

利用 ARGO 数据限制暗物质湮灭

中山大学理工学院 06 级物理学 余钊焕

指导教师：张宏浩 讲师（中山大学理工学院）

毕效军 副研究员（中国科学院高能物理研究所）

2010 年 5 月

摘 要

暗物质是当代物理学前沿研究的重要课题之一, 通过宇宙线可以对暗物质进行间接探测. 2008 以来, PAMELA, ATIC, HESS 和 Fermi-LAT 等实验的观测表明宇宙线正负电子能谱有明显的超出现象, 暗物质湮灭很可能是造成这一超出的原因. 因此, 我们也期待会观测到暗物质湮灭产生的额外 γ 射线. 然而, 在各个暗物质局部密集的区域, Fermi-LAT, HESS, ARGO-YBJ 等实验均未发现额外的高能 γ 射线, 由此可以对暗物质的湮灭性质进行限制. 本文利用 ARGO 对矮星系 Draco 和星系 M31 的 γ 射线观测, 给出对暗物质湮灭截面的限制. 在只考虑末态辐射的情况下, 对 $\mu^+\mu^-$ 湮灭道, 当暗物质粒子质量 $m_\chi \gtrsim 4$ TeV 时, ARGO 对 Draco 的观测给出比 Fermi 更强的限制; 对 $\tau^+\tau^-$ 湮灭道, M31 的限制可以排除掉由 PAMELA+Fermi+HESS e^\pm 能谱给出的一部分参数区域. 此外, 如果包含逆 Compton 效应产生的次级 γ 射线, 对于 Draco 的 $\mu^+\mu^-$ 道, 限制有一定程度的增强.

关键词: 暗物质, 宇宙线, γ 射线, 间接探测, ARGO

Abstract

Dark matter is an important issue in physical research nowadays. Through cosmic rays, we can detect dark matter indirectly. Since 2008, data from many experiments, such as PAMELA, ATIC, HESS and Fermi-LAT, show that there are obvious e^\pm excesses in the cosmic ray energy spectra, which can be explained by dark matter annihilation in $\tau^+\tau^-$ or $\mu^+\mu^-$ channel. Thus we also expect additional gamma-ray emission from dark matter annihilation. Having observed some dwarf spheroidal galaxies where dark matter is dominating, however, Fermi-LAT, HESS and ARGO-YBJ do not discover any additional high-energy gamma-ray. With these results, we can constrain dark matter annihilation properties. In this thesis, we use the ARGO observations of Draco dwarf spheroidal galaxy and M31 galaxy to constrain dark matter annihilation cross section. Considering gamma-ray emission from final state radiation only, the constraint given by ARGO observation of Draco is stricter than given by Fermi when dark matter mass $m_\chi \gtrsim 4$ TeV for a $\mu^+\mu^-$ final state. For a $\tau^+\tau^-$ final state, the constraint given by observation of M31 can exclude some parameter area given by PAMELA+Fermi+HESS e^\pm spectra. If we also include secondary gamma-ray emission from inverse Compton scattering in $\mu^+\mu^-$ channel, the constraint given by the observation of Draco will be stricter to some extent.

Keywords: dark matter, cosmic ray, gamma-ray, indirect detection, ARGO

目 录

摘要	i
Abstract	iii
目录	v
第一章 引言	1
第二章 暗物质	3
2.1 暗物质的基本性质和候选粒子模型	4
2.2 暗物质的宇宙学遗留密度	9
第三章 宇宙线与暗物质间接探测	15
3.1 宇宙线	15
3.2 暗物质间接探测和宇宙线正负电子超出	17
3.3 一个简单的暗物质解释	21
第四章 利用 ARGO 数据限制暗物质湮灭	27
4.1 γ 射线流强和 J 因子	28
4.2 ARGO 对暗物质湮灭的限制 (末态辐射)	31
4.3 逆 Compton 效应	35
第五章 结语	41
参考文献	43
致谢	47

表 格

2.1	MSSM 的所有粒子	9
3.1	各种暗物质密度分布模型	18
3.2	$\langle\sigma v\rangle_p$ 的 3σ 上限	25
4.1	3 个矮星系及 M31 星系的暗物质密度分布参数和 J 因子	31

插图

2.1	旋涡星系 M33 的旋转曲线	3
2.2	$SU(5)$ 模型和超对称 $SU(5)$ 模型的跑动耦合常数	8
2.3	一种带质量粒子组分的冻结	13
3.1	宇宙线的全粒子能谱	15
3.2	宇宙线粒子在银河系中传播的示意图	17
3.3	宇宙线正负电子之和、正电子比例和反质子-质子比例的能谱 . . .	20
3.4	不同荷电轻子湮灭道给出能谱的比较	21
3.5	包含暗物质贡献的 $(e^+ + e^-)$ 拟合能谱 ($\mu^+\mu^-$ 道)	22
3.6	包含暗物质贡献的 $(e^+ + e^-)$ 拟合能谱 ($\tau^+\tau^-$ 道)	22
3.7	W^+W^- , $b\bar{b}$ 和 $t\bar{t}$ 三个湮灭道对应的 $\chi^2 - \langle\sigma v\rangle_p$ 曲线	24
3.8	包含暗物质贡献的 \bar{p}/p 能谱	25
4.1	Fermi-LAT 给出的对暗物质参数平面 $m_\chi - \langle\sigma v\rangle$ 的限制	27
4.2	视线积分示意图	29
4.3	暗物质不同湮灭道末态辐射的比较和 ARGO 在 Draco 方向上给出的 γ 流强上限	32
4.4	ARGO 在 M31 方向上给出的 γ 射线流强上限及 M31 与 Draco 流强上限的比较	33
4.5	只考虑末态辐射时 ARGO 对 $m_\chi - \langle\sigma v\rangle$ 参数平面的限制	34
4.6	ARGO 的限制与其它实验结果的比较	34
4.7	各湮灭道正电子能谱的比较和逆 Compton 效应	38
4.8	考虑了逆 Compton 效应之后 ARGO 给出的 γ 流强上限	38
4.9	包含与不包含逆 Compton 效应时, ARGO 给出 γ 流强上限的比较 .	39
4.10	ARGO 对 $m_\chi - \langle\sigma v\rangle$ 参数平面的限制	40

第一章 引言

暗物质是上个世纪遗留下来的最不解和最迷人的物理谜题之一。今天, 我们几乎肯定了暗物质的存在, 而且在宇宙各组分含量中占有重要比例, 是发光物质含量的五倍。然而, 这些结论都是通过观察引力效应得到的, 至今仍未真正了解到暗物质的粒子本质。因此, 暗物质的探测和研究成为了当代物理学的一个重大挑战和前沿热点。

随着实验技术的迅速发展, 我们开始有机会从非引力的角度来探索暗物质。目前, 在直接探测方面, 虽然有一些探测事例和限制性结果出现, 但还没有真正令人信服的证据表明在实验中发现了暗物质粒子。在间接探测方面, 2008 年之后, 一系列高精度实验 (PAMELA, ATIC, HESS, Fermi-LAT 等) 观察到宇宙线中正负电子的明显超出现象, 引起人们的高度关注。暗物质的衰变或湮灭是解释这一现象的重要候选, 因而受到了世界范围内的重视, 引发一个从宇宙线中间接探测暗物质的研究热潮。

如果宇宙线正负电子超出的原因确实是暗物质的衰变或湮灭, 那么暗物质很可能还会产生其他标准模型框架内的粒子, 如正反质子、光子等。对于这样的光子, 应该处在 γ 射线波段, 因此期望 γ 射线也有类似于正负电子的超出现象。然而到目前为止, 在各个暗物质密集区域都未曾发现明显的额外 γ 射线。由此可以对暗物质的衰变或湮灭性质做出限制。

ARGO-YBJ 是一个中意合作的宇宙线观测实验。本文将利用 ARGO 对 γ 射线的观测来限制暗物质的湮灭性质, 并和正负电子超出的问题相互比对。我们把重点落在两个天体上面。一个是矮星系 Draco, 它是 ARGO 可以观测的几个矮星系中最有可能观测到 γ 射线的, 对暗物质湮灭的限制能力较强, 而且可以和 Fermi 的观测结果相互比较; 另一个是离银河系最近的大星系 M31, 虽然它的距离是 Draco 的十倍, 但在下文中我们将看到它的限制能力比 Draco 还要强。

第二章将简单介绍几个推断出来的暗物质性质和当前主流的候选粒子模型, 主要关注超对称模型。然后, 从标准宇宙学的角度推导暗物质在早期宇宙中退耦之后残存到今天的遗留密度, 从而得出对暗物质湮灭截面的估计。

第三章将从介绍宇宙线开始, 涉及与暗物质间接探测密切相关的宇宙线传

播问题. 然后, 描述备受关注的宇宙线正负电子超出现象及其与暗物质间接探测的关系. 最后, 用模型无关的暗物质湮灭来简单地解释正负电子超出.

第4章是本论文的实质性部分. 首先, 介绍实际观测量与暗物质参数的关系. 然后, 用 ARGO 的 γ 射线观测来限制暗物质湮灭. 第二步分两种情况进行讨论, 一种情况是只考虑末态辐射的, 另一种情况除计入末态辐射外还考虑了逆 Compton 效应.

最后, 在第5章将给出本文的结语, 总结得出的主要结果.

第二章 暗物质

暗物质 (Dark Matter) 的概念最早由 F. Zwicky 于 1933 年提出, 用以解释 Coma 星系团中“遗失的质量”[1]. 后来, 越来越多的观测证据, 如星系团中成员星系的速度弥散度分布、旋涡星系的旋转曲线、引力透镜、宇宙微波背景 (Cosmic Microwave Background, CMB) 的各向异性等等, 无可争议地表明了暗物质的存在. 这些证据的共同点是, 单靠能观测和推断的发光物质 (或者重子物质) 质量所提供的引力效应, 远不足以解释观测结果. 此外, 宇宙的结构形成理论也从理论上要求有暗物质的存在.

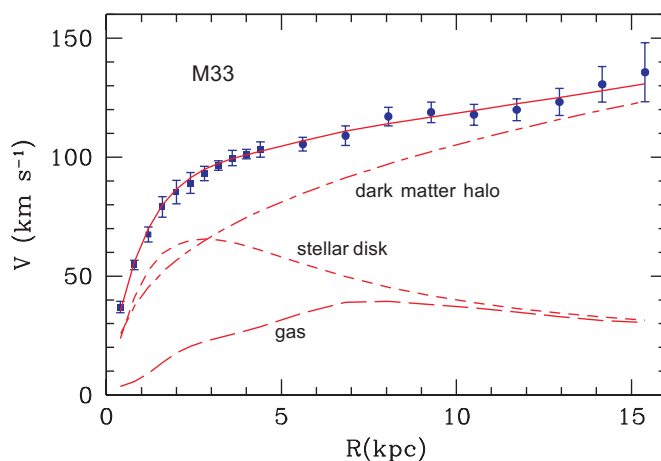


图 2.1: 旋涡星系 M33 的旋转曲线[2].

图 2.1 画出旋涡星系 M33 的旋转曲线, 数据点来自对中性氢 21 cm 谱线的观测. 可以看到, 如果不加入暗物质晕 (halo) 的贡献, 星系中其它成分所提供的引力不足以形成观测到的旋转曲线, 而且暗物质的贡献在半径 R 比较大的地方占主导地位.

以 Λ CDM 模型为宇宙学模型时, WMAP 对 CMB 的 7 年观测数据给出各宇宙学密度参量为: 重子物质组分 $\Omega_b = 0.0449 \pm 0.0028$, 冷暗物质组分 $\Omega_c = 0.222 \pm 0.026$, 暗能量组分 $\Omega_\Lambda = 0.734 \pm 0.029$ [3]. 暗物质的能量密度约为重子物质的 5 倍, 占总物质含量中的大多数.

2.1 暗物质的基本性质和候选粒子模型

迄今为止, 关于暗物质存在的有力证据均来自引力效应, 而对于它的粒子本质, 我们知道得非常少. 首先, 暗物质粒子必定具有质量, 否则就不会有这么大的引力效应. 其次, 不同于正常的发光物质, 它不会发光, 或者发出的光微弱到不能够被现有的仪器探测到, 因而通常认为它不能与别的粒子发生电磁相互作用.

在粒子物理标准模型的框架下, 最可能的暗物质粒子候选者是中微子. 中微子是稳定的中性粒子, 除了引力效应外只参加弱相互作用, 似乎可以满足作为暗物质的条件. 但中微子在宇宙早期必定是相对论性粒子, 不能解释先形成小尺度结构、再形成大尺度结构的结构形成过程. 因此, 即使中微子有质量, 它也只能占总暗物质含量中的一小部分而已.

近年来, 对宇宙的大尺度结构和 CMB 的观测, 使人们越来越倾向于将冷暗物质作为暗物质最主要的成分. 有一类很流行的冷暗物质候选粒子, 被称为 WIMP (Weakly Interacting Massive Particle), 而在 WIMP 当中人们很喜欢讨论超对称 (Supersymmetry, SUSY) 模型中的 neutralino 粒子. 下面简单介绍一下超对称模型.

超对称是一种混合玻色子和费米子的对称性. 在超对称理论中, 标准模型里的每一个玻色子, 都会有一个新的费米子 (称为超伴子, Superpartner) 与之对应, 反之亦然. 我们可按如下方式构造一个最为简单的超对称模型[4]. 考虑拉氏量 (这里用简单说法, 实际上应该是拉氏密度)

$$\mathcal{L} = (\partial_\mu \phi) (\partial^\mu \phi^\dagger) + \frac{i}{4} \bar{\Psi} \gamma^\mu \overleftrightarrow{\partial}_\mu \Psi, \quad (2.1)$$

其中 $\overleftrightarrow{\partial}_\mu = \overrightarrow{\partial}_\mu - \overleftarrow{\partial}_\mu$, ϕ 是复标量场, Ψ 是 Majorana 旋量 (Majorana 旋量正反粒子相同, 因而比 Dirac 旋量更简单, 任意一个 Dirac 旋量都可以被分成两个 Majorana 旋量来研究). 我们的目的是寻找一个能够混合 ϕ 和 Ψ 的对称变换, 使得在此对称变换下, 模型的作用量 $S = \int d^4x \mathcal{L}$ 不变.

引入一个以 Majorana 旋量 ε 作为无穷小变换参数 (混合玻色子和费米子需使整数自旋和半奇数自旋的粒子相互转换, 因而必须用旋量场作为变换参数)

的整体 (global) 超对称变换

$$\begin{cases} \delta\phi = \sqrt{2}\bar{\varepsilon}P_L\Psi, \\ \delta\phi^\dagger = \sqrt{2}\bar{\varepsilon}P_R\Psi, \\ \delta\Psi = -\sqrt{2}i\gamma^\mu(P_R\varepsilon\partial_\mu\phi + P_L\varepsilon\partial_\mu\phi^\dagger), \end{cases} \quad (2.2)$$

其中手征投影算符 $P_L \equiv \frac{1}{2}(1 - \gamma^5)$, $P_R \equiv \frac{1}{2}(1 + \gamma^5)$. 在 (2.2) 式中, ϕ 的变分与 Ψ 有关, Ψ 的变分也与 ϕ 有关, 因而混合了玻色子和费米子. 通过计算得出, 在此变换下, 模型拉氏量的变分 $\delta\mathcal{L}$ 是一个全散度, 故作用量变分 $\delta S = \int d^4x \delta\mathcal{L} = 0$. 也就是说, 在这种超对称变换下, 作用量 S 保持不变.

至此似乎得到了一个想要的超对称变换, 但如果我们作一下超对称变换的变分 δ 的对易, 会发现

$$\begin{cases} [\delta_1, \delta_2]\phi = -2i\bar{\varepsilon}_2\gamma^\mu\varepsilon_1\partial_\mu\phi, \\ [\delta_1, \delta_2]\Psi = -2i\bar{\varepsilon}_2\gamma^\mu\varepsilon_1\partial_\mu\Psi + i\gamma^\mu\bar{\varepsilon}_2\gamma_\mu\varepsilon_1\gamma^\nu\partial_\nu\Psi, \end{cases} \quad (2.3)$$

场 ϕ 与 Ψ 对应超对称变换的变分对易子并不具有相同的形式. 如果这两者具有相同的形式, 我们就可以引入超对称变换的生成元, 并可能获得一个李代数 (Lie Algebra), 继而获得李群 (Lie Group) 结构. 为此, 引入一个作为辅助场的复标量场 Θ , 加入到拉氏量里面, 使它变成

$$\mathcal{L} = \frac{i}{4}\bar{\Psi}\gamma^\mu\overleftrightarrow{\partial}_\mu\Psi + \partial_\mu\phi\partial^\mu\phi^\dagger + \Theta^\dagger\Theta, \quad (2.4)$$

再将超对称变换修改为

$$\begin{cases} \delta\phi = \sqrt{2}\bar{\varepsilon}P_L\Psi, \\ \delta\Psi = -\sqrt{2}i\gamma^\mu(P_R\varepsilon\partial_\mu\phi + P_L\varepsilon\partial_\mu\phi^\dagger) - \sqrt{2}(P_R\varepsilon\Theta + P_L\varepsilon\Theta^\dagger), \\ \delta\Theta = \sqrt{2}i\bar{\varepsilon}P_L\gamma^\mu\partial_\mu\Psi. \end{cases} \quad (2.5)$$

可以证明, 这样一个模型的作用量 S 在新的超对称变换 (2.5) 下也保持不变, 而且有

$$\begin{cases} [\delta_1, \delta_2]\phi = -2i\bar{\varepsilon}_2\gamma^\mu\varepsilon_1\partial_\mu\phi, \\ [\delta_1, \delta_2]\Psi = -2i\bar{\varepsilon}_2\gamma^\mu\varepsilon_1\partial_\mu\Psi, \\ [\delta_1, \delta_2]\Theta = -2i\bar{\varepsilon}_2\gamma^\mu\varepsilon_1\partial_\mu\Theta, \end{cases} \quad (2.6)$$

三者的形式相同, 都与时空平移 (生成元为 $P_\mu = -i\partial_\mu$) 操作有关.

如果在拉氏量 (2.4) 中再添加一个质量项

$$\mathcal{L}_m = m \left(\frac{1}{2} \bar{\Psi} \Psi + \phi^\dagger \Theta + \Theta^\dagger \phi \right), \quad (2.7)$$

不难验证 $\delta \mathcal{L}_m$ 等于一个全散度, 因而不会破坏作用量的超对称不变性. 现在总的拉氏量是

$$\mathcal{L}_{\text{tot}} = \frac{i}{4} \bar{\Psi} \gamma^\mu \overleftrightarrow{\partial}_\mu \Psi + \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi^\dagger + \Theta^\dagger \Theta + \frac{1}{2} m \bar{\Psi} \Psi + m (\phi^\dagger \Theta + \Theta^\dagger \phi). \quad (2.8)$$

对拉氏量 (2.8) 应用 Euler-Lagrange 运动方程, 可得

$$m \Theta^\dagger = \partial_\mu \partial^\mu \phi^\dagger, \quad \Theta^\dagger = -m \phi^\dagger, \quad (2.9)$$

将此二式代回拉氏量 (2.8), 即可将辅助场 Θ 消去:

$$\mathcal{L}_{\text{tot}} = \frac{i}{4} \bar{\Psi} \gamma^\mu \overleftrightarrow{\partial}_\mu \Psi + \frac{1}{2} m \bar{\Psi} \Psi + \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi^\dagger - m^2 \phi^\dagger \phi. \quad (2.10)$$

这是一个形式很普通的拉氏量, 包含着一个带质量的复标量场和一个带质量的 Majorana 旋量场, 然而它是具有上述超对称性的.

由 (2.6) 式已经看到, 超对称变换是和时空平移有关的. 因此, 我们自然而然地将它与 Poincaré 群联系起来, 一起构成一个新的群, 称为超 Poincaré 群, 经过计算, 相应李代数各生成元间的关系是

$$[J_{\mu\nu}, J_{\rho\sigma}] = i (\eta_{\nu\rho} J_{\mu\sigma} - \eta_{\mu\rho} J_{\nu\sigma} + \eta_{\mu\sigma} J_{\nu\rho} - \eta_{\nu\sigma} J_{\mu\rho}), \quad (2.11a)$$

$$[P_\mu, J_{\rho\sigma}] = i (\eta_{\mu\rho} P_\sigma - \eta_{\mu\sigma} P_\rho), \quad (2.11b)$$

$$[P_\mu, P_\nu] = 0, \quad (2.11c)$$

$$\{Q_\alpha, Q_\beta\} = 0 = \{\bar{Q}^{\bar{\alpha}}, \bar{Q}^{\bar{\beta}}\}, \quad (2.11d)$$

$$\{Q_\alpha, \bar{Q}_{\bar{\beta}}\} = 2\sigma^\mu_{\alpha\bar{\beta}} P_\mu, \quad (2.11e)$$

$$\{Q^\alpha, \bar{Q}^{\bar{\beta}}\} = 2\sigma^{\mu\bar{\beta}\alpha} P_\mu, \quad (2.11f)$$

$$[Q_\alpha, P_\mu] = 0 = [\bar{Q}_{\bar{\alpha}}, P_\mu], \quad (2.11g)$$

$$[J_{\mu\nu}, Q_\alpha] = -i(\sigma_{\mu\nu})_\alpha{}^\beta Q_\beta, \quad (2.11h)$$

$$[J_{\mu\nu}, \bar{Q}_{\bar{\alpha}}] = -i(\bar{\sigma}_{\mu\nu})_{\bar{\alpha}}{}^{\bar{\beta}} \bar{Q}_{\bar{\beta}}, \quad (2.11i)$$

其中 $J_{\mu\nu}$ 和 P_μ 是 Poincaré 代数的生成元, Q_α 和 $\bar{Q}_{\bar{\beta}}$ 是超对称对应的生成元. 值得注意的是, 超对称相关的生成元遵循的代数关系是反对易关系, 这是因为超对

称的无穷小变换参数是一个 Majorana 旋量. 从而, 超 Poincaré 群的代数不是李代数, 而是阶化 (graded) 李代数.

了解了超 Poincaré 群的代数, 我们就可以对超对称进行扩展. 若有 N 个生成元 Q_α^A , $A = 1, 2, \dots, N$, 满足

$$\{Q_\alpha^A, \bar{Q}_{\beta B}\} = 2\sigma^\mu_{\alpha\beta} P_\mu \delta_B^A, \quad (2.12)$$

则可以在 $N = 1$ 时将这种代数称为超对称代数, 而在 $N > 1$ 时将这种代数称为扩展的 (extended) 超对称代数.

接下来, 可再引入规范变换, Higgs 机制等, 像标准模型中所做的那样. 更令人感兴趣的是, 如果把上述整体超对称性推广为局域 (local) 的对称性 (也就是让超对称变换依赖于时空点), 会使超对称和引力联系起来, 并引入一个自旋为 2 的无质量场, 从而自然地得到一个超引力 (Supergravity, SUGRA) 理论.

超对称作为一个理论模型是很漂亮的, 它具有良好的可重正化性质 (这主要是由于在圈图修正中, 每一个费米子圈的贡献, 都会被一个对应的超伴玻色子圈提供的符号相反的贡献所抵消), 并且可以解决电弱能标和大统一 (Grand Unification) 能标间相差十几个量级的规范等级问题 (gauge hierarchy problem).

此外, 超对称还可以让大统一理论将各种相互作用真的“大统一”起来. 比如, 在最简单的大统一模型 $SU(5)$ [5] 中, 标准模型的规范群 $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ 被内嵌到 $SU(5)$ 群中, 而 $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ 规范群的三个耦合常数 g_C, g_L, g' 在 $SU(5)$ 群尚未破缺时由同一个大统一耦合常数 g_5 所决定:

$$g_5 = g_C = g_L = \sqrt{\frac{5}{3}}g', \quad (2.13)$$

对应地, 定义

$$\alpha_1(Q^2) \equiv \frac{5}{3} \frac{g'^2(Q^2)}{4\pi}, \quad \alpha_2(Q^2) \equiv \frac{g_L^2(Q^2)}{4\pi}, \quad \alpha_3(Q^2) \equiv \frac{g_C^2(Q^2)}{4\pi}. \quad (2.14)$$

根据电弱规范理论 (Electroweak Gauge Theory) 和量子色动力学 (Quantum Chromodynamics, QCD) 中各参数的高精度实验数据进行外推, 三个跑动的耦合常数 $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ 在高能标 ($Q \sim 10^{16} \text{GeV}$) 处不能够准确地汇合到一起, 如图 2.2 中实线所示. 如果将超对称引入到 $SU(5)$ 理论中, 建立超对称 $SU(5)$ 模型, 就会略微改变跑动的耦合常数对 Q^2 的依赖关系, 使得 $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ 在高能标处准确汇合到一起, 如图 2.2 中虚线所示, 从而将各种相互作用真正地统一起来.

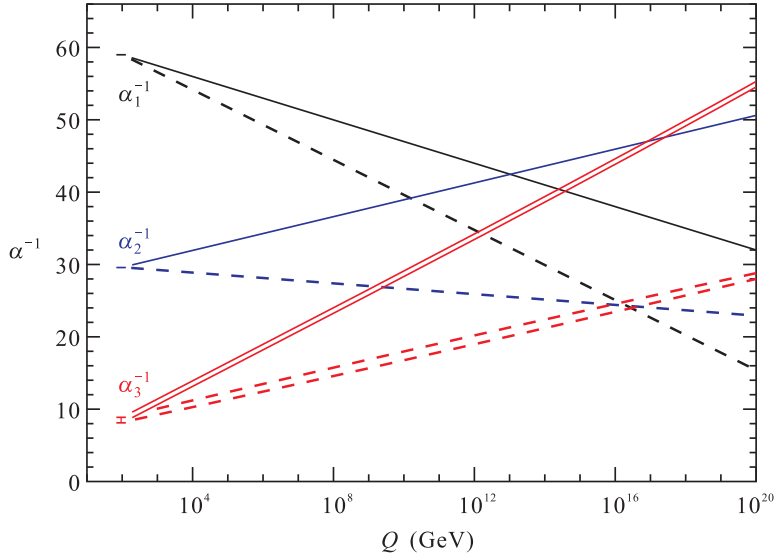


图 2.2: $SU(5)$ 模型 (实线) 和超对称 $SU(5)$ 模型 (虚线) 的跑动耦合常数[6].

包含着标准模型中所有粒子和最少新粒子的超对称模型是 MSSM (Minimal Supersymmetric Standard Model), 它的粒子谱如表 2.1 所示. 在 MSSM 中, 胶子 (gluon), W 和 B 玻色子的超伴费米子分别被称为 gluino (\tilde{g}), wino (\tilde{W}) 和 bino (\tilde{B}), 也被统称为 gaugino; 夸克 (quark) 和轻子 (lepton) 的超伴玻色子分别被称为 squark 和 slepton, 每一个 Higgs 玻色子对应一个自旋 1/2 的 Higgsino.

为了抑制质子衰变, MSSM 要求 R 宇称 (R -parity) 守恒, 从而导致一个重要的结果——最轻的超对称粒子 (Lightest Supersymmetric Particle, LSP) 是稳定的, 只能通过对湮灭过程摧毁. 在 MSSM 中, 最有可能成为 LSP 的是最轻的 neutralino [8], 它是光子, Z^0 和中性 Higgs 玻色子各自对应超伴子线性叠加出来的质量本征态:

$$\chi = N_{10}\tilde{B} + N_{20}\tilde{W}^3 + N_{30}\tilde{H}_1^0 + N_{40}\tilde{H}_2^0. \quad (2.15)$$

它是中性的 Majorana 费米子, 而且只参与很弱的相互作用, 因而经常被人们当作一种极具吸引力的暗物质候选粒子而得到广泛的讨论.

此外, 最小超引力 (Minimal Super Gravity, mSUGRA) 模型, Kaluza-Klein 额外维 (Universal Extra Dimension, UED) 模型等也提供了暗物质粒子的候选者. 这些模型经常具有庞大的自由参数空间, 因而寻找限制模型的手段对于了解暗物质的粒子本质就显得尤为重要了.

表 2.1: MSSM 的所有粒子[7]

Standard Model particles and fields		Supersymmetric partners			
Symbol	Name	Interaction eigenstates		Mass eigenstates	
		Symbol	Name	Symbol	Name
$q = d, c, b, u, s, t$	quark	\tilde{q}_L, \tilde{q}_R	squark	\tilde{q}_1, \tilde{q}_2	squark
$l = e, \mu, \tau$	lepton	\tilde{l}_L, \tilde{l}_R	slepton	\tilde{l}_1, \tilde{l}_2	slepton
$\nu = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$	neutrino	$\tilde{\nu}$	sneutrino	$\tilde{\nu}$	sneutrino
g	gluon	\tilde{g}	gluino	\tilde{g}	gluino
W^\pm	W -boson	\tilde{W}^\pm	wino	$\tilde{\chi}_{1,2}^\pm$	chargino
H^-	Higgs boson	\tilde{H}_1^-	higgsino		
H^+	Higgs boson	\tilde{H}_2^+	higgsino		
B	B -field	\tilde{B}	bino	$\tilde{\chi}_{1,2,3,4}^0$	neutralino
W^3	W^3 -field	\tilde{W}^3	wino		
H_1^0	Higgs boson	\tilde{H}_1^0	higgsino		
H_2^0	Higgs boson	\tilde{H}_2^0	higgsino		
H_3^0	Higgs boson				

注: 不带波浪线的是标准模型粒子, 带波浪线的是对应的超对称伴子.

如上所述, 理论上有许多暗物质粒子的候选者, 但由于暗物质粒子从来没有在对撞机上被发现或在直接探测实验中令人信服地探测到, 我们对其粒子物理本质几乎一无所知. 因此, 在本文的余下部分, 我们将抛开理论模型, 只对暗物质作模型无关的讨论.

2.2 暗物质的宇宙学遗留密度

根据宇宙大爆炸 (Big Bang) 理论, 在早期宇宙中, 各种粒子组分都会通过彼此间的相互作用来维持局域热平衡, 所有组分具有同样的温度. 随着宇宙温度下降、宇宙尺度膨胀, 一些相互作用较弱的组分相继退耦, 也就是脱离热平衡, 留下一个宇宙学遗留丰度 (relic cosmological abundance). 我们用相互作用率 $\Gamma(T)$ 和 Hubble 膨胀率 $H(T) \equiv \dot{a}/a$ (a 是宇宙的尺度因子) 的比较来衡量一种组分是否处在与其他组分的热平衡状态中. 当 $\Gamma > H$ 时, 热平衡状态可以维持, 每共动体积 (comoving volume) 内的实际丰度等于平衡丰度; 当 $\Gamma < H$ 时, 该组分脱离这种热平衡, 独自演化, 每共动体积内的实际丰度约等于冻结时 (freeze out, 即刚刚脱离平衡那一刻) 的平衡丰度. 可以定义冻结温度 T_f , 使其满

足 $\Gamma(T_f) = H(T_f)$, 以此表征一种组分刚刚脱离平衡时的宇宙温度.

要准确描述这个过程, 需要用到 Boltzmann 方程[9]

$$\hat{\mathbf{L}}[f] = \mathbf{C}[f], \quad (2.16)$$

其中 \mathbf{C} 是碰撞算符, $\hat{\mathbf{L}}$ 是 Liouville 算符, $f = f(p^\mu, x^\mu)$ 是一种粒子的相空间分布函数 (对于 Fermi-Dirac 分布, $f(\mathbf{p}) = \{\exp[(E - \mu)/T] + 1\}^{-1}$; 对于 Bose-Einstein 分布, $f(\mathbf{p}) = \{\exp[(E - \mu)/T] - 1\}^{-1}$). 对于 Robertson-Walker (RW) 度规, Liouville 算符的具体形式是

$$\hat{\mathbf{L}}[f(E, t)] = E \frac{\partial f}{\partial t} - \frac{\dot{a}}{a} |\mathbf{p}|^2 \frac{\partial f}{\partial E}. \quad (2.17)$$

粒子数密度与相空间分布函数的关系是

$$n(t) = \frac{g}{(2\pi)^3} \int d^3\mathbf{p} f(E, t), \quad (2.18)$$

其中 g 为粒子的内部自由度. 对 Boltzmann 方程进行动量空间的积分, 便可得到以数密度 n 表达的形式

$$\dot{n} + 3Hn = \frac{g}{(2\pi)^3} \int d^3\mathbf{p} \frac{\mathbf{C}[f]}{E}. \quad (2.19)$$

若碰撞项为零, 由上式将得出 $n \propto a^{-3}$, 这是宇宙膨胀的结果.

我们考虑暗物质粒子 χ 和 $\bar{\chi}$ 湮灭到两体末态的过程 (其它过程也可以类似地进行讨论):

$$\chi\bar{\chi} \longleftrightarrow l\bar{l}, \quad (2.20)$$

l 和 \bar{l} 是质量比 χ 和 $\bar{\chi}$ 轻的粒子. 我们关注粒子 χ , 则对应的碰撞项可表达为

$$\begin{aligned} \frac{g}{(2\pi)^3} \int d^3\mathbf{p}_\chi \frac{\mathbf{C}[f]}{E_\chi} &= - \int d\Pi_\chi d\Pi_{\bar{\chi}} d\Pi_l d\Pi_{\bar{l}} (2\pi)^4 \delta^4(p_\chi + p_{\bar{\chi}} - p_l - p_{\bar{l}}) \\ &\times \left[|\mathcal{M}|_{\chi\bar{\chi} \rightarrow l\bar{l}}^2 f_\chi f_{\bar{\chi}} (1 \pm f_l) (1 \pm f_{\bar{l}}) - |\mathcal{M}|_{l\bar{l} \rightarrow \chi\bar{\chi}}^2 f_l f_{\bar{l}} (1 \pm f_\chi) (1 \pm f_{\bar{\chi}}) \right]. \end{aligned} \quad (2.21)$$

其中, 对于 $1 \pm f_i$ 项, 当 i 粒子为玻色子时取正号 (Bose 凝聚性), 当 i 粒子为费米子时取负号 (Fermi 简并性); 而相空间积分元

$$d\Pi_i \equiv \frac{g_i}{(2\pi)^3} \frac{d^3\mathbf{p}}{2E}; \quad (2.22)$$

四维 δ 函数表明动量守恒和能量守恒, \mathcal{M} 则是对应相互作用过程的不变散射矩阵元.

为简化 (2.21) 式, 我们作两个近似. 首先, 假设湮灭过程 (2.20) 具有 T 不变性或者 CP 不变性, 从而

$$|\mathcal{M}|_{\chi\bar{\chi}\rightarrow l\bar{l}}^2 = |\mathcal{M}|_{\bar{l}\rightarrow\chi\bar{\chi}}^2 \equiv |\mathcal{M}|^2. \quad (2.23)$$

然后, 用 Maxwell-Boltzmann 统计来代替费米子的 Fermi-Dirac 统计和玻色子的 Bose-Einstein 统计 (这在 $T \ll (E - \mu)$ 时是非常良好的近似), 则 $f_i(E_i) = \exp[-(E_i - \mu_i)/T]$, $1 \pm f \simeq 1$. 将简化后的 (2.21) 式代入到方程 (2.19), 便得到 Boltzmann 方程的常用形式

$$\dot{n}_\chi + 3Hn_\chi = - \int d\Pi_\chi d\Pi_{\bar{\chi}} d\Pi_l d\Pi_{\bar{l}} (2\pi)^4 \delta^4(p_\chi + p_{\bar{\chi}} - p_l - p_{\bar{l}}) |\mathcal{M}|^2 (f_\chi f_{\bar{\chi}} - f_l f_{\bar{l}}). \quad (2.24)$$

现在我们要考虑的是暗物质粒子从热平衡中退耦的过程, 可以认为它们湮灭到的粒子 l 和 \bar{l} 始终处于热平衡中, 通常具有额外的更强的相互作用与其它粒子发生反应, 从而由于化学平衡而具有零化学势, $\mu_l = \mu_{\bar{l}} = 0$. 因此, $f_l = \exp(-E_l/T)$, $f_{\bar{l}} = \exp(-E_{\bar{l}}/T)$. 再由 δ 函数导致的能量守恒关系 $E_\chi + E_{\bar{\chi}} = E_l + E_{\bar{l}}$, 可得

$$f_l f_{\bar{l}} = \exp\left(-\frac{E_l + E_{\bar{l}}}{T}\right) = \exp\left(-\frac{E_\chi + E_{\bar{\chi}}}{T}\right) = f_\chi^{\text{EQ}} f_{\bar{\chi}}^{\text{EQ}}, \quad (2.25)$$

其中 $f_\chi^{\text{EQ}} \equiv \exp(-E_\chi/T)$, $f_{\bar{\chi}}^{\text{EQ}} \equiv \exp(-E_{\bar{\chi}}/T)$. 随即有关系

$$f_\chi f_{\bar{\chi}} - f_l f_{\bar{l}} = f_\chi f_{\bar{\chi}} - f_\chi^{\text{EQ}} f_{\bar{\chi}}^{\text{EQ}}, \quad (2.26)$$

进而, 可以把 Boltzmann 方程 (2.24) 表达成更加明朗的形式

$$\dot{n}_\chi + 3Hn_\chi = - \langle \sigma_{\chi\bar{\chi}\rightarrow l\bar{l}} v \rangle \left[n_\chi^2 - (n_\chi^{\text{EQ}})^2 \right], \quad (2.27)$$

其中 $n_\chi^{\text{EQ}} = \frac{g}{(2\pi)^3} \int d^3\mathbf{p} f_\chi^{\text{EQ}}$, 而湮灭散射截面 σ 与速度 v 乘积的热平均

$$\begin{aligned} \langle \sigma_{\chi\bar{\chi}\rightarrow l\bar{l}} v \rangle &\equiv (n_\chi^{\text{EQ}})^{-2} \int d\Pi_\chi d\Pi_{\bar{\chi}} d\Pi_l d\Pi_{\bar{l}} (2\pi)^4 \delta^4(p_\chi + p_{\bar{\chi}} - p_l - p_{\bar{l}}) \\ &\quad \times |\mathcal{M}|^2 \exp\left(-\frac{E_\chi + E_{\bar{\chi}}}{T}\right). \end{aligned} \quad (2.28)$$

$\langle\sigma_{\chi\bar{\chi}\rightarrow l\bar{l}v}\rangle$ 是表征暗物质粒子性质的量, 通常依赖于粒子物理模型, 在下文中常常直接将它称作“湮灭截面”. 而在进行模型无关计算时, 我们可以把它视作常数, 用实验结果来限制它的值, 从而也就限制了暗物质的候选粒子模型.

如果我们还要考虑暗物质湮灭的其它湮灭道, 只需在计算 $\langle\sigma v\rangle$ 时将它们一并考虑进来, 得到总的湮灭截面 $\langle\sigma_{Av}\rangle$, 替换方程 (2.27) 中的 $\langle\sigma_{\chi\bar{\chi}\rightarrow l\bar{l}v}\rangle$, 得到

$$\dot{n}_\chi + 3Hn_\chi = -\langle\sigma_{Av}\rangle \left[n_\chi^2 - (n_\chi^{\text{EQ}})^2 \right]. \quad (2.29)$$

方程 (2.29) 具有清晰的物理含义. 中括号里面第一项计及暗物质粒子湮灭所导致的粒子数减少, 第二项表示从逆反应中增加暗物质粒子. 如果两项相等, 暗物质粒子就处于平衡状态. 方程 (2.29) 既可以描述 Majorana 粒子 ($\chi = \bar{\chi}$), 也可以描述 Dirac 粒子. 对于 Majorana 粒子, 湮灭影响的数密度减少率是 $\langle\sigma_{Av}\rangle n_\chi^2/2$, 但由于在每次湮灭中会一次减少两个粒子, 因而贡献到数密度上要乘以 2, 故方程 (2.29) 成立. 对于 Dirac 粒子, 如果具有粒子-反粒子对称性, 则 $n_\chi = n_{\bar{\chi}}$, 受湮灭影响的 χ 粒子数密度减少率是 $\langle\sigma_{Av}\rangle n_\chi^2$, 方程 (2.29) 显然成立, 但应注意总的粒子数密度是正反粒子之和, 为 $2n_\chi$.

即便没有相互作用, $n_\chi \propto a^{-3}$ 也会随宇宙膨胀而减小. 有时为了方便讨论, 定义 $Y_\chi \equiv n_\chi/s$, s 是宇宙的熵密度, 当宇宙中相对论性的热平衡组分没有改变时, $s \propto a^{-3}$, 因此 Y_χ 可被视作每共动体积内的粒子数. 同理可定义 $Y_\chi^{\text{EQ}} \equiv n_\chi^{\text{EQ}}/s$. 从而, 方程 (2.29) 可被重新表达为[9]

$$\frac{dY_\chi}{dx} = -\frac{\langle\sigma_{Av}\rangle s}{xH} \left[Y_\chi^2 - (Y_\chi^{\text{EQ}})^2 \right] \quad (2.30)$$

其中 $x = m_\chi/T$, m_χ 是暗物质粒子的质量. 方程 (2.30) 中没有类似 $3HY_\chi$ 的项, 这是因为 Y_χ 不受宇宙膨胀的影响.

图 2.3 画出方程 (2.30) 的数值解. 可以看到, 随着 $\langle\sigma_{Av}\rangle$ 的增大, 暗物质的实际遗留丰度会减小. 这是因为相互作用越强, 用湮灭率 Γ 与 Hubble 膨胀率 H 比较而得出的暗物质退耦时间越晚, 丰度随平衡状态下降得越多, 遗留丰度越小.

早期宇宙是辐射主导的, Hubble 膨胀率随温度的变化方式为

$$H(T) = \left(\frac{8\pi^3}{90} g_* \right)^{1/2} \frac{T^2}{m_{\text{Pl}}} = 1.66 g_*^{1/2} \frac{T^2}{m_{\text{Pl}}}, \quad (2.31)$$

其中 Planck 质量 $m_{\text{Pl}} = 1.22 \times 10^{19}$ GeV, 相对论性粒子的有效自由度 g_* 近似等于相对论性玻色子的自由度数目加上 7/8 倍相对论性费米子的自由度数

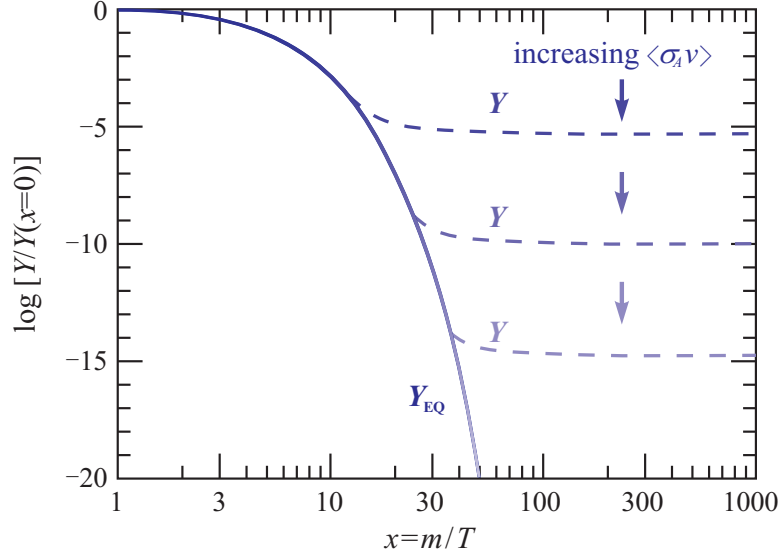


图 2.3: 一种带质量粒子组分的冻结[9]. 实线是平衡丰度, 虚线是实际丰度.

目. 暗物质粒子的湮灭率 $\Gamma = n_\chi \langle\sigma_A v\rangle$. 为了准确求出冻结温度 T_f , 需要用 Boltzmann 方程 (2.29) 解出 n_χ 随温度 T 的变化关系, 再求解 $\Gamma(T_f) = H(T_f)$. 对于 WIMP, 我们可以进行简单的估计. 使用典型的弱作用尺度数值进行估算, 可得冻结温度 $T_f \simeq m_\chi/20$ [8]. 冻结之后, 我们将 Y_χ 视为常数, 因此当前每共动体积内的粒子数 (用下标“0”表示“当前”) 与冻结时的几乎相等, 即 $(Y_\chi)_0 \simeq (Y_\chi)_f$. 由 $H(T_f) = \Gamma(T_f) = (n_\chi)_f \langle\sigma_A v\rangle$ 得 $(n_\chi)_f = H(T_f)/\langle\sigma_A v\rangle$, 再利用 $s \simeq \frac{2\pi^2}{45} g_* T^3 \simeq 0.4 g_* T^3$, $g_* \simeq 10^1 \sim 10^2$ 和 (2.31) 式, 可得

$$\begin{aligned} (Y_\chi)_0 \simeq (Y_\chi)_f &= \left(\frac{n_\chi}{s}\right)_f = \frac{H(T_f)}{s(T_f) \langle\sigma_A v\rangle} \simeq \frac{100}{m_\chi m_{\text{Pl}} g_*^{1/2} \langle\sigma_A v\rangle} \\ &\simeq \frac{10^{-8}}{(m_\chi/\text{GeV}) (\langle\sigma_A v\rangle/10^{-27} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1})}. \end{aligned} \quad (2.32)$$

当前的宇宙熵密度 $s_0 \simeq 3000 \text{ cm}^{-3}$, 当前临界密度 $\rho_{c0} = 3H_0^2/(8\pi G_N) \simeq 10^{-5} h^2 \text{ GeV cm}^{-3}$, 其中 h 是以 $100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ 为单位的 Hubble 常数. 对于冷暗物质, $\Omega_\chi \equiv \rho_\chi/\rho_{c0} = n_\chi m_\chi/\rho_{c0}$, 结合 (2.32) 可得

$$\Omega_\chi h^2 \simeq \frac{3 \times 10^{-27} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}}{\langle\sigma_A v\rangle}. \quad (2.33)$$

这就是估计的冷暗物质遗留密度, 它与 $\langle\sigma_A v\rangle$ 成反比. WMAP 的 7 年观测结果

给出 $\Omega_\chi h^2 = 0.1109 \pm 0.0056$ [3], 代入上式, 得到对冷暗物质湮灭截面的估计:

$$\langle \sigma_{A\nu} \rangle_{\text{relic}} \simeq 3 \times 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}. \quad (2.34)$$

在 3.3 节将会看到, 从宇宙线正负电子超出中得出的暗物质湮灭截面与此值相距甚远.

第三章 宇宙线与暗物质间接探测

本章将讨论宇宙线 (Cosmic Ray), 以及利用宇宙线进行暗物质间接探测的问题. 2008 年以来, 多个高精度的实验发现, 宇宙线的正负电子总能谱和正电子比例都有相对于传统宇宙线模型的明显超出现象, 引起了高度的关注. 占宇宙中总物质含量绝大多数的暗物质, 很自然地成为了导致这些超出的有力候选者. 另一方面, 也使得宇宙线成为间接探测暗物质粒子性质的有用手段.

3.1 宇宙线

1912 年, V. Hess 将一只载有高精度静电计的气球升上 5 千米高空, 发现空气的电离率随着高度的增加而迅速升高, 由此揭开了来自外太空的带电粒子的神秘面纱. 今天, 我们将来自外太空的高能带电粒子称为宇宙线 (更广义地, 也可以把高能 γ 射线和高能中微子也包含在内). 宇宙线粒子对地球大气的撞击率约为 $1000 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, 在这些带电的宇宙线粒子中约 90 % 是质子, 9 % 是 α 粒子, 其余的是更重的原子核. 大多数宇宙线粒子是相对论性的, 具有与它们的质量可相比拟甚至高得多的动能. 目前, 宇宙线的起源还是一个未能完全认识清楚的问题. 我们主要通过卫星、高空气球和地基实验来探测宇宙线.

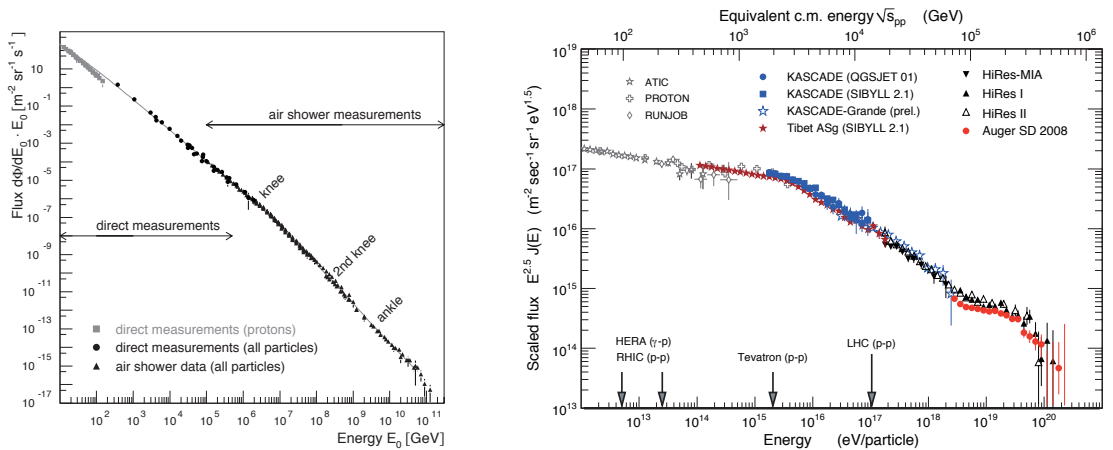


图 3.1: 宇宙线的全粒子能谱[10], 多种探测器测量的结果. 左图是正常的能谱图; 右图纵坐标乘上了 $E^{2.5}$.

宇宙线的能量范围非常宽 ($10^9 \sim 10^{20}$ eV), 在太阳系内可以观测到相对比较稳定的流强. 各种探测器测量到的宇宙线全粒子 (all-particle) 能谱如图 3.1 中左图所示, 没有比较明显的结构, 流强随能量升高而下降得很快, 在一个比较宽的能量范围内, 我们可以用一个幂律 $dN/dE \propto E^\gamma$ 来近似描述宇宙线的能谱. 在 $10^1 \sim 10^{11}$ GeV 能量范围内, 宇宙线能谱的谱指数 γ 接近于 -3 . 为了辨识出能谱中的细小结构, 经常将能谱图的纵坐标乘上能量 E 的某个幂次, 如图 3.1 中右图所示. 在几个 PeV 能量附近, 能谱指数 $\gamma \simeq -2.7$, 之后出现一个陡坡, $\gamma \simeq -3.1$, 这一小结构被称为“膝” (knee). 然后, 在 4×10^{17} eV 能量附近, 出现第二个“膝”. 最后, 在 $E \simeq 4 \times 10^{18}$ eV 处, 被称为“踝” (ankle) 的区域, 能谱又开始平整起来. 这几乎就是宇宙线全粒子谱的所有结构.

通常认为, 宇宙线的源头有超新星、超新星遗迹、脉冲星、双星系统、恒星风等等. 从源发射出来的宇宙线粒子, 要在银河系中经历十分曲折的传播过程之后, 才能到达太阳系, 被我们的探测器接收到. 在传播的途中, 由于银河系内部复杂的星际环境, 初级的宇宙线粒子往往要经过扩散 (diffusion)、对流 (convection)、重加速 (reacceleration)、各种能量损失、碎裂 (fragmentation)、衰变等过程, 在这些过程中又会产生次级粒子, 叠加到初级能谱之中, 因而最后接收到的能谱与源的能谱相比变得面目全非, 遗失了许多源头的信息. 图 3.2 示意性地画出宇宙线在银河系中的传播过程.

可用如下方程描述宇宙线在银河系中的传播[12]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \psi}{\partial t} = & Q(\mathbf{r}, p) + \nabla \cdot (D_{xx} \nabla \psi - \mathbf{V}_c \psi) + \frac{\partial}{\partial p} \left[p^2 D_{pp} \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{1}{p^2} \psi \right) \right] \\ & - \frac{\partial}{\partial p} \left[\dot{p} \psi - \frac{p}{3} (\nabla \cdot \mathbf{V}_c) \psi \right] - \frac{1}{\tau_f} \psi - \frac{1}{\tau_r} \psi. \end{aligned} \quad (3.1)$$

其中, $\psi = \psi(\mathbf{r}, p, t)$ 是单位粒子动量间隔内的宇宙线粒子数密度, $Q(\mathbf{r}, p)$ 是源函数, D_{xx} 是位置空间扩散系数, \mathbf{V}_c 是对流速度, D_{pp} 以动量空间扩散的方式描述重加速过程, $\dot{p} \equiv dp/dt$ 是动量损耗率, τ_f 是碎裂的时间尺度, τ_r 是放射性衰变的时间尺度.

传播方程 (3.1) 是一个具有一般性的方程, 在某些效应不明显的时候, 我们可以忽略掉方程右边的一些项. 一般来说, 带电粒子会受到银河系中各种天体电磁场的影响, 不能保持原先的方向, 传播过程是非常复杂的, 大多数效应都要考虑进来; 而高能 γ 光子沿直线传播, 通常只需要考虑吸收的效应.

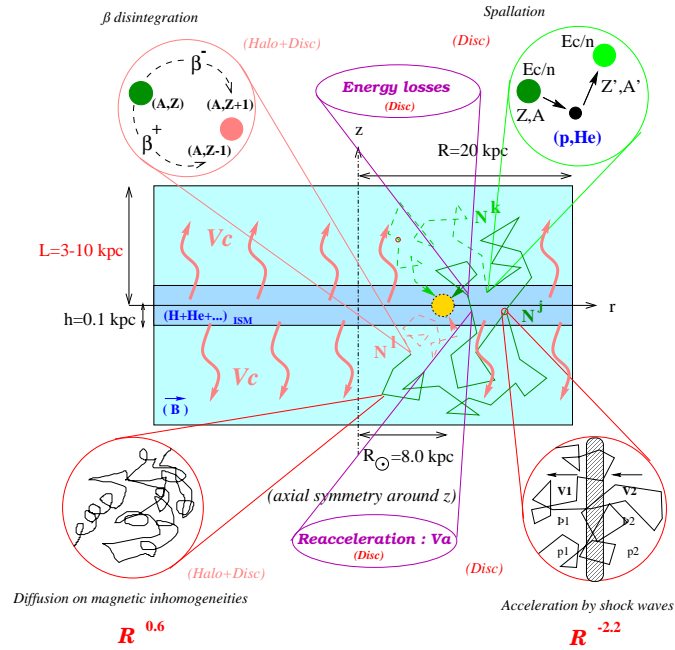


图 3.2: 宇宙线粒子在银河系中传播的示意图[11].

传播方程 (3.1) 比较复杂, 解析求解经常需要简化处理. 为了更加精确地对它进行求解, A. Strong & I. Moskalenko 开发出一个利用数据解法求解的程序包—— GALPROP [12, 13], 至今已有十多年的历史. GALPROP 可以成功地描述主要的宇宙线观测数据, 因而得到了人们的认可.

3.2 暗物质间接探测和宇宙线正负电子超出

如果暗物质粒子可以湮灭或衰变, 则很可能会产生一些粒子物理标准模型里面的粒子, 如正反夸克、正负电荷轻子、W 和 Z 玻色子等等, 这些初级粒子的湮灭或衰变又会产生一些次级粒子 (如正负电子、正反质子、光子等). 初级粒子和次级粒子一并加入到宇宙线当中, 通过对宇宙线的探测, 特别是对在通常天体物理过程中产生数目较少的荷电反粒子、高能中微子和高能 γ 光子的探测, 我们就有可能间接地探测到暗物质, 以此推断暗物质粒子的性质.

暗物质湮灭或衰变产生初级宇宙线粒子的源函数为

$$\text{annihilation:} \quad Q_{\text{anni}}(\mathbf{x}, E) = \frac{\langle \sigma v \rangle}{2m_\chi^2} \frac{dN}{dE} \rho^2(\mathbf{x}), \quad (3.2)$$

$$\text{decay:} \quad Q_{\text{decay}}(\mathbf{x}, E) = \frac{1}{\tau m_\chi} \frac{dN}{dE} \rho(\mathbf{x}), \quad (3.3)$$

其中, $\rho(\mathbf{x})$ 是暗物质的质量密度分布, m_χ 是暗物质粒子的质量, $\langle \sigma v \rangle$ 是暗物质湮灭的截面, τ 是暗物质衰变的寿命, dN/dE 是一对暗物质粒子湮灭 (或一个暗物质粒子衰变) 产生的初级宇宙线粒子的微分能谱 (单位能量间隔内的粒子数). 对于 (3.2) 式, 实际上已经假定被讨论的暗物质粒子是正反粒子全同的 Majorana 费米子; 如果讨论的是 Dirac 费米子, 式中分母里的因子 2 应该用 4 取代. 这种源函数的物理含义是单位时间单位体积单位能量间隔内发射出来的粒子数, 常用单位为 $\text{GeV}^{-1} \text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$. 在下文中, 我们只讨论湮灭的情况.

为了计算上述源函数, 我们需要知道暗物质的质量密度分布 $\rho(\mathbf{x})$. 由于下文将要讨论的是银河系、邻近矮椭圆星系 (dwarf spheroidal galaxy, dSph) 和邻近星系里的暗物质, 我们比较关心星系级别的暗物质密度分布, 通常将其简化

表 3.1: 各种暗物质密度分布模型

Model	Density Distribution
Cored Isothermal [14, 15]	$\rho(r) = \frac{\rho_s}{1 + (r/r_s)^2}$
Burkert [16]	$\rho(r) = \frac{\rho_s}{(1 + r/r_s) \left[1 + (r/r_s)^2 \right]}$
Navarro, Frenk & White (NFW) [17]	$\rho(r) = \frac{\rho_s}{(r/r_s) (1 + r/r_s)^2}$
Moore [18]	$\rho(r) = \frac{\rho_s}{(r/r_s)^{1.5} (1 + r/r_s)^{1.5}}$
Einasto [19]	$\rho(r) = \rho_s \exp \left\{ -\frac{2}{\alpha} \left[\left(\frac{r}{r_s} \right)^\alpha - 1 \right] \right\}$

为球对称的形式, $\rho = \rho(r)$. 为了拟合星系旋转曲线和数据模拟的结果, 人们构造出许多暗物质密度分布的模型, 几种常用的模型示于表 3.1 中. 这些分布模型在半径比较大的地方行为相似 ($\rho \sim r^{-3}$), 但在中心位置相差比较大.

要确定一个星系的暗物质密度分布, 我们应该先测定它的旋转曲线, 然后选择一个分布模型, 再拟合出模型中的选定参数. 由于 NFW 模型对星系旋转曲线观测结果和数值模拟结果都能很好地进行拟合, 本文以下部分将采用 NFW 模型进行暗物质的相关计算.

下面简单介绍近两年备受关注的宇宙线正负电子超出 (e^\pm excesses) 现象. 图 3.3 给出 2008 年之前 (左边一列) 和之后 (右边一列), 各个实验得出的宇宙线中正负电子之和 ($e^+ + e^-$), 正电子比例 $e^+/(e^+ + e^-)$ 和 反质子-质子比例 \bar{p}/p 的能谱图, 六幅图中的实线是传统 GALPROP 模型预期的结果.

可以看到, 在 2008 之前, 各个实验测出的正负电子总能谱在高端已经略有超出, 而正电子比例在 10 GeV 以上开始有超出的迹象. 但这些实验在高端段的误差都比较大, 不足以给出令人信服的结论.

2008 年之后, 实验技术的发展极大地提高了观测数据的精度. ATIC [21], HESS [22, 23] 和 Fermi-LAT [24] 相继发布了对正负电子总能谱 ($e^+ + e^-$) 的高精度测量数据, 在 100 GeV 能量以上都存在明显的超出现象. ATIC 在 300 ~ 800 GeV 能量间发现了一个明显的峰, 800 GeV 之后能谱急速下降. Fermi 是空间探测器, 实验误差比较小. 它测得的能谱相对缺乏特征, 在 20 ~ 1000 GeV 的较宽能量范围内大致是一个 E^{-3} 幂律谱, 在高端稍微变陡. 在 ATIC 测到峰结构的地方, Fermi 的能谱与之出入较大. HESS 在 TeV 能量段观测到了与 ATIC 一样的能谱下降现象, 而在 400 ~ 800 GeV 能量范围内的能谱介于 ATIC 和 Fermi 之间. PAMELA 卫星可以分辨粒子所带的电荷, 因此它测量了正电子比例 $e^+/(e^+ + e^-)$ [25] 和反质子-质子比例 \bar{p}/p [26] 的高精度能谱. PAMELA 的正电子比例在 10 GeV 能量以上呈现出明显的超出现象, 另一方面, 反质子-质子比例的能谱和预期结果相差不大.

由于在宇宙线传播模型里有许多不确定的因素, 图 3.3 中画的 GALPROP 预期能谱也不是唯一可能的. 但是在传统宇宙线起源和传播框架下, 无论如何调节可变参数, 要想解释正负电子和正电子比例在高端如此明显的超出基本上是不可能的. 因此, 我们需要引入新的天文现象或物理机制来解释这一超出, 考虑暗物质湮灭或衰变对宇宙线的影响就是一个不错的选择.

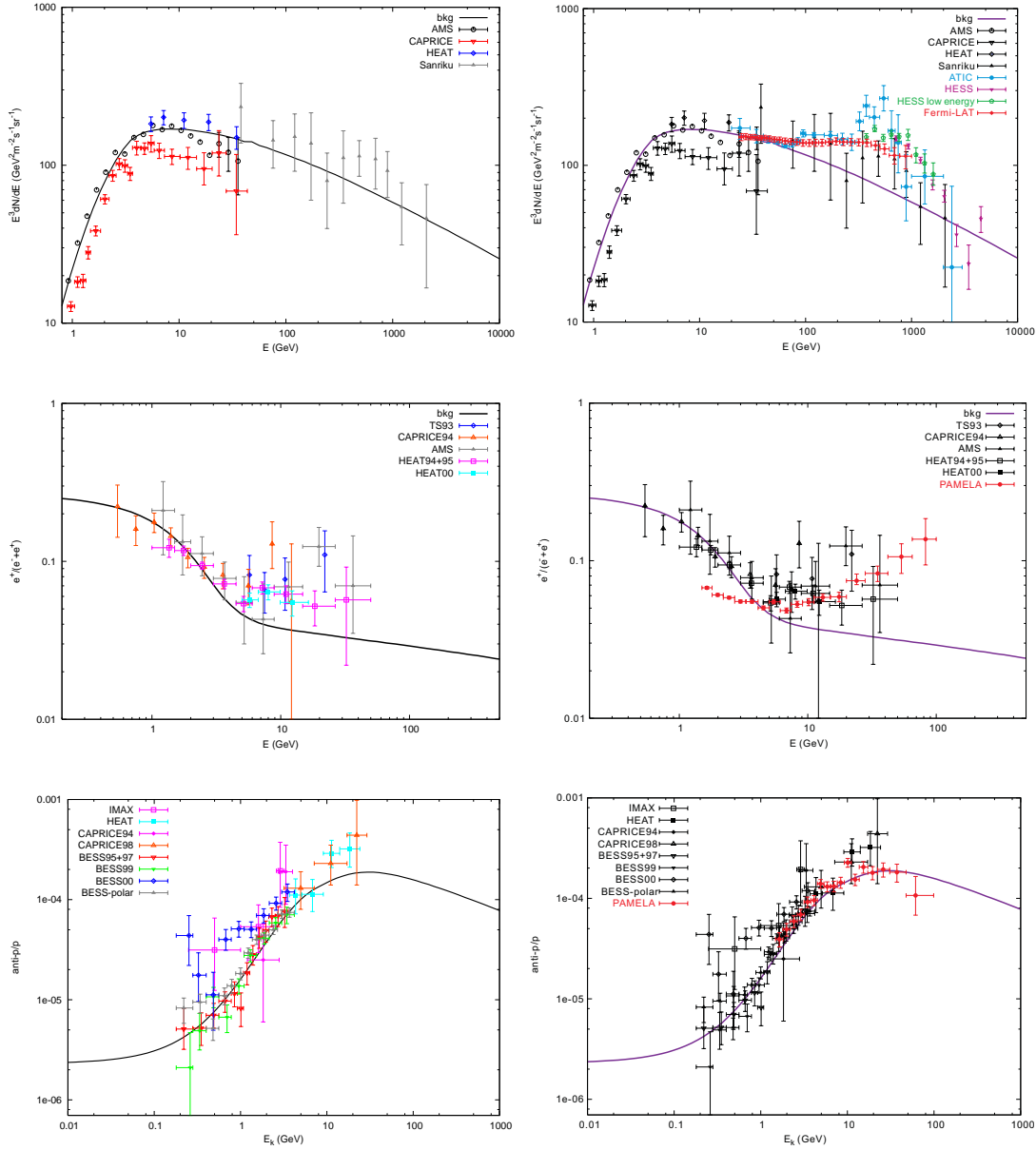


图 3.3: 2008 年之前 (左边一系列的图) 和之后 (右边一系列的图), 各个实验得出的宇宙线中正负电子之和 ($e^+ + e^-$) (第一行的图), 正电子比例 $e^+/(e^+ + e^-)$ (第二行的图) 和反质子-质子比例 \bar{p}/p (第三行的图) 的能谱图[20]. 每幅图里面的实线都表示传统 GALPROP 模型预期的结果.

3.3 一个简单的暗物质解释

接下来, 我们用模型无关的暗物质湮灭来解释 Fermi-LAT 观测到的正负电子超出现象. 在 2.2 节中提到, 暗物质湮灭的末态粒子 $l\bar{l}$ 可以是比它轻的标准模型粒子, 如正负电荷轻子, 正反夸克, W^+W^- , Z^0 对, 光子对和中微子对等. 假如我们要用暗物质湮灭后产生的粒子来解释正负电子超出, 由于 PAMELA 发现反质子-质子比与预期相差无几, 暗物质湮灭产生的正反质子数量应该非常少或根本就没有, 因而与产生正反质子相关的湮灭道 (正反夸克道, W^+W^- 道, Z^0Z^0 道等) 是被抑制的. 在此, 我们考虑用荷电轻子湮灭道来解释 Fermi-LAT 测得的正负电子总能谱. 这种方法有两个自由参数, 一个是暗物质粒子质量 m_χ , 一个是湮灭截面 $\langle\sigma v\rangle_e$.

首先, 要给出 (3.2) 式中的正负电子末态 dN/dE 能谱, 这是依赖于湮灭道的. 我们用 PYTHIA [27] 来模拟暗物质湮灭产生粒子的过程, 从中挑出末态为正负电子的事例, 从而得出 dN/dE 能谱. 再将取定的 m_χ 和 $\langle\sigma v\rangle_e$, 以及银河系中的暗物质密度分布 $\rho(r)$ (此处未考虑银河系的暗物质子结构) 代入到 (3.2) 式, 就可以得出正负电子的源函数 $Q(\mathbf{x}, E)$. 然后, 将 $Q(\mathbf{x}, E)$ 输入到 GALPROP 之中, 以计算正负电子在银河系中传播的过程. 最终, 我们得到了由暗物质贡献的传播到太阳系位置的正负电子能谱, 将它与 GALPROP 传统正负电子背景相加给出总的 $(e^+ + e^-)$ 能谱, 再和 Fermi 的正负电子能谱相比较.

为了展示不同湮灭道给出的能谱差异, 我们取定 $m_\chi = 1.2 \text{ TeV}$, $\langle\sigma v\rangle_e =$

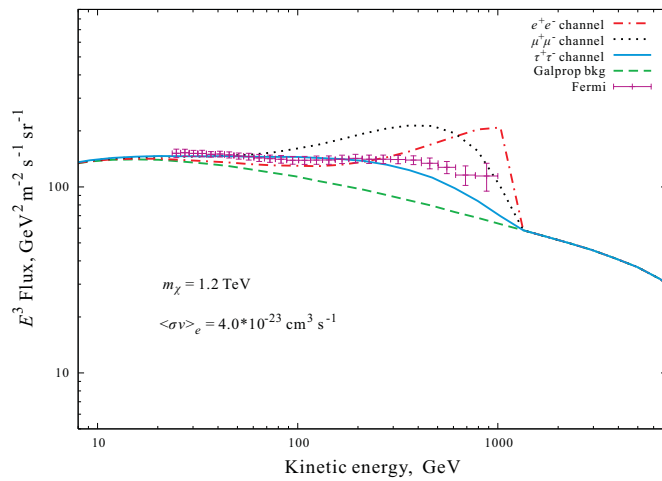


图 3.4: 不同荷电轻子湮灭道给出能谱的比较.

$4.0 \times 10^{-23} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$, 分别计算通过纯 e^+e^- 道、纯 $\mu^+\mu^-$ 道和纯 $\tau^+\tau^-$ 道给出的 $(e^+ + e^-)$ 能谱, 如图 3.4 所示. 可以看到, e^+e^- 道给出的能谱最硬, $\mu^+\mu^-$ 道次之, $\tau^+\tau^-$ 道最软.

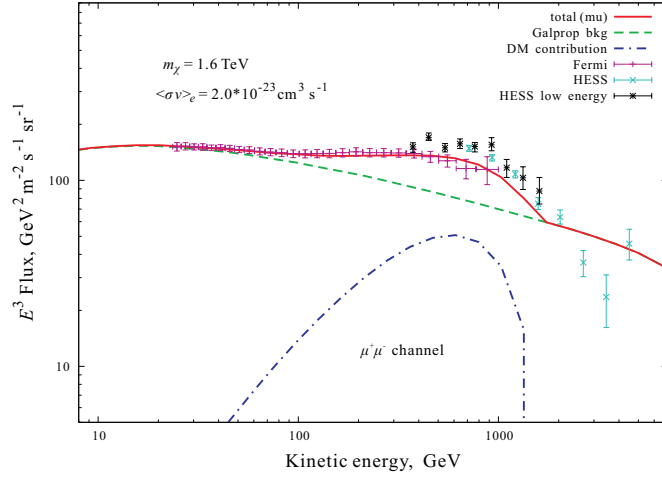


图 3.5: 包含暗物质贡献的 $(e^+ + e^-)$ 拟合能谱, 暗物质湮灭道为纯 $\mu^+\mu^-$ 道. 虚线是 GALPROP 给出的背景, 点划线是暗物质的贡献, 实线是两者叠加得到的总能谱.

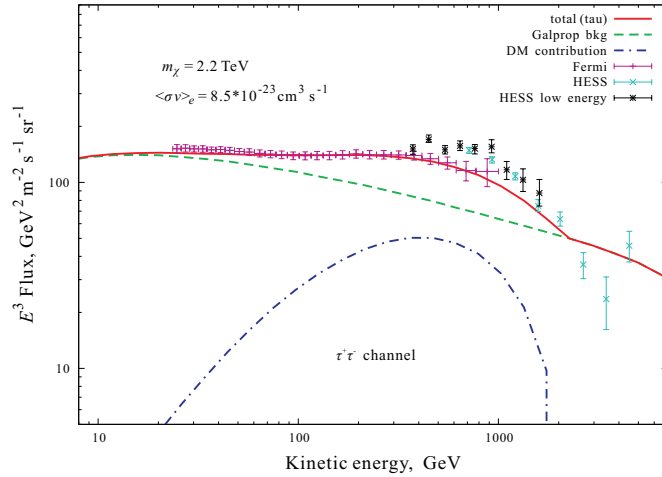


图 3.6: 和图 3.5 一样, 但暗物质湮灭道改为纯 $\tau^+\tau^-$ 道.

由于 e^+e^- 道给出的能谱太硬, 无论如何调节 m_χ 和 $\langle\sigma v\rangle_e$ 都不能使它拟合 Fermi-LAT 的观测数据. 因此, 下面我们只给出 $\mu^+\mu^-$ 道和 $\tau^+\tau^-$ 道拟合的结果

(暗物质贡献的能谱在 $E = m_\chi$ 处有一个截断, 但 Fermi-LAT 观测的能谱没有呈现出明显的高能端截断, 因而在拟合参数的过程中参考了 HESS 的观测数据), 如图 3.5 和 3.6 所示.

通过以上方法拟合出来的 m_χ 和 $\langle\sigma v\rangle_e$ 如下.

$$\mu^+\mu^- \text{ channel: } m_\chi = 1.6 \text{ TeV}, \langle\sigma v\rangle_e = 2.0 \times 10^{-23} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}, \quad (3.4)$$

$$\tau^+\tau^- \text{ channel: } m_\chi = 2.2 \text{ TeV}, \langle\sigma v\rangle_e = 8.5 \times 10^{-23} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}. \quad (3.5)$$

暗物质通过 $\tau^+\tau^-$ 道给出的正负电子总能谱比通过 $\mu^+\mu^-$ 道给出的更软, 高能端的贡献更小, 因而需要更大的暗物质粒子质量 m_χ 和更大的湮灭截面 $\langle\sigma v\rangle_e$ 才能解释 Fermi-LAT 的数据.

值得注意的是, 在 2.2 节计算的 (2.34) 式中, 由暗物质遗留丰度算出来的暗物质湮灭截面 $\langle\sigma_A v\rangle_{\text{relic}} \sim O(10^{-26}) \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$, 而我们这里给出的湮灭截面 $\langle\sigma v\rangle_e \sim O(10^{-23}) \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$, 比 $\langle\sigma_A v\rangle_{\text{relic}}$ 大了 10^2 至 10^4 倍. 也就是说, 我们需要一个 10^2 至 10^4 倍的放大因子 (boost factor) 才能将两者联系起来. 对于这个放大因子的问题, 人们提出通过引入暗物质子结构 (substructure), Sommerfeld 增强和 Breit-Wigner 共振增强等效应来解决. 引入这些效应, 会使得暗物质湮灭率随着宇宙演化而逐渐变大, 从而既可以解释遗留密度, 又可以解释当前的正负电子超出情况.

另一方面, 由于 PAMELA 没有观测到反质子的超出现象, 与产生正反质子相关的暗物质湮灭道应该是受到抑制的. 使用 (3.4) 和 (3.5) 算出来的暗物质参数, 以及 PAMELA 的 \bar{p}/p 能谱, 我们就可以由 PAMELA 数据给出相关湮灭道对应湮灭截面 $\langle\sigma v\rangle_p$ 在 3σ 置信度的上限. 也就是说, 在不违逆 PAMELA 观测结果的情况下, 给出 $\langle\sigma v\rangle_p$ 的最大可能值.

我们仿照上文计算暗物质湮灭产生额外正负电子的方法来计算额外产生的正反质子, 然后叠加到 GALPROP 算得的 \bar{p}/p 背景能谱之中. 暗物质湮灭产生正反质子的湮灭道可以是两个带质量规范玻色子道 (W^+W^- , Z^0Z^0) 和六个夸克道 ($u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $c\bar{c}$, $s\bar{s}$, $t\bar{t}$, $b\bar{b}$). 两个规范玻色子道产生的正反质子能谱很相似, 六个夸克道产生的也区别不大, 因此只取 W^+W^- , $b\bar{b}$ 和 $t\bar{t}$ 三个湮灭道作为代表进行计算.

我们用 χ^2 来表征计算结果与实验数据的差异程度. χ^2 的定义为

$$\chi^2 \equiv \sum_i \left(\frac{y_i - u_i}{\sigma_i} \right)^2, \quad (3.6)$$

其中, y_i 和 σ_i 分别是实验数据点的中心值和标准误差, u_i 是想要与实验比较的计算值. χ^2 越大, 表明计算结果与实验的差异越大.

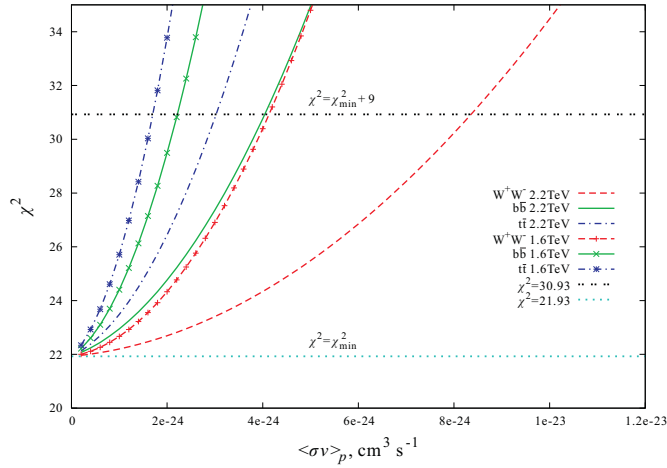


图 3.7: W^+W^- (虚线), $b\bar{b}$ (点划线) 和 $t\bar{t}$ (实线) 三个湮灭道分别给出的 $\chi^2 - \langle\sigma v\rangle_p$ 曲线. 图中分别画出了 $m_\chi = 1.6 \text{ TeV}$ 和 $m_\chi = 2.2 \text{ TeV}$ 两种情况 (对应着从 Fermi-LAT 正负电子总能谱里拟合出来的两组暗物质参数) 的结果.

在 (3.4) 和 (3.5) 两组暗物质参数下, W^+W^- , $b\bar{b}$ 和 $t\bar{t}$ 三个湮灭道分别给出 χ^2 随 $\langle\sigma v\rangle_p$ 变化的曲线, 如图 3.7 所示. 由于 PAMELA 观测到的 \bar{p}/p 能谱并没有呈现出超出的迹象, 我们认为 GALPROP 传统背景对应的 χ^2 最小, 其值为 $\chi^2_{\min} = 21.93$. $\chi^2 = \chi^2_{\min} + 9$ 对应着 3σ 置信区间的边界, 因而在图 3.7 中, 水平线 $\chi^2_{\min} = 30.93$ 与各 $\chi^2 - \langle\sigma v\rangle_p$ 曲线的交点便对应着 $\langle\sigma v\rangle_p$ 的 3σ 上限, 结果示于表 3.2 中.

我们用 B_p 表示暗物质湮灭产生正反质子的分支比, 可以把它定义为

$$B_p \equiv \frac{\langle\sigma v\rangle_p}{\langle\sigma v\rangle_e + \langle\sigma v\rangle_p}. \quad (3.7)$$

实际上, 产生正反质子的湮灭道也会产生正负电子, 但 PAMELA 的 \bar{p}/p 能谱要求抑制这些湮灭道, 因而对正负电子能谱的影响应该不大, 采用 (3.7) 式来定义

产生正反质子的分支比可以近似地成立. 经过计算, 各个湮灭道对应的 B_p 上限都不会超过 20 %, 也列于表 3.2 中.

表 3.2: $\langle\sigma v\rangle_p$ 的 3σ 上限

Channel to e^+e^-	$\mu^+\mu^-$			$\tau^+\tau^-$		
m_χ/TeV	1.6			2.2		
$\langle\sigma v\rangle_e/10^{-23}\text{cm}^3\text{s}^{-1}$	2.0			8.5		
Channel to $p\bar{p}$	W^+W^-	$b\bar{b}$	$t\bar{t}$	W^+W^-	$b\bar{b}$	$t\bar{t}$
$\langle\sigma v\rangle_p^{\text{upper bound}}/10^{-24}\text{cm}^3\text{s}^{-1}$	4.1	2.2	1.7	8.4	4.0	3.0
$B_p^{\text{upper bound}}/\%$	17.1	10.0	7.8	9.0	4.5	3.4

最后, 我们将 $\langle\sigma v\rangle_p$ 取作它的 3σ 上限, 画出此时的 \bar{p}/p 能谱, 如图 3.8 所示.

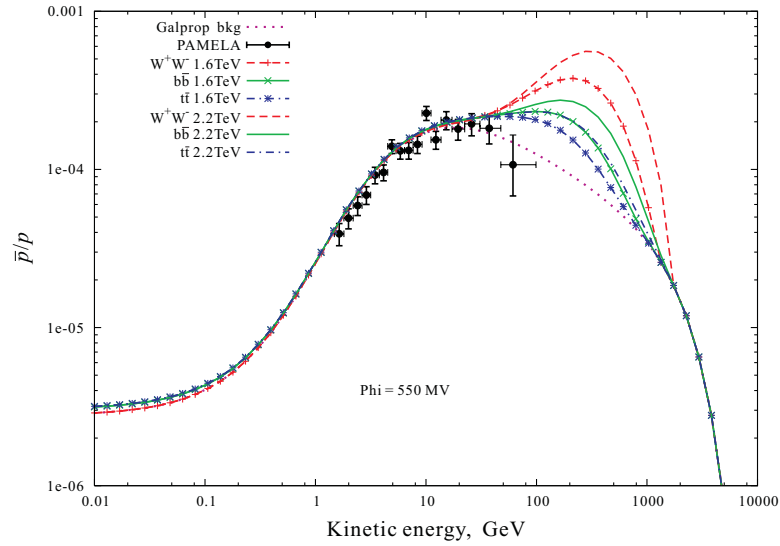


图 3.8: 当 $\langle\sigma v\rangle_p$ 取其 3σ 上限时, 包含暗物质贡献的 \bar{p}/p 能谱.

第四章 利用 ARGO 数据限制暗物质湮灭

银河系附近有许多作为卫星星系的矮椭圆星系, 它们的质量比银河系要小得多, 只有银河系的万分之一. 这些矮星系的质量-光度比 (质光比, mass-to-light ratio) 都非常大, 一般在 $10^2 \sim 10^3$ 倍太阳质光比的量级上, 因而它们主要由暗物质组成, 发光物质相对很少. 在冷暗物质结构形成模型中, 这些矮星系被认为是银河系暗物质晕的子结构, 是暗物质局部集中的区域. 因此, 如果暗物质湮灭, 将会有很多宇宙线粒子从矮星系里额外产生出来. 由于光子沿直线传播, 探测器可以判断出 γ 射线源的方向, 所以我们比较关心矮星系暗物质产生的 γ 射线.

最近, Fermi-LAT 探测器对银河系附近一些矮星系进行了 γ 射线观测, 在它能够探测的能量范围 (20 MeV 到 > 300 GeV) 内没有观测到明显的信号[28], 由此可以对暗物质的湮灭性质作出限制. 将湮灭道取为 $\mu^+\mu^-$ 道时, 由 8 个矮星系的观测, Fermi 给出了对暗物质参数平面 $m_\chi - \langle\sigma v\rangle$ 的限制, 如图 4.1 所示, 其中矮星系 Draco 给出的限制最强. 为了比较, 图 4.1 中也画出了拟合 PAMELA 正电子比例和拟合 Fermi 正负电子能谱的最佳参数区域.

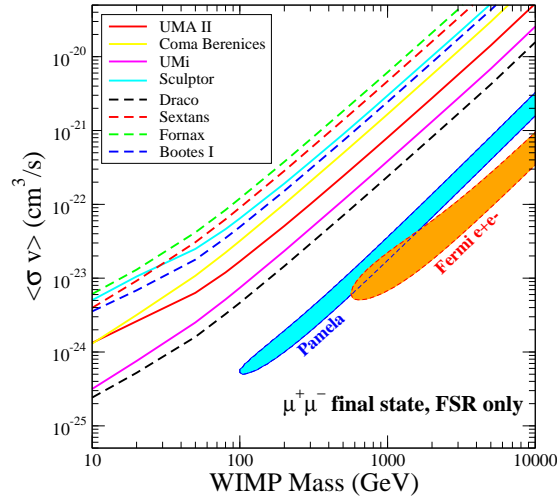


图 4.1: 通过 8 个矮星系 γ 射线的观测, Fermi 给出的对暗物质参数平面 $m_\chi - \langle\sigma v\rangle$ 的限制[28]. 图中也画出了拟合 PAMELA 正电子比例和拟合 Fermi 正负电子能谱的最佳参数区域.

此外, HESS 在矮星系 Sagittarius 方向也没有发现阈能以上的高能 γ 射线, 同样作出对 $m_\chi - \langle\sigma v\rangle$ 平面的限制[29].

ARGO-YBJ (Astrophysical Radiation with Ground-based Observatory at YangBaJing) 是中国科学院与意大利国家核物理研究院合作的地毯式大气簇射 (air shower) 阵列, 位于西藏羊八井宇宙线观测站, 海拔 4300 米, 纬度约为北纬 30° . ARGO 能够进行全天候的宇宙线观测, 探测 γ 射线的能量范围从 300 GeV 到几十个 TeV. 在下文将会讨论的矮星系和 M31 星系方向, ARGO 没有发现额外的 γ 射线, 通过 ARGO 的 3 年观测数据得出流强上限, 也能对暗物质的湮灭性质作出限制.

4.1 γ 射线流强和 J 因子

γ 射线从源头发出之后, 如果在传播过程中没被吸收, 则探测器观察到 Ψ 方向的 γ 射线流强

$$\Phi(\psi) = \frac{1}{4\pi} \int_{\text{los}} \xi(\mathbf{x}, E) dl(\psi), \quad (4.1)$$

$\Phi(\psi)$ 表示在 ψ 方向上 (单位立体角) 单位时间单位接收面积单位能量间隔内接收到的光子数. (4.1) 式中的 $\xi(\mathbf{x}, E)$ 是发射率, 表示源头在 \mathbf{x} 位置处单位时间单位体积单位能量间隔内发射出来的光子数, 常用单位是 $\text{GeV}^{-1} \text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$. 式中的积分是沿 ψ 方向的视线 (line of sight) 积分. 探测器的角度分辨 (angle resolution) 是有限的, 在角分辨对应立体角范围 $\Delta\Omega$ 内的 γ 射线平均流强

$$\bar{\Phi}_{\Delta\Omega} \equiv \frac{1}{\Delta\Omega} \int_{\Delta\Omega} \Phi(\psi) d\Omega, \quad (4.2)$$

而 $\Delta\Omega$ 与探测器分辨角度 θ_{max} 的关系是

$$\Delta\Omega = \int_{\Delta\Omega} d\Omega = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\theta_{\text{max}}} \sin\theta d\theta = 2\pi (1 - \cos\theta_{\text{max}}). \quad (4.3)$$

对于 Fermi-LAT, 在 GeV 能量附近 $\theta_{\text{max}} \simeq 0.5^\circ$, 对应着 $\Delta\Omega \simeq 2.4 \times 10^{-4} \text{sr}$; 对于 ARGO-YBJ, 在 TeV 能量附近 $\theta_{\text{max}} \simeq 1^\circ$, 对应着 $\Delta\Omega \simeq 9.6 \times 10^{-4} \text{sr}$. 实际上, 探测器测量到的流强是 $\bar{\Phi}_{\Delta\Omega}\Delta\Omega$.

对于暗物质湮灭产生的末态辐射 (Final State Radiation, FSR) 来说, 发射率 $\xi(\mathbf{x}, E)$ 就是源函数 (3.2):

$$\xi(\mathbf{x}, E) = Q_{\text{anni}}(\mathbf{x}, E) = \frac{\langle\sigma v\rangle}{2m_\chi^2} \left(\frac{dN}{dE} \right)_\gamma \rho^2(\mathbf{x}), \quad (4.4)$$

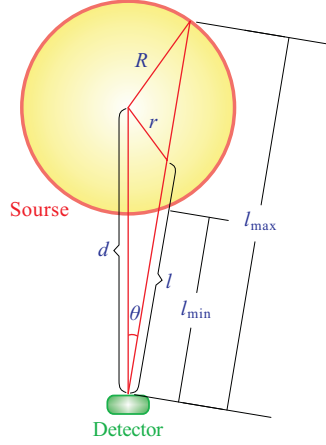


图 4.2: 视线积分示意图.

因此,

$$\Phi(\psi) = \frac{1}{4\pi} \frac{\langle \sigma v \rangle}{2m_\chi^2} \left(\frac{dN}{dE} \right)_\gamma \int_{\text{los}} \rho^2(\mathbf{x}) dl(\psi) = \frac{1}{4\pi} \frac{\langle \sigma v \rangle}{2m_\chi^2} \left(\frac{dN}{dE} \right)_\gamma J(\psi), \quad (4.5)$$

其中表征天体物理影响的 J 因子由暗物质的密度分布决定:

$$J(\psi) = \int_{\text{los}} \rho^2(\mathbf{x}(\psi)) dl(\psi). \quad (4.6)$$

图 4.2 示意性地画出视线积分变量 l 与其他参量的关系. 当我们采用球对称的 NFW 密度分布时, (4.6) 式的明显形式是

$$J(\psi) = \int_{\text{los}} \rho^2(r(\psi)) dl(\psi) = \int_{l_{\min}}^{l_{\max}} \rho^2(\sqrt{l^2 + d^2 - 2dl \cos \theta}) dl, \quad (4.7)$$

其中 d 是暗物质天体中心到太阳的距离, l_{\min} 和 l_{\max} 分别为

$$l_{\min} = d \cos \theta - \sqrt{R^2 - d^2 \sin^2 \theta}, \quad l_{\max} = d \cos \theta + \sqrt{R^2 - d^2 \sin^2 \theta}. \quad (4.8)$$

J 因子在探测器有限立体角内的平均值

$$\bar{J}_{\Delta\Omega} \equiv \frac{1}{\Delta\Omega} \int_{\Delta\Omega} J(\psi) d\Omega = \frac{2\pi}{\Delta\Omega} \int_0^{\theta_{\max}} \sin \theta d\theta \int_{l_{\min}}^{l_{\max}} \rho^2(\sqrt{l^2 + d^2 - 2dl \cos \theta}) dl, \quad (4.9)$$

而与实际探测直接对应的是 $J^{\text{NFW}} \equiv \bar{J}_{\Delta\Omega} \Delta\Omega = \int_{\Delta\Omega} J(\psi) d\Omega$. 于是

$$\bar{\Phi}_{\Delta\Omega} \Delta\Omega = \int_{\Delta\Omega} \Phi(\psi) d\Omega = \frac{1}{4\pi} \frac{\langle \sigma v \rangle}{2m_\chi^2} \left(\frac{dN}{dE} \right)_\gamma J^{\text{NFW}}. \quad (4.10)$$

为了计算 J^{NFW} , 需要知道 NFW 密度分布参数 r_s 和 ρ_s , 以及 (4.8) 式中的 R . R 被视作暗物质晕的边界, 故

$$\rho(r) = \begin{cases} \frac{\rho_s}{(r/r_s)(1+r/r_s)^2} & \text{for } r < R, \\ 0 & \text{for } r \geq R. \end{cases} \quad (4.11)$$

对于银河系尺度的星系 (如 M31), R 一般可取为它的维里半径 (virial radius) r_{vir} . 银河系附近的矮星系 (卫星系统, satellite system) 会受到银河系 (寄主系统, host system) 引力潮汐的作用 (参见[14]), 在矮星系的潮汐半径 (tidal radius) r_t 处产生一个明显的边界, 可认为在 r_t 之外密度下降到零, 因而 $R = r_t$. 我们可以通过 Roche 判据来近似地决定 r_t [30]:

$$\frac{M_{\text{dSph}}(r_t)}{r_t^3} = \frac{M_{\text{MW}}(r_{\text{dSph}} - r_t)}{(r_{\text{dSph}} - r_t)^3}, \quad (4.12)$$

其中 $M_{\text{dSph}}(r)$ 和 $M_{\text{MW}}(r)$ 分别是矮星系和银河系 (Milky Way) 暗晕包含在半径 r 内的质量, r_{dSph} 是矮星系中心到银河系中心的距离.

为了求解方程 (4.12), 需要知道银河系暗物质晕的密度分布情况. 我们将银河系暗物质晕的维里质量取为 $M_{\text{MW}}(r_{\text{vir}}) = 10^{12} M_{\odot}$, 其中太阳质量 $M_{\odot} = 1.1154 \times 10^{57} \text{ GeV}$. 通常使用方程

$$M_{\text{vir}} = \frac{4\pi}{3} \Delta_{\text{vir}} \bar{\rho}_0 r_{\text{vir}}^3 \quad (4.13)$$

来决定维里半径 r_{vir} , 其中 $\bar{\rho}_0$ 是平均背景密度, Δ_{vir} 是维里超密度 (virial overdensity). 对于银河系, 我们取 $\Delta_{\text{vir}} \bar{\rho}_0 = 200 \rho_{c0} = 200 \times 2.775 \times 10^2 h^2 M_{\odot} \text{ kpc}^{-3}$, 由此得出 $r_{\text{vir}} = 200.6 \text{ kpc}$. 在 NFW 模型中, 用以衡量密度分布聚合程度的聚集参数 (concentration parameter) $c_{\text{vir}} = r_{\text{vir}}/r_s$, 于是有

$$\begin{aligned} M_{\text{MW}}(r_{\text{vir}}) &= \int_0^{r_{\text{vir}}} \rho(r) \cdot 4\pi r^2 dr = 4\pi \rho_s r_s^3 \int_0^{c_{\text{vir}}} \frac{x}{(1+x)^2} dx \\ &= 4\pi \rho_s r_s^3 \left[\ln(1+c_{\text{vir}}) - \frac{c_{\text{vir}}}{1+c_{\text{vir}}} \right]. \end{aligned} \quad (4.14)$$

对银河系可以取 $c_{\text{vir}} = 10$, 从而得出 $r_s = 20 \text{ kpc}$, $\rho_s = 0.25 \text{ GeV cm}^{-3}$. 在这组参数下, 太阳位置的暗物质密度 $\rho_{\odot} = 0.29 \text{ GeV cm}^{-3}$, 与通常理解的差不多.

ARGO-YBJ 的可观测天区在赤纬 $0^\circ \sim +60^\circ$, Fermi 合作组在文献[28]中用来限制暗物质湮灭性质的 8 个矮星系里面只有 3 个处于 ARGO 视场之内, 它们

是 Coma Berenices, Bootes I 和 Draco. 对于这 3 个矮星系, 我们采用文献[28]中的暗物质密度分布参数和距离, 利用方程 (4.12) 解出它们的潮汐半径 r_t . 然后, 通过视线积分算出与 ARGO 相应的 J^{NFW} , 列于表 4.1 中.

表 4.1: 3 个矮星系及 M31 星系的暗物质密度分布参数和 J 因子

Parameter	Coma Berenices	Bootes I	Draco	M31
RA	12h26m55s	14h00m05s	17h20m12s	00h42m44s
DEC	+23d54m00s	+14d30m00s	+57d55m12s	+41d16m09s
Distance (kpc)	44 ± 4	62 ± 3	76 ± 5	784 ± 24
r_s (kpc)	0.16	0.27	2.09	8.18
ρ_s (GeV cm^{-3})	9.76	7.75	0.98	1.72
r_t or r_{vir} (kpc)	1.78	3.33	12.21	180.0
J^{NFW} ($10^{19} \text{ GeV}^2 \text{ cm}^{-5}$)	0.27	0.39	1.62	3.29

注: 表中 RA 和 DEC 分别是赤经和赤纬. 矮星系 Coma Berenices, Bootes I 和 Draco 的 r_s , ρ_s 和距离取自[28]; M31 星系的 r_s , ρ_s , r_{vir} 和距离取自[31]. 计算 J^{NFW} 时, 取 $\theta_{\text{max}} = 1^\circ$, $\Delta\Omega = 9.6 \times 10^{-4} \text{ sr}$.

可以看到, 对于 ARGO 来说, 在 3 个矮星系中 Draco 的 J^{NFW} 最大, 因而对 γ 射线流强的限制最强. 另外两个矮星系的 J^{NFW} 不到 Draco 的四分之一, 下面不再考虑.

M31 星系 (即仙女星系, Andromeda Galaxy) 是距离银河系最近的大星系. 虽然它离太阳的距离是 Draco 的十倍, 但由于它的暗物质晕与银河系可相比拟, 应该也能给出较大的 J 因子. 采用文献 [31] 给出的参数, 取 $R = r_{\text{vir}}$, 可以算出 M31 星系的 J^{NFW} , 它约是 Draco 的两倍, 同样列于表 4.1 中.

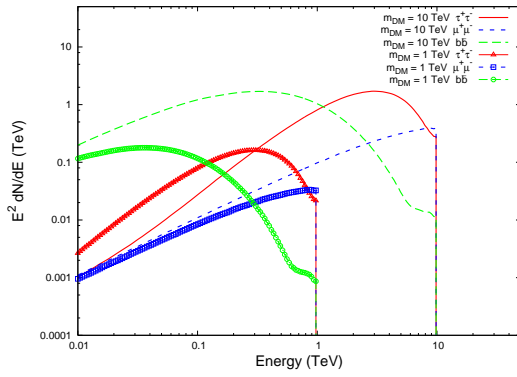
4.2 ARGO 对暗物质湮灭的限制 (末态辐射)

从上一节可以看到, Draco 和 M31 的 J 因子比较大, 应该能够给出比较强的流强限制. 因此, 我们在本节中取 Draco 和 M31 两个方向, 通过 ARGO 的观测数据给出 γ 射线流强上限. 然后, 用流强上限得出对暗物质湮灭参数平面 $m_\chi - \langle\sigma v\rangle$ 的限制. 在本节中, 我们只考虑末态辐射产生的初级 γ 光子; 在下一

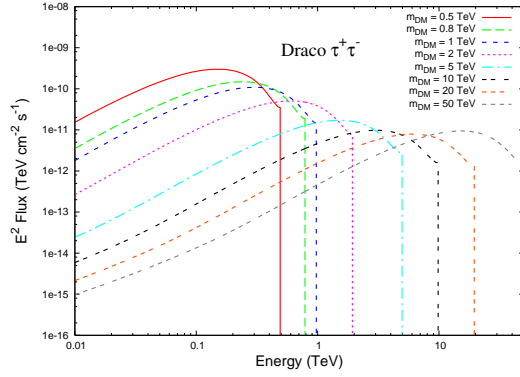
节中, 将考虑初级正负电子与 CMB 光子造成的逆康普顿 (Inverse Compton, IC) 发射产生的次级 γ 光子, 并将其叠加到初级 γ 光子谱上.

得出流强上限的方法如下. 首先我们要算出 γ 射线流强的预计能谱形状, 然后用它模拟 ARGO 的探测效率, 最后采用有效时间为 837.5 天的观测数据得出流强上限, 置信度为 95%. ARGO 给出的流强上限主要取决于两个因素. 第一个因素是天体的方向, 具体说来是羊八井处的天顶角, ARGO 能观测的天顶角范围大致从 0° 到 30° , 离天顶越远观测能力越差. 第二个因素是给定的 γ 射线流强的能谱形状, 给能谱乘上一个任意的常数都不会影响最终得出的结果, 因而可以使用作过任意归一化的能谱.

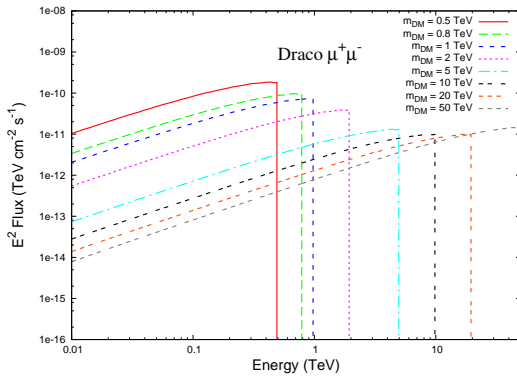
在这里, 我们考虑 3 个暗物质湮灭道: $\tau^+\tau^-$, $\mu^+\mu^-$ 和 $b\bar{b}$. 类似于 3.3 节, 用



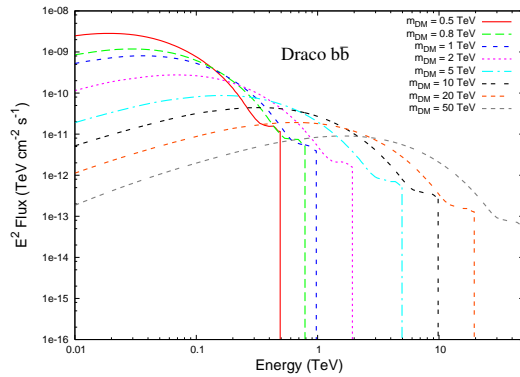
(a) 3 个湮灭道的比较



(b) Draco $\tau^+\tau^-$ 道



(c) Draco $\mu^+\mu^-$ 道



(d) Draco $b\bar{b}$ 道

图 4.3: 暗物质不同湮灭道末态辐射的比较 (a) 和 ARGO 在 Draco 方向上给出的 γ 射线流强上限 (b)(c)(d).

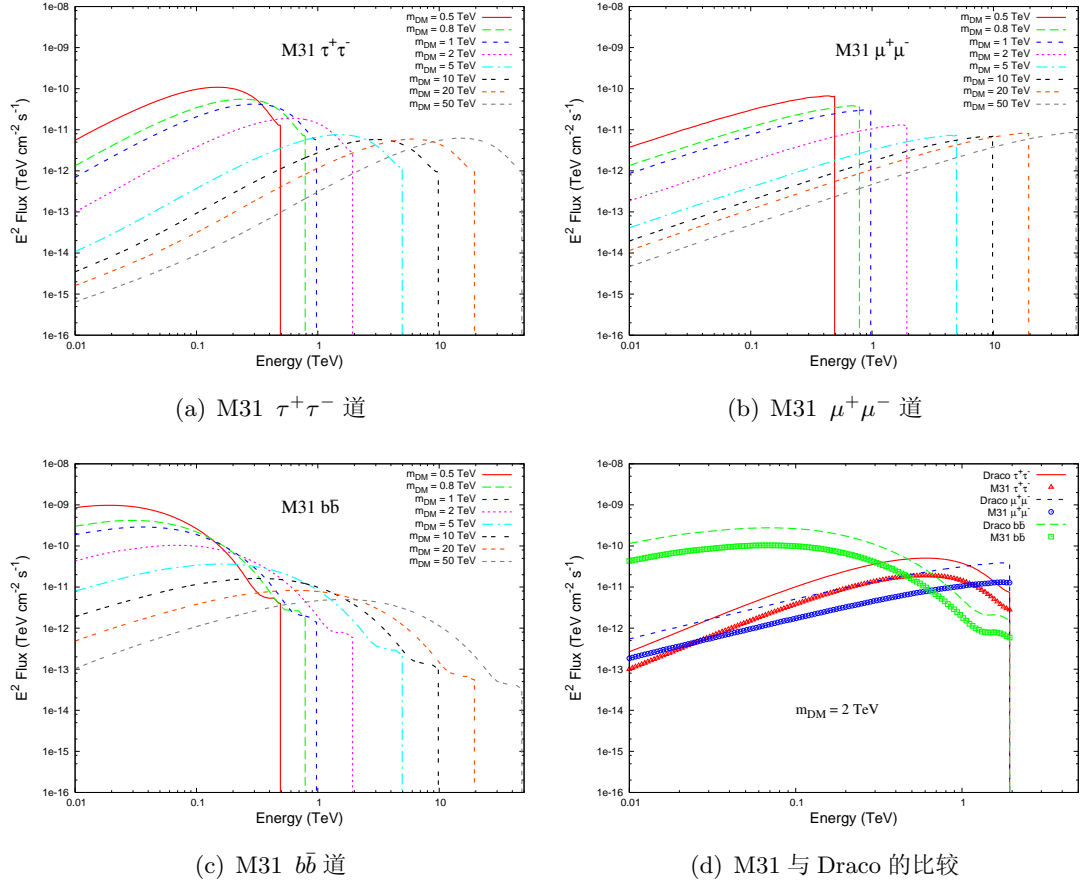


图 4.4: 不同暗物质湮灭道里 ARGO 在 M31 方向上给出的 γ 射线流强上限 (a)(b)(c), 以及 M31 与 Draco 流强上限的比较 (d).

PYTHIA 计算末态辐射的 γ 射线谱. 图 4.3(a) 是 3 个不同湮灭道产生 $(dN/dE)_\gamma$ 的比较, $\mu^+\mu^-$ 道产生出来的高能端光子最多, $\tau^+\tau^-$ 道次之, $b\bar{b}$ 道产生的高能端光子比其它两道少了很多; 图 4.3(b), 4.3(c) 和 4.3(d) 分别是 $\tau^+\tau^-$, $\mu^+\mu^-$ 和 $b\bar{b}$ 道上 ARGO 在 Draco 方向给出的流强上限, 不同曲线代表不同的暗物质粒子质量, m_{DM} 即是 m_χ , 纵坐标是 $E^2 \cdot \bar{\Phi}_{\Delta\Omega} \Delta\Omega$ (单位 $\text{TeV cm}^{-2} \text{s}^{-1}$).

在 M31 星系方向上, ARGO 对 $\tau^+\tau^-$, $\mu^+\mu^-$ 和 $b\bar{b}$ 道给出的流强上限分别如图 4.4(a), 4.4(b) 和 4.4(c) 所示. 图 4.4(d) 则是 M31 和 Draco 的比较. 可以看到, 当 $m_\chi = 2 \text{ TeV}$ 时, 无论对哪一个湮灭道, M31 给出的流强上限都要比 Draco 的要强一些. 这是因为, 羊八井处的天顶约为赤纬 $+30^\circ$, M31 的天顶角比 Draco 要小许多, ARGO 对 M31 的观测能力更强.

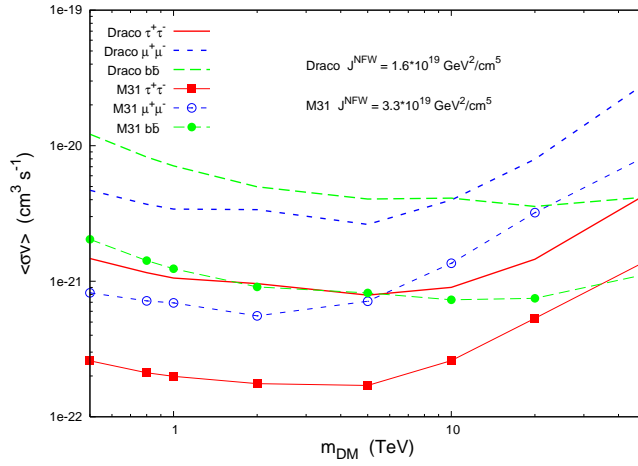


图 4.5: 只考虑末态辐射时, ARGO 对 $m_\chi - \langle\sigma v\rangle$ 参数平面的限制, 包含了 Draco 和 M31 两种情况.

已知 ARGO 给出流强 $\bar{\Phi}_{\Delta\Omega}\Delta\Omega$ 的上限和上一节得出的 J^{NFW} , 我们就可以利用 (4.10) 式得出 $\langle\sigma v\rangle$ 的上限, 这个上限是暗物质粒子质量 m_χ 的函数, 因此得到的是 ARGO 对暗物质湮灭参数平面 $m_\chi - \langle\sigma v\rangle$ 的限制, 如图 4.5 所示. 在 3 个湮灭道之中, $\tau^+\tau^-$ 道的限制基本上是最强的. Draco 的流强上限约是 M31 的 4 到 6 倍.

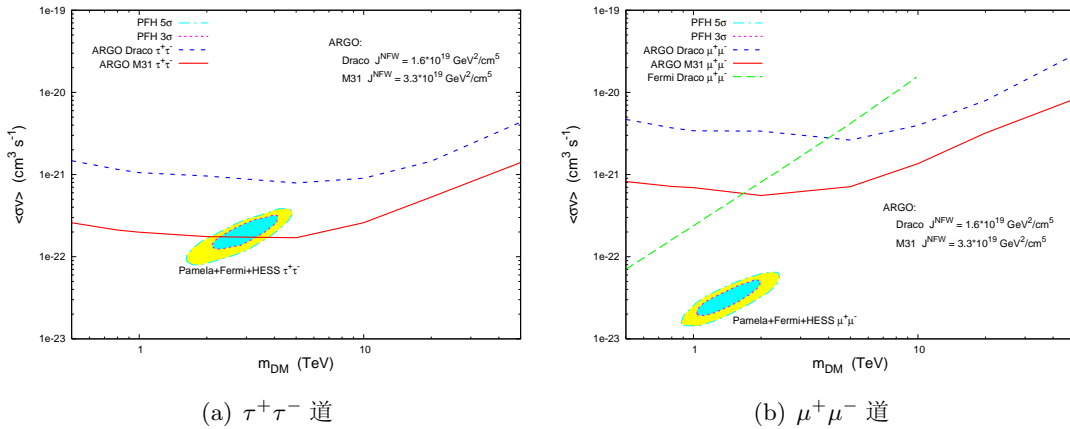


图 4.6: ARGO 的限制与其它实验结果的比较. 图中圈起来的区域是通过 PAMELA 正电子比例及 Fermi 与 HESS 的 e^\pm 超出三者拟合出来的限制[32], 画出了 3σ 和 5σ 的结果. 图 (b) 中还画出了 Fermi 通过观测 Draco γ 射线给出的 $\langle\sigma v\rangle$ 上限[28].

接下来我们做一下 ARGO 限制与其它实验的比较. P. Meade *et al.* 同时考虑了 Fermi 和 HESS 的 e^\pm 超出, 及 PAMELA 正电子比例三者的实验数据, 给出了对 $m_\chi - \langle\sigma v\rangle$ 平面的 3σ 和 5σ 限制[32], 如图 4.6 中带圈区域所示. 对于 $\tau^+\tau^-$ 道, ARGO 的 M31 限制已经排除掉了这些区域中的一半. 图 4.6(b) 中还画出了 Fermi 通过观测 Draco γ 射线给出的 $\mu^+\mu^-$ 道 $\langle\sigma v\rangle$ 上限[28]. 可以看到, ARGO 的 Draco 上限在 $m_\chi \simeq 4$ TeV 以上开始超过 Fermi 的结果. 这一结果并未出乎我们的预料. ARGO 是地基实验, 规模要比 Fermi 这种空间探测器大得多, 能够在更高的能量段 (TeV 能段) 里具有良好的灵敏度.

值得注意的是, 如果采用另一组 NFW 模型参数或采用其它暗物质密度分布模型, 计算结果可能会有一些差别. 特别是对于 M31 星系, ARGO 只观测到它中心附近较小的区域, 而不同分布模型在中心处的密度分布差异很大, 因此可能给出差别很大的结果.

4.3 逆 Compton 效应

在上一节用 ARGO 来限制暗物质湮灭性质的过程中, 我们只考虑了末态辐射产生初级 γ 光子造成的影响. 然而, 在一般情况下, 暗物质湮灭产生的高能初级正负电子会与周围的低能背景光子发生逆 Compton 散射, 从而产生次级 γ 光子, 与初级 γ 光子叠加出总能谱. 次级 γ 光子的能量比初级的要低一些, 但仍然有可能影响对暗物质的限制.

由于 M31 是个大星系, 背景光子场相当复杂, 考虑逆 Compton 效应不是一件简单的事情, 因而不准备在本文中讨论. 矮星系 Draco 的质光比很大, 发光物质很少, 我们可以近似地认为它的背景光子场纯粹是 CMB, 所以下面将讨论暗物质湮灭产生的正负电子与 CMB 光子的相互作用.

正负电子由暗物质湮灭产生之后, 要在矮星系 Draco 中传播, 在传播的过程中受两个因素的影响, 一个是扩散, 一个是与 CMB 光子发生逆 Compton 散射所造成的能量损失. 在我们讨论的问题中, 一般化的传播方程 (3.1) 可以简化为[33]

$$\frac{\partial}{\partial t} \frac{dn_e}{dE} = \nabla \left[D(E, \mathbf{x}) \nabla \frac{dn_e}{dE} \right] + \frac{\partial}{\partial E} \left[b(E, \mathbf{x}) \frac{dn_e}{dE} \right] + Q_e(E, \mathbf{x}), \quad (4.15)$$

其中 $D(E, \mathbf{x})$ 是位置空间扩散系数, $b(E, \mathbf{x})$ 是能量损耗率. 对于扩散系数, 采用文献[28]中的处理方法, 采用 $D(E, \mathbf{x}) = D(E) = D_0(E/1 \text{ GeV})^{1/3}$, 而 D_0 分别取两组参数 $D_0 = 10^{28} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ 和 $D_0 = 10^{29} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ 进行讨论. 这两组参数比较

符合在银河系内传播的情况, 用以计算矮星系里的传播过程大概不会比真实情况相差太远, 有一定的不确定性. 与 CMB 光子的逆 Compton 效应造成的能量损耗率 $b(E, \mathbf{x}) = b_{\text{IC}}(E) \simeq (E/1 \text{ GeV})^2 \times 0.25 \times 10^{-16} \text{ GeV s}^{-1}$ [33]. 可见, D 与 b 均与位置坐标 \mathbf{x} 无关, 因而可将方程 (4.15) 化为

$$\left[-\frac{\partial}{\partial t} + D(E) \nabla^2 - \frac{\partial}{\partial u} \right] \frac{dn_e}{du} = b(E) Q_e(E, \mathbf{x}), \quad (4.16)$$

其中 $u \equiv \int_E^{E_{\text{max}}} dE'/b(E')$. 方程 (4.16) 可以采用 Green 函数+镜像法求解[33]. 在自由边值条件下, 可以得出方程 (4.16) 的 Green 函数为

$$G_{\text{free}} = -\frac{1}{[4\pi(v-v')^{3/2}]} \exp\left[-\frac{|\mathbf{x}-\mathbf{x}'|^2}{4(v-v')}\right] \delta((t-t')-(u-u')). \quad (4.17)$$

对于正负电子在 Draco 中传播的问题, 可让球对称的 Green 函数在 $r = r_t$ 处为零, 以此作为边值条件. 可以验证,

$$G(r, Y) = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} (-1)^n G_{\text{free}}(r_n, Y) \quad (4.18)$$

满足这样的边值条件. 其中, Y 表示除 r 之外的其它变量, 像电荷 (image charge) 设置在 $(r_n, \theta_n, \phi_n) = ((-1)^n r + 2nr_t, \theta, \phi)$. 由此可得方程 (4.16) 的解为

$$\begin{aligned} \frac{dn_e}{dE} &= \frac{1}{b(E)} \int_E^{m_\chi} dE' \frac{1}{[4\pi(v-v')^{1/2}]} \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} (-1)^n \int_0^{r_t} dr' \frac{r'}{r_n} t \\ &\times \left\{ \exp\left[-\frac{(r'-r_n)^2}{4(v-v')}\right] - \exp\left[-\frac{(r'+r_n)^2}{4(v-v')}\right] \right\} Q_e(r', E', t'), \end{aligned} \quad (4.19)$$

其中 $t' = t - (u - u')$, m_χ 是暗物质粒子的质量. 这是个含时的解.

如若源和正负电子的数密度均达到平衡, 不再依赖于时间, 则解 (4.19) 可化为以下静态形式:

$$\frac{dn_e}{dE}(r, E) = \frac{1}{b(E)} \int_E^{m_\chi} dE' \hat{G}(r, v-v') Q_e(r, E'), \quad (4.20)$$

其中

$$\begin{aligned} \hat{G}(r, \Delta v) &= \frac{1}{(4\pi\Delta v)^{1/2}} \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} (-1)^n \int_0^{r_t} dr' \frac{r'}{r_n} \\ &\times \left\{ \exp\left[-\frac{(r'-r_n)^2}{4\Delta v}\right] - \exp\left[-\frac{(r'+r_n)^2}{4\Delta v}\right] \right\} \frac{\rho^2(r')}{\rho^2(r)}. \end{aligned} \quad (4.21)$$

对于我们所考虑的问题, (4.20) 式中的源函数应取为

$$Q_e(r, E) = 2\rho^2(r) \frac{\langle\sigma v\rangle}{2m_\chi} \left(\frac{dN}{dE} \right)_{e^+}, \quad (4.22)$$

其中 $(dN/dE)_{e^+}$ 是用 PYTHIA 算出的正电子谱 (电子谱与之相同), 式中的因子 2 将正负电子一并考虑进来. 将 (4.22) 式代入 (4.20) 式, 即可算出传播到距离 Draco 中心 r 处的 $dn_e/dE(r, E)$. 传播到 r 处的正负电子与 CMB 光子发生逆 Compton 散射, 产生次级 γ 光子的发射率为[34]

$$\xi_{\text{IC}}(r, E_\gamma) = \int dE_{\text{CMB}} \frac{dn_{\text{CMB}}}{dE_{\text{CMB}}} \int dE_e \frac{dn_e}{dE_e}(r, E_e) v_e F_{\text{IC}}(E_{\text{CMB}}, E_e, E_\gamma). \quad (4.23)$$

其中表征逆 Compton 散射效率的函数 $F_{\text{IC}}(E_{\text{CMB}}, E_e, E_\gamma)$ 是

$$F_{\text{IC}}(E_{\text{CMB}}, E_e, E_\gamma) = \frac{3\sigma_T}{4(E_e/m_e c^2)^2} \frac{1}{E_{\text{CMB}}} \times \left[2q \ln q + (1 + 2q)(1 - q) + \frac{(\Gamma q)^2 (1 - q)}{2(1 + \Gamma q)} \right], \quad (4.24)$$

$$\Gamma = \frac{4E_{\text{CMB}}E_e}{m_e^2 c^4}, \quad q = \frac{E_{\text{CMB}}/E_e}{(1 - E_{\text{CMB}}/E_e)\Gamma}, \quad (4.25)$$

而 σ_T 是 Thomson 散射截面. 暗物质湮灭产生的正负电子能量很高, 是相对论性的, 可以把 (4.23) 式中的正负电子速度 v_e 直接取作光速 c . CMB 是典型的黑体谱, 光强服从 Planck 分布, 因而

$$\frac{dn_{\text{CMB}}}{dE_{\text{CMB}}} = \frac{E_{\text{CMB}}^2}{\pi^2 \hbar^3 c^3} \frac{1}{\exp(E_{\text{CMB}}/k_B T) - 1}, \quad (4.26)$$

其中 CMB 温度 $T = 2.725$ K. 由 (4.1) 和 (4.2) 式, 可得

$$\bar{\Phi}_{\Delta\Omega}^{\text{IC}} \Delta\Omega \equiv \frac{1}{4\pi} \int_{\Delta\Omega} d\Omega \int_{\text{los}} \xi_{\text{IC}}(r, E) dl(\psi), \quad (4.27)$$

这就是逆 Compton 效应贡献的次级 γ 射线流强, 与初级流强 (4.10) 叠加得到总的 γ 射线流强, 然后再用 ARGO 的数据给出流强上限 (在此过程中, 由于模拟探测效率所需的只是能谱形状, 无论 $\langle\sigma v\rangle$ 取何值, 都不会影响最终结果).

暗物质通过 $\tau^+\tau^-$, $\mu^+\mu^-$ 和 $b\bar{b}$ 道湮灭产生的正电子能谱 (电子能谱与之相同) $(dN/dE)_{e^+}$ 如图 4.7(a) 所示. $\mu^+\mu^-$ 道产生的高能端正电子最多, $\tau^+\tau^-$ 道次

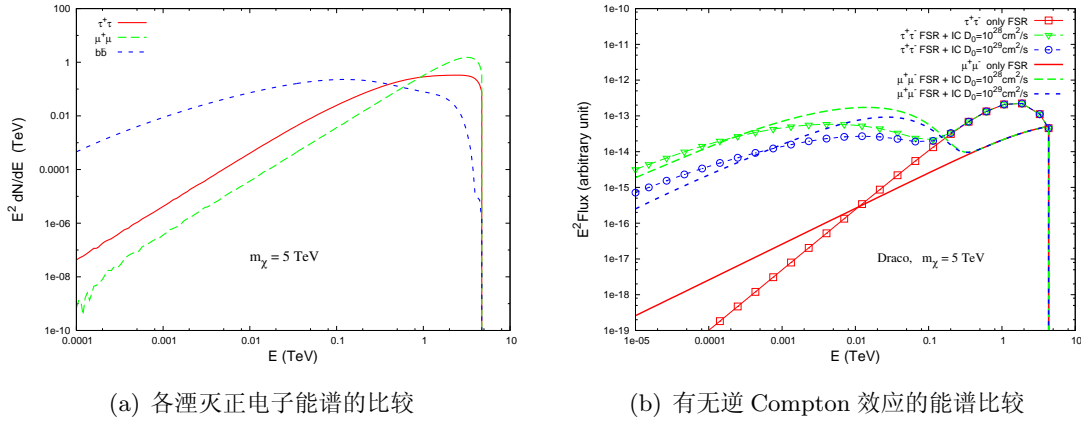


图 4.7: 各湮灭道正电子能谱的比较和逆 Compton 效应. (a) $\tau^+\tau^-$, $\mu^+\mu^-$ 和 $b\bar{b}$ 道湮灭产生的正电子能谱. (b) 有无逆 Compton 效应的能谱比较, 分别画出了在 $\tau^+\tau^-$ 和 $\mu^+\mu^-$ 道里, 只有末态辐射 (FSR) 的 γ 射线流强和考虑了逆 Compton 效应 (IC) 的流强.

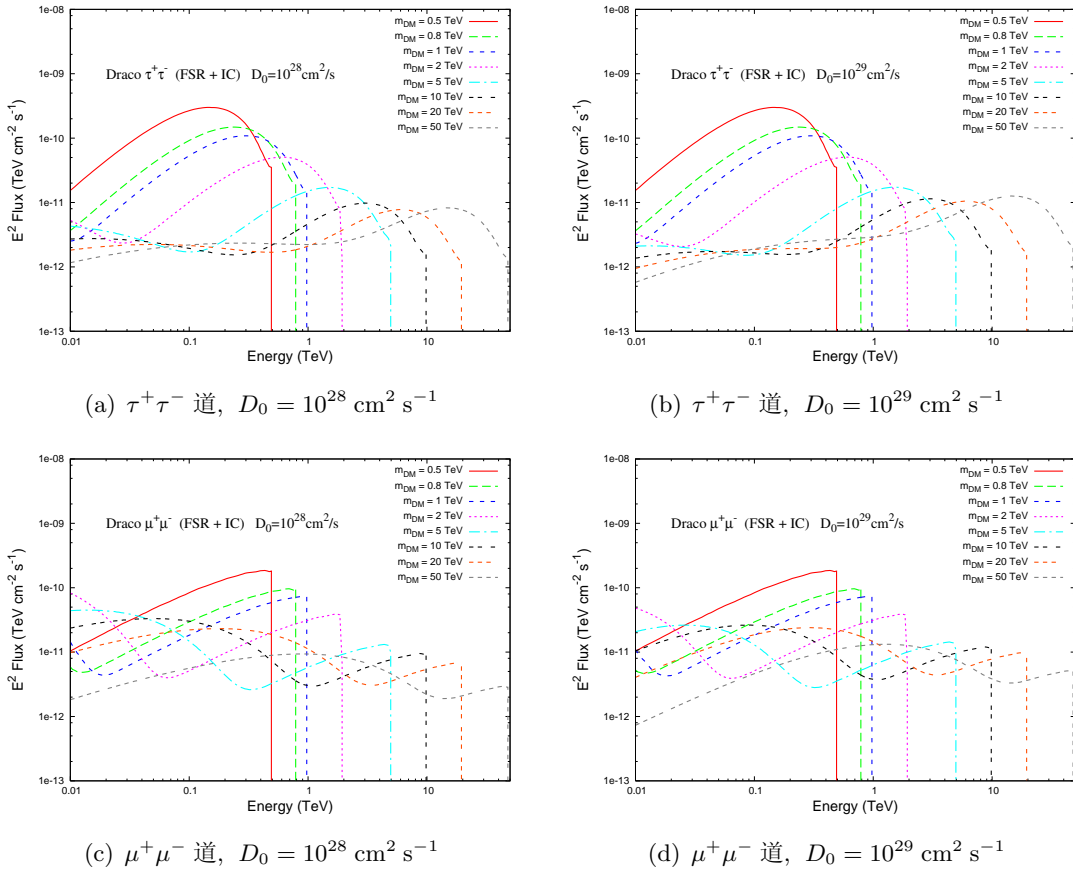
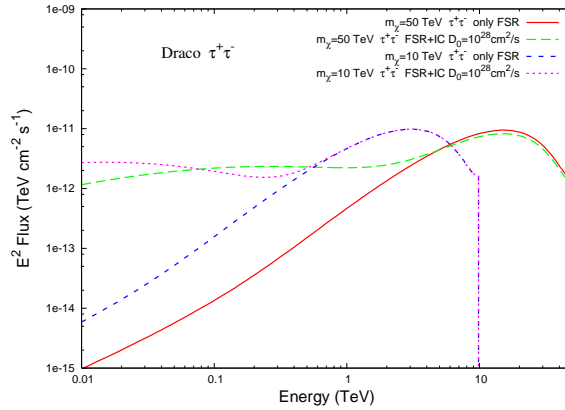


图 4.8: 考虑了逆 Compton 效应之后, ARGO 给出的 γ 流强上限. 分别画出了不同湮灭道和不同扩散系数的情况.

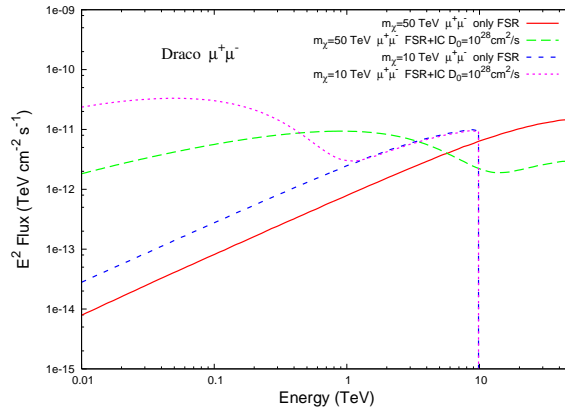
之. $b\bar{b}$ 道比前二者都少得多, 因此逆 Compton 效应不明显, 下面只用 $\mu^+\mu^-$ 道和 $\tau^+\tau^-$ 道进行计算.

图 4.7(b) 分别画出了有无逆 Compton 效应的 γ 射线流强. 可以看出, 加上逆 Compton 效应之后, γ 射线流强在低能部分明显增大了. 由于高能端正负电子稍少, $\tau^+\tau^-$ 道的效应不比 $\mu^+\mu^-$ 道的明显. 另一方面, 扩散系数越小, 正负电子的扩散损失越小, 因而逆 Compton 效应越强.

考虑了逆 Compton 效应之后, ARGO-YBJ 给出的 γ 射线流强上限如图 4.8 所示, 在图 4.9 中还作了与不考虑逆 Compton 效应的比较. 对于图 4.9, 注意曲线高能端的差别, 就可以判断逆 Compton 效应是否有影响. 可以看到, 当



(a) $\tau^+\tau^-$ 道



(b) $\mu^+\mu^-$ 道

图 4.9: 包含与不包含逆 Compton 效应时, ARGO 给出 γ 射线流强上限的比较. 图中分别画出了 $m_\chi = 10$ TeV 和 $m_\chi = 50$ TeV 的情况.

$m_\chi = 10$ TeV 时, 有没有逆 Compton 效应都差不多; 而当 $m_\chi = 50$ TeV 时, $\tau^+\tau^-$ 道有轻微差别, $\mu^+\mu^-$ 道差别较大, 接近一个量级. 造成这一状况的原因是, ARGO 在 1 TeV 能量附近比较灵敏, 而由图 4.8 可以看到, $m_\chi = 50$ TeV 时 $\mu^+\mu^-$ 道上逆 Compton 效应对 1 TeV 能量处的流强贡献很大.

接着, 我们作出 ARGO 对暗物质湮灭参数平面 $m_\chi - \langle\sigma v\rangle$ 的限制, 如图 4.10 所示. 考虑了逆 Compton 效应之后, $\tau^+\tau^-$ 道几乎没有改善, $\mu^+\mu^-$ 道在 $m_\chi \gtrsim 20$ TeV 处有较大改善. 但总的来说, 加上逆 Compton 效应后, 在限制暗物质湮灭方面并没有实质性的增强.

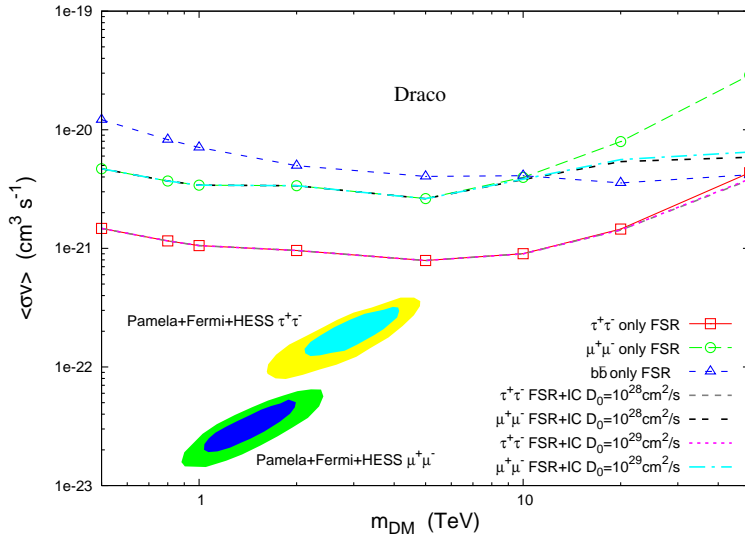


图 4.10: 考虑了逆 Compton 效应后, ARGO 对 $m_\chi - \langle\sigma v\rangle$ 参数平面的限制. 图中画出包含逆 Compton 效应和不包含逆 Compton 效应两种情况. 图中圈起来的区域和图 4.6 中的一样.

第五章 结语

本文从暗物质基本性质、候选粒子模型、宇宙学遗留密度出发, 介绍了暗物质相关的背景知识. 然后, 叙述宇宙线与暗物质间接探测的关系. 对于宇宙线正负电子超出的问题, 我们给出一个简单的暗物质解释. 最后, 用 ARGO 的观测数据对暗物质湮灭进行了限制.

本文有以下主要结论.

1. 考虑暗物质通过 $\tau^+\tau^-$ 和 $\mu^+\mu^-$ 两个湮灭道产生正负电子, 可以拟合 Fermi-LAT 测得的正负电子总能谱, 从而为正负电子超出提供一个可能的解释. 拟合出来的暗物质粒子质量在 2 TeV 附近, 湮灭截面 $\langle\sigma v\rangle \sim O(10^{-23}) \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$, 与通过遗留密度估计的湮灭截面相差约 10^2 至 10^4 倍, 这需要引入额外机制方能解释. 鉴于 PAMELA 没有观测到反质子-质子比的超出, 我们给出与产生正反质子有关各道湮灭截面的 3σ 上限. 这些结果列于表 3.2 中.

2. 只考虑末态辐射的情况下, 利用 ARGO 对 γ 射线的观测, 给出矮星系 Draco 和星系 M31 的 γ 射线流强上限, 进而作出对 $m_\chi - \langle\sigma v\rangle$ 参数平面的限制, 如图 4.5 所示. 我们发现, M31 的限制比 Draco 的限制强约半个量级. 对于 $\mu^+\mu^-$ 道, 在暗物质粒子质量 $m_\chi \gtrsim 4 \text{ TeV}$ 时, ARGO 通过 Draco 给出的限制比 Fermi 的要强. 对于 $\tau^+\tau^-$ 道, M31 的限制结果已经能够排除掉 PAMELA+Fermi+HESS 正负电子能谱给出的一部分参数区域.

3. 对于 Draco, 我们还考虑了同时计入末态辐射和逆 Compton 效应的情况下对暗物质湮灭的限制. 为此, 要计算初级正负电子在 Draco 内部传播后与 CMB 光子散射产生次级 γ 光子的过程. 结果发现, 对于 $\tau^+\tau^-$ 道, 考虑逆 Compton 效应几乎不能增强限制. 对于 $\mu^+\mu^-$ 道, 当 $m_\chi \gtrsim 20 \text{ TeV}$ 时可在一定程度上增强限制.

参考文献

- [1] F. Zwicky, “Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln,” *Helvetica Physica Acta* **6** (1933) 110–127.
- [2] E. Corbelli and P. Salucci, “The Extended Rotation Curve and the Dark Matter Halo of M33,” *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **311** (2000) 441–447, [arXiv:astro-ph/9909252](#).
- [3] D. Larson *et al.*, “Seven-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Power Spectra and WMAP-Derived Parameters,” [arXiv:1001.4635 \[astro-ph.CO\]](#).
- [4] L. H. Ryder, *Quantum Field Theory*. Cambridge University Press, Cambridge, 2nd ed., 1996.
- [5] H. Georgi and S. L. Glashow, “Unity of All Elementary Particle Forces,” *Phys. Rev. Lett.* **32** (1974) 438–441.
- [6] M. E. Peskin and D. V. Schroeder, *An Introduction to Quantum Field Theory*. Westview Press, 1st ed., 1995.
- [7] G. Bertone, D. Hooper, and J. Silk, “Particle dark matter: Evidence, candidates and constraints,” *Phys. Rept.* **405** (2005) 279–390, [arXiv:hep-ph/0404175](#).
- [8] G. Jungman, M. Kamionkowski, and K. Griest, “Supersymmetric dark matter,” *Phys. Rept.* **267** (1996) 195–373, [arXiv:hep-ph/9506380](#).
- [9] E. W. Kolb and M. S. Turner, *The early universe*. Addison-Wesley, 1990.
- [10] J. Bluemer, R. Engel, and J. R. Hoerandel, “Cosmic Rays from the Knee to the Highest Energies,” *Prog. Part. Nucl. Phys.* **63** (2009) 293–338, [arXiv:0904.0725 \[astro-ph.HE\]](#).

- [11] D. Maurin *et al.*, “Galactic cosmic ray nuclei as a tool for astroparticle physics,” [arXiv:astro-ph/0212111](#).
- [12] A. W. Strong and I. V. Moskalenko, “Propagation of cosmic-ray nucleons in the Galaxy,” *Astrophys. J.* **509** (1998) 212–228, [arXiv:astro-ph/9807150](#).
- [13] A. W. Strong and I. V. Moskalenko, “The GALPROP program for cosmic-ray propagation: new developments,” [arXiv:astro-ph/9906228](#).
- [14] J. Binney and S. Tremaine, *Galactic dynamics*. Princeton University Press, Princeton, 1987.
- [15] K. G. Begeman, A. H. Broeils, and R. H. Sanders, “Extended rotation curves of spiral galaxies - Dark haloes and modified dynamics,” *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **249** (1991) 523–537.
- [16] A. Burkert, “The Structure of dark matter halos in dwarf galaxies,” *Astrophys. J.* **447** (1995) L25–L28, [arXiv:astro-ph/9504041](#).
- [17] J. F. Navarro, C. S. Frenk, and S. D. M. White, “A Universal Density Profile from Hierarchical Clustering,” *Astrophys. J.* **490** (1997) 493–508, [arXiv:astro-ph/9611107](#).
- [18] B. Moore, T. R. Quinn, F. Governato, J. Stadel, and G. Lake, “Cold collapse and the core catastrophe,” *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **310** (1999) 1147–1152, [arXiv:astro-ph/9903164](#).
- [19] J. F. Navarro *et al.*, “The Inner Structure of LambdaCDM Halos III: Universality and Asymptotic Slopes,” *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **349** (2004) 1039, [arXiv:astro-ph/0311231](#).
- [20] 袁强, 暗物质间接探测研究. 博士论文, 中国科学院高能物理研究所, 2010.
- [21] J. Chang *et al.*, “An excess of cosmic ray electrons at energies of 300-800GeV,” *Nature* **456** (2008) 362–365.

-
- [22] **H.E.S.S.** Collaboration, F. Aharonian *et al.*, “The energy spectrum of cosmic-ray electrons at TeV energies,” *Phys. Rev. Lett.* **101** (2008) 261104, [arXiv:0811.3894 \[astro-ph\]](#).
- [23] **H.E.S.S.** Collaboration, F. Aharonian *et al.*, “Probing the ATIC peak in the cosmic-ray electron spectrum with H.E.S.S.,” *Astron. Astrophys.* **508** (2009) 561, [arXiv:0905.0105 \[astro-ph.HE\]](#).
- [24] **The Fermi LAT** Collaboration, A. A. Abdo *et al.*, “Measurement of the Cosmic Ray e^+ plus e^- spectrum from 20 GeV to 1 TeV with the Fermi Large Area Telescope,” *Phys. Rev. Lett.* **102** (2009) 181101, [arXiv:0905.0025 \[astro-ph.HE\]](#).
- [25] **PAMELA** Collaboration, O. Adriani *et al.*, “An anomalous positron abundance in cosmic rays with energies 1.5-100 GeV,” *Nature* **458** (2009) 607–609, [arXiv:0810.4995 \[astro-ph\]](#).
- [26] O. Adriani *et al.*, “A new measurement of the antiproton-to-proton flux ratio up to 100 GeV in the cosmic radiation,” *Phys. Rev. Lett.* **102** (2009) 051101, [arXiv:0810.4994 \[astro-ph\]](#).
- [27] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands, “PYTHIA 6.4 Physics and Manual,” *JHEP* **05** (2006) 026, [arXiv:hep-ph/0603175](#).
- [28] A. A. Abdo *et al.*, “Observations of Milky Way Dwarf Spheroidal galaxies with the Fermi-LAT detector and constraints on Dark Matter models,” *Astrophys. J.* **712** (2010) 147–158, [arXiv:1001.4531 \[astro-ph.CO\]](#).
- [29] **HESS** Collaboration, . F. Aharonian, “Observations of the Sagittarius Dwarf galaxy by the H.E.S.S. experiment and search for a Dark Matter signal,” *Astropart. Phys.* **29** (2008) 55–62, [arXiv:0711.2369 \[astro-ph\]](#).
- [30] N. W. Evans, F. Ferrer, and S. Sarkar, “A ‘Baedeker’ for the dark matter annihilation signal,” *Phys. Rev.* **D69** (2004) 123501, [arXiv:astro-ph/0311145](#).

- [31] J. J. Geehan, M. A. Fardal, A. Babul, and P. Guhathakurta, “Investigating the Andromeda Stream: I. Simple Analytic Bulge-Disk-Halo Model for M31,” *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **366** (2006) 996–1011, [arXiv:astro-ph/0501240](#).
- [32] P. Meade, M. Papucci, A. Strumia, and T. Volansky, “Dark Matter Interpretations of the Electron/Positron Excesses after FERMI,” *Nucl. Phys.* **B831** (2010) 178–203, [arXiv:0905.0480 \[hep-ph\]](#).
- [33] S. Colafrancesco, S. Profumo, and P. Ullio, “Multi-frequency analysis of neutralino dark matter annihilations in the Coma cluster,” *Astron. Astrophys.* **455** (2006) 21, [arXiv:astro-ph/0507575](#).
- [34] J. Fang and L. Zhang, “Non-thermal emission from old supernova remnants,” *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **384** (2008) 1119–1128, [arXiv:0711.4173](#).

致 谢

我发自内心地感谢论文的指导老师张宏浩讲师和毕效军副研究员。张老师在本科求学阶段给予了我许多引导和帮助,无论是在本科生的科研项目上,还是在理论物理的小型讨论会上,都为我创造了许多历练自我的机会,使我坚定了学习物理和研究物理的决心。毕老师直接指导我的本科毕业论文,为我提供了高能物理所客座的机会,不厌其烦地为我讲解基础背景知识,讨论文章的具体细节,指导我向着正确的研究方向探索,花费了不少心力。

感谢袁强、张娟、康明铭、张建立、樊超、王博、曲晓波、刘成、陈松战、闫秀明、冯朝阳、郭义庆等各位师兄师姐在高能所期间对我的帮助和照顾。其中,特别要感谢袁强师兄,他详尽地为我解答了大小问题,在计算过程中给予了我许多不可或缺的帮助。也特别感谢陈松战师兄为我计算文中 ARGO 的 γ 射线流强上限。

感谢郑嘉明、潘逸文和刘家兴,我们在本科四年期间进行的无数次关于物理和数学的讨论将作为我记忆中最美好的一部分留存下来。感谢邵俊文、张奎、时西航、冯报铨、李鹏程、廖清宇、余华超、冯开喜、邬汉青等同学在大学期间的共同学习和讨论。感谢朱可、王之璋、杨再学、许锦辉、曾剑、徐忠扬、何宇俊及 06 级物理学专业的其他同学在这四年共同生活里的关心和照顾。

最后,感谢我的父母、祖父母、兄长及所有的亲朋好友在这二十多年来默默的支持、鼓励和爱。他们是我不断追求进步的动力,也是我生命的源泉。