

DOI:10.22144/ctu.jvn.2020.146

TÍNH CÁC THỪA SỐ DẠNG ĐA CỰC VÀ ĐÁNH GIÁ ĐÓNG GÓP CỦA TƯƠNG TÁC YẾU TRONG TÁN XẠ $e^- - {}^6_3\text{Li}$ Ở NĂNG LƯỢNG CAO

Võ Minh Trường*

Khoa Khoa học Cơ bản, Trường Đại học Xây dựng Miền Tây, Vĩnh Long

*Người chịu trách nhiệm về bài viết: Võ Minh Trường (email: vominhtruong@mtu.edu.vn)

Thông tin chung:

Ngày nhận bài: 25/06/2020

Ngày nhận bài sửa: 10/09/2020

Ngày duyệt đăng: 28/12/2020

Title:

Calculating multipole form factors and evaluating the contribution of the weak interaction in $e^- - {}^6_3\text{Li}$ scattering at high energies

Từ khóa:

Khai triển đa cực, thừa số dạng đa cực, tiết diện tán xạ, yếu tố ma trận rút gọn

Keywords:

Multipole expansion, multipole form factor, reduced matrix element, scattering cross section

ABSTRACT

The formulas for calculating the reduced matrix elements in the multipole form factors of the nucleus in $e^- - {}^6_3\text{Li}$ scattering at high energies were established in the framework of the unified electroweak theory. The multipole form factors of the nucleus ${}^6_3\text{Li}$ in the elastic scattering corresponding to the ground state were calculated from the given formulas. The contribution of weak interaction at high energies of hundreds GeV and more was also evaluated based on the newly calculated form factors.

TÓM TẮT

Các công thức tính yếu tố ma trận rút gọn có mặt trong biểu thức thừa số dạng đa cực của hạt nhân trong tán xạ $e^- - {}^6_3\text{Li}$ ở năng lượng cao được thiết lập trong khuôn khổ lý thuyết hợp nhất điện từ-yếu. Các thừa số dạng đa cực của hạt nhân ${}^6_3\text{Li}$ trong tán xạ đàn hồi ứng với trạng thái cơ sở được tính toán từ các công thức đưa ra. Đóng góp của tương tác yếu ở năng lượng hàng trăm GeV trở lên cũng được đánh giá trên cơ sở các thừa số dạng đa cực vừa tính được.

Trích dẫn: Võ Minh Trường, 2020. Tính các thừa số dạng đa cực và đánh giá đóng góp của tương tác yếu trong tán xạ $e^- - {}^6_3\text{Li}$ ở năng lượng cao. Tạp chí Khoa học Trường Đại học Cần Thơ. 56(6A): 89-96.

1 GIỚI THIỆU

Nghiên cứu tán xạ electron-hạt nhân bằng cách khai triển biên độ tán xạ theo các đa cực và từ đó có khai triển tiết diện tán xạ theo đa cực là một phương pháp có hiệu quả trong nghiên cứu cấu trúc hạt nhân. Trong khai triển đa cực, các dòng chuyển dời được khai triển thành các thành phần đa cực (Willey, 1963; Weigert and Rose, 1964; Donnelly and Raskin, 1986; Phu and Ha, 2014), nghĩa là các thành phần có moment xung lượng xác định. Yếu tố ma

trận rút gọn của chúng gọi là các thừa số dạng đa cực. Việc tính các thừa số dạng đa cực là nhiệm vụ trọng tâm trong nghiên cứu cấu trúc hạt nhân theo phương pháp này, đặc biệt ở năng lượng cao phải dựa trên lý thuyết hợp nhất điện từ-yếu. Một tính toán như thế phải dựa trên một mẫu cụ thể (hoặc đã có, hoặc đề xuất mới) về cấu trúc hạt nhân. Mặt khác đây cũng là phép thử về lý thuyết hợp nhất điện từ-yếu, vốn được xây dựng cho hạt điểm là quark, xét cho các hệ hadron phức tạp.

Ở các công trình hiện có, chưa có một tính toán chặt chẽ cho các thừa số dạng trục mà phải tính dựa trên phép gần đúng xung lực (impulse approximation) do Kerimov *et al.* (1984) nêu ra đầu tiên. Dòng đối lưu (convection current) được bỏ qua trong phép gần đúng trên dẫn đến thừa số dạng trục được tính gián tiếp nhờ vào các hệ thức tỉ lệ với thừa số dạng điện từ, mà đã được tính hoàn chỉnh bởi Willey (1963) ở năng lượng thấp. Một số công trình nghiên cứu trước đó (Phu, 2003a; Phu, 2003b; Phu and Ha, 2014; Võ Minh Trường, 2019) cũng làm theo hướng này cho hạt nhân nhẹ.

Nghiên cứu của tác giả nhằm đưa ra công thức tính và tính trực tiếp các thừa số dạng đa cực cho hạt nhân trong tán xạ $e^- - {}^6_3\text{Li}$ ở năng lượng cao cỡ hàng GeV trở lên, không dùng cách tính gần đúng như trong các bài viết nêu trên. Ý nghĩa mang lại của cách tính này, trước hết về mặt phương pháp, đó là độ chính xác cao hơn so với cách tính gần đúng trước đó do có tính đến đóng góp của dòng đối lưu. Mục đích thứ hai là đánh giá mức độ tham gia của tương tác yếu trong tương tác hợp nhất vào quá trình tán xạ. Đây là dữ liệu mang tính dự đoán của mô hình cùng với các công thức đang áp dụng cho tán xạ đàn hồi $e^- - {}^6_3\text{Li}$ ở năng lượng cao và làm cơ sở

để kiểm tra mức độ đúng đắn khi đổi chiều số liệu thực nghiệm sau này, hoặc khi so sánh với kết quả tính được bằng các phương pháp khác.

2 CÔNG THỨC TÍNH YẾU TỐ MA TRẬN RÚT GỌN

Xem mức năng lượng ở trạng thái cơ bản của ${}^6_3\text{Li}$ tạo thành bởi hai nucleon ở lớp $1p$, trong đó spin \mathbf{J} của hạt nhân được xác định theo sơ đồ liên kết $\mathbf{L-S}$, nghĩa là tổng của moment xung lượng quỹ đạo \mathbf{L} và spin \mathbf{S} của các nucleon ở lớp chưa lấp đầy. Các nucleon chuyển động trong trường đối xứng xuyên tâm nên hàm sóng phụ thuộc tọa độ không gian là đối xứng và hàm sóng spin-spin đồng vị là phản xứng với phép hoán vị hai hạt. Theo sơ đồ liên kết $\mathbf{L-S}$, các trạng thái khả dĩ của hệ hai nucleon là ${}^{13}\text{S}$ và ${}^{13}\text{D}$, với qui ước kí hiệu trạng thái là ${}^{2T+1,2S+1}L$ và T là spin đồng vị của hạt nhân.

Với hệ hai hạt đồng nhất ở trạng thái có cấu hình l^2 , dùng các công thức (14.66), (14.69) trong sách của Sobel'man (1972), công thức (7.1.1) trong sách của Edmonds (1957) và công thức (9.72) trong sách của Devanathan (2002) để tính yếu tố ma trận rút gọn cho toán tử tenxơ, có thể suy ra các công thức sau

$$\langle f \parallel \sum_{a=1}^2 \mathfrak{S}_\lambda(a)(G_{E,M}^S + G_{E,M}^V \tau_{a3}) \parallel i \rangle = \delta_{SS'} \delta_{TT'} G_{E,M}^S \sum_L (-1)^{L+L'+S+J'} [(2J+1)(2J'+1)(2L+1)(2L'+1)]^{1/2} \times \begin{Bmatrix} L & J & S \\ J' & L' & \lambda \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} l & L & l \\ L' & l' & \lambda \end{Bmatrix} \langle n'l' \parallel \mathfrak{S}_\lambda \parallel nl \rangle, \quad (1)$$

$$\langle f \parallel \sum_{a=1}^2 j_{\lambda'}(qr_a) \mathbf{Y}_\lambda^{\lambda'}(\mathbf{r}_a) \cdot \boldsymbol{\sigma}_a (G_{M,A}^S + G_{M,A}^V \tau_{a3}) \parallel i \rangle = \delta_{TT'} G_{M,A}^S \sum_L (-1)^{L+\lambda'+S'} [6(2\lambda+1)(2J+1)(2J'+1)]^{1/2} \times [(2L+1)(2L'+1)(2S+1)(2S'+1)]^{1/2} \begin{Bmatrix} L & S & J \\ L' & S' & J' \\ \lambda' & 1 & \lambda \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} l & L & l \\ L' & l' & \lambda' \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} 1/2 & S & 1/2 \\ S' & 1/2 & 1 \end{Bmatrix} \langle n'l' \parallel j_{\lambda'}(qr) \mathbf{Y}^{\lambda'}(\mathbf{r}) \parallel nl \rangle, \quad (2)$$

$$\langle f \parallel \sum_{a=1}^2 j_{\lambda'}(qr_a) \mathbf{Y}_\lambda^{\lambda'}(\mathbf{r}_a) \mathbf{I}_a (G_E^S + G_E^V \tau_{a3}) \parallel i \rangle = \delta_{SS'} \delta_{TT'} G_E^S \sum_L (-1)^{L+L'+S+J'+l+l'+\lambda} [(2\lambda+1)(2J+1)(2J'+1)]^{1/2} \times [(2L+1)(2L'+1)]^{1/2} \begin{Bmatrix} L & J & S \\ J' & L' & \lambda \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} l & L & l \\ L' & l' & \lambda \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} \lambda' & 1 & \lambda \\ l & l' & l \end{Bmatrix} \langle n'l' \parallel j_{\lambda'}(qr) \mathbf{Y}^{\lambda'}(\mathbf{r}) \parallel nl \rangle \langle l \parallel \mathbf{I} \parallel l \rangle, \quad (3)$$

$$\langle f \parallel \sum_{a=1}^2 j_\lambda(qr_a) Y_\lambda(\mathbf{r}_a) \nabla_a \cdot \boldsymbol{\sigma}_a (G_A^S + G_A^V \tau_{a3}) \parallel i \rangle = \delta_{TT'} G_A^S \sum_L (-1)^{L+S'+\lambda+1} [6(2\lambda+1)(2J+1)(2J'+1)]^{1/2}$$

$$\times [(2L+1)(2L'+1)(2S+1)(2S'+1)]^{1/2} \begin{Bmatrix} L & S & J \\ L' & S' & J' \\ \lambda+1 & 1 & \lambda \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} l & L & l \\ L' & l' & \lambda+1 \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} 1/2 & S & 1/2 \\ S' & 1/2 & 1 \end{Bmatrix} \times \langle n'l' || j_\lambda(qr) Y_\lambda(\mathbf{r}) \nabla || nl \rangle, \quad (4)$$

$$\langle n'l' || j_\lambda(qr) Y_\lambda(\mathbf{r}) \nabla || nl \rangle = \frac{\sqrt{(2\lambda+1)(2\lambda+3)}}{\sqrt{4\pi}\sqrt{2l'+1}} [\sqrt{(l+1)(2l+3)} C_{l+10;\lambda 0}^{l'0} W(l'l'\lambda, l+1\lambda+1) F_- - \sqrt{l(2l-1)} C_{l-10;\lambda 0}^{l'0} W(l'l'\lambda, l-1\lambda+1) F_+], \quad (5)$$

$$F_- \equiv \langle n'l' | j_\lambda(qr) (\frac{d}{dr} - \frac{l}{r}) | nl \rangle, \quad F_+ \equiv \langle n'l' | j_\lambda(qr) (\frac{d}{dr} + \frac{l+1}{r}) | nl \rangle. \quad (6)$$

Qui ước các kí hiệu $|i\rangle \equiv |nLSTM_T J\rangle$ và $|f\rangle \equiv |n'L'S'T'M_T J'\rangle$ biểu thị hàm sóng mô tả trạng thái đầu và trạng thái cuối của hạt nhân, dấu gạch đôi biểu thị yếu tố ma trận rút gọn. Dấu ngoặc kép là các kí hiệu $6j$ và $9j$ mà có thể biểu diễn qua hệ số Racah W , và τ_{a3} là thành phần theo trục z của toán tử spin đồng vị của hạt thứ a . Hàm Bessel cầu $j_\lambda(qr_a)$ chỉ tác dụng lên phần hàm sóng xuyên tâm, các toán tử tenxơ cầu $Y_\lambda(\mathbf{r}_a)$, $\mathbf{Y}^{\lambda'}(\mathbf{r}_a)$, $\mathfrak{Y}_\lambda(a)$ cùng với toán tử moment xung lượng quỹ đạo \mathbf{L}_a chỉ tác dụng lên hàm sóng quỹ đạo và toán tử $\boldsymbol{\sigma}_a$ chỉ tác dụng lên hàm spin. Các thừa số dạng $G_E^s, G_E^v, G_M^s, G_M^v, G_A^s, G_A^v$ của nucleon được hiệu chỉnh cho phù hợp ở năng lượng cao đưa vào để mô tả hạt có

kích thước. Các chỉ số trên s, v biểu thị thành phần vô hướng đồng vị và vectơ đồng vị; các chỉ số dưới E, M, A biểu thị thành phần điện, từ và trục của thừa số dạng. Các công thức trên cho phép tính tất cả các số hạng có mặt trong thừa số dạng đa cực. Biểu thức của chúng và cả thừa số dạng đa cực sẽ xác định khi xét chuyển dời giữa hai trạng thái cụ thể.

3 TÍNH CÁC THỪA SỐ DẠNG ĐA CỰC TRONG TÁN XẠ ĐÀN HỒI $e^- \text{-} {}^6\text{Li}$

Các biểu thức mật độ dòng chuyển dời của nucleon, mà xem như là hạt điểm chuyển động tự do, đã được nêu ra trong bài báo của Willey (1963) và trong sách của Bohr and Mottelson (1997). Trên cơ sở lý thuyết điện động lực học tương đối tính, có thể chứng minh mật độ dòng chuyển dời của hệ A nucleon theo lý thuyết hợp nhất tương tác điện từ yếu có dạng

$$\rho_F(\mathbf{r})_{fi} = \int \sum_{a=1}^A \delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}_a) \psi_f^\dagger(1\dots A) (G_E^s + G_E^v \tau_{a3}) \psi_i(1\dots A) dV_1 \dots dV_A, \quad (7)$$

$$\mathbf{J}_{FE}(\mathbf{r})_{fi} = \frac{1}{2m_N} \int \sum_{a=1}^A \psi_f^\dagger(1\dots A) (G_E^s + G_E^v \tau_{a3}) \{ \delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}_a) \mathbf{p}_a \}_{sym} \psi_i(1\dots A) dV_1 \dots dV_A, \quad (8)$$

$$\mathbf{J}_{FM}(\mathbf{r})_{fi} = \nabla \times \boldsymbol{\mu}(\mathbf{r})_{fi}, \quad (9)$$

$$\boldsymbol{\mu}(\mathbf{r})_{fi} = \frac{1}{2m_N} \sum_{a=1}^A \delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}_a) \psi_f^\dagger(1\dots A) (G_M^s + G_M^v \tau_{a3}) \boldsymbol{\sigma}_a \psi_i(1\dots A) dV_1 \dots dV_A, \quad (10)$$

$$\rho_A(\mathbf{r})_{fi} = -\frac{1}{m_N} \int \sum_{a=1}^A \delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}_a) \psi_f^\dagger(1\dots A) (\beta_A^{(0)} G_A^s + \beta_A^{(1)} G_A^v \tau_{a3}) \boldsymbol{\sigma}_a \cdot \mathbf{p}_a \psi_i(1\dots A) dV_1 \dots dV_A, \quad (11)$$

$$\mathbf{J}_A(\mathbf{r})_{fi} = -\int \sum_{a=1}^A \delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}_a) \psi_f^\dagger(1\dots A) (\beta_A^{(0)} G_A^s + \beta_A^{(1)} G_A^v \tau_{a3}) \boldsymbol{\sigma}_a \psi_i(1\dots A) dV_1 \dots dV_A. \quad (12)$$

Dòng điện từ \mathbf{J}_F là tổng của dòng điện \mathbf{J}_{FE} và dòng từ \mathbf{J}_{FM} , trong đó xung lượng \mathbf{p} trong (8) được viết dạng đối xứng hóa nhằm thỏa định luật bảo toàn dòng, mật độ độ từ hóa $\boldsymbol{\mu}(\mathbf{r})$ được lấy từ công thức (2.59) của Willey (1963) có hiệu chỉnh các thừa số dạng cho nucleon ở năng lượng cao và m_N là khối

lượng nucleon. Dùng hàm sóng theo mẫu lớp đơn hạt cho mật độ dòng chuyển dời (7)-(12) ở trên và từ công thức định nghĩa (7) đưa ra bởi Phu and Ha (2014), có thể chứng minh các biểu thức tổng quát của toán tử đa cực ứng với quá trình tán xạ này là

$$F_{\lambda\mu}^C = i^\lambda \sum_{a=1}^A \left\{ (G_E^s + G_E^v \tau_{a3}) + \frac{q^2}{8m_N^2} [(G_E^s + G_E^v \tau_{a3}) - 2(G_M^s + G_M^v \tau_{a3})] \right\} j_\lambda(qr_a) Y_{\lambda\mu}(\underline{\mathbf{r}}_a), \quad (13)$$

$$F_{\lambda\mu}^M = \frac{i^{\lambda+1} q}{2\sqrt{2\lambda+1}m_N} \sum_{a=1}^A \left\{ 2(G_E^s + G_E^v \tau_{a3}) \mathbf{l}_a \cdot \left[\frac{1}{\sqrt{\lambda}} j_{\lambda+1}(qr_a) \mathbf{Y}_{\lambda\mu}^{\lambda+1}(\underline{\mathbf{r}}_a) + \frac{1}{\sqrt{\lambda+1}} j_{\lambda-1}(qr_a) \mathbf{Y}_{\lambda\mu}^{\lambda-1}(\underline{\mathbf{r}}_a) \right] \right. \\ \left. + (G_M^s + G_M^v \tau_{a3}) \boldsymbol{\sigma}_a \cdot \left[\sqrt{\lambda+1} j_{\lambda-1}(qr_a) \mathbf{Y}_{\lambda\mu}^{\lambda-1}(\underline{\mathbf{r}}_a) - \sqrt{\lambda} j_{\lambda+1}(qr_a) \mathbf{Y}_{\lambda\mu}^{\lambda+1}(\underline{\mathbf{r}}_a) \right] \right\}, \quad (14)$$

$$V_{\lambda\mu}^C = i^\lambda \sum_{a=1}^A \left\{ (\beta_V^{(0)} G_E^s + \beta_V^{(1)} G_E^v \tau_{a3}) + \frac{q^2}{8m_N^2} [(\beta_V^{(0)} G_E^s + \beta_V^{(1)} G_E^v \tau_{a3}) - 2(\beta_V^{(0)} G_M^s + \beta_V^{(1)} G_M^v \tau_{a3})] \right\} \\ \times j_\lambda(qr_a) Y_{\lambda\mu}(\underline{\mathbf{r}}_a), \quad (15)$$

$$V_{\lambda\mu}^M = \frac{i^{\lambda+1} q}{2\sqrt{2\lambda+1}m_N} \sum_{a=1}^A \left\{ 2(\beta_V^{(0)} G_E^s + \beta_V^{(1)} G_E^v \tau_{a3}) \mathbf{l}_a \cdot \left[\frac{1}{\sqrt{\lambda}} j_{\lambda+1}(qr_a) \mathbf{Y}_{\lambda\mu}^{\lambda+1}(\underline{\mathbf{r}}_a) + \frac{1}{\sqrt{\lambda+1}} j_{\lambda-1}(qr_a) \mathbf{Y}_{\lambda\mu}^{\lambda-1}(\underline{\mathbf{r}}_a) \right] \right. \\ \left. + (\beta_V^{(0)} G_M^s + \beta_V^{(1)} G_M^v \tau_{a3}) \boldsymbol{\sigma}_a \cdot \left[\sqrt{\lambda+1} j_{\lambda-1}(qr_a) \mathbf{Y}_{\lambda\mu}^{\lambda-1}(\underline{\mathbf{r}}_a) - \sqrt{\lambda} j_{\lambda+1}(qr_a) \mathbf{Y}_{\lambda\mu}^{\lambda+1}(\underline{\mathbf{r}}_a) \right] \right\}, \quad (16)$$

$$A_{\lambda\mu}^C = \frac{i^{\lambda+1}}{m_N} \sum_{a=1}^A (\beta_A^{(0)} G_A^s + \beta_A^{(1)} G_A^v \tau_{a3}) j_\lambda(qr_a) Y_{\lambda\mu}(\underline{\mathbf{r}}_a) \nabla_a \cdot \boldsymbol{\sigma}_a, \quad (17)$$

$$A_{\lambda\mu}^E = -\frac{i^{\lambda+1}}{\sqrt{2\lambda+1}} \sum_{a=1}^A (\beta_A^{(0)} G_A^s + \beta_A^{(1)} G_A^v \tau_{a3}) \left[\sqrt{\lambda+1} j_{\lambda-1}(qr_a) \mathbf{Y}_{\lambda\mu}^{\lambda-1}(\underline{\mathbf{r}}_a) - \sqrt{\lambda} j_{\lambda+1}(qr_a) \mathbf{Y}_{\lambda\mu}^{\lambda+1}(\underline{\mathbf{r}}_a) \right] \cdot \boldsymbol{\sigma}_a, \quad (18)$$

$$A_{\lambda\mu}^M = -i^\lambda \sum_{a=1}^A (\beta_A^{(0)} G_A^s + \beta_A^{(1)} G_A^v \tau_{a3}) j_\lambda(qr_a) \mathbf{Y}_{\lambda\mu}^\lambda(\underline{\mathbf{r}}_a) \cdot \boldsymbol{\sigma}_a. \quad (19)$$

Các thừa số dạng đa cực là thực và hạt nhân ${}^6\text{Li}$, spin $J=1$ nên có các thừa số dạng F_0^C, F_2^C, F_1^M , $V_0^C, V_2^C, V_1^M, A_1^C, A_1^E, A_0^M, A_2^M$ trong tán xạ đang xét. Từ (13)-(19), suy ra biểu thức của chúng là

$$F_0^C = \langle f \parallel \sum_{a=1}^2 \left\{ (G_E^s + G_E^v \tau_{a3}) + \frac{q^2}{8m_N^2} [(G_E^s + G_E^v \tau_{a3}) - 2(G_M^s + G_M^v \tau_{a3})] \right\} j_0(qr_a) Y_0(\underline{\mathbf{r}}_a) \parallel i \rangle, \quad (20)$$

$$F_2^C = -\langle f \parallel \sum_{a=1}^2 \left\{ (G_E^s + G_E^v \tau_{a3}) + \frac{q^2}{8m_N^2} [(G_E^s + G_E^v \tau_{a3}) - 2(G_M^s + G_M^v \tau_{a3})] \right\} j_2(qr_a) Y_2(\underline{\mathbf{r}}_a) \parallel i \rangle, \quad (21)$$

$$F_1^M = -\frac{q}{2\sqrt{3}m_N} \langle f \parallel \sum_{a=1}^2 \left\{ (G_E^s + G_E^v \tau_{a3}) \mathbf{l}_a \cdot [2j_2(qr_a) \mathbf{Y}_1^2(\underline{\mathbf{r}}_a) + \sqrt{2} j_0(qr_a) \mathbf{Y}_1^0(\underline{\mathbf{r}}_a)] \right. \\ \left. + (G_M^s + G_M^v \tau_{a3}) [\sqrt{2} j_0(qr_a) \mathbf{Y}_1^0(\underline{\mathbf{r}}_a) - j_2(qr_a) \mathbf{Y}_1^2(\underline{\mathbf{r}}_a)] \cdot \boldsymbol{\sigma}_a \right\} \parallel i \rangle, \quad (22)$$

$$V_0^C = \left\langle f \left\| \sum_{a=1}^2 \left\{ (\beta_V^{(0)} G_E^s + \beta_V^{(1)} G_E^v \tau_{a3}) + \frac{q^2}{8m_N^2} [(\beta_V^{(0)} G_E^s + \beta_V^{(1)} G_E^v \tau_{a3}) - 2(\beta_V^{(0)} G_M^s + \beta_V^{(1)} G_M^v \tau_{a3})] \right\} j_0(qr_a) Y_0(\underline{\mathbf{r}}_a) \right\| i \right\rangle, \quad (23)$$

$$V_2^C = - \left\langle f \left\| \sum_{a=1}^2 \left\{ (\beta_V^{(0)} G_E^s + \beta_V^{(1)} G_E^v \tau_{a3}) + \frac{q^2}{8m_N^2} [(\beta_V^{(0)} G_E^s + \beta_V^{(1)} G_E^v \tau_{a3}) - 2(\beta_V^{(0)} G_M^s + \beta_V^{(1)} G_M^v \tau_{a3})] \right\} j_2(qr_a) Y_2(\underline{\mathbf{r}}_a) \right\| i \right\rangle, \quad (24)$$

$$V_1^M = - \frac{q}{2\sqrt{3}m_N} \left\langle f \left\| \sum_{a=1}^2 \left\{ (\beta_V^{(0)} G_E^s + \beta_V^{(1)} G_E^v \tau_{a3}) \mathbf{l}_a \cdot [2j_2(qr_a) \mathbf{Y}_1^2(\underline{\mathbf{r}}_a) + \sqrt{2} j_0(qr_a) \mathbf{Y}_1^0(\underline{\mathbf{r}}_a)] + (\beta_V^{(0)} G_M^s + \beta_V^{(1)} G_M^v \tau_{a3}) [\sqrt{2} j_0(qr_a) \mathbf{Y}_1^0(\underline{\mathbf{r}}_a) - j_2(qr_a) \mathbf{Y}_1^2(\underline{\mathbf{r}}_a)] \cdot \boldsymbol{\sigma}_a \right\} \right\| i \right\rangle, \quad (25)$$

$$A_1^C = - \frac{1}{m_N} \left\langle f \left\| \sum_{a=1}^2 (\beta_A^{(0)} G_A^s + \beta_A^{(1)} G_A^v \tau_{a3}) j_1(qr_a) Y_1(\underline{\mathbf{r}}_a) \nabla_a \cdot \boldsymbol{\sigma}_a \right\| i \right\rangle, \quad (26)$$

$$A_1^E = \frac{1}{\sqrt{3}} \left\langle f \left\| \sum_{a=1}^2 (\beta_A^{(0)} G_A^s + \beta_A^{(1)} G_A^v \tau_{a3}) [\sqrt{2} j_0(qr_a) \mathbf{Y}_1^0(\underline{\mathbf{r}}_a) - j_2(qr_a) \mathbf{Y}_1^2(\underline{\mathbf{r}}_a)] \cdot \boldsymbol{\sigma}_a \right\| i \right\rangle, \quad (27)$$

$$A_0^M = - \left\langle f \left\| \sum_{a=1}^2 (\beta_A^{(0)} G_A^s + \beta_A^{(1)} G_A^v \tau_{a3}) j_0(qr_a) \mathbf{Y}_0^0(\underline{\mathbf{r}}_a) \cdot \boldsymbol{\sigma}_a \right\| i \right\rangle, \quad (28)$$

$$A_2^M = \left\langle f \left\| \sum_{a=1}^2 (\beta_A^{(0)} G_A^s + \beta_A^{(1)} G_A^v \tau_{a3}) j_2(qr_a) \mathbf{Y}_2^2(\underline{\mathbf{r}}_a) \cdot \boldsymbol{\sigma}_a \right\| i \right\rangle, \quad (29)$$

với $\beta_V^{(0,1)}$, $\beta_A^{(0,1)}$ là các tham số đã biết từ mô hình Weinberg-Salam. Nhờ vào (1)-(6), các thừa số dạng (20)-(29) ứng với chuyển dời giữa hai trạng

thái $n = n' = 1, L = L' = 0, 2, l = l' = 1, S = S' = 1, J = J' = 1, T = T' = 0, M_T = M_{T'} = 0$ có biểu thức

$$F_0^C = \frac{\sqrt{3}}{\sqrt{\pi}} [G_E^s + \frac{q^2}{8m_N^2} (G_E^s - 2G_M^s)] J_0, \quad (30)$$

$$F_2^C = \frac{7\sqrt{3}}{20\sqrt{2}\pi} [G_E^s + \frac{q^2}{8m_N^2} (G_E^s - 2G_M^s)] J_2, \quad (31)$$

$$F_1^M = - \frac{q}{200\sqrt{\pi}m_N} [75G_E^s (J_0 + J_2) + G_M^s (50J_0 + 7J_2)], \quad (32)$$

$$V_0^C = \frac{\sqrt{3}\beta_V^{(0)}}{\sqrt{\pi}} [G_E^s + \frac{q^2}{8m_N^2} (G_E^s - 2G_M^s)] J_0, \quad (33)$$

$$V_2^C = \frac{7\sqrt{3}\beta_V^{(0)}}{20\sqrt{2}\pi} [G_E^s + \frac{q^2}{8m_N^2} (G_E^s - 2G_M^s)] J_2, \quad (34)$$

$$V_1^M = - \frac{q\beta_V^{(0)}}{200\sqrt{\pi}m_N} [75G_E^s (J_0 + J_2) + G_M^s (50J_0 + 7J_2)], \quad (35)$$

$$A_1^C = \frac{7\sqrt{5}\beta_A^{(0)} G_A^s}{300\sqrt{2}\pi m_N} (5F_+ + F_-), \quad (36)$$

$$A_1^E = \frac{\beta_A^{(0)} G_A^s}{100\sqrt{\pi}} (50J_0 + 7J_2), \quad (37)$$

$$A_0^M = A_2^M = 0, \quad (38)$$

$$5F_+ + F_- = 4\beta^{1/2} z^{1/2} e^{-z}, \quad J_0 = (1 - \frac{2}{3}z)e^{-z}, \quad J_2 = \frac{2}{3}ze^{-z}, \quad z \equiv \frac{q^2}{4\beta} = q^2. \quad (39)$$

Yếu tố ma trận J_0, J_2, F_+, F_- của thành phần hàm sóng phụ thuộc tọa độ r đã được xác định nhờ vào công thức Watson được dẫn ra trong bài viết của Willey (1963).

4 ẢNH HƯỞNG CỦA TƯƠNG TÁC YẾU TRONG TƯƠNG TÁC HỢP NHẤT ĐIỆN TỬ-YẾU

Nếu giả thiết hạt nhân không định hướng thì các số hạng trong biểu thức tiết diện tán xạ (Phu and Ha, 2014) là

$$R_F = 4\alpha^2 K \{u_c [(F_0^C)^2 + (F_2^C)^2] + u_T (F_1^M)^2\}, \quad (40)$$

$$R_{FZ} = 8\alpha\lambda' K \{g_V [u_c (F_0^C V_0^C + F_2^C V_2^C) + u_T F_1^M V_1^M] + g_A u_T' F_1^M A_1^E\}, \quad (41)$$

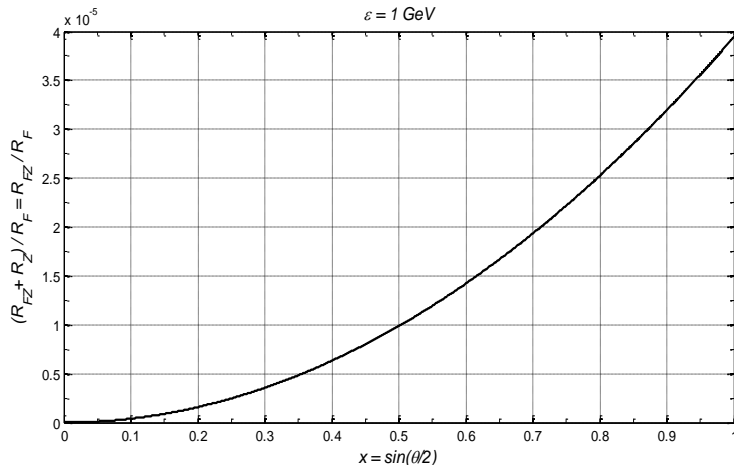
$$R_Z = 4\lambda'^2 K \{ (g_V^2 + g_A^2) \{u_c [(V_0^C)^2 + (V_2^C)^2 + (A_1^C)^2] + u_T [(V_1^M)^2 + (A_1^E)^2 + (A_0^M)^2 + (A_2^M)^2]\} + 4g_V g_A u_T' V_1^M A_1^E \}, \quad (42)$$

trong đó α là hằng số tương tác điện từ, $\lambda' = -G_F m_Z^2 Q^2 / 2\sqrt{2}\pi(m_Z^2 - Q^2)$, G_F là hằng số tương tác yếu Fermi, m_Z là khối lượng boson trung gian Z^0 và hệ số $K = 4\pi/3$ ứng với tán xạ đàn hồi.

Sau đây sẽ biểu diễn đồ thị của tỉ số R_{FZ} / R_F và $(R_{FZ} + R_Z) / R_F$ theo biến số $x = \sin(\theta/2)$ xét với các giá trị năng lượng tới ε khác nhau của electron, θ là góc tán xạ. Để có sự tương thích khi so sánh và đánh giá các tỉ số theo cách tính mới so với cách tính trước

đây, số liệu thực nghiệm của thừa số dạng nucleon cũng sẽ lấy theo công thức (1a)-(1c) trong bài viết của Võ Minh Trường (2019).

Nhìn chung, ảnh hưởng của tương tác yếu so với tương tác điện từ phụ thuộc đáng kể vào năng lượng và góc tán xạ. Hình 1 chứng tỏ khi năng lượng $\varepsilon = 1 \text{ GeV}$, ảnh hưởng này là rất nhỏ, cỡ 10^{-6} khi tán xạ về phía trước và cỡ 10^{-5} khi tán xạ về phía sau. Đóng góp của số hạng thuần túy tương tác yếu R_Z là rất ít, dẫn đến đồ thị của hai tỉ số gần như trùng nhau và đạt giá trị lớn nhất khi tán xạ ngược.



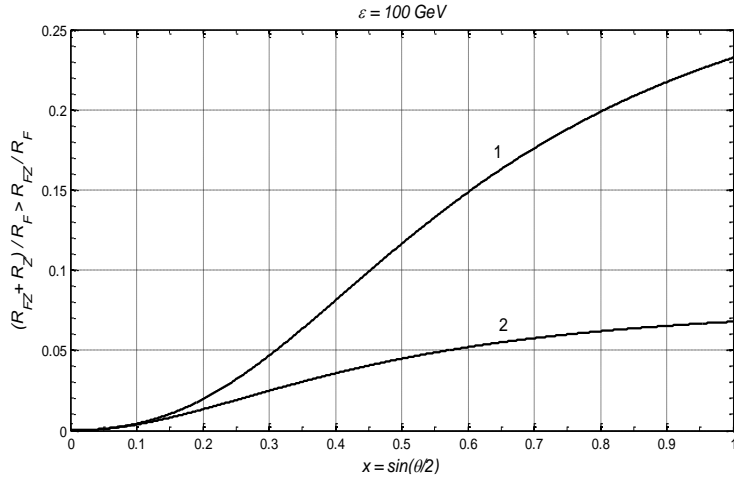
Hình 1: Ảnh hưởng của tương tác yếu ở năng lượng 1 GeV

Hình 2 và Hình 3 chứng tỏ khi năng lượng cỡ hàng trăm GeV trở lên thì tương tác yếu đã trở nên

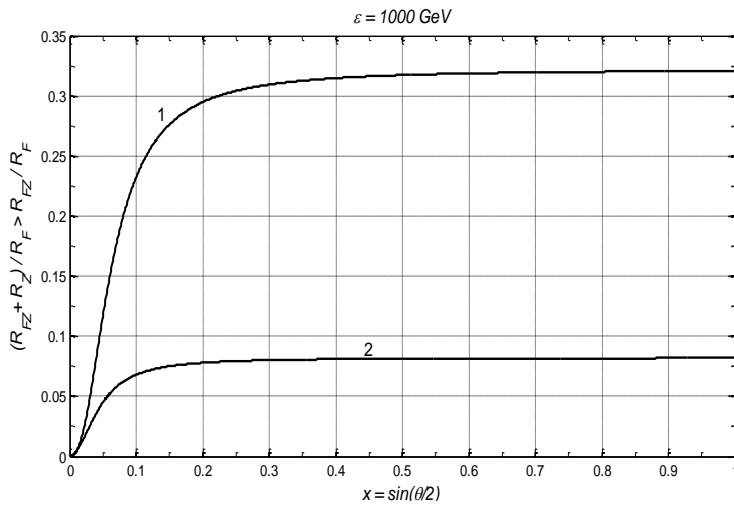
đáng kể, không còn có thể bỏ qua so với tương tác điện từ. Hai đường cong cách xa, đường số 1 của

$(R_{FZ} + R_Z) / R_F$ và đường số 2 của R_{FZ} / R_F , cho thấy số hạng thuần túy tương tác yếu R_Z lúc này đóng vai trò ảnh hưởng chính trong tương tác yếu. Với $\varepsilon = 100 \text{ GeV}$, số hạng giao thoa đóng góp đáng kể nhất ứng với tán xạ về phía sau cỡ khoảng 5%-7%, trong khi đó số hạng thuần túy tương tác yếu xấp xỉ 10%-16% và đóng góp cao nhất của cả hai số hạng này vào khoảng 15%-23% so với số hạng điện

từ. Với $\varepsilon = 1.000 \text{ GeV}$, cả hai đường cong phụ thuộc đáng kể vào góc khi tán xạ về phía trước ứng với góc tán xạ nhỏ ($\theta \leq 27^\circ$) và ít biến đổi khi góc tán xạ tăng, kể cả tán xạ về phía sau. Đóng góp cao nhất của số hạng giao thoa vẫn chỉ xấp xỉ 8%, trong khi số hạng thuần túy tương tác yếu tăng lên đến 24%, làm cho đóng góp tổng cộng của hai số hạng này lên tới 32% so với số hạng điện từ.



Hình 2: Ảnh hưởng của tương tác yếu ở năng lượng 100 GeV



Hình 3: Ảnh hưởng của tương tác yếu ở năng lượng 1.000 GeV

5 KẾT LUẬN

Các công thức đưa ra cho phép tính toán chặt chẽ các thừa số dạng đa cực cho hạt nhân ${}^6_3\text{Li}$ và giúp hiểu sâu sắc thêm mô hình cấu trúc hạt nhân đã có. Vai trò và mức độ tham gia của từng số hạng tương tác trong tương tác hợp nhất cũng được thể hiện rõ. Kết quả phân tích cho thấy tương tác yếu trở nên đáng kể khi năng lượng từ hàng trăm GeV trở lên và

có cùng bậc độ lớn như đã xét cho cặp hạt nhân ${}^3_1\text{H} - {}^3_2\text{He}$ khi tính gián tiếp bằng các hệ thức tỉ lệ ở cùng giá trị năng lượng (Võ Minh Trường, 2019). So sánh tỉ lệ đóng góp của số hạng giao thoa R_{FZ} , cặp hạt nhân ${}^3_1\text{H} - {}^3_2\text{He}$ có mức cao nhất lên đến 12%-14%, trong khi đối với hạt nhân ${}^6_3\text{Li}$ chỉ là 7%-8%. Số hạng tương tác yếu đóng góp nhỏ hơn phần

ánh thực tế rằng hạt nhân ${}^6_3\text{Li}$ bền vững hơn cặp ${}^3_1\text{H} - {}^3_2\text{He}$ do có năng lượng liên kết riêng lớn hơn. Tuy nhiên, nhận định này vẫn cần được kiểm chứng thêm khi có tính đến số hạng thuần túy tương tác yếu R_Z và cũng cần xét tỉ số $(R_{FZ} + R_Z)/R_F$ cho cùng một hạt nhân theo cả hai cách tính để có thể đưa ra kết luận cách tính nào cho kết quả sát với thực tế hơn. Ngoài ra, các kết quả tính toán còn làm cơ sở cho việc nghiên cứu tiết diện tán xạ và độ bất đối xứng, hai đại lượng có thể đối chiếu được bằng thực nghiệm. Từ đó đánh giá mức độ đúng đắn của mô hình đang xét khi tính đến đầy đủ các tương tác và cũng có thể dẫn đến hiệu chỉnh các tham số của mô hình khi áp dụng cho hệ phức hợp.

LỜI CẢM ƠN

Tác giả xin trân trọng cảm ơn PGS. TSKH. Lương Duyên Phú, cộng tác viên Trường Đại học Văn Lang TP. HCM và Viện Hạt nhân Đà Lạt đã có những hướng dẫn, góp ý quý báu trong quá trình nghiên cứu. Công trình này là sản phẩm của đề tài khoa học công nghệ được tài trợ bởi Trường Đại học Xây dựng Miền Tây.

TÀI LIỆU THAM KHẢO

Willey, R. S., 1963. Excitation of individual-particle states of nuclei by inelastic electron scattering. *Nuclear Physics*. 40: 529-565.

Weigert, L. J. and Rose, M. E., 1964. Effects of nuclear orientation and electron polarization in electron-excitation of nuclei. *Nuclear Physics*. 51: 529-552.

Donnelly, T. W. and Raskin, A. S., 1986. Considerations of polarization in inclusive electron scattering from nuclei. *Annals of Physics*. 169: 247-351.

Phu, L. Z. and Ha, N. H., 2014. Multipole expansion for the electron-nucleus scattering at high energies in the unified electroweak theory. *Nuclear Science and Technology*. 4(4): 38-44.

Kerimov, B. K., Agalarov, A. Z. and Safin, M. Y., 1984. Electrically weak asymmetry in the elastic scattering of electrons by nuclei with multipole moments. *Soviet Physics Journal*. 27(4): 327-331.

Phu, L. Z., 2003a. Multipole expansion for the scattering cross section of leptons by nuclei at high energies. *Bulletin of the Russian Academy of Sciences. Physics Series*. 67(10): 1495-1500.

Phu, L. Z., 2003b. Orientation effects in the scattering of leptons by nuclei. *Nuclear Physics A*. 722: C419-C423.

Võ Minh Trường, 2019. Bất đối xứng trong tán xạ electron-hạt nhân ở năng lượng cao. *Tạp chí Khoa học Trường Đại học Cần Thơ*. 55(2A): 52-55.

Sobel'man, I. I., 1972. *Introduction to the theory of atomic spectra*. Pergamon Press. Oxford, 609 pages.

Edmonds, A. R., 1957. *Angular momentum in quantum mechanics*. Princeton University Press. New Jersey, 146 pages.

Devanathan, V., 2002. *Angular momentum techniques in quantum mechanics*. Kluwer Academic Publishers. New York, 242 pages.

Bohr, A. and Mottelson, B. R., 1997. *Nuclear Structure, Volume I: Single-Particle Motion*. World Scientific. New Jersey, 471 pages.