是奇异滴参考系中经过奇异滴截面的 O 核总动量流, 这一项的意义很明显, 它表示单位时间内 O 原子传递给奇异滴的动量; 后面一项是反应 $A + {}^{16}\text{O} \rightarrow (A - \Delta) + {}^{16}\text{O}' + \Delta + \text{energy}$ 放能对减速的贡献。Vucetich 和 Horvath 得出通过 O 层后奇异滴的终质量 m_f 与初始质量 m_i 的关系为 [22]

$$\frac{m_f}{m_i} = \left(\frac{\Delta_0 E_b}{m_p E_{i,\text{ox}}}\right)^{\frac{1}{2(D-1)}}. \quad (15)$$

$D < 1$ 时奇异滴将被蒸发掉 (我们怀疑式中的 $D-1$ 应为 D , 如果是这样, 文献 [24] 中的分类讨论将是多余的)。 $\Delta_0 E_b/m_p$ 表示可以碰下碎片所需的最小资用能 (available kinetic energy), 其中 E_b 表示奇异滴中的重子结合能, 大约 10 MeV 量级; m_p 为一个核子的原子质量数; $E_{i,\text{ox}}$ 为 O 原子在质心参考系中的初动能, 参数 [22]

$$D = \frac{\pi C m_{\text{ox}} R_0^2}{2 \Delta_0 \sigma_0} + \xi. \quad (16)$$

显然我们只感兴趣 $E_{i,\text{ox}}$ 大于 $\Delta_0 E_b/m_p$ 的情况, 否则一开始就不会有反应发生, 奇异滴的质量也就不会减少。

如果 $E_{i,\text{ox}}$ 大于 $\Delta_0 E_b/m_p$, 这时只要 O 层足够厚 (这是合理的), 对不同初始质量的奇异滴, 会有两种情况。第一种情况, 奇异滴的初始质量 [22]

$$m_i < m_{\min} \left(\frac{\Delta_0 E_b}{m_p E_{i,\text{ox}}}\right)^{\frac{1}{2(1-D)}}, \quad (17)$$

这时, 奇异滴的质量将减少到临界质量 m_{\min} 之下, 奇异滴变得不稳定并通过重子蒸发消失掉。第二种情况, 奇异滴的初始质量足够大, 使得 $m_f > m_{\min}$, 这时奇异滴就可以安全地通过 O 层而没有被蒸发的危险。然而, O 层并不是无限厚的, 安全通过 O 层后还需通过余下各层。爆发外壳层的分布是外层原子的原子系数小, 相应的 Δ_0 和 m_{nucl} (地位相当于 m_{ox}) 也会小一些, 这两者的减小可以认为是成比例的。直观地考虑, 由于碰下的碎片大小与靶核相当, 而奇异滴比靶核要大很多, 这样 σ_0 随靶核变化应该不大, 因此 D 的变化也较小。与靶核相关的量主要有 Δ_0 和 $E_{i,\text{nucl}}$ (相当于 $E_{i,\text{ox}}$), 显然外层的速度要小于 O 层的速度。这是因为一方面激波向外传播时会减速, 另一方面外层靠内层推动, 其速度一旦超过内层推动过程就将停止, 因此极有可能是 $\Delta_0/E_{i,\text{nucl}} > \Delta_0/E_{i,\text{ox}}$ 。代入质量关系可以看到, 外层的作用比内层要小。其一 $E_{i,\text{nucl}}$ 可能会小于 $\Delta_0 E_b/m_p$ 而导致反应不会发生; 其二即便发生反应, 终质量与

初始质量之比也会略小于内层的值。实际最终的质量应该是各层质量比的乘积。Vucetich 和 Horvath^[22] 的计算只涉及了非相对论情形, 相对论情形还有待研究。可以想象, 由于高速运动可能导致的流体力学的湍流会将问题变得极为复杂, 这时的结果很可能只能用数值模拟, 或解析式给出趋势。如果已知超新星爆发奇异滴的发射谱, 加上上述这个关系, 就可以估计它对总接收谱的贡献。

这里遇到一个有趣的问题: 如果 Witten 猜想成立且宇宙线奇异滴能够穿透中子星壳层, 则探测到奇异滴很可能意味着不存在中子星。由于中子不带电, 奇异滴的 Coulomb 势垒对中子不起作用, 而奇异滴的每重子能量又小于中子质量, 且奇异滴的质量越大越稳定, 因此它极易吸收周围的中子, 通过弱相互作用过程将其奇异化。一般估计宇宙中奇异滴流量的上限在 $6 \times 10^{-9} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ 。如此大的流量表明, 如果宇宙线中有奇异滴, 宇宙中就不存在中子星 (一颗半径 10 km 的中子星将在 1 s 内遭遇 1000 次以上奇异滴的撞击), 所有的脉冲星都应该是奇异星。反之, 如果脉冲星只能是中子星, 那么宇宙线中就不可能存在奇异滴。

2.3 奇异星碰撞产生 SQM

上世纪 60 年代天文学家们发现了今天被称为脉冲星的天体。脉冲星以极高的转动频率发射电磁脉冲, 后来人们用早就有理论预言的中子星模型解释这种现象, 认为脉冲星是一颗高速自转的中子星。上文中已经提到过, 中子星模型在解释爆发时遇到了困难。近年来有研究者认为, 如果 SQM 真是重子物质的基态, 则脉冲星很可能是奇异星。无论采用哪种模型, 由于这种星体是极致密的, 广义相对论效应必须加以考虑。Einstein 场方程的线性近似有波动解, 这意味着相对论性双星系统在运动过程中会不断辐射引力波并通过这种途径损失能量, 其结果是轨道半径不断减小, 最终碰撞合并。

目前天文学上的确发现了由脉冲星组成的双星系统, 比如早年发现的 PSR 1913+16。这个双星系统的寿命约为 10^8 yr 。而最近发现的 PSR J0737-3039B 和 PSR J0737-3039A 组成的双星系统寿命大约为 $8.5 \times 10^7 \text{ yr}$ ^[24], 比 PSR 1913+16 短一些。Gilden 和 Shapiro^[25] 的计算显示, 两星正碰时会有大约 13% 的质量被抛向星际空间。遗憾的是, 至今还不清楚抛射物质的质量和速度谱。如果脉冲星是奇异星, 直接的碰撞会抛射奇异滴。虽然可能在“短”时间内这种碰撞的双星系统并不多, 但考虑到大量未被观测到的此类系统, 奇异星碰撞仍不失为奇异滴的一个有效来源。最近 Madsen^[26] 较细致地讨论了奇异滴作为宇宙线粒子的传播问题, 其中就以奇异星碰撞作为宇宙线奇异滴的源 (详见第 3 节)。

关于脉冲星究竟是中子星还是奇异星的讨论还在进行。中子星模型较成熟, 已经解释了很多脉冲星相关的现象; 而奇异星模型作为新生事物也显示出旺盛的生命力。人们正期待着用更多、更精确的天文观测来检验它们。这两种模型的主要区别是: 第一, 两种物质形态的状态方程不同, 代入 TOV (Tolman-Oppenheimer-Volkoff) 方程得到的质量-半径关系也不尽相同。中子星半径随质量增加而减小, 奇异星半径一般随质量增加而增加^[27]。第二, 如果转速过高, 两种星体都会因引力辐射不稳定性而自转减速。但是转速的上限不同, 中子星的最小周期约毫秒量级, 而奇异星可以转得更快。如果观测到以更高频率转动的脉冲星, 很可能就是奇异星的信号。

3 奇异滴与物质的相互作用

除奇异滴产生外, 目前关于奇异夸克物质的研究还集中在以下 3 方面。首先是关于脉冲星类致密星是否是奇异星的讨论; 其次是相对论重离子碰撞 (如 Pb - Pb 碰撞) 实验产生夸克物质的理论和实验方面的研究; 第三就是作为宇宙线的奇异滴方面的探讨。这里只讨论第三方面, 包括介绍著名的可能与奇异滴有关的 Centauro 事件、exotic 事件等; 新近有关奇异滴在银河系中的传播模型; 奇异滴与地球大气的相互作用模型。最后简要介绍极高能宇宙线。

3.1 可能与奇异滴有关的部分宇宙线事件

人们对于宇宙线的观测和研究始于 1912 年^[28], 至今已经有近百年的历史。宇宙线研究的一个基本问题是搞清楚宇宙线流量密度随粒子能量大小的分布。经过几十年的研究, 人们发现这个分布满足分段幂律谱: 在能量为 5×10^{15} eV 处有一个拐点, 这个区域被称为膝区; 在能量为 5×10^{18} eV 处有另一个拐点, 被称作踝区。不同能段的宇宙线的探测方法不同。能量在 10^{14} eV 以下的宇宙线粒子可以通过直接探测的方法来观测, 而能量在 10^{14} eV 以上的宇宙线粒子则往往需要依靠广延大气簇射效应间接测量。

表 1 列出了 4 个典型事件, 并指出它们可能与奇异滴有较为密切的关系。这些事件的探测主要是通过设在高山上或放在气球中的高空探测器完成的。下面将简单介绍倍受关注的 exotic track 事件 (以下简称 ET 事件) 和 counter 事件。

探测到 ET 事件的是一个携带乳胶室探测器的气球。它于 1989 年 5 月 25 日在日本发射升空, 所在高度的大气柱密度深度为 11.7 g/cm^2 ^[29]。乳胶室的面积为 1.53 m^2 , 物质柱密度为 15.5 g/cm^2 , 暴露时间 $7.99 \times 10^4 \text{ s}$ ^[29]。探测器主要由两个屏蔽型 X 射线胶片 (screen-type X-ray film; SXF-1 和 SXF-2)、两个乳胶板 (Em-1 和 Em-2) 及一个固体核径迹探测器 CR-39 等组成。粒子入射后将依次经过 SXF-1、Em-1、CR-39、SXF-2 和 Em-2^[29]。

ET 事件发生时, 探测器发现了一个与众不同的粒子信号。该粒子只在 SXF-1 和 Em-1 上留下了痕迹, 之后就消失了。由于这两层都是复合结构, 即在胶片的上下面都有感光板, 因此通过比较在上下感光板上的曝光位置就可以计算出粒子入射的天顶角。SXF-1 和 Em-1 给出的结果分别为 $87.8^\circ \pm 0.5^\circ$ 和 $87.4^\circ \pm 0.2^\circ$ ^[29], 考虑到地球表面的弯曲, 最后得到该粒子在到达探测器前经历的大气柱密度为 198.57 g/cm^2 ^[29]。这样大的入射天顶角是超出 CR-39 探测能力的, 因此无法判断粒子是否到达亦或穿越了 CR-39。利用显像密度计分析胶片上的横向曝光强度分布等方法, 通过数值模拟可以得到粒子的电量 (Z) 与速度 (β , 以光速为单位) 之比。SXF-1 和 Em-1 都给出 Z/β 约为 40 (SXF-1 的结果为 40 ± 3.5 , Em-1 的结果为 40 ± 2.0)^[29]。

考虑到原子序数为 40 的初始核宇宙线粒子在地球大气层中的平均自由程仅为 11.3 g/cm^2 , 所以如果 ET 事件是普通的相对论核宇宙线事件的话, 其发生几率在 10^{-8} 量级^[29]。

经过对其他正常记录事件的核对, 基本可以肯定, 在探测过程中, 仪器轴向的天顶角没有显著变化, 故可以认为测到的粒子入射角就是粒子的入射天顶角。这样, 即便是考虑到当地地球磁场对核运动轨道的偏转, 用 Ca 原子核模拟得到的穿透大气深度下限也在 160 g/cm^2 左右^[29]。用这种方法还得到粒子入射时的单位核子最小动能 (比核子动能) 约

为 $2.0 \sim 2.5 \text{ GeV/n}$ [29]。

分析 Em-1 探测结果可得到粒子到达 Em-1 时的速度在 0.5 倍光速以上 [29]。考虑探测器内粒子的电离减速, 如果粒子在 CR-39 内停下, 一来其初速无法穿越地磁场, 二来减速效应要求 SXF-1 与 Em-1 测出的 Z/β 值有显著差异, 这与实验结果不符 [29]。

假定穿透大气层柱密度为 198.5 g/cm^2 , $Z/A \approx 1/2$ [29]。如果入射粒子的确是原子核的话, 可以估计其原子序数应不小于 32, 入射速度不小于 $0.955c$ 。相当于这个核在到达探测器时比核子动能不小于 2.22 GeV/n , 到达大气层顶部时比核子动能至少要达到 8.43 GeV/n 。

有两件事情仍然没有解决。第一, 这样的宇宙线核粒子被该仪器探测到的概率只有约 10^{-7} , 这个值太小。另外, 据前面的分析, 该原子核不能停在 CR-39, 但是在下层的探测器却没有发现 α 粒子或比 α 粒子更重的碎片 (质子碎片是由于其反应截面太小则有可能被漏掉)。

进一步的问题是, 先前的探测器为什么没有发现此类事件。一个可能的答案是, 它不是一个简单的高能重核宇宙线事件。如果用奇异滴来理解这次事件, 由于奇异滴所带电量与原子核相同时重子数要比原子核大很多, 其截断速度的大小就会小很多, 相应的电荷数也就小一些。有关穿透大气层厚度的问题将在 3.3 和 3.4 节中讨论。

下面简单介绍 counter 事件。该实验所用的探测器由一台丙烯酸 Čerenkov 计数器 (C), 一台闪烁计数器 (S), 一台氟化碳液体 Čerenkov 计数器 (L) 和两个多丝正比室 (MTPC) 组成 [30]。C 和 S 各有两个通道, 用来测量粒子电量, 精度在 0.35 个基本电荷; L 有 4 个通道, 用来测量粒子的能量; MTPC 用来探测粒子的运动轨迹。这台仪器于 1981 年 9 月在日本放飞升空, 位于地球大气柱密度深度为 9 g/cm^2 的高度上。它在 28 h 内记录了 127000 起电荷数不低于 6 的宇宙线事件 [30]。

S 输出的数据为 Z^2/β^2 (Z 为粒子的电荷数, β 为粒子速度与光速之比), C 输出的数据为 $Z^2(1 - 1/n^2\beta^2)$ (n 为介质的折射率)。Saito 等人 [30] 绘制了一幅 C-S 图 (如图 3)。图中所示的两个实心黑点即为被注意的两个事件, 它们都从探测器中心穿过, 各输出端口的数据也符合得很好, 不应是干扰。从图中可以看出它们的比核子动能分别为 440、460 MeV。

图 4 是当地地球磁场截断刚度随粒

子入射方向的分布。重子数 $A = RZ/(E^2 + 2mE)^{1/2}$, 其中 $R = p/Z$ 为粒子刚度, E 为比核子动能, m 为核子质量。由截断刚度可以给出重子数下限为 110; 对刚度谱求平均给出重子数为 370 [30]。理论给出的奇异滴重子数电荷关系近似为: 对于普通非色超导态的奇异滴 $Z = 0.1A$ ($A \ll 700$), $Z = 8A^{1/3}$ ($A \gg 700$); 对于 CFL 态奇异滴 $Z = 0.3A^{2/3}$ [26]。代入公

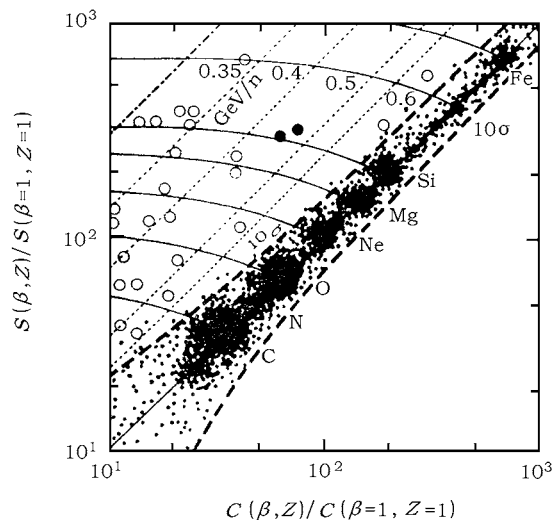


图 3 counter 事件的 C-S 关系 [30]

图中实线为等电量线, 点线为等动能密度线。上方偏左的两个实心黑点即为感兴趣的奇异滴候选事件。

式发现, 电荷数为 14 的普通奇异滴的 $A = 140$, 而 CFL 态奇异滴的 $A = 319$ 。

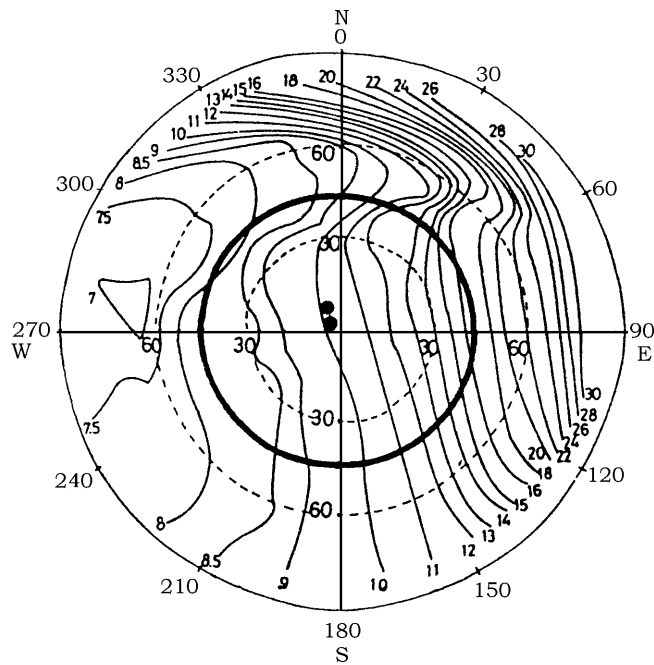


图 4 counter 事件探测的地磁截断刚度随粒子入射方向的分布^[30]

除表 1 的 4 个事件外, 有一类被统称为 Centauro 事件的宇宙线很早就被认为是奇异滴候选者。这类事件第一次是被一个巴西-日本宇宙线探测合作组发现的^[31]。1959 年, 著名物理学家汤川秀树促成了这项合作。1962 年, 该小组在距离玻利维亚拉帕斯市 20 km 处 Alti-Plano 平原边安第斯山脉中部 Chacaltaya 山上海拔为 5220 m 的地方建起了他们的第一个乳胶室——No.1。1972 年, 这个组的乳胶室 No.15 记录到了第一个 Centauro 事件——Centauro I。

No.15 有 4 个主要构成部分^[31]。最上面是上层乳胶室, 用来探测 γ 射线和电子。这是一个厚度为 7.8 cm 的 Pb 复合乳胶室。所谓 Pb 复合层是一种三明治式的结构, 由多层 Pb 板夹多层感应材料组成; 第二层是厚度为 23 cm 的靶物质层, 由低核电荷数原子(石油-沥青)组成, 对 γ 射线几乎透明。入射粒子在这一层与原子核发生反应, 产生所谓的 C(碳)喷柱(因为靶物质含 C 较多, 故而得名 C 喷柱); 接下来是 150 cm 厚的空气层; 最下面是 6 cm 厚的下层乳胶室, 同样是 Pb 复合式, 用来探测上层反应产生的 C 喷柱。

研究组在分析用于探测 C 喷柱的下层 X 射线胶片时, 发现在直径 1 cm 区域内有几十个簇射点团簇, 其总能量超过了 100 TeV^[31], 看起来像一个由很多高能电子和 γ 光子组成的比较大的大气簇射锥的早期阶段。但到达方向显示这些粒子实际上穿过了上层乳胶室和靶物质层, 而上层乳胶室并未有明显反映。排除装配时可能有的影响和错误后, 组员们不得不接受“这些粒子的确穿过探测器上半部分”这一结论。让他们吃惊的是, 在上层胶片的相应位置并没有发现大规模的簇射。他们沿着预期的粒子径迹继续寻找, 只找到了少数的事件。最终发现, 粒子实际上已经穿过了靶物质层下面的一个木制支架。

一般的探测事件是, 上层乳胶室测到的簇射无论在总数量还是总能量上都要比下层乳胶室大几倍(若粒子穿过上层乳胶室), 而这次事件却正相反。

进一步分析显示, 下层探测到的簇射全部是局部强子的核相互作用, 来源于上层的 Pb 喷柱、C 喷柱和下层的 Pb 喷柱。相比之下, 上层的簇射点既可归结为强子的核相互作用(即上层的 Pb 喷柱), 也可归结为大气层电子光子簇射。分析角散度, 可以得到初级反应大概发生在距上层乳胶室 (50 ± 15) m 高度处^[31]。

Centauro I 事件的特点是, 观测到大量的强子; 只有很少的电子和光子。这意味着, 初级反应产生了大量的强子, 但其中只有很少或没有像介子一样是快 γ 衰变强子。

自此之后, 人们又观测到了若干 Centauro 事件。这类事件有两个共同的特征: 首先是簇射中有较高的强子组分而电磁组分极低, 另外就是有长时间的级联过程和极强的穿透能力^[32]。

对 Centauro 事件的一种解释是“火球”模型^[32]。即认为初级宇宙线粒子与大气原子核反应时产生了数以百计的重子碎片, 在富重子区域中产生了夸克物质滴。起初只是两味的 u 、 d 夸克和胶子, 有较高的重子化学势。之后奇异化为奇异夸克物质, 这个过程抑制了 π 介子和 γ 光子的产生。“火球”达到化学平衡态并发射 K^+ 和 K^0 介子, 最后留下一奇异滴。这样一个“火球”就转化成了一个可以长期存在、在强相互作用下稳定的态。

3.2 奇异滴在银河系内的传播

第二代阿尔法磁谱仪 AMS02 将不久发射升空, 安置在国际空间站上。作为大气层外的宇宙线探测器, 它的优点是不受大气层的影响, 可以直接探测宇宙线粒子的荷质比等数据。宇宙线中如果有奇异滴成分的话, 也有可能被它直接观测到。因此对到达地球的奇异滴谱作一估算是很有意义的。

这里要讨论的是宇宙线粒子的刚度谱(刚度定义为 $R = pc/Ze$, 式中 p 为粒子动量, Z 为粒子电荷数)。选择刚度谱有两个好处。首先是 AMS02 可以探测宇宙线粒子的刚度, 其次是宇宙线的加速过程给出的刚度谱有比较简单的关系。基本思想是: 由合理的物理考虑给出各种过程对奇异滴粒子的影响, 再将其代入宇宙线传播方程。

Madsen^[26] 将奇异星碰撞作为奇异滴宇宙线的源, 因此首先讨论这个源的效率。目前已有的脉冲双星的观测结果给出, 银河系内的碰撞发生率为 $83.0_{-66.1}^{+209.1} \text{ Myr}^{-1}$, 置信度为 95%^[26]。当双星靠得很近时, 潮汐力就足以使小的奇异夸克物质块被抛出来, 之后这些奇异夸克物质碰撞, 不断减少重子数, 最终才达到奇异滴的大小。目前的数值计算只有双中子星碰撞、奇异星和黑洞碰撞的数据, 双奇异星碰撞过程十分复杂, 还没有数值结果。由于奇异星的结构较中子星可能更致密, 作保守估计, 取双中子星碰撞抛出物质质量的下限作为双奇异星碰撞抛出的物质总质量是有一定道理的。这给出了奇异滴的产生率为 $dM/dt = 10^{-10} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$ ^[26]。

除了有较小的荷质比外, 奇异滴的其他许多方面均显得与普通核差别不大。因此 Madsen 假设激波的 Fermi 加速规律对奇异滴同样适用, 且其他一些过程的关系式也都可利用核宇宙线已有的公式^[26]。设在银河系中位于 x 处、 t 时刻、能量在 E 到 $E + dE$ 区间内的奇异滴数密度为 $N(E, x, t)dE$ 。考虑到对奇异滴有影响的各种主要过程的时间尺度都远小于银河系的年龄, 有理由相信这是一个稳态分布, 因而有 $dN/dt = 0$ 。其宇宙线传播方程的标准形式为^[26]

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dt} = & \left(\frac{\partial N}{\partial t} \right)_{\text{source}} + D\nabla^2 N + \left(\frac{\partial N}{\partial t} \right)_{\text{escape}} + \frac{\partial}{\partial E} [b(E)N] + \\ & \left(\frac{\partial N}{\partial t} \right)_{\text{decay}} + \left(\frac{\partial N}{\partial t} \right)_{\text{spallation}} + \left(\frac{\partial N}{\partial t} \right)_{\text{reacceleration}} . \end{aligned} \quad (18)$$

上式右方第一项反映了奇异滴的源。利用已有的激波加速公式得到，加速产生的粒子分布服从标准的幂律谱^[26]

$$g(R) = \frac{\alpha - 1}{R_{\min}^{1-\alpha} - R_{\max}^{1-\alpha}} R^{-\alpha} , \quad (19)$$

其中 R 为产生粒子的刚度，以 GV 为单位； $g(R)$ 为出射粒子为 R 的概率密度，已经归一化； R_{\max} 与 R_{\min} 分别为加速产生的粒子刚度的上、下限，在此区域外 g 值为零； α 为指数，一般取为 2.2。与双奇异星碰撞率相乘就是奇异滴产生数分布，再除以银河系的有效体积即为奇异滴产生数密度分布^[26]

$$G(R) = \frac{\dot{M}}{VA m_0} g(R) . \quad (20)$$

由于 N 以能量 E 为自变量，故需换算 $G(E) = G(R(E))/Ze\beta$ ， β 为 v/c 。因此第一项实际上就是 $G(E)$ 。

第二项与第三项分别表示奇异滴的扩散作用以及从银河系逃逸出去造成的粒子数损失。近似地， $D = 0$ ， $\partial N/\partial t_{\text{escape}} = -N/\tau_{\text{escape}}$ ^[26]。对于刚度为 R 的宇宙线粒子逃逸银河系平均所需穿越的物质柱密度 ξ_{escape} ，可以从核宇宙线的研究中得到结果： $\xi_{\text{escape}} = \xi_0(R/R_0)^\delta$ ，其中 $\xi_0 = 12.8 \text{ g/cm}^2$ ， $R_0 = 4.7 \text{ GV}$ 。当 $R < R_0$ 时 $\delta = 0.8$ ，当 $R > R_0$ 时 $\delta = -0.6$ 。如果银河系星际介质（绝大部分是 H 和 H_2 ）的密度为 ρ ，则奇异滴所需运行的距离为 ξ/ρ ，记 v 为奇异滴的速度，则有如下关系： $\tau = \xi/\rho v$ 。记 n 为每立方厘米 H 的个数，代入相关数值后，有^[26]

$$\tau_{\text{escape}} = \frac{8.09 \times 10^6 \text{ yr}}{n\beta} \left(\frac{R}{R_0} \right)^\delta . \quad (21)$$

第四项表示能量损失对数密度的影响，其中 $b(E) = -dE/dt$ 。因为一旦奇异滴有能量损失，比如说能量从 E 降到 $E - \Delta E$ ，则能量为 E 的奇异滴数密度就会减少。能量损失主要来自两个方面，一是 π 产生过程，一是电离损失。在核宇宙线的研究中，这两个过程都有现成的公式。同样地，这些公式对奇异滴也适用。 π 产生过程能量损失率的公式为^[26]

$$\left(\frac{dE}{dt} \right)_{\text{pion}} = -1.82 \times 10^{-7} n A^{0.53} 0.72 \gamma^{1.28} H(\gamma - 1.3) . \quad (22)$$

电离损失过程的能量损失率公式为^[26]

$$\left(\frac{dE}{dt} \right)_{\text{ionization}} = -1.82 \times 10^{-7} n Y(Z, \beta)^2 [1 + 0.0185 \ln(\beta) H(\beta - 0.01)] \frac{2\beta^2}{10^{-6} + 2\beta^3} , \quad (23)$$

两式的单位均为 eV/s。其中 $Y(Z, \beta) = Z[1 - 1.034 \exp(-137\beta Z^{-0.688})]$ ^[26]； γ 为 Lorentz 因子； H 为 Heaviside 阶跃函数，它的出现表示这两个反应发生都要求奇异滴粒子有一定的能量。可以记 $1/\tau_{\text{loss}} \equiv -db(E)/dE$ ， τ_{loss} 可以理解为能量损失过程的时间尺度。

第五项是奇异滴的衰变损失项, 如果奇异滴是重子物质的真正基态, 且绝对稳定, 则这一项为零。第六项描述奇异滴在碰撞时被撞碎造成的损失。这里存在两个问题: 第一, 碰撞发生碎裂的总反应截面有多大; 第二, 如果碎裂后生成的碎片是奇异滴的话, 生成各种不同大小的奇异滴的反应截面分别是多大。第二个问题相当繁难。作为一个粗略的估计, Madsen^[26] 假设反应不产生奇异滴碎片, 这样只需要知道总截面就可以了。总截面 σ 近似地与奇异滴的截面积成正比, 即 $\sigma = \sigma_0 A^{2/3}$ 。代入高动能 (2 GeV 以上) 核宇宙线的数据, 就能得到两次碎裂反应间的飞行时间^[26]

$$\tau_{\text{spallation}} = \frac{2 \times 10^7 \text{ yr}}{n\beta} A^{-2/3}, \quad (24)$$

则第六项为^[26]

$$\left(\frac{\partial N}{\partial t} \right)_{\text{spallation}} = - \frac{N}{\tau_{\text{spallation}}}. \quad (25)$$

奇异滴在传播过程中有可能遇到超新星传来的激波, 从而被再次加速, 这就是 (18) 式右侧第七项的物理内容。在银河系中某处, 一次超新星激波穿过需要等 $\tau_{\text{SN}} \approx 10^7 \text{ yr}$ 。这个时间尺度大大长于前面各种过程的时间尺度, 因此其影响也是较温和的。由于加速后的粒子能量更高, 更容易碎裂和逃出银河系, 因此这一过程对总粒子数的影响是负面的, 其具体形式应为^[26]

$$\left(\frac{\partial N}{\partial t} \right)_{\text{reacceleration}} = - \frac{N}{\tau_{\text{SN}}} + \frac{\int N(E) dE}{\tau_{\text{SN}}} g(R) \frac{dR}{dE}. \quad (26)$$

上式右侧第一部分表示经过一段时间的加速后, 原来处在该能量区间的粒子被加速逃逸出该能量区间; 第二部分表示全体粒子同时按加速谱, 有一定比例的部分粒子被加速到该能量区间。

引入一个描述重加速与原始加速相比的相对强度参数 $K = g(R) \int N(E) dE / \tau_{\text{SN}} G(R)$ ^[26], 将上述 (18) 式右侧各项的表达式代回 (18) 式, 可以得到^[26]

$$b(E) \frac{dN}{dE} = \frac{N(E)}{\tau(E, A, Z)} - [1 + K] G(E), \quad (27)$$

其中 $1/\tau(E, A, Z) = 1/\tau_{\text{escape}} + 1/\tau_{\text{spallation}} + 1/\tau_{\text{SN}} + 1/\tau_{\text{loss}}$ ^[26]。原则上该方程总可以用数值方法给出解。但我们不仅需要 N , 更需要宇宙线的流量密度。由流量密度^[26]

$$F_E(E) dE = \frac{\beta c}{4\pi} N(E) dE \quad (28)$$

和^[26]

$$F_R(R) dR = Ze\beta F_E(E(R)) dR, \quad (29)$$

可以求得奇异滴宇宙线的流量密度。但是还需要考虑太阳活动和地磁场截断对这个接收谱的调制。太阳活动的调制可以近似等效为一个 $\Phi = 500 \text{ MeV}$ 的静电势垒, 因而太阳调制后的流量密度为^[26]

$$F_{\text{mod}}(E) = \left(\frac{R(E)}{R(E + |Z|\Phi)} \right)^2 F_E(E + |Z|\Phi), \quad (30)$$

而地球磁场的截断大小则与探测器的具体位置有关。对于 AMS02，这个值随时间变化为 (1~15) GV。

尽管完全可以就此转向数值计算，但作一点定性讨论仍然有好处。一个容易理解的结论是：对维持稳定起主导作用的是时间尺度最小的那个过程。数学上讲，时间尺度都在分母上，哪项的时间尺度小，该项就大，即为右方的主要项。直观上讲，时间尺度小，说明该过程对变化的反应比较迅速，能够最早作出调整。我们感兴趣的奇异滴粒子能量在太阳调制的截断能量以上。中能区有 $\tau \approx \tau_{\text{spallation}}$ ， $b(E) \approx 0$ ， $|\tau_{\text{loss}}| \approx \infty$ 。因为有 $\tau_{\text{SN}} \gg \tau_{\text{spallation}}$ ，可以近似取 $K = 0$ 。这样近似有 $F_{\text{R}}(R) = 2.34 \times 10^5 \text{ m}^{-2} \cdot \text{yr}^{-1} \cdot \text{sterad}^{-1} \cdot \text{GV}^{-1} \cdot A^{-0.467} Z^{-1.2} R_{\text{GV}}^{-2.2} \Lambda$ [26]，积分可得到总流量 $F(> R) = 1.95 \times 10^5 \text{ m}^{-2} \cdot \text{yr}^{-1} \cdot \text{sterad}^{-1} \cdot \text{GV}^{-1} \cdot A^{-0.467} Z^{-1.2} R_{\text{GV}}^{-1.2} \Lambda$ [26]。其中参数 [26]

$$\Lambda = \left(\frac{\beta_{\text{SN}}}{0.005} \right)^{1.2} \left(\frac{0.5 \text{ cm}^{-3}}{n} \right) \left(\frac{\dot{M}}{10^{-10} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}} \right) \left(\frac{1000 \text{ kpc}^3}{V} \right) \left(\frac{930 \text{ MeV}}{m_0 c^2} \right), \quad (31)$$

m_0 为奇异滴的比重子质量，其余各量意义如前所述。高能区 τ_{escape} 最小，其余假设类似，不再赘述。太阳调制刚度截断 $R_{\text{SM}} \approx (A/Z)^{1/2} \phi_{500}^{1/2} \text{ GV}$ ，故中能流量粗略估计为 $F_{\text{total}} = 2 \times 10^5 \text{ m}^{-2} \cdot \text{yr}^{-1} \cdot \text{sterad}^{-1} \cdot \text{GV}^{-1} \cdot A^{-0.467} Z^{-1.2} \max[R_{\text{SM}}, R_{\text{GC}}]^{-1.2} \Lambda$ [26]，其中 R_{GC} 为地磁场截断。

人们期望 AMS02 能够对奇异滴给出一些判断，因为它的观测较直接。然而受自身大小等条件的制约，它的观测能力也是有限的。不过，按照以上关于奇异滴谱作的估计，在制冷液氮用完前的 3 年里，AMS02 可能会探测到几十起奇异滴事件。另外，大气簇射观测仍然是重要的手段，且通过大气层内观测还可以分析奇异滴粒子与原子核的相互作用。所以有很多作者都将目光投向了以上述事例为代表的宇宙线事件。奇异滴在进入地球大气层后会与大气原子作用，其作用形式以及由此引发的辐射等可观测特征是观测和识别它们的重要依据。

前面已经提到，Exotic track 事件中粒子具有过高的自由程。这一事件的探测器所在位置的大气柱密度深度仅为 11.7 g/cm^2 ，入射粒子方向天顶角为 87.4° ，也就是说这个粒子几乎是擦着海平面入射的。该粒子通过的柱密度应该在 200 g/cm^2 左右，而普通的重子数为 100 的核能自由穿透的大气柱密度仅为 3.8 g/cm^2 [26]。这似乎意味着如果探测到的是奇异滴的话，奇异滴的几何截面应该远小于普通核。然而理论计算表明 [2,33]，奇异滴的半径与同重子数的原子核相当。尽管奇异滴的半径会稍微小一些，但还不足以解释如此大的差异。不同的研究者对此有着不同的两种解释：一是质量衰减模型，二是重子吸收模型。

3.3 质量衰减模型

Wilk 和 Wlodarczyk [33] 认为，奇异滴的自由程的确没有那么大，它们的反应截面与普通原子并没有那么显著的区别。进入大气层的奇异滴与空气原子发生碰撞，其结果是从奇异滴上掉下一小块碎片。每发生一次碰撞奇异滴的质量就减少一点，直到达到重子数下限，之后奇异滴被蒸发。真正的入射深度不应该是碰撞反应自由程，而应该是奇异滴在蒸发之前走过的总路程。

对奇异滴平均自由程的估计是比较粗略的。前面已经看到，这里采用柱密度，而不是通常那种以长度为单位的自由程。以 g/cm^2 为单位的柱密度 Λ 表示在单位面积内总共遇到多少质

量的粒子才会发生反应。密度为 ρ 的均匀各向同性介质中, 这种柱密度与以长度为单位的自由程 λ 之间的换算关系为 $\lambda = A/\rho$, 对变密度的介质则需要对路程积分。使用柱密度 A 的好处是它不受介质密度变化的影响, 只与粒子和介质本身的反应截面有关。对于球状的空气原子和奇异滴, 只要在以奇异滴与空气原子核半径之和为半径的圆面积内有一个空气原子核就会发生碰撞, 相应的柱密度为^[33]

$$A_{S-air} = \frac{A_{air} m_N}{\pi \left(1.12 A_{air}^{1/3} + r_0 A^{1/3} \right)^2}, \quad (32)$$

其中 $A_{air} \approx 14.5$ 为空气原子的平均重子数, m_N 为核子质量, A 为奇异滴重子数, r_0 为单位重子数的奇异滴的半径。

入射后的奇异滴会不断与空气原子核发生碰撞, 接下来就是对反应特征进行描述。简单起见, Wilk 和 Wlodarczyk^[33] 作了以下几点假设。首先, 他们认为奇异滴每次与空气原子的碰撞都会发生反应, 因此两次反应间奇异滴所走过的平均路程就是上面得到的碰撞自由程。其次, 他们没有使用上面提到的那些反应截面, 而是假设每次碰撞被碰下的碎片大小总等于空气原子核的大小。按照这条假设, 如果入射奇异滴的重子数为 A_0 , 在与空气原子碰撞了 k 次之后, 奇异滴剩下的质量就为 $A_0 - k A_{air}$ 。这就使奇异滴重子数成为碰撞次数的函数。而由第一条假设, 碰撞次数又是奇异滴入射大气柱密度 h (也以 g/cm^2 为单位) 的函数, 因此剩余重子数是奇异滴入射深度的单值函数。又由于入射越深发生的碰撞越多, 奇异滴的质量就越小, 所以 $A(h)$ 是单调减函数。要使奇异滴稳定存在, 它的重子数有一个下限 A_{crit} 。等式 $A(A) = A_{crit}$ 给出的 A 才是“蒸发前的最大入射深度”(下面简称最大入射深度)。当然 A 是入射重子数 A_0 的单值函数, A_0 越大 A 也就越大。当然, 蒸发很可能不是瞬间完成的, 还需要走过一段路程。

一个初始质量为 A_0 的入射奇异滴粒子经过 k 次碰撞后的质量 $A_k = A_0 - k A_{air}$ 。由于有临界质量的限制, 这颗奇异滴粒子在蒸发前经历的碰撞次数为 $N = (A_0 - A_{crit})/A_{air}$ 。因此最大入射深度应为各阶段自由程之和, 即^[33]

$$A = \sum_{k=0}^N \lambda_k. \quad (33)$$

考虑到空气原子重子数远远小于临界重子数, 也小于入射重子数, 代入自由程表达式, 经过几次近似计算后得到的结果为^[33]

$$A \approx \frac{4}{3} A_{N-air} \left(\frac{A_0}{A_{air}} \right)^{1/3}, \quad (34)$$

其中 A_{N-air} 表示核子的大气平均自由程。可以这样简单地对这一比例关系作一解释。首先, 碰撞次数 N 正比于入射重子数 A_0 , 每一段的柱密度 λ 又都正比于当时的 $A^{-2/3}$ 。而这些重子数与 A_0 有着简单的比例关系, 因此只会在结果中添加与求和有关的常数, 这样每段的柱密度就都正比于 $A_0^{-2/3}$ 。所以总的柱密度量级应 $\approx N\lambda \approx A_0^{1/3}$ 。在作了上述假设之后, 计算结果显示^[33]: 只要入射奇异滴的重子数达到 10^3 , 就可以轻易地穿过 $200 g/cm^2$ 深的地球大气而不被蒸发掉。

这个模型的优点是：能够在解释奇异滴长自由程的同时减少奇异滴的重子数，即解决了小重子数和长自由程两个实验现象（虽然质量减少不如超新星爆发中那么有效）。然而这个模型本身遭到另一些研究者的质疑^[5]。正如上文提到的，奇异滴似乎很容易吸收中子使自身变得更稳定，恐怕与碰碎相比吸收过程更重要些。

3.4 重子吸收模型

质量衰减模型的主要问题在于，奇异滴与大气原子核反应的结果更可能是吸收中子而不是掉下碎片。因此，Banerjee 等人^[5,34]采用重子吸收模型解释奇异滴在大气中的传播。关于长自由程的解释，两者的出发点是相同的，即都认为反应的确发生了，区别在于反应模式不同。Banerjee 等人^[5]作了 3 点假设。第一，奇异滴与大气原子发生碰撞的结果是奇异滴从原子核中吸收中子（没有考虑质子的吸收，这一问题文献^[34]给予了认真考虑）。每次碰撞都使奇异滴的质量增加，从而变得更加稳定。由于中子（udd）中不含有 s 夸克，吸收的中子将通过弱相互作用过程（u+d→s+u）奇异化。第二，入射奇异滴的初始质量都很小，以便在经过多次碰撞吸收大量中子之后仍能与实验中的低重子数相吻合。问题是：初始质量如此小的奇异滴能否稳定存在？Banerjee 等人^[5]引用了参考文献^[35, 36]的结果，认为 $A = 6、18、24、42、54、60、84、102$ 的小重子数奇异滴可能是稳定的。前面提到，形成 CFL 态也会使奇异滴变得稳定。现在看来一些小重子数的奇异滴也很可能是稳定或亚稳的。近来 AMS 探测到一个事件，它有着极低的荷质比和不大的质量，重子数大约为 17.5，被一些研究者认为是亚稳态奇异滴的候选者。第三，为使奇异滴能在地磁场作用下仍能深入到海拔 25 km 的高度（在此之上的大气极稀薄，因此被忽略了），奇异滴必须达到一定的初始动量，否则将被偏转而来不及与地球大气原子发生反应。这样，重子吸收模型考虑的对象是一颗小质量的高速奇异滴，估计能够成功穿越地球磁场的动量范围为^[5]

$$\frac{pc}{Ze} \geq \frac{M \cos^4 \theta}{r_0^2 (1 + \sqrt{1 + \cos^3 \theta})^2}, \quad (35)$$

式中 p 为奇异滴的动量， Z 为奇异滴的电荷数， r_0 为地球半径， $M = 8.1 \times 10^{22}$ J/T 为地磁场的磁偶极矩， θ 为地理纬度。考虑匀强磁场 B ，则有 $pc/Ze = BR$ ，其中 R 为回转半径。上式实际就是要求粒子的回转半径足够大。

Banerjee 等人^[5,34]的模型均为质量衰减模型，不同的是文献^[34]考虑了相对论修正和质子的吸收。由于奇异滴存在 Coulomb 势垒，中子的吸收要比质子的吸收容易得多。但这并不是说不存在质子吸收，而且，只有质子吸收才能够有效改变奇异滴的电量。

Banerjee 等人^[5]得出了奇异滴的质量变化规律。与质量衰减模型类似，也假定每次碰撞都会发生反应，每经过一段自由程距离都要吸收中子，质量变化可以表示为^[5]

$$\frac{dm_S}{dh} = \frac{f \times m_N}{\Lambda}, \quad (36)$$

式中 m_S 为奇异滴的质量； m_N 为一个大气原子中所有中子的总质量； Λ 为平均自由程，与奇异滴质量和大气密度有关。Gosset 等人^[37]所做的核物理实验为研究奇异滴参与的相互作用性质提供了参考。Banerjee 等人^[5]从中借鉴了中子吸收率，即^[37]

$$f = \frac{3}{4} \sqrt{1-\nu} \left(\frac{1-\mu}{\nu} \right)^2 - \frac{1}{8} (3\sqrt{1-\nu} - 1) \left(\frac{1-\mu}{\nu} \right)^3, \quad (37)$$

其中 $\mu = b/(R_1 + R_2)$, $\nu = R_1/(R_1 + R_2)$, b 为瞄准距离, R_1 、 R_2 分别为奇异滴和大气原子核的半径。Banerjee 等人^[5] 也给出了奇异滴在大气层中的非相对论运动方程

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\mathbf{g} + \frac{Z_S e}{m_S} (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) - \frac{\mathbf{v}}{m_S} \frac{dm_S}{dt}. \quad (38)$$

等式右边第一项是重力加速度, 第二项是 Lorentz 力, 第三项是变质量带来的动力学效应。用 Runge Kutta 法解上述常微分方程组, 取初值 $m_{S0} = 64 \text{ amu}$, $v_0 = 6.6 \times 10^7 \text{ m/s}$, $Z_{S0} = 2$, Banerjee 等人^[5] 得到了比较合适的结果。

他们的结果显示, 奇异滴粒子的速度在 $10^{-1}c$ 量级, 因此考虑相对论修正、质子吸收和电离损失是有一定意义的。很快, Banerjee 等人^[34] 又给出了一个更细致的模型, 修正后的运动方程为^[34]

$$\gamma m_S \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -m_S \mathbf{g} + Z_S e (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) - \gamma \mathbf{v} \left(\frac{dm_{Sn}}{dt} + \frac{dm_{Sp}}{dt} \right) - m_S \mathbf{v} \frac{d\gamma}{dt} - \frac{\mathbf{v}}{\sqrt{3}} f(v), \quad (39)$$

其中 γ 为奇异滴的 Lorentz 因子。第三项中的质量变化被分为由中子吸收导致的 dm_{Sn}/dt 和由质子吸收导致的 dm_{Sp}/dt 两部分。由反应截面的定义, 应该有 $\sigma_p dm_{Sn}/dt = \sigma_n dm_{Sp}/dt$ 。记 $f_{pn} = \sigma_p/\sigma_n$, 只要估计 f_{pn} 就可以了。这里, Banerjee 等人^[34] 运用了经典力学有心运动中的方法和结果, 认为只有质子轨道的近奇异滴点小于奇异滴半径 R_S 才会被吸收。也就是说, 质子碰上奇异滴不一定会被吸收, 只有质子的质心能够深入到奇异滴表面时才会被吸收。设有心力场势能为 $U(r)$, 经典计算得到碰撞的临界瞄准距离 $b_c^2 = R_S^2 [1 - U(R_S)/E]$, 其中 E 为两体运动的质心系能量。本问题中的势场为 Coulomb 势, $U(r) = Z_S e^2 / 4\pi\epsilon_0 r$, 这就可以得到经典的质子碰撞反应截面 $\sigma_p = \pi b_c^2$, 中子的经典截面则是 $\pi(r_n + R_S)^2$ (刚球势, 两个截面都没有考虑核力)。假设实际的截面比等于经典模型的截面比, 就可以得到^[34]

$$f_{pn} = \frac{R_S^2}{(r_n + R_S)^2} \left(1 - \frac{Z_S e^2}{4\pi\epsilon_0 R_S E} \right). \quad (40)$$

值得指出的是, 这个表达式只有在 $E \geq U(R_S)$ 时才适用, 否则原子核中的质子无法跨越 Coulomb 势垒, 这时的反应截面为零, 并不存在负的反应截面。运动方程 (39) 的右方第四项是相对论修正带来的效应, 第五项是电离损失。直接引用公式^[34]

$$f(v) = -\frac{dE}{dx} = \frac{Z_S^2 e^4 n Z_{\text{med}}}{4\pi\epsilon_0^2 m_e v^2} \ln \left(\frac{b_{\text{max}}}{b_{\text{min}}} \right), \quad (41)$$

其中 n 表示该海拔的大气原子数密度, Z_{med} 为 N_2 分子中每个原子最多可被电离的电子数, b_{max} 和 b_{min} 分别为能发生电离反应的最大和最小瞄准距离。在高速情形下, 用 I 表示平均电离能, 近似有^[34]

$$f(v) = \frac{Z_S^2 e^4 n Z_{\text{med}}}{4\pi\epsilon_0^2 m_e v^2} \ln \left(\frac{2\gamma^2 m_S v^2}{I} - \beta^2 \right). \quad (42)$$

还有一个需要考虑的问题, 当奇异滴的速度降到 $2Z_S v_0$ ($v_0 = 2.2 \times 10^6 \text{ m/s}$ 为第一 Bohr 轨道的电子速度) 以下时, 电子捕获效应变得重要起来。这就是说奇异滴不再是电离状态而开始有轨道电子 (文献 [34] 没有考虑 QED 效应, 因此不讨论屏蔽电荷), 因此奇异滴的有效电荷数

由 Z_S 减小为 $Z_S^{1/3}v/v_0$ [34]。值得注意的是, 质量变化方程并没有发生变化, 同文献 [5] 中的式子相同。

这些方程当然采用数值方法求解。Banerjee 等人 [34] 用的是 4 阶 Runge Kutta 法, 他们首先描绘了奇异滴的最终质量与入射速度之间的关系 (见图 5)。对于相同初始质量的入射奇异滴, 当重子数较大时, 初速度越大, 末质量越大; 当重子数较小时, 一开始末质量随初速度的增大而减小, 超过某临界速度后末质量随初速度的增大而增大。Banerjee 等人 [34] 的解释是: 高速有利于质量增加, 而这一效应对小质量的奇异滴更为明显。电子捕获效应也是很明显的 (见图 6)。对于一个初始质量为 64 amu、初电荷数为 2、初速度为 $0.6c$ 的奇异滴粒子, 考虑电子捕获后, 在大约 13 km 处其速度有明显的骤减, 这是由于捕获电子后的电荷数突然减少造成的。速度减小大约一个数量级, 因此这一效应十分有必要考虑。电离损失和电子捕获都会造成奇异滴速度和动能的减少 (见图 6)。但是对于与上面有相同参数的奇异滴, 有结果显示, 尽管能量衰减, 在海拔 3.6 km 处 (见图 6 中箭头指向, 这些印度作者取这一数值源于当时在印度东北 Sandakphu 正在建设一个探测奇异滴的大型探测器阵列, 当地的典型海拔高度为 3.6 km), 奇异滴仍有足够大的动能 (约 8.5 MeV), 可被诸如 CR-39 之类的固态核径迹探测器记录到。以 CR-39 为例, 对于入射速度小于 $10^{-2}c$ 的粒子, 探测阈值为 $(dE/dx)_{crit} \approx 1$ (MeV/mg)/cm², 而奇异滴的 $dE/dx = 2.35$ (MeV/mg)/cm²。表 3 列举了初电荷数为 2 时, 不同初始质量和初速度的奇异滴在经历了与地球大气反应之后的最终质量、电荷数、速度和动能。值得注意的是, 这些结果与表 1 中的有些观测结果吻合得很好。

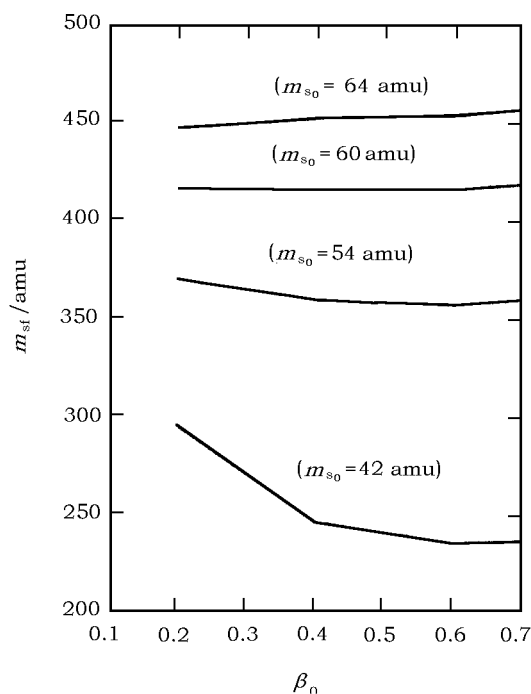


图 5 4 种不同初重子数的奇异滴的末重子数与初速度的关系 [34] 初电荷数均为 2。

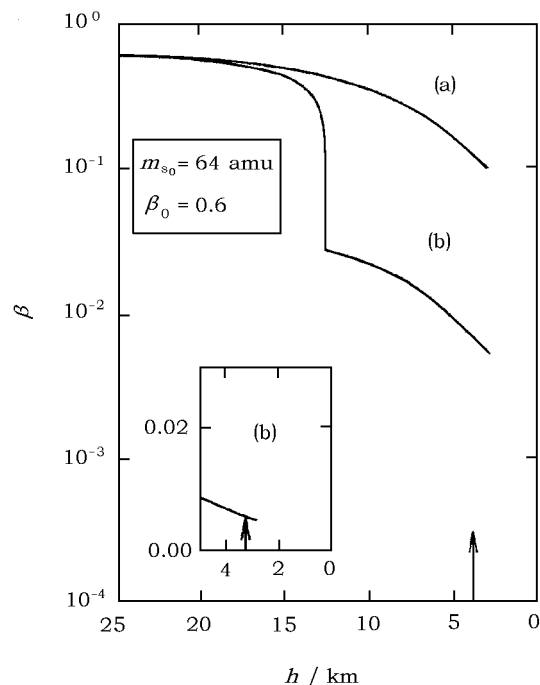


图 6 奇异滴速度随入射深度的衰减 [34] 初电荷数为 2。(a) 没有考虑电子捕获; (b) 考虑了电子捕获。

表 3 重子吸收模型的数值结果^[34]

β_0	m_{S0}	m_1/amu	q_1	$\beta_1/10^{-3}$	e_1/MeV
0.2	42	294.7	3	2.8	1.05
	54	369.4	4	3.0	1.55
	60	415.8	4	3.0	1.80
	64	446.5	5	3.1	1.98
0.4	42	246.4	6	4.9	2.84
	54	359.5	8	4.7	3.73
	60	415.6	8	4.7	4.25
	64	452.0	9	4.6	4.63
0.6	42	235.8	10	7.4	5.97
	54	357.1	12	6.6	7.15
	60	416.0	13	6.4	7.87
	64	453.6	14	6.3	8.39
0.7	42	236.4	12	8.6	8.16
	54	359.1	14	7.6	9.59
	60	418.3	15	7.3	10.46
	64	456.3	16	7.2	11.11

然而这一模型也存在不足,有些甚至很明显。比如吸收过程会使奇异滴的质量增加,要与实验结果吻合就要求有极小的入射质量。本来这些候选者的质量已经偏小,这样一来就加剧了这一矛盾,给解释小质量问题带来了更大的麻烦。另一个问题更严重,这一范围内的稳定或亚稳的(如果真的有)奇异滴重子数分布是不连续的,由于这种不连续性,前几次吸收的重子数必须恰到好处,多一点少一点都会使总重子数偏离稳定值而被蒸发。

从 3.3 和 3.4 节看到,奇异滴与原子的反应方式是问题的关键,目前还不清楚到底是“碎裂”还是“吸收”。总之,关于奇异滴在大气层中的传播性质以及它与大气原子的相互作用类型仍是一个有待研究的重要问题,这一问题还可能影响到宇宙线组分的研究。

3.5 极高能宇宙线 (UHECR) 问题

UHECR 也是奇异滴候选体。由于存在 CMB 光子,极高能质子和原子核等宇宙线成分与背景光子间的 $\gamma - \pi$ 过程导致这些粒子存在一能量上限,即 GZK 截断。考虑如光致蜕变 ($A+\gamma \rightarrow (A-1)+N$, N 为 p 或 n) 和正负电子对产生 ($N+\gamma \rightarrow N+e^\pm$) 后,实际的上限还要低一些^[8],但也大约在 $10^{19} \sim 10^{20}$ eV (对于质子是 10^{19} eV 量级,对 Fe 是 10^{20} eV 量级)。更细致的计算可以给出粒子能量随传播距离的衰减(如图 7)。由此可见,如果探测到 UHECR,而且其成分为原子核的话,那么其加速源与我们的距离不应超过 100 Mpc。实际上这样的源是十分有限的,源的加速能力与其磁场的强度和大小成正比,在 100 Mpc 内很难找到合适的 UHECR 产生源。奇异滴与常见的宇宙线粒子相比有极高的重子数和电荷数,又有很低的荷质比(无论是一般奇异滴还是 CFL 奇异滴),这些性质使它成为 UHECR 极有可能的组成成分。

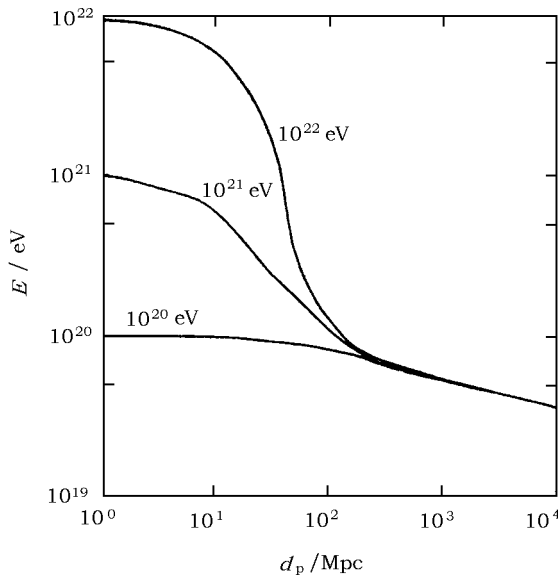


图 7 宇宙线质子能量随传播距离的衰减 [28]

对于一般的奇异滴，由于有荷质关系 $Z \propto A^{1/3}$ [2]，衰减率 $\propto Z^{-1} \propto A^{-1/3}$ ；而 CFL 态的奇异滴由于内部呈色超导态，3 种夸克高度对称，因此荷电与表面积成正比 [15]，此时的衰减率 $\propto Z^{1/2} \propto A^{1/3}$ 。而且，当电荷数高于 $1/\alpha = 137$ 时，单独存在的点电荷是被 QED 所禁止的。这时的电磁场强到足以分开真空量子场涨落形成的正负电子对，在该点电荷外形成一层屏蔽电荷。因此实际的有效电荷要小一些，衰减率也会相应减小。无论是哪种状态的奇异滴，对于各种能量衰减过程，它的能量衰减率都远小于核物质。这些特性使奇异滴成为 UHECR 的有力候选者。另外，由于荷电较多，奇异滴的回转半径小于银河系半径，这就使奇异滴的分布较之回转半径与银河系半径相当的核物质显示出更高的各向同性 [8]。

应从实验出发进一步研究奇异滴是否为 UHECR。在 100 TeV 以上的高能区域，一般不再用高空探测器直接探测宇宙线粒子。这时宇宙线流量数据的探测主要有两种方法 [9]：大气荧光探测和次级粒子密度探测。这两种仪器都是探测由入射宇宙线广延大气簇射 (EAS) [9] 引发的相关可观测效应。所谓 EAS，是指入射的高能宇宙线粒子与大气原子反应产生次级粒子 (中微子、正负电子、正负 μ 子、光子、 π 介子等)，如果次级粒子的能量仍很高，就会继续反应，因此是一个级联簇射过程。最后到达地面探测器的将是大量呈盘状分布的次级粒子，这些粒子共同携带了最初入射粒子的能量。两种探测的不同之处在于，大气荧光探测器是探测 EAS 所产生带电次级粒子激发的大气 N_2 和 N_2^+ 在退激发时辐射的荧光，然后根据大气荧光信号的强度和到达时间确定初级粒子的性质 (主要是能量和位置) [9,28,38]。它的观测受天气条件影响较大，要求晴朗无月的夜晚。次级粒子密度探测则是通过记录 EAS 产生的大量次级粒子的分布，根据距簇射锥锥心一定距离 (比如 600 m) 处的粒子密度来推断初级粒子的性质 [9,28,39]。目前有代表性的数据主要来自美国的 HiRes 大气荧光探测器 [38] 和日本的 AGASA (Akeno Giant Air Shower Array) 闪烁计数器 [39]。在 10^{19} eV 能量以上的极高能区域，两组观测设备给出了不同的趋势。HiRes 似乎显示出在 10^{20} eV 左右的极高能区

首先，的确有天体物理过程可以将奇异滴的能量加到很高。因为宇宙线加速源 (比如激波) 的加速通常有一个粒子刚度上限 [8]。刚度即 $R = p/Z$ ， p 为加速粒子的动量， Z 为加速粒子的电荷数。对于极端相对论粒子有 $p = E$ ，因此粒子能量的上限正比于电荷数。奇异滴的大电荷数使它很容易被加速到一个较高的能量 [8]，同时奇异滴的截断能量又相当高；对于光致 π 介子产生过程和光致蜕变过程，宇宙线粒子的能量上限正比于重子数 A ，后者 (略低些) 的这一关系为 $E \approx 5 \times 10^{18} A$ eV [8]。正负电子对产生过程能量衰减正比于 $Z^2 A^{-1}$ ，在一般的核中，这一系数正比于 Z 和 A 。

有截断的趋势, 而 AGASA 则丝毫没有截断的迹象, 反而有流量降低、速度减慢的趋势。尽管有些文章^[28,39]倾向于把这解释为近距离源的贡献, 但分布的各向异性并不显著。而且现有的数据太少, 也很难由此得到有统计意义的分布趋势。此外, 上述实验结论还有赖于实验者所采用的簇射模型。

4 结 语

奇异滴在宇宙线中的存在与否正逐渐成为一个受人关注的问题。相关的研究涉及早期宇宙相变、强相互作用性质、重子暗物质组分、致密星体的结构、超新星爆发、UHECR 等多个重要方向。这项研究势必为人们了解强相互作用的基本性质提供更多的机会。近年来, 有很多研究者参与到该领域的研究中。随着理论基础的成熟和实验手段的进步, 这一领域必将有更多的问题等待人们解答, 也一定会吸引更多研究者的参与, 进而掀起一个研究奇异滴以及奇异夸克物质的高潮。

UHECR 研究是现今研究的热点课题, 对于 GZK 截断能区以上的宇宙线理论与实验探讨方兴未艾。关于 UHECR 的成分有若干不同的看法, 其中一种认为它就是奇异滴 (其他观点的介绍可以参见文献 [9])。由于这些宇宙线的能量 (10^{11} GeV) 远超过了现今大型加速器所能将粒子加速到的能量, 因此 UHECR 研究不仅对于天体物理和宇宙线物理, 而且对于高能物理和粒子物理都具有特殊意义。目前仍有一些观测站在建设中^[28], 相信它们在今后的研究中会发挥更大的作用。

参考文献:

- [1] Witten E. *Phys. Rev. D*, 1984, 30: 272
- [2] Farhi E, Jaffe R L. *Phys. Rev. D*, 1984, 30: 2379
- [3] Madsen J. *Phys. Rev. D*, 1993, 47: 5156
- [4] Weber F. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 2005, 54: 193
- [5] Banerjee S, Ghosh S K, Raha S *et al.* *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 1999, 25: 15
- [6] Greisen K. *Phys. Rev. Lett.*, 1966, 16: 748
- [7] Zatsepin G T, Kuzmin V A. *JETP Lett.*, 1966, 4: 78
- [8] Madsen J, Larsen M J. *Phys. Rev. Lett.*, 2003, 90: 121102
- [9] 吴飞, 徐仁新. *天文学进展*, 2003, 21: 139
- [10] Xu R X. *AJ*, 2003, 596: 59
- [11] Lugones G, Horvath J E. *Phys. Rev. D*, 2004, 69: 063509
- [12] Alcock C, Farhi E. *Phys. Rev. D*, 1985, 32: 1273
- [13] Alford M, Rajagopal K, Wilczek F. *Phys. Lett. B*, 1998, 422: 247
- [14] Madsen J. *Phys. Rev. Lett.*, 2001, 87: 172003
- [15] Madsen J. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 2002, 28: 1737
- [16] Madsen J, Heiselberg H, Riisager K. *Phys. Rev. D*, 1986, 34: 2947
- [17] Sumiyoshi K, Kusaka T, Kamio T *et al.* *Phys. Lett. B*, 1989, 225: 10
- [18] Bhattacharjee P, Alam J, Sinha B *et al.* *Phys. Rev. D*, 1993, 48: 4630
- [19] Buras R, Rapp M, Janka H-Th *et al.* *Phys. Rev. Lett*, 2003, 90: 241101
- [20] Binns W R, Garrard T L, Israel M H *et al.* *Phys. Rev. C*, 1987, 36: 1870

- [21] Boyd R, Saito T. *Phys. Lett. B*, 1993, 298: 6
- [22] Vucetich H, Horvath J E. *Phys. Rev. D*, 1998, 57: 5959
- [23] Fowler W, Hoyle F. *AJ*, 1964, 200: 345
- [24] Lyne A G, Burgay M, Kramer M *et al.* *Science*, 2004, 303: 1153
- [25] Gildeen D, Shapiro S. Institute for Advanced Study Report, 1984, unpublished
- [26] Madsen J. *Phys. Rev. D*, 2005, 71: 014026
- [27] Alcock C, Farhi E, Olinto A. *AJ*, 1986, 310: 261
- [28] Cronin J W. *Rev. Mod. Phys.*, 1999, 71: S165
- [29] Ichimura M, Kamioka E, Kitazawa M *et al.* *Nuovo Cimento A*, 1993, 106: 843
- [30] Saito T, Hatano Y, Fukada Y *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1990, 65: 2094
- [31] Lattes C M G, Fujimoto Y, Hasegawa S. *Phys. Rep.*, 1980, 65: 151
- [32] Klingenberg R. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 1999, 25: 273
- [33] Wilk G, Wlodarczyk Z. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 1996, 22: 105
- [34] Banerjee S, Ghosh S K, Raha S *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2000, 85: 1384
- [35] Mustafa M G, Ansari A. *Phys. Rev. D*, 1996, 53: 5136
- [36] Mustafa M G, Ansari A. *Phys. Rev. C*, 1995, 55: 2005
- [37] Gosset J, Gutbrod H H, Meyer W G *et al.* *Phys. Rev. C*, 1977, 16: 629
- [38] Abbasi R U, Abu-Zayyad T, Amann J F *et al.* 2002, preprint (astro-ph/0208243)
- [39] Hayashida N, Honda K, Inoue N *et al.* 2000, preprint (astro-ph/0008102)
- [40] Sumiyoshi K, Kajino T, Mathews G J *et al.* *Phys. Rev. D*, 1990, 42: 3963

Cosmic Rays and Strangelets

ZHANG Hao, XU Ren-xin

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

Abstract: Strangelets are lumps of strange quark matter, in the research of which many important branches of physics are involved. If strangelets exist in reality, our knowledge about dark matter and compact stars should be improved, and physicists have also an additional way to study the elementary color interaction. Strangelets could be one of the components of cosmic rays, especially of ultra-high energy cosmic rays. Therefore, it is very important to investigate the production, the propagation, and the observational features of interacting with the terrestrial atmosphere of strangelets as cosmic rays. The recent achievements of strangelets are reviewed, with attention being paid to the above issues.

Key words: astrophysics; strangelets; review; cosmic rays