

ĐẠI HỌC QUỐC GIA HÀ NỘI
TRƯỜNG ĐẠI HỌC KHOA HỌC TỰ NHIÊN

Trương Minh Anh

**HIỆU ỨNG CỦA RADION VÀ U-HẠT LÊN
ĐỘ HAO HỤT NĂNG LƯỢNG VÀ TIẾT DIỆN TÁN XẠ
CỦA CÁC QUÁ TRÌNH VẬT LÝ TRONG CÁC
MÔ HÌNH CHUẨN MỞ RỘNG**

Chuyên ngành: Vật lý lý thuyết và Vật lý toán

Mã số: 9440130.01

TÓM TẮT LUẬN ÁN TIẾN SĨ VẬT LÝ HỌC

Hà Nội – 2026

MỞ ĐẦU

1. Lý do chọn đề tài

Vật chất tối hiện chiếm khoảng 27% tổng năng lượng - vật chất của vũ trụ nhưng bản chất hạt của nó vẫn chưa được xác định, tạo nên một trong những câu hỏi trung tâm của vật lý hiện đại. Mô hình Chuẩn tuy mô tả rất tốt các tương tác đã biết, song không chứa ứng viên vật chất tối phù hợp, do đó cần được mở rộng. Trong bối cảnh đó, các mô hình mới với radion trong mô hình Randall-Sundrum, u-hạt bất biến tỉ lệ và các hạt tựa axion nổi lên như những hướng tiếp cận tiềm năng.

Song song với các thí nghiệm gia tốc, các môi trường thiên văn năng lượng cao như siêu tân tinh SN1987A cung cấp một “phòng thí nghiệm tự nhiên” đặc biệt nhạy với các hạt tương tác yếu. Độ hao hụt năng lượng của lõi siêu tân tinh, được ràng buộc bởi tiêu chuẩn Raffelt, cho phép giới hạn mạnh các tham số của những hạt giả thuyết này. Tuy nhiên, việc xây dựng và áp dụng các biểu thức độ hao hụt năng lượng cho từng quá trình cụ thể vẫn còn tương đối phân tán trong tài liệu.

Do vậy, luận án hướng tới việc nghiên cứu các tương tác giữa hạt mới (radion, u-hạt, ...) với các hạt của Mô hình Chuẩn trong những điều kiện điển hình của siêu tân tinh và va chạm năng lượng cao. Mục đích là vừa làm rõ hơn hiệu ứng của chúng lên các quá trình tán xạ, vừa khai thác các ràng buộc thực nghiệm hiện có (từ SN1987A và máy gia tốc) để thu hẹp không gian tham số của các mô hình mở rộng SM. Đó là lí do luận án này có tên gọi **“Hiệu ứng của radion và u-hạt lên độ hao hụt năng lượng và tiết diện tán xạ của các quá trình vật lý trong các Mô hình chuẩn mở rộng”**.

2. Mục đích, đối tượng và phạm vi nghiên cứu

Mục tiêu của luận án là khảo sát sự đóng góp của các hạt mới xuất hiện trong các mô hình chuẩn mở rộng đối với một số quá trình tán xạ

trong vật lý hạt cơ bản.

Đối tượng chính của luận án là các loại hạt dự đoán bởi các mô hình chuẩn mở rộng, bao gồm: hạt radion, plasmon, u-hạt, các hạt vật chất tối dạng fermion.

3. Phương pháp nghiên cứu

Sử dụng lý thuyết trường lượng tử, kỹ thuật tính toán biên độ tán xạ thông qua giản đồ Feynman, phương pháp xử lý số liệu trên phần mềm Matlab và phân tích số liệu.

4. Ý nghĩa khoa học và thực tiễn

Luận án góp phần làm rõ vai trò của các hạt giả thuyết (radion, u hạt) trong các mô hình chuẩn mở rộng, thông qua việc phân tích lý thuyết các quá trình tán xạ điển hình ở vùng năng lượng cao. Bằng cách tính toán đóng góp của các hạt mới vào các đại lượng vật lý như tiết diện toàn phần và độ hao hụt năng lượng, công trình chỉ ra rằng các hiệu ứng này có thể đạt giá trị đáng kể và không thể bỏ qua trong phân tích hiện tượng.

5. Những đóng góp mới của luận án

Luận án xây dựng một cách có hệ thống và chi tiết công thức tính độ hao hụt năng lượng cho các quá trình tương tác giữa các hạt chứa các công thức được sử dụng trong những nghiên cứu trước đây như các trường hợp riêng.

Luận án tính toán hiệu ứng của radion trong tán xạ plasmon-plasmon và trong quá trình sinh vật chất tối fermion từ va chạm e^+e^- . Từ đó, luận án thu được các giới hạn dưới mới cho giá trị kỳ vọng chân không của radion là $\langle\phi\rangle$ trong một dải rộng của khối lượng m_ϕ . Các giới hạn này mạnh hơn một số kết quả tương ứng trong các công bố quốc tế gần đây cỡ vài bậc độ lớn. Do đó, sẽ góp phần chính xác hóa các đại lượng

vật lý có thể đo được trong thực tế để tìm kiếm hạt radion như tiết diện tán xạ, độ rộng phân rã, ...

Ảnh hưởng của u-hạt trong hai quá trình quan trọng là $e^+e^- \rightarrow \gamma_p\gamma_p$ và $a\gamma \rightarrow \chi\bar{\chi}$ được đánh giá số, cho thấy tiết diện có thể tăng rất mạnh tùy theo tham số d_U và Λ_U . Dựa trên dữ liệu quan sát neutrino từ SN1987A, điều kiện Raffelt được sử dụng để xác định các ràng buộc chi tiết hơn lên thang năng lượng Λ_U so với các kết quả đã công bố, góp phần làm sáng tỏ vai trò của u-hạt trong các tương tác năng lượng siêu cao.

6. Bố cục của luận án

Cùng với phần mở đầu, kết luận và các phụ lục, nội dung cơ bản của luận án được trình bày trong 4 chương như sau:

- Chương 1: Một số mô hình chuẩn mở rộng. Vật chất tối
- Chương 2: Công thức tính năng lượng hao hụt của quá trình tương tác
- Chương 3: Vai trò của radion trong các quá trình tương tác của mô hình Randall-Sundrum ở vụ nổ lớn SN1987A
- Chương 4: Đóng góp của u-hạt vào các quá trình tương tác

CHƯƠNG 1. MỘT SỐ MÔ HÌNH CHUẨN MỞ RỘNG VÀ VẬT CHẤT TỐI

1.1. Các mô hình chuẩn mở rộng

1.1.1. Sự cần thiết phải mở rộng Mô hình Chuẩn

Mô hình Chuẩn đã được kiểm chứng ở nhiều mặt, song vẫn còn nhiều hiện tượng và tham số chưa giải thích được, như nguồn gốc và bản chất của vật chất tối, năng lượng tối, sự tồn tại và khối lượng của neutrino, cũng như sự bất đối xứng giữa vật chất và phản vật chất trong vũ trụ. Mô hình này không tích hợp lực hấp dẫn cùng các tương tác cơ bản khác, không dự đoán được các hạt mới như radion, axion, unparticle, cũng không giải thích được hiện tượng vi phạm CP hoặc sự thay đổi các hằng số vật lý trong không gian-thời gian. Các phát hiện thực nghiệm về dao động neutrino, những tín hiệu thiếu hụt năng lượng ở các máy gia tốc và dữ liệu thiên văn đều gợi mở rằng còn tồn tại vật lý ngoài mô hình Chuẩn. Chính vì thế, việc mở rộng mô hình Chuẩn là thiết yếu để tiếp cận các câu hỏi nền tảng về cấu trúc, nguồn gốc vũ trụ và các hiện tượng vi mô chưa hiểu rõ, đồng thời dự báo và kiểm chứng các tín hiệu mới trong thí nghiệm và quan sát vũ trụ hiện đại.

1.1.2. Mô hình Randall–Sundrum

Mô hình Randall-Sundrum (RS) mở rộng không-thời gian bốn chiều thông thường thành không-thời gian năm chiều. Không-thời gian này chứa hai màng: màng UV (ở $y = 0$) và màng IR (ở $y = L$). Các trường cơ bản của Mô hình Chuẩn có thể gắn trên màng IR, còn trường hấp dẫn lan truyền trong toàn bộ không-thời gian năm chiều.

1.1.3. Mô hình chuẩn mở rộng với bất biến tỉ lệ và u-hạt

Bất biến tỉ lệ là một nguyên lý quan trọng trong lý thuyết trường lượng tử, trong đó các đại lượng vật lý giữ nguyên khi hệ được co giãn

đồng đều về không gian-thời gian. H. Georgi (2007) đề xuất rằng tồn tại một trường đặc biệt có đối xứng bất biến tỉ lệ, trong đó các phần tử không ứng với ý niệm truyền thống “hạt”, được gọi là u-hạt, với các tính chất ”miễn nhiễm” với phép tỷ lệ.

1.1.4. Mô hình chuẩn mở rộng khi tính đến vật chất tối

Mô hình WIMP, tức hạt vật chất tối nặng tương tác yếu, có thể là hạt vô hướng, véc-tơ hoặc fermion, tồn tại nhờ đối xứng phụ, hiện đang là đối tượng thử nghiệm ở nhiều thiết bị tối tân trên thế giới.

Mô hình có axion và các hạt tựa axion - là hạt vô hướng nhẹ, xuất hiện tự nhiên trong lý thuyết trường và vũ trụ học. Những hạt này có khả năng giải quyết nhiều vấn đề lớn của ngành, đặc biệt liên quan tới đối xứng CP mạnh trong QCD.

Các mô hình mở rộng nhóm 3-3-1 ($SU(3)_C$, $SU(3)_L$, $U(1)_X$) sinh ra nhiều loại hạt mới: axion, hạt fermion trung hòa và véc-tơ, giúp lý giải hiện tượng trộn flavor, đối xứng mới và các tín hiệu vật lý ngoài Mô hình Chuẩn.

Ba hướng tiếp cận này là cơ sở lý thuyết và thực nghiệm cho việc phân tích vật chất tối dưới góc độ cả vật lý hạt lẫn vũ trụ học. Việc nghiên cứu quá trình tương tác trong các mô hình này sẽ giúp kết nối lý thuyết với thực tiễn và mở rộng không gian khám phá hiện tượng nền tảng của vũ trụ hiện đại.

1.2. Các loại vật chất tối trong mô hình chuẩn mở rộng

1.2.1. Vật chất tối vô hướng

Vật chất tối vô hướng là một trong những ứng viên nổi bật của vật chất tối trong vật lý hạt hiện đại. Loại hạt này có spin bằng 0, tồn tại dưới dạng boson vô hướng thực hoặc vô hướng giả, xuất hiện tự nhiên trong nhiều mô hình chuẩn mở rộng nhờ đối xứng phụ như Z_2 , đối xứng Abelian ẩn hoặc các cấu trúc lý thuyết dây. Trường vô hướng được ký

hiệu phổ biến là χ , có khối lượng từ siêu nhẹ cho tới hàng TeV, không mang điện.

1.2.2. Vật chất tối fermion

Hạt vật chất tối fermion là một trong những ứng viên của vật chất tối nằm ngoài mô hình chuẩn, được nghiên cứu rộng rãi trong vật lý hạt hiện đại và vũ trụ học. Fermion vật chất tối mang spin 1/2, có thể là Majorana, Dirac hoặc bán động lực mới, thường không mang điện tích điện từ; khối lượng trải rộng từ keV đến TeV tùy mô hình và cơ chế sinh thành vũ trụ học.

1.3. Kết luận chương 1

Trong chương 1, luận án đã trình bày bức tranh tổng quan về nhu cầu phải mở rộng Mô hình Chuẩn và các hướng tiếp cận tiêu biểu trong vật lý hạt hiện đại. Mô hình Randall-Sundrum cho thấy vai trò của radion và việc ổn định ổn định khoảng cách giữa hai mặt thông qua cơ chế Goldberger-Wise nhằm giải quyết bài toán phân cấp, đồng thời đưa ra cơ chế ghép radion với các trường SM thông qua tensor năng-xung lượng. Mở rộng bất biến tỉ lệ với u-hạt của Georgi cung cấp một khung lý thuyết mới, trong đó các toán tử có bậc thứ nguyên tỉ lệ dẫn đến các dạng hàm truyền và tương tác rất đặc trưng, có thể gây ra những dị thường trong tiết diện tán xạ và phổ năng lượng ở máy gia tốc.

Bên cạnh đó, chương 1 cũng đã trình bày các mô hình lý thuyết vật chất tối trong bối cảnh BSM và hai nhóm ứng viên chính là vật chất tối vô hướng & vật chất tối fermion. Những kết quả tổng quan này tạo nền tảng lý thuyết cần thiết để các chương sau xây dựng mô hình cụ thể, tính toán tiết diện tán xạ và phân tích năng lượng hao hụt trong môi trường siêu tân tinh như SN1987A, qua đó khảo sát rõ hơn vai trò của radion, u-hạt vào các quá trình có mặt ứng viên vật chất tối.

CHƯƠNG 2. CÔNG THỨC TÍNH NĂNG LƯỢNG HAO HỤT CỦA QUÁ TRÌNH TƯƠNG TÁC

2.1. Năng lượng hao hụt của quá trình tương tác hai hạt boson ra hai hạt boson

Độ hao hụt năng lượng trên đơn vị khối lượng mô tả lượng năng lượng mà một hệ thống mất đi trên mỗi đơn vị khối lượng qua một thời gian nhất định. Xây dựng biểu thức cho hai hạt boson vào và hai hạt boson (spin = 1), ta có:

$$\begin{aligned}
 \dot{\epsilon} &= \frac{1}{\rho_{SN}} \int \frac{d^3 \vec{p}_1}{2E_1(2\pi)^3} \frac{1}{e^{\frac{E_1 - \mu_1}{T}} - 1} \frac{d^3 \vec{p}_2}{2E_2(2\pi)^3} \frac{1}{e^{\frac{E_2 - \mu_2}{T}} - 1} \\
 &\times \int \frac{1}{2E_3(2\pi)^3} d^3 \vec{p}_3 \frac{1}{2E_4(2\pi)^3} d^3 \vec{p}_4 \cdot \frac{e^{(E_3 - \mu_3)/T}}{e^{(E_3 - \mu_3)/T} - 1} \\
 &\times \frac{e^{(E_4 - \mu_4)/T}}{e^{(E_4 - \mu_4)/T} - 1} \cdot (2\pi)^4 \delta(E_1 + E_2 - E_3 - E_4) \\
 &\times \delta^3(\vec{p}_1 + \vec{p}_2 - \vec{p}_3 - \vec{p}_4) \frac{1}{9} \sum_{\text{spins}} |M|^2.
 \end{aligned} \tag{2.1}$$

Đặt $\overline{|M|^2} = \frac{1}{(2s_1+1)(2s_2+1)} \sum_{\text{spins}} |M|^2$

Xét hệ khối tâm $\vec{p}_2 = -\vec{p}_1 = -\vec{p}$

Tích phân theo \vec{p}_4 và cho $f(\vec{p}_4) = f(-\vec{p}_3)$,

và chú ý $E_3 = \sqrt{m_3^2 + p_3^2}$, $E_4 = \sqrt{m_4^2 + p_3^2}$ biến đổi theo $|\vec{p}_3|$.

Đặt $\alpha = E_3 + E_4 = \sqrt{m_3^2 + \rho^2} + \sqrt{m_4^2 + \rho^2}$. Như vậy,

$$\begin{aligned}
 d\alpha &= \left(\frac{\rho}{\sqrt{m_3^2 + \rho^2}} + \frac{\rho}{\sqrt{m_4^2 + \rho^2}} \right) d\rho \\
 &= \rho \alpha d\rho \frac{1}{\sqrt{m_3^2 + \rho^2} \sqrt{m_4^2 + \rho^2}}.
 \end{aligned} \tag{2.2}$$

Khi cận $\rho = 0 \Rightarrow \alpha = m_3 + m_4$, khi $\rho \rightarrow \infty \Rightarrow \alpha \rightarrow \infty$. Vậy

chuyển sang tích phân theo α ta có:

$$\begin{aligned}
\dot{\epsilon} &= \frac{T^4}{\rho_{SN} 16\pi^4} \int_{\frac{m_1}{T}}^{\infty} dx_1 \int_{\frac{m_2}{T}}^{\infty} dx_2 \sqrt{x_1^2 - \left(\frac{m_1}{T}\right)^2} \sqrt{x_2^2 - \left(\frac{m_2}{T}\right)^2} \\
&\times \frac{1}{e^{x_1 - \frac{\mu_1}{T}} - 1} \frac{1}{e^{x_2 - \frac{\mu_2}{T}} - 1} \cdot \frac{1}{8\pi} \delta(E_1 + E_2 - \alpha) \int_0^\pi |M|^2 \sin \theta d\theta. \\
&\times \int_{m_3+m_4}^{\infty} \frac{d\alpha}{\alpha} \rho \frac{e^{(\alpha - \mu_3 - \mu_4)/T}}{[e^{(\sqrt{m_3^2 + \rho^2} - \mu_3)/T} - 1][e^{(\sqrt{m_4^2 + \rho^2} - \mu_4)/T} - 1]}
\end{aligned} \tag{2.3}$$

Đặt $\alpha = E_3 + E_4 = \sqrt{m_3^2 + \rho^2} + \sqrt{m_4^2 + \rho^2} = E_1 + E_2 \equiv E'$. Lưu ý $m_3 = m_4 \equiv m_f$ và đặt $x_i = \frac{E_i}{T}$, với $i = 1, 2$
 $\Rightarrow E' = E_1 + E_2 = x_1 T + x_2 T = (x_1 + x_2) T \Rightarrow \frac{E'}{T} = x_1 + x_2$.
Cuối cùng biểu thức năng lượng hao hụt được viết lại:

$$\begin{aligned}
\dot{\epsilon} &= \frac{T^4}{\rho_{SN} 16\pi^4} \int_{m_1/T}^{\infty} dx_1 \int_{m_2/T}^{\infty} dx_2 \sqrt{x_1^2 - \left(\frac{m_1}{T}\right)^2} \\
&\times \sqrt{x_2^2 - \left(\frac{m_2}{T}\right)^2} \frac{1}{e^{x_1 - \mu_1/T} - 1} \frac{1}{e^{x_2 - \mu_2/T} - 1} \frac{1}{8\pi} \\
&\quad \frac{1}{e^{x_1 + x_2 - (\mu_3 + \mu_4)/T}} \\
&\times \frac{1}{[e^{(x_1 + x_2)/2 - \mu_3/T} - 1][e^{(x_1 + x_2)/2 - \mu_4/T} - 1]} \\
&\times \int_0^\pi \frac{\sqrt{E'^2 - 4m_f^2}}{2E'} |M|^2 \sin \theta d\theta.
\end{aligned} \tag{2.4}$$

2.2. Tính $\dot{\epsilon}$ cho quá trình tán xạ một fermion, một phản fermion thành một fermion và một phản fermion có cùng khối lượng

$$\dot{\epsilon} = \frac{T^4}{\rho_{SN} 16\pi^4} \int_{m_1/T}^{\infty} dx_1 \int_{m_2/T}^{\infty} dx_2 \sqrt{x_1^2 - \left(\frac{m_1}{T}\right)^2} \sqrt{x_2^2 - \left(\frac{m_2}{T}\right)^2}$$

$$\begin{aligned}
& \times \frac{1}{e^{x_1 - \mu_1/T} + 1} \frac{1}{e^{x_2 - \mu_2/T} + 1} \\
& \times \frac{1}{8\pi} \frac{1}{2} \frac{e^{x_1 + x_2 - \frac{\mu_3 + \mu_4}{T}}}{[e^{\frac{x_1 + x_2}{2} - \frac{\mu_3}{T}} + 1][e^{\frac{x_1 + x_2}{2} - \frac{\mu_4}{T}} + 1]} \int_0^\pi |M|^2 \sin \theta \, d\theta. \tag{2.5}
\end{aligned}$$

2.3. Tính $\dot{\epsilon}$ cho quá trình tán xạ một fermion, một phản fermion sang hai boson có cùng khối lượng

$$\begin{aligned}
\dot{\epsilon} &= \frac{T^4}{\rho_{SN} 16\pi^4} \int_{m_1/T}^\infty dx_1 \int_{m_2/T}^\infty dx_2 \sqrt{x_1^2 - \left(\frac{m_1}{T}\right)^2} \sqrt{x_2^2 - \left(\frac{m_2}{T}\right)^2} \\
& \times \frac{1}{e^{x_1 - \mu_1/T} + 1} \frac{1}{e^{x_2 - \mu_2/T} + 1} \\
& \times \frac{1}{8\pi} \frac{1}{2} \frac{e^{x_1 + x_2 - \frac{\mu_3 + \mu_4}{T}}}{[e^{\frac{x_1 + x_2}{2} - \frac{\mu_3}{T}} - 1][e^{\frac{x_1 + x_2}{2} - \frac{\mu_4}{T}} - 1]} \int_0^\pi |M|^2 \sin \theta \, d\theta. \tag{2.6}
\end{aligned}$$

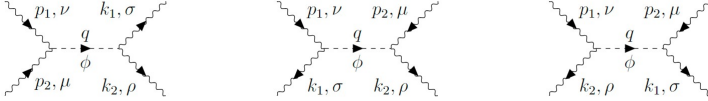
2.4. Kết luận chương 2

Trong Chương 2, luận án đã xây dựng một cách hệ thống biểu thức độ hao hụt năng lượng chuyên biệt cho ba quá trình tán xạ cơ bản giữa các hạt boson và fermion, lấy bối cảnh từ vụ nổ SN1987A. Trên cơ sở công thức tích phân không gian pha và biên độ tán xạ, các biểu thức $\dot{\epsilon}$ cho quá trình hai boson vào - hai boson ra (áp dụng cho mục 3.1), một fermion tương tác với một phản fermion tạo thành một fermion với một phản fermion (áp dụng cho mục 3.2) hay sinh hai boson đồng khối (áp dụng cho mục 3.3, 4.2) đã được suy ra đầy đủ trong hệ khối tâm, kèm theo sự phụ thuộc chi tiết vào khối lượng, nhiệt độ và bình phương biên độ tán xạ.

CHƯƠNG 3. HIỆU ỨNG CỦA RADION TRONG CÁC QUÁ TRÌNH TƯƠNG TÁC CỦA MÔ HÌNH RANDALL-SUNDRUM Ở VỤ NỔ LỚN SN1987A

3.1. Hiệu ứng của radion trong tán xạ plasmon-plasmon ở vụ nổ lớn SN1987A

3.1.1. Tiết diện tán xạ



Hình 3.1: Giản đồ Feynman của quá trình tương tác plasmon plasmon trao đổi radion

Sau khi tính toán, chúng tôi thu được tiết diện tán xạ toàn phần là:

$$\sigma = \frac{7}{360\pi\langle\phi\rangle^4} \frac{s^3}{(s - m_\phi^2)^2}. \quad (3.1)$$

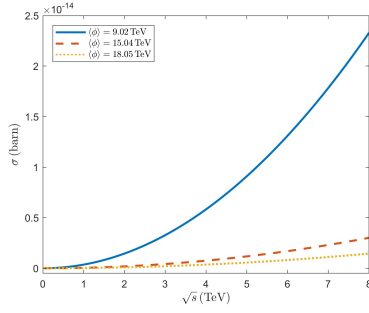
3.1.2. Độ hao hụt năng lượng

Độ hao hụt năng lượng của quá trình thu được:

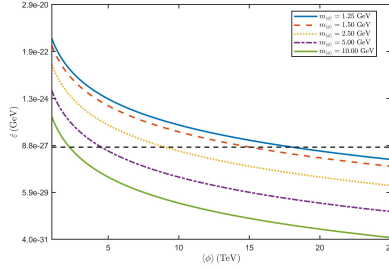
$$\begin{aligned} \dot{\epsilon} &= \frac{7}{2880\pi^5\rho_{SN}\langle\phi\rangle^4} T^{12} \int_{\frac{m_A}{T}}^{\infty} dx_1 \int_{\frac{m_A}{T}}^{\infty} dx_2 \frac{e^{x_1+x_2-2\frac{\mu_A}{T}}}{\left(e^{\frac{x_1+x_2}{2}-\frac{\mu_A}{T}} - 1\right)^2} \\ &\times \sqrt{x_1^2 - \left(\frac{m_A}{T}\right)^2} \sqrt{x_2^2 - \left(\frac{m_A}{T}\right)^2} \frac{(x_1 + x_2)^8}{\left[T^2(x_1 + x_2)^2 - m_\phi^2\right]^2} \\ &\times \frac{1}{e^{x_1-\frac{\mu_A}{T}} - 1} \frac{1}{e^{x_2-\frac{\mu_A}{T}} - 1}, \end{aligned} \quad (3.2)$$

ở đây, ρ_{SN} là mật độ của lõi siêu tân tinh và m_A, μ_A lần lượt là khối lượng và thế hóa học của plasmon.

3.1.3. Các kết quả tính số và thảo luận



Hình 3.2: Tiết diện toàn phần do đóng góp của radion phụ thuộc vào năng lượng khối tâm. Đường cong trên đồ thị, từ trên xuống dưới, lần lượt tương ứng với các giá trị kỳ vọng chân không $\langle\phi\rangle = 9.02$ TeV, 15.04 TeV và 18.05 TeV. Ở đây $m_\phi = 1.25$ GeV.



Hình 3.3: Độ hao hụt năng lượng ϵ tính theo GeV được biểu diễn như một hàm của $\langle\phi\rangle$. Các đường cong từ trên xuống dưới tương ứng với giá m_ϕ tăng từ 1.25, 1.5, 2.5, 5.0 và 10 GeV. Đường nằm ngang tương ứng với giới hạn trên của ϵ , $\epsilon \leq 7.288 \times 10^{-27}$ GeV.

Bảng 3.1: Tiết diện tán xạ toàn phần khi tính đến radion. Kết quả thu được là như nhau cho các giá trị m_ϕ khác nhau ($m_\phi = 1.25$ GeV, 1.5 GeV, 2.5 GeV, 5 GeV và 10 GeV).

$\langle\phi\rangle$ (TeV)	σ (barn)					
	$\sqrt{s} = 1$ TeV	$\sqrt{s} = 1.2$ TeV	$\sqrt{s} = 1.5$ TeV	$\sqrt{s} = 4$ TeV	$\sqrt{s} = 6$ TeV	$\sqrt{s} = 8$ TeV
2.26	9.2393×10^{-14}	1.3305×10^{-13}	2.0788×10^{-13}	1.4783×10^{-12}	3.3261×10^{-12}	5.9131×10^{-12}
4.51	5.8260×10^{-15}	8.3894×10^{-15}	1.3108×10^{-14}	9.3215×10^{-14}	2.0973×10^{-13}	3.7286×10^{-13}
9.02	3.6412×10^{-16}	5.2434×10^{-16}	8.1927×10^{-16}	5.8259×10^{-15}	1.3108×10^{-14}	2.3304×10^{-14}
15.04	4.7107×10^{-17}	6.7834×10^{-17}	1.0599×10^{-16}	7.5370×10^{-16}	1.6958×10^{-15}	3.0148×10^{-15}
18.05	2.2707×10^{-17}	3.2698×10^{-17}	5.1091×10^{-17}	3.6332×10^{-16}	8.1746×10^{-16}	1.4533×10^{-15}

Bảng 3.2: Tỷ số giữa tiết diện tán xạ toàn phần có hiệu ứng của radion đối với tán xạ plasmon-plasmon so với tiết diện tán xạ toàn phần không có hiệu ứng của radion đối với tán xạ photon-photon tại các giá trị kỳ vọng chân không $\langle\phi\rangle$ và các mức năng lượng khác nhau.

(m_ϕ, ω)	$\langle\phi\rangle$ (TeV)	σ/σ_0					
		$\sqrt{s} = 1$ TeV	$\sqrt{s} = 1.2$ TeV	$\sqrt{s} = 1.5$ TeV	$\sqrt{s} = 4$ TeV	$\sqrt{s} = 6$ TeV	$\sqrt{s} = 8$ TeV
(1.25 GeV, 1 eV)	2.26	1.2703×10^{28}	1.8292×10^{28}	2.8581×10^{28}	2.0324×10^{29}	4.5729×10^{29}	8.1297×10^{29}
	4.51	8.0098×10^{26}	1.1534×10^{27}	1.8022×10^{27}	1.2816×10^{28}	2.8835×10^{28}	5.1263×10^{28}
	9.02	5.0061×10^{25}	7.2088×10^{25}	1.1264×10^{26}	8.0098×10^{26}	1.8022×10^{27}	3.2039×10^{27}
	15.04	6.4765×10^{24}	9.3261×10^{24}	1.4572×10^{25}	1.0362×10^{26}	2.3315×10^{26}	4.1449×10^{26}
	18.05	3.1219×10^{24}	4.4956×10^{24}	7.0243×10^{24}	4.9950×10^{25}	1.1239×10^{26}	1.9980×10^{26}
(1.25 GeV, 2.5 eV)	2.26	5.2030×10^{25}	7.4932×10^{25}	1.1708×10^{26}	8.3248×10^{26}	1.8731×10^{27}	3.3299×10^{27}
	4.51	3.2808×10^{24}	4.7244×10^{24}	7.3819×10^{24}	5.2493×10^{25}	1.1811×10^{26}	2.0997×10^{26}
	9.02	2.0509×10^{23}	2.9527×10^{23}	4.6136×10^{23}	3.2809×10^{24}	7.3818×10^{24}	1.3123×10^{25}
	15.04	2.6533×10^{22}	3.8205×10^{22}	5.9692×10^{22}	4.2444×10^{23}	9.5499×10^{23}	1.6978×10^{24}
	18.05	1.2790×10^{22}	1.8416×10^{22}	2.8774×10^{22}	2.0460×10^{23}	4.6034×10^{23}	8.1839×10^{23}
(10 GeV, 1 eV)	2.26	1.2705×10^{28}	1.8294×10^{28}	2.8583×10^{28}	2.0324×10^{29}	4.5730×10^{29}	8.1297×10^{29}
	4.51	8.0114×10^{26}	1.1536×10^{27}	1.8024×10^{27}	1.2816×10^{28}	2.8835×10^{28}	5.1263×10^{28}
	9.02	5.0071×10^{25}	7.2098×10^{25}	1.1265×10^{26}	8.0099×10^{26}	1.8022×10^{27}	3.2039×10^{27}
	15.04	6.4777×10^{24}	9.3274×10^{24}	1.4573×10^{25}	1.0362×10^{26}	2.3315×10^{26}	4.1449×10^{26}
	18.05	3.1225×10^{24}	4.4962×10^{24}	7.0249×10^{24}	4.9951×10^{25}	1.1239×10^{26}	1.9980×10^{26}
(10 GeV, 2.5 eV)	2.26	5.2040×10^{25}	7.4934×10^{25}	1.1708×10^{26}	8.3249×10^{26}	1.8731×10^{27}	3.3299×10^{27}
	4.51	3.2815×10^{24}	4.7250×10^{24}	7.3825×10^{24}	5.2494×10^{25}	1.1811×10^{26}	2.0997×10^{26}
	9.02	2.0509×10^{23}	2.9531×10^{23}	4.6140×10^{23}	3.2809×10^{24}	7.3819×10^{24}	1.3123×10^{25}
	15.04	2.6533×10^{22}	3.8205×10^{22}	5.9692×10^{22}	4.2444×10^{23}	9.5499×10^{23}	1.6978×10^{24}
	18.05	1.2790×10^{22}	1.8416×10^{22}	2.8774×10^{22}	2.0460×10^{23}	4.6034×10^{23}	8.1839×10^{23}

3.2. Hiệu ứng của radion trong sự sinh vật chất tối fermion từ va chạm e^+e^-

3.2.1. Tiết diện tán xạ

Sau khi tính toán, chúng tôi thu được tiết diện toàn phần là:

$$\sigma = \frac{49}{36\pi\langle\phi\rangle^2} \frac{m_e^2 m_\chi^2}{(s - m_\phi^2)^2} \sqrt{1 - \frac{4m_\chi^2}{s}(s - 2m_\chi^2)}. \quad (3.3)$$

3.2.2. Độ hao hụt năng lượng

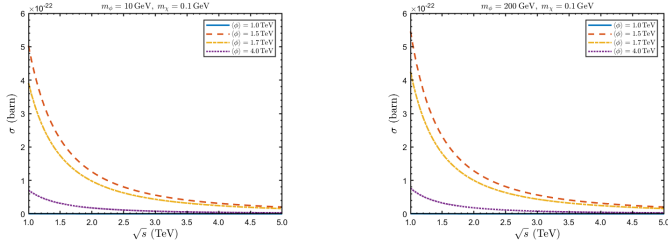
Sau nhiều bước tính toán, chúng tôi thu được độ hao hụt năng lượng của quá trình $e^+e^- \rightarrow \chi\bar{\chi}$ qua radion là:

$$\dot{\epsilon} = \frac{49 T^4 m_e^2 m_\chi^2}{32 \pi^2 \rho_{SN} \langle\phi\rangle^2} \int_{m_e/T}^{\infty} \int_{m_{e^+}/T}^{\infty} \frac{\sqrt{x_1^2 - \left(\frac{m_e}{T}\right)^2} \sqrt{x_2^2 - \left(\frac{m_{e^+}}{T}\right)^2}}{(e^{x_1 - \mu_e/T} + 1)(e^{x_2 - \mu_{e^+}/T} + 1)}$$

$$\begin{aligned}
& \times \frac{e^{x_1+x_2-(\mu_\chi+\mu_{\bar{\chi}})/T}}{(e^{(x_1+x_2)/2-\mu_\chi/T} + 1)(e^{(x_1+x_2)/2-\mu_{\bar{\chi}}/T} + 1)} \\
& \times \frac{\left[\frac{(x_1+x_2)^2 T^2}{2} - 2m_e^2\right] \left[\frac{(x_1+x_2)^2 T^2}{2} - 2m_\chi^2\right]}{((x_1+x_2)^2 T^2 - m_\phi^2)^2} dx_1 dx_2.
\end{aligned} \tag{3.4}$$

Trong đó ρ_{SN} là mật độ lõi siêu tân tinh, μ_i, μ_j là thế hóa học của các hạt vào và ra trong quá trình tương tác.

3.2.3. Các kết quả tính số và thảo luận



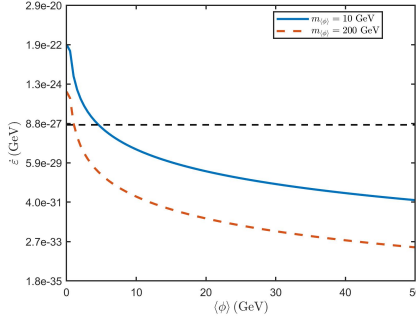
Hình 3.6: Sự phụ thuộc của tiết diện tán xạ toàn phần σ vào \sqrt{s} . Ở đây, lấy $m_\chi = 0.1$ GeV.

Bảng 3.5: Tỉ số giữa tiết diện tán xạ toàn phần có hiệu ứng radion so với trường hợp chỉ có photon.

\sqrt{s} (GeV)	σ/σ_γ			
	$\sqrt{s} = 1.0$ TeV	$\sqrt{s} = 1.5$ TeV	$\sqrt{s} = 1.7$ TeV	$\sqrt{s} = 4.0$ TeV
0.10	5.0652×10^6	2.2509×10^6	1.7524×10^6	3.1652×10^5
5.00	1.2661×10^{10}	5.6270×10^9	4.3809×10^9	7.9128×10^8
10.00	5.0622×10^{10}	2.2503×10^{10}	1.7521×10^{10}	3.1650×10^9

Bảng 3.6: Giới hạn dưới của $\langle\phi\rangle$ ứng với các giá trị khác nhau của m_ϕ .

m_ϕ (GeV)	$\langle\phi\rangle$ (GeV)
10.00	9.18
200.00	2.13



Hình 3.12: Độ hao hụt năng lượng $d\varepsilon/dt$ (GeV) theo $\langle\phi\rangle$. Đường trên cùng ứng với $m_\phi = 10, 0$ GeV, đường dưới $m_\phi = 200$ GeV. Đường ngang là mức giới hạn $\dot{\varepsilon} \leq 7.288 \times 10^{-27}$ GeV.

3.3. Hiệu ứng của radion trong sự sinh plasmon từ va chạm electron và positron

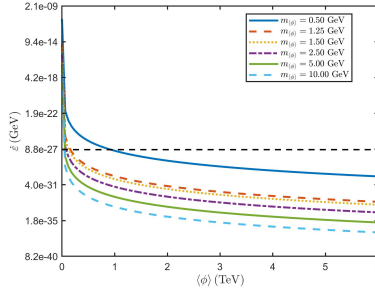
3.3.1. Tiết diện tán xạ

$$\sigma = \frac{m_e^2 m_A^4}{8\pi \langle\phi\rangle^4 s (s - m_\phi^2)^2} \frac{\sqrt{1 - \frac{4m_e^2}{s}}}{\sqrt{1 - \frac{4m_A^2}{s}}} (s - 4m_e^2) \left[2 + \left(1 - \frac{s}{2m_A^2}\right)^2 \right]. \quad (3.5)$$

3.3.2. Độ hao hụt năng lượng

$$\begin{aligned} \dot{\varepsilon} = & \frac{m_e^2 m_A^4 T^4}{64\pi^5 \rho_{\text{SN}} \langle\phi\rangle^4} \int_{m_e/T}^{\infty} dx_1 \int_{m_e/T}^{\infty} dx_2 \frac{\sqrt{x_1^2 - \left(\frac{m_e}{T}\right)^2} \sqrt{x_2^2 - \left(\frac{m_e}{T}\right)^2}}{\left(e^{x_1 - \mu_e/T} + 1\right) \left(e^{x_2 + \mu_e/T} + 1\right)} \\ & \times \frac{e^{x_1 + x_2 - \frac{2\mu_A}{T}}}{\left(e^{\frac{x_1 + x_2}{2} - \frac{\mu_A}{T}} - 1\right)^2} \\ & \times \frac{\left[(x_1 + x_2)^2 T^2 - 4m_e^2\right]}{\left[(x_1 + x_2)^2 T^2 - m_\phi^2\right]^2} \left[2 + \left(1 - \frac{T^2 (x_1 + x_2)^2}{2m_A^2}\right)^2 \right] \end{aligned} \quad (3.6)$$

3.3.3. Các kết quả tính số và thảo luận



Hình 3.15: Độ hao hụt năng lượng $\dot{\epsilon}$ theo $\langle\phi\rangle$. Đường ngang là mức giới hạn $\dot{\epsilon} = 7.288 \times 10^{-27}$ GeV.

Bảng 3.8: Giới hạn dưới của $\langle\phi\rangle$ tương ứng với các giá trị m_ϕ

m_ϕ (GeV)	0.50	1.00	1.25	1.50	2.50	5.00	10.00
$\langle\phi\rangle$ (GeV)	926.69	206.37	159.88	129.62	79.06	56.03	49.45

3.4. Kết luận chương 3

Chương 3 tập trung phân tích Hiệu ứng của hạt radion trong quá trình tỏa năng lượng của vụ nổ siêu tân tinh SN1987A trong mô hình Randall-Sundrum. Dựa trên các kênh tương tác khác nhau, chương này đánh giá mức đóng góp của radion vào tốc độ tán xạ và tốc độ mất năng lượng của lõi siêu tân tinh, từ đó rút ra các ràng buộc tham số của mô hình phù hợp với dữ liệu quan sát SN1987A.

Nội dung mục 3.1 tập trung khảo sát khả năng giới hạn giá trị VEV radion thông qua quá trình $\gamma_p \gamma_p \rightarrow \gamma_p \gamma_p$ (trong đó γ_p là plasmon). Ngoài ra, chúng tôi chỉ ra rằng hiệu ứng của radion có thể trở nên mạnh mẽ trong vùng năng lượng phù hợp và tiết diện tán xạ đạt tới giá trị 5.91 pb. Việc đo được tiết diện này sẽ là chỉ dấu gián tiếp cho sự tồn tại của radion. Trong vật lý thiên văn, SN1987A là nguồn neutrino đã được quan sát; đồng thời được sử dụng để ràng buộc khả năng phát axion,

radion và các hạt yếu khác trong các Mô hình Chuẩn mở rộng.

Kết quả mục 3.2 cho thấy giá trị tiết diện tán xạ $e^+e^- \rightarrow \chi\bar{\chi}$ thông qua trao đổi radion thay đổi từ 2.75×10^{-26} barn tới 4.40×10^{-21} và lớn hơn σ trao đổi photon từ 5 đến 10 bậc độ lớn, điều này cho thấy tín hiệu thu nhận của quá trình có đóng góp của radion (nếu có) sẽ mạnh hơn khi không có radion. Với điều kiện $\epsilon \leq 7.288 \times 10^{-27}$ và m_ϕ thay đổi từ 10 GeV đến 200 GeV, giới hạn dưới cho VEV $\langle\phi\rangle$ giảm từ 9.18 GeV xuống 2.13 GeV.

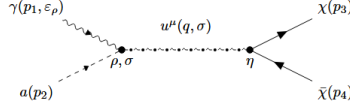
Nội dung mục 3.3 đưa ra giá trị tiết diện tán xạ toàn phần của quá trình $e^+e^- \rightarrow \gamma_p\gamma_p$ có hiệu ứng của hạt radion tăng từ 1.542×10^{-28} đến 1.017×10^{-12} barn. Khi $m_\phi = 0.5$ GeV thì ngưỡng dưới của $\langle\phi\rangle$ cỡ 926.69 GeV và khi $m_\phi = 10$ GeV thì ngưỡng dưới của $\langle\phi\rangle$ cỡ 49.45 GeV. Đáng chú ý, theo Pransanta Kumar Das et al. tìm được giá trị biên dưới của $\langle\phi\rangle = 197$ GeV cho $m_\phi = 50$ MeV và của $\langle\phi\rangle = 407$ GeV cho $m_\phi = 100$ MeV trong quá trình $\gamma_p\gamma_p \leftarrow \nu_\tau\bar{\nu}_\tau$ trao đổi radion. Như vậy kết quả của chúng tôi có thể lớn gấp 2 lần kết quả này.

Các kết quả tiết diện tán xạ toàn phần của cả ba quá trình đều nằm trong khoảng femto barn - picobarn. Trong khi, thang bậc tiết diện để phát hiện hạt trong các thí nghiệm thường trải rộng nhiều bậc độ lớn, từ picobarn đến femtobarn (1 picobarn = 10^{-12} barn, 1 femtobarn = 10^{-15} barn) đối với các thí nghiệm máy gia tốc điển hình. Chẳng hạn, tiết diện sản sinh hạt Higgs tại LHC ở khoảng 10 fb. Như vậy, tiết diện tán xạ cho quá trình tán xạ plasmon-plasmon, electron-positron thông qua trao đổi radion hoàn toàn có thể phát hiện được. Đồng thời, các kết quả số về ngưỡng giới hạn dưới của kì vọng chân không của radion $\langle\phi\rangle$ có thể là sự ràng buộc quan trọng cho việc tìm kiếm radion ở cả 3 kênh tính toán trong chương 3. Đây là cơ sở mang lại những ý nghĩa quan trọng cho việc truy tìm radion.

CHƯƠNG 4. ĐÓNG GÓP CỦA U-HẠT VÀO CÁC QUÁ TRÌNH TƯƠNG TÁC

4.1. Quá trình sinh vật chất tối fermion từ photon và hạt tựa axion

4.1.1. Tiết diện tán xạ



Hình 4.1: Giản đồ Feynman diagram cho quá trình $a \gamma \rightarrow \chi \bar{\chi}$ trao đổi u-hạt.

Hàm Lagrangian của đỉnh tương tác $V(\gamma(p_1, \rho) - a(p_2) - u(q, \sigma))$ cho bởi:

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = A \phi_a (-p_{1\mu} A_\nu + p_{1\nu} A_\mu) q^\mu O_u^\nu + B \phi_a \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} (-p_1^\alpha A^\beta) q^\mu O_u^\nu. \quad (4.1)$$

Từ đó theo quy tắc giản đồ Feynmann, kết quả tiết diện tán xạ toàn phần thu được:

$$\begin{aligned} \sigma &= \frac{s^2}{384 \pi} \frac{\sqrt{1 - \frac{4m_\chi^2}{s}}}{\sqrt{1 - \frac{4m_a^2}{s}}} \frac{A_{d_U}^2}{\sin^2(d_U \pi)} s^{2d_U - 4} \\ &\times \frac{1}{\Lambda_U^{4d_U - 2}} \left(\frac{4m_a^2}{s} + \frac{m_\chi^2}{s} + 2 \frac{m_a^2}{s} \frac{m_\chi^2}{s} \right). \end{aligned} \quad (4.2)$$

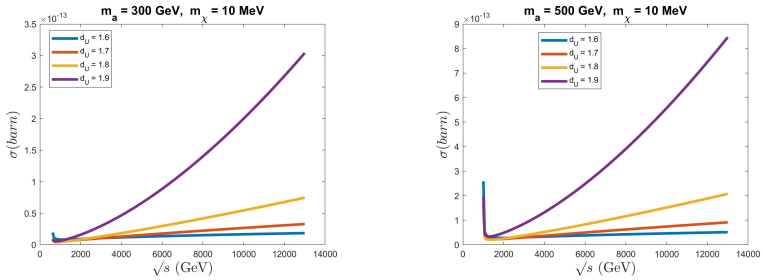
Xây dựng biểu thức độ hao hụt năng lượng cho quá trình, ta có kết quả:

$$\dot{\epsilon} = \frac{T^4}{3072 \pi^5 \rho_{\text{SN}}} \int_0^\infty dx_1 \int_{m_a/T}^\infty dx_2 x_1 \sqrt{x_2^2 - \left(\frac{m_a}{T}\right)^2}$$

$$\begin{aligned}
& \times \frac{1}{e^{x_1 - \mu_\gamma/T} - 1} \frac{1}{e^{x_2 - \mu_a/T} - 1} \frac{\sqrt{T^2(x_1 + x_2)^2 - 4m_\chi^2}}{T(x_1 + x_2)} \\
& \times \left[\frac{e^{x_1 + x_2 - 2\mu_\chi/T}}{\left(e^{\frac{x_1 + x_2}{2} - \frac{\mu_\chi}{T}} + 1\right) \left(e^{\frac{x_1 + x_2}{2} + \frac{\mu_\chi}{T}} + 1\right)} \right] \frac{A_{d_U}^2}{\sin^2(\pi d_U)} s^{2d_U - 1} \\
& \times \frac{1}{\Lambda_U^{4d_U - 2}} \left(4 \frac{m_a^2}{s} + \frac{m_\chi^2}{s} + 2 \frac{m_a^2 m_\chi^2}{s^2} \right).
\end{aligned} \tag{4.3}$$

4.1.2. Các kết quả tính số và thảo luận

Thực hiện tính toán số với bộ số liệu khối lượng DM fermion $m_\chi = 10$ MeV, khối lượng của hạt tựa axion bằng 300 GeV, 500 GeV, $\Lambda_U = 1$ TeV, $d_U = 1.6$ đến 1.9. Chúng tôi vẽ sự phụ thuộc của tiết diện tán xạ toàn phần vào \sqrt{s} ở hình 4.2.



Hình 4.2: Sự phụ thuộc của tiết diện tán xạ σ vào \sqrt{s} . Ở đây, lấy $m_\chi = 0.1$ GeV, $m_a = 300$ GeV (trái) và $m_a = 500$ GeV (phải).

Tiếp theo, để thấy rõ hơn sự ảnh hưởng của u-hạt lên quá trình tán xạ $a\gamma \rightarrow \chi\bar{\chi}$, chúng tôi so sánh tiết diện tán xạ của quá trình này với quá trình $a\gamma \rightarrow \chi\bar{\chi}$ thông qua trao đổi photon. Do vậy, chúng tôi xây dựng biểu thức tiết diện tán xạ của quá trình $a\gamma \rightarrow \chi\bar{\chi}$ bằng cách

tương tự như trên. Cuối cùng, biểu thức tiết diện tán xạ của quá trình $a\gamma \rightarrow \chi\bar{\chi}$ thông qua trao đổi photon có dạng:

$$\sigma_\gamma = \frac{g_{a\gamma}^2}{9216\pi} \left[s(\mu_\chi^2 - d_\chi^2) \left(1 + \frac{2m_\chi^2}{s} \right) + 12m_\chi^2 d_\chi^2 \right]. \quad (4.4)$$

Ở đây, μ_χ và d_χ là thế từ hóa và thế điện hóa của vật chất tới fermion.

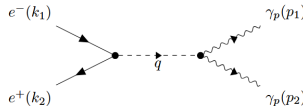
Bảng 4.2: Tiết diện tán xạ toàn phần khi có trao đổi u hạt/photon và tỉ số σ/σ_γ tại các mức năng lượng khác nhau, cho $m_a = 500$ GeV.

\sqrt{s} (GeV)	σ (barn)	σ_γ (barn)	σ/σ_γ
1000	—	1.2906×10^{-43}	—
2000	2.7867×10^{-14}	5.1622×10^{-43}	5.3982×10^{28}
3000	3.0104×10^{-14}	1.1615×10^{-42}	2.5919×10^{28}
4000	3.2889×10^{-14}	2.0649×10^{-42}	1.5927×10^{28}
5000	3.5535×10^{-14}	3.2264×10^{-42}	1.1014×10^{28}
6000	3.7978×10^{-14}	4.6460×10^{-42}	8.1753×10^{27}
7000	4.0351×10^{-14}	6.3237×10^{-42}	6.3643×10^{27}
8000	4.2351×10^{-14}	8.2596×10^{-42}	5.1275×10^{27}
9000	4.4320×10^{-14}	1.0454×10^{-41}	4.2397×10^{27}
10000	4.6173×10^{-14}	1.2942×10^{-41}	3.5778×10^{27}
11000	4.7925×10^{-14}	1.5166×10^{-41}	3.0690×10^{27}
12000	4.9590×10^{-14}	1.8588×10^{-41}	2.6684×10^{27}
13000	5.1177×10^{-14}	2.1810×10^{-41}	2.3464×10^{27}

4.2. Quá trình hủy cặp electron-positron trao đổi u-hạt vô hướng ra hai plasmon

4.2.1. Tiết diện tán xạ

Giản đồ Feynman của quá trình cho bởi:



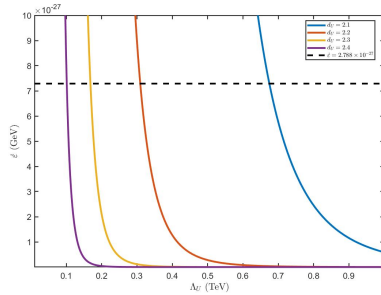
Hình 4.3: Giản đồ Feynman quá trình $e^+e^- \rightarrow \gamma_p \gamma_p$ trao đổi u-hạt.

Ta biến đổi và thu được biểu thức tiết diện tán xạ toàn phần và độ hao hụt năng lượng của quá trình là:

$$\sigma \approx \frac{A_{d_u}^2 \lambda_3^2 s^{2d_u-5}}{4\pi \sin^2(d_u \pi) \Lambda_u^{4d_u-2}} \sqrt{1 - \frac{4m_A^2}{s}} \cdot \left[(\lambda_1^2 - \lambda_2^2) \frac{s}{2} - (\lambda_1^2 + \lambda_2^2) m_e^2 \right] \times \left[\frac{s^2}{2} \left(1 - \frac{2m_A^2}{s} \right)^2 + m_A^4 \right]. \quad (4.5)$$

$$\dot{\epsilon} = \frac{T^{4d_U-2} \lambda_3^2 A_{d_U}^2}{64\pi^5 \rho_{SN} \sin^2(d_U \pi) \Lambda_u^{4d_U-2}} \int_{m_e/T}^{\infty} dx_1 \int_{m_e/T}^{\infty} dx_2 \sqrt{x_1^2 - \left(\frac{m_e}{T}\right)^2} \times \sqrt{x_2^2 - \left(\frac{m_e}{T}\right)^2} \frac{1}{(e^{x_1 - \frac{\mu_e}{T}} + 1)} \frac{1}{(e^{x_2 + \frac{\mu_e}{T}} + 1)} \cdot \frac{e^{x_1+x_2-2\mu_A/T}}{\left(e^{\frac{x_1+x_2}{2} - \frac{\mu_A}{T}} - 1\right)^2} \times (x_1 + x_2)^{4d_U-2} \left[\frac{T^4}{2} (x_1 + x_2)^4 \left(1 - 2\frac{m_A^2}{s} \right)^2 + m_A^4 \right]. \quad (4.6)$$

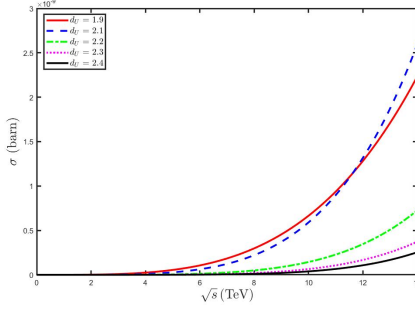
4.2.2. Các kết quả tính số và thảo luận



Hình 4.4: Độ hao hụt năng lượng $\dot{\epsilon}$ theo hàm của của Λ_U . Đường nằm ngang tương ứng với giới hạn trên của độ hao hụt năng lượng $\dot{\epsilon} = 7.288 \times 10^{-27}$ GeV.

Bảng 4.3: Ngưỡng giới hạn của thang năng lượng Λ_U theo thứ nguyên tỉ lệ d_U .

d_U	1.6	1.7	1.8	1.9	2.1	2.2	2.3	2.4
Λ_U (TeV)	32.849	11.655	5.084	2.770	0.675	0.309	0.168	0.101



Hình 4.5: Đồ thị tiết diện tán xạ toàn phần theo \sqrt{s}

Bảng 4.4: Giá trị tiết diện tán xạ toàn phần theo \sqrt{s} với các bộ số (d_U, Λ_U) , $d_U < 2$.

\sqrt{s} (TeV)	σ (barn)			
	$d_U = 1.6$ $\Lambda = 32.849$ TeV	$d_U = 1.7$ $\Lambda = 11.655$ TeV	$d_U = 1.8$ $\Lambda = 5.084$ TeV	$d_U = 1.9$ $\Lambda = 2.770$ TeV
1.0	4.663×10^{-20}	1.066×10^{-18}	2.429×10^{-17}	5.562×10^{-16}
2.0	2.461×10^{-19}	7.423×10^{-18}	2.233×10^{-16}	6.744×10^{-15}
3.0	6.513×10^{-19}	2.310×10^{-17}	8.171×10^{-16}	2.903×10^{-14}
4.0	1.299×10^{-18}	5.169×10^{-17}	2.052×10^{-15}	8.178×10^{-14}
5.0	2.219×10^{-18}	9.656×10^{-17}	4.190×10^{-15}	1.826×10^{-13}
6.0	3.438×10^{-18}	1.609×10^{-16}	7.509×10^{-15}	3.520×10^{-13}
7.0	4.977×10^{-18}	2.477×10^{-16}	1.230×10^{-14}	6.131×10^{-13}
8.0	6.857×10^{-18}	3.600×10^{-16}	1.885×10^{-14}	9.916×10^{-13}
9.0	9.096×10^{-18}	5.007×10^{-16}	2.748×10^{-14}	1.515×10^{-12}
10.0	1.171×10^{-17}	6.725×10^{-16}	3.850×10^{-14}	2.214×10^{-12}
11.0	1.472×10^{-17}	8.782×10^{-16}	5.223×10^{-14}	3.120×10^{-12}
12.0	1.814×10^{-17}	1.120×10^{-15}	6.900×10^{-14}	4.268×10^{-12}
13.0	2.199×10^{-17}	1.402×10^{-15}	8.915×10^{-14}	5.694×10^{-12}

Từ các kết quả số, chúng tôi nhận thấy rằng các tiết diện tán xạ nằm trong khoảng 10^{-20} barn đến 10^{-12} barn với $d_U = 1.6, 1.7, 1.8, 1.9$ và

khoảng 10^{-13} barn đến 10^{-3} barn với $d_U = 2.1, 2.2, 2.3, 2.4$.

4.3. Kết luận chương 4

Trong chương này, chúng tôi khảo sát vai trò của u-hạt trong các quá trình tương tác có sự tham gia của hạt tựa axion và quá trình sinh hủy cặp electron-positron. Đầu tiên, chương 4 nghiên cứu quá trình sinh vật chất tối fermion từ photon và hạt tựa axion $a\gamma \rightarrow \chi\bar{\chi}$, với nhiều giá trị khác nhau của tham số d_U và các khối lượng liên quan. Các đồ thị số liệu cho thấy tiết diện tán xạ toàn phần tăng khi năng lượng tán xạ \sqrt{s} tăng. Giá trị σ trong khoảng 8.23 fb - 51 fb trong dải \sqrt{s} từ 1 TeV - 13 TeV và khi có đóng góp của u-hạt, tiết diện tán xạ của quá trình có thể tăng lên từ 26 đến 28 bậc độ lớn so với khi không trao đổi u-hạt.

Tiếp theo, quá trình $e^+e^- \rightarrow \gamma_p\gamma_p$ được trình bày, cho kết quả tiết diện tán xạ trong khoảng 10^{-20} barn đến 10^{-12} barn với $d_U = 1.6, 1.7, 1.8, 1.9$ và khoảng 10^{-13} barn đến 10^{-3} barn với $d_U = 2.1, 2.2, 2.3, 2.4$. Và đưa ra ngưỡng dưới cho thang năng lượng Λ_U trong khoảng 0.101 TeV đến 32.849 TeV khi $2.4 \geq d_U \geq 1.6$.

Các kết quả này gợi ý khả năng sử dụng hai quá trình trên như một kênh tìm kiếm gián tiếp cho hiện tượng mới ở Mô hình Chuẩn mở rộng.

KẾT LUẬN

Luận án nghiên cứu các mô hình BSM chứa các hạt mới như radion (Randall-Sundrum), vật chất tối fermion, u-hạt và hạt tựa axion, tập trung vào vai trò của chúng trong các quá trình tương tác. Trên cơ sở xây dựng mô hình và thiết lập các công thức tính toán, đặc biệt là độ hao hụt năng lượng, luận án xác định các biểu thức cho tiết diện tán xạ và độ hao hụt năng lượng trong các quá trình trao đổi radion và u-hạt.

Thông qua tính toán số và phân tích đồ thị, các ràng buộc quan trọng được thiết lập cho các tham số như $\langle\phi\rangle$ và Λ_U trong môi trường siêu tân tinh và va chạm năng lượng cao. Các kết quả chính được tóm tắt như sau:

- Đã xây dựng một cách có hệ thống và chi tiết công thức tính độ hao hụt năng lượng cho các quá trình tương tác giữa các hạt, đóng góp một khung lý thuyết tổng quát hơn so với các nghiên cứu trước đây.
- Đã tiên phong đánh giá định lượng (Đánh giá số) đóng góp của hạt radion trong ba quá trình tán xạ diễn ra trong môi trường sao siêu mới SN1987A, bao gồm đánh giá định lượng tiết diện tán xạ toàn phần của các quá trình khi có sự đóng góp của hạt radion. Đồng thời thiết lập mối liên hệ trực tiếp giữa các tham số mô hình radion và các quan sát thiên văn, qua đó đưa ra giới hạn thực nghiệm mới cho kỳ vọng chân không $\langle\phi\rangle$. Với giá trị tiết diện tán xạ toàn phần thu được cỡ femtobarn đến picobarn là phù hợp với Máy dò CMS (Compact Muon Solenoid) tại máy gia tốc LHC của CERN. Quá trình $\gamma_p\gamma_p \rightarrow \gamma_p\gamma_p$ cho kết quả tiết diện tán xạ của quá trình cỡ 2.27×10^{-17} barn - 5.91×10^{-12} barn; và ở quá trình $e^+e^- \rightarrow \chi\bar{\chi}$, tiết diện tán xạ thông qua trao đổi radion thu được trong khoảng 2.75×10^{-26} barn đến 4.40×10^{-21} barn, lớn hơn trao đổi photon từ 5 đến 10 bậc độ lớn. Điều này cho thấy mức độ

ảnh hưởng của radion vào quá trình tương tác là rất lớn. Đồng thời, kết quả cho thấy giới hạn dưới của $\langle\phi\rangle$ giảm khi m_ϕ tăng và chỉ ra rằng với điều kiện $\varepsilon \leq 7.288 \times 10^{-27}$ và m_ϕ thay đổi từ 10 GeV đến 200 GeV, giới hạn dưới cho $\langle\phi\rangle$ giảm từ 9.18 GeV xuống 2.13 GeV. Thêm vào đó, xét quá trình $e^+e^- \rightarrow \gamma_p\gamma_p$ có hiệu ứng của hạt radion cho kết quả khi $m_\phi = 0.5$ GeV thì ngưỡng dưới của $\langle\phi\rangle$ đạt 926.69 GeV.

- Đã đề xuất và triển khai tính toán chi tiết đóng góp của u-hạt trong hai quá trình quan trọng là $e^+e^- \rightarrow \gamma_p\gamma_p$ và $a\gamma \rightarrow \chi\bar{\chi}$, xác định được giới hạn thang năng lượng Λ_U ở mức chi tiết hơn so với các kết quả đã công bố, góp phần làm sáng tỏ vai trò của u-hạt trong các tương tác năng lượng siêu cao. Xét tại $d_U = 1.6$ và $\Lambda_U = 1$ TeV, kết quả tiết diện tán xạ của quá trình $a\gamma \rightarrow \chi\bar{\chi}$ trong khoảng 8.34×10^{-15} barn - 5.12×10^{-14} barn và tăng từ 26 đến 28 bậc độ lớn khi so sánh với quá trình trao đổi photon, cho thấy sự hiện diện của u-hạt làm thay đổi đáng kể tiết diện tán xạ của quá trình. Áp dụng tiêu chuẩn Raffelt cho độ hao hụt năng lượng của quá trình $e^+e^- \rightarrow \gamma_p\gamma_p$, luận án thu được các giới hạn dưới cho thang năng lượng Λ_U là từ 0.101 TeV đến 32.849 TeV với các giá trị d_U tương ứng và tiết diện tán xạ toàn phần nằm trong khoảng 10^{-20} barn đến 10^{-3} barn. Các điều kiện áp đặt được suy ra trong luận án có thể là quan trọng để kiểm chứng và phân biệt các mô hình chuẩn mở rộng thông qua các hiệu ứng của radion và u-hạt trong một số quá trình tán xạ năng lượng cao hay siêu cao như ở vụ nổ lớn SN1987A.

Các kết quả của luận án có thể là hữu ích cho việc tìm kiếm các hạt mới có trong các mô hình chuẩn mở rộng và cũng có thể là tiền đề cho việc nghiên cứu các quá trình mới trong tương lai.

DANH MỤC CÔNG TRÌNH KHOA HỌC LIÊN QUAN ĐẾN LUẬN ÁN

- 1 Truong Minh Anh, Ha Huy Bang, Pham Thi Diem, “Radion Effects on Dark Matter Fermions Production in e^+e^- Collisions”, *VNU Journal of Science: Mathematics - Physics*, Vol. 41, No. 2, 2025.
- 2 Truong Minh Anh, Ha Huy Bang, “The role of radion in SN1987A cooling”, *Indian Journal of Physics*, Vol. 100, Issue 2, 2026 .
- 3 Ha Huy Bang, Truong Minh Anh, “Unparticle effects on Dark Matter production from photon and axion-like”, *Communications in Physics*, No. 36, Issue 1, 2026.
- 4 Ha Huy Bang, Truong Minh Anh, “Unparticle effects on plasmon production from electron-positron annihilation in SN 1987A ”, *VNU Journal of Science: Mathematics - Physics* , Vol. 42, No. 1, 2026.
- 5 Ha Huy Bang, Truong Minh Anh, ”Searching radion signatures through plasmon production SN 1987A cooling”, đã được nhận đăng ở *Hanoi Metropolitan University, Natural Science and Technology*.