

暗黒物質対消滅における Electroweak bremsstrahlung の効果

Effect of electroweak bremsstrahlung in Dark Matter annihilation

○ 首藤 健太*¹, 二瓶 武史*²

Kenta Shudo, Takeshi Nihei

Abstract : In the case of calculating cross section to neutralino(Dark Matter) annihilation, the contribution of three-body final states is generally ignored compared with two-body final states. We testified the contribution of three-body final states is not ignored compared with two-body final states and evaluate the contribution of three-body final states. Finally, we discuss the consequence of three-body final states to dark matter detection.

1. 導入

近年, 宇宙背景輻射の観測 [1] などの実験により, 暗黒物質の存在とその性質が判明している. 判明した暗黒物質の性質は, 少なくとも電磁相互作用をせず, 強い相互作用もしないが, 重力相互作用する安定な物質であるというものだ.

その性質を持つ粒子の候補として最も軽い超対称性粒子である LSP (Lightest Supersymmetric Particle), 具体的にはニュートラリーノが挙げられる. 本研究ではこのニュートラリーノが暗黒物質であると考え, ニュートラリーノ対消滅散乱断面積の評価を行っていく.

ニュートラリーノの散乱断面積を評価する場合, 三体終状態の散乱断面積は二体終状態の寄与に比べ小さいとみなされ, 無視される場合が多く, 検出実験の理論値などでは考慮されていなかった. しかし electroweak bremsstrahlung の効果を考慮することで, 三体終状態の寄与が二体終状態に比べ, 支配的になる場合があることが Bergstrom によって示唆された [2]. 本研究は, 三体終状態が $e^+\nu W^-$ (e^+ : 陽電子, W : W ボソン ν : ニューレプトン) となる場合を考え, その三体終状態 $e^+\nu W^-$ の寄与と二体終状態 W^+W^- の寄与とを比べ, 三体終状態の寄与が無視できないということを示し [3, 4], その評価を行った. 同時に, 三体終状態が tWb になる場合でも評価を行いその massless 極限についても考察を行う.

2. 最小超対称標準模型 (MSSM)

標準模型 (Standard Model) の枠組みでは暗黒物質の性質を表現することができないため, 超対称性理論 (Supersymmetry) [5, 6] を導入する.

超対称性とはボソンと, フェルミオンを入れ替える対称性である. そのため, 標準模型の粒子に対して対となるボソンまたはフェルミオンが必要となる. その粒子を超対称パートナーと呼ぶ. 標準模型の粒子とこの超対称パートナーを成分とする超場を用い, ラグランジアンを考えて

いく.

最小超対称標準模型のラグランジアンは,

$$\mathcal{L}_{\text{MSSM}} = \mathcal{L}_c + \mathcal{L}_v + \mathcal{L}_{\text{soft}} \quad (1)$$

と表される. ここで \mathcal{L}_c はフェルミオンのゲージ不変な運動項を表し, \mathcal{L}_v はゲージ場の運動項, $\mathcal{L}_{\text{soft}}$ は超対称性のソフトな破れを表す項である.

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_c &= \int d^4\theta \Phi_i^\dagger e^{t_i V} \Phi_i + \left[\int d^2\theta \mathcal{W}(\Phi) + h.c. \right] \\ \text{ただし } \mathcal{W}(\Phi) &= \frac{1}{2} M_{ij} \Phi_i \Phi_j + \frac{1}{3} g_{jik} \Phi_i \Phi_j \Phi_k \\ \mathcal{L}_v &= \frac{1}{4} \left(\int d^2\theta W^\alpha W_\alpha + h.c. \right) \\ \text{ただし } W_\alpha &= -\frac{1}{4} \bar{D} \bar{D} D_\alpha V \\ \mathcal{L}_{\text{soft}} &= \left(-M_a \lambda^{(a)} \lambda^{(a)} + h.c. \right) - m_{ij}^2 \Phi_i^* \Phi_j \\ &\quad - \left(\frac{1}{2} b^{ij} \Phi_i \Phi_j + \frac{1}{6} a^{jik} \Phi_i \Phi_j \Phi_k + h.c. \right) \end{aligned} \quad (2)$$

カイラル超場 Φ_i は, クォーク超場 $\hat{Q}_{Li}, \hat{u}_{Ri}, \hat{d}_{Ri}$, レプトン超場 $\hat{L}_{Li}, \hat{e}_{Ri}$, ヒッグス超場 \hat{H}_1, \hat{H}_2 などで表現される. ($i = 1 \sim 4$) またベクトル超場 V は $\hat{B}, \hat{W}^a, \hat{G}^\alpha$ ($a = 1 \sim 3, \alpha = 1 \sim 8$) で表現される. $\mathcal{L}_{\text{soft}}$ 中の $\lambda^{(a)}$ は超場ではなく, 成分であり, ヒッグシーノを表す. これらを用いて, ゲージ不変なラグランジアンを構成する.

ここで (1), (2) 式のラグランジアンから, 電荷 0 の超対称パートナー ($\tilde{B}, \tilde{W}^3, \tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0$) について質量固有状態を考える. その際の質量行列は次のように表される.

$$M_{\text{neut}} = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -m_Z C_\beta S_W & m_Z S_\beta S_W \\ 0 & M_2 & m_Z C_\beta C_W & -m_Z S_\beta C_W \\ -m_Z C_\beta S_W & m_Z C_\beta C_W & 0 & -\mu \\ m_Z S_\beta S_W & -m_Z S_\beta C_W & -\mu & 0 \end{pmatrix}$$

ただし $C_\beta = \cos \beta$, $S_\beta = \sin \beta$ $S_W = \sin \theta_W$, $C_W = \cos \theta_W$ θ_W : Weinberg 角 ($\sin^2 \theta_W \approx 0.23$)

(3)

*¹ 日大理工・院・物理*² 日大理工・教員・物理

ここで M_1, M_2, μ は $\tilde{B}, \tilde{W}^3, \tilde{H}^0$ の質量パラメータ, $\tan\beta = \frac{v_2}{v_1}$ (v_1, v_2 は H_1, H_2 の真空期待値) となっている.

この M_{neut} を対角化すると

$$N^\dagger M_{\text{neut}} N = \text{diag}(m_{\chi_1^0}, m_{\chi_2^0}, m_{\chi_3^0}, m_{\chi_4^0}) \quad (4)$$

ただし $m_{\chi_1^0} < m_{\chi_2^0} < m_{\chi_3^0} < m_{\chi_4^0}$

その際の質量固有状態は

$$\chi_i^0 = N_{i1}\tilde{B} + N_{i2}\tilde{W}^3 + N_{i3}\tilde{H}_1^0 + N_{i4}\tilde{H}_2^0 \quad (i = 1 \sim 4) \quad (5)$$

となり, この χ_i^0 をニュートラリーノと呼ぶ. このニュートラリーノの質量が最も軽いもの χ_1^0 (以下 χ) が暗黒物質であると考え, 計算を行う.

3. 散乱断面積

ここでは本研究で評価した三体終状態の内, 今回の主題の部分について述べる.

三体終状態 $e^+\nu W^-$ のファインマン図のうち, W ボソン対を介する図には次のようなものがある.

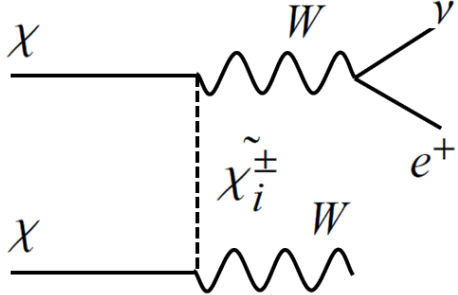


Figure.1. feynman diagrams for annihilations to the $e^+\nu W^-$ final state

Figure.1 の三体終状態 $e^+\nu W^-$ の全散乱断面積は, 次のように与えられる.

$$\sigma_{\text{rel}} = \frac{N_c}{64\pi^3} \int_{x_{6\text{min}}}^{x_{6\text{max}}} dx_6 \int_{x_{4\text{min}}}^{x_{4\text{max}}} dx_4 |\mathcal{M}|^2$$

ただし $N_c = 3$, $x_4 = \frac{2p_4^0}{\sqrt{s}}$, $x_6 = \frac{2p_6^0}{\sqrt{s}}$, (6)

\sqrt{s} は重心系の全エネルギー, $v_{\text{rel}} = |\vec{v}_2 - \vec{v}_1|$,

\mathcal{M} は Figure.1 に対応する不変振幅

この下で, ニュートラリーノの相対速度 $v_{\text{rel}} = 0$ 場合で評価を行った.

また計算する際に用いたフリーパラメータについては以下のように設定した.

$M_2 = 1000\text{GeV}$	$\mu = 55 \sim 110\text{GeV}$
$m_A = 10^3\text{GeV}$	$\tan\beta = 2$
$m_{\tilde{q}} = 10^5\text{GeV}$	$m_{\tilde{l}} = 10^5\text{GeV}$

Table.1. Model parameters

また大統一理論 (GUT) 質量関係より, $M_1 = \frac{5}{3}\tan^2\theta_W M_2 \simeq 0.5M_2$ とした.

(4) 式に基づき, 散乱断面積を求めると,

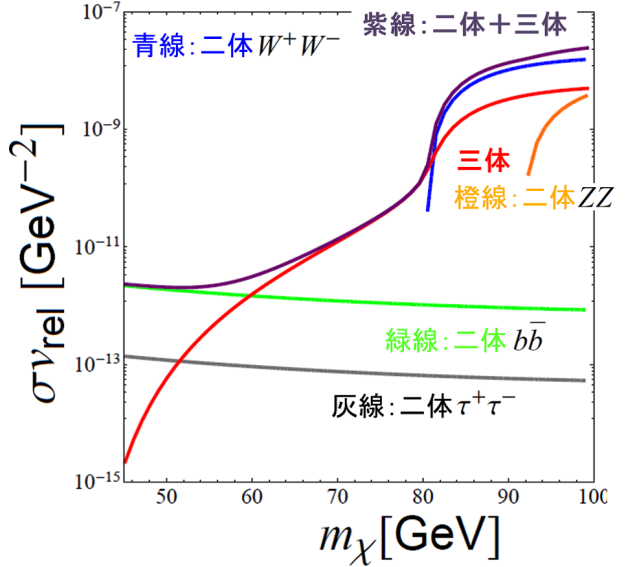


Figure.2. Total cross section for three-body final state and two-body final state

が得られた. ただし青線が二体終状態 W^+W^- の散乱断面積, 赤線が三体終状態の散乱断面積, 橙線が二体終状態 ZZ の散乱断面積, 緑線が二体終状態 $\tau^+\tau^-$ の散乱断面積, 紫線が二体と三体を合計した寄与である. この図より, thresholds 以下での三体終状態の寄与は二体終状態と比べて非常に大きく, 無視する事が出来ないことがわかる. そのため, thresholds 以下で間接検出実験値とのより正確な評価を行うためには, 三体終状態の評価が必要となってくるのがわかった.

4. まとめと今後の課題

三体終状態 $e^+\nu W^-$ の全散乱断面積を評価した. その結果を二体終状態 W^+W^- と比較した結果, thresholds 以下では三体終状態の寄与を無視できないことが示された.

今後の課題としては暗黒物質の間接検出に対する理論値を計算する必要があるため, その評価を行う.

参考文献

- [1] WMAP
- [2] L Bergstrom Phys.Lett. B225 (1989) 372
- [3] Xuelei Chen and Marc Kamionkowski hep-ph/985383v3
- [4] Carlos E. Yaguna arXiv:1003.2730v1
- [5] Stephen P.Martin hep-ph/9709356
- [6] Gerard Jungman and Marc Kamionkowski and Kim Griest Phys.Rep.267 (1996) 195~373