BỔ CHÍNH SUSY-QCD CHO SINH CẶP SQUARK TRONG QUÁ TRÌNH HỦY CẶP e^+e^- VỚI THAM SỐ PHỨC

Học viên : Nguyễn Đức Vinh

MỞ ĐẦU

Trong những năm gần đây, càng ngày càng có nhiều cơ sở để tin rằng thế giới tự nhiên thực sự là siêu đối xứng . Nếu tự nhiên là siêu đối xứng, ngoài việc ta sẽ có một lý thuyết trường lượng tử tự tái chuẩn và ngoài việc thống nhất boson với fermion, ta còn có cơ hội để xây dựng một lý thuyết trường tương thích về hấp dẫn. Nó cũng là một đảm bảo để lời giải đối với bài toán phân hóa tương tác thành các bậc khác nhau sẽ không bị ảnh hưởng bởi các bổ chính bức xạ.

Các kết quả nghiên cứu thực nghiệm về siêu hạt đồng hành sẽ cho phép ta xây dựng thử nghiệm những mô hình bán hiện tượng luận cho các quá trình sinh hủy và tán xạ phi đàn tính sâu của các hạt cơ bản.

Mục tiêu được đặt ra cho Luận văn này là nghiên cứu quá trình hủy cặp e^+-e^- trong đó có sự hình thành của siêu đỉnh stop và siêu đáy, sbottom trong khuôn khổ của sự mở rộng tối thiểu mô hình tiêu chuẩn, mà ta sẽ gọi là Mô hình tiêu chuẩn siêu đối xứng tối thiểu

. Luận văn này có cấu trúc như sau:

Chương I sẽ được dùng để nhập môn lý thuyết trường chuẩn siêu đối xứng (SGFT). Chúng tôi chỉ muốn tóm lược những điểm chính yếu và nhất là chỉ nêu lên những gì chúng tôi cần đến ở những phần sau của luận án. Phần cuối của chương, chúng tôi cũng sẽ điểm qua nội dung vật chất của mô hình MSSM và diễn giải vai trò quan trọng của stop và sbottom trong mô hình đó. Bàn đến số tham số độc lập khả dĩ của MSSM.

Chương II sẽ được dùng để cụ thể hóa MSSM, trong đó, trường thành phần sẽ là trường vật lý. Như vậy, ta sẽ phải bàn đến vi phạm đối xứng (cả vi phạm mềm lẫn vi phạm tự phát) và thông qua cơ chế Higgs ta sẽ có phổ khối lượng các hạt vật lý. Ta cũng sẽ bàn đến quá trình sinh ra stop và sbottom trong các máy va chạm lepton. Chúng tôi sẽ tìm biểu thức giải tích cho thiết diện sinh các siêu hạt đồng hành này trong quá trình hủy cụ thể .

Chương III sẽ được dành cho quá trình phân rã stop và sbottom khi tính đến bổ chính SUSY–QCD 1–vòng với tham số trong siêu thế Higgs là phức.

CHƯƠNG I

MSSM TRONG NGÔN NGỮ TRƯỜNG THÀNH PHẦN

1.1. Mô hình tiêu chuẩn (SM)

Mô hình tiêu chuẩn đang được coi là lý thuyết chính thống cho tương tác các hạt cơ bản ở thời điểm hiện tại . Mô hình tiêu chuẩn là một lý thuyết bất biến chuẩn với nhóm chuẩn là tích trực tiếp của ba nhóm đơn SU(3)$_C$, SU(2)$_L$ và U(1)$_\gamma$ vốn được dùng để mô tả tương tác mạnh, yếu, điện từ một cách riêng rẽ.

Tất cả hạt chất trong SM được chia thành ba thế hệ, với các đặc trưng giống nhau, chỉ khác nhau về khối lượng. Thành phần thuận phải, và thành phần thận trái của chất được coi là các hạt khác nhau vì chúng tương tác yếu khác nhau.

Phần tay chiêu của neutrino và electron tạo thành lưỡng tuyến của nhóm tương tác yếu , còn phần tay đăm là đơn tuyến của nhóm đó. Cả phần tay đăm và tay chiêu của quark đều tồn tại, phần tay chiêu của chúng tạo nên lưỡng tuyến còn phần tay đăm, sẽ là các đơn tuyến của nhóm tương tác yếu.

Trường chuẩn sẽ bao gồm: một trường , tương ứng với nhóm , ba trường Yang-Mills , tương ứng với nhóm và tám trường gluon , tương ứng với nhóm .

Lagrangian cho tương tác điện từ - yếu của tất cả các hạt trong SM sẽ có dạng:

$$L_F = \frac{1}{2}\left[\bar{q}i\not{D}q + \bar{l}i\not{D}l + \bar{u}_R i\not{D}u_R + \bar{d}_R i\not{D}d_R + \bar{e}_R i\not{D}e_R\right] - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} - \frac{1}{4}F^i_{\mu\nu}F^{i\mu\nu}$$

Lagrangean không có số hạng khối lượng các hạt bởi vì sự có mặt của chúng sẽ làm vi phạm đối xứng thuận tay (chiral). Khối lượng của hạt sẽ được sinh ra nhờ cơ chế Higgs và để thực tế hóa điều này ta giả sử trong SM còn có một đa tuyến của một trường "vô hướng phức", không màu, gọi là trường Higgs:

Lagrangian cho trường Higgs sẽ có dạng: $$L_H = \frac{1}{2}(D^\mu H)^\dagger D_\mu H - V\left(H\right)$$

Thông qua tương tác với trường chuẩn Yang-Mills, ba bậc tự do của nó sẽ bị trường này "nuốt" để tạo nên ba bậc tự do thứ ba của trường chuẩn và nhờ đó trường chuẩn sẽ trở nên có khối lượng

Để sinh khối cho các trường chất, lepton và quark, ta phải đưa vào các số hạng tương tác dạng Yukawa giữa trường Higgs và trường vật chất. Những số hạng này nói chung là tổ hợp tuyến tính giữa trường chất và trường Higgs sao cho chúng là vô hướng Lorentz, vô hướng và siêu tích yếu bằng không. Các số hạng đó có

dạng . Ta thấy số hạng thứ ba không thỏa mãn điều kiện siêu tích bằng không, vì tổng siêu tích các thừa số của nó bằng 1. Tuy nhiên, nếu không có số hạng này, cơ chế Higgs không thể sinh khối cho quark và không thể khử được dị thường dòng trục. Vì vậy, thay cho việc phải đưa thêm vào một lưỡng tuyến Higgs mới, ta dùng lưỡng tuyến có siêu tích bằng – 1.

Lagrangian của SM có dạng sau đây:

$$\begin{aligned}
L = {} & \bar{q}i\not{D}q + \frac{1}{2}\left[\bar{q}i\not{D}q + \bar{l}i\not{D}l + \bar{u}_R i\not{D}u_R + \bar{d}_R i\not{D}d_R + \bar{e}_R i\not{D}e_R\right] \\
& + \frac{1}{2}(D^\mu H)^+ D_m H - \frac{1}{2}\mu^2 H^+ H + \frac{1}{24}\lambda(H^+H)^2 \\
& - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} - \frac{1}{4}F^i_{\mu\nu}F^{i\mu\nu} - \frac{1}{4}F^a_{\mu\nu}F^{a\mu\nu} \\
& + y^u\bar{q}\tilde{H}u_R + y^d\bar{q}Hd_R + y^e\bar{l}He_R + h.c
\end{aligned}$$

Mô hình tiêu chuẩn với Lagrangian trên là lý thuyết tái chuẩn hóa được và giải thích được hầu hết các kết quả thực nghiệm đã có đến nay, dự đoán được nhiều sự kiện mà sau đó đã được kiểm chứng. Điển hình là tiên đoán được sự tồn tại dòng trung hòa và quark duyên.

Tuy có rất nhiều ưu điểm, nhưng Mô hình tiêu chuẩn cũng có rất nhiều nhược điểm cần phải khắc phục.

Thứ nhất, mô hình có quá nhiều tham số tùy ý, cần được xác định bằng thực nghiệm.

Thứ hai, mô hình không giải thích được tại sao nhóm chuẩn là tích trực tiếp của nhưng chỉ có tương tác yếu là vi phạm chẵn lẻ. Nó không giải thích được sự lượng tử hóa điện tích.

Thứ ba, nó không giải thích được tại sao dù có ba thế hệ chất nhưng trong thế giới quen thuộc lại chỉ thế hệ thứ nhất có mặt. Nó không cho phép xác định khối lượng quark và lepton.

Thứ tư, nó chưa có cơ chế để xác định khối lượng hạt Higgs.

Thứ năm, nó không giải thích được vấn đề vi phạm CP của tương tác mạnh.

Cuối cùng, nó không giải quyết được bài toán phân hóa tương tác thành các cấp khác nhau (hierarchy problem).

Để giải quyết các vấn đề trên đã có rất nhiều phương pháp khác nhau được đưa ra nhằm mở rộng mô hình tiêu chuẩn.

1.2. Siêu đối xứng, SUSY

Một xu hướng là tìm cách mở rộng nhóm đối xứng ngoài, tức là đối xứng không thời gian, sao cho liên kết của nó với đối xứng trong là không tầm thường, tức là không đơn giản là tích trực tiếp giữa hai loại đối xứng đó.

Nếu khả năng liên kết giữa đối xứng trong và ngoài tồn tại, phép biến đổi trong sẽ cảm sinh một phép biến đổi ngoài, và nhóm đối xứng ngoài sẽ được mở rộng hơn, ngoài những nhóm đã được liệt kê. Đối xứng này là dấu hiệu tồn tại của một số hạt cơ bản mới, gọi là hạt siêu đồng hành.

Nhóm đối xứng có chứa cả vi tử sinh chẵn, lẻ với phép toán giữa các vi tử sinh gồm cả giao hoán tử lẫn phản giao hoán tử, được gọi là siêu nhóm. đối xứng cho bởi siêu nhóm và siêu đại số, sẽ được gọi là siêu đối xứng, supersymmetry

Siêu đối xứng dẫn đến rất nhiều hệ quả

1.3. Các thành phần bất biến siêu đối xứng của tổ hợp siêu trường

Từ tính chất phản giao hoán của tọa độ lẻ suy ra, tích một số siêu trường thuận tay cũng là siêu trường thuận tay. Khi xây dựng tác dụng, ta phải tính tích phân của Lagrangian trong toàn siêu không gian. Một siêu trường luôn là hàm đối với tọa độ chẵn. Đối với tọa độ lẻ, siêu trường tay chiêu chỉ phụ thuộc vào còn siêu trường tay đăm chỉ phụ thuộc vào .

1.4 .Lý thuyết trường chuẩn siêu đối xứng, SGFT

Với nhóm chuẩn Abel, siêu trường vectơ V đóng vai trò của trường chuẩn. Tuy nhiên, do nó có thứ nguyên bằng 0 cho nên sẽ có thứ nguyên 1/2, chứ không phải bằng 2 như yêu cầu của tensơ cường độ trường chuẩn. Để có được tensơ cường độ trường chuẩn hợp lý, ta lập
, và sẽ có thứ nguyên bằng 3.

Đối với trường chuẩn non-Abelian, siêu trường chuẩn sẽ được cho bằng , trong đó hàm mũ được hiểu là khai triển Taylor của nó và g là tích tương tác và V là siêu trường vectơ nào đó.

1.5. MSSM

MSSM là SQFT với nhóm chuẩn là . Khi đó, thay cho các trường thông thường, ta có các siêu trường sau :

Thay cho ba trường chuẩn vectơ ta xét ba siêu trường vectơ : $\hat{V}_1,\ \hat{V}_2,\ \hat{V}_3$

$$B_\mu \to \hat{V}_1 = \left(\tilde{B}, B_\mu, D_B\right),$$
$$W_\mu^i \to \hat{V}_2 = \left(\tilde{W}^i, W_\mu^i, D_{\mathrm{w}}^i\right),\quad i = 1,2,3$$
$$G_\mu^a \to \hat{V}_3 = \left(\tilde{g}^a, G_\mu^a, D_g^a\right),\quad a = 1,\ldots,8$$

Mỗi trường chất vốn được diễn tả bằng một spinơ tay chiêu trong SM được thay bằng một siêu trường tay chiêu trong MSSM.

Để đảm bảo tính khả tích, không thể dùng và cùng một lúc như trong SM, cho nên, ta cần đến một siêu trường Higgs thứ hai để tạo khối cho quark và cũng cần thiết để khử dị thường dòng trục do tương tác của lưỡng tuyến thứ nhất với trường chuẩn. Siêu trường Higgs thứ hai có isospin yếu bằng ½ nhưng có siêu tích yếu bằng -1 :

$$\hat{H}_2 \equiv \hat{H}_u = \begin{pmatrix} \hat{h}_u^0 \\ \hat{h}_u^- \end{pmatrix}$$

Khi đó, tương tác Yukawa sẽ có dạng , trong đó, mỗi số hạng là tích của ba siêu trường tay chiêu dạng

$$\mathrm{W}_Y = \sum_{i,j=1}^{3}\left[y_{ij}^E H_d L_i E_j^c + y_{ij}^D H_d Q_i D_j^c + y_{ij}^U H_u Q_i U_j^c \right] + \mu H_u H_d$$

Bên cạnh , còn có những tích ba siêu trường tay chiêu cho biểu thức bất biến siêu đối xứng. Những số hạng này phá vỡ bảo toàn số baryon và lepton vốn được thực nghiệm kiểm chứng một cách rất chính xác là không bị vi phạm. Để có thể loại bỏ các số hạng này một cách hợp lý, người ta đưa vào yêu cầu toàn R-chẵn lẻ.

Hệ quả của tính bảo toàn R-chẵn lẻ là siêu đồng hành phải xuất hiện thành cặp và điều này nghĩa là, siêu đồng hành nhẹ nhất (LSP) phải là hạt bền.

1.6. Vi pham siêu đối xứng

Nếu siêu đối xứng thực sự là đối xứng của tự nhiên thì nó chắc chắn cũng không phải là đối xứng hoàn toàn chính xác mà bị vi phạm đến một mức độ nào đó. Điều này có thể nhìn thấy rõ, bởi vì nếu không, khối lượng của selectron đã bằng khối lượng của electron và do đó nhất định selectron đã được phát hiện. , người ta cho rằng, SUSY không bị vi phạm, mà chỉ là vi phạm tự phát tại một "khu vực ẩn" nào đó. Thang năng lượng có sự vi phạm tự phát này cao hơn nhiều so với thang năng lượng của tương tác yếu. Sự vi phạm tự phát này được lan truyền thông qua tương tác chuẩn hoặc tương tác hấp dẫn để đến được "khu vực hiện" của MSSM và làm nảy sinh số hạng vi phạm mềm bao gồm :

+ Số hạng khối lượng gaugino

+ Số hạng khối lượng vô hướng

+ Số hạng tương tác vô hướng bậc hai và bậc ba.

Cần có những yêu cầu gì đối với các tham số vi phạm mềm. Hai hạn chế quan trọng nhất là:

1. Không dẫn đến dòng trung hòa lớn có thay đổi hương vị (FCNC) và không có vi phạm số lepton

2. Lý thuyết không dẫn đến vi phạm CP quá lớn.

Những tham số không nằm trong tương tác Yukawa dẫn đến vi phạm CP đều được giả định là thực.

Ta có thể xác định được các tham số độc lập của MSSM. Trong khu vực vi phạm mềm, chúng ta đã có m_0, $M_{1/2}$, A_0 và B. Trong khu vực Higgs chúng ta có tanβ và μ. Vì khối lượng quark đỉnh không đo được bằng thực nghiệm và λ_t có xu hướng tiến tới một giá trị cố định tại M_Z,, cho nên, λ_t (M_G) cơ bản là một ẩn số của lý thuyết. μ^2 và B là xác định (nhưng dấu của μ thì không). Do đó, MSSM với R-chẵn lẻ, tham số vi phạm mềm phổ quát và vi phạm bức xạ điện yếu, sẽ được xác định bởi 5 +1 tham số: m_0, $M_{1/2}$, A_0, tanβ, λ_t và dấu của μ.

Chương II Lagrangian tương tác và quy tắc Feynman trong MSSM

Để thu được phổ khối lượng của các hạt vật lý trong một lý thuyết ta phải tiến hành quy trình tiêu chuẩn phá vỡ đối xứng với giá trị trung bình chân không của trường Higgs. Ta sẽ chọn trung bình chân không của hai đa tuyến Higgs như sau: $\langle H^1 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} \upsilon_1 \\ 0 \end{pmatrix}$, $\langle H^2 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 0 \\ \upsilon_2 \end{pmatrix}$

với υ_1, υ_2 thỏa mãn phương trình

$$\left[\frac{e^2}{8\sin^2\theta\cos^2\theta}\left(\upsilon_1^2 - \upsilon_2^2\right) + m_{H_1}^2 + |\mu|^2\right]\upsilon_1 = -\mu_S\upsilon_2$$

$$\left[-\frac{e^2}{8\sin^2\theta\cos^2\theta}\left(\upsilon_1^2 - \upsilon_2^2\right) + m_{H_2}^2 + |\mu|^2\right]\upsilon_2 = -\mu_S\upsilon_1$$

Điện tích e của hạt liên quan đến các hệ số liên kết $g_{1,2}$ thông qua một tham số θ được gọi là góc Weinberg $e = g_1 \cos\theta = g_2 \sin\theta$.

Lagrangian tương tác giữa trường quark q và các trường chuẩn photon (γ), wion, zion và gluon (g):

$$L_{qq\gamma} = -ee_q \bar{q}\gamma^\mu q A_\mu$$

$$L_{qqZ} = -\frac{g}{\cos\theta_{\mathrm{W}}}\bar{q}\gamma^\mu \left\{\left(I_{qL}^3 - e_q \sin^2\theta_{\mathrm{W}}\right)P_L - e_q \sin^2\theta_{\mathrm{W}} P_R\right\} qZ_\mu$$

$$= -\frac{g}{\cos\theta_{\mathrm{W}}}\bar{q}\gamma^\mu \left(C_{qL}P_L + C_{qR}P_R\right)q$$

$$C_{qL,R} = I_{qL,R}^3 - e_q \sin^2\theta_{\mathrm{W}}$$

$$L_{qqW} = -\frac{g}{\sqrt{2}}\left(W_\mu^+ \bar{t}\gamma^\mu P_L b + W_\mu^- \bar{b}\gamma^\mu P_L t\right)$$

$$L_{qqg} = -g_s T_{rs}^a G_\mu^a \bar{q}_r \gamma^\mu q_s$$

Tương tác giữa các siêu đồng hành của quark (quark vô hướng) với trường chuẩn. Chúng gồm:

- Squark-squark-photon

$$L_{\tilde{q}\tilde{q}\gamma} = iee_q\left(\tilde{q}_L^* \overleftrightarrow{\partial}^\mu \tilde{q}_L + \tilde{q}_R^* \overleftrightarrow{\partial}^\mu \tilde{q}_R\right)A_\mu$$

$$= iee_q A_\mu \left(R_{i1}^{\tilde{q}} R_{j1}^{\tilde{q}} + R_{i2}^{\tilde{q}} R_{j2}^{\tilde{q}}\right)\tilde{q}_j^* \overleftrightarrow{\partial}^\mu \tilde{q}_{\boldsymbol{i}}$$

$$= iee_q \delta_{ij} A_\mu \tilde{q}_j^* \overleftrightarrow{\partial}^\mu \tilde{q}_i$$

- Squark-squark- Z^0

$$L_{\tilde{q}\tilde{q}Z} = \frac{ig}{\cos\theta_{\mathrm{W}}} Z_\mu \left(C_{qL}\tilde{q}_L^* \overleftrightarrow{\partial}^\mu \tilde{q}_L + C_{qR}\tilde{q}_R^* \overleftrightarrow{\partial}^\mu \tilde{q}_R\right) = \frac{ig}{\cos\theta_{\mathrm{W}}} c_{ij} Z_\mu \tilde{q}_j^* \overleftrightarrow{\partial}^\mu \tilde{q}_i$$

- Squark-squark- $W^\pm$

$$L_{\tilde{q}\tilde{q}'W} = \frac{ig}{\sqrt{2}}\left(W_\mu^+ \tilde{t}_L^* \overleftrightarrow{\partial}^\mu \tilde{b}_L + W_\mu^- \tilde{b}_R^* \overleftrightarrow{\partial}^\mu \tilde{t}_R\right) = \frac{ig}{\sqrt{2}}\left(R_{i1}^{\tilde{q}} R_{j1}^{\tilde{q}} W_\mu^+ \tilde{t}_j^* \overleftrightarrow{\partial}^\mu \tilde{b}_i + R_{i2}^{\tilde{q}} R_{j2}^{\tilde{q}} W_\mu^- \tilde{b}_j^* \overleftrightarrow{\partial}^\mu \tilde{t}_i\right)$$

- Squark-squark-gluon

$$L_{\tilde{q}\tilde{q}g} = ig_s T_{rs}^a G_\mu^a \left(\tilde{q}_{Lr}^* \overleftrightarrow{\partial}^\mu \tilde{q}_{Ls} + \tilde{q}_{Rr}^* \overleftrightarrow{\partial}^\mu \tilde{q}_{Rs}\right) = ig_s T_{rs}^a \delta_{ij} G_\mu^a \tilde{q}_{jr}^* \overleftrightarrow{\partial}^\mu \tilde{q}_{is}$$

Tương tác giữa trường quark với năm trường Higgs:

$$L_{qqH} = s_1^q h^0 \overline{q} q + s_2^q H^0 \overline{q} q + s_3^q A^0 \overline{q} \gamma^5 q + H^+ \overline{t} \left(s_4^t P_L + s_4^b P_R \right) b + H^- \overline{b} \left(s_4^b P_L + s_4^t P_R \right) t$$

Tương tác giữa squark và Higgs boson có thể viết dưới dạng tổng quát như sau:

$$L_{\tilde{q}\tilde{q}H} = H_k \left(\tilde{q}_L^{\beta *}, \tilde{q}_R^{\beta *} \right) \hat{G}_k^\alpha \begin{pmatrix} \tilde{q}_L^\alpha \\ \tilde{q}_R^\alpha \end{pmatrix} = \left(G_k^\alpha \right)_{ij} H_k \tilde{q}_j^{\beta *} \tilde{q}_i^\alpha$$

Quark-squark-chargino

$$\begin{aligned} L_{q\tilde{q}\tilde{\chi}^+} &= g\overline{t} \left(-U_{1j} P_R + Y_t V_{2j} P_L \right) \tilde{\chi}_j^+ \tilde{b}_L + g\overline{t} \left(Y_b V_{2j} P_R \right) \tilde{\chi}_j^+ \tilde{b}_R \\ &+ g\overline{b} \left(-V_{1j} P_R + Y_b U_{2j} P_L \right) \tilde{\chi}_j^{+c} \tilde{t}_L + g\overline{b} \left(Y_t V_{2j} P_R \right) \tilde{\chi}_j^{+c} \tilde{t}_R \\ &+ g\overline{\tilde{\chi}}_j^+ \left(-U_{1j} P_L + Y_t V_{2j} P_R \right) t\tilde{b}_L^* + g\overline{\tilde{\chi}}_j^+ \left(Y_b V_{2j} P_L \right) t\tilde{b}_R^* \\ &+ g\overline{\tilde{\chi}}_j^{+c} \left(-V_{1j} P_L + Y_b U_{2j} P_R \right) b\tilde{t}_L^* + g\overline{\tilde{\chi}}_j^{+c} \left(Y_t V_{2j} P_L \right) b\tilde{t}_R^* \\ &= g\overline{t} \left(l_{ij}^{\tilde{b}} P_R + k_{ij} P_L \right) \tilde{\chi}_j^+ \tilde{b}_L + g\overline{t} \left(Y_b V_{2j} P_R \right) \tilde{\chi}_j^+ \tilde{b}_R \\ &+ g\overline{b} \left(-V_{1j} P_R + Y_b U_{2j} P_L \right) \tilde{\chi}_j^{+c} \tilde{t}_L + g\overline{b} \left(Y_t V_{2j} P_R \right) \tilde{\chi}_j^{+c} \tilde{t}_R \\ &+ g\overline{\tilde{\chi}}_j^+ \left(-U_{1j} P_L + Y_t V_{2j} P_R \right) t\tilde{b}_L^* + g\overline{\tilde{\chi}}_j^+ \left(Y_b V_{2j} P_L \right) t\tilde{b}_R^* \\ &+ g\overline{\tilde{\chi}}_j^{+c} \left(-V_{1j} P_L + Y_b U_{2j} P_R \right) b\tilde{t}_L^* + g\overline{\tilde{\chi}}_j^{+c} \left(Y_t V_{2j} P_L \right) b\tilde{t}_R^* \end{aligned}$$

Quark-squark-neutralino

$$\begin{aligned} L_{q\tilde{q}\tilde{\chi}^0} &= g\overline{q} \left(f_{Lk}^q P_R + h_{Lk}^q P_L \right) \tilde{\chi}_k^0 \tilde{q}_L + g\overline{q} \left(h_{Rk}^q P_R + f_{Rk}^q P_L \right) \tilde{\chi}_k^0 \tilde{q}_R + H.c \\ &= g\overline{q} \left(a_{ik}^{\tilde{q}} P_R + b_{ik}^{\tilde{q}} P_L \right) \tilde{\chi}_k^0 \tilde{q}_i + g\overline{\tilde{\chi}}_k^0 \left(a_{ik}^{\tilde{q}} P_L + b_{ik}^{\tilde{q}} P_R \right) \overline{q} \tilde{q}_i^* \end{aligned}$$

- Quark-squark-gluino

$$\begin{aligned} L_{q\tilde{q}\tilde{g}} &= -\sqrt{2} g_s T_{rs}^a \left[\left(\overline{q}_r P_R \tilde{g}^a \tilde{q}_{Ls} - \overline{q}_r P_R \tilde{g}^a \tilde{q}_{Rs} \right) + \left(\overline{\tilde{g}}^a P_L q_r \tilde{q}_{Ls}^* - \overline{\tilde{g}}^a P_L q_r \tilde{q}_{Rs}^* \right) \right] \\ &= -\sqrt{2} g_s T_{rs}^a \left[\overline{q}_r \left(R_{i1}^{\tilde{q}} P_R - R_{i2}^{\tilde{q}} P_L \right) \tilde{g}^a \tilde{q}_{is} + \overline{\tilde{g}}^a \left(R_{i1}^{\tilde{q}} P_L - R_{i2}^{\tilde{q}} P_R \right) q_r \tilde{q}_{is}^* \right] \end{aligned}$$

- Gluon-gluino-gluino

$$L_{g\tilde{g}\tilde{g}} = \frac{ig_s}{2} f_{abc} G_\mu^a \overline{\tilde{g}}^b \gamma^\mu \tilde{g}^c$$

Squark-squark-gauge boson-gauge boson

$$L_{\tilde{q}\tilde{q}\gamma\gamma} = e^2 e_q^2 A_\mu A^\mu \left(\tilde{q}_L^* \tilde{q}_L + \tilde{q}_R^* \tilde{q}_R\right) = e^2 e_q^2 \delta_{ij} A_\mu A^\mu \tilde{q}_j^* \tilde{q}_i$$

$$\begin{aligned} L_{\tilde{q}\tilde{q}ZZ} &= \frac{g^2}{\cos^2\theta_W} Z_\mu Z^\mu \left(C_{qL}^2 \tilde{q}_L^* \tilde{q}_L + C_{qR}^2 \tilde{q}_R^* \tilde{q}_R\right) \\ &= \frac{g^2}{\cos^2\theta_W} Z_\mu Z^\mu \left(C_{qL}^2 R_{i1}^{\tilde{q}} R_{j1}^{\tilde{q}} + C_{qR}^2 R_{i2}^{\tilde{q}} R_{j2}^{\tilde{q}}\right) \tilde{q}_j^* \tilde{q}_i \\ &= \frac{g^2}{\cos^2\theta_W} z_{ij} Z_\mu Z^\mu \tilde{q}_j^* \tilde{q}_i \end{aligned}$$

Tương tác bốn squark

$$\begin{aligned} L_{\tilde{q}\tilde{q}\tilde{q}\tilde{q}} &= -\frac{1}{2} g_s^2 T_{mn}^a T_{rs}^a \left(R_{i1}^\alpha R_{j1}^\alpha - R_{i2}^\alpha R_{j2}^\beta\right) \tilde{q}_{jm}^{\alpha *} \tilde{q}_{in}^\alpha \left(R_{k1}^\beta R_{l1}^\beta - R_{k2}^\beta R_{l2}^\beta\right) \tilde{q}_{kr}^{\beta *} \tilde{q}_{ls}^\beta = \\ &= -\frac{1}{2} g_s^2 T_{mn}^a T_{rs}^a S_{ij}^\alpha S_{kl}^\beta \tilde{q}_{jm}^{\alpha *} \tilde{q}_{in}^\alpha \tilde{q}_{kr}^{\beta *} \tilde{q}_{ls}^\beta \end{aligned}$$

Chương III BỔ CHÍNH QCD CHO CẶP SQUARK VỚI THAM SỐ PHỨC

Sự pha trộn phần tay chiêu và tay đăm của squark Khi đó, độ rộng riêng phần của phân rã $\tilde{q}_i$ ($\tilde{q}_i = \tilde{t}_i,\ \tilde{b}_i$) thành trạng thái fermion cuối cùng sẽ là

$$\Gamma\left(\tilde{q}_i \to q + \tilde{\chi}_k^0\right) = \frac{g^2 \lambda^{\frac{1}{2}}\left(m_{\tilde{q}_i}^2, m_q^2, m_{\tilde{\chi}_k^0}^2\right)}{16\pi m_{\tilde{q}_i}^3} \times$$

$$\left[\left(\left|a_{ik}^{\tilde{q}}\right|^2 + \left|b_{ik}^{\tilde{q}}\right|^2\right)\left(m_{\tilde{q}_i}^2 - m_q^2 - m_{\tilde{\chi}_k^0}^2\right) - 4\,\mathrm{Re}\left(a_{ik}^{\tilde{q}*} b_{ik}^{\tilde{q}}\right) m_q m_{\tilde{\chi}_k^0}\right]$$ và

$$\Gamma\left(\tilde{q}_i \to q + \tilde{\chi}_k^0\right) = \frac{g^2 \lambda^{\frac{1}{2}}\left(m_{\tilde{q}_i}^2, m_q^2, m_{\tilde{\chi}_k^0}^2\right)}{16\pi m_{\tilde{q}_i}^3} \times$$

$$\left[\left(\left|a_{ik}^{\tilde{q}}\right|^2 + \left|b_{ik}^{\tilde{q}}\right|^2\right)\left(m_{\tilde{q}_i}^2 - m_q^2 - m_{\tilde{\chi}_k^0}^2\right) - 4\,\mathrm{Re}\left(a_{ik}^{\tilde{q}*} b_{ik}^{\tilde{q}}\right) m_q m_{\tilde{\chi}_k^0}\right]$$

Độ rộng riêng phần của phân rã $\tilde{q}_i$ ($\tilde{q}_i = \tilde{t}_i,\ \tilde{b}_i$) thành trạng thái boson cuối cùng (gauge và Higgs) sẽ là:

$$\Gamma\left(\tilde{q}_i \to \mathrm{W}^{\pm} + q'_k\right) = \frac{g^2 \left|A^{W}_{\tilde{q}_i\tilde{q}_j}\right|^2 \lambda^{\frac{3}{2}}\left(m^2_{\tilde{q}_i}, m^2_W, m^2_{q'_j}\right)}{16\pi m^2_W m^3_{\tilde{q}_i}}$$

$$\Gamma\left(\tilde{q}_i \to Z + \tilde{q}_1\right) = \frac{g^2 \left|B^{Z}_{21}\right|^2 \lambda^{\frac{3}{2}}\left(m^2_{\tilde{q}_2}, m^2_Z, m^2_{\tilde{q}_1}\right)}{16\pi m^2_Z m^3_{\tilde{q}_2}}$$

$$\Gamma\left(\tilde{q}_i \to H^{\pm} + \tilde{q}'_j\right) = \frac{g^2 \left|C^{H}_{\tilde{q}'_j\tilde{q}_i}\right|^2 \lambda^{\frac{3}{2}}\left(m^2_{\tilde{q}_i}, m^2_{H^{\pm}}, m^2_{q'_j}\right)}{16\pi m^3_{\tilde{q}_i}}$$

$$\Gamma\left(\tilde{q}_i \to H_i + \tilde{q}_1\right) = \frac{g^2 \left|C\left(\tilde{q}^{\dagger}_1 H_i \tilde{q}_2\right)\right|^2 \lambda^{\frac{1}{2}}\left(m^2_{\tilde{q}_2}, m^2_{H_i}, m^2_{\tilde{q}_1}\right)}{16\pi m^3_{\tilde{q}_2}}$$

Ta có nhận xét sau đây về kết quả đã nhận được ở trên. Quá trình $e^+e^- \to \tilde{q}_i\overline{\tilde{q}}_j$ diễn ra thông qua kênh s với hạt truyền là photon và $Z-$boson