

PHƯƠNG PHÁP NHẬN DIỆN HẠT VÀ XÁC ĐỊNH GÓC TÁN XẠ CỦA TRITON (T) TRONG THỰC NGHIỆM PHẢN ỨNG TRAO ĐỔI ĐIỆN TÍCH ($^3\text{He}, \text{T}$)

BUI DUY LINH

*Viện Khoa học và Kỹ thuật Hạt nhân,
179 Hoàng Quốc Việt, Nghĩa Đô, Cầu Giấy, Hà Nội
Email: buiduylinh97@gmail.com*

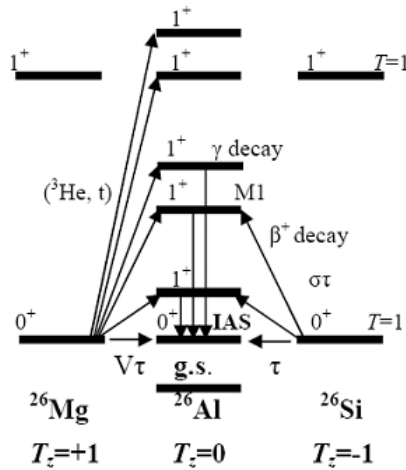
Tóm tắt: Thực nghiệm đo phản ứng trao đổi điện tích ($^3\text{He}, \text{t}$) tại góc tán xạ $\sim 0^\circ$ và năng lượng > 100 MeV/nucleon, được thực hiện tại Trung tâm Nghiên cứu Hạt nhân (RCNP) đại học Osaka, Nhật Bản, là phương pháp độc đáo cho phép xác định cường độ chuyển dịch Gamow-Teller đối với các trạng thái kích thích cao của hạt nhân, mà phương pháp đo phân rã beta truyền thống không thể làm được. Phương pháp này được thực hiện dựa trên giả thiết về sự đối xứng spin đồng vị trong các hệ hạt nhân đồng khối. Báo cáo trình bày hai nội dung quan trọng của thực nghiệm đo phản ứng ($^3\text{He}, \text{t}$):

1. Vấn đề nhận diện hạt dựa trên phương pháp đo thời gian bay và độ mất năng lượng
2. Xác định tán xạ tại các góc rất nhỏ, xấp xỉ 0°

Từ khóa: *trao đổi điện tích, nhận diện hạt, độ mất năng lượng, chuẩn góc, Grand Raiden.*

I. MỞ ĐẦU

Chuyển dịch Gamow-Teller (GT) là đặc trưng cơ bản trong quá trình tương tác yếu chịu tác dụng của toán tử quay (flip) spin-isospin, σ_{\pm} , trong đó σ , τ_{\pm} lần lượt là toán tử quay spin và toán tử quay isospin[1]. Toán tử τ_{-} biến đổi proton thành neutron, ngược lại τ_{+} biến đổi neutron thành proton. Chuyển dịch Gamow-Teller và chuyển dịch Fermi gây bởi toán tử τ_{\pm} gọi là các chuyển dịch được phép. Spin đồng vị T là một số lượng tử phù hợp để mô tả



Hình 1. Trạng thái chuyển dịch tương tự của hạt nhân $A=26$.

tương tác hạt nhân không phụ thuộc điện tích khi xem ảnh hưởng của tương tác điện từ là tương đối nhỏ. Các hạt nhân đồng khối (isobar) chỉ khác nhau thành phần T_z – hình chiếu lên trục z của vector spin đồng vị T được định nghĩa như sau $T_z = (N - Z)/2$, và chúng có cấu trúc đối xứng gương. Giả sử về bản chất tương tự (proton và neutron được xem như những hạt đồng nhất) trong hạt nhân đồng khối, khi đó các trạng thái tương ứng trong các hạt nhân này được gọi là các trạng thái tương tự đồng khối (hoặc đơn giản là trạng thái tương tự) và được cho là có cùng cấu trúc hạt nhân. Các chuyển dịch kết nối các tổ hợp mức năng lượng khác nhau cũng được gọi là các chuyển dịch tương tự. Chúng có mức năng lượng và cường độ chuyển dịch giống nhau. Chúng ta gọi trạng thái thấp nhất có $T=1$, $J^\pi = 0^+$ trong hạt nhân $T_z = 0$ là trạng thái tương tự đồng khối (IAS) của trạng thái cơ bản 0^+ trong hai hạt nhân $T_z = \pm 1$, như hình 1[1].

Nghiên cứu một cách hệ thống tính đối xứng spin đồng vị từ việc đo cường độ chuyển dịch, cấu trúc mức và xác định các đặc trưng lượng tử trong hệ hạt nhân đồng khối hay các hạt nhân gương là rất quan trọng. Điều này có ý nghĩa đặc biệt cho các hạt nhân không bền ở xa đường bền β vì ở đó việc xác định trực tiếp cấu trúc mức và các đặc trưng lượng tử của

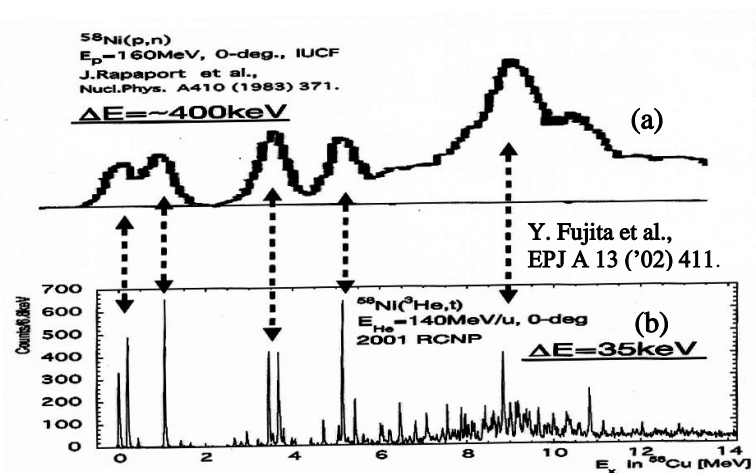
chúng rất khó khăn do “thời gian sống ngắn”. Bằng việc nghiên cứu cấu trúc của các hạt nhân đồng khối hay hạt nhân gương của chúng (là những hạt nhân bền) ta có thể biết được những thông tin về cấu trúc mức năng lượng của các hạt nhân không bền này. Đây là vấn đề đang được quan tâm của vật lý hạt nhân hiện nay, khi mà hệ thống hạt nhân bền đã được xây dựng tương đối hoàn chỉnh thì các nhà vật lý đang giành sự quan tâm đặc biệt cho các hạt nhân ở xa đường bền β . Bên cạnh đó đây là các số liệu hạt nhân quan trọng để tiếp cận đến một trong những hiện tượng cần làm sáng tỏ của vật lý thiên văn, gọi là supernova kiểu 2 [2,3]. Bản chất của hiện tượng này là sự phá vỡ lõi của các ngôi sao lớn gây bởi áp suất suy biến electron khi khối lượng của lõi vượt quá khối lượng giới hạn Chandrasekhar, mà trong giai đoạn đầu tiên là sự bắt electron và phân rã β gây bởi các hạt nhân vỏ pf với vai trò ưu thế của các chuyển dịch GT và Fermi [2,3]. Chính vì vậy những nghiên cứu về chủ đề này đã được thực hiện từ những năm 1980, trong đó việc xác định cường độ chuyển dịch GT trong các hệ hạt nhân đồng khối là một nội dung thực nghiệm quan trọng.

Chuyển dịch GT được sử dụng thông qua con đường thực nghiệm phân rã β . Cường độ Gamow-Teller - B(GT) được xác định trực tiếp thông qua cường độ chuyển dịch rút gọn:

$$B_{\pm}(GT) = \sum_{k,\mu} |\langle f | \sigma_{\mu k} \tau_{\pm k} | i \rangle|^2 \quad (1)$$

Với $|i\rangle$ và $|f\rangle$ là các trạng thái lượng tử đầu và cuối của hệ; $\mu = -1, 0, 1$; k biến chạy cho các nucleon.

Tuy nhiên do phân rã β bị giới hạn bởi năng lượng phản ứng Q nên việc nghiên cứu các chuyển dịch GT ở các trạng thái kích thích cao bị giới hạn. Khi nghiên cứu cơ chế của phản ứng trao đổi điện tích ở góc tán xạ nhỏ và năng lượng trung bình (~ 100 MeV/nucleon) người ta thấy rằng chúng có thể kích thích các hạt nhân giống như phân rã β . Mặt khác khi thay đổi năng lượng của chùm hạt tới ta có thể kích thích hạt nhân ở trạng thái cao mà bằng con đường phân rã β không có được. Những nghiên cứu đầu tiên đã được thực hiện trên ^{58}Ni với phản ứng (p,n)[4]. Tuy nhiên do hạt cần đo là neutron – là hạt không mang điện nên phổ ghi nhận được cho độ phân giải rất kém ($\sim 400\text{keV}$) như trên hình 2.a. Từ cuối năm 1999, tại Trung tâm Nghiên cứu Hạt nhân (RCNP), Đại học Osaka người ta đã lắp đặt và vận hành thành công phổ kế từ hiện đại, nặng 600 tấn mang tên Grand Raiden (GR). Thiết bị này cho phép đo các đặc trưng động học của hạt như động năng, góc tán xạ và phổ năng lượng kích thích với độ phân giải cao $\sim 30\text{keV}$, đặc biệt cho phản ứng trao đổi điện tích ($^3\text{He}, t$) trên các hạt nhân vỏ sd và vỏ pf và xác định các cường độ chuyển dịch $T_Z = \pm 1 \rightarrow 0$ ở góc tán xạ nhỏ $\sim 0^\circ$. Hình 2.b là phổ thực nghiệm của phản ứng $^{58}\text{Ni}(^3\text{He}, t)$ tại RCNP có độ phân giải 35keV .



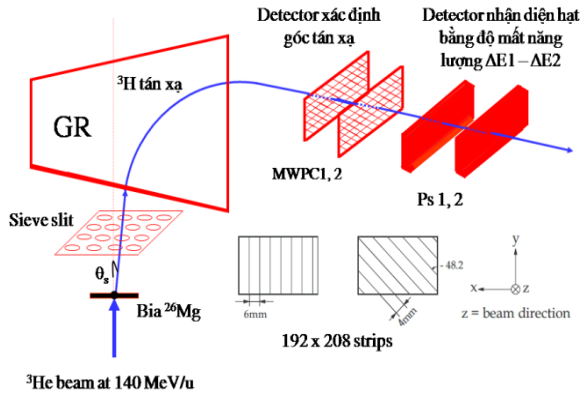
Hình 2. Phổ năng lượng kích thích của $^{58}\text{Cu}^*$ thu được từ phản ứng trao đổi điện tích dạng (p,n) - hình (a) và ($^3\text{He}, t$) - hình (b).

Thành công của các nghiên cứu cường độ chuyển dịch thực hiện tại RCNP có sự đóng góp rất lớn của phổ kế từ Grand Raiden (GR). Tuy nhiên thực nghiệm ($^3\text{He}, t$) người ta cần đo rất chính xác các đặc trưng động học của triton như động năng và góc tán xạ để từ đó xây dựng phổ kích thích của hạt nhân dư cần nghiên cứu. Để có thể xác định các chuyển dịch GT

thì các phép đo này cần thực hiện tại góc tán xạ rất nhỏ, $\sim 0^\circ$. Trong báo cáo tác giả sẽ tập trung giới thiệu về hai phương pháp nhận diện hạt và đo ở góc gần 0° .

II. NỘI DUNG

1. Giới thiệu về các thiết bị thực nghiệm



Hình 3. Sơ đồ nguyên lý của thí nghiệm.

mà các hạt ở kênh ra của phản ứng sau khi qua phổ kế từ sẽ đi tới các detector tọa độ và detector đo độ mất năng lượng được đặt trên các mặt phẳng như hình 3).

Hệ thống detector tại mặt phẳng hội tụ của phổ kế từ GR. Trong đó hai detector tọa độ MWPC1,2 (multi-wire proportional chamber)[5] được sử dụng để xác định vị trí và góc của hạt sau khi đi ra từ cửa sổ Mylar của GR. Phía sau MWPC là hai detector plastic Ps1 và Ps2 chúng được sử dụng để tạo tín hiệu điều khiển trong phép đo thời gian bay TOF (time of flight), đồng thời chúng cũng được dùng để xác định độ mất năng lượng của các hạt ở kênh ra.

2. Phương pháp nhận diện hạt

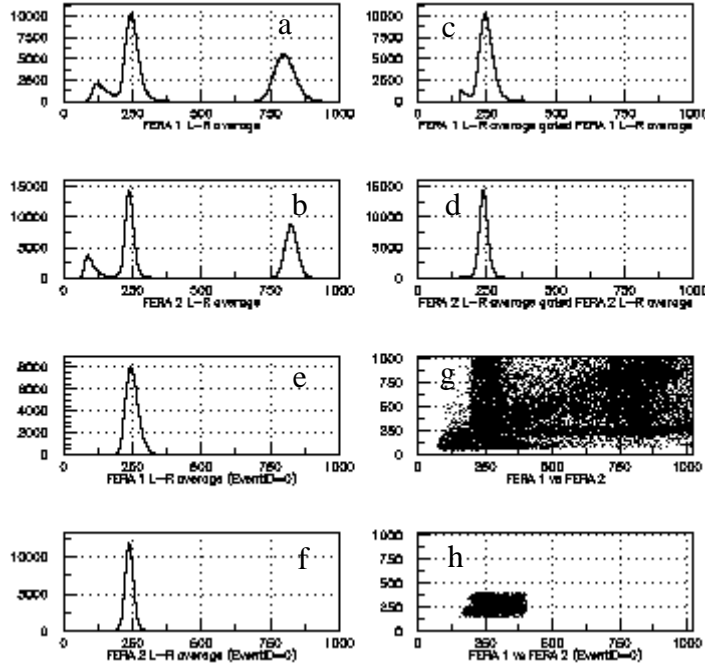
Chúng ta biết rằng khi các hạt đi vào phổ kế từ dưới tác dụng của từ trường thì các hạt có cùng tỉ số khối lượng trên điện tích A/Z đi vào cùng 1 lỗ của sieve slip sẽ đến cùng 1 vị trí ở trên mặt phẳng hội tụ[6]. Nguyên lý này giúp chúng ta có thể nhận diện hạt và từ đó giúp ta lựa chọn những sự kiện quan tâm và loại bỏ đi những can nhiễu bởi các hạt tích điện khác bằng cách sử dụng từ trường điều khiển chúng. Việc đồng nhất hạt được dựa trên hai thông tin:

Thứ nhất: Độ mất năng lượng trên các detector nhấp nháy Ps1,Ps2. Độ mất năng lượng của hạt phụ thuộc và điện tích Z , số khối A và năng lượng theo hệ thức Bethe-Bloch[6]:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^2 Z_1^2}{m_0 v_1^2} NB = \frac{4\pi e^2 m_1^2 Z_1^2}{m_0 p_1^2} NB \quad (2)$$

Với $B = Z \left[\ln \frac{2m_0 v_1^2}{I} - \ln \left(1 - \frac{v_1^2}{c^2} \right) - \frac{v_1^2}{c^2} \right]$; v_1 , $Z_1 e$ và m_1 là vận tốc, điện tích và khối lượng của hạt tới; N và Z là số nguyên tử và số hiệu nguyên tử của vật liệu; m_0 và e là khối lượng và điện tích của electron; tham số I là năng lượng kích thích và ion hóa trung bình của vật liệu. Khi các hạt có cùng xung lượng thì ta có $-\frac{dE}{dx} \approx A_1^2 Z_1^2$ và chúng ta thấy có thể sử dụng phổ mất năng lượng (ΔE) để phân biệt hạt với điện tích và số khối khác nhau.

Có thể nói rằng thiết bị đóng vai trò quan trọng nhất đó là phổ kế từ GR. Đây là thiết bị được thiết kế cho các phép đo với độ phân giải cao về năng lượng hay góc... Phổ kế từ GR bao gồm các nam châm từ lưỡng cực (D1, D2), tứ cực (Q1, Q2), 6 cực (SX) và đa cực từ (MP)[5]. Tác dụng chính của chúng là lái và hội tụ chùm hạt ở kênh ra của phản ứng tới các detector tọa độ (MWPC) và detector đo năng lượng. Do thiết kế cho các thực nghiệm đặc biệt mà phổ kế từ GR có được mối liên hệ giữa góc tán xạ của hạt trên bia θ_s và trên mặt phẳng hội tụ (mặt phẳng hội tụ được định nghĩa là mặt phẳng ngang



Hình 4. Độ mất năng lượng trung bình trên Ps1 – a,c,e và Ps2 – b,d,f; Tương quan độ mất năng lượng trên Ps1 và Ps2 – g,h

Kết quả đo độ mất năng lượng cho bởi các bộ biến đổi tương tự số ADC và sau khi xử lý bằng phần mềm được đưa ra trên hình 4.a,b. Hình 4.a và 4.b cho thấy độ mất trung bình đo được ở Ps1 và Ps2. Vị trí vùng đỉnh của ^3He và ^3H thu được sau khi kết hợp với mô phỏng, tương ứng các kênh trên Ps1 là $\sim 700 \div 850$ và $\sim 200 \div 350$; Trên Ps2 là $\sim 750 \div 850$ và $\sim 200 \div 300$. Bởi lẽ điện tích của ^3He gấp 2 lần điện tích của ^3H nên độ mất năng lượng ($\sim Z^2$) của ^3He gấp 4 của ^3H . Vùng phổ $<$ kênh 200 trên hình 3.a,b có thể là electron hay positron tạo ra từ các phản ứng phụ chẳng hạn như phản ứng $^3\text{He} \rightarrow ^3\text{H} + e^+ + \nu$. Hình 4.c,d là vùng phổ của ^3H sau khi “gate”, sau khi hiệu chỉnh lại thì thu được phổ của ^3H như hình 4.e,f. Đồng thời xây dựng tương quan độ mất năng lượng trên Ps1 và Ps2

được phổ hình 4.g,h, trong đó 4.h là phổ đã gate chỉ có hạt triton tạo ra từ phản ứng.

Thứ hai: Đồng thời chúng ta cũng có thể dùng thông tin về thời gian bay (TOF) để nhận diện hạt. Thời gian bay được tính là thời gian hạt bay từ bia đến khi hạt tới các detector plastic với quãng đường bay là cố định thì thời gian phụ thuộc vào vận tốc hạt. Mặt khác động năng của hạt $K = mv^2/2$ (theo hệ thức cổ điển). Như vậy thời gian bay sẽ phụ thuộc vào khối lượng và động năng của hạt. Tuy nhiên với phản ứng mà ta đang xét thì hạt tới ^3He và hạt tán xạ triton có số khối gần bằng nhau ($M_{^3\text{He}} = 3.016029$, $M_{^3\text{H}} = 3.016049$), đồng thời động năng của ^3He sau khi qua bia cũng rất gần với động năng của hạt triton sau phản ứng. Những phân tích trên cho thấy thời gian bay của hai hạt có thể bị chồng chập. Như vậy nhận diện hạt triton và ^3He chủ yếu sẽ dựa trên thông tin về độ mất năng lượng đo được trên các detector plastic.

3. Phương pháp xác định góc tán xạ rất nhỏ

Trong phản ứng trao đổi điện tích dạng ($^3\text{He},t$), σ lớn nhất tại góc 0° [7], chính vì vậy việc đo tại góc xấp xỉ 0° đóng một vai trò quyết định đến kết quả thực nghiệm. Y.Fujita và nhóm nghiên cứu đã đưa ra giải pháp sử dụng thiết bị chuẩn góc sieve slit[5]. Vị trí của sieve slit đã được định nghĩa từ trước, do đó vị trí của mỗi lỗ trên sieve slit cũng hoàn toàn xác định hình 3. Mặt khác mỗi lỗ này lại tương ứng với một góc tán xạ của triton trên bia, nó cũng tương ứng với một vị trí trên các MWPC. Sử dụng chùm hạt tới cường độ yếu (gọi là “run” chuẩn góc) ta sẽ xây dựng góc tán xạ tại mặt phẳng hội tụ θ_{fp} và φ_{fp} là hàm của tọa độ trên các MWPC - hình 5.a. Giả sử đặt MWPC₁, MWPC₂ lần lượt tại mặt phẳng (x_1, y_1) và (x_2, y_2) vuông góc với trục z (là trục có phương từ GR đến mặt phẳng hội tụ). Góc θ_{fp} và φ_{fp} – lần lượt là góc hình chiếu của chúng xuống mặt phẳng (x-z) và (y-z) và oz được tính theo công thức:

$$\tan\theta_{fp} = \frac{x_2 - x_1}{L_{DC}} \quad (3) \quad \tan\varphi_{fp} = \frac{\tan\theta_{fp}}{\tan\psi} - \frac{\tan\theta_u}{\sin\psi} \quad (4) \quad \tan\theta_u = \frac{u_2 - u_1}{L_{DC}} \quad (5)$$

θ_u là góc lệch giữa hình chiếu của hạt trên mặt phẳng (u-z) và trục z, ở đó mặt phẳng U được đặt lệch so với mặt phẳng x góc $\psi = 48.2^\circ$ trên mỗi MWPC; L_{DC} là khoảng cách giữa hai MWPC. Như vậy từ các góc tán xạ ở mặt phẳng hội tụ θ_{fp} và φ_{fp} đã được xác định dựa trên tọa độ của hạt.

Góc tán xạ tại bia θ_{thtgt} là hàm của θ_{fp} , x_{fp} theo công thức (6). Với C, D là hàm của x_{fp} (x_{fp} là vị trí trên MWPC).

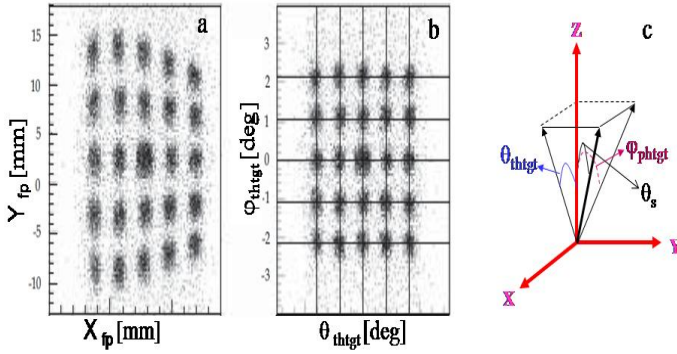
$$\theta_{thtgt} = C * \theta_{fp} + D \quad (6)$$

Tại mỗi vị trí x_{fp} , θ_{thtgt} là hàm của θ_{fp} bằng giá trị C_1 , D_1 phụ thuộc vào tọa độ của x_{fp} . “Fit” các giá trị C và D thu được hàm $C(x_{fp})$, $D(x_{fp})$. Từ đó việc xác định θ_{thtgt} tại một vị trí x_{fp} bất kì trở nên dễ dàng.

Tương tự như θ_{thtgt} , φ_{phtgt} cũng là một hàm của θ_{thtgt} , y_{fp} , x_{fp} theo công thức (7)

$$\begin{aligned} \varphi_{phtgt} = & (A_{i0} + A_{i1} * \theta_{thtgt} + A_{i2} * \theta_{thtgt}^2 + A_{i3} * \theta_{thtgt}^3) \\ & + (B_{i0} + B_{i1} * \theta_{thtgt} + B_{i2} * \theta_{thtgt}^2 + B_{i3} * \theta_{thtgt}^3) * y_{fp} \end{aligned} \quad (7)$$

Trong đó A_i , B_i là hàm của x_{fp} . Các hàm của A, B được “fit” từ φ_{phtgt} , y_{fp} sau khi đã “gate” các giá trị θ_{thtgt} trong các khoảng của x_{fp} . Do tính bão hòa của từ trường đặt bào phổ kế từ sẽ làm sai khác độ phân giải góc, phân giải vị trí thu được trên mặt phẳng hội tụ nên trong tất cả



Hình 5. Hình ảnh vị trí các lỗ của sieve slit theo $X_{fp} - Y_{fp}$ tại mặt phẳng hội tụ - a, theo $\theta_{thtgt} - \varphi_{phtgt}$ sau bia - b; Góc tán xạ thực của triton trên bia và trên các mặt phẳng chiếu

trên bia, trên mặt phẳng hội tụ và tọa độ trên mặt phẳng hội tụ. Với số liệu chùm ^3He cường độ lớn, khi mà không sử dụng thiết bị chuẩn góc sieve slit thì việc xác định vị trí của hạt trên mặt phẳng hội tụ và góc tán xạ của hạt triton trở nên không quá khó khăn.

$$\theta_s \approx \sqrt{\theta_{thtgt}^2 + \varphi_{phtgt}^2} \quad (8)$$

III. KẾT LUẬN

Báo cáo trình bày phương pháp nhận diện hạt bằng đo độ mất năng lượng, kết hợp đo thời gian bay. Kết quả thu được cho phép nhận diện ^3He và triton là hai hạt có khối lượng xấp xỉ bằng nhau từ số liệu thực nghiệm đo tại RCNP. Bên cạnh đó tác giả còn giới thiệu phương pháp đo tại góc rất nhỏ quanh 0 độ với phổ kế từ Grand Raiden và hệ thống detector thiết kế đặc biệt. Trong phép đo thiết bị chuẩn góc sieve slit để xác định vị trí cũng như góc của hạt trên các detector đặt tại tiêu điểm, và từ đó có thể tính được góc tán xạ của triton trong phản ứng. Các kết quả thu được cho phép xác định chính xác động học của triton, đó là cơ sở cho nghiên cứu các chuyển dịch GT và chuyển dịch Fermi.

TÀI LIỆU THAM KHẢO

- [1] Nguyen Tuan Khai, *et al*, Com. In Phys., vol.19, 2009, pp.199-205.
- [2] Y. Fujita et al., “Mirror symmetry structure of $A=27$, $T=1/2$ nuclei studied through strong, weak and electromagnetic interactions”, Phys. Rev. C 59, (1999) 90.
- [3] Y. Fujita et al., “Separation of isoscalar, isovector, orbital, and spin contributions in M1 transitions in mirror nuclei”. Phys. Rev. C, Vol. 62, (2000) 044314.
- [4] J. Rapaport, T. Taddeucci, T.P. Welch, C. Gaarde, J. Larsen, D.J. Horen, E. Sugarbaker, P. Koncz, C.C. Foster, C.D. Goodman, C.A. Goulding, T. Masterson, “Nucl. Phys. A”, V410, 1983, pp.371-398.
- [5] Y. Shimbara, “High resolution study of Gamow-Teller transitions by $^{37}\text{Cl}(^3\text{He},t)^{37}\text{Ar}$ ” - A dissertation, Osaka University, 2005, và các trích dẫn kèm theo.
- [6] G.F. Knoll, “Radiation Detection and Measurement”, 3rd ed, John Wiley & Sons, Inc., New York, 2000.
- [7] Y.Fujita, “High-resolution study of Gamow-Teller transitions” - the lecture of The 3rd CNS International Summer School, the Center for Nuclear Study (CNS), the University of Tokyo, 2004.

THE PARTICLE IDENTIFICATION AND SCATTERING ANGLE DETERMINATION OF THE TRITON IN THE HIGH-RESOLUTION ($^3\text{He},t$) REACTION EXPERIMENT

Abstract: The experiment on the high-resolution charge-exchange reaction of ($^3\text{He},t$) at scattering angle of approximately 0 deg. and incident energy greater than 100 MeV/nucleon has been used to determine the Gamow-Teller transitions for the high excited states of nucleus, where the beta decay measurement can not access. The experiment was performed at Research Center for Nuclear Physics (RCNP), Osaka University in December 2009. The method is based on the assumption of isospin symmetry in the isobaric systems. In this paper we would like to present two important results from the experimental data analysis:

1. Particle identification based on the time of flight (TOF) and energy loss measurement.
2. Scattering angle determination at approximately 0 deg. by using sieve-slit calibrator.

Keywords: *charge-exchange, particle identification, energy loss, calibrator, Grand Raiden.*