

$$E_c = E_0 - \frac{1}{2}i\Gamma \quad (3.109)$$

Sự phụ thuộc thời gian của hàm sóng hạt nhân hợp phần ở trạng thái kích thích có dạng  $e^{-\frac{i}{\hbar}E_c t} = e^{-\frac{i}{\hbar}(E_0 - \frac{1}{2}\Gamma)t}$ , do đó xác suất tìm hệ ở năng lượng  $E_c$  tại thời điểm  $t$  là  $\left| e^{-\frac{i}{\hbar}E_c t} \right|^2 = e^{-\frac{\Gamma}{\hbar}t}$ . Xác suất này giảm theo thời gian, mô tả sự phân rã của hệ hợp phần. Từ đó ta có thời gian sống trung bình là  $\tau = \frac{\hbar}{\Gamma}$ .

Khi hạt  $\alpha$  là neutron với năng lượng nhỏ hơn 1 MeV, độ rộng  $\Gamma \approx 0,1$  eV, do đó thời gian sống  $\tau = \frac{\hbar}{\Gamma} = \frac{6.6 \times 10^{-16} \text{ eV} \cdot \text{s}}{0.1 \text{ eV}} \approx 10^{-14} \text{ s}$ . Thời gian sống này lớn hơn nhiều so với thời gian đặc trưng của hạt nhân  $10^{-22} \text{ s}$ . Chính thời gian sống lâu đó của hạt nhân hợp phần làm cho trạng thái của hạt nhân hợp phần không phụ thuộc vào quá trình tạo nên nó.

### 3.3.3. Phản ứng hạt nhân hợp phần không có cộng hưởng

#### 3.3.3.1. Tiết diện tạo nên hạt nhân hợp phần

Ở miền năng lượng kích thích cao của hạt nhân hợp phần thì các mức kích thích chồng chập lên nhau làm thành một phổ liên tục, do đó không thể xét đến các cộng hưởng riêng biệt được. Khi đó hạt nhân hợp phần được xem xét trong khuôn khổ lý thuyết thống kê với các giả thuyết sau đây:

a) *Tạo hạt nhân hợp phần*: Cũng giống như giả thuyết Bohr, hạt vào và hạt nhân bia tạo nên hạt nhân hợp phần. Hạt nhân này sống lâu hơn nhiều so với thời gian đặc trưng của hạt nhân. Sau đó hạt nhân hợp phần bằng cách này hay cách khác phân rã qua các kênh phản ứng khác nhau.

b) *Các mức của hạt nhân hợp phần có phổ liên tục*: Hạt nhân hợp phần nằm ở trạng thái kích thích cao và các mức kích thích chồng chập lên nhau tạo thành một phổ liên tục. Sự chồng chập các mức mạnh đến nỗi mà với mỗi một năng lượng hạt vào, có một số lớn các mức bị kích thích với các số lượng tử cho trước ( $J, \pi, \dots$ ) và do đó các số lượng tử này được tính như trung bình thống kê theo một số lớn mức.

c) *Quá trình phân rã hạt nhân hợp phần độc lập với cách tạo nên nó*: Quá trình phân rã hạt nhân hợp phần chỉ phụ thuộc vào các thông số mô tả hệ như  $E, J, \pi$  cũng như các tính chất của kênh phân rã. Giả thuyết này cho phép tách tiết diện phản ứng thành hai thừa số theo công thức (3.96) hay (3.98).

d) *Phổ liên tục của các trạng thái cuối:* Với mỗi cách phân rã (ví dụ: tán xạ không đàn hồi, phản ứng với các hạt tích điện, phân hạch, ...), các trạng thái của hệ cuối sau phân rã tạo nên một phổ liên tục cũng giống như giả thuyết về phổ liên tục của các trạng thái hạt nhân hợp phần. Như vậy đối với mỗi cách phân rã, có nhiều kênh phân rã khả dĩ ứng với các trạng thái cuối cùng khác nhau.

e) *Không có kênh tán xạ đàn hồi qua giai đoạn hạt nhân hợp phần:* Giả thuyết này là hệ quả của giả thuyết d. Vì hạt nhân hợp phần có rất nhiều kênh phân rã khả dĩ, như vậy xác suất phóng ra hạt cùng loại và cùng năng lượng với hạt vào là rất bé, có thể bỏ qua được.

Các giả thuyết về mẫu thống kê được minh họa trên hình 3.10, trong đó ngoài giả thuyết Bohr nêu trong các điểm a và c, còn yêu cầu các trạng thái hạt nhân hợp phần với các thông số  $E_c, J_c, \pi_c$  của hạt nhân C và các trạng thái hạt nhân cuối cùng B với các thông số  $E_B, J_B, \pi_B$  phải tạo nên các phổ liên tục.

Để tính được tiết diện tạo nên hạt nhân hợp phần theo mẫu thống kê, ngoài các giả thuyết a – e, cần sử dụng thêm hai giả thuyết sau đây về cấu trúc hạt nhân:

f) Giả thuyết hạt nhân có dạng hình cầu có bán kính R với bề mặt xác định. Lực hạt nhân giữa nucleon vào và hạt nhân chỉ tác dụng khi khoảng cách giữa nucleon vào so với tâm hạt nhân nhỏ hơn R.

g) Giả thuyết rằng, sau khi xuyên qua bề mặt hạt nhân, nucleon vào chuyển động với động năng trung bình  $E = \epsilon_a + \epsilon_n$ , trong đó  $\epsilon_n$  là động năng chuyển động bên trong hạt nhân của nucleon,  $\epsilon_n \approx 20 \text{ MeV}$ .

Ta hãy xét tương tác của neutron năng lượng thấp lên hạt nhân, khi đó sóng tán xạ chủ yếu là sóng s với  $\ell = 0$ . Với các giả thuyết nói trên, tiết diện tạo nên hạt nhân hợp phần có dạng:

$$\sigma_c = \pi \lambda^2 \frac{4xX}{(x+X)^2} = \pi \lambda^2 T \quad (3.110)$$

Trong đó

$$T = \frac{4xX}{(x+X)^2} \quad (3.111)$$

$x = kr$  với  $k$  là số sóng của nucleon bên ngoài hạt nhân, khi đó bước sóng của nó là  $\lambda = 1/k$ .

$X = KR$  với  $K$  là số sóng của nucleon khi vào bên trong hạt nhân,  $K^2 = k^2 + k_0^2$ ;  $k_0 = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2\mu\epsilon_0} \approx 10^{13} \text{ cm}^{-1}$ .

T gọi là hàm số truyền, nó nhỏ hơn 1 và tiến dần đến 1 khi  $k \rightarrow K$ .

Theo (3.110), tiết diện tạo nên hạt nhân hợp phần giảm đơn điệu theo năng lượng. Với neutron năng lượng thấp sao cho  $k \ll K$ , khi đó :

$$\sigma_v \approx \frac{4\pi}{kK} \sim \frac{\text{const}}{\sqrt{\epsilon}} \sim \frac{1}{v} \quad (3.112)$$

tức là tiết diện giảm khi  $v$  tăng. Đây là quy luật  $\frac{1}{v}$  đã trình bày trong mục 3.2.7.

### 3.3.3.1. Xác suất phân rã hạt nhân hợp phần

Chúng ta hãy xét quá trình phân rã của hạt nhân hợp phần. Xác suất phân rã được xác định qua tiết diện tạo nên hạt nhân hợp phần theo quá trình ngược lại quá trình phân rã.

$$G_c(\beta) = \frac{k_\beta^2 \sigma_c(\beta)}{\sum_\gamma k_\gamma^2 \sigma_c(\gamma)} \quad (3.113)$$

Trước tiên ta hãy xét sự phân bố năng lượng các hạt bay ra sau phản ứng. Động năng hạt vào là  $\epsilon_a$  và năng lượng tách hạt  $a$  từ hạt nhân hợp phần  $C = A + a$  là  $S_a$  thì năng lượng kích thích của hạt nhân hợp phần là  $E_c = \epsilon_a + S_a$ . Hạt  $b$  bay ra với năng lượng  $\epsilon_b$  và năng lượng tách nó khỏi hạt nhân hợp phần là  $S_b$  thì:

$$E_c = \epsilon_b + E_B + S_b = \epsilon_a + S_a \quad (3.114)$$

Ở đây ta đã bỏ qua động năng hạt nhân giật lùi  $B$ . Như vậy:

$$\epsilon_b = \epsilon_b^{\max} - E_B \quad (3.115)$$

Trong đó :

$$\epsilon_b^{\max} = \epsilon_a + S_a - S_b \quad (3.116)$$

là động năng cực đại của hạt  $b$  khi hạt nhân  $B$  nằm ở trạng thái cơ bản, tức là khi năng lượng kích thích  $E_B = 0$ .

Theo (3.115), ứng với mỗi trạng thái kích thích hạt nhân  $B$ , hạt  $b$  có động năng xác định, nếu như  $E_B \leq \epsilon_b^{\max}$ . Do đó phân bố năng lượng của hạt bay ra chính là phân bố các mức kích thích của hạt nhân cuối, trong đó  $\epsilon_b$  càng lớn khi  $E_B$  càng bé và đạt cực đại khi  $E_B = 0$ . Ở năng lượng kích thích cao, các mức hạt nhân dày đặc nên ta dùng hàm phân bố  $G_\beta(\epsilon)d\epsilon$  để mô tả số hạt  $b$  có năng lượng nằm trong khoảng  $\epsilon$  đến  $\epsilon + d\epsilon$ :

$$G_\beta(\epsilon) d\epsilon = \sum_{\epsilon < \epsilon_\beta < \epsilon + d\epsilon} G_c(\beta) \quad (3.117)$$

Trong đó việc lấy tổng thực hiện đối với tất cả các kênh  $\beta$  có năng lượng nằm trong khoảng  $d\epsilon$ . Số các số hạng của tổng này được xác định bởi số mức kích thích của hạt nhân  $B$  có năng lượng trong khoảng  $E$  đến

$E - dE$ , trong đó  $E = \epsilon_b^{\max} - \epsilon_b$ . Ta biểu thị số các mức đó là  $\rho_B(E)dE$ , trong đó  $\rho_B(E)$  là mật độ mức. Đặt (3.113) vào (3.117) và chú ý rằng mẫu số trong (3.113) là tổng theo tất cả các kênh và không phụ thuộc vào  $\epsilon_b$ .

Ta hãy tìm sự phân bố tương đối của các hạt bay ra  $I_b(\epsilon) d\epsilon$ , khi đó chỉ cần xét tử số của biểu thức (3.113). Do đó

$$I_b(\epsilon)d\epsilon = \text{const.} \cdot \epsilon \sigma_c(\beta) \rho_B(\epsilon_b^{\max} - \epsilon) d\epsilon \quad (3.118)$$

Ở đây  $\sigma_c(\beta) = \sigma_c(\epsilon)$  là hàm theo năng lượng  $\epsilon$  còn  $\epsilon \sim k^2$ .

Để đánh giá hàm phân bố  $I_b(\epsilon)$  ta hãy xác định mật độ mức  $\rho(E)$ . Vì số mức kích thích của hạt nhân B là rất lớn nên có thể mô tả hạt nhân kích thích này nhờ phương pháp thống kê. Khi đó ta dùng khái niệm Entropi  $S(E)$ , nó liên hệ với mật độ mức như sau:

$$S(E) = \ln \rho(E) \quad (3.119)$$

và nhiệt độ trạng thái tính theo đơn vị năng lượng:

$$\theta(E) = \frac{1}{\frac{dS}{dE}} \quad (3.120)$$

Hạt nhân là hệ các nucleon, có thể được coi như hệ khí fermi suy biến, do đó nhiệt dung của hệ được xác định qua nhiệt độ:

$$C = 2a\theta \quad (3.121)$$

Trong đó  $a$  là hằng số. Mặt khác  $C = \frac{dE}{d\theta}$ , do đó  $E = a\theta^2$  và

$$S = \int \frac{dE}{\theta(E)} = \text{const} + 2a\theta = \text{const} + 2(aE)^{1/2}$$

Do đó

$$\rho(E) = C e^{2\sqrt{aE}} \quad (3.122)$$

Như vậy, mật độ mức tăng theo năng lượng kích thích  $E$ .

Khoảng cách trung bình giữa các mức là  $D(E)$  được xác định như sau:

$$D(E) = \frac{1}{\rho(E)} = \text{const} e^{-2\sqrt{aE}} \quad (3.123)$$

nghĩa là khoảng cách trung bình giữa các mức giảm khi tăng năng lượng kích thích.

Với năng lượng  $\epsilon$  bé thì hàm  $S(E)$  có thể khai triển gần điểm  $\epsilon_b^{\max}$  như sau:

$$S(E) = S(\epsilon_b^{\max} - \epsilon) = S(\epsilon^{\max}) - \epsilon \left( \frac{dS}{dE} \right)_{E=\epsilon^{\max}} = S(\epsilon^{\max}) - \frac{\epsilon}{\theta(\epsilon^{\max})}$$

$$\text{Do đó} \quad \rho(E) = \text{const} e^{-\frac{\epsilon}{\theta(\epsilon^{\max})}}$$

$$I_b(\epsilon) d\epsilon = \text{const.} \cdot \epsilon \sigma_c(\epsilon) e^{-\frac{\epsilon}{\theta}} d\epsilon \quad (3.124)$$

Trong trường hợp hạt thứ cấp là neutron thì  $\sigma_c(\epsilon)$  thay đổi chậm theo năng lượng, do đó:

$$I_b(\epsilon) d\epsilon \sim \epsilon e^{-\frac{\epsilon}{\theta}} d\epsilon \quad (3.125)$$

Đây chính là phân bố Maxwell đối với các phân tử bốc hơi neutron từ bề mặt có nhiệt độ  $\theta$ . Phân bố này đạt cực đại khi  $\epsilon = \theta$ . Do  $\theta \ll \epsilon^{\text{max}}$  nên phần lớn các neutron có năng lượng nhỏ. Với hạt tích điện, do lực đẩy Coulomb, phân bố năng lượng có cực đại dịch sang bên phải. Giá trị trung bình của năng lượng là  $\bar{\epsilon} = 2\theta$ .

Trong biểu thức (3.125), sự phân bố số neutron bay ra phụ thuộc vào nhiệt độ hạt nhân cuối  $\theta(\epsilon^{\text{max}})$ . Việc đưa vào khái niệm nhiệt độ có thể giải thích như sau. Khi hạt neutron vào cùng với hạt nhân bia tạo nên hạt nhân hợp phần bị kích thích cao. Năng lượng kích thích có thể xem như nhiệt năng truyền cho hạt nhân khi neutron va chạm với hạt nhân bia. Sự đốt nóng hệ hợp phần dẫn tới sự bốc hơi các neutron hay các hạt khác. Khi đó có sự cân bằng nhiệt động giữa hạt nhân bị đốt nóng và hơi bão hoà neutron. Khi cân bằng nhiệt động, số các neutron bốc hơi và ngưng tụ trong một đơn vị thời gian là bằng nhau. Ngoài hạt nhân, các neutron có mật độ bé, do đó phân bố năng lượng của chúng chính là phân bố Maxwell. Đối với các hạt tích điện hố thế Coulomb ngăn cản các hạt năng lượng nhỏ vì vậy phổ năng lượng sẽ dịch sang vùng năng lượng lớn.

Để xác định được nhiệt độ hạt nhân  $\theta$ , cần xác định mật độ hạt nhân  $\rho(E)$  hay khoảng cách  $D$  giữa các mức. Mật độ hạt nhân được xác định khi nghiên cứu phổ các hạt thứ cấp trong phản ứng. Ví dụ để xét các mức kích thích ở vùng năng lượng MeV, ta có thể dùng các phản ứng  $(n, \gamma)$  hay  $(p, \gamma)$ . Khi đó vùng năng lượng kích thích đạt tới cỡ 6-8 MeV, là năng lượng tách nucleon ra khỏi hạt nhân hợp phần. Dựa vào các phổ thực nghiệm đối với các hạt nhân lẻ người ta xác định được các thông số  $C$  và  $a$  trong biểu thức (3.122) đối với các giá trị  $A$  khác nhau (Bảng 3.1).

Nhiệt độ hạt nhân được xác định theo  $E$  theo công thức

$$\theta(E) = \sqrt{\frac{E}{a}} \quad (3.126)$$

Thay các giá trị  $a$  vào (3.126) ta nhận được các giá trị  $\theta(E)$  ở những giá trị  $E = 5; 10; 15$  MeV (bảng 3.2). Để xác định nhiệt độ đặc trưng cho phân bố Maxwell của các neutron bay ra, cần đặt  $E = \epsilon^{\text{max}}$ . Theo bảng 3.2 ta thấy nhiệt độ hạt nhân đối với các hạt nhân trung bình và nặng vào cỡ 1-2 MeV,

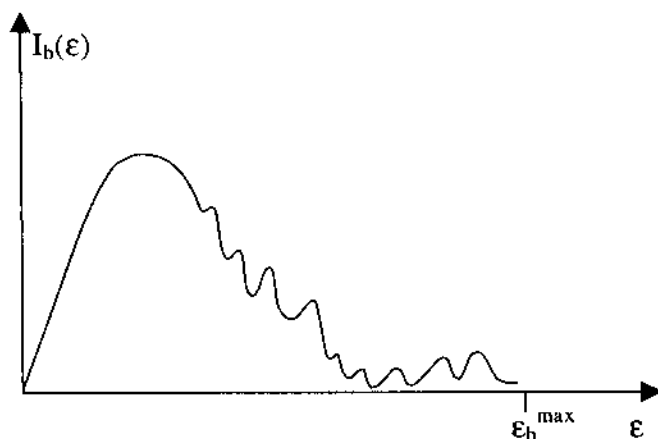
trong lúc  $\epsilon^{\max} \sim 10$  MeV. Do đó đa số neutron phóng ra có năng lượng rất bé so với năng lượng cực đại khả dĩ (hình 3.11).

**Bảng 3.1.** Các thông số C và a đối với công thức mật độ mức (3.118) với A lẻ.

A	a MeV <sup>-1</sup>	C MeV <sup>-1</sup>
27	0.45	0.5
63	2	0.3
115	8	0.02
181	10	0.01
231	12	0.005

**Bảng 3.2.** Nhiệt độ hạt nhân  $\theta(E)$  MeV đối với các giá trị E và A khác nhau.

A \ E (MeV)	25	55	115	181	231
5	3.3	1.6	0.8	0.7	0.6
10	4.7	2.2	1.1	1.0	0.9
15	5.8	2.7	1.4	1.2	1.1



**Hình 3.11.** Phổ năng lượng các neutron thứ cấp khi phân rã hạt nhân hợp phần.

Bây giờ ta hãy xét một cách định tính sự phân bố góc của các hạt thứ cấp trong trường hợp không kể đến ảnh hưởng của spin các hạt tham gia

phản ứng. Khi đó momen quỹ đạo  $\ell$  là đại lượng bảo toàn vì nó trùng với momen toàn phần của hệ hạt nhân hợp phần  $J = \ell$ . Momen quỹ đạo của hạt vào trong trường hợp gần đúng cổ điển là  $\vec{L} = [\vec{p} \times \vec{r}]$ , do đó  $\vec{L}$  vuông góc với phương bay của chùm hạt. Vì vậy hạt nhân hợp phần có momen toàn phần  $\vec{J}$  vuông góc với phương bay của chùm hạt vào. Phương của  $\vec{J}$  được bảo toàn trong phản ứng. Do phân rã là quá trình ngẫu nhiên nên các hạt bay ra phải đối xứng qua  $\vec{J}$ , vì khi đó tổng hình chiếu các động lượng  $\vec{p}$  của các hạt thứ cấp lên phương  $\vec{J}$  phải bằng 0, tức là  $\vec{J} \times \vec{p} = 0$  để bảo toàn tính chẵn lẻ. Đó là do  $\vec{J} \cdot \vec{p}$  là đại lượng giả vô hướng ( $\vec{J}$  giả vectơ,  $\vec{p}$  vectơ), đại lượng này khác không sẽ dẫn tới hiện tượng không bảo toàn chẵn lẻ. Như vậy phân bố góc của các sản phẩm phản ứng là đối xứng qua góc  $90^\circ$  so với phương chùm hạt vào.

### 3.3.4. Phản ứng hạt nhân hợp phần cộng hưởng

#### 3.3.4.1. Tiết diện phản ứng và tán xạ cộng hưởng

Trong các giả thuyết d và e của mẫu thống kê, ta đã coi hạt nhân cuối có phổ năng lượng kích thích liên tục và xác suất xảy ra kênh tán xạ đàn hồi bé có thể bỏ qua được. Giả thuyết này chỉ đúng khi năng lượng hạt vào lớn. Khi năng lượng hạt vào bé thì các giả thuyết này không thỏa mãn và xuất hiện các cộng hưởng trong tiết diện tương tác.

Trong phản ứng hạt nhân hợp phần cộng hưởng đã chứng minh được rằng các tiết diện phản ứng và tán xạ đàn hồi có dạng:

$$\sigma_r = \pi \lambda^2 \frac{\Gamma_c \Gamma_r}{(\epsilon - \epsilon_r)^2 + \frac{1}{4} \Gamma^2}, \quad \Gamma = \Gamma_c + \Gamma_r \quad (3.127)$$

$$\sigma_c = 4\pi |A_r + A_p|^2 \quad (3.128)$$

$$A_r = \lambda \frac{\frac{1}{2} \Gamma_c}{\epsilon - \epsilon_0 + \frac{i}{2} \Gamma}; \quad A_p = \lambda e^{ix} \sin x; \quad x = kr$$

Trong đó  $\epsilon$  là năng lượng hạt bay ra,  $\epsilon_r$  là năng lượng cộng hưởng, khi  $\epsilon = \epsilon_r$  thì các tiết diện đạt giá trị cực đại.  $\Gamma$  là độ rộng cộng hưởng toàn phần còn  $\Gamma_c$  và  $\Gamma_r$  là các độ rộng riêng phần đối với kênh tán xạ đàn hồi và kênh phản ứng. Trong (3.128),  $A_r$  gọi là biên độ tán xạ cộng hưởng còn  $A_p$  là biên độ tán xạ thế vì  $A_p$  chỉ phụ thuộc vào bán kính  $R$  và năng lượng chuyển

động tương đối mà thôi. Với năng lượng  $\epsilon$  xa  $\epsilon_r$ , tức là xa vùng cộng hưởng thì  $A_1$  bé, do đó

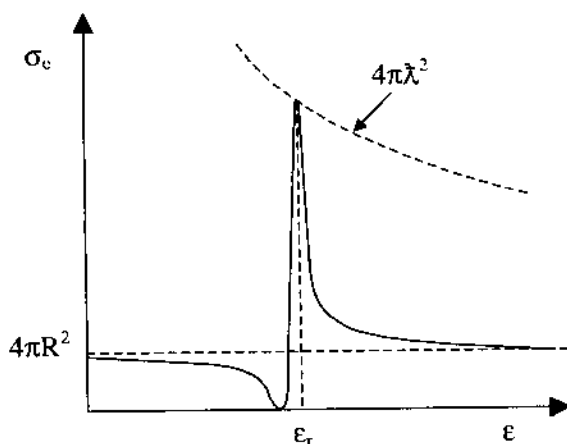
$$(\sigma_c)_p \approx 4\pi |A_p|^2 = 4\pi \lambda^2 \sin^2 x \approx 4\pi R^2 \quad (3.129)$$

Ở gần năng lượng cộng hưởng, biên độ tán xạ cộng hưởng lớn hơn nhiều so với biên độ tán xạ thế, do đó:

$$(\sigma_c)_r \approx \pi \lambda^2 \frac{\Gamma_e^2}{(\epsilon - \epsilon_r)^2 + \frac{1}{4}\Gamma^2} \quad (3.130)$$

Các công thức (3.127) và (3.130) gọi là các công thức Breit-Wigner đối với một mức cộng hưởng độc lập.

Tiết diện tán xạ đàn hồi của neutron ở vùng xa cộng hưởng đạt giá trị  $4\pi R^2$ , còn ở gần cộng hưởng, theo (3.130) đạt cực đại, khi  $\epsilon = \epsilon_r$ , là  $\sigma_c \approx 4\pi \lambda^2$ . Tại vùng gần cộng hưởng có sự giao thoa giữa hai biên độ tán xạ cộng hưởng và tán xạ thế, nên dạng cộng hưởng mất tính đối xứng (hình 3.12).



Hình 3.12. Tiết diện tán xạ đàn hồi của neutron gần cộng hưởng.

### 3.3.4.2. Ví dụ về phản ứng cộng hưởng qua giai đoạn hạt nhân hợp phần

Để làm ví dụ, ta hãy xét phản ứng cộng hưởng:

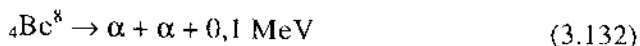


Phản ứng này thông qua hạt nhân hợp phần  ${}^8_4\text{Be}^*$ , thể hiện trên hình

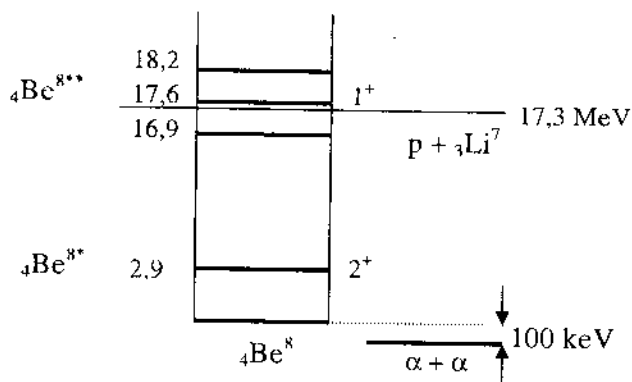
3.14.



Hạt nhân  ${}^8_4\text{Be}$  có một số mức kích thích thấp với năng lượng, spin và độ chẵn lẻ được nêu trên hình 3.13. Hạt nhân  ${}^8_4\text{Be}$  phân rã thành hai hạt  $\alpha$  và giải phóng 0,1 MeV:



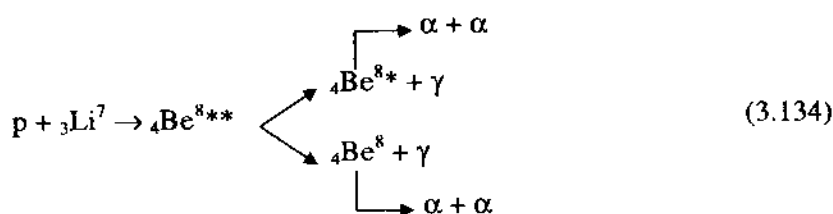
Như vậy trạng thái cơ bản của  ${}^8_4\text{Be}$  có thể coi như một cộng hưởng trong tán xạ của hạt  $\alpha$  lên hạt  $\alpha$ :



Hình 3.13. Phổ các mức thấp của hạt nhân  ${}^8_4\text{Be}$ . Vạch ngang dài là năng lượng ngưỡng vỡ hạt nhân  ${}^8_4\text{Be}$  thành hai hạt p và  ${}^7_3\text{Li}$ . Đường  $\alpha + \alpha$  là hiệu số của năng lượng tính hai hạt  $\alpha$  và trạng thái cơ bản của hạt nhân  ${}^8_4\text{Be}$ .

Theo tính toán lý thuyết thì thời gian sống của  ${}^8_4\text{Be}$  vào khoảng  $\tau = 10^{-16}$  s do đó độ rộng mức cộng hưởng vào khoảng  $\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} = \frac{10^{-27}}{10^{-16}} \text{ erg} \approx 10 \text{ eV}$ , nghĩa là rất bé nên đỉnh cộng hưởng này không thể quan sát được. Ngược lại, trạng thái kích thích thứ nhất, kí hiệu là  ${}^8_4\text{Be}^{**}$  với năng lượng 2,9 MeV có độ rộng  $\Gamma = 0,8 \text{ MeV}$ . Cộng hưởng này xuất hiện rất rõ trong tán xạ đàn hồi  $\alpha - \alpha$ .

Ta hãy quay lại với phản ứng (3.131). Trên hình 3.13 trạng thái hệ  $p + {}^7_3\text{Li}$  ở mức năng lượng 17,3 MeV so với hệ  $\alpha + \alpha$ , do đó năng lượng của hệ  $p + {}^7_3\text{Li}$  bằng  $17,3 \text{ MeV} - 0,1 \text{ MeV} = 17,2 \text{ MeV}$  so với trạng thái cơ bản của  ${}^8_4\text{Be}$ . Như vậy trạng thái kích thích 17,6 MeV, mà ta ký hiệu là  ${}^8_4\text{Be}^{**}$ , là mức kích thích thứ nhất của hệ  $p + {}^7_3\text{Li}$  với năng lượng  $17,6 \text{ MeV} - 17,2 \text{ MeV} = 0,4 \text{ MeV}$  và có độ rộng  $\Gamma = 0,2 \text{ MeV}$ . Mức kích thích  ${}^8_4\text{Be}^{**}$  không thể trực tiếp phân rã thành hai hạt  $\alpha$  do quy luật bảo toàn momen. Cụ thể là hệ hai hạt  $\alpha$  có spin và độ chẵn lẻ bằng  $0^+, 2^+, 4^+, \dots$  trong khi đó spin và độ chẵn lẻ của mức 17,6 MeV là  $1^+$ . Mức  ${}^8_4\text{Be}^{**}$  phân rã theo sơ đồ sau đây:



### 3.3.4.3. Các phản ứng (n,n) và (n,γ)

Các quá trình (n,n) và (n,γ) trên các hạt nhân trung bình và nặng là các phản ứng cộng hưởng quan trọng trong thực tế. Tiết diện quá trình chiếm phóng xạ (n,γ) trong miền năng lượng từ 0 đến mức cộng hưởng thấp nhất có dạng  $\frac{1}{v}$  còn trong miền lân cận mỗi cộng hưởng có dạng:

$$\sigma_{n\gamma} = \pi \lambda_n^2 \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{(\epsilon - \epsilon_r)^2 + \frac{1}{4} \Gamma^2} \quad (3.135)$$

Tiết diện quá trình tán xạ đàn hồi (n,n) trong miền lân cận mỗi cộng hưởng có dạng:

$$\sigma_{nn} = \pi \lambda_n^2 \frac{\Gamma_n^2}{(\epsilon - \epsilon_r)^2 + \frac{1}{4} \Gamma^2} \quad (3.136)$$

Tiết diện toàn phần  $\sigma_t$  bằng tổng tiết diện của hai quá trình trên:

$$\sigma_t = \pi \lambda_n^2 \frac{\Gamma_n \Gamma}{(\epsilon - \epsilon_r)^2 + \frac{1}{4} \Gamma^2} \quad (3.137)$$

Ta hãy xem xét các độ rộng bức xạ  $\Gamma_\gamma$  và độ rộng neutron  $\Gamma_n$ . Độ rộng  $\Gamma_\gamma$  ít thay đổi theo năng lượng neutron vào và bằng  $\Gamma_\gamma = \text{const} \approx 0,1 \text{ eV}$ , tương ứng với thời gian sống của mức cộng hưởng  $\tau \approx 10^{-14} \text{ s}$ . Khi chuyển đến các hạt nhân nhẹ thì  $\Gamma_\gamma \approx 1 \text{ eV}$ . Độ rộng  $\Gamma_n$  tỉ lệ với vận tốc neutron vào  $\Gamma_n \sim v_n$ . Do đó ở tất cả các hạt nhân có miền vận tốc neutron rất bé thì  $\Gamma_n \ll \Gamma_\gamma$ , nghĩa là ở miền đó quá trình chiếm bức xạ có xác suất cao hơn tán xạ đàn hồi. Như vậy bức tranh tương tác của neutron với hạt nhân như sau. Khi năng lượng neutron vào rất bé thì quá trình chiếm bức xạ đóng vai trò