

BỘ GIÁO DỤC VÀ ĐÀO TẠO

ĐẠI HỌC KHOA HỌC TỰ NHIÊN

NGUYỄN THỊ THU HƯƠNG

**ĐẶC TÍNH CỦA CÁC HẠT SIÊU ĐỐI XỨNG TRONG MỘT SỐ
MÔ HÌNH CHUẨN MỞ RỘNG**

CHUYÊN NGÀNH: VẬT LÝ

MÃ SỐ: 62 44 01 01

LUẬN ÁN TIẾN SĨ VẬT LÝ

HÀ NỘI – 2010

**CÔNG TRÌNH ĐƯỢC HOÀN THÀNH TẠI
ĐẠI HỌC KHOA HỌC TỰ NHIÊN**

Người hướng dẫn khoa học

Phản biện 1:

Phản biện 2:

Phản biện 3:

Luận án tiến sĩ sẽ được bảo vệ trước Hội đồng chấm luận án cấp nhà nước họp tại Viện Nghiên cứu văn hoá vào hồi giờ ngày tháng năm 2010

Có thể tìm đọc luận án tại:

- Đại học khoa học tự nhiên

- Thư viện Quốc gia

MỞ ĐẦU

1. Lí do chọn đề tài

Mục đích của vật lý năng lượng cao là hiểu và mô tả bản chất của các hạt và tương tác của chúng bằng cách sử dụng các phương pháp toán học. Ba trong số bốn tương tác đã biết và toàn bộ các hạt thực nghiệm khám phá ra đã được mô tả trong mô hình chuẩn (SM - Standard Model). Tuy nhiên, có một hạt quan trọng được tiên đoán bởi SM hạ̃y còn chưa được tìm thấy đó là boson Higgs. Bởi vậy, mục đích rất quan trọng của máy gia tốc thế hệ mới nhất LHC (Large Hadron Collider) là phát hiện ra hạt Higgs để hoàn thành SM, đo chính xác khối lượng hạt Higgs và các tính chất của nó. SM chứa ba tương tác đã biết nhưng không mô tả hấp dẫn và không thể giải thích được nguồn gốc các tham số của nó. Sử dụng siêu đối xứng, SM có thể được xây dựng thành các lý thuyết thống nhất giải thích được các phần cấu trúc nên SM. Ngoài ra, siêu đối xứng còn có thể giải quyết vấn đề thống nhất các hằng số tương tác, vật chất tối không baryon...

Việc siêu đối xứng hoá mô hình chuẩn sẽ cho ra đời các mô hình chuẩn siêu đối xứng, trong đó người ta đặc biệt quan tâm đến mô hình chuẩn siêu đối xứng tối thiểu (MSSM). Đây là mô hình mở rộng của SM mà vẫn dựa trên nhóm chuẩn $SU_C(3) \otimes SU_L(2) \otimes U_Y(1)$ nên là mô hình mở rộng SM tiết kiệm nhất. Nếu kể thêm tương tác hấp dẫn thì ta sẽ có mô hình siêu hấp dẫn (SUGRA).

Một trong những vấn đề có tính thời sự của vật lý hạt cơ bản hiện nay là nghiên cứu các quá trình vật lý trong đó có sự tham gia của các hạt được đoán nhận trong các mô hình chuẩn siêu đối xứng để hy vọng tìm được chúng từ thực nghiệm. Những quá trình vật lý được thực nghiệm quan tâm hàng đầu phải kể đến là các quá trình va chạm e^+e^- , va chạm $\mu^+\mu^-$,... để sinh ra các hạt mới hoặc các quá trình đã có sự tham gia của các hạt mới.

Một trong những phép thử để kiểm tra tính đúng đắn của mô hình chuẩn và các mô hình mở rộng của nó là sự vi phạm CP. Việc tính đến vi phạm CP cho phép ta chính xác hoá các kết quả trong các quá trình và sẽ cung cấp các số liệu xác thực hơn cho thực nghiệm trong quá trình tìm kiếm các hạt siêu đối xứng và boson Higgs được tiên đoán từ lý thuyết.

Trong vật lý, thế giới vật chất xung quanh được hình thành tự nhiên,

được nghiên cứu theo hai xu hướng tưởng là trái ngược nhau: thế giới vô cùng nhỏ như nguyên tử, hạt nhân và electron, prôton, nơtron, quark được gọi là thế giới vi mô và thế giới vô cùng lớn như trái đất, mặt trăng, mặt trời, các vì sao, thiên hà và vũ trụ học được gọi là thế giới vĩ mô. Giữa các hướng nghiên cứu này có sự liên hệ với nhau. Để hiểu rõ nguồn gốc cấu trúc và bản chất của vũ trụ đó chúng ta cần đến một lý thuyết vật lý có khả năng thống nhất tất cả bốn tương tác cơ bản là điện từ, mạnh, yếu và hấp dẫn với nhau.

Theo các nhà khoa học, trong Vũ trụ có tới 95% năng lượng mà chúng ta chưa từng biết đến, gọi là "năng lượng tối" (Dark Energy) và "vật chất tối". Có tới 23% toàn bộ năng lượng này được chứa trong "vật chất tối" (DM - Dark Matter). Vì vật chất tối đã được khẳng định về sự tồn tại của nó bằng cả quan sát và tiên đoán lý thuyết, nên các ứng cử viên của vật chất tối (mà người ta cho rằng là các hạt cơ bản) đang được tìm kiếm để làm sáng tỏ bản chất của DM. Một trong các loại hạt có khả năng đóng góp vào DM là hạt giả vô hướng nhẹ axion xuất hiện từ vấn đề vi phạm CP mạnh (Strong CP). Trong các mô hình chuẩn siêu đối xứng có chứa axion, siêu đa tuyến $\Phi = s + ia + \sqrt{2}\theta\tilde{a} + \theta^2 F_{\Phi}$ bao gồm axion (a), thành phần vô hướng thực saxion (s) và bạn đồng hành siêu đối xứng fermion - axino (\tilde{a}). Cũng giống như axion, saxion và axino tương tác rất yếu với vật chất thông thường, do đó có thể là thành viên của WIMPs (Weakly interacting massive particles), và của vật chất tối.

Tiếp theo, trong khuôn khổ của lý thuyết siêu hấp dẫn sẽ nảy sinh ra gravitino là bạn đồng hành siêu đối xứng của graviton. Gravitino cũng là ứng cử viên tiềm năng của DM.

Trong những năm gần đây, các nhà vật lý rất quan tâm đến việc phát hiện ra các hạt mới trên các máy gia tốc, đặc biệt là LHC. Tuy nhiên, các đặc tính liên quan đến các hạt này cần phải được chính xác hoá và được hiểu sâu sắc hơn đặc biệt là thông qua các quá trình tán xạ, phân rã có tính đến hiệu ứng tương tác với chân không cũng như pha vi phạm CP. Với những lý do vừa trình bày, tác giả chọn đề tài nghiên cứu của mình là: *"Đặc tính của các hạt siêu đối xứng trong một số mô hình chuẩn mở rộng"*.

2. Mục đích nghiên cứu

Nghiên cứu các vấn đề về đặc tính của các hạt mới được tiên đoán từ các mô hình chuẩn siêu đối xứng.

3. Phương pháp nghiên cứu

Các phương pháp của lí thuyết trường lượng tử. Các phương pháp khác: So sánh đánh giá; Các phương pháp giải tích và phương pháp tính toán số.

4. Đối tượng và phạm vi nghiên cứu

Nghiên cứu tính chất của các hạt mới xuất hiện trong các mô hình chuẩn siêu đối xứng như MSSM, SUGRA. Nghiên cứu về tiết diện tán xạ và độ rộng phân rã của các quá trình có sự tham gia của gluino, squark, axion, axino tại các máy gia tốc tuyến tính và ảnh hưởng của tương tác với chân không ở gần đúng một vòng cũng như pha vi phạm CP lên các đại lượng này. Đề cập đến tính chất của vật chất tối ở thang vũ trụ cỡ nhỏ trên cơ sở bản chất của các ứng cử viên của nó. Ngoài ra chúng tôi cũng góp phần làm cho lý thuyết về gravitino - một ứng cử viên quan trọng của vật chất tối được hoàn chỉnh hơn.

5. Ý nghĩa khoa học và thực tiễn của luận án

Các kết quả của luận án đã chính xác hoá các đặc tính của các hạt mới siêu đối xứng được tiên đoán từ lý thuyết nhằm định hướng cho thực nghiệm phát hiện ra các hạt này. Luận án cũng cung cấp thêm cho chúng ta các kiến thức để hiểu rõ hơn về vật chất tối và vi phạm CP. Các nghiên cứu của luận án cũng góp phần kiểm nghiệm về tính đúng đắn của các mô hình chuẩn siêu đối xứng và hoàn thiện chúng.

6. Bố cục của luận án

Luận án được trình bày trong 115 trang, bao gồm 3 chương, phần mở đầu, phần kết luận và các phụ lục. Nội dung của luận án liên quan đến 11 công trình khoa học đã được công bố trên các Tạp chí khoa học trong và ngoài nước, cụ thể là:

- 2 bài đã đăng trên Tạp chí *International Journal of Theoretical Physics* của Mỹ,
- 2 bài đã được nhận đăng ở Tạp chí *Chinese Journal of Physics* của Đài Loan,
- 2 bài đã đăng ở *Proceedings của các Hội nghị Vật lý tổ chức tại Nhật và Pháp*,
- 4 bài đã đăng ở Tạp chí *Communications in Physics*,
- 1 bài đã đăng ở Tạp chí *Journal of Science* của Đại học Quốc gia Hà Nội.

Chương 1: MÔ HÌNH CHUẨN SIÊU ĐỐI XỨNG TỐI THIỂU VÀ VẬT CHẤT TỐI

1.1. Mô hình chuẩn

Lagrangian toàn phần của mô hình chuẩn có dạng:

$$L = L_{gauge} + L_{fermion} + L_{Higgs} + L_{Yukawa}, \quad (1)$$

1.2 Siêu đối xứng và Mô hình chuẩn siêu đối xứng tối thiểu

1.2.1 Siêu đối xứng

Siêu đối xứng là một đối xứng giữa các trạng thái có spin khác nhau.

1.2.2 Mô hình chuẩn siêu đối xứng tối thiểu (MSSM)

Phần Lagrangian siêu đối xứng của MSSM có dạng như sau:

$$\begin{aligned} L_{Susy} = & + \int d^2\theta \left(\frac{1}{16g^2} W^{a\alpha} W_\alpha^a + \frac{1}{16g'^2} W'^\alpha W'_\alpha + \frac{1}{16g_s^2} W_s^{a\alpha} W_{s\alpha}^a + h.c \right) \\ & + \int d^2\theta d^2\bar{\theta} \left(\hat{Q} e^{g'YV' + 2gT^aV^\alpha + 2g_sV_s} \hat{Q} \right. \\ & \quad + \hat{U} e^{g'YV' + 2gT^aV^\alpha + 2g_sV_s} \hat{U} + \hat{D} e^{g'YV' + 2gT^aV^\alpha + 2g_sV_s} \hat{D} \\ & \quad + \hat{L} e^{g'YV' + 2gT^aV^\alpha} \hat{L} + \hat{E} e^{g'YV' + 2gT^aV^\alpha} \hat{E} \\ & \quad \left. + \hat{H}_1 e^{g'YV' + 2gT^aV^\alpha} \hat{H}_1 + \hat{H}_2 e^{g'YV' + 2gT^aV^\alpha} \hat{H}_2 \right) \\ & + \int d^2\theta \left(\epsilon_{ij} \left[\lambda_d \hat{H}_1^i \hat{Q}^j \hat{D} - \lambda_u \hat{H}_2^i \hat{Q}^j \hat{U} + \lambda_e \hat{H}_1^i \hat{L}^j \hat{E} - \mu \hat{H}_1^i \hat{H}_2^j \right] \right) \end{aligned} \quad (2)$$

1.2.3 Cơ chế phá vỡ siêu đối xứng mềm

Phần Lagrangian phá vỡ siêu đối xứng mềm có dạng:

$$\begin{aligned} L_{Soft} = & - \frac{1}{2} (M_1 \lambda' \lambda' + M_2 \lambda^\alpha \lambda^\alpha + M_3 \lambda_s^\alpha \lambda_s^\alpha + h.c.) \\ & - M_{\tilde{q}_L}^2 |\tilde{q}_L|^2 - M_{\tilde{u}_L}^2 |\tilde{u}_L|^2 - M_{\tilde{d}_L}^2 |\tilde{d}_L|^2 - M_{\tilde{l}_L}^2 |\tilde{l}_L|^2 - M_{\tilde{e}_L}^2 |\tilde{e}_L|^2 \\ & - m_1^2 |H_1|^2 - m_2^2 |H_2|^2 + (m_3^2 \epsilon_{ij} H_1^i H_2^j + h.c.) \\ & - \epsilon_{ij} \left(\lambda_u A_u H_2^i \tilde{Q}^j \tilde{U} + \lambda_d A_d H_1^i \tilde{Q}^j \tilde{D} + \lambda_e A_e H_1^i \tilde{L}^j \tilde{E} + h.c. \right), \end{aligned}$$

1.2.4 Các mô hình phá vỡ siêu đối xứng tự phát

1.2.4.1 Phá vỡ siêu đối xứng qua trung gian hấp dẫn

Phá vỡ siêu đối xứng được chuyển tới MSSM thông qua tương tác hấp dẫn.

1.2.4.2 Phá vỡ siêu đối xứng qua trung gian chuẩn

Phá vỡ siêu đối xứng được thực hiện qua một tuyến "ẩn" và chuyển tới MSSM qua một tuyến "truyền tin".

1.2.5 Phổ khối lượng các hạt của MSSM

1.2.5.1 Boson higgs

1.2.5.2 Boson vector

1.2.5.3 Chargino

1.2.5.4 Neutralino

1.2.5.5 Gluino

1.2.5.6 Sfermion

1.2.6 Các tham số của MSSM

Nếu không bị giả thiết về một lý thuyết thống nhất nào, MSSM chứa rất nhiều các tham số tự do, bao gồm các tham số của SM, các tham số của tuyến Higgs và các tham số phá vỡ siêu đối xứng mềm.

1.3 Vi phạm đối xứng CP

Vi phạm đối xứng CP đóng một vai trò quan trọng trong hiểu biết của chúng ta về vũ trụ học. Một trong những phép thử để kiểm tra tính đúng đắn của mô hình chuẩn và MSSM là sự vi phạm đối xứng CP.

1.3.1 Vi phạm đối xứng CP trong mô hình chuẩn

Trong SM: Đối xứng CP bị phá vỡ một cách tường minh bởi hệ số tương tác Yukawa phức; Pha δ_{KM} là nguồn gốc duy nhất của vi phạm CP; Vi phạm CP chỉ xuất hiện trong tương tác dòng tích của các quark; Vi phạm CP liên quan mật thiết tới tương tác thay đổi số vị.

1.3.2 Vấn đề vi phạm CP mạnh trong SM

QCD có một cấu trúc chân không phong phú. Hiệu ứng của θ -chân không được thể hiện ở một số hạng không nhiễu loạn trong Lagrangian hiệu dụng của QCD:

$$L_{QCD} = L_{pert} + \bar{\theta} \frac{g^2}{32\pi^2} F_{\mu\nu}^a \tilde{F}^{a\mu\nu} = L_{pert} + L_{\theta}. \quad (3)$$

Từ thực nghiệm ta có giới hạn trên $\bar{\theta} \leq 10^{-10}$. Mặt khác, giá trị "tự nhiên" của $\bar{\theta}$ vào khoảng bậc 1. Việc tham số $\bar{\theta} \ll 1$ gọi là vấn đề vi phạm CP mạnh (strong CP).

1.3.3 Vi phạm đối xứng CP trong MSSM

Trong MSSM có bốn pha mới ngoài hai pha δ_{KM} và θ_{QCD} của SM:

- Một pha xuất hiện từ số hạng khối lượng Higgs trong siêu thế: μ .
- Ba pha còn lại xuất hiện trong các tham số phá vỡ siêu đối xứng mềm: \tilde{M} (khối lượng gaugino), A (hệ số tương tác tam tuyến vô hướng) và B (hệ

số lưỡng tuyến vô hướng).

Tuy nhiên, chỉ có 2 tổ hợp của chúng là có ý nghĩa, đó là $Arg(M_i\mu)$ và $Arg(A^f\mu)$ (B và M có thể trở thành số thực). Và trong MSSM có tối thiểu hai bộ pha vi phạm CP là $\phi_1 = arg(\mu)$ và $\phi_2 = arg(A)$ tồn tại pha ở ma trận CKM và $SCKM$.

Các nghiên cứu về vi phạm CP trong MSSM thực sự trở nên rộng rãi kể từ sau năm 2000 khi nhận thấy pha vi phạm CP có thể lớn hơn 10^{-2} và ảnh hưởng của các pha này là rất lớn không thể bỏ qua.

1.4 Vật chất tối

1.4.1 Vấn đề vật chất tối

Là vấn đề về sự sai khác giữa khối lượng suy ra từ các quan sát phổ ánh sáng với khối lượng suy ra từ các hiệu ứng hấp dẫn trong các thang vũ trụ.

1.4.2 Các ứng cử viên của vật chất tối

Baryon; Không baryon (neutrino); Tàn dư nhiệt (hạt siêu đối xứng nhẹ nhất (neutralino, gravitino), hạt Kaluza-Klein nhẹ nhất); Tàn dư không nhiệt (axion, graviton nặng).

1.4.3 Phân loại hạt vật chất tối

Vật chất tối nóng (neutrino); Vật chất tối lạnh (WIMPs, axion, axino); Vật chất tối âm (sterile neutrino và gravitino); Vật chất tối baryon (proton, neutron); Vật chất tối tự tương tác.

1.4.4 Gravitino, axion và axino trong các mô hình SDX

1.4.4.1 Gravitino

Gravitino là bạn đồng hành siêu đối xứng spin 3/2 của graviton và chúng xuất hiện trong tất cả các lý thuyết siêu đối xứng. Khối lượng của gravitino:

$$m_{\tilde{G}} = \frac{F}{\sqrt{3}M_*}, \quad (4)$$

trong đó F là bình phương thang phá vỡ siêu đối xứng và $M_* = (8\pi G_N)^{-1/2} \simeq 2.4 \times 10^{18}$ GeV là khối lượng Planck rút gọn.

1.4.4.2 Axion

Lời giải Peccei-Quinn cho vấn đề strong CP dẫn đến việc xuất hiện một trường động học axion giả vô hướng a với tương tác:

$$L = -\frac{g^2}{32\pi^2} \frac{a}{f_a} F_{\mu\nu}^a \tilde{F}^{a\mu\nu}, \quad (5)$$

trong đó f_a là hằng số phân rã axion. Các nghiên cứu về vũ trụ và thiên văn học đưa ra giới hạn $10^{12} \geq f_a \geq 10^9$ GeV và do đó axion là một hạt

boson rất nhẹ với cửa sổ khối lượng $10^{-6}eV \leq m_a \leq 10^{-3}eV$.

1.4.4.3 Axino

Trong lý thuyết SUSY năng lượng thấp, axino \tilde{a} và saxion s xuất hiện cùng với axion a trong siêu trường chiral sau:

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}}(s + ia) + \sqrt{2}\tilde{a}\theta + F_\phi\theta\theta, \quad (6)$$

Trong các nghiên cứu vũ trụ, khối lượng axino được coi là một thông số tự do (từ keV đến TeV). Cũng như axion, axino tương tác rất yếu với vật chất nên chúng là ứng cử viên của vật chất tối. Gravitino và axino có thể hạt siêu đối xứng nhẹ nhất (LSP) và là thành viên của vật chất tối lạnh tương tác rất yếu với vật chất (E-WIMPs).

1.5 Kết luận Chương 1

Trong chương 1 chúng tôi trình bày ba nội dung chính: Siêu đối xứng và Mô hình chuẩn siêu đối xứng tối thiểu (MSSM); vấn đề vi phạm CP; vấn đề vật chất tối.

Chương 2: SQUARK VÀ GLUINO TRONG MSSM VI PHẠM CP

2.1 Hiệu ứng của tương tác với chân không và pha vi phạm CP lên quá trình sinh squark từ va chạm e^+e^- , $\mu^+\mu^-$ trong MSSM với tham số phức

2.1.1 Đóng góp của các đỉnh tương tác mới xuất hiện do vi phạm CP

Lagrangian cho các tương tác của squark $\tilde{q}_i^\alpha \tilde{q}_j^\beta \gamma$ và $\tilde{q}_i^\alpha \tilde{q}_j^\beta g$ là:

$$L_{\tilde{q}\tilde{q}\gamma} = iee_q A_\mu (R_{i1}^{\tilde{q}} R_{j1}^{\tilde{q}} + R_{i2}^{\tilde{q}} R_{j2}^{\tilde{q}}) \tilde{q}_j^* \overleftrightarrow{\partial}^\mu \tilde{q}_i = iee_q A_\mu \tilde{\delta}_{ij} \tilde{q}_j^* \overleftrightarrow{\partial}^\mu \tilde{q}_i \quad (7)$$

$$L_{\tilde{q}\tilde{q}g} = ig_s T_{rs}^a (R_{i1}^{\tilde{q}} R_{j1}^{\tilde{q}} + R_{i2}^{\tilde{q}} R_{j2}^{\tilde{q}}) G_\mu^a \tilde{q}_{jr}^* \overleftrightarrow{\partial}^\mu \tilde{q}_{is} = ig_s T_{rs}^a \tilde{\delta}_{ij} G_\mu^a \tilde{q}_{jr}^* \overleftrightarrow{\partial}^\mu \tilde{q}_{is} \quad (8)$$

ở đây $\tilde{\delta}_{ij} = R_{i1}^{\tilde{q}} R_{j1}^{\tilde{q}} + R_{i2}^{\tilde{q}} R_{j2}^{\tilde{q}}$. Nếu như CP bị vi phạm ($\phi_{\tilde{q}} \neq 0$), ta có:

$$\tilde{\delta}_{ij} = \begin{pmatrix} e^{i\phi_{\tilde{q}}} \cos^2 \theta_{\tilde{q}} + e^{-i\phi_{\tilde{q}}} \sin^2 \theta_{\tilde{q}} & (e^{-i\phi_{\tilde{q}}} - e^{i\phi_{\tilde{q}}}) \sin \theta_{\tilde{q}} \cos \theta_{\tilde{q}} \\ (e^{-i\phi_{\tilde{q}}} - e^{i\phi_{\tilde{q}}}) \sin \theta_{\tilde{q}} \cos \theta_{\tilde{q}} & e^{-i\phi_{\tilde{q}}} \cos^2 \theta_{\tilde{q}} + e^{i\phi_{\tilde{q}}} \sin^2 \theta_{\tilde{q}} \end{pmatrix}. \quad (9)$$

Do đó, trong trường hợp này các đỉnh tương tác mới với $i \neq j$ xuất hiện, chẳng hạn $\tilde{t}_2^\alpha \tilde{t}_1^\beta \gamma$, $\tilde{b}_2^\alpha \tilde{b}_1^\beta g$. Các đỉnh này phụ thuộc vào $\phi_{\tilde{q}}$ sẽ cho đóng góp

trong tiết diện tán xạ và độ rộng phân rã của các quá trình có sự tham gia của squark.

Đối với ngưỡng $\phi \in [0; 0.1]$ số hạng tỉ lệ với δ_{ij} với $i \neq j$ nảy sinh từ các đỉnh mới $\tilde{q}_i \tilde{q}_j \gamma$ ($i \neq j$) có thể đóng góp từ -1% đến 1% vào tiết diện tán xạ σ^0 của các quá trình $e^+e^- \rightarrow \tilde{t}_i \tilde{t}_j (\tilde{b}_i \tilde{b}_j)$, $\mu^+ \mu^- \rightarrow \tilde{t}_i \tilde{t}_j (\tilde{b}_i \tilde{b}_j)$ ($i \neq j$). Khi $\phi \in [0; 1]$ thì đóng góp là lớn hơn, từ -3.5% đến $+3\%$.

Hơn nữa, các đỉnh mới $\tilde{t}_2^\alpha \tilde{t}_1^\beta \gamma$, $\tilde{b}_2^\alpha \tilde{b}_1^\beta g$ cho phép rã các squarks thành các photon và gluon: $\tilde{t}_2^\alpha \rightarrow \tilde{t}_1^\beta + \gamma$, $\tilde{b}_2^\alpha \rightarrow \tilde{b}_1^\beta + g$.

Các đỉnh tương tác mới cũng cho đóng góp vào quá trình hấp thụ và phát xạ gluon thực cần để khử phân kì hồng ngoại ở gần đúng một vòng đỉnh vào các quá trình sinh và rã squark như: $\tilde{q}_i^\alpha \rightarrow \tilde{q}_j^\beta + V$ (1), $\tilde{q}_i^\alpha \rightarrow \tilde{q}_j^\beta + H$ (2), $\ell^+ \ell^- \rightarrow \tilde{q}_i \tilde{q}_j$ (3). Trong ngưỡng $\phi \in [0; 0.1]$ các số hạng này cho đóng góp từ -1% đến 0.5% vào độ rộng phân rã của quá trình (1), từ -1.2% đến -0.5% các quá trình (2) và từ -0.4% đến 0.1% vào tiết diện tán xạ của các quá trình (3). Khi $\phi \in [0; 1]$ thì sự đóng góp vào các quá trình (3) khoảng từ -1% đến $+0.5\%$.

Như vậy, các đỉnh tương tác mới cho đóng góp nói chung từ -3.5% đến 3% vào các quá trình sinh và rã của squark. Đây là kết quả bổ chính đáng kể so với kết quả đã thu được trước đây của chúng tôi.

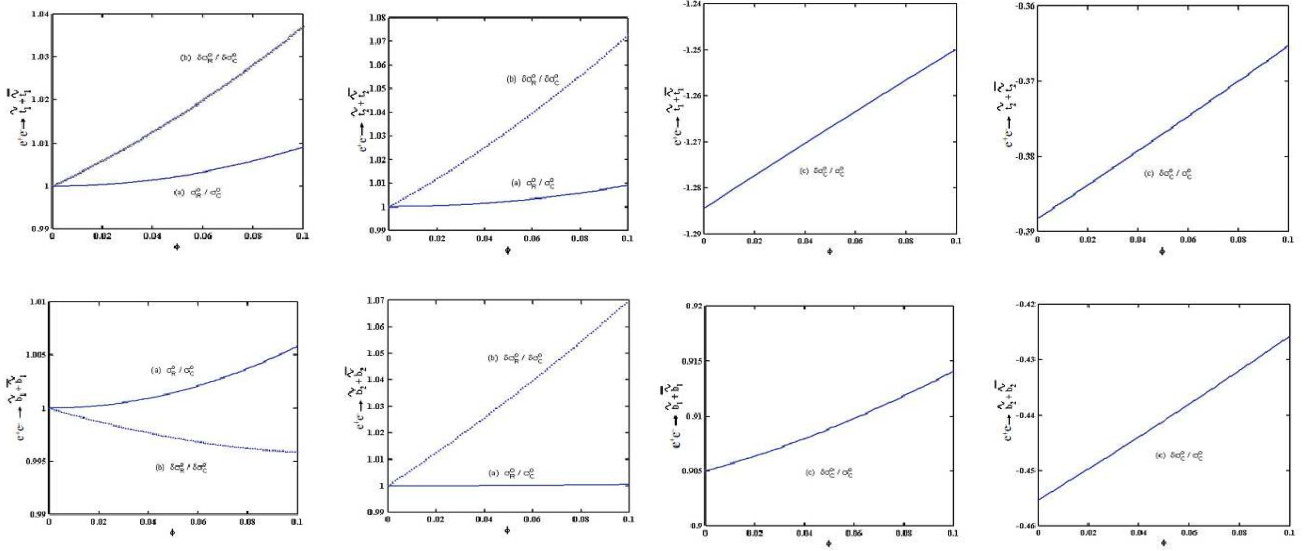
2.1.2 Các kết quả số

2.1.2.1 Ảnh hưởng của hiệu ứng tương tác với chân không và pha vi phạm CP lên quá trình sinh squark từ va chạm e^+e^-

Để đánh giá số ảnh hưởng của hiệu ứng tương tác với chân không và pha vi phạm CP lên quá trình $e^+e^- \rightarrow \tilde{q}_i \tilde{q}_j$, chúng tôi khảo sát sự phụ thuộc của tỷ số σ_R^0/σ_C^0 , $\delta\sigma_R^0/\delta\sigma_C^0$, $\delta\sigma_C^0/\sigma_C^0$ vào $\phi = \phi_{A_{t,b}}$, $\phi \in [0, 0.1]$ (Hình 2.4 - 2.5).

Hình 2.4 cho thấy, trong khoảng $\phi \in [0, 0.1]$, tiết diện tán xạ σ_C^0 so với σ_R^0 trường hợp tham số thực thay đổi từ 100% đến 99% trong trường hợp sinh $\tilde{t}_1 \tilde{t}_1$ và $\tilde{t}_2 \tilde{t}_2$; và từ 100% đến 99.5% trong trường hợp sinh $\tilde{b}_1 \tilde{b}_1$ và không thay đổi với trường hợp sinh $\tilde{b}_2 \tilde{b}_2$. Tương tự, độ hiệu chỉnh một vòng $\delta\sigma_C^0$ thay đổi so với độ hiệu chỉnh $\delta\sigma_R^0$ ở trường hợp tham số thực từ 100% đến 96.5% ; từ 100% đến 93% ; từ 100% đến 99.5% và từ 100% đến 93% theo thứ tự trong các trường hợp trên.

Như vậy, ở mức cây, ϕ làm giảm tiết diện tán xạ trong 3 quá trình sinh cặp $\tilde{t}_1 \tilde{t}_1$, $\tilde{t}_2 \tilde{t}_2$, $\tilde{b}_1 \tilde{b}_1$ và không làm thay đổi tiết diện tán xạ trong trường hợp sinh $\tilde{b}_2 \tilde{b}_2$. Tương tự, ϕ cũng làm giảm độ hiệu chỉnh do tương tác với chân



Hình 2.4-2.5: Sự phụ thuộc của tỉ số σ_R^0/σ_C^0 , $\delta\sigma_R^0/\delta\sigma_C^0$ (bên trái - Hình 2.4) và tỉ số $\delta\sigma_C^0/\sigma_C^0$ (bên phải - Hình 2.5) vào $\phi = \phi_{A_{t,b}}$ của các quá trình $e^+e^- \rightarrow \tilde{t}_1\tilde{t}_1$, $e^+e^- \rightarrow \tilde{t}_2\tilde{t}_2$, $e^+e^- \rightarrow \tilde{b}_1\tilde{b}_1$, $e^+e^- \rightarrow \tilde{b}_2\tilde{b}_2$ với các tham số: $\cos\theta_t = \cos\theta_b = 0.5$; $\sqrt{s} = 1000$ GeV; $m_{\tilde{t}_1} = m_{\tilde{b}_1} = 400$ GeV; $m_{\tilde{t}_2} = m_{\tilde{g}} = 600$ GeV; $m_{\tilde{b}_2} = 450$ GeV. Các chùm e^+ , e^- không phân cực.

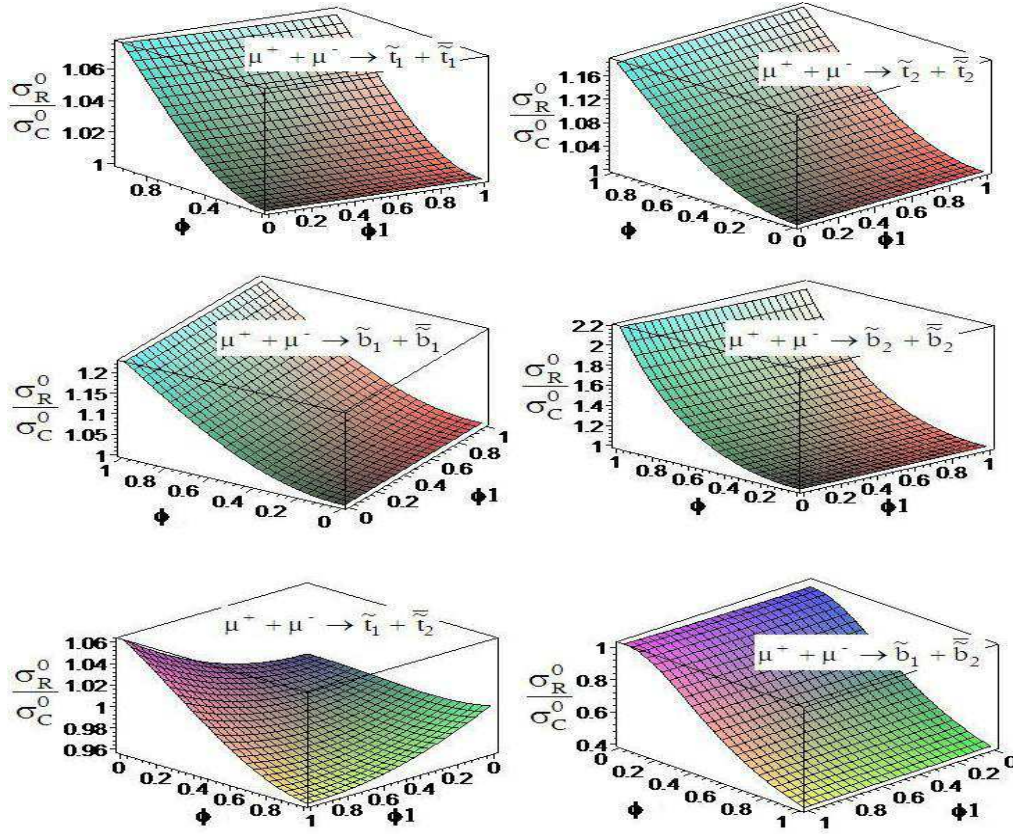
không lên hầu hết các quá trình, ngoại trừ trường hợp sinh $\tilde{b}_1\tilde{b}_1$.

Hình 2.5 cho thấy, tỉ số $\delta\sigma_C^0/\sigma_C^0$ biến thiên trong khoảng từ -28.4% đến -25% ; từ -38.8% đến -36.5% ; từ 90.5% đến 91.4% và từ -45.5% đến -42.5% lần lượt đối với sự sinh $\tilde{t}_1\tilde{t}_1$, $\tilde{t}_2\tilde{t}_2$, $\tilde{b}_1\tilde{b}_1$ và $\tilde{b}_2\tilde{b}_2$. Như vậy, pha vi phạm CP ảnh hưởng rất lớn lên độ hiệu chỉnh do tương tác với chân không, nhìn chung là làm giảm tiết diện tán xạ trừ trường hợp sinh $\tilde{b}_1\tilde{b}_1$. Sự ảnh hưởng lớn này là do các tương tác với chân không bao gồm các vòng với các đỉnh tương tác có độ lớn phụ thuộc vào pha vi phạm CP $\phi = \phi_{A_{t,b}}$.

2.1.2.2 Ảnh hưởng của pha vi phạm CP lên quá trình sinh squark từ va chạm $\mu^+\mu^-$

Trong quá trình sinh squark từ va chạm $\mu^+\mu^-$, do tương tác giữa Higgs và muon là không thể bỏ qua nên trong các biểu thức giải tích của tiết diện tán xạ có chứa hai pha vi phạm CP ϕ , ϕ_1 liên quan đến tuyến squark và tuyến Higgs: $\phi = \phi_{A_{t,b}}$, $\phi_1 = \phi_\mu$.

Chúng tôi đánh giá số ảnh hưởng của hai pha vi phạm CP này lên quá trình $\mu^+\mu^- \rightarrow \tilde{q}_i\tilde{q}_j$ qua các đồ thị phụ thuộc của tỉ số tiết diện tán xạ σ_R^0/σ_C^0 trong một khoảng biến thiên của ϕ , $\phi_1 \in [0, 1]$ (Hình 2.6): Tỉ số σ_R^0/σ_C^0 gần như không phụ thuộc vào ϕ_1 trừ quá trình sinh cặp $\tilde{t}_1\tilde{t}_2$. Tiết diện tán xạ nhìn chung giảm so với trường hợp tham số thực ngoại trừ quá trình sinh cặp $\tilde{t}_1\tilde{t}_2$ và $\tilde{b}_1\tilde{b}_2$. Trong khoảng $\phi, \phi_1 \in [0, 1]$ thì tỉ số tiết diện tán xạ thay đổi thêm so với trường hợp tham số thực từ -7% đến 0% ; từ -6% đến 4% ;



Hình 2.6: Sự phụ thuộc của tỉ số σ_R^0/σ_C^0 vào $\phi = \phi_{A_{t,b}}$ và $\phi = \phi_\mu$ của các quá trình $\mu^+\mu^- \rightarrow \tilde{t}_1\tilde{t}_1$, $\mu^+\mu^- \rightarrow \tilde{t}_2\tilde{t}_2$, $\mu^+\mu^- \rightarrow \tilde{b}_1\tilde{b}_1$, $\mu^+\mu^- \rightarrow \tilde{b}_2\tilde{b}_2$, $\mu^+\mu^- \rightarrow \tilde{t}_1\tilde{t}_2$, $\mu^+\mu^- \rightarrow \tilde{b}_1\tilde{b}_2$ với các tham số: $\cos\theta_t = -0.55$, $\cos\theta_b = 0.9$; $\sqrt{s} = 550$ GeV; $m_{\tilde{t}_1} = 180$ GeV, $m_{\tilde{b}_1} = 175$ GeV; $m_{\tilde{t}_2} = 256$ GeV; $m_{\tilde{b}_2} = 195$ GeV. Các chùm e^+ , e^- không phân cực.

từ -16% đến 0% ; từ -18% đến 0% ; từ 0% đến 150% ; và từ -54.5% đến 0% theo thứ tự trong các quá trình sinh cặp $\tilde{t}_1\tilde{t}_1$, $\tilde{t}_1\tilde{t}_2$, $\tilde{t}_2\tilde{t}_2$, $\tilde{b}_1\tilde{b}_1$, $\tilde{b}_1\tilde{b}_2$ và $\tilde{b}_2\tilde{b}_2$.

2.2 Sự sinh cặp gluino từ va chạm e^+e^- trong MSSM vi phạm CP

2.2.1 Các kết quả giải tích

Tiết diện tán xạ toàn phần cho quá trình $e^-(p_1, P_1)e^+(p_2, P_2) \rightarrow \tilde{g}(k_1)\tilde{g}(k_2)$:

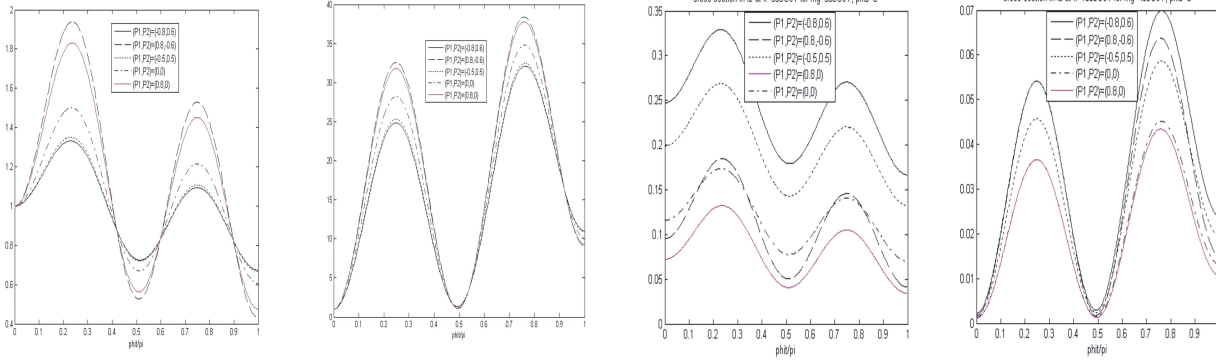
$$\sigma_{P_1P_2}(s) = \frac{\alpha_e^2 \alpha_s^2 (N_C^2 - 1) \beta^3 s}{24\pi} \sum_{V_1, V_2} \left[\frac{Q_{P_1P_2}^{V_1V_2}}{(s - m_{V_1}^2)(s - m_{V_2}^2)} \sum_q (A_q^{V_1} + B_q^{V_1})(A_q^{V_2} + B_q^{V_2})^* \right] \quad (10)$$

2.2.2 Các kết quả số

Để so sánh và đánh giá ảnh hưởng của tham số phức lên tiết diện tán xạ, trước hết chúng tôi sử dụng các tham số như trong trường hợp tham số thực với sự tách khối lượng và góc pha trộn của squark thế hệ 3 là lớn nhất. Cụ thể, chúng tôi chọn: $(m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{t}_2}, m_{\tilde{b}_1}, m_{\tilde{b}_2}) = (110, 506, 486, 530)$ GeV, $\tan\beta = 10$, $|A_t| = |A_b| = 534$ GeV, $(\theta_{\tilde{t}}, \theta_{\tilde{b}}) = (45.2^\circ, 0^\circ)$, $\mu = -500$ GeV, $\phi_b = \phi_{A_b} = 0$ and (a) $m_{\tilde{g}} = 300$ GeV, $\sqrt{s} = 800$ GeV (Trường hợp I); (b) $m_{\tilde{g}} = 400$ GeV, $\sqrt{s} = 1000$ GeV (Trường hợp II). Đối với các bộ tham số đã chọn, chúng tôi vẽ các đồ thị đánh giá sự phụ thuộc của tiết diện tán

xạ vào các pha vi phạm CP $\phi_t = \phi_{A_t}$ và $\phi_b = \phi_{A_b}$ như dưới đây.

- Đầu tiên, chúng tôi nghiên cứu sự phụ thuộc của tiết diện tán xạ vào một pha vi phạm CP khi cố định pha còn lại (Hình 2.8 - Hình 2.11).

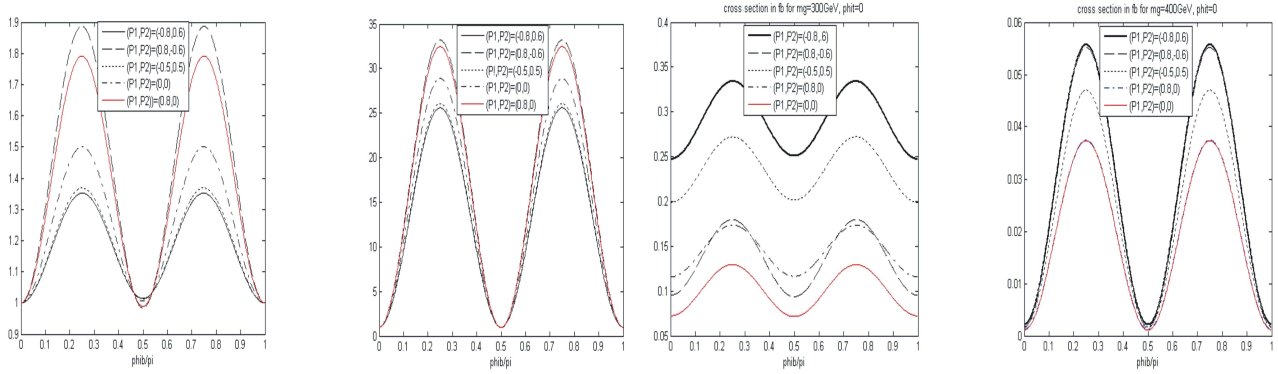


Hình 2.8-2.9: Sự phụ thuộc vào $\phi_{hit} = \phi_t = \phi_{A_t}$ của tỉ số σ/σ_R (bên trái - Hình 2.8) và $\sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{g}\tilde{g})$ (bên phải - Hình 2.9) với $(m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{t}_2}, m_{\tilde{b}_1}, m_{\tilde{b}_2}) = (110, 506, 486, 530)$ GeV, $\tan\beta = 10$, $|A_t| = |A_b| = 534$ GeV, $(\theta_{\tilde{t}}, \theta_{\tilde{b}}) = (45.2^\circ, 0^\circ)$, $\mu = -500$ GeV, $\phi_b = \phi_{A_b} = 0$ và (a) $m_{\tilde{g}} = 300$ GeV, $\sqrt{s} = 800$ GeV (hình bên trái); (b) $m_{\tilde{g}} = 400$ GeV, $\sqrt{s} = 1000$ GeV (hình bên phải). P_1, P_2 là các độ phân cực của chùm electron, positron tới.

+ Hình 2.8 mô tả sự phụ thuộc của tỉ số σ/σ_R (với σ_R là tiết diện tán xạ trong trường hợp tham số thực) với các độ phân cực (P_1, P_2) khác nhau của chùm hạt tới vào $\phi_{hit} = \phi_t = \phi_{A_t}$ khi cố định $\phi_b = \phi_{A_b} = 0$. Ta thấy:

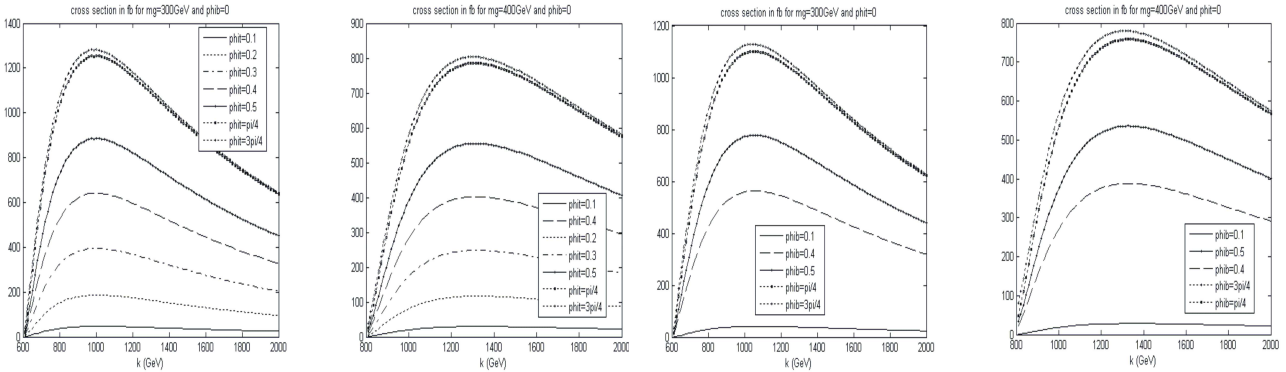
- Sự phụ thuộc vào ϕ_t lớn nhất khi $(P_1, P_2) = (0.8, -0.6)$ và nhỏ nhất khi $(P_1, P_2) = (-0.8, 0.6)$.
- Với $(P_1, P_2) = (0.8, -0.6)$: Trong trường hợp (I): khi ϕ_t biến đổi từ 0 đến π , tỉ số σ/σ_R thay đổi từ 0.45 đến 1.95 (lần), đạt cực đại đối với $\phi_t = \pi/4$ và cực tiểu đối với $\phi_t = \pi$. Tương tự, trong trường hợp (II): tỉ số trên thay đổi từ 1.0 đến 38.5 (lần), đạt cực đại đối với $\phi_t = 3\pi/4$ và cực tiểu đối với $\phi_t = 0$. Sự phụ thuộc vào ϕ_t ở trường hợp (II) mạnh hơn ở trường hợp (I) dẫn đến độ lớn của tiết diện tán xạ theo ϕ_t trong trường hợp (II) trở nên đáng kể (Hình 2.9).

+ Hình 2.10 và Hình 2.11 mô tả sự phụ thuộc của tỉ số σ/σ_R (Hình 2.10) và tiết diện tán xạ σ (Hình 2.11) vào $\phi_{hib} = \phi_b = \phi_{A_b}$ khi cố định $\phi_t = \phi_{A_t} = 0$ với các độ phân cực (P_1, P_2) khác nhau của chùm hạt tới. Sự phụ thuộc vào ϕ_b cũng tương tự như vào ϕ_t . Do ảnh hưởng của độ phân cực, tiết diện tán xạ lớn nhất khi $(P_1, P_2) = (-0.8, 0.6)$, nhỏ nhất khi $(P_1, P_2) = (0.8, -0.6)$.



Hình 2.10-2.11: Sự phụ thuộc vào $phib = \phi_b = \phi_{A_b}$ của tỉ số σ/σ_R (bên trái - Hình 2.10) và $\sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{g}\tilde{g})$ (bên phải - Hình 2.11) với $(m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{t}_2}, m_{\tilde{b}_1}, m_{\tilde{b}_2}) = (110, 506, 486, 530)$ GeV, $\tan\beta = 10$, $|A_t| = |A_b| = 534$ GeV, $(\theta_{\tilde{t}}, \theta_{\tilde{b}}) = (45.2^0, 0^0)$, $\mu = -500$ GeV, $\phi_t = \phi_{A_t} = 0$ và (a) $m_{\tilde{g}} = 300$ GeV, $\sqrt{s} = 800$ GeV (hình bên trái); (b) $m_{\tilde{g}} = 400$ GeV, $\sqrt{s} = 1000$ GeV (hình bên phải). P_1, P_2 là các độ phân cực của chùm electron, positron tới.

- Tiếp theo, chúng tôi nghiên cứu sự thay đổi của $\sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{g}\tilde{g})$ theo năng lượng va chạm ($k = \sqrt{s}$ GeV) với các giá trị xác định của ϕ_t, ϕ_b (Hình 2.12 - 2.13).

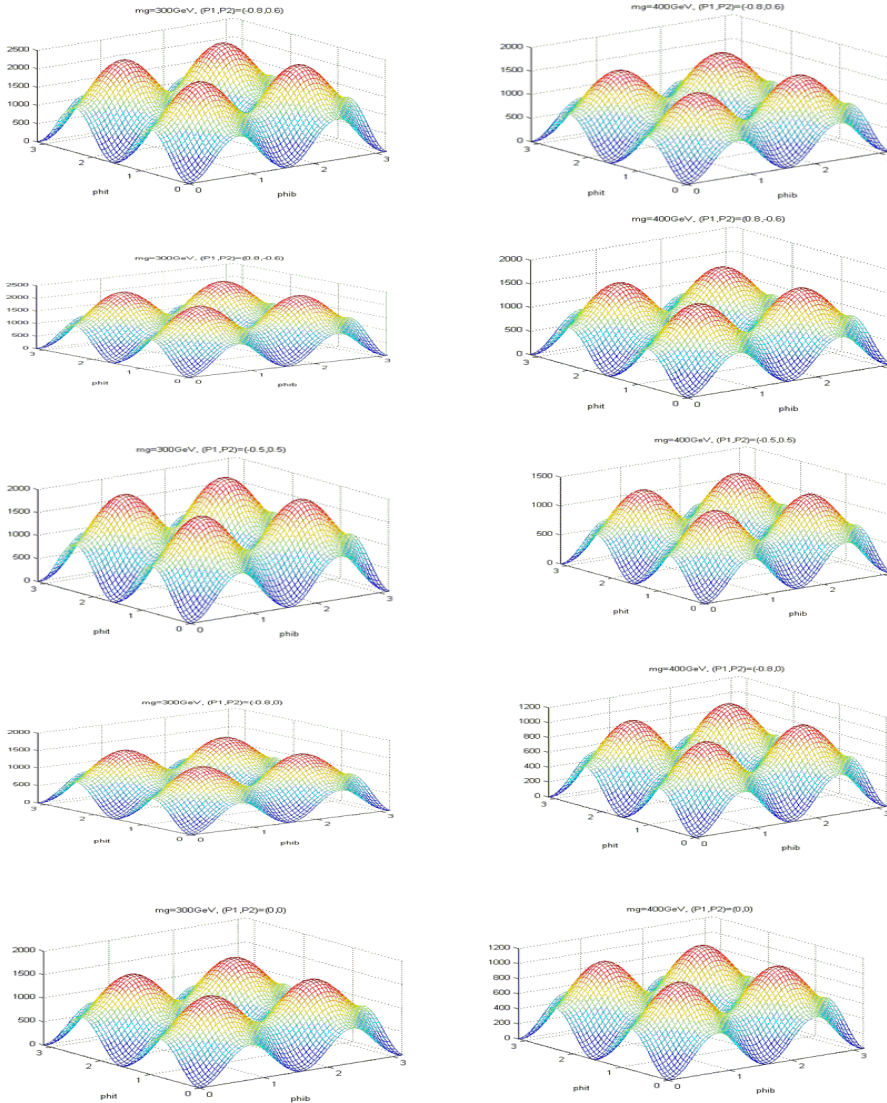


Hình 2.12-2.13: Hình 2.12 (bên trái): Sự phụ thuộc vào $k = \sqrt{s}$ (GeV) của $\sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{g}\tilde{g})$ với $\phi_b = 0$, $(P_1, P_2) = (-0.8, 0.6)$ và $\phi_t = 0.1$ (đường liền nét), $\phi_t = 0.2$ (đường chấm chấm), $\phi_t = 0.3$ (đường chấm gạch ngang), $\phi_t = 0.5$ (đường liền nét gạch dọc), $\phi_t = \pi/4$ (đường chấm chấm với nét chấm đậm), $\phi_t = 3\pi/4$ (đường chấm chấm với nét gạch dọc). Bên trái: trường hợp (I); Phải: trường hợp (II). Hình 2.13 (bên phải): tương tự Hình 2.13 với $\phi_t = 0$, $(P_1, P_2) = (-0.8, 0.6)$ và $\phi_b = 0.1, 0.4, 0.5, \pi/4, 3\pi/4$.

+ Hình 2.12 mô tả sự biến đổi của σ theo \sqrt{s} với $\phi_b = 0$ và các giá trị $\phi_t = (0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, \pi/4, 3\pi/4)$. Ta thấy: tiết diện tán xạ tăng rất mạnh khi ϕ_t thay đổi từ 0.1 đến $3\pi/4$ và lớn nhất khi $\phi_t = 3\pi/4$. Dạng đồ thị của σ theo \sqrt{s} giống như trong trường hợp tham số thực. Tuy nhiên, pha vi phạm CP đã đẩy vùng năng lượng ở đó xác suất tìm thấy gluino cực đại lên cao hơn nhiều so với trường hợp tham số thực (là ở ngưỡng $\sqrt{s} \approx 2m_{\tilde{g}}$). Tiết diện tán xạ cực đại có thể đạt được là 1330 fb tại năng lượng $\sqrt{s} = 1003$ GeV (trường hợp I) và 800 fb tại $\sqrt{s} = 1290$ GeV (trường hợp II).

+ Tương tự, Hình 2.13 biểu diễn sự biến thiên của σ theo \sqrt{s} với $\phi_t = 0$ và các giá trị $\phi_b = (0.1, 0.4, 0.5, \pi/4, 3\pi/4)$. Tiết diện tán xạ cực đại có thể đạt được là 1180 fb tại năng lượng $\sqrt{s} = 1045$ GeV (trường hợp I) và 790 fb tại $\sqrt{s} = 1315$ GeV (trường hợp II).

- Tiếp theo, chúng tôi vẽ đồ thị sự phụ thuộc của tiết diện tán xạ theo sự biến thiên của cả hai tham số ϕ_t, ϕ_b tại một giá trị năng lượng thích hợp với các độ phân cực của chùm hạt tới khác nhau (Hình 2.14 - 2.18). Tiết diện tán xạ phụ thuộc vào độ phân cực của chùm hạt tới (P_1, P_2) , khối



Hình 2.14-2.18: Sự phụ thuộc của $\sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{g}\tilde{g})$ vào ϕ_t và ϕ_b tại $\sqrt{s} = 1045$ GeV (bên trái) và tại $\sqrt{s} = 1300$ GeV (bên phải) và với các độ phân cực khác nhau của chùm hạt tới: $(P_1, P_2)=(0.8,-0.6)$ (dòng thứ nhất-Hình 2.14); $(P_1, P_2)=(-0.8,0.6)$ (dòng thứ hai-Hình 2.15); $(P_1, P_2)=(-0.5,0.5)$ (dòng thứ ba-Hình 2.16); $(P_1, P_2)=(-0.8,0)$ (dòng thứ tư-Hình 2.17); $(P_1, P_2)=(0,0)$ (dòng cuối cùng-Hình 2.18). Bên trái: trường hợp (I); Phải: trường hợp (II).

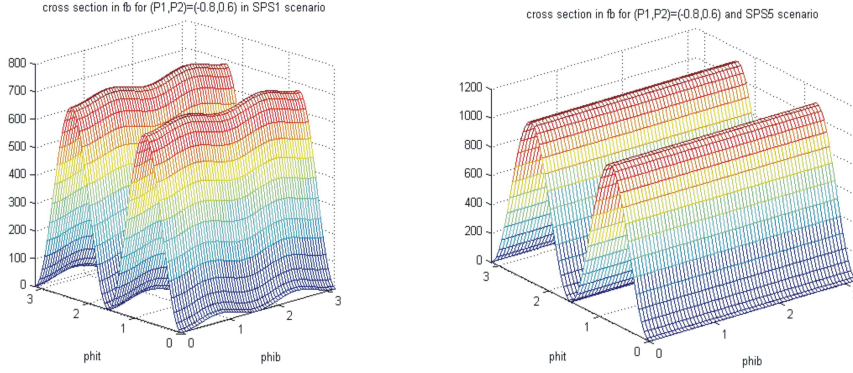
lượng của gluino ($m_{\tilde{g}}$) và năng lượng va chạm ($k = \sqrt{s}$). Và:

- Đóng góp của ϕ_t và ϕ_b cộng hưởng với nhau, làm cho tiết diện tán xạ cực đại khả dĩ tăng lên rất nhiều trong cả hai trường hợp.
- Tiết diện tán xạ phụ thuộc mạnh vào độ phân cực và thay đổi mạnh nhất với $(P_1, P_2) = (-0.8, 0.6)$, ít nhất với $(P_1, P_2) = (-0.8, 0)$.
- Với cùng một độ phân cực $(P_1, P_2) = (-0.8, 0.6)$: Xác suất cực đại sinh gluino có thể đạt được ở trong trường hợp (I) khoảng $\sigma_{1max} = 2395$ fb, ở trong trường hợp (II) khoảng $\sigma_{2max} = 1579$ fb; Với độ trưng của máy gia tốc $L = 500 fb^{-1}/\text{năm}$, số sự kiện nhiều nhất có thể mong đợi tương ứng trong hai trường hợp là: $N_{1max} = 1197500$ và $N_{2max} = 789500$.
- Ngoài ra, chúng tôi thấy rằng, với cùng độ phân cực và với một giá trị của khối lượng gluino thì xác suất sinh gluino lớn nhất ở vùng năng lượng mà tại đó từng đóng góp riêng biệt của ϕ_t và ϕ_b là lớn nhất. Trong trường hợp (I) đó là khoảng $1003 GeV \leq \sqrt{s} \leq 1045 GeV$; trong trường hợp (II) là khoảng $1290 GeV \leq \sqrt{s} \leq 1315 GeV$.

- Trong hai trường hợp (I) và (II) ở trên, ta thấy đóng góp của ϕ_t và ϕ_b là tương đương nhau, ϕ_b cho đóng góp nhỏ hơn ϕ_t không đáng kể. Và trong trường hợp cả ϕ_t và ϕ_b đều khác không, ta nhận thấy chúng cộng hưởng với nhau làm cho xác suất tìm thấy gluino là rất lớn ngay cả đối với trường hợp khối lượng gluino khá cao. Trong trường hợp tham số thực, nếu như khối lượng của gluino $\sim 300 GeV$, $\sim 400 GeV$ thì xác suất tìm thấy chúng là rất hiếm ngay cả đối với máy gia tốc tuyến tính với độ trưng $1000 fb^{-1}/\text{năm}$. Với giá trị nhỏ hơn của $m_{\tilde{g}} = 200 GeV$ cũng chỉ có khoảng 65 sự kiện được mong đợi. Do đó khả năng sinh cặp gluino gần như không thể được. Việc tìm thấy gluino trong máy gia tốc tuyến tính có thể là do đóng góp của các hiệu ứng vật lý mới, trong đó có thể kể đến hiệu ứng của pha vi phạm đối xứng CP.

- Để đưa đến một kết luận đầy đủ về ảnh hưởng của pha vi phạm CP đối với sự sinh cặp gluino trong tán xạ e^+e^- , chúng tôi nghiên cứu sự thay đổi của $\sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{g}\tilde{g})$ vào ϕ_t và ϕ_b đối với các tham số trong mô hình MSSM giới hạn với các bộ tham số chuẩn *SPS1* và *SPS5* (Hình 2.19). Ta thấy:

+ Cũng như trong hai trường hợp trên, ϕ_t và ϕ_b đều làm tăng tiết diện tán xạ σ . Trong *SPS1*, ảnh hưởng của ϕ_b là nhỏ, còn trong *SPS5* thì ảnh hưởng của ϕ_b gần như bằng 0.



Hình 2.19: Sự phụ thuộc của $\sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{g}\tilde{g})$ vào ϕ_t, ϕ_b trong SPS1 (bên trái) và SPS5 (bên phải) với $(P_1, P_2) = (0.8, -0.6)$.

+ Tiết diện tán xạ cực đại (số sự kiện tương ứng với độ trưng máy gia tốc $L = 500 fb^{-1}/\text{năm}$) có thể thu được là ~ 700 fb ($N=350000$) tại $(\phi_t, \phi_b) = (\pi/4, \pi/4)$; ~ 703.4 fb ($N=351700$) tại $(\phi_t, \phi_b) = (\pi/4, 3\pi/4)$; ~ 710 fb ($N=355000$) tại $(\phi_t, \phi_b) = (3\pi/4, 3\pi/4)$; ~ 714 fb ($N=357000$) tại $(\phi_t, \phi_b) = (3\pi/4, 3\pi/4)$ trong SPS1; Và ~ 1087 fb ($N=543500$) tại $\phi_t = \pi/4$; ~ 1097 fb ($N=548500$) tại $\phi_t = 3\pi/4$ trong SPS5.

Như vậy, đóng góp của pha CP đã làm tăng khả năng sinh cặp gluino từ va chạm e^+e^- tại vùng năng lượng cao và tiết diện tán xạ cực đại có thể đạt được là nằm trong giới hạn đo được của các máy gia tốc tuyến tính năng lượng cao e^+e^- đối với phần lớn không gian tham số của MSSM.

2.3 Sự rã squark thành gluino và quark trong MSSM vi phạm CP:

Nếu stop và sbottom là rất nặng và khối lượng của gluino không quá lớn, kênh rã $\tilde{t}_i \rightarrow t\tilde{g}$, $\tilde{b}_i \rightarrow b\tilde{g}$ chiếm ưu thế so với các kênh khác do tương tác mạnh giữa squark và gluino.

2.3.1 Các kết quả giải tích: Độ rộng phân rã ở mức cây là:

$$\Gamma^0 = \beta \cdot \{ (|R_{i1}^{\tilde{q}}|^2 + |R_{i2}^{\tilde{q}}|^2) \cdot (m_{\tilde{q}_i}^2 - m_q^2 - m_{\tilde{g}}^2) + 4m_q m_{\tilde{g}} \Re(R_{i1}^{+\tilde{q}} R_{i2}^{\tilde{q}}) \}. \quad (11)$$

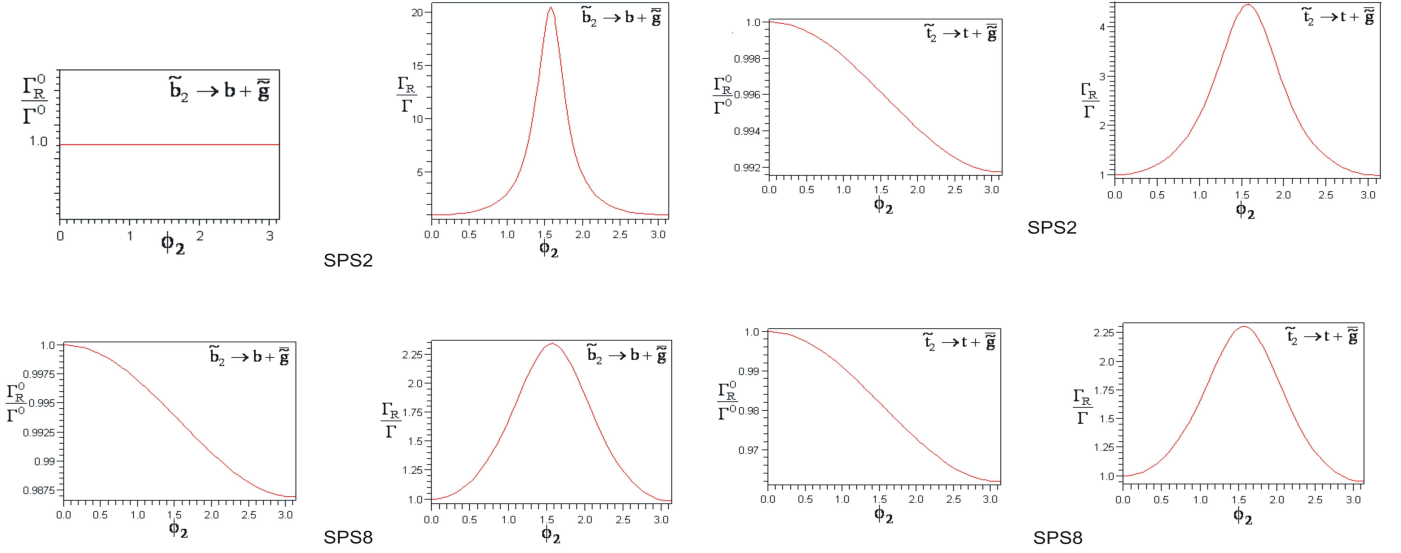
Độ rộng phân rã khi tính đến bổ chính một vòng có dạng:

$$\Gamma = \Gamma^0 + \delta\Gamma^{(v)} + \delta\Gamma^{(w)} + \delta\Gamma^{(c)} + \delta\Gamma_{real}. \quad (12)$$

2.3.2 Các kết quả số

Để đánh giá số sự phụ thuộc vào pha vi phạm CP $\phi_2 = \phi_{A_{t,b}}$ lên độ rộng phân rã Γ chúng tôi nghiên cứu sự biến đổi của các tỉ số Γ_R^0/Γ^0 , Γ_R/Γ theo các pha này với hai bộ tham số SPS2 và SPS8 trong đó squark nặng hơn gluino và kênh rã squark thành gluino chiếm ưu thế.

Hình 2.21 cho thấy ϕ_2 không ảnh hưởng đến độ rộng phân rã ở mức cây



Hình 2.21-2.22: Sự phụ thuộc của các tỉ số Γ_R^0/Γ^0 và Γ_R/Γ vào $\phi_2 = \phi_{A_b}$ trong kênh rã $\tilde{b}_2 \rightarrow b + \bar{g}$ (bên trái - Hình 2.21) và vào $\phi_2 = \phi_{A_t}$ trong kênh rã $\tilde{t}_2 \rightarrow t + \bar{g}$ (bên phải - Hình 2.22) trong SPS2 và SPS8.

Γ^0 của quá trình $\tilde{b}_2 \rightarrow b + \bar{g}$ nhưng làm giảm độ rộng phân rã ở mức một vòng Γ tới 20 lần tại $\phi_2 = \pi$ trong SPS2; Trong SPS8, ϕ_2 cho đóng góp từ $0\% \rightarrow \approx 1.3\%$ vào Γ^0 và làm giảm Γ khoảng 2.3 lần (tại $\phi_2 = \pi$).

Tương tự, Hình 2.22 trình bày sự phụ thuộc vào $\phi_2 = \phi_{A_t}$ của các tỉ số Γ_R^0/Γ^0 , Γ_R/Γ đối với kênh rã $\tilde{t}_2 \rightarrow t + \bar{g}$ với hai bộ tham số SPS2 và SPS8. Ta thấy khi ϕ_2 thay đổi từ 0 đến π , nó cho đóng góp từ $0\% \rightarrow \approx 0.8\%$ vào Γ^0 và từ $-78\% \rightarrow 0\%$ vào Γ trong SPS2; Trong SPS8, nó cho đóng góp từ $\approx 0\% \rightarrow 2.25\%$ vào Γ^0 và từ $-56.5\% \rightarrow \approx 0.5\%$ vào Γ . Như vậy, hiệu ứng của pha vi phạm CP lên kênh rã này là lớn hơn so với lên kênh rã của \tilde{b} trong gần đúng Born đối với cả hai bộ tham số.

Ảnh hưởng của pha CP lên độ rộng phân rã trong quá trình $\tilde{b}_2 \rightarrow b + g$ trong SPS2 lớn hơn trong SPS8. Đối với quá trình $\tilde{t}_2 \rightarrow t + g$, ảnh hưởng của pha CP là gần như nhau đối với cả hai bộ tham số SPS2, SPS8.

2.4 Kết luận Chương 2

Trong chương này chúng tôi trình bày về một số quá trình có sự tham gia của squark và gluino khi kể đến hiệu ứng của tương tác với chân không và pha vi phạm CP trong khuôn khổ mô hình chuẩn siêu đối xứng tối thiểu MSSM vi phạm CP. Các biểu thức giải tích và các kết quả đánh giá số đã được đưa ra và cho thấy:

- Vi phạm CP làm xuất hiện một số đỉnh tương tác mới như $\tilde{t}_2\tilde{t}_1\gamma$, $\tilde{t}_2\tilde{t}_1g$.
- Ảnh hưởng của tương tác với chân không và pha vi phạm CP lên tiết diện tán xạ của các quá trình sinh cặp squark từ va chạm tuyến tính e^+e^- , $\mu^+\mu^-$ là rất lớn, có thể lên tới -54.5% đến 150% so với trường hợp tham số thực. Trong đó, đóng góp của các đỉnh tương tác mới xuất hiện do vi phạm CP là đáng kể, từ -3.5% đến 3% .

- Đóng góp của các pha vi phạm CP cộng hưởng với nhau làm tăng tiết diện tán xạ của quá trình sinh cặp gluino từ va chạm e^+e^- và đem đến khả năng quan sát được gluino với khối lượng lớn ở năng lượng cao đối với hầu hết không gian tham số của MSSM. Đồng thời, xác suất tìm thấy gluino khi kể đến vi phạm CP lớn nhất khi các chùm electron phân cực -80% và chùm positron phân cực 60% . So với xác suất rất thấp của quá trình tìm kiếm gluino từ va chạm e^+e^- trong MSSM với tham số thực thì việc tìm thấy gluino từ máy gia tốc e^+e^- có thể là dấu hiệu chứng tỏ sự tồn tại của pha vi phạm CP trong MSSM.

- Độ rộng phân rã của squark thành quark và gluino khi tính đến tương tác với chân không phụ thuộc mạnh vào pha vi phạm đối xứng CP. Nói chung, phụ thuộc vào các tham số của MSSM, pha vi phạm CP làm giảm giá trị độ rộng phân rã nhiều nhất từ 2 đến 20 lần. Điều này ảnh hưởng không nhỏ đến các phân tích số liệu trong thực nghiệm tìm kiếm squark và gluino cũng như việc xác định các tham số của MSSM.

Chương 3: ĐẶC TÍNH CỦA CÁC HẠT LÀ ỨNG CỬ VIÊN CỦA VẬT CHẤT TỐI TRONG KHUÔN KHỔ CỦA CÁC MÔ HÌNH CHUẨN MỞ RỘNG

3.1 Vật chất tối ở thang vũ trụ nhỏ nhất

3.1.1 Thang khối lượng vũ trụ cỡ nhỏ

Để hiểu cấu trúc cỡ nhỏ ta phải hiểu sự tiến hóa của vật chất tối suốt quá trình tái kết hợp động năng. Chúng tôi coi vật chất tối như một chất lỏng không nhiễu loạn và được cấu thành từ neutralino WIMPs. Sử dụng cách tiếp cận của E. Bertschinger tính các hàm dịch chuyển cho các dao động của vật chất tối lạnh bắt đầu bằng các phương trình Boltzman đầy đủ mô tả tán xạ giữa WIMPs và plasma. Chúng tôi thu được biểu thức của

hiệu độ tại thời điểm xảy ra tái kết hợp động năng như sau:

$$T_d = 0.2528 g_{eff}^{\frac{1}{8}} \left(\frac{m_L^2 - m_\chi^2}{G_F m_W^2 m_\chi^2 \tan \theta_W} \right)^{1/2} \left(\frac{m_\chi^5}{m_{Pl}} \right)^{1/4}, \quad (13)$$

Thời gian liên kết với quá trình tái kết hợp động năng là t_d . Khi xét đến các nhiễu loạn trong trường hấp dẫn ta có thể tìm được hàm dịch chuyển mật độ cho vật chất tối lạnh trong thời gian tái kết hợp động năng. Chúng tôi thấy rằng, trong các khoảng cách bên ngoài chân trời ở thời điểm tái kết hợp động năng ($k/a < 1/t_d$), các dao động âm phân bố đều đưa đến sự phát triển của các thăng giáng vật chất tối theo hàm logarit. Tuy nhiên, trong khoảng cách bên trong chân trời ($k/a > 1/t_d$), các thăng giáng mật độ biểu hiện như các dao động âm tắt dần. Điều này hạn chế sự hình thành nên cấu trúc.

Với khối lượng của neutralino là $m_\chi = 100 GeV$, phần khối lượng Press-Schechter cho ta thấy rằng số lượng của các cấu trúc vật chất tối lạnh hình thành trong thang khối lượng dưới khoảng 20 lần khối lượng Trái đất sẽ bị giới hạn.

Nhiều loạn mật độ khối lượng bình phương trung bình $\sigma(M)$ trong thể tích chứa khối lượng M được giới hạn như sau:

$$\frac{d\sigma(M)}{d \ln M} \propto \left(\frac{M}{M_d} \right)^{2/3}, \quad (14)$$

với $M \ll M_d$, giới hạn này dẫn đến sự giới hạn về các cấu trúc WIMP với khối lượng tương đương khi được biến đổi sang trạng thái phi tuyến.

Với vật chất tối dạng tàn dư không nhiệt như axion thì không có một giới hạn nào về phần khối lượng Press-Schechter của nó vì nó luôn luôn được tái kết hợp động năng. Với vật chất tối dạng axion thì kết luận trên chỉ ra rằng có một số lượng tương đối lớn các cấu trúc suy sụp với khối lượng dưới 20 lần khối lượng Trái đất. Do đó vật chất tối dạng này có thể tạo thành các cấu trúc không tuyến tính gọi là Nonthermal Axionic Collapsed HalOs (NACHOs).

3.1.2 Khả năng dò tìm cấu trúc cỡ nhỏ

Trong thang cỡ nhỏ thì sự suy sụp từng mảng có thể là quan trọng hơn sự hợp nhất theo thứ bậc. Do đó, các phương pháp dò tìm quá trình tiến triển mật độ và độ phổ biến của các quần thể nhỏ này sẽ không những cho phép ta giới hạn bản chất của vật chất tối mà còn cung cấp cho ta thông tin về các loại và cấu trúc hình hành trong trạng thái phi tuyến sâu.

Nếu những quầng nhỏ vật chất tối còn nguyên vẹn cho đến ngày nay thì rất có thể một số lượng lớn của chúng tồn tại trong thiên hà của chính chúng ta. Khi đó ta có thể tìm kiếm các phương pháp dò tìm những quầng nhỏ này và khám phá các tính chất của chúng. Đối với vật chất tối neutralino, tiết diện tán xạ hủy cặp là đáng kể nên cho ta những dấu hiệu tia gamma có thể quan sát được. Đối với hạt WIMP cỡ 100 GeV hình thành nên quầng nhỏ cỡ khối lượng Trái đất, chúng tôi tính được thông lượng tia gamma khoảng $\sim 10^{22}$ photon/s. Những ước lượng về độ phổ biến cho thấy quầng nhỏ gần nhất có thể gần hơn ngôi sao gần nhất. Do đó, thông lượng trên thậm chí có khả năng sáng rõ hơn cả các tia gamma phát ra từ trung tâm thiên hà. Trong khi các quầng nhỏ WIMP rất phân tán, thì các NACHOs có thể hình thành nên các cấu trúc đậm đặc hơn rất nhiều nên chúng có thể cho các dấu hiệu thấu kính hấp dẫn quan sát được. Cuối cùng, tương tác giữa các quầng nhỏ vật chất tối và các ngôi sao hay đám khí có thể quan trọng. Nếu các quầng nhỏ vật chất tối với khối lượng vài lần khối lượng Trái đất bị thu hút hấp dẫn bởi Mặt trời, thì điều này sẽ tạo ra một gia tốc dị thường về phía Mặt trời tại các khoảng cách tương đối lớn.

3.2 Tính nhân quả của các hạt có spin 3/2

Lý thuyết siêu đối xứng chứa mô hình chuẩn và hấp dẫn tiên đoán sự tồn tại của các hạt gravitino có spin 3/2. Tuy nhiên, lý thuyết về các hạt spin 3/2 gặp một khó khăn nghiêm trọng là vi phạm tính nhân quả. Chúng tôi đã chứng tỏ rằng có thể làm cho hạt spin 3/2 thỏa mãn tính nhân quả nếu ta xem xét \hat{g} - dao động tử. \hat{g} -giao hoán tử: $[A, B]_g = AB - \hat{g}BA$.

Các hạt spin 3/2 được mô tả bởi hàm vector-spinor có khai triển Fourier:

$$\psi_\mu(x) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \sum_\sigma \int \frac{d\mathbf{p}}{\sqrt{2p_0}} \{c_{\mathbf{p}\sigma} u_\mu(\mathbf{p}, \sigma) e^{-ipx} + d_{\mathbf{p}}^+ v_\mu(\mathbf{p}, \sigma) e^{ipx}\}, \quad (15)$$

$$\bar{\psi}_\mu(x) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \sum_\sigma \int \frac{d\mathbf{p}}{\sqrt{2p_0}} \{c_{\mathbf{p}}^+ \bar{u}_\mu(\mathbf{p}, \sigma) e^{ipx} + d_{\mathbf{p}} \bar{v}_\mu(\mathbf{p}, \sigma) e^{-ipx}\}. \quad (16)$$

Sự lượng tử hóa được mô tả bởi các phương trình:

$$(c_{\mathbf{p}\sigma}, c_{\mathbf{p}'\sigma'}^+)_g = (d_{\mathbf{p}\sigma}, d_{\mathbf{p}'\sigma'}^+)_g = 2p_0 \delta_{\sigma\sigma'} \delta_{\mathbf{p}-\mathbf{p}'},$$

và toàn bộ các phương trình khác đều bằng 0. Để nghiên cứu tính nhân quả của các trường spin 3/2, chúng tôi xét giao hoán tử của các hàm trường

vector - spinor. Các phép tính giải tích cho kết quả:

$$(\psi_\mu(x), \bar{\psi}_\nu(y))_g = [g^{\mu\nu} - \frac{1}{3}\gamma^\mu\gamma^\nu + \frac{2}{3m^2}\partial^\mu\partial^\nu + \frac{i}{3m}(\partial^\mu\gamma^\nu - \partial^\nu\gamma^\mu)](\hat{\partial}_\mu - im)\Delta(x-y). \quad (17)$$

Từ định nghĩa của \hat{g} - giao hoán tử chúng tôi thu được: $[AB, C] = A[B, C]_g - [C, A]_g B + [A, \hat{g}]CB$. Do đó: $[A(x), B(x')] = 0$ nếu $(x - x')^2 < 0$. Như vậy tính nhân quả vi mô được thỏa mãn cho các hạt spin 3/2.

3.3 Hiệu ứng của tương tác với chân không lên quá trình sinh axion từ va chạm e^+e^-

3.3.1 Quá trình sinh axion từ va chạm e^+e^- với các kết quả ở mức cây

Tiết diện tán xạ toàn phần ở mức cây là:

$$\sigma_{Born} = \frac{\alpha^3}{24\pi^2} \left(\frac{g_\gamma}{f_a}\right)^2. \quad (18)$$

Ta thấy tiết diện tán xạ toàn phần mức cây không phụ thuộc năng lượng chùm hạt tới \sqrt{s} mà chỉ phụ thuộc vào hằng số phân rã f_a . Với $f_a = 10^{10} GeV$ và $\alpha^{-1} = 137,0359895$, tiết diện tán xạ toàn phần là $\sigma_{Born}(e^+e^- \rightarrow \gamma a) = 6,4 \times 10^{-23} nbarn$. Kết quả này là rất nhỏ và chúng tôi tính thêm các bổ chính do tương tác với chân không để đánh giá chính xác hơn.

3.3.2 Các bổ chính năng lượng riêng vào quá trình sinh axion từ va chạm e^+e^-

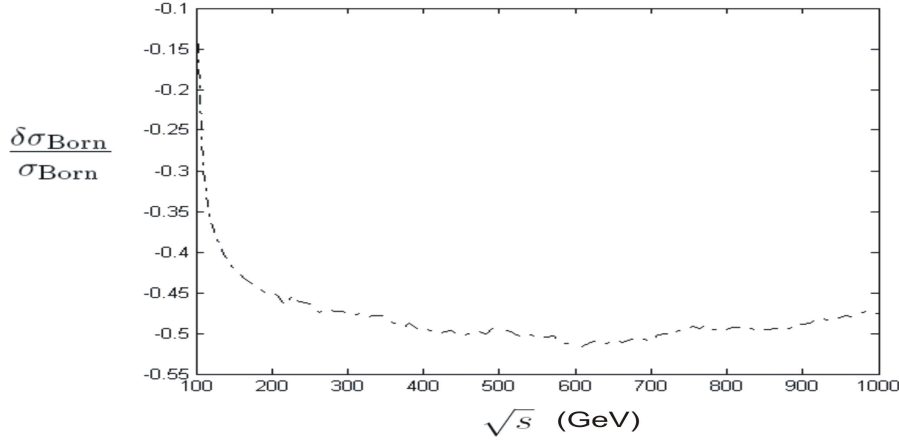
Vì các giản đồ năng lượng riêng ở các đường ngoài không cho đóng góp vào các kết quả sau khi tái chuẩn hóa nên ta chỉ xét các bổ chính một vòng vào các đường trong gồm photon và Z .

3.3.3 Các bổ chính đỉnh

Các bổ chính đỉnh do sự trao đổi sneutrino, neutralino, neutrino, γ, Z .

3.3.4 Các kết quả tính số và thảo luận

Sự phụ thuộc vào \sqrt{s} của bổ chính toàn phần được chỉ ra trên hình 3.4. Như có thể thấy, $\delta\sigma$ có cực tiểu tại $\sqrt{s} = 600 GeV$. Bổ chính toàn phần giảm tiết diện tán xạ ở mức cây từ $-12,39\%$ đến $-51,94\%$ trong miền $\sqrt{s} = 100 GeV$ tới $600 GeV$ (miền I); từ $-51,94\%$ tới $-47,5\%$ trong miền $\sqrt{s} = 600 GeV$ tới $1000 GeV$ (miền II). Thú vị là bổ chính toàn phần giảm nhanh theo sự tăng của \sqrt{s} trong miền I và chỉ thay đổi rất ít theo \sqrt{s} trong miền II. Các kết quả của chúng tôi góp phần khẳng định rằng quá trình này khó có thể được phát hiện trong điều kiện phòng thí nghiệm. Các



Hình 3.4: Sự phụ thuộc theo \sqrt{s} của $\frac{\delta\sigma_{\text{Born}}}{\sigma_{\text{Born}}}$ của quá trình $e^+e^- \rightarrow a\gamma$.

kết quả này cũng có thể được mở rộng cho trường hợp các hạt tựa axion.

3.4 Hiệu ứng của tương tác với chân không lên quá trình sinh axino từ va chạm e^+e^-

3.4.1 Quá trình sinh axino từ va chạm e^+e^- với các kết quả ở mức cây: Tiết diện tán xạ toàn phần là:

$$\sigma_{\text{Born}} = \frac{\alpha^3}{32\pi^2} \left(\frac{N}{F}\right)^2 \frac{k}{s^2\sqrt{s}} \left[s^2 + \sqrt{s}(m_{\tilde{\gamma}}^2 - m_{\tilde{a}}^2)(E_1 - E_2) - s(2E_1E_2 + \frac{2k^2}{3}) \right],$$

Khi $\sqrt{s} \rightarrow \text{inf}$ thì tiết diện tán xạ dần tới giới hạn trên $1.6 \times 10^{-24} \text{nbarn}$, không phụ thuộc vào khối lượng axino và photino.

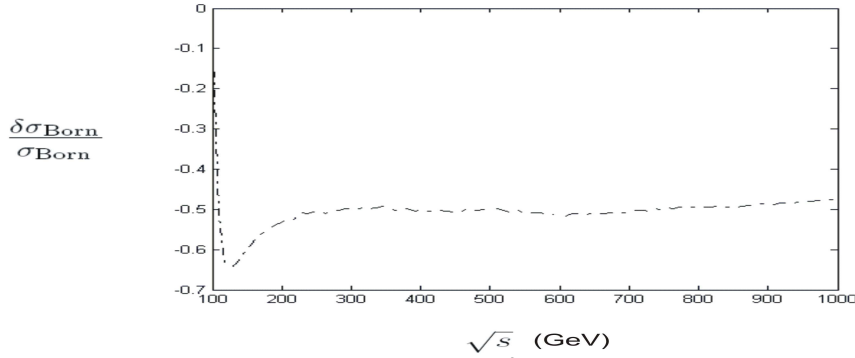
3.4.2 Các bổ chính năng lượng riêng vào quá trình sinh axino từ va chạm e^+e^- : Chúng ta chỉ cần xét các bổ chính một vòng vào các đường photon trong cũng như có sự trộn giữa photon và Z.

3.4.3 Các bổ chính đỉnh: Do sự trao đổi neutralino, neutrino và γ , Z.

3.4.4 Các kết quả tính số và thảo luận

Sự phụ thuộc vào \sqrt{s} của bổ chính toàn phần được chỉ ra trên hình 3.8.

Như có thể thấy $\delta\sigma$ có cực tiểu tại $\sqrt{s} = 130,07 \text{GeV}$. Bổ chính toàn phần giảm tiết diện tán xạ ở mức cây từ $-10,13\%$ đến $-64,37\%$ trong miền $\sqrt{s} = 100 \text{GeV}$ tới $130,07 \text{GeV}$ (miền I); từ $-64,37\%$ đến $-52,30\%$ trong miền $\sqrt{s} = 130,07 \text{GeV}$ tới $221,31 \text{GeV}$ (miền II); từ $-52,30\%$ đến $-47,59\%$ trong miền $\sqrt{s} = 221,31 \text{GeV}$ tới 1000GeV (miền III). Thú vị là bổ chính toàn phần giảm và tăng nhanh theo sự tăng của \sqrt{s} ở miền I và II nhưng chỉ thay đổi rất ít theo \sqrt{s} ở miền III.



Hình 3.8: Sự phụ thuộc vào \sqrt{s} (GeV) của $\frac{\delta\sigma_{\text{Born}}}{\sigma_{\text{Born}}}$ của quá trình $e^+e^- \rightarrow \tilde{a}\tilde{\gamma}^c$.

3.5 Kết luận Chương 3

Trong chương này, chúng tôi nghiên cứu về các ứng cử viên của vật chất tối trong các mô hình chuẩn mở rộng. Kết quả như sau:

- Khám phá bản chất của vật chất tối bằng cách xác định các hiệu ứng của nó lên các thang vũ trụ cỡ nhỏ. Kết quả cho thấy: Khối lượng và bản chất của vật chất tối liên hệ tới thời điểm tái kết hợp động năng. Do đó khối lượng và độ phổ biến của các cấu trúc cỡ nhỏ phụ thuộc vào khối lượng và bản chất của vật chất tối. Số lượng của cấu trúc vật chất tối lạnh (dạng tàn dư nhiệt) hình thành trong thang khối lượng dưới 20 lần khối lượng Trái đất bị giới hạn trong khi các cấu trúc vật chất tối dạng tàn dư không nhiệt hình thành trong cùng thang khối lượng không bị giới hạn.

- Nghiên cứu các khả năng dò tìm bản chất của vật chất tối thông qua các quan sát thiên văn ở cỡ nhỏ như cỡ dưới thiên hà. Kết quả cho thấy: các cấu trúc WIMP cỡ 100 GeV hình thành nên quầng nhỏ cỡ khối lượng Trái đất có thể được quan sát thông qua phổ tia gamma; đối với cấu trúc NACHOs có thể quan sát được thông qua hiệu ứng thấu kính hấp dẫn; đối với cấu trúc cỡ nhỏ có khối lượng vài lần khối lượng Trái đất có thể quan sát được thông qua gia tốc dị thường hướng về phía Mặt trời.

- Tính nhân quả của hạt gravitino (một ứng cử viên của vật chất tối dạng tàn dư nhiệt) được bảo toàn khi xét các \hat{g} -dao động tử trong lý thuyết trường biến dạng - \hat{g} .

- Các hiệu ứng của tương tác với chân không lên các quá trình sinh axion, axino (vật chất tối lạnh dạng tàn dư không nhiệt) trong va chạm e^+e^- tuy lớn nhưng là âm và cùng bậc với tiết diện tán xạ mức cây nên làm cho tiết diện tán xạ toàn phần giảm so với mức cây. Do đó, theo đoán nhận từ MSSM, việc quan sát các ứng cử viên vật chất tối này là không khả thi với máy gia tốc tuyến tính e^+e^- .

KẾT LUẬN

Luận án "**Đặc tính của các hạt siêu đối xứng trong một số mô hình chuẩn mở rộng**" đã đạt được những kết quả chính sau đây:

1. Nghiên cứu một số quá trình có sự tham gia của squark và gluino trong khuôn khổ mô hình chuẩn siêu đối xứng tối thiểu MSSM vi phạm CP. Các biểu thức giải tích và các đồ thị đánh giá số đã được đưa ra và cho thấy:

- Vi phạm CP trong MSSM làm xuất hiện một số đỉnh tương tác mới cho đóng góp đáng kể vào các quá trình sinh và rã squark.

- Đóng góp của hiệu ứng tương tác với chân không cùng với pha vi phạm CP (trong đó có các đỉnh tương tác mới) lên quá trình sinh squark trong va chạm e^+e^- , $\mu^+\mu^-$ và quá trình rã squark thành quark và gluino là rất lớn, không thể bỏ qua. Do đó, trong các phép phân tích dữ liệu thực nghiệm một cách chính xác để tìm kiếm hạt mới và xác định các tham số của MSSM ta cần quan tâm đến ảnh hưởng của các hiệu ứng này.

- Đặc biệt, do ảnh hưởng của pha vi phạm CP, quá trình sinh cặp gluino trong máy gia tốc tuyến tính e^+e^- là có thể quan sát được đối với hầu hết không gian tham số của MSSM. Quá trình sinh cặp gluino trong va chạm e^+e^- có thể là chứng cứ của sự tồn tại pha vi phạm CP trong MSSM.

2. Nghiên cứu về ảnh hưởng của vật chất tối lên thang vũ trụ cỡ nhỏ và về các hạt là ứng cử viên của vật chất tối trong khuôn khổ các mô hình chuẩn mở rộng. Kết quả như sau:

- Khối lượng và bản chất của vật chất tối ảnh hưởng tới sự hình thành các cấu trúc không tuyến tính cỡ nhỏ và độ phổ biến của chúng trong vũ trụ. Việc quan sát các cấu trúc cỡ nhỏ có thể được thực hiện thông qua các quan sát về hiệu ứng hấp dẫn, phổ tia gamma hay gia tốc dị thường hướng về phía Mặt trời dẫn đến khả năng xác định bản chất và thành phần vật chất tối có trong lòng thiên hà của chúng ta.

- Khôi phục được tính nhân quả của hạt gravitino spin 3/2 bằng việc sử dụng \hat{g} -giao hoán tử trong lý thuyết biến dạng \hat{g} .

- Các tính toán và đánh giá hiệu ứng của tương tác với chân không lên quá trình sinh axion, axino từ va chạm e^+e^- góp phần khẳng định việc tìm kiếm trực tiếp các hạt vật chất tối này trong máy gia tốc tuyến tính là không khả thi dựa trên quan điểm của MSSM.

Các công trình đã được công bố liên quan đến luận án

1. Ha Huy Bang and **Nguyen Thi Thu Huong** (2006), "Causality of propagation of spin 3/2 \hat{g} -fields coupled to spinor and scalar fields", *Communications in Physics*, Vol. 16, No. 2, pp 71-76.
2. Ha Huy Bang and **Nguyen Thi Thu Huong** (2006), "Causality of the \hat{g} -deformed theory", *Proceedings of International Workshop on Fundamental Problems and Applications of Quantum Field Theory*, Yukawa Institute for Theoretical Physics, Kyoto University, A68.
3. E. R. Siegel, G. D'Amico, E. Di Napoli, L. Fu, M. P. Hertzberg, **N. T. T. Huong**, F. Palorini, A. Sellerholm (2006), "Dark Matter on the Smallest Scale", *Proceedings of Les Houches International Summer School on Particle physics and Cosmology, session LXXXVI*, pp. 503-509, [astro-ph/0611864].
4. Ha Huy Bang and **Nguyen Thi Thu Huong** (2007), "One loop corrections to axion production in e^+e^- annihilation", *Communications in Physics*, Vol. 17, No. 3, pp. 137-144.
5. **Nguyen Thi Thu Huong**, Ha Huy Bang, Nguyen Chinh Cuong and Dao Thi Le Thuy (2007), "QCD corrections to squark production in e^+e^- annihilation in the MSSM with complex parameters", *International Journal of Theoretical Physics*, Vol. 46, No. 1, pp. 41-50.
6. Ha Huy Bang and **Nguyen Thi Thu Huong** (2009), "One loop corrections to axino production in e^+e^- annihilation", *Communications in Physics*, Vol. 19, No. 2, pp. 87-94.
7. Ha Huy Bang, **Nguyen Thi Thu Huong** and Nguyen Chinh Cuong (2009), "CP violation in the MSSM and some new interactions", *Journal of Science*, Vol. 25, No. 3, pp. 131-136.
8. **N. T. T. Huong** and H. H. Bang (2010), "Gluino pair production at linear e^+e^- colliders in the MSSM with complex parameters", đã được nhận đăng ở *Chinese Journal of Physics, Taiwan*, Proceedings of 5th International Conference of Flavor Physics, Hanoi, September 2009.
9. H. H. Bang, **N. T. T. Huong** and N. C. Cuong (2010), "Impact of CP phases on Squarks decay into Quarks and Gluinos in the MSSM", đã được nhận đăng ở *Chinese Journal of Physics, Taiwan*, Proceedings of 5th International Conference of Flavor Physics, Hanoi, September 2009.
10. **Nguyen Thi Thu Huong**, Nguyen Chinh Cuong, Ha Huy Bang and Dao Thi Le Thuy (2010), "Squark pair Production at Muon Colliders in the MSSM with CP violation", *International Journal of Theoretical Physics*, Vol. 49, No. 7, pp. 1457-1464.
11. Ha Huy Bang, Nguyen Chinh Cuong and **Nguyen Thi Thu Huong** (2010), "Squarks decay into Quarks and Gluinos in the MSSM with complex parameters", *Communications in Physics*, Vol. 20, No. 1, pp. 15-21.