

暗物质粒子湮没生成的反质子谱

孙腊珍 刘耀阳

(中国科学技术大学近代物理系 合肥 230027)

江向东

(中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

摘要 在粒子物理最小超对称标准模型下, 计算了 $\tilde{\chi}^0 \tilde{\chi}^0 \rightarrow g\bar{g}$ 物理过程的反应截面. 利用所获得的截面值给出了暗物质粒子 Neutralino $\tilde{\chi}^0$ 湮没生成的反质子谱. 计算表明: 反质子谱具有的可观性, 为寻找暗物质粒子和超对称粒子提供了一种可能的途径.

关键词 暗物质 超对称粒子 反质子谱

1 引言

现代天文观测和暴胀宇宙论的研究表明^[1]: 宇宙中的物质, 可见物质仅占百分之几, 而暗物质占绝大多数. 暗物质是宇宙, 尤其是星系的主要物质组成部分. 一般认为, 暗物质可能是宇宙早期遗留下来的稳定、大质量、具有弱相互作用的粒子 WIMP (Weakly Interacting Massive Particles). WIMP 粒子的最佳候选者是粒子物理的最小超对称标准模型所预言的 Neutralino $\tilde{\chi}^0$ 粒子. 它是光子、 Z^0 玻色子及中性 Higgs 粒子的超对称伴随粒子的线性组合^[2].

最近报道, 在意大利格朗萨索国家实验室进行的探测实验, 可能探测到 WIMP 弱作用重粒子, 它的质量至少是质子的 50 倍. 实验数据表明, 宇宙中充满了这样的粒子, 它足以解释天文学家长期寻找的构成宇宙总质量 80% 的暗物质. AMS 磁谱仪的重要计划之一是对宇宙射线中 e^+ , γ , p 谱的高精度的测量, 其基本原理是假设暗物质发生湮没时将产生反质子、正电子、光子, 通过测量反质子的能谱来推断暗物质存在的依据.

我们知道, 由原初宇宙射线碰撞理论计算出的反质子谱不能很好地解释目前反质子事例的观测值, 尤其是在低能端. 于是需寻找其他反质子来源, 而暗物质粒子的湮没就可能是一个很重要的来源. 在以前曾有过一些这方面的工作, 但只限于树图物理过程的计算. 1994 年, M. Dress 等人的计算表明^[3], 在非相对论条件下, Bino 湮没生成反质子过程中,

2000-12-14 收稿, 2001-04-02 收修改稿

* 国家自然科学基金(10047004)资助

生成双胶子单圈道比生成夸克道相比更重要,并给出了 Bino 湮没生成反质子谱. 本文的目的是,结合当前的粒子物理实验数据,在最小超对称标准模型下计算 Neutralino 粒子 $\tilde{\chi}^0 \tilde{\chi}^0 \rightarrow gg$ 湮没生成双胶子的截面;利用所获得的截面值和胶子喷注的碎裂函数计算 $\tilde{\chi}^0$ 湮没生成的反质子谱. 计算结果表明,在低能端所具有一定的可观测性. 为检验反质子事例和超对称理论以及寻找暗物质粒子提供了一种新途径. 因此,关于 $\tilde{\chi}^0$ 湮没生成双胶子过程的研究和实验测量,对发现新物理存在的证据有重要的意义.

2 $\tilde{\chi}^0 \tilde{\chi}^0 \rightarrow gg$ 的截面

图 1 给出 $\tilde{\chi}^0 \tilde{\chi}^0 \rightarrow gg$ 物理过程的单圈费曼图. 最小超对称标准模型中光子、 Z^0 玻色子及中性 Higgs 的伴随粒子线性组合有 4 种 Neutralino $\tilde{\chi}_i^0$ 粒子为

$$\tilde{\chi}_i^0 = N_{i1} \tilde{B} + N_{i2} \tilde{W}_3 + N_{i3} \tilde{H}_1^0 + N_{i4} \tilde{H}_2^0 \quad i = 1, 2, 3, 4,$$

其质量矩阵为

$$Y = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -M_Z s_w s_\beta & M_Z s_w c_\beta \\ 0 & M_2 & M_Z c_w s_\beta & -M_Z c_w c_\beta \\ -M_Z s_w s_\beta & M_Z c_w s_\beta & 0 & \mu \\ M_Z s_w c_\beta & -M_Z c_w c_\beta & -\mu & 0 \end{pmatrix} \quad (2)$$

其中, N 是么正矩阵,使质量矩阵满足 $N^* Y N^{-1} = M_d$ 的对角化. $\tan\beta = v_1/v_2$ 是 Higgs 粒子的真空期望值, μ 是 Higgs 粒子的质量参数. M_1, M_2 是规范粒子的质量参数. $c_w = \cos\theta_w, s_w = \sin\theta_w, c_\beta = \cos\beta, s_\beta = \sin\beta$, 采用大统一理论中关系: $M_1 = 5/3 M_2 \tan^2\theta_w$. $\tilde{\chi}_i^0$ 粒子质量是由 μ, M_2 和 $\tan\beta$ 3 个参数决定. 根据 LEP 实验给出的值,要求 $\tan\beta > 1.8, m_{\tilde{\chi}} > 45\text{GeV}$. 在数值计算中,取下列参数作为输入参数

$$0 < M_2 < 1000\text{GeV}, 0 < \mu < 1000\text{GeV},$$

$$\tan\beta = 2, 30, m_s = 200\text{GeV}, m_A = 200\text{GeV}. \quad (3)$$

m_s 是标量夸克质量参数, m_A 是赝标量 Higgs 玻色子的质量. $\tilde{\chi}_i^0$ 在银晕中的运动速度与光速相比可以忽略. 使用文献[2]中的有关费曼规则,计算最轻 Neutralino $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow gg$ 物理过程的反应截面乘以相对速度为

$$\sigma_{\text{RR}} v_{\text{rel}} = |\tilde{M}|^2 \frac{\alpha_s^2 m_{\tilde{\chi}}^2}{8\pi^3}, \quad (4)$$

其中 $|\tilde{M}|$ 是 $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow gg$ 过程的矩阵元. 取 $\tan\beta = 2, 30$, 分别进行 M_d, N_y 的数值计算. 解出 $m_{\tilde{\chi}} = 50\text{GeV}, 60\text{GeV}$, 其结果如图 2 所示. 从图中可以看出质量等值线类似双曲线, M_2 较大时 $m_{\tilde{\chi}} \approx |\mu|$; μ 较小时 $m_{\tilde{\chi}} \approx M_2/2$. $\sigma_{\text{RR}} v_{\text{rel}}$ 值随 $\tan\beta$ 值增大而增大, $m_{\tilde{\chi}} = 60\text{GeV}$ 的截面大于 $m_{\tilde{\chi}} = 50\text{GeV}$ 的截面.

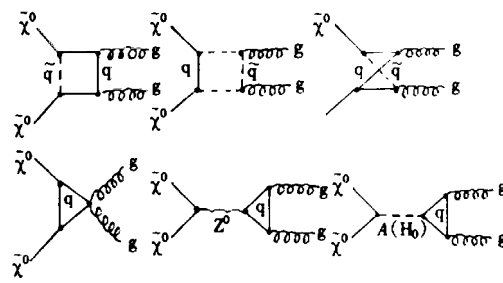


图 1 Neutralino 湮没生成双胶子过程的费曼图

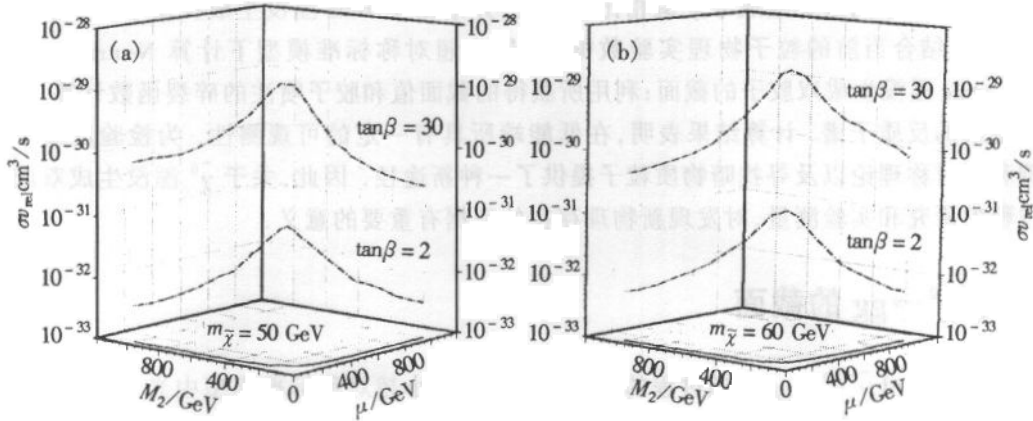


图 2 $M_2 - \mu$ 平面等值线和 $\sigma_{gg} v_{rel}$ 的 M_2, μ 二维分布

3 宇宙射线反质子源函数

在 $\tilde{\chi}^0 \tilde{\chi}^0 \rightarrow gg$ 物理过程中, 胶子喷注是背对背的, 每个胶子的能量为 $E_g = m_{\tilde{\chi}}$, 生成的胶子喷注经过一个强子化过程 (hadronic process) 形成各种反应产物, 如 $\pi, K, p, \bar{p}, n, \bar{n}$. 强子态由碎裂函数 $D_p^h(z)$ 描述, $z = E_{had}/E_{jet}$, E_{had} 是末态强子能量, E_{jet} 是初态喷注的能量. 我们需要考虑的是生成反质子的过程: $g \rightarrow p\bar{p} + X$, 然而碎裂过程是非微扰 QCD 过程, 目前超出我们可以计算的范围. 由于目前对胶子喷注测量的很少, 没有足够的实验数据, 对其性质的了解远不及夸克喷注那么多. 虽然已不断有一些胶子喷注碎裂函数的实验结果, 但在我们所关心的能区内还没有这方面的测量. 考虑到这一点, 我们采用 G. Jungman 等人的方法, 将胶子喷注与夸克喷注进行类比得出胶子喷注的碎裂函数.

对夸克喷注的实验数据拟合^[4], 给出夸克的碎裂函数为

$$D_p(z) = C\beta[\exp(-25z) + 0.1\exp(-5.3z)], \quad (5)$$

C 是归一化常数, 依赖于反应的质心系能量, 且决定了反应产物的多重数 (multiplicity), β 是反质子的速度. 现在来考虑对胶子喷注常数 C 的选取. 喷注的带电粒子多重数可参数化为

$$\langle n_{ch} \rangle = a + b \exp\left[c \left[\ln \frac{s}{Q_0^2} \right]^{1/2} \right] \quad (6)$$

选取 $a = 2.8, b = 0.05, c = 2.2, Q_0 = 1\text{GeV}$ 就可以较好地描述 Webber 模型中的胶子喷注的 $\langle n_{ch} \rangle$, 在我们感兴趣的能量范围内, 夸克喷注近似满足 $\langle n_{pp} \rangle \approx 0.06 \langle n_{ch} \rangle$, 类比认为胶子喷注同样具有这一关系. 再由 $\int D_p^h(z) dz = \langle n_{pp} \rangle$ 关系确定的常数 C . 需要注意的是, 结果要乘一个因子 2, 这是由于考虑 Neutralino 湮没生成的反中子会在飞行过程中衰变为反质子.

考虑 $\tilde{\chi}^0 \tilde{\chi}^0 \rightarrow b\bar{b} + c\bar{c} + \dots \rightarrow ppX$ 过程的贡献. 使用文献[5]中的 $b\bar{b}, c\bar{c} \rightarrow ppX$ 过程的碎

裂函数,

$$D_p^{bb}(z) = (1 - 25/m_\chi^2)^{1/2} (10.2/m_\chi + 0.151) \beta [181 \exp(39.1z) + 11.2 \exp(13.2z)], \quad (7)$$

$$D_p^{cc}(z) = (9.67/m_\chi + 0.033) \beta [378 \exp(42.4z) + 16.1 \exp(11.5z)].$$

单位时间、单位能量区间内产生的反质子数. 这里不考虑

子源函数是胶子过程与夸克过程直接叠加, 即

$$= q_p^{\tilde{\chi}\tilde{\chi} \rightarrow gg}(E_p) + q_p^{\tilde{\chi}\tilde{\chi} \rightarrow q\bar{q}}(E_p). \quad (8)$$

在星系中, $\tilde{\chi}^0$ 的速度与光速相比通常很小, 湮没生成轻夸克

生成重夸克 $b\bar{b}$ 和 $c\bar{c}$ 的过程, $\tilde{\chi}^0 \tilde{\chi}^0 \rightarrow gg \rightarrow p\bar{p}$ 和 $\tilde{\chi}^0 \tilde{\chi}^0 \rightarrow q\bar{q} \rightarrow p\bar{p}X$ 过程的反质子源函数为

$$q_p^{\tilde{\chi}\tilde{\chi} \rightarrow gg}(E_p) = (\sigma v)_{\tilde{\chi}\tilde{\chi} \rightarrow gg} \langle n_\chi^2 \rangle \frac{1}{m_\chi} D_p^{gg}(z),$$

$$q_p^{\tilde{\chi}\tilde{\chi} \rightarrow q\bar{q}}(E_p) = (\sigma v)_{\tilde{\chi}\tilde{\chi} \rightarrow q\bar{q}} \langle n_\chi^2 \rangle \frac{1}{m_\chi} D_p^{qq}(z), \quad (9)$$

式中 $z = E_p/m_\chi$, $\langle n_\chi^2 \rangle$ 是星系中 $\tilde{\chi}^0$ 的数密度平方的平均值, 如假设星系为均匀密度则可取

$n_\chi = n_\chi^{\text{local}} = 0.4 (m_\chi/\text{GeV})^{-1} \rho_{0.4} \text{cm}^{-3}$, $\rho_{0.4}$ 是以 0.4GeVcm^{-3} 为单位数字化了的星系密度, 在

计算中可以取为 1. $\tilde{\chi}^0 \tilde{\chi}^0 \rightarrow b\bar{b}$ 或 $c\bar{c}$ 的过程的截面, 使用非相对论极限下的近似公式

$$\frac{\sigma_{b\bar{b}}}{\sigma_{gg}} = \left[\frac{30 \text{GeV}}{m_\chi} \right]^2, \quad \frac{\sigma_{cc}}{\sigma_{gg}} = \left[\frac{25 \text{GeV}}{m_\chi} \right]^2. \quad (10)$$

以上源函数描述的是注入银河系的反质子, 我们还要进一步计算穿过星系的星际物质

到达太阳系边缘的反质子谱 $\phi_p(E_p)$, 这需要用到宇宙射线在

选择较常使用的标准漏箱模型^[6]. 根据该理论, 谱的修正需要乘上一个粒子能量有关的

逃逸时间 $\tau_{\text{esc}}(E_p)$,

$$\phi_p(E_p) = \frac{1}{4\pi} c \tau_{\text{esc}}(E_p) q_p(E_p).$$

相应的逃逸长度反应了传播过程中部分粒子的逃脱以及粒子与星际间物质相互作用对谱

的削弱. 取^[7]: $\tau_{\text{esc}} = 10^8 \text{ yrs}$.

我们知道, 太阳的活动同样会对宇宙射线的传播起一定影响, 对得到的在太阳系边缘

的谱线还需要进一步经过太阳活动周期的修正才能得到我们所观察到的能谱. 使用 Per-

ko 提出的太阳活动周期修正模型^[8], 得到可观测能谱

$$\phi_p^{\text{obs}}(E_p) = \phi_p(E'_p),$$

其中

$$E'_p(E_p) = \begin{cases} E_p + \Delta E & (p > p_c) \\ p_c \ln \frac{p + E_p}{p_c + E_c} + E_c + \Delta E & (p < p_c) \end{cases}$$

其中 $p_c = 1.015 \text{ GeV}$, $p = (E_p^2 - m_p^2)^{1/2}$, m_p 是质子的质量, ΔE 是依赖于太阳活动周期位相

的能量偏移, 在计算中取为 0.83 GeV .

这样得到可观测的 Neutralino 湮没生成的反质子的能谱. 实验观测到的宇宙射线中的

质子谱^[9]为 $\phi_p = 1.93 * 10^4 \beta (E_p/\text{GeV})^{-2.7} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ GeV}^{-1}$. 同样需要对它作的太阳活

动周期修正. 最后即可得到反质子/质子的谱线.

4 结果与讨论

图3给出了 Neutralino $\tilde{\chi}^0$ 粒子湮没生成的反质子/质子随动能变化的谱线,给出了利用高能碰撞理论和标准漏箱模型计算出的反质子/质子谱线^[10]以及目前实验上给出的在一定能区内反质子/质子的下限^[11]. 为了比较,在图4给出了 Bino 粒子湮没生成的反质子/质子随动能变化的谱线和不考虑双胶子湮没道而仅考虑重夸克湮没道时所得的结果以供比较,其结果与文献[4]一致.

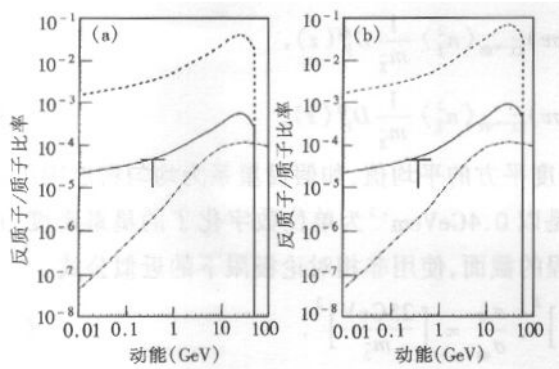


图3 Neutralino 湮没生成的反质子/质子随动能变化的谱线

(a) $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 50\text{GeV}$; (b) $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 60\text{GeV}$.

- - - 高能碰撞理论计算出的反质子/质子谱线,
—— $\tan\beta = 2$, - - - $\tan\beta = 30$.

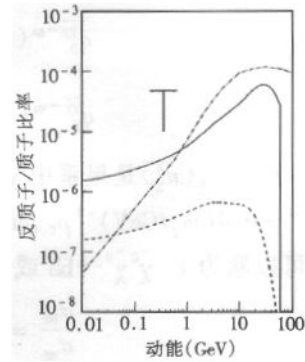


图4 Bino 湮没生成的反质子/质子随动能变化的谱线

- - - 仅考虑重夸克湮没道时的反质子/质子的谱线,——考虑重夸克和胶子湮没道时的反质子/质子的谱线; - - - 高能碰撞理论计算的
反质子/质子谱线.

$m_{\tilde{\chi}_0^1} = 60\text{GeV}$; $\tan\beta = 2$.

由图3,4可以看出, Neutralino $\tilde{\chi}^0$ 湮没到双胶子生成反质子的过程与重夸克道相比占有主要贡献,尤其在生成反质子的能量接近 $\tilde{\chi}^0$ 的质量时更加明显. $\tilde{\chi}^0$ 的质量越大,双胶子道的贡献越显著.这主要是由于胶子反应道的截面与 $\tilde{\chi}^0$ 质量的平方成正比,而数密度的平方则与 $\tilde{\chi}^0$ 质量的平方成反比,二者对质量的依赖关系刚好在源函数中相乘时抵消掉了;而夸克道,其截面与 $\tilde{\chi}^0$ 质量没有明显的依赖关系,其源函数对 $\tilde{\chi}^0$ 质量的依赖就比较强;所以相比之下, $\tilde{\chi}^0$ 质量越大,胶子道贡献就越显著. $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow gg$ 反应截面和 $\tilde{\chi}^0$ 生成的反质子谱线都随 $\tan\beta$ 的增大而增大, $\tan\beta$ 取2与30的结果约相差两个数量级. Bino 的反质子谱比 $\tilde{\chi}_1^0$ 的反质子谱小一个数量级.在低能端都超出了由高能碰撞理论计算得出的背景.可见这种理论作为一种可能的反质子来源对低能反质子超出本底的情况可以作出解释.即,这种反质子的产生机制具有可观测性.但是我们应该考虑,由于粒子物理最小超对称标准模型中的参数和天文学的诸如宇宙射线粒子传播理论中的一些不确定因素引入的误差(这也是虽然我们的结果中谱线超出了观测下限,我们仍不能将其简单排除的原因);另外目前还有其他反质子产生机制和传播理论对反质子高出本底谱的一些解释,所有这些不同的理论和观点,都有待高精度实验的检验和判别,但相信我们的计算结果可以

从一定角度为实验上寻找暗物质和超对称粒子提供了一定的参考.

参考文献 (References)

- 1 Srednicki M. The European Phys. Journal, 1998, **C3**:125
- 2 Haber H E., Kane G L. Phys. Reports, 1985, **117**:75
- 3 Dress M., Jungman G., Kamionkowski M et al. Phys. Rev. 1994, **D49**:636
- 4 Matti P. Phys. Report, 1989, **177**:141; Brodsky S J., Gunion J F. Phys. Rev. Lett., 1976, **37**:402; Webber B R. Nucl. Phys. 1984, **B238**:492
- 5 Fills J et al. Phys. Lett., 1988, **B214**:403
- 6 Gaisser T K. Cosmic Rays and Particle Physics. Cambridge University Press, Camberluge, England, 1990
- 7 Ginzburg V L, Ptuskin V S. Rev. Mod. Phys., 1976, **48**:161
- 8 Perko J S. Astrophys J, 1987, **184**:119
- 9 Ryan M J, Ormes J F, Balasubrahmanyam V K, Phys. Rev. Lett., 1972, **28**:985
- 10 Protheroe R J. Astrophys J, 1981, **251**:387
- 11 Ahlen S P et al. Phys. Rev. 1988, **D61**:145; Salaman M et al. Astrophys J., 1990, **347**:78

Antiproton Spectrum Produced by Dark Matter Annihilation

SUN La-Zhen LIU Yao-Yang

(Department of modern Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230027, China)

JIANG Xiang-Dong

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

Abstract The cross section of the process $\tilde{\chi}^0 \tilde{\chi}^0 \rightarrow g g$ is calculated in supersymmetry model of particle physics. By means of the obtained cross section value, the estimate of source spectrum for antiprotons produced by neutralino $\tilde{\chi}^0$ annihilation is given. We conclude that the observation of this spectrum in the low energy region offers a possible approach to find the dark matter and the supersymmetry particle.

Key words dark matter, supersymmetry particle, antiproton spectrum.