

NGHIÊN CỨU HẠT NHÂN KHÔNG BỀN TRÊN MÁY GIA TỐC**TS. Nguyễn Ngọc Duy¹
ThS. Nguyễn Kim Uyên²****TÓM TẮT**

Hiểu biết của chúng ta về cơ chế phản ứng hạt nhân và tính chất hạt nhân còn nhiều hạn chế khi mà chúng ta chỉ dừng lại ở việc nghiên cứu trên các hạt nhân bền. Trong khi đó, nghiên cứu hạt nhân không bền không chỉ cung cấp cho chúng ta những kiến thức mới khác xa so với những hiểu biết hiện tại đối với hạt nhân bền mà còn giúp chúng ta nghiên cứu sâu hơn về vũ trụ thông qua các phản ứng tổng hợp nguyên tố trên các sao. Để nghiên cứu hạt nhân không bền thì máy gia tốc và các hệ phổ kế là những thiết bị không thể thiếu. Trong bài viết này, chúng tôi trình bày những kết quả nghiên cứu mới nhất về cấu trúc nhóm của các hạt nhân không bền ^{26}Si và ^{11}C cùng với suất phản ứng $^7\text{Be}(\alpha,\gamma)^{11}\text{C}$ và $^{22}\text{Mg}(\alpha,p)^{25}\text{Al}$ thông qua việc đo đạc thực nghiệm tán xạ $^7\text{Be}+\alpha$ và $^{22}\text{Mg}+\alpha$ được thực hiện trên máy gia tốc AVF và hệ phổ kế CRIB của trung tâm hạt nhân CNS của Đại học Tokyo, Nhật Bản.

Từ khóa: CRIB, ^{26}Si , ^{11}C , cấu trúc nhóm alpha, hạt nhân không bền.

1. Giới thiệu

Việc nghiên cứu chuyên sâu về tính chất hạt nhân và các cơ chế tương tác nucleon hay phản ứng hạt nhân có vai trò quan trọng trong vật lý hiện đại. Những thông tin thu được từ những nghiên cứu này không những cung cấp tri thức cho nền văn minh nhân loại mà còn góp phần cải biến thế giới với hàng loạt các ứng dụng trong nhiều lĩnh vực y học, năng lượng, nông nghiệp, công nghiệp, môi trường, khảo cổ, thiên văn, v.v.. Trong tự nhiên, số lượng hạt nhân bền chỉ có khoảng 300, trong khi hạt nhân không bền được lý thuyết dự đoán vào 6000 đồng vị, gấp 20 lần số lượng đồng vị bền. Vì vậy, có thể nói hiểu biết của con người về hạt nhân cho đến nay mới chỉ dừng lại ở một số rất ít các hạt nhân bền.

Để nghiên cứu các hạt nhân không bền, chúng ta cần phải tạo ra chúng thông qua các phản ứng hạt nhân với chùm hạt có năng lượng đủ lớn và cường độ đủ mạnh bằng máy gia tốc. Với lý do đó, hàng loạt tổ hợp gia tốc hiện đại đã và đang được xây dựng trên thế giới như : RIKEN (Nhật Bản), Dubna (Nga), CERN (Châu Âu), MSU (Mỹ), Catania (Italia), Lanzhou (Trung quốc). Khá nhiều khám phá mới đã được phát hiện trong thời gian gần đây, ví dụ như hiện tượng Halo [1], cấu trúc nhóm [2] của các hạt nhân nhẹ nằm xa đường bền, hay sự biến mất và xuất hiện của các số Magic [3] đã làm đảo lộn quan niệm về cấu trúc hạt nhân và cơ chế phản ứng hạt

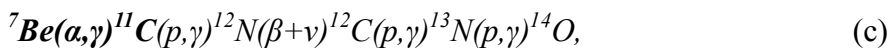
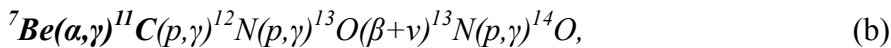
¹Trường Đại học Đồng Nai.

²Trường Đại học Sư phạm Kỹ thuật Tp. Hồ Chí Minh.

nhân thông thường. Ngoài ra, với kỹ thuật máy gia tốc hiện đại, chúng ta có thể thực hiện đồng thời việc nghiên cứu các tính chất hạt nhân không bền và mô phỏng các quá trình tổng hợp nguyên tố trên các sao trong vũ trụ và giải thích các hiện tượng bất thường trong quan sát thiên văn.

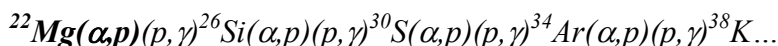
Trong số các hạt nhân không bền nhẹ, chúng tôi đặc biệt quan tâm đến các hạt ^{11}C và ^{26}Si vì nó liên quan đến vấn đề cấu trúc nhóm (alpha cluster) trong hạt nhân và thiên văn học. Về mặt cấu trúc hạt nhân, trạng thái $3/2^-$ tại mức kích thích 8.11 MeV của ^{11}C được dự đoán là có cấu trúc nhóm alpha, tương tự như đối với ^{12}C [4], theo sự kết hợp $\alpha + \alpha + {}^3\text{He}$ dựa trên những kết quả nghiên cứu trên hạt nhân gương của nó là ^{11}B thông qua phản ứng tán xạ $^{11}\text{B}(d,d)^{11}\text{B}$. Đồng vị ^{11}B có cấu trúc nhóm $\alpha + \alpha + {}^3\text{H}$ ở trạng thái kích thích mức năng lượng 8.56 MeV [5, 6]. Đối với hạt không bền, giàu proton ^{26}Si , số liệu về hạt nhân này còn nhiều hạn chế, nhất là trong vùng năng lượng trên ngưỡng alpha (9.17 MeV). Mật độ mức cộng hưởng trên ngưỡng alpha của ^{26}Si được dự đoán sẽ rất cao dựa trên những số liệu hạt nhân gương của nó, ^{26}Mg , và có khoảng trên 152 mức kích thích [7]. Tuy nhiên, các nghiên cứu gần đây của Matic và Thomas [8, 9] mới chỉ ghi nhận được một vài mức cộng hưởng với độ sai số tương đối lớn. Dựa vào quy luật nhóm alpha [10] và những kết quả tính toán tiết diện phản ứng theo mẫu phi thống kê của Briet-Wigner [11], một số mức cộng hưởng của ^{26}Si được dự đoán có cấu trúc dạng nhóm alpha. Do đó, việc nghiên cứu các mức kích thích cộng hưởng trong vùng năng lượng trên ngưỡng alpha của các hạt không bền này có ý nghĩa rất quan trọng trong việc đánh giá mô hình lý thuyết về cấu trúc nhóm hiện nay.

Ngoài ý nghĩa về cấu trúc hạt nhân, các mức cộng hưởng của ^{11}C và ^{26}Si cũng là chiếc chìa khóa làm sáng tỏ những vấn đề thiên văn mà các nhà khoa học trên thế giới đang quan tâm hiện nay. Thật vậy, diễn biến phản ứng bắt proton trong quá trình tổng hợp nguyên tố nặng hơn helium trên các sao trong vũ trụ trở nên phức tạp hơn ở nhiệt độ lớn hơn 0.2 GigaKelvin ($T > 2 \text{ GK}$). Khi đó, chuỗi pp có thể bị bẻ gãy ra thành các chuỗi phản ứng khác nhau để tổng hợp các hạt C, N, O mà không cần thông qua phản ứng $\alpha + \alpha + \alpha \rightarrow {}^{12}\text{C}$ (triple-alpha), đó là:



Trong đó, tốc độ phản ứng ${}^7\text{Be}(\alpha, \gamma) {}^{11}\text{C}$ rất quan trọng cho diễn biến tiếp theo hình thành C, N, O. Các hạt nhân này là các hạt mầm cho sự tổng hợp các nguyên tố nặng trong các giai đoạn tiếp theo của sự hình thành các ngôi sao và phản ứng ${}^7\text{Be}(\alpha, \gamma) {}^{11}\text{C}$ cho phép chúng ta giải thích được cơ chế về sự hình thành các ngôi sao nặng nghèo nguyên tố kim loại.

Trong khi ^{11}C liên quan đến sự tồn tại của các sao nặng có xu hướng trở thành sao lùn trắng CO thì ^{26}Si lại liên quan đến việc xác định tốc độ của phản ứng $^{22}\text{Mg}(\alpha,p)^{25}\text{Al}$ giúp làm sáng tỏ thể chờ của ^{22}Mg trong quá trình tổng hợp nguyên tố trên các sao. Phản ứng này liên quan đến hàng loạt vấn đề thiên văn: sự quan sát tia gamma 1.275 MeV từ vũ trụ, độ phổ biến của ^{22}Na và sự bất thường về tỉ số $^{20}\text{Ne}/^{22}\text{Ne}$ trong các thiên thể. Trong chu trình NeNa-MgAl của quá trình cháy hydrogen, vị trí ^{22}Mg đóng vai trò là một điểm chờ. Tại vị trí này, sẽ có một tiến trình khác xảy ra theo cơ chế:



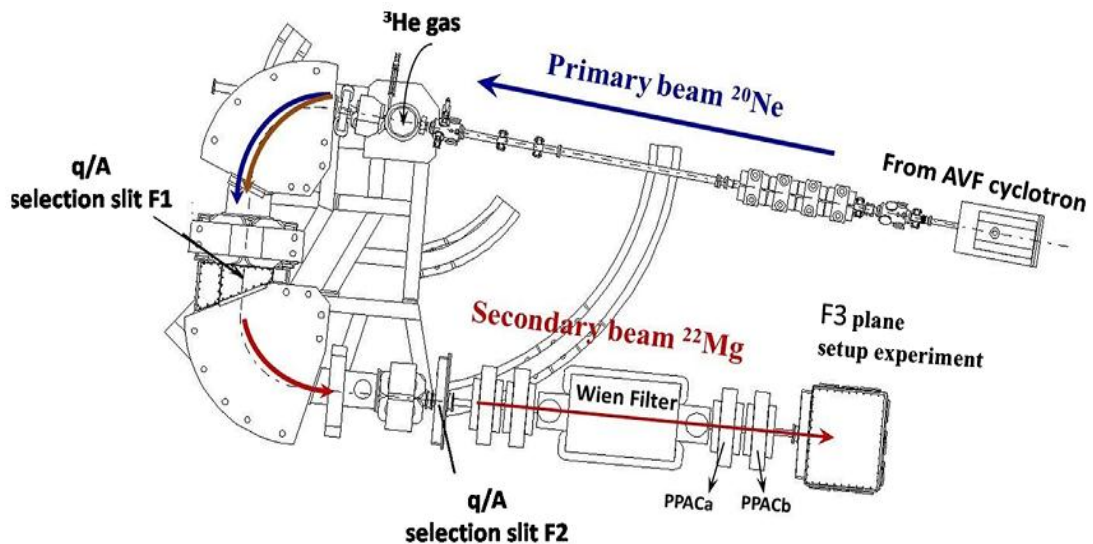
Nếu tốc độ phản ứng của $^{22}\text{Mg}(\alpha,p)^{25}\text{Al}$ và phản ứng $^{22}\text{Mg}(p,\gamma)^{23}\text{Al}$ chậm hơn so với quá trình quang rã sau khi bắt proton và phân rã beta⁺ (β^+) thì diễn biến tổng hợp hạt nhân tại đây sẽ chờ theo thời gian sống của ^{22}Mg để có phân rã β^+ . Một khi ^{22}Mg không phải là điểm chờ thì khả năng phân rã β^+ tạo hạt ^{22}Na sẽ suy giảm. Chính điều này tác động đến độ phổ biến của đồng vị ^{22}Ne (tác động đến tỉ số $^{22}\text{Ne}/^{20}\text{Ne}$) và việc quan sát tia gamma 1.275 MeV trong vũ trụ. Tia gamma này được phát ra từ ^{22}Ne ở trạng thái kích thích khi ^{22}Na phân rã β^+ . Bức xạ này được dự đoán là tồn tại trong vũ trụ, cùng với tia 1.809 MeV. Các nhà khoa học thuộc cơ quan vũ trụ NASA đã thực hiện rất nhiều cuộc truy tìm bằng các vệ tinh. Tuy nhiên, đến năm 1983 mới chỉ quan sát được tia gamma 1.809 được phát ra từ hạt trạng thái kích thích của ^{26}Mg và cho đến nay, chúng ta vẫn chưa dò được tia 1.275 MeV. Điều này có thể được giải thích dựa trên các số liệu thực nghiệm của các phản ứng hạt nhân và phân rã β^+ tại điểm chờ ^{22}Mg .

Nhằm nghiên cứu cấu trúc nhóm (alpha cluster) của các hạt không bền nhẹ ^{11}C , ^{26}Si và các hạt nhân gương của chúng (^{11}B , ^{26}Mg) cũng như các vấn đề thiên văn vừa nêu, chúng tôi đã tiến hành đo đạc trực tiếp các phản ứng $^7\text{Be}+\alpha$ và $^{22}\text{Mg}+\alpha$ tại phòng nghiên cứu hạt nhân CRIB [12] của Đại học Tổng hợp Tokyo đặt tại Viện nghiên cứu liên hợp quốc tế RIKEN, Nhật Bản. Chúng tôi đã ghi nhận được 11 và 06 mức cộng hưởng trên ngưỡng alpha lần lượt đối với ^{11}C và ^{26}Si . Sử dụng các mức cộng hưởng này, chúng tôi đã đánh giá cấu trúc hạt nhân ^{11}C và ^{26}Si và xác định suất phản ứng của $^7\text{Be}(\alpha,\gamma)^{11}\text{C}$ và $^{22}\text{Mg}(\alpha,p)^{25}\text{Al}$ liên quan đến các vấn đề thiên văn trình được đề cập ở phần trên.

2. Thực nghiệm

Các thực nghiệm đo phản ứng $^7\text{Be}(\alpha,\gamma)^{11}\text{C}$ và $^{22}\text{Mg}(\alpha,p)^{25}\text{Al}$ được thực hiện với kỹ thuật bia dày theo cơ chế động học ngược. Các chùm hạt được gia tốc từ máy gia tốc cyclotron AVF, trong tổ hợp máy gia tốc của viện nghiên cứu RIKEN. Cơ chế động học ngược (chùm hạt không bền nặng bắn vào bia nhẹ) được áp dụng cho các

nghiên cứu này. Đây là một kỹ thuật hiện đại nhất hiện nay cho phép chúng ta nghiên cứu các phản ứng với hạt nhân không bền bằng cách sử dụng máy gia tốc. Do hạt nhân không bền không tồn tại lâu, chỉ vài phần ngàn giây cho đến vài giây, dẫn đến một khó khăn rất lớn là chúng ta không thể dùng hạt nhân không bền làm bia vì chỉ sau thời gian sống ngắn (vài giây) thì bia đã “biến mất”. Trong khi vô số các hạt không bền và các phản ứng với hạt không bền luôn xảy ra liên tục trong vũ trụ. Vì vậy, để có thể nghiên cứu các phản ứng hạt nhân thiên văn, người ta cần tạo ra chùm hạt không bền, là những hạt nặng bắn vào bia khí nhẹ. Để tạo các chùm hạt không bền người ta phải sử dụng phản ứng sơ cấp, trong đó, chùm hạt đến và bia là những hạt nhân bền và tiến hành trên máy gia tốc. Vì vậy, việc chọn ra một phản ứng sơ cấp từ nhiều phản ứng khác nhau để tạo ra chùm hạt phóng xạ là một quá trình nghiên cứu, tính toán phức tạp (tiết diện phản ứng, công nghệ, thiết kế lọc lựa các kênh ra của phản ứng,...). Trong những phép đo này, chúng tôi sử dụng phản ứng sơ cấp là ${}^3\text{He}({}^{20}\text{Ne}, {}^{22}\text{Mg})n$ để tạo chùm hạt ${}^{22}\text{Mg}$ và ${}^7\text{Li}(p, {}^7\text{Be})n$ để tạo chùm ${}^7\text{Be}$ có cường độ lớn và năng lượng cần thiết cho các phản ứng. Trong đó, chùm hạt tạo ra được ghi đo bởi hệ thống detector xác định vị trí và năng lượng hạt, PPAC [13] và MCP [14]. Hình 1 là sơ đồ cấu tạo hệ phổ kế CRIB được dùng để tạo ra các chùm hạt không bền có cường độ cao, chẳng hạn như ${}^{22}\text{Mg}$ và ${}^7\text{Be}$.

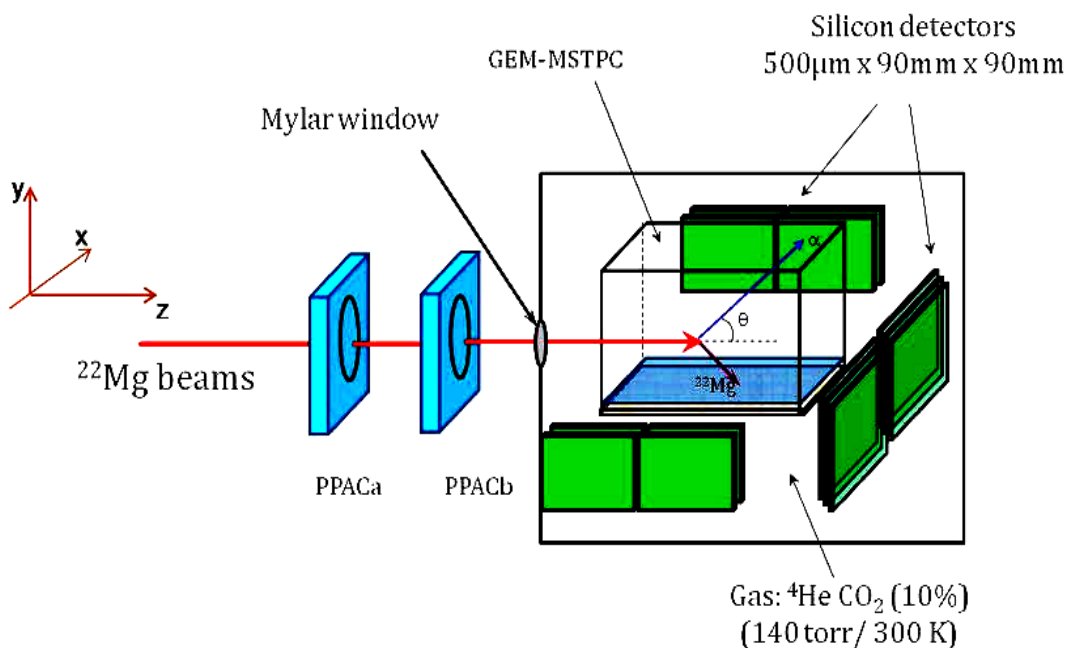


Hình 1. Hệ phổ kế CRIB với máy gia tốc AVF dùng để tạo các chùm hạt không bền.

Chùm hạt không bền ${}^7\text{Be}$ được tạo ra có năng lượng 14.7 MeV với cường độ 2×10^5 hạt/giây khi gia tốc chùm hạt sơ cấp ${}^7\text{Li}$ tới năng lượng 5.0 MeV/u phản ứng với bia khí hydrogen có bề dày là 2.3 mg/cm^2 . Chùm hạt ${}^{22}\text{Mg}$ có cường độ 1.2×10^3 hạt/giây với năng lượng 25.5 MeV được tạo ra khi gia tốc chùm hạt sơ cấp ${}^{20}\text{Ne}$ đến năng lượng 6.2 MeV/u phản ứng với bia khí ${}^3\text{He}$ có bề dày là 2.6 mg/cm^2 . Chi tiết tính toán, thiết kế và kết quả tạo chùm hạt ${}^{22}\text{Mg}$ và ${}^7\text{Be}$ đã được công bố tại [15,16].

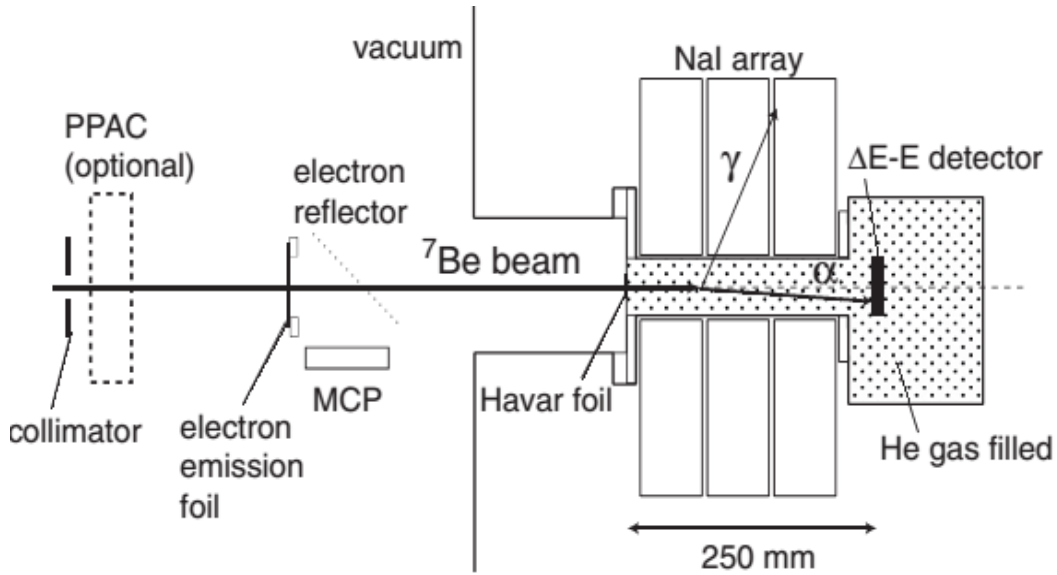
Việc đo đặc tán xạ alpha với các chùm hạt không bền ^{22}Mg và ^7Be được ghi đo bởi hệ thống detector bố trí tại buồng F3 của hệ phổ kế. Bia khí ^4He được bơm vào buồng tán xạ có áp suất tương ứng với độ dày bia sao cho chùm hạt tới dừng hoàn toàn ở cuối bia. Bia khí ^4He có áp suất lần lượt là 140 torr và 815 torr trong phản ứng $^{22}\text{Mg}+\alpha$ và $^7\text{Be}+\alpha$.

Đối với phản ứng $^{22}\text{Mg}(\alpha,p)^{25}\text{Al}$, các hạt ra proton và alpha được đo đặc bởi hai hệ thống detector, GEM-MSTPC và các telescope gồm các detector bán dẫn silicon được ghép theo kỹ thuật ΔE -E. Detector GEM-MSTPC [17] là một loại detector hiện đại, được chúng tôi thiết kế nhằm đo đồng thời cả những hạt nặng và hạt nhẹ. Trong đó, vùng có gain thấp sẽ cho phép xác định đường đi và độ mất năng lượng của các hạt trong chùm tới ^{22}Mg giúp nhận dạng hạt; vùng có gain cao đo đường đi và độ mất năng lượng của alpha và proton. Nhờ đó, chúng ta xác định được năng lượng và góc tán xạ của phản ứng. Các hạt alpha khi ra khỏi GEM-MSTPC sẽ tiếp tục được đo bởi hệ thống detector ΔE -E nhằm ghi nhận năng lượng và nhận biết alpha và proton. Cấu trúc phép đo $^{22}\text{Mg}+\alpha$ với các detector trong buồng F3 được trình bày trong hình 2.



Hình 2. Sơ đồ bố trí thực nghiệm đo $^{22}\text{Mg}+\alpha$.

Đối với phản ứng $^7\text{Be}(\alpha,\gamma)^{11}\text{C}$, các tia gamma được ghi nhận bởi ma trận detector nhấp nháy NaI được bố trí dọc theo trục đường bay của chùm hạt tới ^7Be . Các hạt alpha được ghi nhận bởi các telescope ΔE -E. Hệ ghi đo phản ứng này được bố trí tại buồng F3 như chỉ ra trong hình 3.



Hình 3. Sơ đồ bố trí thực nghiệm đo ${}^7\text{Be}+\alpha$.

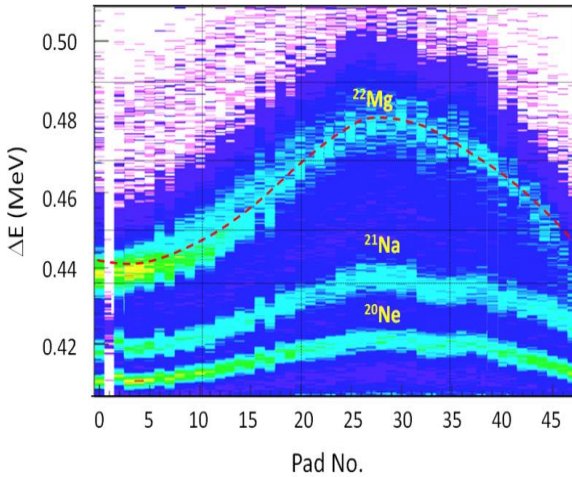
Việc thu thập dữ liệu từ các detector được thực hiện thông qua hệ điện tử với 212 kênh số liệu, sử dụng ADC V185 và TDC V1190, cùng với các Flash ADC COPPER do nhóm nghiên cứu chế tạo cho GEM-MSTPC. Trigger của phép đo được thiết lập bởi PPACa với PPACb hoặc PPACa với MCP và các Silicon detector. Các số liệu được ghi vào ổ cứng máy tính với các file có dung lượng cỡ 1GB/file dưới dạng mã thập lục phân để xử lý offline.

3. Xử lý số liệu và kết quả

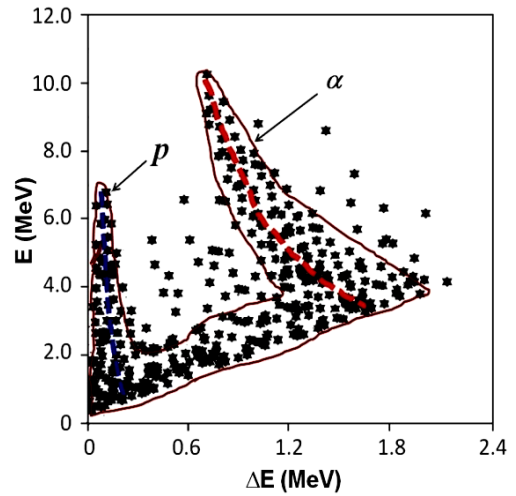
3.1. Phản ứng ${}^{22}\text{Mg}+\alpha$

Các file số liệu dưới dạng mã thập lục phân được giải mã bằng chương trình máy tính do nhóm tác giả báo cáo này và các cộng sự tự lập trình để tính toán. Việc chuẩn năng lượng cho detector được thực hiện bởi nguồn alpha và chùm hạt sơ cấp ${}^{20}\text{Ne}$ với điện tích khác nhau. Nguồn alpha gồm các đồng vị ${}^{237}\text{Np}$, ${}^{241}\text{Am}$ và ${}^{244}\text{Cm}$ tương ứng với các mức năng lượng 4.788 MeV, 5.486 MeV và 5.795 MeV. Chùm hạt sơ cấp có năng lượng xác định (được kiểm tra với phương pháp $B\rho$) với các điện tích 10^+ , 9^+ , 8^+ , 7^+ và 6^+ được phát ra từ máy gia tốc.

Việc phân tích số liệu thực nghiệm được thực hiện theo phương pháp sự kiện-sự kiện (event-by-event) nên chúng ta cần nhận dạng các hạt để biết được sự kiện phản ứng xảy ra mà chúng ta quan tâm (${}^{22}\text{Mg}+\alpha$). Chùm hạt không bền ${}^{22}\text{Mg}$ bay vào bia lần một số hạt ${}^{20}\text{Ne}$ và ${}^{21}\text{Na}$. Các hạt này được nhận biết bằng đường cong độ mất năng lượng được ghi nhận trực tiếp bởi detector GEM-MSTPC (hình 4a). Các hạt proton và alpha được nhận dạng theo phương pháp $\Delta E-E$ (hình 4b). Trong đó, độ mất năng lượng ΔE được đo bởi GEM-MSTPC và E được đo bởi Silicon detector.

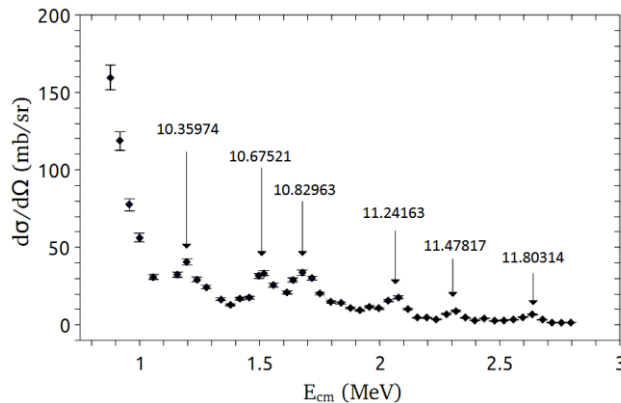


Hình 4a. Đường cong độ mất năng lượng của các hạt trong chùm hạt tới ^{22}Mg được đo bởi detector GEM-MSTPC.



Hình 4b. Nhận dạng hạt α và proton theo phương pháp ΔE -E.

Dựa vào thông tin ghi nhận từ các detector, chúng ta xác định năng lượng phản ứng E_{cm} và góc tán xạ θ tương ứng với góc khối $d\Omega$ của các hạt alpha. Từ đó, chúng ta thu được hàm tiết diện vi phân ($d\sigma/d\Omega$) của phản ứng và xác định các đỉnh cộng hưởng. Kết quả các đỉnh cộng hưởng trong hàm tiết diện vi phân ứng với góc tán xạ $\theta_{lab} = 5-10$ độ được chỉ ra trong hình 5.



Hình 5. Các đỉnh cộng hưởng trong hàm tiết diện vi phân của phản ứng $^{22}\text{Mg}(\alpha, \alpha)^{22}\text{Mg}$.

Sử dụng chương trình máy tính AZURE [18] để khớp hàm theo phương pháp R-matrix [19] với các thông số đầu vào (giá trị năng lượng và độ rộng đỉnh) từ các đỉnh cộng hưởng thu được trong hàm tiết diện vi phân. Chúng tôi đã xác định được 06 mức kích thích của hạt nhân hợp phần ^{26}Si trên ngưỡng alpha trong phản ứng $^{22}\text{Mg}+\alpha$, được trình bày trong bảng 1.

Bảng 1. Các mức kích thích mới của ^{26}Si trên ngưỡng alpha trong nghiên cứu $^{22}\text{Mg}+\alpha$.

Các mức	E_r (MeV)	Γ (MeV)	J^π
1	10.325 ± 0.071	0.218	$(2^+, 1^-)$
2	10.678 ± 0.016	0.194	0^+
3	10.831 ± 0.113	0.186	1^-
4	11.245 ± 0.028	0.208	4^+
5	11.493 ± 0.216	0.292	3^-
6	11.807 ± 0.117	0.156	$(0^+, 2^+)$

Cấu trúc nhóm trong ^{26}Si

Việc khảo sát cấu trúc nhóm alpha trong các mức cộng hưởng này được thực hiện dựa trên quy luật nhóm alpha và kết quả so sánh các mức này với trạng thái cộng hưởng có cấu trúc nhóm alpha của các hạt nhân đã biết là ^{12}C và ^{24}Mg . Hai mức năng lượng 10.325 MeV và 10.831 MeV cao hơn nhiều so với ngưỡng phát 3α (7.265 MeV) và thấp hơn ngưỡng phát 4α (14.438 MeV) nên chúng có khả năng chứa nhóm alpha theo dạng $(p+3\alpha+3\alpha+p)$. Thật vậy, các mức cộng hưởng 10.325 MeV và 10.831 MeV rất gần với các mức cộng hưởng của ^{12}C (có trạng thái kết nhóm 3α) [20] tương ứng lần lượt là 10.300 MeV (0^+), 10.844 MeV (1^-). Nếu coi lõi của ^{26}Si gồm $3\alpha+3\alpha$ liên kết với hai proton hóa trị thì các mức cộng hưởng của ^{26}Si bị gây ra bởi sự kích thích trong lõi 3α vì cấu trúc nhóm $(p+3\alpha+3\alpha+p)$ thỏa mãn định luật bảo toàn spin và chẵn-lẻ (J^π).

Suất phản ứng $^{22}\text{Mg}(\alpha,p)^{25}\text{Al}$

Suất phản ứng của phản ứng $^{22}\text{Mg}(\alpha,p)^{25}\text{Al}$ được xác định dựa trên các mức kích thích cộng hưởng của các hạt nhân ^{26}Si theo biểu thức sau:

$$N_A \langle \sigma v \rangle_{\text{tot}} = 8.08 \times 10^{-9} (\mu T_6)^{-3/2} \sum_i (\omega \gamma)_i \exp\left(-\frac{11605 E_i}{T_6}\right) [\text{cm}^3 \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}]. \quad (1)$$

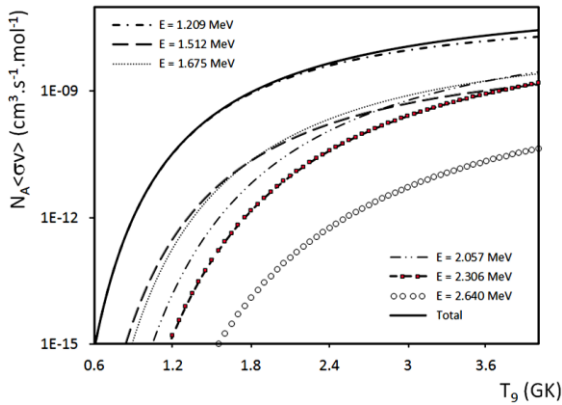
Trong đó, E_i là năng lượng của các mức kích thích, μ là khối lượng rút gọn của hệ và T_6 là MegaKelvin. Hàm lực cộng hưởng được xác định như sau:

$$\omega \gamma = \omega \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{\Gamma}, \quad (2)$$

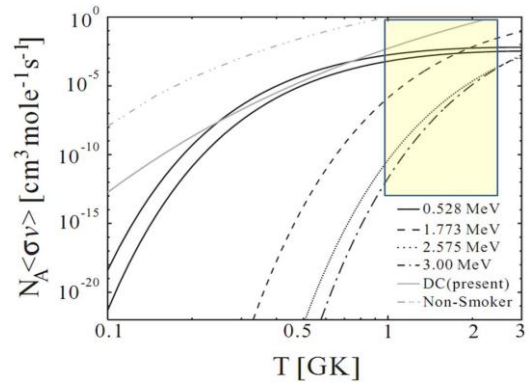
Với ω , Γ_a , Γ_b và Γ là thừa số spin thống kê, độ rộng kênh vào, độ rộng kênh ra và độ rộng toàn phần của trạng thái cộng hưởng.

Kết quả tính toán suất phản ứng $^{22}\text{Mg}(\alpha,p)^{25}\text{Al}$ theo những biểu thức trên được chỉ ra trong (hình 6) và được so sánh với phản ứng cạnh tranh với nó là phản ứng $^{22}\text{Mg}(p,\gamma)^{23}\text{Al}$ (hình 7) trong nghiên cứu [21]. Trong đó, độ rộng riêng phần kênh ra (Γ_p) được giả định chiếm 10% động rộng toàn phần Γ . Kết quả chỉ ra rằng, với điều kiện nhiệt độ môi trường vũ trụ có giá trị trong khoảng 0.5 đến 3 GK, suất phản ứng bắt proton (p,γ) lớn hơn nhiều so với phản ứng (α,p) . Điều này có thể được giải thích dựa trên rào thế Coulomb của hai phản ứng. Chúng ta thấy rằng, quá trình bắt proton sẽ diễn ra mạnh mẽ hơn so với bắt alpha vì điện tích của proton nhỏ hơn bốn lần so với điện tích alpha. Do đó, xác suất để phản ứng (p,γ) xảy ra cao hơn so với phản ứng

(α, p).



Hình 6. Suất phản ứng $^{22}\text{Mg}(\alpha, p)$.



Hình 7. Suất phản ứng $^{22}\text{Mg}(p, \gamma)$.

Với kết quả suất phản ứng thu được như trên, chúng ta thấy rằng phản ứng (p, γ) chiếm ưu thế, do đó, việc chúng ta không thể quan sát được tia gamma 1.275 MeV chỉ có thể là do phản ứng (p, γ) mạnh hơn cơ chế phân rã β^+ . Để xác định điều này, chúng ta cần tính toán tốc độ phản ứng của các phản ứng này và phân rã β^+ theo biểu thức sau:

$$R_{\alpha p} = \frac{\rho X_{\alpha}}{m_{\alpha}} N_A \langle \sigma v \rangle_{\alpha p}, \quad (3)$$

$$R_{p\gamma} = \frac{\rho X_p}{m_p} N_A \langle \sigma v \rangle_{p\gamma}, \quad (4)$$

$$R_{\beta^+} = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}. \quad (5)$$

Với ρ là mật độ vật chất của môi trường vũ trụ; X_{α} , X_p là độ phổ biến của alpha và proton trong vũ trụ; m_{α} , m_p là khối lượng của alpha và proton; $T_{1/2}$ thời gian bán rã của ^{22}Mg . Kết quả tốc độ phản ứng được xác định theo các biểu thức (3), (4) và (5) được chỉ ra trong bảng 3.

Bảng 3. Tốc độ phản ứng của $^{22}\text{Mg}(p, \gamma)^{23}\text{Al}$, $^{22}\text{Mg}(\alpha, p)^{25}\text{Al}$ và phân rã β^+ .

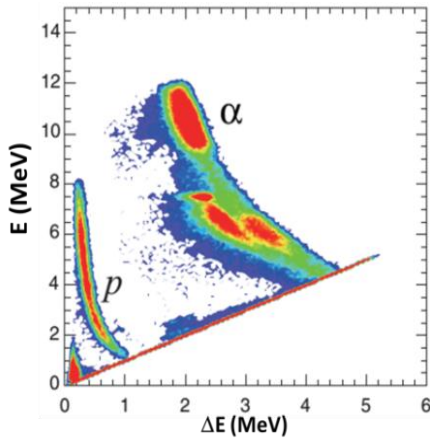
T_0 (GK)	$R_{p\gamma}$ (reaction/s)	$R_{\alpha p}$ (reaction/s)	R_{β^+} (decay/s)
1.0	7.80E+03	2.99E-06	0.178881
1.5	2.47E+04	1.79E-04	0.178881
2.0	4.92E+04	1.26E-03	0.178881
2.5	7.80E+04	3.90E-03	0.178881

Như vậy, chúng ta có thể nhận thấy rằng tốc độ phản ứng (p, γ) là rất lớn so với hai quá trình còn lại. Chính vì điều này, nó bỏ qua quá trình phân rã beta dẫn đến việc chúng ta không thể ghi nhận được tia gamma 1.275 MeV trong vũ trụ, hay nói cách khác tia gamma 1.275 không được ghi nhận cho đến nay là do cơ chế phản ứng bắt proton của ^{22}Mg . Với tốc độ phản ứng nhanh gấp nhiều lần phân rã beta nên ^{22}Mg

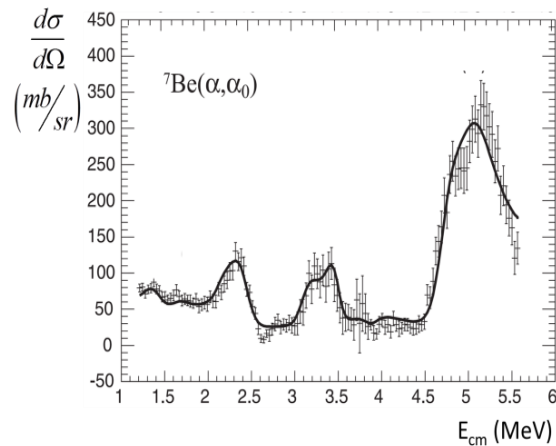
không phải là một điểm chờ trong chuỗi rp-process của quá trình tổng hợp hạt nhân trong vũ trụ. Phản ứng (p, γ) cũng gây ảnh hưởng đến tỉ số $^{22}\text{Ne}/^{20}\text{Ne}$ trong gió mặt trời và trong các thiên thể.

3.2. Phản ứng $^7\text{Be}+\alpha$

Việc chuẩn năng lượng cho detector được thực hiện bởi nguồn alpha và nguồn gamma ^{60}Co . Nguồn alpha gồm các đồng vị ^{237}Np , ^{241}Am và ^{244}Cm tương ứng với các mức năng lượng 4.788 MeV, 5.486 MeV và 5.795 MeV. Việc nhận biết hạt cũng được thực hiện tương tự như đối với phản ứng $^{22}\text{Mg}+\alpha$. Kết quả phân biệt alpha và proton được chỉ ra trong hình 8.



Hình 8. Kết quả phân biệt hạt alpha và proton trong phản ứng $^7\text{Be}+\alpha$.



Hình 9. Hàm tiết diện vi phân gồm các đỉnh cộng hưởng trong tán xạ $^7\text{Be}(\alpha, \alpha)^7\text{Be}$.

Năng lượng của phản ứng được xác định dựa vào độ mất năng lượng từ đầu bia đến vị trí xảy ra phản ứng. Vị trí của phản ứng và góc tán xạ được tính toán dựa trên đường bay của ^7Be (được ghi nhận bởi PPAC, MCP) và đường bay của alpha, proton (được xác định các detector silicon). Từ đó, chúng ta xác định được hàm tiết diện vi phân của tán xạ đàn hồi $^7\text{Be}(\alpha, \alpha_0)^7\text{Be}$, tán xạ không đàn hồi $^7\text{Be}(\alpha, \alpha')^7\text{Be}^*$ và $^7\text{Be}(\alpha, p)^{10}\text{B}$. Hình 9 là hàm tiết diện vi phân của tán xạ đàn hồi $^7\text{Be}(\alpha, \alpha_0)^7\text{Be}$ thu được với đường cong được làm khớp bằng chương trình máy tính SAMMY8 [22] theo phương pháp R-matrix.

Việc khớp hàm theo phương pháp R-matrix được thực hiện với các thông số đầu vào là các đỉnh cộng hưởng về giá trị năng lượng và độ rộng đỉnh thu được trong hàm tiết diện vi phân. Chúng tôi đã xác định được 11 mức kích thích của hạt nhân hợp phần ^{11}C trên ngưỡng alpha trong phản ứng $^7\text{Be}+\alpha$ như chỉ ra trong bảng 2.

Bảng 2. Các mức kích thích mới của ^{11}C trên ngưỡng alpha trong nghiên cứu $^7\text{Be}+\alpha$.

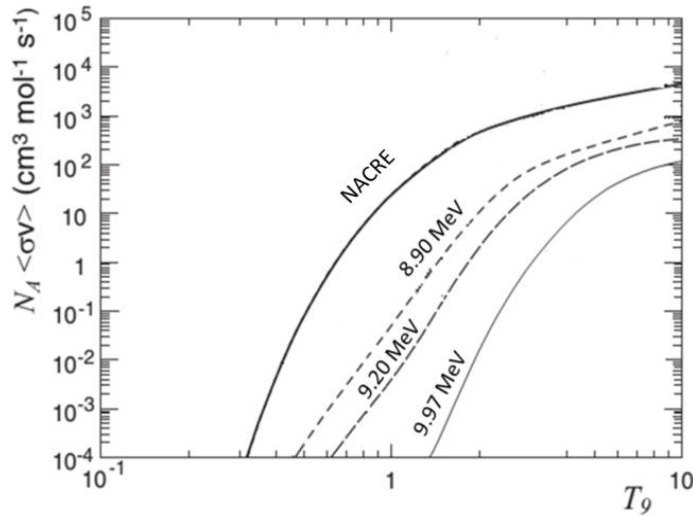
Các mức	E_r (MeV)	Γ (keV)	J^π
1	8.90 ± 0.31	---	$(3/2^+ - 9/2^+)$
2	9.20 ± 0.40	500	$5/2^+$
3	9.65 ± 0.32	210	$(3/2^-)$
4	9.78 ± 0.08	240	$(5/2^-)$
5	9.97 ± 0.03	120	$(7/2^-)$
6	10.08 ± 0.50	230	$7/2^+$
7	10.68 ± 0.32	200	$9/2^+$
8	11.03 ± 0.40	300	$(5/2^-, 7/2^-)$
9	11.44 ± 0.40	360	$(3/2^+ - 7/2^-)$
10	12.40 ± 0.25	1000-2000	$9/2^+$
11	12.65 ± 0.10	360	$(7/2^+)$

Cấu trúc nhóm trong ^{11}C

Kết quả cộng hưởng mạnh của các mức có độ rộng alpha lớn trong tán xạ $^7\text{Be}(\alpha, \alpha)$ phản ánh cấu trúc nhóm của alpha trong hạt nhân hợp phần ^{11}C . Do đó, các mức 9.78 MeV, 11.03 và 12.40 MeV có thể tồn tại cấu trúc nhóm theo quy luật nhóm alpha trong hạt nhân và theo tính toán dựa trên phương pháp động học phân tử phản đối xứng hóa AMD (antisymmetrized molecular dynamics) [23]. Trong đó, hạt ^{11}C có cấu trúc lõi là 2α liên kết với ^3He hình thành nên hệ tương tác giữa các nhóm với nhau theo mô hình $(2\alpha+^3\text{He})$. Lõi 2α tương đương với ^8Be là hạt không bền có thời gian sống cực ngắn và gần như phân rã thành hai hạt alpha tức khắc ngay sau khi được hình thành. Vì vậy, sự cộng hưởng mạnh trong hạt nhân ^{11}C cũng có thể bị gây ra bởi lõi 2α .

Suất phản ứng $^7\text{Be}(\alpha, \gamma)^{11}\text{C}$

Suất phản ứng của phản ứng $^7\text{Be}(\alpha, \gamma)^{11}\text{C}$ được xác định dựa trên các mức kích thích 8.90 MeV, 9.20 MeV và 9.97 MeV, là các mức có độ rộng alpha Γ_α nhỏ, theo công thức (1). Trong đó, hàm lực ω_γ được xác định theo biểu thức (2). Kết quả thu được trong nghiên cứu này chỉ ra rằng, trong vùng nhiệt độ $[0.2 - 10]$ GK thì suất phản ứng $^7\text{Be}(\alpha, \gamma)^{11}\text{C}$ tương đối lớn, có giá trị nằm trong khoảng $[10^{-3} - 10^3]$ $\text{cm}^3 \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, nhỏ hơn giá trị suất phản ứng tổng được ghi nhận trong nghiên cứu NACRE [24, 25], xem hình 10. Ngoài ra, tiết diện phản ứng tạo ^{11}C ở trạng thái kích thích cộng hưởng 8.90 MeV chiếm ưu thế so với hai mức còn lại. Suất phản ứng này đủ lớn để các chuỗi phản ứng (a), (b), (c) và (d) xảy ra tạo số lượng đáng kể các hạt nhân mầm cho chu trình CNO và các quá trình tổng hợp các hạt nặng tiếp theo.



Hình 10. Suất phản ứng ${}^7\text{Be}(\alpha, \gamma){}^{11}\text{C}$.

3. Kết luận

Trong nghiên cứu này, chúng tôi đã xác định được các mức kích thích cộng hưởng của các hạt nhân ${}^{11}\text{C}$ (11 mức) và ${}^{26}\text{Si}$ (06 mức) để bổ sung vào ngân hàng dữ liệu hạt nhân thế giới. Trong đó, các mức 9.78 MeV, 11.03 và 12.40 MeV của ${}^{11}\text{C}$ có thể tồn tại cấu trúc nhóm dạng $(2\alpha + {}^3\text{He})$; các mức 10.325 MeV và 10.831 MeV của ${}^{26}\text{Si}$ có cấu trúc nhóm gồm lõi 3α liên kết với hai proton hóa trị theo dạng $(p + 3\alpha + 3\alpha + p)$. Bên cạnh đó, suất phản ứng của ${}^7\text{Be}(\alpha, \gamma){}^{11}\text{C}$ và ${}^{22}\text{Mg}(\alpha, p){}^{25}\text{Al}$ cũng được xác định. Kết quả chỉ ra rằng, suất phản ứng hạt nhân của ${}^7\text{Be}(\alpha, \gamma){}^{11}\text{C}$ tương đối lớn trong vùng nhiệt độ $T > 0.2$ GK, môi trường của siêu tân tinh. Điều này đảm bảo cho sự hình thành một lượng rất rất hạt nhân trong vùng C, N, O cho thấy phản ứng ${}^7\text{Be}(\alpha, \gamma){}^{11}\text{C}$ là một trong những phản ứng quan trọng để hình thành nên những ngôi sao nặng có độ giàu kim loại thấp mà sau này có xu hướng trở thành sao lùn trắng CO. Trong khi đó, phản ứng ${}^{22}\text{Mg}(\alpha, p){}^{25}\text{Al}$ và phân rã beta bị lấn át bởi ${}^{22}\text{Mg}(p, \gamma){}^{23}\text{Al}$ tại vị trí ${}^{22}\text{Mg}$ trong quá trình tổng hợp hạt nhân trên các sao. Do đó, những hiện tượng bất thường trong quan sát thiên văn liên quan đến ${}^{22}\text{Mg}$ có thể được giải thích thỏa đáng dựa trên những nghiên cứu cơ chế phản ứng hạt nhân, như đã thực hiện trong nghiên cứu này. Với những kết quả đạt được, chúng ta có thể xác định được vấn đề Ne-E, sự biến mất của tia gamma 1.275 MeV và sự bất định độ phổ biến ${}^{22}\text{Na}$ và ${}^{22}\text{Mg}$ không phải là một điểm chờ vì quá trình tổng hợp hạt nhân vẫn diễn ra theo một quá trình xác định thông qua phản ứng ${}^{22}\text{Mg}(p, \gamma){}^{23}\text{Al}$.

Lời cảm ơn

Chúng tôi xin chân thành cảm ơn GS.TS. Shigeru Kubono, GS.TS. Hidetoshi Yamaguchi, TS. David Miles Kahl và GS.TS. Lê Hồng Khiêm đã thảo luận và đưa ra những góp ý khoa học quý báu cho nghiên cứu của chúng tôi. Chúng tôi cũng xin gửi lời cảm ơn chân thành đến đội ngũ kỹ sư máy gia tốc AVF tại RIKEN, các cộng tác viên nghiên cứu tại Đại học Tokyo đã tham gia tích cực giúp cho nghiên cứu thành

công tốt đẹp. Để có điều kiện thuận lợi cho quá trình nghiên cứu, chúng tôi cũng nhận được sự giúp đỡ quý báu của Đại học Đồng Nai. Cuối cùng, chúng tôi xin chân thành cảm ơn Bộ Khoa học Công nghệ Nhật Bản và Đại học Tokyo đã hỗ trợ kinh phí cho những nghiên cứu của chúng tôi.

TÀI LIỆU THAM KHẢO

1. P. G. Hansen, A. S. Jensen and B. Jonson (1995), *Ann. Rev. of Nucl.Part. Sci.*,45, 591-634.
2. J.-P. Ebran, E. Khan, T. Nikšić and D. Vretenar (2012), *Nature* 487, 341–344.
3. D. Steppenbeck, S. Takeuchi, et al. (2007), *Nature* 502, 207–210.
4. A. Tohsaki, H. Horiuchi, P. Schuck, and G. Röpke (2001), *Phys. Rev. Lett.*87, 192501.
5. Y. Kanada-En'yo (2007), *Phys.Rev.C*75, 024302.
6. T. Kawabata et al. (2004), *Phys.Rev.C*70, 034318.
7. P. M. Endt and C. van der Leun (1978), *Nuclear Physics A*310, 164-171
8. A. Matic et al. (2011), *Phys. Rev. C* 84, 025801.
9. J. C. Thomas, L. Achouri, J. Aysto et al. (2004), *European Phys. J. A* 21, 419-435.
10. Y. Abe and N. Takigawa (1972), *Prog. of Theory Phys. Suppl.* 52, 228-281.
11. K. S. Krane (1987), “*Introductory Nuclear Reactions*”, John Wiley & Sons, p.428.
12. S. Kubono (2002), *European Physical Journal A*, Vol. 13, 217-220.
13. H. Kumagai et al. (2001), *Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. A* 470, 562–570.
14. Joseph Ladislav Wiza (1979), *Nucl. Inst. and Meth.* Vol.162, Is. 1–3, 587–601
15. N. N. Duy, S. Kubono et al (2013), *Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. A*, 723, 99-101.
16. H. Yamaguchi et al. (2008), *Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. A*, 589, Is.2,150–156.
17. K. Yamaguchi, H. Ishiyama et al. (2010), *Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. A*, 623, 135.
18. R. E. Azuma, E. Uberseder, E. C. Simpson et al. (2010), *Phys. Rev. C*81, 045805,1-7.
19. A. M. Lane et al. (1958), *Reviews of Modern Physics* 30, 257–353.
20. M. Chernykh, H. Feldmeier, T. Neff et al. (2007), *Phys. Rev. Lett.* 98, 032501, 1 - 4.
21. J. J. He, S. Kubono, T. Teranishi et al. (2007), *Physical Review C* 76, 055802, 1 - 11.

23. Nancy M. Larson (2003), "Analysis of Nuclear Data using the R-Matrix Code SAMMY", *ORNL/TM-9179/R6, Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, TN*.

2.4 T. Suhara and Y. Kanada-En'yo (2012), *Phys. Rev. C*85, 054320.

25. C. Angulo et al. (1999), *Nucl. Phys. A* 656, 3.

26. Y. Xu, K. Takahashi, S. Goriely, and M. Arnould (2011), *AIP Conf. Proc.* 1377, 463.

STUDY OF UNSTABLE NUCLEI BY USING ACCELERATORS

ABSTRACT

Our knowledge of nuclear structure and nuclear reaction mechanism has been very limited since most of data are obtained via studies of stable nuclei. However, unstable isotopes are believed to provide much more information which is important for nuclear structure as well as astrophysical aspects via stellar reactions. In order to investigate unstable nuclei, it is important to do researches by using accelerators. In this report, we present the newest data of cluster structure ^{26}Si and ^{11}C together with reaction rates of $^7\text{Be}(\alpha, \gamma)^{11}\text{C}$ and $^{22}\text{Mg}(\alpha, p)^{25}\text{Al}$ by measuring scatterings of $^7\text{Be} + \alpha$ and $^{22}\text{Mg} + \alpha$ which were performed by using AVF cyclotron and CRIB spectrometer at Center of Nuclear Study of the University of Tokyo located in RIKEN, Japan.

Keywords: CRIB, ^{26}Si , ^{11}C , alpha cluster, unstable isotopes, nucleosynthesis.