

Khoa Sư Phạm

# Vật Lý Nguyên Tử Và Hạt Nhân

Tác giả: Trần Thế

## Chương I: Cấu trúc nguyên tử theo lý thuyết cổ điển

### Mẫu nguyên tử Thomson và thí nghiệm Rutherford về tán xạ hạt $\alpha$

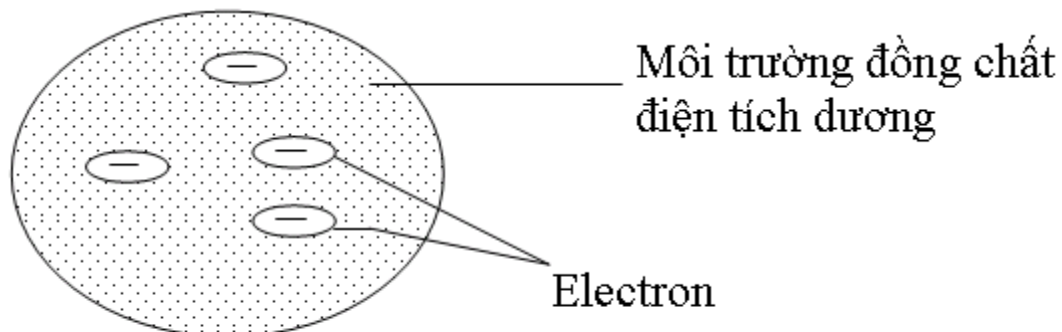
#### 1. MẪU NGUYÊN TỬ THOMSON.

- Tới thế kỉ XIX quan niệm về nguyên tử là phần tử cuối cùng không phân li được do Demôcrit đề xướng từ thế kỉ thứ V, trước công nguyên đã không thể tồn tại được nữa. Bởi vì ngay từ sự kiện khám phá ra các hạt electron (1897) đã cho người ta nhận thấy rằng nguyên tử phải có những thành phần và những cấu trúc nhất định.

- Năm 1903 nhà vật lý người Anh Tômxơn (Thomson) đã đưa ra mô hình nguyên tử cụ thể đầu tiên. Theo Thomson, nguyên tử có dạng hình cầu với kích thước vào bậc Angstrom ( $1\text{Å} = 10^{-10}\text{m}$ ). tích điện dương dưới dạng một môi trường đồng chất, còn các electron thì phân bố rải rác và đối xứng bên trong hình cầu đó (hình 1-1).

- Điện tích dương của môi trường và điện tích âm của các electron bằng nhau để đảm bảo tính trung hoà về điện của nguyên tử. Mô hình này còn được gọi là mẫu nguyên tử “bánh hạt nhân”.

- Trong thời gian dài mẫu nguyên tử của Tômxơn có vẻ như hợp lý. Như sau kiểm nghiệm lại mẫu bằng cách cho những hạt đi xuyên sâu vào bên trong hạt nhân thì kết quả khác so với đoán nhận lý thuyết theo mẫu Thomson.



Hình 1 – 1

#### 2. THÍ NGHIỆM RUDÔPHO VỀ TÁN XẠ HẠT $\alpha$ .

- Các nhà khoa học dùng một nguồn phóng xạ tự nhiên phát ra chùm hạt alpha ( $\alpha$ ) có vận tốc lớn. Các hạt này là các nguyên tử Heli đã mất 2 electron, vì vậy nó có điện tích ( $+2e$ ). Sơ đồ thí nghiệm được bố trí như hình vẽ (1-2)

- Chùm hạt  $\alpha$  đi qua một khe hẹp đập vào một lá vàng mỏng, phía sau lá vàng là màn huỳnh quang, phủ lớp Sunfit kẽm nó cho ta một dấu hiệu loé sáng khi có hạt  $\alpha$  đập vào.

- Theo dự đoán hầu hết các hạt  $\alpha$  sẽ xuyên qua lá vàng. Kết quả này dựa theo mẫu nguyên tử Tômxơn là nguyên tử có các điện tích dương phân bố đều

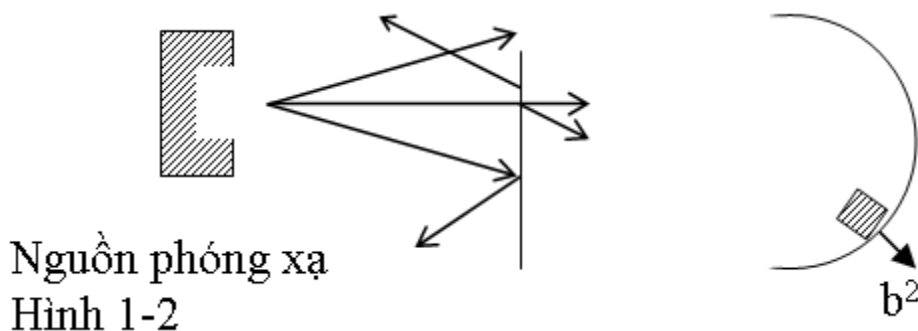
trong nguyên tử. Như vậy các hạt  $\alpha$  chỉ chịu tác dụng của điện trường rất yếu, và coi như không chịu ảnh hưởng gì khi đi qua lá vàng, do vậy mà phương chuyển động ban đầu không thay đổi. Thế nhưng kết quả thí nghiệm hoàn toàn khác với dự đoán.

Kết quả thí nghiệm là: Đa số các hạt  $\alpha$  bay thẳng, xuyên qua lá vàng, nhưng số ít bị lệch với những góc rất lớn, thậm chí có hạt bay trở lại. Kết quả thí nghiệm mâu thuẫn với mẫu nguyên tử Tômxơn.

Như vậy để giải thích được hiện tượng này thì phải giả thuyết rằng trong nguyên tử phải có một điện trường cực mạnh mới có thể làm cho các hạt  $\alpha$  bị lệch so với góc lớn.

Từ đó Rudopho bỏ mẫu nguyên tử Tônxơn và cho rằng các điện tích dương trong nguyên tử phải tập trung lại trung tâm của nguyên tử và được gọi là hạt nhân của nguyên tử. Như vậy mẫu nguyên tử của Rudopho được hình dung gồm hạt nhân ở giữa tại đó tập trung toàn bộ điện tích dương và gần như toàn bộ khối lượng của nguyên tử, xung quanh có các electron chuyển động.

Với mô hình như vậy có thể giải thích được hiện tượng tán xạ của chùm hạt  $\alpha$ . Vì kích thước hạt nhân nhỏ hơn rất nhiều so với kích thước nguyên tử, nên đại bộ phận các hạt  $\alpha$  xuyên qua được và đi thẳng, chỉ những hạt nào đi gần sát hạt nhân mới chịu lực đẩy tĩnh điện, rất mạnh làm cho nó có thể lệch hướng bay với góc lệch đáng kể.



### 3. LÝ THUYẾT TÁN XẠ HẠT $\alpha$ TRÊN NGUYÊN TỬ, CÔNG THỨC TÁN XẠ (RUDOPHO):

- Từ mẫu nguyên tử nêu trên Rudopho đã thiết lập công thức cho phép tính toán được số hạt  $\alpha$  bị tán bởi một lá kim loại mỏng.

- Giả thiết hạt  $\alpha$  và hạt nhân đều là những điện tích điểm và tương tác ở đây là tương tác Culong. Các electron có khối lượng rất nhỏ nên có thể bỏ qua tương tác của chúng. Bài toán còn lại chỉ là tương tác của hai vật và đó chính là 2 điện tích điểm mang điện tích dương. Ngoài ra còn giả thiết rằng hạt nhân nguyên tử được coi là đứng yên vì bia đứng yên.

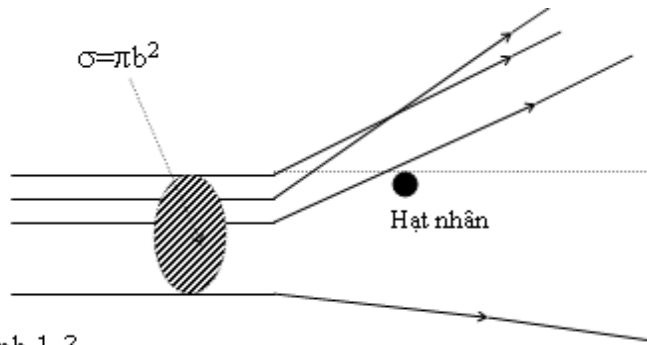
Hãy xét chùm hạt  $\alpha$  có động năng  $T$  từ xa bay về phía hạt nhân. Khi đó khoảng cách từ hạt nhân đến phương chuyển động của hạt  $\alpha$ , nếu như không có lực tác dụng giữa chúng được định nghĩa bằng khoảng cách nhìn  $b$ , đóng vai trò như một thông số va chạm, có liên quan đến góc tán xạ  $\theta$ . Là góc giữa

phương tới ban đầu và phương bị lệch của hạt  $\alpha$ . Vì vậy khi hạt tới gần hạt nhân lực đẩy Culong tăng lên rất nhanh và một phần động năng của hạt  $\alpha$

chuyển thành thế năng Culong:  $U = k \frac{2Ze^2}{r}$  với qui ước thế năng ở  $\infty$  bằng 0.

Theo cơ học dưới tác dụng của lực đẩy xuyên tâm hạt  $\alpha$  sẽ chuyển động theo một quỹ đạo Hypecbol mà hạt nhân là một trong hai tiêu điểm. Góc tán xạ  $\theta$  là góc hợp bởi hai đường tiệm cận của nhánh Hypecbol đó (hình 1-3). Nó liên hệ với khoảng cách nhắm  $b$  theo công thức sau:

$$\cotg \frac{\theta}{2} = \frac{T}{kZe^2} b \quad (1-1)$$



Hình 1-3

Không thể xác nhận trực tiếp công thức trên bằng thực nghiệm vì không được khoảng nhắm  $b$ .

Trước hết ta nhận xét rằng một hạt  $\alpha$  tiến gần lại hạt nhân với khoảng nhắm  $b$  sẽ bị tán xạ theo góc  $\theta$  xác định như trên. Nếu khoảng nhắm nhỏ hơn  $b$ , thì góc  $\theta$  sẽ lớn hơn. Hay một hạt  $\alpha$  bay theo phương nào đó trong phạm vi diện tích hình tròn  $\pi b^2$  bao quanh một hạt nhân, chắc chắn sẽ tán xạ với góc lớn hơn  $\theta$ .

Diện tích  $s = \pi b^2$  gọi là tiết diện của tương tác.

Xét tấm kim loại có bề dày  $d$ , chứa  $n$  nguyên tử trong một đơn vị thể tích (mật độ diện tích) sẽ là  $nd$  và một chùm hạt  $\alpha$  tới lá kim loại có diện tích  $A$  sẽ bao quanh  $ndA$  hạt nhân. Tiết diện tương tác tổng cộng sẽ bằng  $sndA$ . Từ đó suy ra hệ số tỷ lệ  $u$  của các hạt  $\alpha$  tới bị tán xạ với góc lớn hơn  $\theta$  được định nghĩa:

$$u = \frac{\text{Các hạt } \alpha \text{ tán xạ theo góc lớn hơn hoặc bằng } \theta}{\text{Tổng các hạt } \alpha \text{ tới}}$$

$$u = \frac{\text{Tiết diện tương tác tổng cộng}}{\text{Tiết diện chùm hạt tới}} = \frac{n \cdot d \cdot A \cdot \sigma}{A}$$

$$u = n \cdot d \cdot \pi \cdot b^2 .$$

Rút b từ (1-1)

$$u = \pi.n.d. \left( \frac{kze^2}{T} \right) \cotg^2 \frac{\theta}{2} \quad (2-1)$$

(Giả thuyết lá kim loại đủ mỏng để tiết diện tương tác của các hạt nhân không che khuất lẫn nhau).

Để có thể tiến hành thí nghiệm nhằm xác định kết quả tính toán sô hạt a tán xạ. Ta hãy xét tỷ lệ hạt dU tán xạ trong góc giữa q + dq.

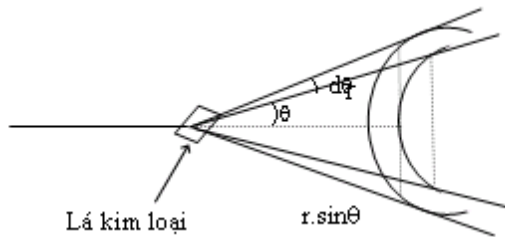
Lấy vi phân (2-1).

$$|dU| = \pi.n.d. \left( \frac{kze^2}{T} \right)^2 \frac{\cotg \frac{\theta}{2} d\theta}{\sin^2 \frac{\theta}{2}} \quad (3-1)$$

Khi đó những hạt a tán xạ giữa góc  $\theta+d\theta$ , sẽ phải đi qua một đới cầu có bề rộng  $r.d\theta$ . (hình 1-4)

(Với r bán kính hình cầu), bán kính của đới cầu là  $r.\sin\theta$ , do đó diện tích ds của màn mà số hạt a tán xạ trong khoảng góc q và q+dq sẽ đi qua là:

$$ds = 2\pi.r^2 \sin\theta.d\theta = 4\pi r^2 \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{\theta}{2} d\theta.$$



Hình 1 - 4

Nếu gọi  $N_0$  là toàn bộ số hạt a đi qua lá vàng trong quá trình tiến hành thí nghiệm thì số hạt a tán xạ theo hướng q trong khoảng góc dq là  $N_0 dU$ . Vậy số hạt  $N(q)$  đập vào một đơn vị diện tích của màn với góc tán xạ q sẽ là:

$$N(\theta) = \frac{N_{(\theta)} |dU|}{ds}$$

$$= \frac{N_0 \cdot \pi \cdot n \cdot d \cdot \left(\frac{kze^2}{T}\right)^2 \cdot \frac{\cotg \frac{\theta}{2} d\theta}{\sin^2 \frac{\theta}{2}}}{4\pi r^2 \cdot \sin \frac{\theta}{2} \cdot \cos \frac{\theta}{2} d\theta}$$

hay:

$$N(\theta) = \frac{N_0 \cdot n \cdot d \cdot \left(\frac{kze^2}{T}\right)^2}{4 \cdot r^2} \cdot \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \quad (4-1)$$

Công thức (4-1) gọi là công thức tán xạ Rutherford. Đại lượng  $N(\theta)$  sẽ đo được từ thí nghiệm.

Hoặc là đại lượng:

$$N(\theta) \cdot \sin^4 \frac{\theta}{2} = \text{const.}$$

Kết quả của thí nghiệm hoàn toàn phù hợp với tính toán lý thuyết của Rutherford và lý thuyết về hạt nhân được khẳng định.

## Mẫu hành tinh nguyên tử, kích thước hạt nhân.

### 1. MẪU HÀNH TINH NGUYÊN TỬ:

Ta có thể hình dung tổng quát về mẫu nguyên tử Rutherford như sau: Nguyên tử gồm một hạt nhân chiếm một thể tích cực nhỏ ở chính giữa, tại đó tập trung điện tích dương và gần như toàn bộ khối lượng của nguyên tử. Xung quanh hạt nhân có các electron chuyển động, tổng điện tích âm của các electron bằng tổng các điện tích dương của hạt nhân. Nếu số electron của nguyên tử là  $Z$  thì điện tích dương của hạt nhân là  $+Ze$ .

Số  $Z$  chính là nguyên tử số của các nguyên tố. Như vậy có thể nói rằng sự sắp xếp thứ tự của các nguyên tố hoá học trong hệ thống tuần hoàn Mendeleev thực chất là do số electron của mỗi nguyên tố đó qui định.

Ngoài ra người ta cũng cho rằng các electron quay quanh hạt nhân trên những quỹ đạo Elip, giống như chuyển động của các hành tinh quanh mặt trời trong thái dương hệ. Vì thế mẫu nguyên tử của Rutherford còn được gọi là mẫu hành tinh nguyên tử. Sự khác biệt duy nhất giữa hai hệ thống chỉ là lực tương tác. Với nguyên tử là lực hút tĩnh điện còn với thái dương hệ là lực hấp dẫn.

## 2. KÍCH THƯỚC HẠT NHÂN.

Ở phần trên ta đã chỉ rằng bán kính của hạt nhân rất nhỏ so với bán kính nguyên tử, nhỏ hơn hàng ngàn lần, và chính kết quả thí nghiệm cũng xác nhận điều này. Bởi vì trong thí nghiệm của Rutherford, khi đếm số hạt tán xạ trong góc

$(\theta \geq \frac{\pi}{2})$ , tức là các hạt có khoảng cách nhắm  $b$  rất nhỏ (nhỏ hơn giá trị giới hạn).

$$b_0 = \frac{kze^2}{T} \cdot \cotg \frac{\theta}{2} \quad (T: \text{động năng})$$

Thì kết quả sai lệch rất nhiều so với lý thuyết. Từ đó suy ra ở khoảng cách  $r \leq b_0$  đối với hạt nhân, định luật về tương tác tĩnh điện không còn đúng nữa, mà thay vào đó là một tương tác mới, đặc biệt chỉ tồn tại trong phạm vi hạt nhân. Như vậy giá trị  $b_0$  được coi là kích thước hạt nhân. Nó có giá trị trong khoảng  $10^{-13} - 10^{-14} \text{m}$ . Tức là nhỏ hơn từ  $10^{13} - 10^{14}$  một ngàn đến một vạn lần so với nguyên tử.

Tuy nhiên từ mẫu nguyên tử Rutherford cũng nảy sinh một số mâu thuẫn không thể giải thích nổi.

Trước hết theo điện động lực học một hạt nhân chuyển động có gia tốc (electron chuyển động quay) sẽ bức xạ liên tục sóng điện từ với tần số bằng tần số quay quanh hạt nhân. Như vậy phổ của nguyên tử phải là phổ liên tục, nhưng thực nghiệm lại xác nhận phổ nguyên tử là phổ vạch.

Thứ hai là: Khi electron bức xạ điện từ liên tục thì năng lượng của nó cũng giảm liên tục, dẫn đến kết quả là quỹ đạo của các electron bị thu hẹp dần theo đường xoắn ốc cuối cùng rơi vào hạt nhân và nguyên tử bị phá hủy. Nhưng thực tế lại cho thấy các nguyên tử lại tồn tại bền vững.

Những mâu thuẫn trên đòi hỏi phải xây dựng lý thuyết mới có đủ cơ sở để giải thích các tồn tại trên. Phương pháp quan trọng để nghiên cứu cấu trúc nguyên tử là nghiên cứu quang phổ do các nguyên tử phát ra.

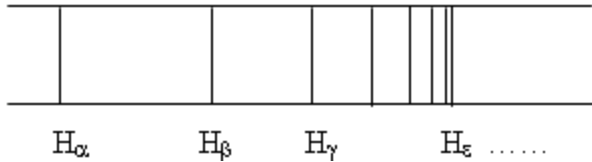
## Quy luật quang phổ nguyên tử Hydro

Cuối thế kỷ 19, khi nghiên cứu quang phổ, người ta thấy các bước sóng trong phổ nguyên tử hợp thành những dãy vạch quang phổ xác định được gọi là dãy quang phổ.

Balmer (Balmer) là người đầu tiên thiết lập được công thức kinh nghiệm có thể xác định chính xác tất cả các bước sóng thuộc vùng ánh sáng nhìn thấy của phổ nguyên tử Hydro. Vì vậy dãy này được gọi là dãy Balmer. Vạch có bước sóng dài nhất và rõ nhất là có bước sóng 6564 Å (kí hiệu là  $H\alpha$ ), vạch tiếp theo: 4863,4 Å (kí hiệu  $H\beta$ ). Bước sóng càng giảm các vạch càng sát gần nhau, và cường độ sóng càng yếu dần, cho tới vạch không phân biệt rõ được nữa mà chỉ là một dải mờ. Công thức tính bước sóng của dãy Balmer là:

$$\frac{1}{\lambda} = R \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad n = 3, 4, 5, \dots \quad (3-1)$$

R là hằng số gọi là hằng số Ritbé (Ridberd), có giá trị  $R = 1,096776 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$ .



Vạch H<sub>α</sub> ứng với n=3; H<sub>β</sub> ứng với n=4; H<sub>γ</sub> ứng với n=5 ... vạch giới hạn ứng với n=∞.

Ngoài dãy Banme người ta còn tìm thấy dãy phổ, thuộc những vùng ngoài ánh sáng nhìn thấy. Với mỗi dãy đều có công thức tương tự như công thức dãy Banme.

Trong vùng tử ngoại là dãy Laiman (Lyman) với các bước sóng.

$$\frac{1}{\lambda} = R \left( \frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad n=2, 3, 4, \dots \quad (3-2)$$

Trong vùng hồng ngoại có dãy Pasen (Paschen) theo công thức

$$\frac{1}{\lambda} = R \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad n=4, 5, 6, \dots \quad (3-3)$$

Trong vùng hồng ngoại xa có dãy Braket (Brackett) và Phun (Pfund) theo công thức:

$$\frac{1}{\lambda} = R \left( \frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad n=5, 6, 7, \dots \quad (3-4)$$

$$\frac{1}{\lambda} = R \left( \frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad n=6, 7, 8, \dots \quad (3-5)$$

Tất cả các công thức trên được viết dưới dạng công thức Banme tổng quát:

$$\frac{1}{\lambda} = R \left( \frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_k^2} \right) \quad n_k > n_1 \quad (3-6)$$

Giữ nguyên n<sub>1</sub> thay đổi n<sub>k</sub> ta tìm được bước sóng của các vạch trong cùng dãy, còn nếu thay đổi n<sub>1</sub> và n<sub>k</sub> ta được các bước sóng của mọi dãy khác nhau.

Sự tồn tại một quy luật trật tự đáng chú ý như vậy trong quang phổ nguyên tử Hydro, cũng như trong các ion tương tự là những bằng chứng khẳng định phải có một lý thuyết nhất định về cấu trúc nguyên tử.



## Thuyết Bo (Borh)

Dựa trên những thành công của lý thuyết Plăng (Plack) và Anhstanh (Einstein), nhà vật lý người Đan Mạch N.Bo đã đề ra một lý thuyết mới về cấu trúc nguyên tử, nhằm khắc phục những mâu thuẫn mà mẫu hành tinh nguyên tử của Rutherford không giải quyết được.

Thuyết Bo được phát biểu bằng 2 định đề với ý nghĩa là thừa nhận chúng như những tiên đề trong toán học:

### 1. Định đề I: (định đề về trạng thái dừng của nguyên tử)

Nguyên tử chỉ tồn tại trong những trạng thái dừng có năng lượng xác định và gián đoạn hợp thành một chuỗi các giá trị  $E_1, E_2, \dots, E_n$ . Trong trạng thái dừng, các electron không bức xạ năng lượng và chỉ chuyển động trên những quỹ đạo tròn gọi là quỹ đạo lượng tử, có bán kính thoả mãn điều kiện sau đây (gọi là điều kiện lượng tử hoá của Bo) về môme động lượng.

$$L = mvr = n\hbar \quad (4 - 1)$$

Trong đó  $\hbar$  là hằng số Plăng rút gọn:  $\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1,05 \cdot 10^{-34}$  Js và n là những số nguyên:  $n=1,2,3,\dots$

### 2. Định luật II: (định đề về cơ chế hấp thụ và cơ chế bức xạ của nguyên tử).

Nguyên tử chỉ hấp thụ hay phát xạ năng lượng dưới dạng bức xạ điện từ, khi đó nó chuyển từ trạng thái dừng này sang trạng thái dừng khác (tức là ứng với sự chuyển của các electron từ quỹ đạo dừng này sang trạng thái dừng khác). Tần số  $\nu$  của bức xạ điện từ mà nguyên tử hấp thụ hoặc phát xạ được xác định bằng biểu thức:

$$\nu = \frac{|E_1 - E_k|}{h} \quad (4 - 2)$$

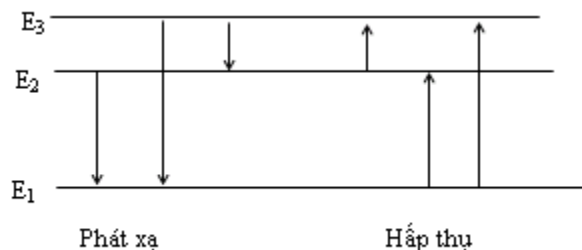
Với  $E_1, E_k$  là năng lượng ứng với trạng thái đầu và cuối.

Ta có:  $E_1 - E_k > 0$  : quá trình phát xạ

$E_1 - E_k < 0$  : quá trình hấp thụ.

Ta có thể biểu diễn hai định đề Bo trên một sơ đồ gọi là sơ đồ mức năng lượng (hình1-6)

Mỗi đường nằm ngang song song ứng với một mức năng lượng gián đoạn của trạng thái dừng khác được biểu diễn bằng một mũi tên thẳng đứng giữa hai



Hình 1 – 6

mức năng lượng.

Như vậy nếu thừa nhận hai định đề của Bo sẽ xóa bỏ ngay được các mâu thuẫn của mẫu nguyên tử Rutherford: Đó là nguyên tử luôn bền vững và quang phổ nguyên tử phải là quang phổ vạch.

## Cấu trúc Hydrô theo thuyết Bo, đánh giá thuyết Bo(Borh)

### 1. NGUYÊN TỬ HYDRO:

Vận dụng hai định đề của lý thuyết Bo, ta khảo sát bài toán về cấu trúc nguyên tử Hydro; đó là nguyên tử đơn giản nhất, chỉ có một electron ở lớp vỏ ngoài cùng.

Hạt nhân có khối lượng lớn được coi là đứng yên, khi đó electron chuyển động trên quỹ đạo tròn quanh hạt nhân chịu tác dụng của lực hút Culong từ hạt nhân đóng vai trò lực hướng tâm. Áp dụng định luật Niuton:

$$\frac{ke^2}{r^2} = \frac{mv^2}{r} \quad (5-1)$$

Năng lượng của nguyên tử bao gồm động năng của electron và thế năng tương tác tĩnh điện của hệ hạt nhân - electron.

$$E = \frac{mv^2}{2} + \left( \frac{-ke^2}{r} \right) \quad (5-2)$$

Từ biểu thức (5-1) ta có:  $\frac{mv^2}{2} = \frac{ke^2}{2r}$

Thay vào E ta có:

$$E = \frac{ke^2}{2r} - \frac{ke^2}{r} = -\frac{ke^2}{2r}$$

Năng lượng toàn phần có giá trị âm là kết quả tất nhiên, nó biểu hiện điều kiện liên kết giữa hạt nhân và electron để tạo thành nguyên tử bền vững.

Đến đây, nếu sử dụng thêm điều kiện lượng tử hoá Bo, ta sẽ được những kết quả hoàn toàn mới chưa hề gặp trong vật lý cổ điển.

$$\text{Thật vậy: } \begin{cases} L = mvr = n\hbar \rightarrow m^2 v^2 r^2 = n^2 \hbar^2 \rightarrow \frac{mv^2}{r} = \frac{n^2 \hbar^2}{r^2 \cdot r \cdot m} \\ \frac{ke^2}{r^2} = \frac{mv^2}{r} \rightarrow \frac{ke^2}{r^2} = \frac{n^2 \hbar^2}{r^3 m} \end{cases}$$

$$\text{Ta có: } r_n = \frac{n^2 \hbar^2}{kme^2} \quad (5-4)$$

Bán kính các quỹ đạo tăng theo bình phương các số nguyên và chỉ những quỹ đạo có bán kính thỏa mãn (5-4) mới là được phép:

$$\text{Đặt: } a_0 = \frac{\hbar^2}{kme^2} \quad (5-5)$$

Ta có thể viết:  $r = a_0; r_2 = 4a_0; r_3 = 9a_0; v.v\dots$  với  $a_0$  được gọi là bán kính Bo lớn nhất.

Vận vận tốc của electron sẽ là: (Thay  $r$  vào:  $mvr = n\hbar$ )

$$\text{Ta được: } v_n = \frac{ke^2}{n\hbar} \quad (5-6)$$

Vận tốc tỷ lệ nghịch với các số nguyên, suy ra bán kính quỹ đạo càng lớn thì vận tốc càng nhỏ và ngược lại. Trên mỗi quỹ đạo vận tốc của electron là không đổi, quỹ đạo là ổn định và năng lượng không thay đổi giống như định đề Bo.

Về năng lượng ta có: thay  $r_n$  vào  $E$ .

$$E_n = -\frac{k^2 me^4}{2n^2 \hbar^2}$$

Như vậy năng lượng của nguyên tử không thể có mọi giá trị tùy ý, mà nó chỉ nhận một giá trị xác định và gián đoạn. Các số nguyên  $n$  đóng vai trò quyết định tính gián đoạn của năng lượng nguyên tử. Vì vậy gọi  $n$  là lượng tử số chính.

Trở lại đường mức năng lượng như hình 1-6, đường thấp nhất biểu hiện trạng thái cơ bản ứng với  $n=1$ .

$$E_1 = -\frac{k^2 me^4}{2\hbar^2} = -21,7 \cdot 10^{-19} \text{J} = -13,6 \text{eV}$$

Những đường nằm phía trên biểu diễn mức năng lượng kích thích.

$$E_2 = \frac{E_1}{4} = -3,4 \text{eV}$$

$$E_3 = \frac{E_1}{9} = -1,5 \text{eV} \quad \dots\dots\dots$$

Năng lượng càng cao, khoảng cách giữa các mức càng xít lại gần nhau, tới chỗ không còn phân biệt được hai mức kề nhau nữa. Khi  $n = \infty$  có  $E_{\infty} \rightarrow 0$ . Đó là trạng thái có năng lượng cao nhất của nguyên tử, và đó cũng là trường hợp khi electron đi ra xa vô hạn. Ta nói nguyên tử bị ion hoá.

Gọi  $E_{nk}$  là mức năng lượng ở trạng thái kích thích.

$E_{nk_1}$  là mức năng lượng ở trạng thái thấp hơn trạng thái kích thích.

Quá trình phát xạ là:

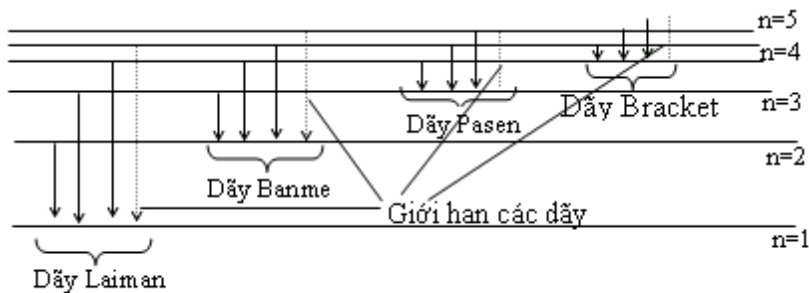
$$\nu = \frac{E_{nk} - E_{nk_1}}{h} \quad (5-9)$$

Thay giá trị của E.

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{k^2 m e^4}{4\pi^2 \hbar^3} \left( \frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_k^2} \right) \quad (5-10)$$

(5-10)

Với  $n_k > n_1$  ( $E_{nk} > E_{n_1}$ )



Hình 1-7

Công thức trên xác định bước sóng của phổ phát xạ của nguyên tử Hydro có dạng giống như công thức Banme tổng quát.

Và hằng số Ritbec

$$R = \frac{k^2 m e^4}{4\pi^2 \hbar^3} = 1,09677 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1} \quad (5-11)$$

Các số nguyên trong công thức Banme, biểu diễn số thứ tự của các trạng thái dừng của nguyên tử.

## 2. CÁC ION TƯƠNG TỰ HYDRO:

Bài toán nguyên tử Hydro, hoàn toàn có thể áp dụng cho các ion tương tự như :  $\text{He}^+$ ,  $\text{Li}^{++}$ ,  $\text{Be}^{+++}$ ; v.v... Với hạt nhân mang điện tích  $+Ze$ , điều này dẫn đến kết quả bán kính quỹ đạo của các electron sẽ nhỏ hơn Z lần vì nó chịu lực hút từ phía hạt nhân tăng lên Z lần. Và ta có:

$$r_n = \frac{n^2 \hbar^2}{kzme^2} \quad (5-12)$$

$$v_n = \frac{kze^2}{n\hbar} \quad (5-13)$$

$$E_n = -\frac{k^2 me^4 z^2}{2n^2 \hbar^2} \quad (5-14)$$

### 3. CHUYỂN ĐỘNG CỦA HẠT NHÂN:

Trong bài toán trên, ta đã giả thiết hạt nhân đứng yên. Nhưng thực tế khối lượng của hạt nhân không phải là lớn vô cùng, nên nó vẫn chuyển động cùng electron quanh khối tâm chung của hệ. Điều này dẫn đến sự hiệu chỉnh của khối lượng của electron. Như vậy năng lượng và hằng số Ricbe cũng thay đổi đôi chút.

### 4. ĐÁNH GIÁ THUYẾT BO:

Thuyết Bo với hai tiên đề đã mang đến những yếu tố mới mà chưa từng có trong vật lý học cổ điển đó là quan niệm lượng tử về năng lượng của nguyên tử.

Trước hết dùng lý thuyết Bo đã giải quyết được bài toán nguyên tử Hydro, dùng thuyết Bo đã giải thích được tính quy luật quang phổ hydro, và tính toán chính xác các bước sóng của các vạch quang phổ.

Tuy nhiên bên cạnh những thành công Bo cũng bộc lộ những thiếu sót lớn và những hạn chế đáng kể đó là:

Về cường độ, bề rộng và cấu trúc tinh thể của các vạch quang phổ, thì lý thuyết Bo hoàn toàn không giải quyết được. Và thiếu sót cơ bản nhất của thuyết Bo là sự thiếu nhất quán của bản thân lý thuyết. Trong khi đưa ra các tiên đề có tính độc đáo, cách mạng thì Bo vẫn thừa nhận cơ học cổ điển và vẫn áp dụng các định luật của điện học cổ điển. Các qui tắc tương tự được gán cho các hình mẫu cổ điển không theo một liên hệ lôgic nào. tất cả những yếu tố đó dẫn đến chỗ bế tắc của Bo. Sau này có bổ sung thêm thuyết Sômphe (Sommerfeld). Nhưng cuối cùng vẫn không tránh khỏi thất bại vì không giải quyết triệt để vấn đề cấu trúc nguyên tử. Và chính sự bế tắc này đã dẫn đến sự ra đời của cơ học lượng tử, là nền tảng của một lý thuyết hoàn toàn mới, có khả năng giải quyết đúng đắn, và chính xác mọi hiện tượng, mọi qui luật của thế giới vi mô xảy ra bên trong nguyên tử và hạt nhân.

Tuy nó chỉ có giá trị lịch sử tạm thời, và chỉ tồn tại trong khoảng thời gian 10 năm. Thuyết Bo với những thành công độc đáo, vẫn xứng đáng được coi là chiếc cầu nối không thể thiếu được của hai giai đoạn phát triển của vật lý học. Nó đánh dấu sự chuyển tiếp từ vật lý học cổ điển sang vật lý học hiện đại.

## Chương II: Cơ sở học lượng tử, Nguyên tử hydrô theo thuyết

## **lượng tử.**

### **Lượng tính sóng hạt của hạt vi mô. Giả thuyết Đơbrôi (De Broglie)**

#### **1. LƯỢNG TÍNH SÓNG HẠT CỦA CÁC HẠT VI MÔ:**

Trong quang học ta đã nghiên cứu rõ bản chất của ánh sáng đó là bản chất sóng hạt. Những hiện tượng giao thoa, nhiễu xạ thể hiện bản chất sóng của sóng điện từ. Còn hiệu ứng quang điện và tán xạ Compton, lại thể hiện bản chất hạt của ánh sáng - hạt photon. Tính chất hai mặt đó của ánh sáng được Anhxtanh diễn tả bằng công thức:

$$E = h \cdot \nu \quad (1-1)$$

$$p = \frac{h}{\lambda} \quad (1-2)$$

Trong đó E là năng lượng và p là xung lượng đặc trưng cho tính chất hạt. Còn  $\nu$  là tần số,  $\lambda$  là bước sóng đặc trưng cho tính chất sóng.

Năm 1924 nhà vật lý người Pháp Đơ-Brôi đã đưa ra giả thuyết táo bạo nhằm phát triển vấn đề trên đối với các hạt vi mô. Ông đặt câu hỏi tại sao ánh sáng đã có tính chất hạt thì mọi vật nói chung lại không thể có tính chất sóng? Từ đó ông đã phát triển lý thuyết của mình về sóng vật chất.

#### **2. GIẢ THUYẾT ĐƠ\_BRÔI:**

Đơ-brôi nêu một giả thuyết như sau: chuyển động của một hạt tự do với xung lượng  $p = mv$  và năng lượng (động năng) E được biểu diễn bởi một sóng phẳng lan truyền theo phương chuyển động của hạt với bước sóng  $\lambda$  và với tần số  $\nu$  biểu diễn qua các hệ thức sau đây:

$$\begin{cases} E = h\nu \\ p = \frac{h}{\lambda} \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \nu = \frac{E}{h} \\ \lambda = \frac{h}{p} \end{cases} \quad (1-3)$$

Mặc dù có hình thức giống nhau giữa công thức Đơ-Brôi và của Anhxtanh. Nhưng sự khác nhau về nội dung đó là: với photon, chuyển động trong chân không với vận tốc lan truyền c của sóng điện từ, tức là giữa tần số  $\nu$  và bước

sóng  $\lambda$  của ánh sáng có mối liên hệ:  $\nu \lambda = c$ . Còn đối với sóng Đơ-Brôi thì không có hệ thức đó. Bởi vì sóng Đơ-Brôi không phải là sóng điện từ.

Để khẳng định tính đúng đắn của giả thuyết Đơ-Brôi, ta cần phải chứng minh sự tồn tại của sóng Đơ-Brôi. Nói cách khác phải tiến hành thí nghiệm xác nhận sóng Đơ-Brôi là có thực. Muốn vậy chúng ta hãy tính bước sóng Đơ-Brôi đối với electron.

Giả sử chùm hạt electron chuyển động tự do với năng lượng E thu được sau khi cho chúng tăng tốc qua một điện trường có hiệu điện thế V, từ đó trạng thái nghỉ ban đầu.

Bước sóng Đơ-Bơri là :  $\lambda = \frac{4\pi R_0^3}{3}$

(1-4)

$$mv = \frac{4\pi R_0^3}{3} ; E=q.V=e.V$$

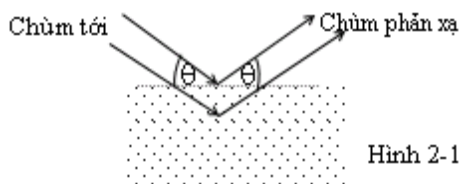
$$S = 2.10^{17} \frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \text{A}^0.$$

Như vậy bước sóng của electron ứng với chuyển động tự do của một electron sau khi được tăng tốc bởi một hiệu điện thế cỡ 150V, sẽ đúng bằng  $1\text{A}^0$ , tức là cùng bậc với bước sóng tia X.

### Thí nghiệm nhiễu sóng Đơ-Bơri

Hiện tượng nhiễu xạ là hiện tượng thể hiện trực tiếp bản chất sóng của ánh sáng. Do vậy nếu chúng ta tạo ra được hình ảnh nhiễu xạ của chùm electron thì đó là sự chứng minh rõ rệt nhất sự tồn tại tính chất sóng của hạt electron.

Vào năm 1927, hai nhà vật lý ĐêvitSon và Giécơ (Davisson-Germer), đã tiến hành thí nghiệm nhiễu xạ chùm của chùm electron. Dựa vào hiện tượng nhiễu xạ của chùm tia X bằng cách dùng một cách tử nhiễu xạ có khoảng cách giữa các khe cùng bậc với bước sóng tia X ( $\sim \text{A}^0$ ). Người ta đã chọn mạng tinh thể thiên nhiên làm cách tử nhiễu xạ, vì nó đáp ứng được các yêu cầu nêu trên. Trong thí nghiệm nhiễu xạ tia X, người ta chiếu chùm tia X song song vào mạng tinh thể và tiến hành quan sát chùm tia nhiễu xạ theo hướng phản xạ của chùm tia tới trên bề mặt mạng tinh thể.



Hình 2-1

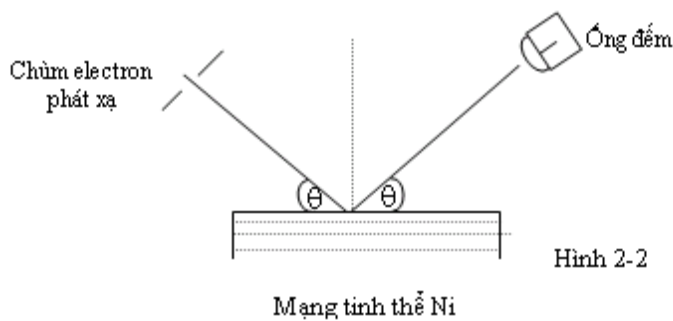
Khi đó điều kiện để thu được cực đại nhiễu xạ theo hướng quan sát được gọi là điều kiện Vunphơ-Brắc (wulf-Bragg), sẽ định bởi công thức:

$$2d\sin\theta = n\lambda.$$

Với  $d$  là khoảng cách giữa hai mặt phẳng chứa các nút mạng gọi là hằng số mạng tinh thể,  $\theta$  là góc hợp bởi chùm tia tới với bề mặt mạng tinh thể gọi là góc trượt.

Chính thí nghiệm nhiễu xạ chùm tia X, vừa được mô tả trên ta có thể áp dụng để phát hiện tính chất sóng của chùm electron, dựa trên cơ sở là bước sóng của chùm electron gần bằng với bước sóng của tia X, như đã tính toán ở phần trên.

Sơ đồ thí nghiệm được mô tả hình 2-2



Chùm electron phát ra từ một Catốt nóng ở nhiệt độ cao rồi được tăng tốc bởi một hiệu điện thế  $V$  vôn, sau khi qua một khe hẹp để tạo thành chùm song song được chiếu vào mạng tinh thể Ni.

Và người ta đã nghiên cứu cường độ chùm electron phản xạ nhờ ống đếm electron.

Tất cả các dụng cụ trên đặt trong buồng chân không. Giống như đối với tia X chùm electron tới bề mặt mạng tinh thể dưới góc trượt  $\theta$ , xuyên qua 3 hoặc 4 lớp nguyên tử và bị chệch hướng (nhiều xạ) tại khe cách tử. Trong đó có hướng phản xạ cùng góc  $\theta$  được lựa chọn là hướng quan sát. Nếu chùm electron phản xạ có tính chất sóng thì cường độ của chùm sẽ đạt giá trị cực đại khi hệ thức Vunphơ-Brắc được thỏa mãn.

Kết quả với electron ta được:

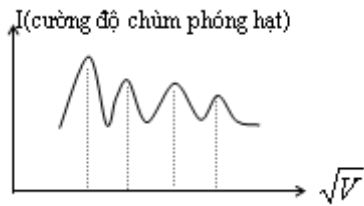
$$2.d.\sin\theta = n \cdot \frac{12,25}{\sqrt{V}} \quad (2-1)$$

Trong đó  $V$  là thế tăng tốc tính bằng Vôn, còn  $d$  tính bằng Angstrom. Với tinh thể kẽm :  $d=2,15\text{Å}$  và chọn góc  $\theta=15^\circ$ . Ta có:

$$\sqrt{V} = \frac{12,25.n}{2,15.\sin 15^\circ} = 11.n \quad (2-2)$$

Cường độ chùm electron phản xạ từ thí nghiệm cho thấy nó đạt những giá trị cực đại liên tiếp ứng với các giá trị của  $\sqrt{V}$  cách đều nhau, chứng tỏ mỗi cực đại của cường độ ứng với một bậc nhiễu xạ khác nhau.





$n=1$   $V=121V$  cực đại bậc 1

$n=2$   $V=484V$  cực đại bậc 2

$n=3$   $V=1089V$  cực đại bậc 3

Như vậy thí nghiệm đã xác nhận rõ tính chất sóng của các electron.

Sau này người ta còn xác nhận không chỉ electron mà còn cả những hạt vi mô khác như proton, neutron v.v... cũng có tính chất sóng.

Tính chất sóng của electron được ứng dụng vào ngành khoa học kĩ thuật mới đó là ngành quang học điện tử.

Vấn đề cuối cùng đặt ra là giả thuyết Đơ-Broi liệu có áp dụng cho bất kỳ hạt vật chất nào hay không?

Theo giả thuyết Đơ-Broi: 
$$p = \frac{h}{\lambda} \rightarrow \lambda = \frac{h}{mv}$$

Do đó với những hạt thông thường mà khối lượng rất lớn so với khối lượng electron thì bước sóng có giá trị vô cùng nhỏ, nhỏ tới mức mà không còn ý nghĩa để diễn tả tính sóng nữa. Như vậy khái niệm về lưỡng tính sóng hạt của giả thuyết Đơ-Broi chỉ thể hiện ở các hạt vi mô mà thôi.

### **Nguyên lý bất định Heisenberg (Heisenberg)**

Trong cơ học cổ điển, luôn luôn xác định được các đại lượng đặc trưng cho trạng thái của một hệ như vị trí, vận tốc, xung lượng, năng lượng, v.v... về mặt lý thuyết phép đo đồng thời các đại lượng nói trên bao giờ cũng có thể đạt được độ chính xác tùy ý, miễn là các dụng cụ đo cho phép làm việc đó. Sở dĩ như vậy là vì các phép đo không ảnh hưởng gì đến hệ đó, trong khi ta biết rằng phép đo bao giờ cũng cần đến một năng lượng dùng để truyền đạt thông tin lấy từ hệ được đo.

Đối với các vật thể vĩ mô phần năng lượng này rất nhỏ, hoàn toàn không ảnh hưởng gì đến hệ đó. Nhưng khi chuyển sang hệ vi mô, phần năng lượng này trở thành đáng kể vì nó cùng bậc với độ lớn năng lượng của hệ phải đo do vậy nó có thể làm thay đổi trạng thái của hệ. Điều này dẫn đến kết quả là có những đại

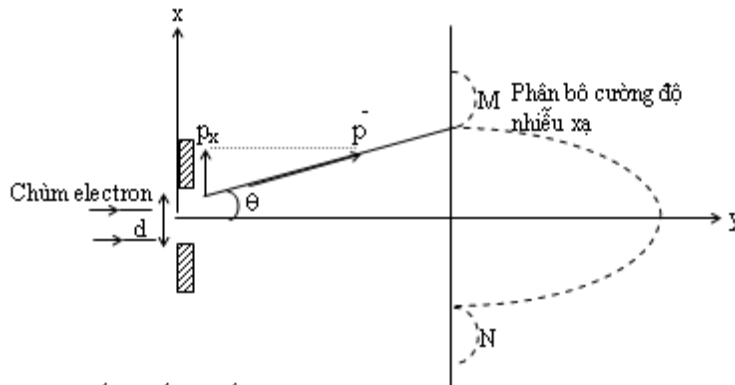
lượng vật lý đặc trưng cho trạng thái của hệ không thể đồng thời xác định một cách chính xác, nó không phải do mức độ chính xác bị hạn chế của các dụng cụ đo mà nguyên nhân thuộc về bản chất của đối tượng cần đo.

Năm 1925, nhà vật lý Haixenbec đã phát biểu một nguyên lý làm nền tảng cho những quy luật của thế giới qui mô. Nguyên lý này được gọi là nguyên lý bất định Haixenbec. Nội dung của nó như sau:

“Không thể xác định đồng thời chính xác tọa độ và xung lượng của một hạt (vi mô). Nếu tọa độ  $x$  được xác định với độ chính xác  $\Delta x$  và thành phần xung lượng  $p_x = m \cdot v_x$ . Được xác định độ chính xác  $\Delta p_x$  thì tích  $\Delta x \cdot \Delta p_x$  có giá trị cùng bậc ít nhất bằng hằng số Plăng:  $\Delta x \cdot \Delta p_x \geq h$ .”

Ta sẽ minh họa nguyên lý bất định bằng thí dụ sau:

Xét một chùm electron nhiễu xạ qua một khe hẹp (hình 2-4), trên màn đặt phía sau khe ta thu được hình ảnh nhiễu xạ gồm một cực đại trung tâm có cường độ gần 80% số electron và những cực đại phụ thuộc có cường độ



nhỏ.

Ta không biết chắc chắn từng electron đi qua khe ở vị trí nào, hay nói cách khác đã có độ bất định về tọa độ vào bậc kích thước của khe, tức là  $\Delta x = d$ . Khi qua khe chùm electron có xung lượng  $\vec{p}$  không đổi theo hướng  $Oy$ . Nhưng sau khi qua khe chùm electron chuyển động theo những hướng khác nhau, tức là đã xuất hiện thành phần trên trục  $Ox$ . Giả sử xét electron nào đó rơi vào điểm  $M$ , ứng với cực tiểu thứ nhất của nhiễu xạ và tại đây thành phần xung lượng theo  $Ox$  là:  $p_x = p \cdot \sin \theta$ . và ta có thể coi độ bất định về thành phần xung lượng  $\Delta p_x$  đúng bằng  $p_{ox}$ .

$$\Delta p_x = p \cdot \sin \theta \quad (3-2)$$

Theo quang học ta có:  $M$  là cực tiểu thứ nhất nên

$$d \cdot \sin \theta = \lambda = \frac{h}{p}$$

Suy ra:  $d \cdot p \cdot \sin \theta = h$ .

Vậy:  $\Delta x \cdot \Delta p_x = h$ . (3-3)

Nếu kể thêm một số electron bên ngoài khoảng MN thì:  $\Delta p_x \geq p \cdot \sin \theta$ . Do vậy mà ta có:  $\Delta x \cdot \Delta p_x \geq h$

Vì tọa độ x được chọn tùy ý nên ta có biểu thức tương tự:

$$\Delta y \cdot \Delta p_y \geq h$$

$$\Delta z \cdot \Delta p_z \geq h$$

Hệ thức bất định Heisenberg có ý nghĩa rất lớn và vô cùng sâu sắc, nó phản ánh bản chất của đối tượng vi mô và gắn với tính chất sóng của các hạt. Chúng ta không thể xác định chính xác tuyệt đối vị trí của các hạt vì chuyển động của hạt có tính chất sóng. Trong khi các hạt thông thường, bản chất sóng không được thể hiện do vậy mà ta xác định được chính xác tọa độ và xung lượng của hạt. Hệ thức bất định cho thấy khi xung lượng được xác định chính xác bao nhiêu thì phép đo tọa độ càng kém chính xác bấy nhiêu.

Nguyên lý bất định được xem như là tiêu chuẩn để đánh giá phân biệt ranh giới giữa cơ học cổ điển và cơ học lượng tử.

### **Hàm sóng của hạt vi mô. Đoán nhận thống kê của hàm sóng.**

Tính chất sóng của hạt vi mô được khẳng định, vì vậy chúng ta cần mô tả sóng của hạt vi mô bằng một hàm sóng. Mặc dù bản chất của sóng De-Broie này chưa được làm sáng tỏ, nhưng hoàn toàn có thể biểu diễn nó một cách hình thức giống như mọi qua trình sóng đã biết trong cơ học.

#### **1. HÀM SÓNG CỦA HẠT TỰ DO:**

Theo giả thuyết De-Broie sóng ứng với hạt tự do là sóng phẳng. Trong cơ học một số sóng phẳng lan truyền theo phương x với vận tốc v được biểu diễn:

$$y = A \cdot \cos \omega \left( t - \frac{x}{v} \right) \quad (4-1)$$

Dấu (-) ứng với sóng truyền theo chiều dương trục Ox. Thay giá trị  $\omega = 2\pi \nu$  và  $v = \lambda \cdot \nu$  ta có:

$$y = a \cdot \cos 2\pi \left( \nu t - \frac{x}{\lambda} \right) \quad (4-2)$$

Nếu biểu diễn dưới dạng hàm phức:

$$y = A e^{\pm 2\pi i \left( \nu t - \frac{x}{\lambda} \right)} \quad (4-3)$$

Trong đó phần thực diễn tả sóng thực truyền theo trục Ox.

$$y = A \cdot \cos 2\pi(vt - \frac{x}{\lambda}) \pm iA \cdot \sin 2\pi(vt - \frac{x}{\lambda}). \quad (4-4)$$

Bây giờ hãy áp dụng một cách hình thức biểu thức sóng trên cho sóng Đơ-Broi, với các lưu ý sau đây:

Thay cho  $y$  là một đại lượng vật lý cụ thể ta dùng kí hiệu hàm sóng là  $\Psi$ , nó không phải là đại lượng đo được thông thường mà là một hàm toán học dạng phức. Ngoài ra còn thay các đặc trưng của sóng ( $v, \lambda$ ) bằng các đặc trưng của hạt ( $E, p$ ) theo công thức Đơ-Broi ta có:

$$\Psi_{(x,t)} = A \cdot e^{-2\pi i(\frac{E}{h}t - \frac{p \cdot x}{h})} \quad (4-5)$$

$$\Psi_{(x,t)} = A \cdot e^{-\frac{i}{h}(Et - p \cdot x)} \quad (4-6)$$

Lấy dấu (-) có lý riêng của cơ học lượng tử:  $\hbar = \frac{h}{2\pi}$  gọi là hằng số Plăng rút gọn.

Mở rộng cho hạt chuyển động tự do theo phương thức trong không gian ta có biểu thức tổng quát:

$$\Psi_{(r,t)} = A \cdot e^{-\frac{i}{h}(Et - p \cdot r)} \quad (4-7)$$

Hoặc viết dưới dạng thành hai phần riêng, phụ thuộc thời gian và không gian là:

$$\Psi_{(x,y,z,t)} = A \cdot e^{-\frac{i}{h}Et} \cdot e^{\frac{i}{h}(p_x x + p_y y + p_z z)} \quad (4-8)$$

## 2. HÀM SÓNG CỦA HẠT CHUYỂN ĐỘNG TRONG TRƯỜNG LỰC:

Trong trường hợp tổng quát, hạt chuyển động dưới tác dụng của trường lực mà phổ biến là trường lực thế, sóng Đơ-Broi tương ứng không còn là sóng phẳng nữa, dạng của hàm sóng trở nên phức tạp hơn nhiều. Tuy nhiên nếu chỉ giới hạn ở trường lực dừng (thế năng  $U$  không phụ thuộc thời gian) thì biểu thức

của hàm sóng phần phụ thuộc thời gian vẫn giữ nguyên dạng  $e^{-\frac{i}{h}Et}$ . Và hàm sóng bây giờ được biểu diễn dưới dạng:

$$\Psi_{(x,y,z,t)} = e^{-\frac{i}{h}Et} \cdot \Psi_{(x,y,z,t)} \quad (4-9)$$

Dạng tường minh của hàm sóng  $\Psi_{(x,y,z,t)}$  sẽ phụ thuộc vào trường lực cụ thể trong đó hạt chuyển động. Để tìm nó chúng ta phải giải phương trình trong cơ học lượng tử là phương trình Sơơđingơ. Nghiệm của phương trình này chính là hàm sóng  $\Psi$  mà ta cần tìm.

### 3. Ý NGHĨA CỦA HÀM SÓNG DIỄN TẢ SÓNG ĐƠ-BROI. ĐOÁN NHẬN HỆ THỐNG HÀM SÓNG.

Sóng Đơ-Broi không phải là sóng vật chất thông thường vì ta không thể tìm thấy sự lan truyền trong không gian của một đại lượng vật lý thực nào gắn với sóng. Vậy ta sẽ hiểu ý nghĩa của sóng này là gì?

Vào năm, 1928, nhà vật lý học Boóc (Born) đã giải thích: hàm sóng được đoán nhận theo quan điểm thống kê. Để hiểu được đoán nhận này, ta sẽ trở lại hình ảnh nhiễu xạ quen thuộc của chùm electron thu được trên màn huỳnh quang hay trên một kính ảnh. Hình ảnh này không thể giải thích được bằng sự chồng chất của sóng tại mỗi điểm hoặc cùng pha, hoặc khác pha dẫn đến sự tăng cường hoặc triệt tiêu cường độ sóng như đối với ánh sáng vì rằng ta đã nói sóng Đơ-Broi không hề gắn với dao động thực của một đại lượng vật lý nào, và mỗi electron khi rơi vào điểm nào là một thực thể nguyên vẹn. Do đó chỉ có thể giải thích hiện tượng này thể hiện sự phân bố của các electron, tại các thời điểm khác nhau trên màn, sự phân bố này tuân theo quy luật của sóng: cực đại nhiễu xạ ứng với những điểm tại đó số electron rơi vào nhiều nhất, còn cực tiểu nhiễu xạ ứng với những điểm số electron rơi vào ít nhất. Nếu diễn tả theo quan điểm thống kê thì có thể nói: Khả năng để electron rơi vào điểm có cực đại nhiễu xạ hay xác suất tìm thấy electron tại đó là lớn nhất, ngược lại khả năng để electron rơi vào điểm có cực tiểu nhiễu xạ hay xác suất tìm thấy electron tại đó là ít nhất. Như vậy có thể nói thực chất của hình ảnh nhiễu xạ diễn tả tính chất sóng của electron là hình ảnh phân bố xác suất tìm thấy electron tại điểm này hay điểm khác trong không gian.

Mặt khác nếu lập luận theo tính Logic hình thức giống như ánh sáng, cường độ sáng tỷ lệ với bình phương biên độ sóng (quan điểm sóng) hoặc tỷ lệ với số photon đi tới (quan điểm hạt), ta cũng có thể nhận định rằng số electron rơi vào mỗi điểm của màn sẽ tỷ lệ với bình phương biên độ sóng Đơ-Broi tại điểm đó.

Dẫn đến cách đoán nhận cuối cùng như sau:  $|\Psi(x,y,z)|^2 \cdot dv$ , diễn tả xác suất tìm thấy hạt trong một đơn vị thể tích bao quanh điểm có tọa độ  $(x,y,z)$ . Vì xác suất có tính công được nên một hệ quả hiển nhiên là khả năng tìm thấy hạt trong toàn bộ không gian phải là một điều chắc chắn dẫn đến điều kiện sau đây gọi là điều kiện chuẩn hoá của hàm sóng.

$$\int |\Psi(x,y,z)|^2 dv = 1 \quad (=100\%) \quad (4-10)$$

Cần chú ý hai điểm sau:

-Vì hàm sóng nói chung có thể là hàm phức mà xác suất là một số thực, nên bắt buộc phải bình phương môđun hàm sóng  $|\Psi|^2 = \Psi \cdot \Psi^*$ . Trong đó  $\Psi^*$  là hàm liên hiệp phức của  $\Psi$  để đảm bảo kết quả là một số thực. Như vậy bản chất của hàm  $\Psi$  thì chưa có ý nghĩa cụ thể.

-Đáng lẽ phải biểu diễn xác suất tìm thấy hạt theo  $|\Psi|^2$  nhưng vì thành phần phụ thuộc thời gian của hàm  $\Psi$  có dạng  $e^{-\frac{i}{\hbar}Et}$  nên kết quả trở thành:

$$|\Psi_{(x,y,z,t)}|^2 = |\Psi_{(x,y,z)}|^2 \quad (4-11)$$

Nói cách khác, phân bố xác suất tìm thấy hạt không phụ thuộc thời gian (trong trường lực dừng).

Tóm lại, bản chất sóng Đơ-Broi đã được xác định, nó không phải là sóng vật chất mà là gắn với phân bố xác suất tìm thấy hạt tại mỗi vị trí trong không gian, quy luật phân bố này hoàn toàn tuân theo quy luật sóng. Cũng vì vậy không bao giờ ta được phép đồng nhất electron hay một hạt vi mô nào đó với sóng vì luôn luôn hạt vẫn tồn tại nguyên vẹn. Trng thí nghiệm về sự nhiễu xạ của chùm electron nếu ta cho từng electron đi qua một, thì kết quả cuối cùng vẫn cho ta hình ảnh giống như cho một chùm electron đi qua. Vì vậy chỉ có thể giải thích tính chất sóng qua phân bố xác suất tìm thấy hạt trong không gian, và được gọi là đoán nhận thống kê.

### Phương trình Srôđingơ (Schrodinger)

Như đã nói ở phần trên tính chất sóng của hạt vi mô được mô tả bằng một hàm sóng, mà muốn tìm hàm sóng này ta phải giải một phương trình vi phân mà hàm  $\Psi$  chính là nghiệm của nó. Phương trình do Srôđingơ thiết lập và nó có vai trò vô cùng quan trọng trong cơ học lượng tử, giống như phương trình của Niuton trong cơ học cổ điển, hay phương trình Mắcxoen trong điện học.

Ta hãy thiết lập phương trình xuất phát từ hàm sóng của sóng Đơ-Broi với chuyển động của hạt tự do, sau đó khái quát hoá để thu được phương trình vi phân cơ bản mà ta từ đó có thể giải để tìm hàm sóng cho những trường hợp bất kỳ.

### 1. PHƯƠNG TRÌNH SRÔĐINGƠ DẠNG PHỤ THUỘC THỜI GIAN.

Hàm sóng Đơ-Broi có dạng:

$$\Psi_{(x,y,z,t)} = e^{-\frac{i}{\hbar}Et} \cdot e^{\frac{i}{\hbar}(xp_x + yp_y + zp_z)} \quad (5-1)$$

Để tìm phương trình vi phân thoả mãn hàm sóng ta lần lượt lấy đạo hàm của  $\Psi$  theo thời gian:

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar} E \cdot \Psi \quad (5-2)$$

Và đạo hàm theo các tọa độ  $(x,y,z)$ .

$$\frac{\partial \Psi}{\partial x} = -\frac{i}{\hbar} p_x \cdot \Psi$$

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} = \left( \frac{i}{\hbar} p \right)^2 \cdot \Psi = -\frac{p^2_x}{\hbar^2} \cdot \Psi \quad (5-3)$$

Tương tự:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} = -\frac{p^2_y}{\hbar^2} \cdot \Psi \quad (5-4) \quad \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} = -\frac{p^2_z}{\hbar^2} \cdot \Psi \quad (5-5)$$

Cộng (5-3), (5-4), (5-5) về theo về ta có:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} = -\frac{p^2}{\hbar^2} \Psi \quad (5-6)$$

Với trường hợp hạt chuyển động trong trường lực thế, ta có năng lượng toàn phần:

$$E = T + U = \frac{P^2}{2m} + U$$

Với U là hàm của tọa độ và thời gian, nhân 2 về với  $\Psi$  ta được:

$$E \cdot \Psi = \frac{P^2}{2m} \cdot \Psi + U \cdot \Psi \quad (5-7)$$

Từ (5-2) (5-5) ta thấy:

$$E \cdot \Psi = i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} \quad (5-8)$$

$$\text{Và: } P^2 \Psi = -\hbar^2 \left( \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} \right) \quad (5-9)$$

Thay vào (5-7) ta được:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \left( \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} \right) + U \cdot \Psi \quad (5-10)$$

Đó là phương trình Schrödinger dạng tổng quát.

## 2. PHƯƠNG TRÌNH SCHRÖDINGER DẠNG DỪNG:

Khi thế năng U không phụ thuộc thời gian hàm sóng dạng:

$$\Psi_{(x,y,z,t)} = e^{-\frac{iEt}{\hbar}} \Psi_{(x,y,z)} \quad (5-11)$$

Thay vào phương trình Schrödinger ta có:

$$E\psi e^{-\frac{iEt}{\hbar}} = -\frac{\hbar^2}{2m} \left( \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right) e^{-\frac{iEt}{\hbar}} + U\psi e^{-\frac{iEt}{\hbar}} \quad (5-12)$$

Hoặc biến đổi thành:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U)\psi = 0 \quad (5-13)$$

Đó là phương trình Schrödinger dạng dừng, thường được áp dụng rộng rãi trong nhiều bài toán cơ học lượng tử cho phép ta tìm được các thành phần của hàm

sóng chỉ phụ thuộc vào các tọa độ không gian  $\Psi(x,y,z)$ . Trường hợp đặc biệt khi vận dụng cho hạt chuyển động tự do thì phương trình (5-13) còn có dạng đơn giản hơn:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \frac{2mE}{\hbar^2} \psi = 0 \quad (5-14)$$

Với E là động năng của hạt.

\*Nhận xét:

-Phương trình Schrödinger suy từ hàm sóng của hạt tự do nhưng lại áp dụng được cho mọi trường hợp kể cả khi hạt chịu tác dụng của trường lực bất kỳ  $U(x,y,z)$  hoặc trường lực dừng  $U(x,y,z)$ . Tuy nhiên không có cách chứng minh sự suy diễn đó là đúng, mà chỉ có thể thừa nhận như một tiên đề, sau đó xem xét kết quả tìm được bằng lý thuyết có phù hợp với thực nghiệm hay không. Vì vậy phương trình Schrödinger cũng được coi là một tiên đề.

-Điều kiện vận dụng phương trình Schrödinger là năng lượng của hạt là phi tương

$$E = \frac{mv^2}{2} + U = \frac{P^2}{2m} + U$$

đối tính. Tức là chỉ xét khi  $v \ll c$ . Do vậy mà: Nếu hạt chuyển động với vận tốc lớn  $v \approx c$  phương trình Schrödinger sẽ được thay thế bằng phương trình Dirac.

-Nghiệm  $\Psi$  tìm được khi giải phương trình Schrödinger chỉ là nghiệm toán học. Nếu muốn trở thành hàm sóng diễn tả ý nghĩa xác suất thì  $\Psi$  phải thỏa mãn các điều kiện tiêu chuẩn sau:

-Nghiệm phải liên tục: vì phải có xác suất tìm thấy hạt tại mỗi điểm trong không gian.

-Nghiệm phải đơn trị: vì tại mỗi điểm chỉ có thể có một giá trị xác suất.

-Nghiệm phải hữu hạn: vì xác suất tìm thấy hạt là một số hữu hạn.

## Hạt trong hố thế

Trong nội dung chương trình này ta chỉ có thể xét bài toán đơn giản nhất để minh họa cho việc ứng dụng phương trình Schrödinger. Trong thực tế ta thường



gặp những trường hợp hạt chỉ chuyển động, trong một phạm vi giới hạn bởi hàng rào thế có chiều cao khá lớn. Ví dụ như electron trong mạng tinh thể, hay nuclon trong hạt nhân bền vững. Khi đó ta nói hạt bị “giam” trong hố thế.

Theo quan điểm cổ điển, bài toán là đơn giản. Hạt có thể có mọi giá trị năng lượng tùy ý và sẽ chuyển động qua lại va chạm đàn hồi với thành hố thế, qua trình có thể diễn ra vô hạn. Nhưng theo lý thuyết lượng tử, nếu hạt vi mô chuyển động trong không gian có kích thước vi mô thì vận đề sẽ diễn ra khác hẳn do tính chất sóng của hạt. Mọi kết quả sẽ phụ thuộc vào hàm sóng diễn tả trạng thái của hạt và ta phải bắt đầu từ việc thành lập phương trình Schrödinger cho bài toán để tiến hành giải.

## 1. PHƯƠNG TRÌNH SCHRÖDINGER VÀ NGHIỆM CỦA HÀM SÓNG:

Trong hố thế một chiều:  $0 \leq x \leq L$

$$U: \begin{cases} = \infty & \text{khi } x < 0; x > L \\ = 0 & \text{khi } 0 \leq x \leq L \end{cases} \quad (6-1)$$

Phương trình Schrödinger có dạng:

$$\frac{d^2 \psi(x)}{dx^2} + \frac{2mE}{\hbar^2} \cdot \psi(x) = 0 \quad (6-2)$$

Hay:

$$\frac{d^2 \psi(x)}{dx^2} + k^2 \cdot \psi(x) = 0 \quad (6-3)$$

$$\text{Với } k^2 = \frac{2mE}{\hbar^2} \quad (6-4)$$

Phương trình vi phân này quen thuộc và có nghiệm:

$$\psi(x) = A \cdot \sin(kx + \alpha) \quad (6-5)$$

Các hằng số A,  $\alpha$  sẽ được xác định từ các điều kiện tiêu chuẩn của hàm sóng: Theo điều kiện liên tục mà hàm sóng phải thỏa mãn thì tại các vị trí biên:  $x=0$  và  $x=L$ . Hàm  $\psi$  phải triệt tiêu vì hạt không thể ở ngoài hố thế và xác suất tìm thấy hạt ở đó phải bằng 0. Do đó:

$$\psi(x) = A \cdot \sin \alpha = 0 \quad (6-6)$$

Suy ra:  $\alpha=0$

$$\text{và } \psi(L) = A \cdot \sin kL = 0$$

Suy ra:  $kL = n\pi$ .

Hay:  $k = \frac{n\pi}{L}$  với  $n = \pm 1, \pm 2, \dots$  (6-7)

Vậy ta có:

$$\Psi_{(x)} = A \cdot \sin \frac{n\pi}{L} \cdot x \quad (6-8)$$

Ta thấy  $n \neq 0$ . Vì thế  $n = 0 \rightarrow \Psi_{(x)} = 0$ , điều vô lý.

Để xác định hằng số A, ta dựa vào điều kiện chuẩn hoá:

$$\int_0^L \Psi_{(x)}^2 dx = A^2 \int_0^L \sin^2 \frac{n\pi}{L} x dx = 1 \quad (6-9)$$

Từ đó ta tìm được:  $A = \sqrt{\frac{2}{L}}$  (6-10)

Cuối cùng ta có hàm sóng:

$$\Psi_{(x)} = \sqrt{\frac{2}{L}} \cdot \sin \frac{n\pi}{L} x \quad (6-11)$$

## 2. SỰ LƯỢNG TỬ HOÁ NĂNG LƯỢNG:

Kết quả thu được từ quá trình giải phương trình Schrödinger hoàn toàn khác với cổ điển là năng lượng của hạt chuyển động trong hố thế đã bị lượng tử hoá tức là chỉ nhận những giá trị gián đoạn. Ta có biểu thức năng lượng:

$$E_n = n^2 \cdot \frac{\pi^2 \hbar^2}{2mL^2} = n^2 \cdot \frac{\hbar^2}{8mL^2} \quad (6-12)$$

( Từ:  $k = \frac{n\pi}{L}$  thay vào:  $k^2 = \frac{2mE}{\hbar^2}$  )

Như vậy năng lượng phải khác 0 và gián đoạn. Giá trị nhỏ nhất của năng lượng:

$$E_1 = \frac{\hbar^2}{8mL^2} \quad (6-13)$$

Đó là kết quả quan trọng nhất của cơ học lượng tử suy từ hàm sóng xác định trạng thái của hạt trong hố thế.

## 3. XÁC SUẤT TÌM THẤY HẠT TRONG HỐ THẾ:

Biết dạng tường minh của hàm sóng đã được chuẩn hoá, ta có thể tìm được xác suất tìm thấy hạt ở vị trí bất kỳ trong hố thế. Sự phân bố xác suất tìm thấy hạt sẽ khác nhau ứng với từng trạng thái năng lượng gián đoạn của hạt.

Ví dụ: khi  $n=1$ , mật độ xác suất  $\Psi_1^2$  cực đại tại  $x = \frac{\lambda}{2}$ , nhưng với  $n=2$ , tại vị trí đó  $\Psi_2^2$  lại triệt tiêu.

### Phương trình Schrödinger cho nguyên tử Hydro và các ion tương tự

Bài toán được đặt ra giống như trong lý thuyết Bo: Xét nguyên tử Hydro và các ion tương tự như Hydro ( $\text{He}^{++}$ ;  $\text{Li}^{++}$  v.v...) là hệ gồm electron mang điện tích  $-e$  và hạt nhân mang điện tích  $+Ze$ . Electron chuyển động quanh hạt nhân được coi là đứng yên và chịu tác dụng của trường lực thế Coulomb từ hạt nhân.

$$U = -\frac{kze^2}{r}$$

Sự khác biệt với lý thuyết cổ điển ở đây là phải xuất phát từ việc thành lập phương trình Schrödinger cho trường lực dừng.

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \frac{2m_e}{\hbar^2} (E - U) \psi = 0 \quad (7-1)$$

Thay biểu thức của thế năng  $U$  và đưa kí hiệu toán tử Laplace.

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (7-2)$$

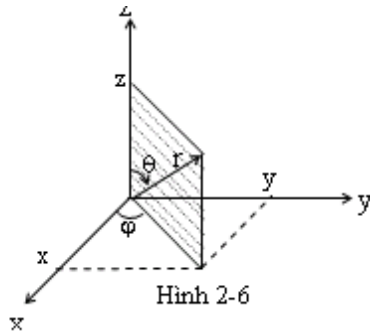
Ta có:

$$\Delta \psi_{(x,y,z)} + \frac{2m_e}{\hbar^2} \left( E + \frac{kze^2}{r} \right) \psi_{(x,y,z)} = 0 \quad (7-3)$$

Vì  $U$  là hàm của  $r$  chứ không phải là hàm của  $x, y, z$  nên để thuận tiện trong việc giải người ta biểu diễn phương trình Schrödinger trong tọa độ cầu  $r, \theta, \varphi$ .

Trong toán học công thức liên hệ giữa tọa độ Đêcác và tọa độ cầu là:

$$\begin{cases} x = r \cdot \sin \theta \cdot \sin \varphi \\ y = r \cdot \sin \theta \cdot \cos \varphi \\ z = r \cdot \cos \theta \end{cases}$$



Từ đó có thể chuyển các đạo hàm theo các tọa độ  $x, y, z$  thành các đạo hàm theo các tọa độ  $r, \theta, \varphi$ . Sau quá trình biến đổi và rút gọn ta được dạng của toán tử Laplace trong tọa độ cầu như sau:

$$\Delta_{r,\theta,\varphi} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \left[ \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \right] \quad (7-4)$$

Như vậy phương trình Schrödinger có dạng:

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sin \theta \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \varphi^2} + \frac{2m_e}{\hbar^2} (E - U) \psi = 0$$

Thay giá của thế năng  $U$ , rồi nhân với  $r^2 \sin^2 \theta$  ta có:

$$\sin^2 \theta \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sin \theta \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right) + \frac{\partial^2 \psi}{\partial \varphi^2} + \frac{2m_e r^2 \sin^2 \theta}{\hbar^2} \left( E + \frac{kze^2}{r} \right) \psi = 0 \quad (7-5)$$

Phương trình trên là phương trình Schrödinger trong hệ tọa độ cầu, việc giải phương trình trên rất phức tạp do hạn chế về công cụ toán học. Nhưng nhờ việc giải phương trình trong tọa độ cầu mà ta có thể tách thành ba phương trình độc lập, mỗi phương trình chỉ phụ thuộc vào một biến số riêng bỏ qua các biến số trung gian ta có:

$$\frac{d^2 \varphi}{d\varphi^2} + m^2 \varphi = 0 \quad (7-6)$$

$$\frac{1}{\sin \theta} \frac{d}{d\theta} \left( \sin \theta \frac{d}{d\theta} \right) + \left[ 1(1+1) - \frac{m^2}{\sin^2 \theta} \right] \theta = 0 \quad (7-7)$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left( r^2 \frac{dR}{dr} \right) + \left[ \frac{2m_e}{\hbar^2} \left( E + \frac{kze^2}{r} \right) - \frac{1(1-1)}{r^2} \right] R = 0 \quad (7-8)$$

\*Từ phương trình (7-6) ta có nghiệm:

$$\varphi_{(P)} = A \cdot e^{im\varphi} \quad (7-9)$$

Với A là hằng số tích phân, f là một phần của hàm sóng  $\Psi$ , nên nó phải liên tục, hữu hạn và đơn trị. Điều kiện đơn trị chính là:

$$\phi(\varphi) = \phi(\varphi + 2\pi)$$

hay là:

$$Ae^{im\varphi} = Ae^{im(\varphi + 2\pi)} \quad (7-10)$$

Dẫn đến điều kiện bắt buộc đối với giá trị m:

$$m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$$

m: được gọi là lượng tử số từ.

\*Phương trình (7-7) cho ta nghiệm dưới dạng một đa thức Logiăngdrơ (Legendre) và với các điều kiện tiêu chuẩn của hàm  $\Theta$  ta tìm được giá trị của l, đó là một số nguyên lớn hơn hoặc bằng  $|m|$

$$\text{Hay: } m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots, \pm l \quad (7-11)$$

l: được gọi là lượng tử số quỹ đạo.

\*Phương trình (7-8) cho ta nghiệm dưới dạng một đa thức Laghenrơ (Laguerre). Từ điều kiện chuẩn hoá của hàm R, ta tìm được năng lượng E, với giá trị âm gián đoạn:

$$E_n = -\frac{k^2 m_e e^4 z^2}{2n^2 \hbar^2} \quad (7-12)$$

Trong đó:  $n = 1, 2, 3, \dots$

N: được gọi là lượng tử số chính. Từ quá trình biện luận ta tìm được  $n \geq l + 1$ .  
Do vậy:

$$l = 0, 1, 2, \dots, n-1 \quad (7-13)$$

Tóm lại ta có ba lượng tử số với các giá trị khả dĩ sau:

$$\begin{cases} n = 1, 2, 3, \dots \\ l = 0, 1, 2, \dots, n-1 \\ m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l \end{cases} \quad (7-14)$$

Sự xuất hiện các lượng tử số này hoàn toàn do đòi hỏi của hàm sóng trong quá trình giải phương trình Schrödinger. Và ta sẽ thấy rằng, mỗi lượng tử số gắn với một đại lượng vật lý đặc trưng cho trạng thái của electron trong nguyên tử Hydro. Mỗi trạng thái phụ thuộc vào một tập hợp xác định của ba lượng tử số nói trên và được mô tả bằng hàm sóng kí hiệu là:

$$\Psi_{n,l,m}(r, \theta, \varphi) = R_{nl}(r) \cdot \Theta_{lm}(\theta) \cdot \Phi_m(\varphi) \quad (7-15)$$

### Lượng tử chính số. Năng lượng trạng thái dừng của nguyên tử

Việc giải phương trình Schrödinger để tìm nghiệm hàm sóng đã làm xuất hiện đồng thời những đại lượng vật lý mô tả trạng thái nguyên tử. Kết quả quan trọng trước tiên là ta thu được các giá trị gián đoạn của năng lượng xác định bằng biểu thức.

$$E_n = -\frac{k^2 \cdot m_e \cdot z^2 \cdot e^4}{2n^2 \hbar^2} \quad (8-1)$$

Một kết quả hoàn toàn trùng hợp với lý thuyết Bo mặc dù xuất phát điểm của hai phương pháp giải quyết vấn đề hoàn toàn khác nhau. Ta có thể đánh giá sự thành công của cơ học lượng tử so với lý thuyết Bo đó là sự lượng tử hoá năng lượng mà Bo tìm thấy chỉ là hệ quả trực tiếp của điều kiện lượng tử hoá về mômen xung lượng của electron đã được áp đặt trước.

Ngược lại, theo lý thuyết lượng tử, sự xuất hiện các giá trị gián đoạn của năng lượng nguyên tử Hydrô là hoàn toàn tự nhiên và nhất thiết phải xảy ra vì nó gắn với bản chất sóng của đối tượng vi mô mà cơ học lượng tử mô tả.

Như vậy nguyên tử Hydrô chỉ tồn tại ở những trạng thái dừng có năng lượng xác định và gián đoạn như đã nói trên. Trong biểu thức của năng lượng chúng ta chú ý đến lượng tử số chính  $n$ , biểu diễn số thứ tự của các trạng thái dừng khả dĩ. Nói cách khác, lượng tử số chính  $n$  đặc trưng cho sự lượng tử hoá năng lượng toàn phần của nguyên tử.

### Lượng tử số quỹ đạo. Mômen quỹ đạo của electron

Ta trở lại phương trình Schrödinger để tìm ý nghĩa của lượng tử số quỹ đạo gắn với đại lượng vật lý nào? Xét phương trình cho hàm  $R(r)$

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left( r^2 \frac{dR}{dr} \right) + \left[ \frac{2m_e}{\hbar^2} \cdot \left( E + \frac{kze^2}{r} \right) - \frac{l(l+1)}{r^2} \right] R = 0 \quad (9-1)$$

Phương trình chỉ liên quan đến biến số  $r$ , tức là mô tả chuyển động của electron đi tới gần hoặc ra xa hạt nhân, vì thế hàm  $R(r)$  gọi là thành phần xuyên tâm của hàm sóng. Tuy nhiên ta thấy trong phương trình có mặt năng lượng toàn phần  $E$  trong đó có động năng liên quan đến chuyển động của electron cả trên quỹ đạo quanh hạt nhân chứ không phải chỉ theo phương xuyên tâm. Mâu thuẫn này có thể được giải quyết nếu ta coi rằng động năng  $T$  của electron gồm hai phần:  $T_{xT}$  ứng với chuyển động xuyên tâm (đi gần hoặc xa hạt nhân) và  $T_{qd}$  ứng với chuyển động quay trên quỹ đạo. Như vậy năng lượng toàn:

$$E = T_{xT} + T_{qd} + U \quad (9-2)$$

$$E = T_{xT} + T_{qd} - \frac{kze^2}{r} \quad (9-3)$$

Thay giá trị của E vào phương trình trên ta có:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left( r^2 \frac{dR}{dr} \right) + \frac{2m_e}{\hbar^2} \left[ T_{xT} + T_{qd} - \frac{\hbar^2 \cdot l(l+1)^2}{2m_e} \right] R = 0 \quad (9-4)$$

Muốn R(r) là hàm biểu diễn chuyển động của các electron chỉ theo phương xuyên tâm thì hai số hạng cuối trong dấu móc vuông phải triệt tiêu lẫn nhau. Nghĩa là:

$$T_{qd} = \frac{\hbar^2 \cdot l(l+1)}{2m_e r^2} \quad (9-5)$$

Mặt khác động năng quay của electron là:

$$T_{qd} = \frac{1}{2} m_e V^2 \quad (9-6)$$

Kết hợp với giá trị mômen xung lượng của electron trên quỹ đạo  $L = m_e v \cdot r$  ta được:

$$T_{qd} = \frac{L^2}{2m_e \cdot r^2} \quad (9-7)$$

So sánh (9-5) và (9-7). Ta rút ra:

$$L = \sqrt{l(l+1)} \hbar \quad (9-8)$$

Với  $l=0, 1, 2, \dots, n-1$ .

Như vậy: với một mức năng lượng  $E_n$  cho trước của nguyên tử, chỉ có thể có n giá trị khả dĩ của mômen xung lượng L thoả mãn công thức (9-8).

Giống như năng lượng, mômen xung lượng của electron được bảo toàn và bị lượng tử hoá, kết quả này xuất hiện một cách tự nhiên trong quá trình biện luận, giải, tìm nghiệm phương trình Schrödinger. Như vậy lượng tử số quỹ đạo l đặc trưng cho một đại lượng vật lý khác mô tả trạng thái của electron trong nguyên tử, đó là mômen xung lượng L.

Mômen này ứng với chuyển động trên quỹ đạo của electron nên thường được gọi là mômen quỹ đạo. Và vì thế l có tên là lượng tử số quỹ đạo.

Người ta qui ước biểu diễn các trạng thái của electron trong nguyên tử ứng với mômen quỹ đạo bằng chữ theo thứ tự sau đây:

$$l = 0 \quad 1 \quad 2 \quad 3 \quad 4 \quad 5 \dots$$

$$\text{Kí hiệu: s} \quad \text{p} \quad \text{d} \quad \text{f} \quad \text{g} \quad \text{h} \dots$$

Như vậy trạng thái S không có mômen quỹ đạo, trạng thái p có  $L = \sqrt{2}\hbar$ , trạng thái d có

$$L = \sqrt{l(l+1)} \hbar \dots$$

Ngoài ra người ta còn kết hợp lượng tử chính số  $n$  với các chữ chỉ trạng thái mômen quỹ đạo trên đây để quy ước gọi tên các trạng thái của nguyên tử. Theo cách quy ước này khi nói nguyên tử ở trạng thái 2S có nghĩa là trạng thái ứng với  $n=2, l=0$ . Hoặc trạng thái 3d có nghĩa ứng với  $n=3, l=2$ . Dưới đây là bảng kí hiệu các trạng thái khả dĩ của nguyên tử Hydrô theo quy ước trên:

s	p	d	f	g	h	.....
$l=0$	$l=1$	$l=2$	$l=3$	$l=4$	$l=5$	.....

$n=1$  1s

$n=2$  2s 2p

$n=3$  3s 3p 3d

$n=4$  4s 4p 4d 4f

$n=5$  5s 5p 5d 5f 5g

$n=6$  6s 6p 6d 6f 6g 6h

### Phân bố xác suất tìm thấy electron trong nguyên tử

Theo lý thuyết Bo, electron trong nguyên tử Hydrô được coi là chuyển động theo những quỹ đạo tròn quanh hạt nhân với bán kính lần lượt là:  $a_0 = 0,53 \text{ \AA}$  (bán kính Bo lớn nhất;  $4a_0$ ;  $9a_0$ ; ứng với các trạng thái dừng của nguyên tử:  $n=1, 2, 3, \dots$

Lý thuyết lượng tử về nguyên tử Hydrô cho ta những quan niệm hoàn toàn khác. Nguyên lý bất định Heisenberg khẳng định rằng ta không thể nào xác định hoàn toàn chính xác vị trí của electron trong nguyên tử, nói cách khác khái niệm quỹ đạo của electron ở đây là không thể chấp nhận và cơ học lượng tử chỉ cho ta biết được chính xác khả năng tìm thấy electron ở các vị trí khác nhau, tức là tính được xác suất tìm thấy electron tại một thời điểm bất kì có tọa độ  $r, \theta, \varphi$  quanh hạt nhân. Mặc dù electron luôn luôn chuyển động nhưng phân bố xác suất tìm thấy electron tại các thời điểm khác nhau lại hoàn toàn không phụ thuộc vào thời gian. Ta xét cụ thể như sau:

Hàm sóng mô tả trạng thái nguyên tử cho bởi.

$$\psi_{n,l,m}(r, \theta, \varphi) = R_{n,l}(r) \cdot \Theta_{l,m}(\theta) \cdot \Phi_m(\varphi) \quad (11-1)$$

Trong đó các thành phần  $r, \theta, \varphi$  đều là những hàm thỏa mãn ba điều kiện tiêu chuẩn của hàm sóng. Suy ra mật độ xác suất tìm thấy electron trên là:



$$|\psi|^2 = |r|^2 \cdot |\theta|^2 \cdot |\varphi|^2 \quad (11-2)$$

Trong đó bình phương mỗi hàm được hiểu là tích của hàm đó với liên hiệp phức của nó.

Mật độ xác suất  $|\psi|^2$  cho ta khả năng tìm thấy electron theo hướng có góc phương vị  $\varphi$  xác định. Nhưng ta có:

$$\psi = A \cdot e^{im\varphi} \quad (11-3)$$

A: hệ số chuẩn hoá.

Ta thấy rằng mật độ xác suất này là một hằng số và không phụ thuộc vào  $\varphi$ . Có nghĩa là phân bố mật độ xác suất tìm thấy electron có tính chất đối xứng quanh trục z. Vuông góc với mặt phẳng xy chứa góc  $\varphi$ , hay nói cách khác khả năng tìm thấy electron ở mọi góc  $\varphi$  bất kỳ là như nhau.

Mật độ xác suất  $|\psi|^2$  cho ta khả năng tìm thấy electron theo hướng có  $q$  xác định trên mặt phẳng kinh tuyến. Phân bố xác suất này là không đơn giản vì hàm  $Q$  phụ thuộc khá phức tạp vào  $q$  với mọi giá trị của  $l$  và  $m$ . Tuy nhiên riêng với trạng thái  $s$  ta có trường hợp đơn giản. Vì trạng thái này  $l=m=0$  và  $|\psi|^2$  bằng hằng số nên kết hợp với kết quả trên ( $|\psi|^2 = \text{const}$ ), ta thấy xác suất tìm thấy electron là như nhau theo mọi hướng, tạo một khoảng cách  $r$  cho trước tính từ tâm hạt nhân. Nói cách khác, phân bố xác suất tìm thấy electron là có tính chất đối xứng cầu khi nguyên tử ở trạng thái  $s$ . Chính điều này đã giải thích được ý nghĩa vật lý của kết quả mômen quỹ đạo  $L$  có giá trị bằng 0 ứng với trạng thái  $s$  ( $l=0 \rightarrow L=0$ ). Mômen quỹ đạo  $L=0$  không có ý nghĩa là electron ngừng chuyển động quay quanh hạt nhân, như hiểu đơn thuần theo quan điểm của cơ học cổ điển. Trái lại electron vẫn tiếp tục chuyển động, nhưng vì phân bố trong trạng thái  $s$  có tính chất đối xứng cầu nên mọi phương không gian đều bình đẳng, vectơ  $\vec{L}$  có thể có mọi hướng đối xứng xuyên tâm, dẫn đến kết quả trung bình của  $L$  phải triệt tiêu, tức  $L=0$ .

Còn hàm xuyên tâm  $R$  biến thiên theo  $r$  và phụ thuộc vào hai lượng tử số  $n$  và  $l$ . Ta có thể tính được phân bố xác suất tìm thấy electron ở khoảng cách  $r$  từ hạt nhân như sau:

Ta biết xác suất tìm thấy electron trong một nguyên tố thể tích  $dV$  bao quanh

điểm có tọa độ  $r, \theta, \varphi$  cho trước là  $|\psi(r, \theta, \varphi)|^2 \cdot dV$ . Trong tọa độ cầu:  $dV = r^2 \sin\theta \cdot dr \cdot d\theta \cdot d\varphi$

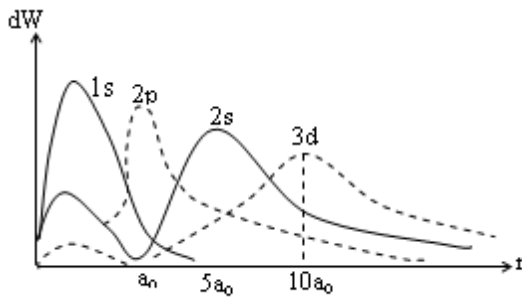
Kí hiệu  $dw$  là xác suất tìm thấy electron trong khoảng cách từ  $r$  đến  $r + dr$  tính từ hạt nhân đến phương bất kỳ (với mọi giá trị của  $\theta$  và  $\varphi$ ). Ta có:

$$dW = |R|^2 \cdot r^2 \cdot dr \cdot \int_0^{2\pi} |\Theta|^2 \sin \theta \, d\theta \cdot \int_0^{2\pi} |\Phi|^2 \cdot d\varphi = |R|^2 \cdot r^2 \cdot dr \quad (11-4)$$

Vì hai tích phân đều bằng 1 theo điều kiện chuẩn hoá; các hàm  $\Theta$  và  $\Phi$  là hàm đã chuẩn hoá.

-Hình vẽ biểu diễn  $dW$  phụ thuộc  $r$  trong một số trạng thái. Trạng thái 1s;  $dW$  cực đại ở  $r=a_0$ . Phù hợp với kết quả lý thuyết Bo.

Trạng thái 2p ( $m = \pm 1$ );  $dW$  cực đại tại  $r=4a_0$ ; trạng thái 3d ( $m = \pm 2$ ),  $dW$  cực đại tại  $r=9a_0$ , v.v... Tất cả trùng hợp với lý thuyết Bo.



Hình 2-9

Tóm lại trong mỗi trường hợp mà mômen quỹ đạo có giá trị lớn nhất có thể đạt được với mức năng lượng tương ứng ( $l=n-1$ ), và vectơ mômen quỹ đạo có phương gần sát trục z nhất ( $m=1$ ). Xác suất tìm thấy electron ở gần xích đạo nhất (quỹ đạo Bo) thì kết quả cơ học lượng tử trùng với kết quả của Bo.

Như vậy, phân bố xác suất tìm thấy electron trong nguyên tử thay đổi tùy theo trạng thái của nguyên tử. Trong cơ học lượng tử người ta hình dung hình ảnh phân bố này như một “đám mây electron”, có chỗ dày, chỗ mỏng tương ứng với xác suất tìm thấy electron là lớn hay nhỏ. Như vậy hình ảnh đám mây điện tử sẽ thay cho khái niệm quỹ đạo của electron trong mẫu nguyên tử Bo.

**Lượng tử số từ. Sự lượng tử hóa không gian**

Lượng tử số quỹ đạo xác định giá trị của mômen quỹ đạo của electron.

Nhưng mômen quỹ đạo  $\vec{L}$  là một vectơ, do đó ta phải mô tả nó cả về phương và chiều. Khi tiến hành giải phương trình Schrödinger dạng phụ thuộc  $q$ , ta tìm được một số kết quả vật lý nữa đó là một thành phần của mômen quỹ đạo, là hình chiếu của  $\vec{L}$  trên trục z, được xác định bởi lượng tử số từ m theo công thức:

$$L_z = m \cdot \hbar \quad (10-1)$$

Kết quả này có ý nghĩa là khi có từ trường ngoài vectơ mômen quỹ đạo không phải định hướng tùy ý trong không gian, mà chỉ chọn một số hướng nhất định thoả mãn điều kiện trên. Điều này có liên quan trực tiếp đến từ trường ngoài, đó là nguyên nhân dẫn đến kết quả trên.

Ta hãy hình dung một electron quay quanh hạt nhân như một dòng điện kín, tức là nó sẽ gây ra một từ trường giống như một lưỡng cực từ. Vì thế một electron trong nguyên tử có mômen từ quỹ đạo sẽ tương tác với từ trường ngoài. Nếu hướng trục z song song với phương của từ trường thì lượng tử số m sẽ đặc trưng cho các phương khả dĩ của vectơ  $\vec{L}$  trong không gian thể hiện qua các giá trị thành phần  $L_z$ , trên phương từ trường ngoài xác định bởi  $L_z = m\hbar$ . Hiện tượng này thường được gọi là sự lượng tử hoá không gian. Các phương trong không gian trở thành chọn lọc và gián đoạn đối với sự định hướng của vectơ mômen quỹ đạo  $\vec{L}$ .

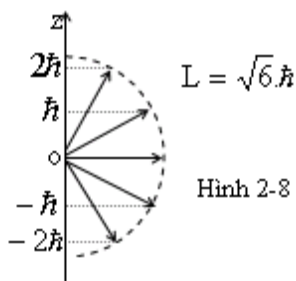
Các giá trị khả dĩ của m ứng với một giá trị của l cho trước thay đổi từ -l qua 0 đến +l theo điều kiện:  $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$ . Cho nên sẽ có  $2l+1$  hướng khả dĩ của vectơ  $\vec{L}$  trong từ trường ngoài.

Ví dụ:  $l=0$ ,  $L_z$  chỉ có giá trị 0,  $l=1 \rightarrow L_z = 0, \pm \hbar$ , khi  $l=2 \Rightarrow L_z = 0, \pm \hbar, \pm 2\hbar \dots$

Ta nhận xét là  $\vec{L}$  không bao giờ trùng phương với phương của từ trường  $\vec{B}$ . Vì  $|L_z|$  luôn luôn nhỏ hơn độ lớn  $\sqrt{l(l+1)}\hbar$  của mômen quỹ đạo  $\vec{L}$ .

Sự lượng tử hoá không gian của mômen quỹ đạo của electron trong nguyên tử Hydro, được trình bày trên hình vẽ ứng với trường hợp:  $l=2$ .

Như vậy khi không có từ trường ngoài, phương z hoàn toàn chỉ có tính ngẫu nhiên, nhưng nếu có từ trường ngoài thì phương z (được chọn trùng với phương từ trường) sẽ trở thành một phương đặc biệt, phương ưu tiên đối với nguyên tử.



## Mômen từ của electron

Chuyển động của electron trong nguyên tử được coi tương đương với một dòng điện kín vì nó quay theo đường cong khép kín quanh hạt nhân nguyên tử. Dòng điện này gây ra xung quanh một từ trường, do đó trong chuyển động, ngoài mômen quỹ đạo đã biết electron còn có mômen từ.

Trước tiên ta xác định mômen từ của electron theo quan điểm cổ điển. Theo mẫu nguyên tử Bo, electron chuyển động theo quỹ đạo tròn, mômen từ ứng với mạch điện khép kín bằng:  $m = I.S$  (12-1)

Trong đó  $I$  là cường độ dòng điện và  $S$  là diện tích của mạch điện. Vì quỹ đạo của electron là đường tròn bán kính  $r$  do đó:

$$\mu = I \cdot \pi \cdot r^2 \quad (12-2)$$

Hoặc có thể viết:

$$\mu = I \cdot \frac{2\pi \cdot r \cdot m \cdot v}{2m \cdot v} \quad (12-3) \quad (m: \text{là khối lượng của electron})$$

Với  $L = r \cdot m \cdot v$  là mômen quỹ đạo của electron và  $\frac{2\pi \cdot r}{v} = T$  là chu kỳ của electron quanh hạt nhân. Vậy:

$$\mu = I \cdot \frac{L \cdot T}{2m} \quad (12-4)$$

Mặt khác cường độ dòng điện  $I = e \cdot v$

Với  $v$  là tần số quay của electron mà:  $v = \frac{1}{T}$  nên cuối cùng :

$$\mu = \frac{e}{2m} L \quad (12-5)$$

Trong trường hợp mở rộng thuyết Bo, quỹ đạo electron là đường elip, ta vẫn có thể chứng minh được mômen từ biểu thức như trên.

Vì  $\vec{L}$  là vector nên mômen  $m$  cũng là một vector cùng phương với mômen quỹ đạo, nhưng ngược chiều (vì  $e < 0$ ). Vậy:

$$\vec{\mu} = \frac{e}{2m} \vec{L} \quad (12-6)$$

Tỷ số giữa giá trị của  $m$  và  $L$  là một đại lượng không đổi và bằng:  $\frac{e}{2m}$ ; nó được gọi là tỷ số từ hồi chuyển. Ngoài ra mômen từ  $m$  cũng chỉ có thể nhận những giá trị xác định, gián đoạn, Theo điều kiện lượng tử hoá Bo,  $L = n \cdot \hbar$ . Suy ra:

$$\mu = n \cdot \frac{e\hbar}{2m_e} \quad n=1,2,3,\dots \quad (12-7)$$

( $m_e$  là khối lượng electron, để khối lẫn với lượng tử  $m$ ). Giá trị nhỏ nhất của

$$\mu_0 = \frac{e\hbar}{2m_e} \quad (12-8)$$

Mômen từ:

$m_0$ - được gọi là ma nheton Bo, và coi như đơn vị đo mômen từ trong vật lý nguyên tử và hạt nhân.

Hệ SI:  $\mu_0 = 9,273 \cdot 10^{-24} \text{ J/T (Jun/Tesla)} \quad (12-9)$

Chuyển sang cơ học lượng tử, lý thuyết cũng chứng tỏ rằng giữa mômen từ

$$\mu = \frac{e}{2m_e} L$$

và mômen quỹ đạo vẫn có cùng một liên hệ biểu diễn bằng hệ thức.

Tuy nhiên, giá trị của Mômen quỹ đạo .

$$|L| = \sqrt{l(l+1)} \cdot \hbar \quad (12-10)$$

Nên giá trị của mômen từ  $m$  cũng không còn bằng số nguyên lần manheton Bo nữa:

$$\mu = \sqrt{l(l+1)} \cdot \frac{e\hbar}{2m_e} \quad (12-11)$$

Tóm lại: Sự tồn tại của Mômen từ của electron gắn liền với chuyển động của electron là hạt mang điện quay quanh hạt nhân của nguyên tử. Thực nghiệm đã xác nhận giá trị của manheton Bo là hoàn toàn phù hợp với lý thuyết.

## Spin của electron. Thí nghiệm Xtec Ghelắc (Stern - Gerlachs)

### 1. SPIN CỦA ELECTRON:

Như đã nói ở trên cơ học lượng tử đã giải quyết được nhiều vấn đề về cấu trúc nguyên tử, nhưng vẫn còn những vấn đề mà chưa giải quyết được đó là về cấu trúc tinh vi của các vạch quang phổ. Khi sử dụng máy quang phổ có năng suất phân giải cao, người ta thấy mỗi vạch quang phổ Hydrô thuộc dãy Banme tách thành hai vạch rất sát nhau. Thứ hai là hiện tượng tách vạch quang phổ khi đặt nguyên tử Hydrô trong từ trường ngoài thường được gọi là hiệu ứng Diman (xem phần sau), mà thông thường là mỗi vạch quang phổ tách thành 3 thành phần trong đó hai thành phần mới xuất hiện nằm đối xứng hai bên thành phần ban đầu (khi không có từ trường). Tuy nhiên với hiệu ứng Diman khác thường, số thành phần tách ra có thể nhiều hơn ba và trở nên phức tạp, mà người ta không thể giải quyết bằng lý thuyết cơ học lượng tử.

Để giải thích những hiện tượng trên, năm 1925 Gao-xmít và Ulenbéch (Goulsmith-Uhlenbeck), đưa ra một giả thuyết mới là electron ngoài mômen quỹ đạo đã biết còn có một mômen xung lượng riêng. Theo giả thuyết này, electron trong khi chuyển động quanh hạt nhân còn tự quya quanh trục đối xứng của nó giống như Trái đất tự quay quanh trục đối xứng của nó trong chuyển động Mặt

Trời. Vì lí do đó, Mômen xung lượng riêng của electron được gọi là mômen Spin (có nghĩa là quay) hay thường gọi tắt là Spin của electron.

Cách hình dung về Spin như vậy hoàn toàn theo quan điểm cổ điển trong đó giá trị Spin là:

$$S = \frac{1}{2} \hbar \quad (13-1)$$

Sau này năm 1928, Dirac (Dirac) đã thành lập phương trình cơ học lượng tử tương đối tính, trên cơ sở đó đã chỉ ra rằng đúng là electron có Spin và mômen từ riêng, nhưng không như cách giải thích mà Gao-xmít và Ulenbéc đã đưa ra, tức là Spin không liên quan đến chuyển động tự quay của electron, mà nó là một thuộc tính đặc trưng và gắn liền với bản chất của các hạt vi mô trong đó electron chỉ là một trường hợp. Theo lý thuyết Dirac, Spin nhận giá trị:

$$|\vec{S}| = \sqrt{S(S+1)}\hbar \quad (13-2)$$

Trong đó  $S = \frac{1}{2}$  được gọi là lượng tử số Spin và do đó:

$$S = \frac{\sqrt{3}}{2} \hbar \quad (13-3)$$

Ta thấy công thức của  $\vec{S}$  có dạng công thức  $\vec{L}$ , chỉ khác là Spin chỉ có một giá trị duy nhất, trong khi mômen quỹ đạo  $L$  có thể nhận nhiều giá trị khác nhau.

Khi đặt nguyên tử trong từ trường ngoài, cũng tương tự như đối với mômen quỹ đạo  $\vec{L}$  có  $2l+1$ , cách định hướng trong từ trường, còn Spin  $\vec{S}$  chỉ có thể có  $2S+1=2$  cách định hướng.

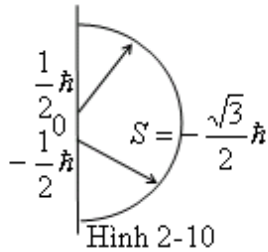
Các thành phần  $S_z$  của Spin dọc theo phương ưu tiên oz (phương của từ trường ngoài), được xác định bởi công thức:

$$S_z = m_s \hbar \quad (13-4)$$

Trong đó  $m_s$  được gọi là lượng tử từ riêng và chỉ nhận hai giá trị:

$$m_s = \pm \frac{1}{2}$$

Sự lượng tử hoá không gian của Spin được mô tả như hình vẽ.



Vì electron là hạt mang điện ứng với mômen Spin cũng có một mômen từ riêng kí hiệu  $\mu_s$  và liên hệ với mômen Spin  $\vec{S}$  theo hệ thức:

$$\vec{\mu}_s = -\frac{e}{m_e} \vec{S} \quad (13-5)$$

Như vậy vectơ  $\mu_s$  luôn hướng ngược chiều với vectơ Spin và các thành phần khả dĩ tương ứng của  $\mu_s$  dọc theo trục z là:

$$\mu_{sz} = -\frac{e}{m_e} S_z \quad (13-6)$$

$$\mu_{sz} = \pm \frac{e\hbar}{2m_e} = \pm \mu_0 \quad (13-7)$$

Các thành phần này có giá trị đúng bằng một manhêton Bo.

## 2. THÍ NGHIỆM XTEC-GHELÁCH:

Giả thuyết về sự tồn tại của Spin đã được xác nhận bằng thực nghiệm do Xtec và ghelách thực hiện năm 1929. Trong thí nghiệm đó, lấy một chùm nguyên tử Bạc trung hoà cho đi qua từ trường không đều, người ta đặt một phim ảnh để ghi lại vết của chùm nguyên tử sau khi đi qua từ trường. Toàn bộ hệ thống đặt trong chân không.

Nếu nguyên tử có mômen từ, nó tương đương với một lưỡng cực từ và trong từ trường đều sẽ chịu tác dụng của ngẫu lực hướng dọc theo trường. Còn trong từ trường đều, mỗi cực của lưỡng cực từ chịu tác dụng của một lực có cường độ khác nhau và tạo thành một hợp lực F có giá trị phụ thuộc vào sự định hướng tương đối của lưỡng cực đối với từ trường và vào gradien của từ trường theo hướng đó.

$$F = -\mu_x \cdot \frac{\partial H}{\partial z} \quad (13-8)$$

Từ thí nghiệm ta thấy: vết của chùm nguyên tử trên phim ảnh tách thành hai phần rõ rệt ứng với hai cách định hướng ngược nhau của vectơ mômen từ trong từ trường.

Kết quả này chứng tỏ:

-Chùm nguyên tử Bạc ở trạng thái bình thường ( $l=0$ ) do đó mômen từ quỹ đạo bằng 0, hiện tượng chùm bị lệch trong từ trường thể hiện sự có mặt của một mômen từ khác, đó chính là mômen từ riêng của electron của nguyên tử.

-Hai vết lệch đối xứng, chứng tỏ hình chiếu trên phương từ trường của mômen từ riêng chỉ nhận hai giá trị trái dấu bằng nhau, và hình chiếu này cũng đúng bằng một manhêton Bo.

-Vì kết quả của mômen từ riêng là đúng, chứng tỏ giả thuyết về Spin là đúng.

### Tương tác Spin - quỹ đạo.

Dựa vào lý thuyết về Spin của electron, ta có thể giải thích cấu trúc tinh vi của các vạch quang phổ bằng tương tác giữa Spin và mômen quỹ đạo của electron trong nguyên tử - gọi là tương tác Spin-quỹ đạo.

Nếu xét trong hệ quy chiếu gắn với electron, thì chính electron chịu tác dụng của một từ trường  $\vec{B}$  gây bởi chuyển động (tương đối) của một proton (hạt nhân quanh nó). Từ trường này tác dụng lên mômen từ riêng của electron tạo ra một năng lượng phụ.

$$\Delta W = -\mu B \cos \theta \quad (14-1)$$

Với  $\theta$  là góc hợp bởi các vectơ  $\vec{\mu}$  và  $\vec{B}$ . Ở đây mômen từ của electron chính là momen từ riêng  $\mu_s$  và:

$$\mu_s \cos \theta = \mu_{sz} = \pm \frac{e\hbar}{2m_e} \quad (14-2)$$

Kết quả ta được: 
$$\Delta W = \pm \frac{e\hbar}{2m_e} . B \quad (14-3)$$

Vậy năng lượng của electron trong trạng thái lượng tử cho trước sẽ tăng

thêm hoặc giảm đi một giá trị :  $\frac{e\hbar}{2m_e} B$ . So với năng lượng khi nó không có tương tác Spin-quỹ đạo. Kết quả là mỗi trạng thái lượng tử tách thành hai trạng thái con và do đó tách mỗi vạch phổ thành hai vạch thành phần. Chính kết quả

này giải thích lý do lượng tử số bắt buộc phải bằng  $\frac{1}{2}$ , để chỉ có  $2S+1=2$  cách định hướng vectơ  $\vec{S}$ .

Tuy nhiên giá trị của DW rất nhỏ so với năng lượng ban đầu nên sự tách vạch quang phổ rất khó quan sát với máy quang phổ thường.

## Chương III: Cấu trúc phân tử

### Liên kết hóa trị. Khái niệm hóa trị



## 1. LIÊN KẾT HOÁ HỌC:

Các nguyên tử liên kết lại thành từng nhóm và tạo nên ác phân tử. Vậy bản chất của liên kết hoá học là gì?

Người ta chia lực hút giữa các phân tử trong phân tử thành ba nhóm sau đây: Lực Vanđecvan, lực liên kết ion (hay liên kết dị cực) và liên kết đồng cực (hay liên kết cộng hoá trị). Sự phân chia như vậy cũng mang tính chất tương đối.

-Các lực Vanđecvan thường rất nhỏ, đóng vai trò chủ yếu để giữ các phân tử chất lỏng với nhau. Vì vậy ta không cần chú ý tới lực này.

-Các lực liên kết ion, không khác gì với lực hút giữa những điện tích trái dấu, chẳng hạn như ion  $\text{Na}^+$  và ion  $\text{Cl}^-$  chúng hút nhau bởi các lực tĩnh điện và tạo thành phân tử  $\text{NaCl}$ . Tuy nhiên nếu chỉ dựa vào liên kết ion ta không giải thích được cấu tạo của tất cả các phân tử Hydrô. Và điều này chỉ có thể giải thích được nhờ cơ học lượng tử.

Liên kết đồng cực là loại liên kết trong phân tử tạo thành bởi các electron góp chung của các nguyên tử. Và theo cơ học lượng tử đó là: Nếu khoảng cách giữa các hạt nhân rất gần nhau, thì có sự trao đổi electron giữa các hạt nhân, nên những lực này gọi là lực trao đổi lượng tử. Ví dụ phân tử Hydrô gồm hai proton và hai electron là phân tử đơn giản nhất. Khi khoảng cách giữa hai proton không lớn lắm thì các hàm sóng của các nguyên tử tạo thành phân tử sẽ phủ lên nhau đáng kể, tức là mỗi electron thuộc cả hai nguyên tử, tức là có sự trao đổi electron. Và nhờ đó xuất hiện lực trao đổi gây ra liên kết đồng cực. Cơ học lượng tử cũng chỉ ra rằng, nếu các Spin của hai nguyên tử Hydrô là đối song thì hai nguyên tử hút nhau tạo thành phân tử, còn Spin của chúng song song thì đẩy nhau và không tạo thành phân tử. Và từ đây chúng ta có thể nhận xét rằng không thể tồn tại một phân tử Hydrô gồm ba nguyên tử kết hợp với nhau được bởi vì trong đó sẽ tồn tại một cặp Spin song song. Và chính điều này giải thích được tính bảo hoà của liên kết đồng cực.

## 2. LIÊN KẾT HOÁ TRỊ:

Hoá trị của nguyên tử được xác định bởi số electron với Spin tự do có thể trao đổi với một số electron tương ứng của nguyên tử khác. Các electron ở lớp vỏ ngoài của nguyên tử tạo thành những cấu hình khác nhau, và chính trạng thái của các electron này tạo thành hoá trị của các nguyên tố. Thông thường hoá trị của các nguyên tố được xét ở trạng thái cơ bản, nhưng đôi khi hoá trị không do trạng thái cơ bản quyết định mà do trạng thái kích thích quyết định.

### **Các mức năng lượng của phân tử. Lượng nguyên tử**

Phân tử lượng nguyên tử gồm hai hạt nhân nguyên tử và một số electron nào đấy chuyển động trong từ trường của hạt nhân này. Ta giả sử rằng khoảng cách giữa các hạt nhân là không đổi và coi như đứng yên, ta nghiên cứu chuyển động của các electron trong trường của các hạt nhân đứng yên ấy. Kết quả là tìm được các mức năng lượng electron ứng với các trạng thái electron trong phân tử. Sau đó sẽ xét tới chuyển động của các hạt nhân đối với nhau và chuyển động của toàn phân tử.

### 1. CÁC TRẠNG THÁI ELECTRON:

Trạng thái các electron trong phân tử được coi tương tự như trạng thái của các electron trong nguyên tử, tức là chúng cũng dựa vào Spin toàn phần và Mômen quỹ đạo toàn phần của nó.

### 2. SỰ QUAY CỦA CÁC PHÂN TỬ.

Phân tử có thể quay quanh trục đối xứng của nó và năng lượng quay được xác định bằng biểu thức:

$$E = \frac{L^2}{2.I} \quad (2-1)$$

Trong đó: L là mômen xung lượng của phân tử; I là mômen quán tính của phân tử. Do đó có thể viết biểu thức cho mômen động lượng của phân tử:

$$E_L = \frac{L^2}{2.I} \quad (2-2)$$

Với  $L^2 = \hbar^2(l+1)l$ ;  $l = 0, 1, 2, \dots$

Từ đó các mức năng lượng quay của phân tử là:

$$E_L = \frac{\hbar^2}{2.I} l(l+1) \quad (2-3)$$

Năng lượng quay của phân tử nhỏ hơn rất nhiều so với năng lượng của trạng thái electron: Vì rằng mômen quán tính I của phân tử có trị số lớn.

Ví dụ: phân tử Hydrô ta có:  $\frac{\hbar^2}{2I} \approx 7,3 \cdot 10^{-3} \text{ eV}$

Còn các năng lượng của trạng thái electron vào cỡ vài electron-vôn.

### 3. SỰ DAO ĐỘNG CỦA CÁC PHÂN TỬ:

Để có trạng thái bền vững của phân tử, thế năng  $U(R)$  là hàm của khoảng cách R giữa các nguyên tử, phải có cực tiểu.

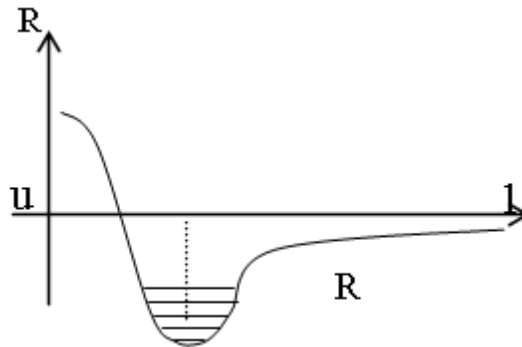
Khoảng cách  $R_0$  tương ứng với cực tiểu của thế năng là khoảng cách giữa các nguyên tử ở trạng thái cân bằng bền. Khi khoảng cách giữa các nguyên tử thay đổi sẽ sinh ra các lực có xu hướng khôi phục lại trạng thái cân bằng này.

Những lực này cùng với lực quán tính làm cho các nguyên tử trong phân tử dao động quanh vị trí cân bằng. Sơ đồ các mức năng lượng dao động của phân tử lưỡng nguyên tử được biểu diễn trên hình vẽ.

Ở gần đáy hố thế các mức năng lượng coi như cách đều nhau và tính theo công thức:

$$E_n = h\nu \left( n + \frac{1}{2} \right) ; n=0, 1, 2, \dots \quad (2-4)$$

Càng xa đáy hố các mức năng lượng càng sát nhau và khi ra khỏi hố thế các trạng thái liên kết của hai nguyên tử trở thành liên tục nghĩa là khoảng cách giữa các mức năng lượng bằng 0.



### Phổ bức xạ của phân tử

Phổ bức xạ của phân tử khác rõ rệt với phổ bức xạ của nguyên tử đó là phổ gồm những đám rộng không có bờ rõ nét do vậy phổ phân tử được gọi là phổ đám.

Sở dĩ phổ phân tử phức tạp vì những lý do sau:

- Do các electron ở lớp ngoài cùng của phân tử chuyển động khác hẳn với các electron ở lớp vỏ ngoài cùng của nguyên tử.
- Nguyên nhân thứ hai là: phổ phân tử có những bậc tự do quay và dao động, những bậc tự do này góp phần vào phổ bức xạ phân tử.

Như vậy năng lượng của lượng tử bức xạ gồm 3 thành phần cộng lại:

$$h\nu = \Delta E_e + \Delta E_{dd} + \Delta E_q \quad (3-1)$$

Trong đó  $\Delta E_e$  là độ biến thiên năng lượng của các trạng thái electron,  $\Delta E_{dd}$  là độ biến thiên của trạng thái dao động và  $\Delta E_q$  là độ biến thiên năng lượng của các trạng thái quay.

#### 1. PHỔ ELECTRON:

Nếu như các phân tử lưỡng nguyên tử không có các chuyển động quay và dao động thì phổ bức xạ của nó chỉ là do sự biến đổi trạng thái các electron gây nên:

$$\nu_0 = \frac{E_0 - E'_0}{h} \quad (3-2)$$

Với  $E_0$  và  $E'_0$  là năng lượng của trạng thái electron trước và sau chuyển dời lượng tử. Phổ electron phải là phổ vạch giống phổ nguyên tử.

#### 2. PHỔ ELECTRON - DAO ĐỘNG:

Trong thực tế đồng thời với sự chuyển dời electron còn xảy ra biến đổi trạng thái dao động của phân tử. Khi đó năng lượng của lượng tử bức xạ thay đổi một lượng bằng độ biến thiên của năng lượng dao động của phân tử. Phổ bức xạ phân tử kể cả bậc tự do dao động gọi là phổ electron - dao động. Có tần số là:

$$\nu_{\text{edd}} = \nu_e + \frac{E_{\text{dd}} - E'_{\text{dd}}}{h} \quad (3-3)$$

Như vậy bên cạnh vạch bức xạ do chuyển dời electron, còn có cả một hệ vạch gần nhau được tạo thành do những chuyển động này từ trạng thái dao động sang trạng thái dao động khác. Như vậy phân tử dao động, mỗi vạch bức xạ trong phổ electron của phân tử biến thành một hệ vạch gần nhau của một phổ electron - dao động.

### 3. PHỔ DAO ĐỘNG - QUAY:

Đồng thời với sự thay đổi trạng thái electron và trạng thái dao động của phân tử, cả trạng thái quay của nó cũng bị thay đổi. Năng lượng của bức xạ bị thay đổi một lượng bằng độ biến thiên của năng lượng quay của phân tử. Nhờ vậy mọi vạch phổ electron - dao động lại biến thành nhiều vạch rất xít nhau những vạch này thực tế hòa lẫn vào nhau và có dạng những đám rộng. Kết quả là hình quang phổ đám của phân tử.

## Chương IV: Cấu trúc hạt nhân

### Điện tích và khối lượng hạt nhân. Đồng vị đơn vị khối lượng nguyên tử

- Thí nghiệm tán xạ  $\alpha$  trên nguyên tử của Rutherford đã khẳng định sự tồn tại của hạt nhân. Trong cấu trúc hạt nhân được coi như chất điểm vì kích thước của hạt nhân rất nhỏ so với nguyên tử, nhưng lại chứa toàn bộ điện tích dương và chiếm gần như toàn bộ khối lượng của nguyên tử. Tuy vậy hạt nhân vẫn có cấu trúc riêng, cùng những đặc điểm riêng của nó.

- Mặc dù có rất nhiều hiện tượng khác biệt so với nguyên tử do hạt nhân gây ra, nhưng nguyên tử và hạt nhân vẫn tuân theo những định luật chung nhất: đó là các qui tắc của thuyết lượng tử và các định luật bảo toàn khối lượng, điện tích, xung lượng, mômen xung lượng,...

#### 1. ĐIỆN TÍCH HẠT NHÂN:

Nếu nguyên tố có Z electron thì điện tích hạt nhân là +Ze. Trong đó Z là nguyên tử số, cũng là số thứ tự của nguyên tố trong bảng hệ thống tuần hoàn Mendeleev.

#### 2. KHỐI LƯỢNG CỦA HẠT NHÂN:

- Trong nguyên tử, hầu như toàn bộ khối lượng đều tập trung ở hạt nhân vì khối lượng của electron rất nhỏ.

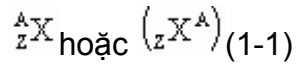
$$m_{\text{nt}} = m_{\text{nt}} - Zm_e \approx m_{\text{nt}}$$

#### 3. HẠT NHÂN ĐỒNG VỊ

Có những hạt nhân cùng nguyên tử số Z (cùng một nguyên tố) nhưng lại có khối lượng khác nhau. Những hạt nhân đó gọi là những hạt nhân đồng vị.

Ví dụ: Hydro có số khối 1, 2, 3

Ký hiệu hạt nhân và các đồng vị:



X: kí hiệu nguyên tố.

Z: nguyên tử số.

A: gọi là số khối.

Hydro:  ${}_1^1\text{H}, {}_1^2\text{H}, {}_1^3\text{H}$

#### 4. ĐƠN VỊ KHỐI LƯỢNG NGUYÊN TỬ:

- 1 đơn vị khối lượng nguyên tử  $= \frac{1}{12}$  khối lượng của đồng vị  ${}^{12}_6\text{C}$

- 1 đơn vị khối lượng nguyên tử  $= 1u = 1,6598 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$

#### Các thành phần cấu tạo hạt nhân

-Hạt nhân được cấu tạo từ hai hạt: proton và nơtron.

- Hạt proton mang điện dương. Vậy nguyên tử có nguyên tử số Z thì chứa Z proton.
- Ta thấy số khối  $A > Z$ . Vì vậy phải có hạt khác không mang điện đó là nơtron.
- Khối lượng thì proton và nơtron có giá trị gần bằng nhau.

$$m_p = 1,00728u = 1,6725 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$$

$$m_n = 1,00867u = 1,6748 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$$

- Cả hai hạt đều có năng lượng nghỉ ( $mc^2$ ) vào cỡ 1GcV.
- Cả proton và nơtron đều có Spin:

$$S_I = \sqrt{I(I+1)}\hbar$$

$$I = \frac{1}{2} \rightarrow \pm \frac{1}{2}\hbar$$

giống như electron.

- Mômen từ

- của electron:  $\mu_0 = \frac{e\hbar}{2m_e} = 9,2732 \cdot 10^{-24} \text{ J/T}$  (Jun/Tesla)

- của proton:  $\mu_1 = \frac{e\hbar}{2m_p} = 5,0505 \cdot 10^{-27} \text{ J/T}$

- neutron không mang điện vẫn có mômen từ:  $= -1,91315\mu_1$

Vậy: hạt nhân:  ${}^A_Z X : N = A - Z$  : là số neutron.

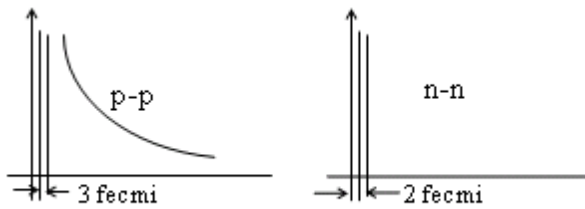
Các đồng vị khác nhau của một nguyên tố là những hạt nhân có số proton giống nhau, nhưng khác nhau về số neutron

### Lực hạt nhân

Như đã biết trong hạt nhân chứa các hạt mang điện dương (p) và các hạt không mang điện (n) vậy mà chúng tồn tại bền vững. Điều đó chứng tỏ phải có một loại lực đặc biệt cực mạnh đã liên kết chúng lại với nhau. Lực đó xuất hiện trong một phạm vi hạt nhân gọi là lực hạt nhân. Lực hạt nhân có các đặc điểm sau:

1. Bán kính tác dụng của lực hạt nhân vô cùng nhỏ: Đơn vị chiều dài để đo lực hạt nhân cũng là bán kính tác dụng của lực hạt nhân:  $1 \text{ fecmi} = 10^{-15} \text{ m}$

2. Lực hạt nhân không phụ thuộc vào điện



tích

Hình 4-1

3. Lực hạt nhân không đơn thuần là lực hút: khi các hạt quá gần nhau thì xuất hiện lực đẩy.

Tóm lại: đối với tương tác hạt nhân, một proton và một neutron hoàn toàn tương đương nhau (bỏ qua tương tác Coulomb). Vì vậy không phân biệt giữa p và n, mà ta coi chúng là thành phần duy nhất có vai trò giống nhau của hạt nhân từ đó có tên gọi chung chúng là các nuclon. Trong lý thuyết hợp tử người ta còn cho rằng các proton và neutron là hai trạng thái điện tích khác nhau của cùng một hạt. Hiện nay người ta vẫn chưa biết đầy đủ về lực hạt nhân.

### Năng lượng liên kết hạt nhân

- Khối lượng của hạt Đơton:  ${}^2_1\text{H}({}^2_1\text{D})$

MD=2,01355

MD < mp + mn

$$m_p + m_n = 2,01595u.$$

Sự chênh lệch khối lượng như vậy gọi là độ hụt khối.

$$\Delta m = (m_p + m_n) - M_D = 0,00240u$$

Hiện tượng này chỉ có thể giải thích nhờ định luật tương đối tính bảo toàn năng lượng của Anhtanh:  $E=mc^2$

Theo định luật này:

$$\Delta E = \Delta mc^2.$$

Là năng lượng liên kết hạt nhân, có được khi khối lượng của chúng giảm đi và muốn tách các hạt ra riêng rẽ thì phải cung cấp năng lượng bù vào phần khối lượng hụt đi.

$$\Delta m = \frac{\Delta E}{c^2}$$

Giá trị  $\Delta m$  cho biết năng lượng cần thiết để phá vỡ hạt nhân.

$$\Delta W = -\Delta E = -\Delta mc^2$$

Với 1 đơn vị khối lượng nguyên tử thì.

$$E = 1,66 \cdot 10^{-27} \cdot (3 \cdot 10^8)^2 = 1,494 \cdot 10^{-10} \text{J}$$

$$E = 931,48 \text{ MeV/u}$$

Áp dụng cho hạt Đơton.

$$\Delta W = -0,0024u \times 931,48 = -2,225 \text{ MeV}.$$

Với hạt nhân  ${}^A_Z X$  thì:

$$\square \quad \Delta m = Zm_p + (A-Z)m_n - M_X$$

Thông thường xác định theo:

$$\square \quad \Delta m = Zm_p + Zm_e + (A-Z)m_n - M_X - Zm_e.$$

$$\Delta m = Zm_H + (A-Z)m_n - M_{nt}.$$

Năng lượng liên kết hạt nhân còn phụ thuộc vào tổng số nuclon có trong hạt nhân. Do đó, để so sánh mức độ bền vững giữa hai hạt nhân khác nhau ta cần so sánh giá trị năng lượng liên kết trung bình cho một nuclon. Vậy ta có khái niệm năng lượng liên kết riêng.

$$\text{Năng lượng liên kết riêng} = \frac{\Delta W}{A} \text{ (MeV/nuclon)}$$

$$\frac{\Delta W}{A} \approx 8 \text{ MeV/nuclon}$$

## Kích thước hạt nhân - Mẫu hạt nhân

### 1. KÍCH THƯỚC HẠT NHÂN :

Hạt nhân có kích thước rất bé so với nguyên tử:

Theo thí nghiệm tán xạ hạt  $\alpha$ . kích thước của hạt nhân cỡ  $10^{-14}\text{m}$  và bán kính hạt nhân phụ thuộc vào khối lượng số A.

$$R=R_0A^{1/3}$$

$$R_0=1,4 \text{ fecmi.}$$

Kết luận:

$$R=R_0A^{1/3} \rightarrow \frac{4\pi}{3}R^3 = A \frac{4\pi R_0^3}{3}$$

$A \cdot \frac{4\pi R^3}{3}$  : thể tích hạt nhân.

$\frac{4\pi R_0^3}{3}$  : thể tích một nuclon.

Thể tích hạt nhân = Thể tích 1 nuclon x số nuclon.

Hạt nhân càng nặng thì thể tích lớn  $\rho$  Mật độ chất hạt nhân gần như nhau.

Giá trị mật độ hạt nhân:

$$\rho = 2 \cdot 10^{17} \frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \quad (5-2)$$

Mật độ phi thường này, chứng tỏ khối lượng của nguyên tử coi như tập trung ở hạt nhân.

### 2. MẪU HẠT NHÂN:

- Cơ học lượng tử đã giải quyết thành công mẫu nguyên tử. Vì tương tác nguyên tử là tương tác tĩnh điện khá đơn giản và hoàn toàn biết được.

- Với các hạt nhân vấn đề phức tạp hơn nhiều vì tương tác của nó cũng rất đặc biệt và chưa rõ bản chất. Vì vậy chưa có lý thuyết nào mô tả thành công mẫu hạt nhân một cách hoàn toàn mà mỗi mẫu chỉ diễn tả được một khía cạnh nào đó mà thôi.

- Vì vậy chúng ta chỉ giới thiệu ở đây hai mẫu tiêu biểu:

#### 1. Mẫu giọt hạt nhân.

- Một số tính chất của hạt nhân tương tự như tính chất của giọt chất lỏng:

Vì thế xuất hiện mẫu giọt chất lỏng: Mẫu giọt hạt nhân chất lỏng có dạng hình cầu. Giữa các phân tử có các lực tác dụng ở khoảng cách ngắn. Mỗi phân tử của chất lỏng chỉ tác dụng với các phân tử ở gần nó. Các phân tử chuyển động



hỗn loạn và thường xuyên va chạm với nhau. Các phân tử ở bề mặt ngoài chỉ tác dụng lên các phân tử ở phía trong do đó xuất hiện lực căng mặt ngoài. Mật độ chất lỏng không phụ thuộc vào kích thước của nó. Các tính chất như vậy cũng có ở hạt nhân, nếu như thay thế các phân tử và lực hạt nhân bằng các nucleon và lực hạt nhân; như vậy hạt nhân theo mẫu giọt giống như một giọt chất lỏng. Thể tích  $V$  của giọt hạt nhân chứa đầy các nucleon giống như giọt chất lỏng chứa đầy phân tử. Vật thể tích  $V$  tỷ lệ với số khối  $A$  và bán kính hạt nhân:  $R = \alpha A^{1/3}$ . Mẫu giọt cho phép giải thích hiện tượng phân chia hạt nhân năng thành các hạt nhân nhẹ hơn (nói ở phần sau)

## 2. Mẫu lớp:

Mẫu lớp căn cứ vào tính chất bền vững của các nhân Magic. Các nhân Magic lặp lại tuần hoàn các số nguyên của neutron: 2, 8, 20, 50 và 82. và với các số Magic của proton: 2, 8, 20, 28, 50, 82, và 126. so sánh tính chất hóa học của các nguyên tố với các tính chất hóa học của hạt nhân ta nhận thấy tính chất hóa học của nguyên tố lặp lại tuần hoàn theo giá trị  $Z$  tăng, còn tính chất magic của hạt nhân lại tăng theo giá trị  $A$  tăng.

Sự lặp lại một cách tuần hoàn tính chất magic như vậy dẫn đến ý tưởng thành lập mẫu lớp. Theo mẫu lớp các nucleon trong hạt nhân nhóm lại thành từng lớp. Mỗi lớp chỉ chứa một số nhất định các nucleon theo nguyên lý loại trừ Pauli, số nucleon tăng dần lấp đầy lớp thứ nhất và chuyển sang lớp thứ hai...v.v...

Theo mẫu lớp, mỗi nucleon chuyển động trong trường tạo bởi các nucleon còn lại giống như electron trong nguyên tử chuyển động trong trường tạo bởi hạt nhân và các electron khác.

## Chương V: Phóng xạ tự nhiên

### Đại cương về hiện tượng phóng xạ

- Vào năm 1896, Becqueren đã khám phá ra hiện tượng phóng xạ. Đó là muối Urani phát ra các tia có khả năng xuyên qua các lớp vật chất trong suốt, ion hóa không khí, tác dụng lên phim ảnh, gây ra phát quang một số chất.

- Từ đó ta định nghĩa: phóng xạ tự nhiên là một quá trình biến đổi tự phát của những hạt nhân không bền của một nguyên tố thành những hạt nhân của nguyên tố khác kèm theo các tia phóng xạ phát ra và thường qua sát thấy ở những hạt nhân nặng xếp cuối bảng hệ thống tuần hoàn Mendeleev.

- Sau đó hiện tượng phóng xạ được nhiều nhà bác học khác tìm ra với nhiều nguyên tố khác nhau.

- Các công trình nghiên cứu về hiện tượng phóng xạ đã xác nhận tia phóng xạ phát ra từ các nguyên tố gồm 3 thành phần:

· Tia  $\alpha$ : là chùm các hạt tích điện dương bị lệch trong điện trường và từ trường, dễ dàng bị những lớp vật chất mỏng hấp thụ. Về bản chất nó chính là chùm hạt nhân của nguyên tử Heli có điện tích  $+2e$ .

·Tia  $\beta$ : mang điện tích âm (-e) cũng bị lệch trong từ trường và điện trường (ngược chiều với tia  $\alpha$ ), nhưng có khả năng đâm xuyên sâu hơn tia  $\alpha$ . Về bản chất tia  $\beta$  chính là dòng hạt electron nhanh.

·Tia  $\gamma$ : không chịu tác dụng của điện trường và từ trường chỉ có khả năng xuyên sâu vào vật chất vì thế thường được gọi là “tia cứng” về bản chất nó chính là bức xạ điện từ có bước sóng nhỏ hơn cả tia X rất nhiều.

### Định luật phóng xạ

Một hạt nhân khi phân rã dù khác nhau về loại tia phóng xạ hoặc về tốc độ phân rã đều tuân theo một định luật duy nhất: đó là định luật phóng xạ.

Giả sử gọi p là xác suất để xảy ra một phân rã thì xác suất này tỷ lệ với thời gian xảy ra phân rã mà ta xét.

$$p \sim dt$$

$$\text{hay } p \sim \lambda dt.$$

□  $\lambda$ : gọi là hằng số phân rã.

Nếu nhân xác suất phân rã với số n hạt nhân, ta có khả năng phân rã tại thời điểm t (xảy ra từ t  $\rightarrow$  t+dt)

$$dN = -\lambda N dt.$$

Dấu (-) nói: số hạt nhân phân rã là số hạt bị giảm.

Gọi  $N_0$  là số hạt nhân ở thời điểm t = 0.

N là số hạt nhân chưa bị phân rã ở thời điểm t.

$$\int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = - \int_0^t \lambda dt$$

$$\ln \frac{N}{N_0} = -\lambda t$$

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (2-1)$$

Số hạt nhân phân rã giảm theo qui luật hàm số mũ: Đó là nội dung của định luật phóng xạ.

$\lambda$ : là đại lượng đặc trưng cho tốc độ phân rã hạt nhân,  $\lambda$  càng lớn thì tốc độ phân rã càng nhanh, các hạt nhân khác nhau thì  $\lambda$  có giá trị khác nhau.

- Biểu diễn tốc độ phân rã qua đại lượng khác: chu kỳ bán rã T được định nghĩa:

$$\rightarrow N = \frac{N_0}{2}$$

If thời gian để cho một nửa số hạt nhân bị phân rã: khi t = T

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T}$$

Suy ra  $T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda}$  (2-2)

Ngoài ra còn sử dụng khái niệm thời gian sống trung bình  $T$ , của hạt nhân phóng xạ. Là thời gian tồn tại trung bình của hạt nhân không bền cho tới lúc phân rã.

Ta tính được giá trị  $T$  trong khoảng thời gian từ  $t$  đến  $t + dt$  có  $dN$  hạt nhân phân rã thì:

$$dN = -\lambda N_0 e^{-\lambda t} dt$$

Thời gian sống trung bình là tổng thời gian sống của mọi hạt nhân chia cho tổng số hạt nhân.

$$T = \frac{\int_0^{\infty} t dN}{N_0} = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} N_0 \lambda e^{-\lambda t} t dt = \lambda \int_0^{\infty} t e^{-\lambda t} dt$$

Kết quả:  $T \frac{1}{\lambda} = \frac{T}{\ln 2} = \frac{T}{0,693}$  (2-3)

Thời gian sống trung bình bằng nghịch đảo của hằng số phân rã  $\lambda$  hay hằng số phân rã là xác suất để một hạt nhân phân rã trong một đơn vị thời gian.

- Để phân biệt khả năng phóng xạ mạnh hay yếu, phải căn cứ vào số hạt nhân phân rã trong đơn vị thời gian - gọi là hoạt độ phóng xạ  $A$ .

$$A = -\frac{dN}{dt}$$

Dấu (-) cho biết  $dN$  giảm theo thời gian.

$$A = \lambda \cdot N_0 e^{-\lambda t}$$

Đặt  $A_0 = \lambda N_0$

$$A = A_0 e^{-\lambda t}$$

Hoạt độ cũng giảm theo quy luật hàm số mũ. Tại thời điểm  $t$  bất kỳ:

$$A = \lambda N$$
 (2-5)

- Đơn vị đo hoạt độ phóng xạ: Curi (Ci)

$$1\text{Ci} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ pra/s}$$

## Quy tắc chuyển dịch

Quá trình phân rã phóng xạ tuân theo các quy luật chung của vật lý đó là các định luật bảo toàn năng lượng toàn phần, xung lượng, mômen xung lượng, điện tích, ... Ngoài ra còn tuân theo các định luật biến đổi hạt nhân như: bảo toàn số nuclon, bảo toàn Spin, tính chẵn lẻ, ...

- Trong phóng xạ tự nhiên hạt nhân ban đầu gọi là hạt nhân mẹ còn các hạt mới sinh ra sau gọi là hạt nhân con. Dựa vào các định luật bảo toàn trên xét các quá trình biến đổi của hạt nhân mẹ thành các hạt nhân con trong từng loại phân rã  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  được diễn tả theo các quy luật dịch chuyển sau đây:

### 1. Phân rã $\alpha$

$$\text{Theo qui tắc: } {}_Z^AX \xrightarrow{\alpha} {}_{Z-2}^{A-4}Y + {}_2^4\text{He} \quad (3-1)$$

$$\text{Ví dụ: } {}_{82}^{212}\text{Bi} \xrightarrow{\alpha} {}_{80}^{208}\text{Tl} + {}_2^4\text{He}$$

### 2. Phân rã $\beta$ :

$$\beta^- \text{ theo qui tắc: } {}_Z^AX \xrightarrow{\beta^-} {}_{Z+1}^AY + {}_{-1}^0e \quad (3-2)$$

$${}_{90}^{231}\text{Th} \xrightarrow{\beta^-} {}_{91}^{231}\text{Pa} + {}_{-1}^0e$$

$$\beta^+ \text{ theo qui tắc: } {}_Z^AX \xrightarrow{\beta^+} {}_{Z-1}^AY + {}_{+1}^0e \quad (3-3)$$

$${}_{7}^{12}\text{N} \xrightarrow{\beta^+} {}_{6}^{12}\text{C} + {}_{+1}^0e$$

### 3. Phóng xạ $\gamma$ :

$$\left({}_Z^AX\right)^* \xrightarrow{\gamma} {}_Z^AX + \delta \quad (3-4)$$

## Họ phóng xạ.

### 1. CÁC HỌ PHÓNG XẠ:

Chúng ta biết rằng trong quá trình phân rã của hạt nhân, thì từ một hạt nhân không bền phân rã thành một hạt nhân khác, hạt nhân này cũng lại không bền và tiếp tục phân rã. Quá trình như vậy có thể xảy ra ở một số hạt nhân và được kết thúc bằng một đồng vị bền.

Tập hợp tất cả các hạt nhân, trong một chuỗi phân rã liên tiếp xuất phát từ một hạt nhân không bền đầu tiên cho tới hạt nhân cuối cùng được gọi là họ phóng xạ.

Chúng ta đã biết rằng hiện tượng phóng xạ đã xảy ra cùng với sự hình thành của trái đất, hay nói rộng hơn là từ sự hình thành vũ trụ, trong đó số lượng hạt nhân không bền có thể xảy ra phóng xạ được hình thành với các lượng khác nhau. Những hạt nhân không bền nào có thời gian sống lớn hơn tuổi vũ trụ thì



## 2. CÂN BẰNG PHÓNG XẠ:

Các chất phóng xạ tự nhiên cho thấy có một khoảng cách rất lớn giữa các chu kỳ bán rã của các thành phần, điều này sẽ được lý giải bằng một cách sau đây.

Trước hết ta xét các hạt nhân có chu kỳ bán rã rất lớn, từ đó chúng ta tính được hằng số phân rã  $\lambda$ , nếu biết hoạt độ phóng xạ và số hạt nhân phóng xạ  $\ll 1$ . Khi đó theo định luật phóng xạ  $N = N_0 e^{-\lambda t} \approx N_0$ , tức là nếu chất phóng xạ phân rã rất chậm thì số hạt nhân có mặt chủ yếu không thay đổi trong quá trình quan sát.

Ví dụ: 1mg  $^{238}\text{U}$  phóng xạ 740 hạt  $\alpha$ /phút

Chọn  $A = 238$ , số nguyên tử trong 1mg là:

$$N = \frac{10^{-6}}{238.16.6.10^{27}} = 2,52.10^{18} \text{ nguyên tử}$$

(Khối lượng  $m$  chia cho khối lượng một nguyên tử)

$$\lambda = \frac{A}{N} = \frac{740}{2,52.10^{18}} = 4,90.10^{-18} (\text{g}^{-1})$$

$$\text{Suy ra: } T = \frac{0,693}{\lambda} = 4,51.10^9 \text{ năm}$$

Xét chu kỳ bán rã ngắn: của các thành phần của họ mà hạt nhân đứng đầu họ có đời sống dài. Thì sau một thời gian mọi thành phần của họ cũng sẽ tồn tại cân bằng. Nếu hạt thành phần B phân rã nhanh hơn A. Thì sau một thời gian nó không thể tiếp tục được nữa bởi vì sự tồn tại phụ thuộc vào A. Cũng lý luận tương tự giữa hạt nhân B và hạt nhân C.

Vậy sau một thời gian đủ lớn hiện tượng cân bằng phóng xạ sẽ được thiết lập. khi đó hoạt độ phóng xạ của các thành phần của họ đều bằng nhau. Lúc đó cứ một hạt nhân của một thành phần nào đó sinh ra thì có một hạt nhân khác của thành phần này bị phân rã. Vậy ta có:

$$(\text{Hoạt độ phóng xạ})_A = (\text{Hđpx})_B = (\text{Hđpx})_C = \text{Hằng số.}$$

$$\lambda_A N_A = \lambda_B N_B = \lambda_C N_C = \dots$$

$$\frac{N_A}{T_A} = \frac{N_B}{T_B} = \frac{N_C}{T_C} = \dots$$

Trong họ phóng xạ, số hạt nhân của một thành phần bất kỳ, tỷ lệ với chu kỳ bán rã của thành phần đó. Suy ra chu kỳ bán rã của hạt nhân sống cực ngắn, cân bằng với chu kỳ bán rã của một hạt nhân sống cực lâu.

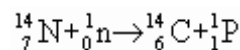
$$T_2 = T_1 \frac{N_2}{N_1}$$

$\frac{N_2}{N_1}$  là số hạt nhân tỷ đối của hai thành phần này

là số hạt nhân tỷ đối của hai thành phần này

Thuật ngữ phóng xạ tự nhiên thường dùng để chỉ các chất phóng xạ được sản sinh ra từ khi hình thành vũ trụ. Tuy nhiên trong tự nhiên vẫn còn các chất phóng xạ được sản sinh liên tục trong những va chạm của các hạt từ vũ trụ có năng lượng cực lớn, với các hạt nhân trong lớp khí quyển Trái đất.

Ví dụ: phản ứng:



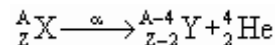
Đồng vị  ${}^{14}_6\text{C}$  là một chất phóng xạ  $\beta^-$  với chu kỳ bán rã  $T = 5740$  năm.

Ngày nay ngoài các chất phóng xạ tồn tại trong tự nhiên người ta đã điều chế được các chất phóng xạ nhân tạo.

## Phóng xạ a, b và g

### 1. PHÓNG XẠ $\alpha$

Một số hạt nhân phân rã tự phát thành một hạt nhân con và một số hạt nhân nhẹ. Hạt nhân mẹ đó chính là hạt nhân của nguyên tử Heli \* gọi là hạt  $\alpha$ . Theo qui tắc dịch chuyển ta có:



Trong đó X là hạt nhân mẹ; Y là hạt nhân con.

Ta áp dụng định luật bảo toàn xung lượng và năng lượng cho quá trình phân rã  $\alpha$  như sau: (coi hạt nhân mẹ lúc đầu đứng yên).

$$M_X C^2 = (M_Y + M_\alpha) C^2 + D_Y + D_\alpha \quad (5-2)$$

$$M_Y v_Y = M_\alpha v_\alpha \quad (5-3)$$

Trong đó: M là ký hiệu khối lượng, D là động năng, v là vận tốc của hạt:

Động năng của các hạt là đại lượng dương do vậy quá trình phân rã  $\alpha$  tự phát phải là quá trình thoả mãn điều kiện:

$$M_X > M_Y + M_\alpha \quad (5-4)$$

Năng lượng được giải phóng trong phân rã  $\alpha$  được gọi là năng lượng phân rã và ký hiệu là Q.

$$Q = D_Y + D_\alpha = (M_X - M_Y - M_\alpha) \cdot c^2 \quad (5-5)$$

Và  $Q > 0$ .

Trong phân rã  $\alpha$  có thể đo được động năng của hạt  $\alpha$ , bằng cách đo tầm bay của nó hoặc đo bán kính chính khúc của nó trong từ trường.

Bình phương 2 vế của (5-3) rồi nhân với  $\frac{1}{2}$  ta có:

$$M_Y \left( \frac{1}{2} M_Y v_Y^2 \right) = M_\alpha \left( \frac{1}{2} M_\alpha v_\alpha^2 \right) \dots (5-6)$$

Vậy:  $M_Y D_Y = M_\alpha D_\alpha$

Trong phân rã  $\alpha$  khối lượng của hạt nhân con và hạt  $\alpha$  có thể lấy gần đúng là (A-4) và 4. Vậy ta có:

$$(A - 4)D_Y = 4D_\alpha \quad (5-7)$$

Theo (5) ta lại có:

$$Q = D_\alpha + D_Y = D_\alpha \left( 1 + \frac{4}{A - 4} \right)$$

Vậy:  $D_\alpha = \frac{A - 4}{A} Q \dots (5-8)$

Biểu thức (5-8) chứng tỏ rằng, nếu hạt nhân mẹ ban đầu ở trạng thái nghỉ thì hạt  $\alpha$  sẽ có động năng chính xác vì năng lượng phân rã Q được xác định hoàn toàn chính xác. Thông thường thì chất phóng xạ tự nhiên, mà phóng xạ  $\alpha$  đều có số khối rất lớn  $A \gg 4$ .

Do vậy mà theo (5-8) ta có  $D_\alpha \approx Q$ . Như vậy có nghĩa là gần như toàn bộ năng lượng phát ra trong phân rã  $\alpha$  đều chuyển thành động năng của hạt  $\alpha$ , còn động năng giật lùi của hạt nhân mẹ là không đáng kể. Điều này giải thích được phần lớn các hạt  $\alpha$  trong phân rã  $\alpha$  được tập trung thành những nhóm hạt có năng lượng gián đoạn khác nhau. Động năng của mỗi nhóm hạt  $\alpha$  gần đúng bằng hiệu mức năng lượng giữa trạng thái của hạt nhân mẹ và trạng thái cơ bản của hạt nhân con.

Có hạt  $\alpha$  động năng lớn nhất (tầm bay xa nhất) ứng với sự chuyển trạng thái phân rã từ trạng thái của hạt nhân mẹ về trạng thái cơ bản của hạt nhân con. Nhóm hạt  $\alpha$  có động năng nhỏ nhất (tầm bay ngắn nhất), ứng với sự chuyển trạng thái của hạt nhân mẹ về trạng thái kích thích cao nhất của hạt nhân con, và sau đó là sự chuyển tiếp bởi các phóng xạ  $\gamma$ . Thời gian tồn tại của các hạt nhân con ở trạng thái kích thích là rất ngắn nên chúng ta nhận thấy giống như chúng đồng thời xảy ra.

Người ta đã biết được khoảng 160 hạt nhân phóng xạ  $\alpha$  (kể cả đồng vị), các hạt  $\alpha$  phát ra từ các hạt nhân này có năng lượng trong khoảng từ  $4 \cdot 10^6$  MeV, nhưng chu kỳ bán rã của chúng thì có sự chênh lệch nhau rất lớn, từ  $10^6$  (s) đến  $10^{10}$  năm.

Hiện tượng phóng xạ  $\alpha$  ngày nay vẫn đang tồn tại và chỉ có thể giải thích được bằng lý thuyết lượng tử. Theo cơ học lượng tử, để xảy ra hiện tượng

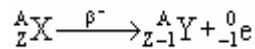


phóng xạ  $\alpha$  tức là  $\alpha$  phải xuyên qua hàng rào thế có chiều cao rất lớn để thoát khỏi trường lực thế của hạt nhân, điều này hoàn toàn không xảy ra trong lý thuyết cổ điển. Hiện tượng này gọi là hiệu ứng đường ngầm.

## 2. PHÓNG XẠ $\beta$ : (BÊTA)

Có thể định nghĩa tổng quát phân rã  $\beta$  là quá trình phân rã trong đó điện tích của một hạt nhân, sẽ thay đổi một đơn vị điện tích nguyên tố, trong khi số nuclon thì vẫn giữ nguyên. Trong quá trình phân rã  $\beta$  người ta nhận thấy có hai loại phân rã  $\beta$  đó là phân rã  $\beta^+$  và phân rã  $\beta^-$

Quy tắc dịch chuyển của phân rã  $\beta^-$  sẽ là:



Định luật bảo toàn năng lượng đòi hỏi khối lượng tĩnh của hạt nhân mẹ  $M_X - Zm_e$  phải lớn hơn khối lượng tĩnh của hạt nhân con  $M_Y - (Z+1)m_e$ , và khối lượng tĩnh của electron. Trong đó,  $M_X$ ,  $M_Y$  là khối lượng của nguyên tử trung hoà tương ứng của mẹ và con. Số dĩ như vậy là vì năng lượng  $Q$  giải phóng trong

phân rã phải ứng với sự thay đổi khối lượng  $\frac{Q}{c^2}$ . Từ đó ta

$$(M_X - Zm_e) = [M_Y - (Z - 1)m_e] + m_e + \frac{Q}{c^2}$$

có:

$$\text{Hay: } M_X = M_Y + \frac{Q}{c^2} \quad (5-10)$$

Điều đó nghĩa là phân rã  $\beta^-$  được phép về mặt năng lượng khi  $M_X > M_Y$ , tức là khối lượng của nguyên tử mẹ lớn hơn khối lượng của nguyên tử con. Năng lượng trong phân rã xuất hiện dưới dạng động năng của các hạt sinh ra trong phân rã, giống như khi phân rã  $\alpha$ .

$$Q = D_Y + D_e$$

Vì khối lượng của electron nhỏ hơn khối lượng của hạt nhân hàng ngàn lần nên động năng giật lùi của hạt nhân con có thể bỏ qua và  $Q \approx D_e$ , giống như phân rã  $\alpha$  phổ năng lượng thu được trong phân rã  $\beta$  phải là phổ gián đoạn thế nhưng khi đo năng lượng trong phân rã  $\beta$  người ta lại thu được mọi giá trị của năng lượng tức là năng lượng trong phân rã  $\beta$  là phổ liên tục.

Để giải thích mâu thuẫn giữa lý thuyết và thực nghiệm trong phân rã  $\beta$ , năm 1930 Paoli đã đưa ra một giả thuyết về sự tồn tại của một hạt mới trong quá trình phân rã  $\beta$ , và mãi tới năm 1956, giả thuyết này mới được xác nhận bằng thực nghiệm. Hạt đó có tên là nơtrinô. Hạt nơtrinô có tính chất là:

- Không mang điện (trung hoà về điện)
- Có khối lượng nghỉ bằng 0, vì vậy nó luôn chuyển động với vận tốc ánh sáng.
- Có Spin bán nguyên ( $S = 1/2$ )

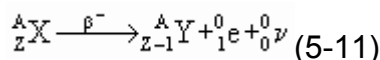
Với các tính chất trên sự tham gia của hạt nơtrino vào quá trình phân rã  $\beta$ , sẽ không làm thay đổi điện tích và số nuclon, nhưng lại dẫn tới sự đảm bảo cho định luật bảo toàn năng lượng và xung lượng được thỏa mãn.

Nói chung năng lượng phân rã  $Q$  được phân phối cho động năng của cả hai hạt: nơtrino và electron, vì thế electron phát ra không phải là đơn năng mà có mọi giá trị năng lượng liên tục và chỉ khi năng lượng (xung lượng) của nơtrino bằng 0 thì ta mới được  $Q = D_e = D_{\max}$ , ứng với một số electron có năng lượng lớn nhất.

Đối với định luật bảo toàn xung lượng vì có thêm vector xung lượng của hạt nơtrino, nên để tổng 3 vector bằng không, thì electron bức xạ và hạt nhân con, không chuyển động ngược chiều nhau, đây là cơ sở để tìm hạt thứ ba. Trong thực tế việc tìm nơtrino là vô cùng khó khăn, bởi vì nơtrino gần như không có tương tác với vật chất, và có thể xuyên qua mọi vật.

Cuối cùng sự có mặt của nơtrino cũng thỏa mãn định luật bảo toàn Spin. Nếu hạt nhân mẹ có Spin nguyên thì Spin toàn phần của ba hạt là hạt nhân con, hạt nơtrino, electron, cũng phải có giá trị nguyên, và điều đó được hoàn toàn thỏa mãn vì hạt nhân con có Spin nguyên còn electron có spin bán nguyên.

Sự phân rã  $\beta^+$  được viết là:



Phân rã  $\beta^+$  là hạt nhân phát ra hạt pôzitron, mang điện tích dương và về mặt năng lượng phân rã  $\beta^+$  sẽ thỏa mãn khi khối lượng tĩnh của hạt nhân mẹ lớn hơn khối lượng tĩnh của hạt nhân con và của pôzitron, vì vậy định luật bảo toàn năng lượng là:

$$M_X - Zm_e = [M_Y - (Z-1)m_e] + m_e + \frac{Q}{c^2}$$

Hoặc:

$$M_X = M_Y + 2m_e + \frac{Q}{c^2} \quad (5-12)$$

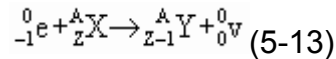
Trong đó  $M_X$ ,  $M_Y$  là khối lượng của nguyên tử mẹ và con,  $m_e$  là khối lượng của pôzitron,  $Q$  là năng lượng giải phóng trong phân rã, xuất hiện dưới dạng động năng của 3 hạt: pozitron, nơtrino và hạt nhân con. Vậy điều kiện phân rã  $\beta^+$  là:

$$M_X > M_Y + 2m_e$$

Giống như phân rã  $\beta^-$ , phổ năng lượng của phân rã  $\beta^+$  là tương đối đơn giản vì pôzitron được sinh ra sẽ không bền và bị phân huỷ bởi một electron, để tạo thành 2 photon bay ngược chiều nhau, mỗi photon có năng lượng cỡ 0,51MeV. Vậy sự phân rã  $\beta^+$  luôn được đặc trưng bởi sự xuất hiện hiện tượng huỷ cặp.

Ngoài hai loại phân rã  $\beta$  kể trên còn một kiểu phân rã  $\beta$  khác nữa đó là sự bắt electron. Trong phân rã này một electron quỹ đạo của nguyên tử đã bị hạt nhân bắt và kết hợp với proton của hạt nhân để biến nó thành một neutron, giống như trong phân rã  $\beta^-$ . Hiện nhiên một trong những electron thuộc lớp vỏ trong cùng của nguyên tử sẽ dễ dàng bị bắt hơn và vì electron này thuộc lớp K nên thường gọi là sự bắt K. Quá trình bắt K và phân rã  $\beta^+$  xảy ra giống nhau ở chỗ một proton biến thành một neutron, khác nhau ở chỗ trong bắt K một electron bị hấp thụ, còn trong phân rã  $\beta^+$  một positron được phát ra.

Quy tắc biến đổi của sự bắt electron như sau:



Định luật bảo toàn năng lượng có thể viết:

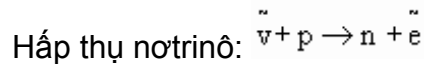
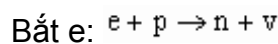
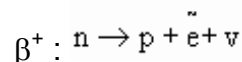
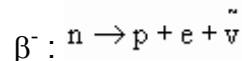
$$m_e + (M_X - Zm_e) = [M_Y - (Z-1)m_e] + \frac{Q}{c^2}$$

hay:

$$M_X = M_Y + \frac{Q}{c^2} \quad (5-14)$$

Quá trình bắt electron, không thể hiện bằng một hạt mang điện bức xạ. Nhưng có thể nhận biết căn cứ vào sự thay đổi tính chất hoá học của các nguyên tố phân rã hoặc bằng cách quan sát các tia X phóng xạ. Khi phân rã xảy ra.

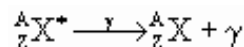
Các hệ thức cơ bản liên quan đến phân rã  $\beta$  được mô tả như sau:



Tóm lại: Nếu áp dụng quy tắc tổng quát là sự phát xạ một hạt thì tương đương với sự phân hấp thụ một phân hạt và ngược lại, thì ta có thể thấy cả 4 quá trình phân rã  $\beta$  là tương đương.

### 3. PHÓNG XẠ $\gamma$ (GAMMA)

Quá trình phóng xạ  $\gamma$  là quá trình mà hạt nhân ở trạng thái kích thích khi trở về trạng thái cơ bản sẽ phát ra bức xạ. Quá trình được diễn tả như sau:



Định luật bảo toàn năng lượng là:

$$E_c - E_{th} = hv + D$$

$E_c$ ,  $E_{th}$  là mức năng lượng cao nhất và thấp của hạt nhân phóng xạ,  $hv$  là năng lượng của photon phát xạ còn  $D$  là động năng giật lùi của hạt nhân phóng xạ.

Về xung lượng có liên hệ:

$$p = M.v = h \frac{\gamma}{c}$$

Động năng giật lùi của hạt nhân phóng xạ là:

$$D = \frac{Mv^2}{2} = \frac{p^2}{2M} = \frac{hv}{2Mc^2}$$
$$E_c - E_{th} = hv + \frac{(hv)^2}{2Mc^2} = hv \left( 1 + \frac{hv}{2Mc^2} \right)$$

Tia phóng xạ  $\gamma$  của một hạt nhân kích thích được xem như dấu hiệu trực tiếp nhận biết tính không bền của hạt nhân. Việc phân tích các năng lượng tia  $\gamma$  cho phép thiết lập được sơ đồ mức năng lượng của hạt nhân, đó là ý nghĩa cơ bản nhất để nghiên cứu cấu trúc hạt nhân, xây dựng lý thuyết về hạt nhân nguyên tử.

### Tác động của tia phóng xạ đối với môi trường. Đơn vị phóng xạ.

Chúng ta đã biết rằng tất cả các tia phóng xạ đều gây ra những thay đổi trong cơ thể sống, chúng có thể huỷ diệt tế bào, làm ion hoá môi trường vật chất và gây ra những đột biến trong các tổ chức sống tức là làm biến đổi di truyền.

Một trong những đặc điểm cơ bản của các tia phóng xạ là chúng có tính tích tụ. Tức là với các tia phóng xạ có cường độ yếu thì trong một thời gian dài nó sẽ có tác dụng giống như các tia phóng xạ có cường độ mạnh.

Để đo tác động của các tia phóng xạ đối với môi trường vật chất, người ta đã dùng nhiều đơn vị khác nhau đó là:

a) Røntgen (R) là liều lượng phóng xạ của tia Gamma ( $\gamma$ ) có thể làm ion hoá môi trường và tạo một đơn vị tính điện tích trong không khí ở điều kiện tiêu chuẩn.

$$1R = 2,57976 \cdot 10^{-4} \text{ C/kg}$$

Cần phân biệt giữa các đơn vị liều lượng phóng xạ với đơn vị hoạt độ phóng xạ mà chúng ta đã nói ở trong phần phóng xạ. Đơn vị hoạt độ phóng xạ phản ánh tính độc lập khách quan của nguồn phóng xạ còn đơn vị liều lượng phóng xạ thì phụ thuộc chủ quan vào đối tượng vật chất mà nó tác động.

b) đơn vị đo năng lượng của bức xạ truyền cho mỗi kilogam vật chất mà nó đi qua được gọi là gray (Gy). Đơn vị này được sử dụng phổ biến trong việc đo lường tác động của tia phóng xạ lên cơ thể người.

$$1\text{Gy} = 1 \text{ Jun/kg}$$

c) Đơn vị đo liều lượng hấp thụ bức xạ của sinh vật là Sievert (Sv). Đối với con người, bức xạ hấp thụ có nguồn gốc tự nhiên và nguồn gốc nhân tạo, đều gây ra những tác động như nhau trong trường hợp các lượng bức xạ được hấp thụ một lần và đồng đều trên toàn cơ thể thì 1Gy tương đương 1Sv, đối với các bức xạ  $\gamma$  và  $\beta$ .

Hiệu quả sinh lý của lượng phóng xạ đồng đều trên cơ thể người là:

Từ 0 - 250mgy: không ảnh hưởng đến con người.

250 - 1000mgy: giảm nhẹ số bạch cầu.

1000 - 2500mgy: gây nôn mửa, thay đổi các thành phần máu - điều trị được ...

từ 2500 - 5000mgy: ảnh hưởng nghiêm trọng sức khỏe.

Trên 2500mgy: gây tử vong.

### **Các phương pháp và dụng cụ ghi nhận bức xạ hạt nhân**

Phương pháp phát hiện bức xạ hạt nhân dựa trên hiệu ứng xảy ra khi các hạt phóng xạ mang điện đi qua các môi trường vật chất khác nhau, nó thường gây ra sự kích thích và ion hoá các phân tử của môi trường vật chất, là phương pháp được dùng phổ biến nhất. Phương pháp này cũng được dùng để phát hiện những hạt không mang điện vì những hạt này khi đi qua môi trường vật chất sẽ va chạm và truyền năng lượng cho những hạt mang điện, và các hạt mang điện va chạm lại gây ra hiện tượng ion hoá trên đường đi của chúng. Dụng cụ để phát hiện bức xạ hạt nhân này gọi là ống đếm. Nó được phân biệt theo loại vật chất mà các hạt bức xạ đi qua và theo cách quan sát, ghi nhận hiện tượng ion hoá xảy ra trên đường đi của hạt bức xạ.

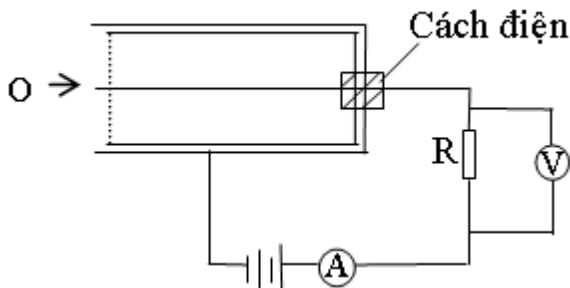
Các ống đếm dùng chất khí hoạt động theo nguyên tắc ghi nhận các xung điện tạo bởi sự ion hóa. Ngoài ống đếm khí người ta còn sử dụng các ống đếm dùng chất lỏng hoặc chất rắn, để phát hiện hiện tượng phóng xạ.

#### **1. ỐNG ĐẾM KHÍ:**

Ống này được cấu tạo gồm một ống kín có một điện cực dọc theo trục của ống, cách điện với vỏ ống và được đặt một hiệu điện thế dương V so với vỏ ống. Trong ống được rút hết không khí và cho vào hỗn hợp chất khí ở áp suất thấp (cỡ vài CmHg).

Cửa sổ của ống thường làm bằng nhôm, nó dễ dàng cho hạt  $\alpha$ ,  $\beta$  đi qua. Khi một hạt mang điện đi vào ống đếm, các phân tử khí bị hút vào cực dương ở trung tâm tạo thành dòng điện trên điện trở ngoài R. Những xung điện này được phân tích và đếm nhờ một bộ phận điện tử thích hợp. Tùy theo giá trị của điện

thể V mà dòng điện thu được khác nhau, tùy theo dòng điện khác nhau mà cách thức hoạt động của các ống đếm cũng khác



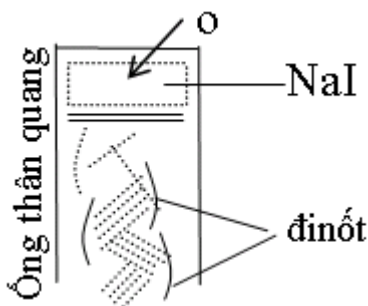
nhau.

Hình 5-1

## 2.ỐNG ĐẾM NHẤP NHÁY:

Nguyên tắc hoạt động của ống đếm này khác hẳn so với các loại ống đếm khí nói trên. Cấu tạo của một ống đếm nhấp nháy là: Phần đầu là tinh thể NaI, CsI có đặc tính phát xạ ánh sáng nhấp nháy khi có tia X hoặc tia  $\gamma$  đi qua.

Ánh sáng này chiếu vào ống nhân quang, gồm quang catốt đặt phía trước và ở phía sau là một dãy các tấm nháy sáng gọi là đinốt, giữa từng cặp đinốt duy trì hiệu điện thế cỡ 100V. Khi ánh sáng đập vào Catốt, một electron bị đứt do hiệu ứng quang điện, electron này đập vào đinốt đầu tiên va chạm và làm bật ra một electron mới. Những electron này tới đinốt thứ hai và giải phóng thêm nhiều electron mới nữa. quá trình đó tiếp tục tới đinốt cuối cùng, lúc đó ở lối ra của ống nhân quang có dòng xung điện rất mạnh. Như vậy ống đếm nhấp nháy là loại ống đếm tỷ lệ có thể dùng để đo năng lượng của photon. Nó được dùng khá phổ biến trong thực nghiệm hạt nhân vì có ưu điểm là có hiệu suất đếm cao.



Hình 5-2

## 3. ỐNG ĐẾM NHẤP NHÁY:

Là loại ống đếm mới được đề cập đến sau này, khi chất bán dẫn được phổ biến ở đầu những năm 60 thế kỷ 20. Nguyên lý hoạt động của nó dựa trên cơ sở hiệu ứng xảy ra ở lớp tiếp xúc p - n, của chất bán dẫn có tạp chất, loại ống đếm này có ưu điểm là độ phân giải năng lượng cao vận tốc đếm nhanh, tốc độ xung điện lớn, năng lượng tạo cặp ion nhỏ, gọn nhẹ và có độ bền cao, nguồn năng lượng tiêu thụ thấp.

## Chương VI: Biến đổi nhân tạo của hạt nhân

### Phản ứng hạt nhân. Tiết diện hiệu dụng của phản ứng hạt nhân

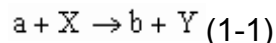
#### 1. PHẢN ỨNG HẠT NHÂN:

Hiện tượng phóng xạ là hiện tượng tự phát xảy ra bên trong hạt nhân không chịu ảnh hưởng của môi trường bên ngoài. Các chất phóng xạ tự nhiên thường là những đồng vị hạt nhân nặng tập trung chủ yếu ở 4 họ phóng xạ mà chúng ta đã xét trước đây. Nhưng ngày nay các chất phóng xạ tự nhiên đã gần như cạn kiệt, mà ứng dụng của chúng thì có vai trò rất lớn trong đời sống kỹ thuật. Vì vậy cần tạo ra các chất phóng xạ mới có nhiều ứng dụng hữu ích cho con người và phương pháp để tạo ra các hạt nhân phóng xạ mới đó là phương pháp biến đổi nhân tạo hạt nhân, thông qua các phản ứng hạt nhân. Để thực hiện một phản ứng hạt nhân người ta thường dùng một hạt “đạn” có năng lượng lớn để bắn phá các hạt nhân “bia” và có khả năng xảy ra kết quả là:

- Hạt “đạn” chỉ đi rất gần hạt nhân “bia” và bị tán xạ đàn hồi, mà không gây ra phản ứng hạt nhân, như trường hợp thí nghiệm Rutherford.

- Hạt đạn xuyên vào bên trong hạt nhân và hạt nhân bắt giữ hạt đạn này, để trở thành một hạt nhân mới. hạt nhân mới này thường là không bền và ngay sau đó tự phân rã để cho ra một hạt nhân mới kèm theo một hạt đạn nhẹ bay ra. Và khi đó một phản ứng hạt nhân đã được thực hiện.

Phản ứng hạt nhân được biểu diễn như sau:



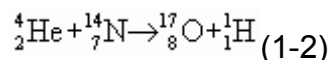
a: hạt đạn.

X: hạt nhân bia.

Y: hạt nhân con.

b: là hạt nhẹ bay ra sau phản ứng.

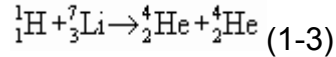
Phản ứng đầu tiên do con người tạo ra là phản ứng do Rutherford thực hiện năm 1919. Khi đó ông chọn hạt a làm đạn để bắn phá hạt nhân Nitơ và phản ứng được viết là:



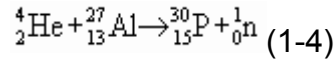
Hạt nhẹ bay ra chính là hạt proton.

Phản ứng hạt nhân trên thoả mãn định luật bảo toàn điện tích, bảo toàn số nuclon, và bảo toàn khối lượng.

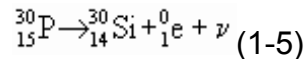
Đến năm 1932, các phản ứng hạt nhân đều được thực hiện bởi các hạt a hoặc tia g từ các nguồn phóng xạ tự nhiên. Sau khi có máy gia tốc hạt, người ta đã dùng các hạt được gia tốc để làm đạn. Ví dụ dùng chùm hạt proton có năng lượng 500KeV để bắn phá hạt nhân Li theo phản ứng:



Hoặc dùng chùm hạt  $\alpha$  để bắn phá hạt nhân Al.



Hạt nhân  ${}^{30}_{15}\text{P}$  không bền và phân rã thành đồng vị bền  ${}^{30}_{14}\text{Si}$  với chu kỳ bán rã 2,6 phút.



Các hạt nhân mới sinh ra sau phản ứng không bền và phân rã tự phát theo định luật phóng xạ là một đặc điểm của nhiều phản ứng hạt nhân. Hiện tượng đó gọi là phóng xạ nhân tạo. Như vậy phản ứng hạt nhân là biện pháp chủ yếu để thu được các đồng vị phóng xạ nhân tạo.

Các phản ứng hạt nhân còn được ký hiệu vắn tắt như sau:  $X(a,b)Y$ . (1-6)

## 2. TIẾT DIỆN HIỆU DỤNG CỦA PHẢN ỨNG HẠT NHÂN:

Chúng ta đã nói đến phản ứng hạt nhân, bây giờ chúng ta sẽ xét xem các khả năng để xảy ra một phản ứng hạt nhân. Chúng ta biết rằng không phải cứ có một hạt đạn tới hạt nhân bia là có phản ứng hạt nhân xảy ra, mà khả năng xảy ra một phản ứng hạt nhân chỉ có một xác suất nào đó mà thôi.

Ta hãy tưởng tượng mỗi hạt nhân X trong các hạt nhân bia được gắn với một tiết diện  $s$  gọi là tiết diện hiệu dụng theo hướng vuông góc với phương tới của hạt đạn. Bia được xem như là rất mỏng để sao cho không có một hạt nhân nào bị che lấp bởi các hạt nhân khác, và nếu hạt đạn lọt vào tiết diện  $s$  này thì chắc chắn phản ứng hạt nhân xảy ra. Ngược lại nếu hạt đạn không đi qua bất kỳ một tiết diện hiệu dụng  $s$  nào thì không có phản ứng hạt nhân xảy ra.

Giả sử có  $n_1$  hạt nhân đập vào bia trong đó chỉ có  $n_s$  hạt đi qua các tiết diện hiệu dụng tức là tạo ra  $n_s$  phản ứng hạt nhân. Vậy xác suất  $P$  để tìm một phản ứng hạt nhân có thể xảy ra bằng tỷ số:  $n_s/n_1$ , tức là:  $P = n_s/n_1$ .

Xác suất này cũng bằng tỷ số của tiết diện hiệu dụng toàn phần đối với tất cả các hạt nhân bia và diện tích toàn phần của bia: Nếu diện tích của bia là  $A$ , bề dày của bia là  $d$  và số hạt nhân bia trên đơn vị thể tích là  $N$  thì tiết diện hiệu dụng toàn phần là  $s.N.A.d$  và xác suất  $P$  phản ứng bằng:

$$P = \frac{n_s}{n_1} = \frac{\sigma N A d}{A} = \sigma N d \quad (7)$$

Vậy xác suất của phản ứng thì tỷ lệ với tiết diện hiệu dụng. Tiết diện hiệu dụng có giá trị thay đổi tùy theo phản ứng. Ngoài ra nó còn phụ thuộc cả vào năng lượng của hạt đạn tới. Đơn vị dùng để đo tiết diện hiệu dụng gọi là bara.

$$1 \text{ bara} = 10^{-24} \text{cm}^2 = 10^{-28} \text{m}^2.$$

$$1 \text{ bara} = 10 \text{cm} = 10 \text{m}.$$



Phép đo tiết diện hiệu dụng bằng thực nghiệm có một giá trị rất quan trọng vì giá trị  $\sigma$  đo được sẽ cho ta biết xác suất của phản ứng xảy ra. Trong các thí nghiệm, khi cho hạt a đơn năng đập vào bia, người ta đo  $\sigma$  bằng cách xác định số hạt b bay ra hay là số hạt nhân sản phẩm Y được tạo thành, để từ đó tìm  $\sigma$ .

## Các định luật bảo toàn trong phản ứng hạt nhân. Năng lượng của phản ứng hạt nhân

### 1. CÁC ĐỊNH LUẬT BẢO TOÀN TRONG PHẢN ỨNG HẠT NHÂN:

Phản ứng hạt nhân là một quá trình vật lý nên cũng phải tuân theo các định luật bảo toàn giống như các hiện tượng vật lý khác. Những định luật bảo toàn chủ yếu nhất mà phản ứng hạt nhân phải thỏa mãn:

1.1 Định luật bảo toàn điện tích: Điện tích của các hạt tham gia phản ứng phải được bảo toàn có nghĩa là số proton trong phản ứng phải giữ nguyên.

1.2 Định luật bảo toàn xung lượng: Vectơ xung lượng toàn phần sẽ giữ không đổi trong phản ứng, kể cả xung lượng của hạt photon (tia  $\gamma$ ). Khi có hạt này xuất hiện trong phản ứng.

1.3 Định luật bảo toàn mômen xung lượng bao gồm cả mômen Spin của hạt nhân.

1.4 Định luật bảo toàn năng - khối lượng : Năng lượng toàn phần phải không đổi trước và sau pư. Chúng ta sẽ xem xét kỹ định luật này vì nó có vai trò rất quan trọng.

### 2. NĂNG LƯỢNG CỦA PHẢN ỨNG HẠT NHÂN:

Xét phản ứng hạt nhân  $X(a,b)Y$ . Ta giả sử rằng hạt nhân X lúc đầu là đứng yên còn động năng của hạt khác là  $D_Y, D_a, D_b$ .

Khi nghiên cứu các phản ứng hạt nhân ta có định luật bảo toàn năng - khối lượng là:

$$\underbrace{W_t + W_a}_{W_t} + \underbrace{D_a + D_x}_{D_t} = \underbrace{W_b + W_Y}_{W_s} + \underbrace{D_b + D_Y}_{D_s}$$

$$W_t + D_t = W_s + D_s$$

Trong đó:  $W_x, W_a$  là nội năng của hạt X và a.

$W_Y, W_b$  là nội năng của hạt Y và b

Thường thì tổng nội năng trước phản ứng  $W_t$  khác tổng nội năng sau phản ứng  $W_s$ . Do đó tổng động năng trước phản ứng  $D_t$  cũng khác tổng động năng sau phản ứng  $D_s$ . Hiệu số:

$$Q = W_t - W_s = D_t - D_s \quad (2-2)$$

Gọi là hiệu ứng năng lượng của phản ứng hạt nhân.

Như vậy năng lượng tỏa ra trong phản ứng hạt nhân có thể tính trực tiếp từ các khối lượng của các hạt tham gia phản ứng.

Ta có:

$$Q = [(m_a + m_x) - (m_b + m_y)]c^2 \quad (2-3)$$

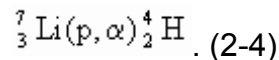
Có thể xảy ra các trường hợp sau:

$Q > 0$ : phản ứng được gọi là phản ứng tỏa năng lượng; trong đó khối lượng dư đã chuyển thành động năng của các hạt bay ra.

$Q < 0$ : phản ứng gọi là thu năng lượng có thể xem phản ứng như là một phần của sự va chạm không đàn hồi trong đó một phần động năng của hạt đạn đã chuyển thành khối lượng.

$Q = 0$ : cả động năng và khối lượng tĩnh của hạt trước và sau phản ứng được giữ nguyên ta có thể coi đây là va chạm đàn hồi.

Ví dụ: Xét phản ứng:



$$\frac{Q}{c^2} = (m_a + m_x) - (m_b + m_y) = M_{\text{Li}} + m_p - 2M_{\alpha}$$

$$\frac{Q}{c^2} = 7,01601 + 1,00783 - 2 \cdot 4,00260 = 0,01864$$

$$Q = 0,01864 \cdot 931 = 17,35 \text{ MeV}$$

$Q > 0$ : phản ứng này tỏa năng lượng.

Ta hãy xét sự phân rã của một hạt đứng yên không bị kích thích. Đây cũng có thể xem như một trường hợp đặc biệt của phản ứng hạt nhân với  $D_t = 0$ ;  $D_s > 0$ . Như vậy  $Q > 0$ , có nghĩa là một hạt chỉ có thể tự phân rã nếu hiệu ứng năng lượng của quá trình ấy là dương. Nói cách khác tổng khối lượng của hạt nhân sinh ra phải bé hơn khối lượng của hạt nhân ban đầu:

### 3. ĐỊNH LUẬT BẢO TOÀN XUNG LƯỢNG:

Giả sử hạt nhân X lúc đầu đứng yên định luật bảo toàn xung lượng được viết là:

$$\overline{P}_a = \overline{P}_b + \overline{P}_y \quad (2-5)$$

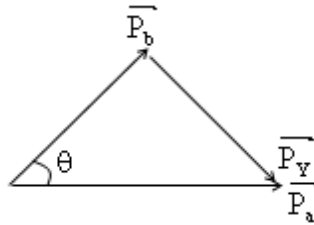
Gọi  $\theta$  là góc giữa các vận tốc của hạt đạn a và hạt bắn ra b. Ta có:

$$P_y^2 = P_a^2 + P_b^2 - 2P_a P_b \cos \theta$$

Giữa xung và động năng có biểu thức:

$$P^2 = 2mD. \text{ Do vậy ta có:}$$

$$m_x D_x = m_a D_a + m_b D_b - 2 \cos \theta \cdot \sqrt{m_a \cdot m_b D_a \cdot D_b} \quad (2-6).$$



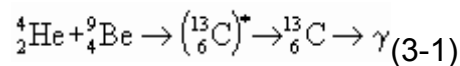
Hình 5-3

## Notron.

### 1. LỊCH SỬ DẪN ĐẾN HẠT NƠTRON:

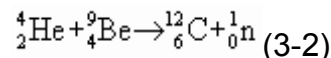
Dự đoán về thành phần cấu tạo hạt nhân gồm có hạt proton mang điện tích dương và một hạt nữa không mang điện đã được nhà vật lý học người Nga Ivanhencô nêu ra từ những năm 1930. Và mãi tới năm 1932, người ta mới xác nhận được sự tồn tại của hạt này thông qua việc nghiên cứu các phản ứng hạt nhân nhân tạo.

Lúc đầu hai nhà vật lý người Đức là Bôzơ và Bêchơ (Botho - Becker), phát hiện thấy khi dùng chùm hạt  $\alpha$  để bắn phá các hạt nhân Bêrili  ${}^9_4\text{Be}$  thì thấy xuất hiện một tia không nhìn thấy có khả năng đâm xuyên cực mạnh mà lúc đầu tưởng là tia  $\gamma$  cứng (tia  $\gamma$  có năng lượng lớn) theo phản ứng:



Nhưng sau đó Iren và Giôlio Quiri lặp lại thí nghiệm trên và thấy tia phóng xạ này có thể làm bật ra những proton có năng lượng cỡ 6MeV và tầm bay tới 26cm trong không khí, khi đã cho tia này đi qua lớp paraffin. Hiện tượng này lúc đầu được giải thích bằng hiệu ứng Compton. Nhưng dựa vào định luật bảo toàn năng lượng để dàng nhận ra được, phản ứng này không thoả mãn định luật bảo toàn năng lượng.

Cũng năm 1932 Chartrich đã đưa ra dự đoán là trong phản ứng trên đã sinh ra một hạt không mang điện, và có khối lượng gần bằng với khối lượng của proton và ông đã đặt tên cho nó là hạt notron (kí hiệu  ${}^1_0\text{n}$ ). Vì vậy phương trình phản ứng trên được viết lại như sau:



Theo định luật bảo toàn năng-khối lượng, phản ứng trên cho thấy notron được giải phóng ra với năng lượng cỡ 6MeV và sau đó va chạm với proton chứa trong paraffin, truyền toàn bộ năng lượng của nó cho proton: Giả thuyết hoàn toàn phù hợp với kết quả thực nghiệm.

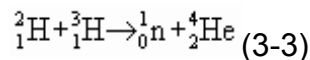
Sự phát hiện ra neutron đã làm hoàn thiện về lí thuyết thành phần cấu tạo hạt nhân. Vai trò của neutron cũng tương đương như proton bên trong hạt nhân với ý nghĩa là một thành phần của hạt nhân: hạt nuclon.

## 2.SẢN SINH RA NƠTRON:

Ngày nay đã có nhiều phương pháp thu được neutron. Phương pháp đơn giản nhất là dùng nguồn Ra-Be dưới dạng hỗn hợp. Các hạt  $\alpha$  phóng xạ từ Radi va chạm với Be của hỗn hợp tạo thành phản ứng  ${}^9_4\text{Be}(\alpha, n){}^{12}_6\text{C}$  và các neutron với một dải năng lượng rộng sẽ được phát ra.

Một phản ứng quang hạt nhân cũng có thể cho ta neutron. Thí dụ phản ứng:  ${}^9_4\text{Be}(\gamma, n){}^8_4\text{Be}$ . Để phản ứng có thể xảy ra, năng lượng của photon tới phải lớn hơn 1,76MeV; có thể sử dụng  $\forall$  các tia  $\gamma$  phát xạ từ các chất phóng xạ tự nhiên hoặc nhân tạo để phản ứng này.

Neutron cũng có thể được tạo ra từ các phản ứng phân phá các hạt nhân bia khác nhau bằng các hạt đạn mang điện như p, d được tăng tốc nhờ các máy gia tốc mạnh. Các phản ứng như vậy đặc biệt có lợi khi dùng là nguồn neutron vì neutron tạo thành trong trường hợp này là đơn năng. Một phản ứng điển hình là dùng hạt đơton tăng tốc để bắn phá vào bia Triti:



Đây là phản ứng được dùng trong các máy phát neutron hiện đại. Phản ứng này thuộc loại toả năng lượng với  $Q=17,6\text{MeV}$ .

Một cách thu neutron có năng lượng rất cao còn đơn giản hơn là thực hiện một va chạm trực diện giữa proton có năng lượng cực lớn và một neutron đơn độc trong một hạt nhân bia. Chẳng hạn khi cho proton có năng lượng 2MeV đập vào một bia, các neutron có cùng năng lượng bật ra theo phía trước vì proton đã truyền năng lượng và xung lượng của nó cho proton.

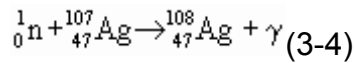
Và nguồn cung cấp tốt nhất cho neutron có mật độ rất lớn là lò phản ứng hạt nhân hoạt động theo nguyên lí của hiện tượng phân hạch.

## 3.PHÁT HIỆN RA NƠTRON

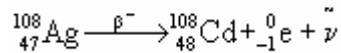
Neutron là hạt không mang điện nên việc phát hiện ra nó phải sử dụng phương pháp gián tiếp, đó là phải từ neutron phải tạo ra hạt mang điện, các hạt mang điện này sẽ được phát hiện ra dễ dàng hơn. Và đó là nguyên tắc hoạt động của ống đếm neutron. Ống đếm neutron. Ống đếm tỷ lệ là ống đếm chứa đầy hỗn hợp hơi Bo, hoặc là hợp chất rắn của Bo. Khi neutron đi vào ống đếm này, trong ống đếm sinh ra phản ứng  ${}^{10}_5\text{B}(n, \alpha){}^7_3\text{Li}$  và sự ion hoá do hạt  $\alpha$  gây ra được ghi nhận.

Va chạm giữa hạt neutron và một hạt nhẹ mang điện, như là proton, cũng có thể làm cơ sở cho việc phát hiện ra neutron.

Các phương pháp khác để phát hiện neutron là dựa vào sự phóng xạ của phản ứng bất bức xạ neutron. Thí dụ neutron bị hạt nhân  $^{197}_{47}\text{Ag}$  bắt theo phản ứng.



Hạt nhân đồng vị sau đó phân rã  $\beta^-$ .



Hoạt độ phóng xạ  $\beta^-$  có thể phát hiện và đo được, nếu tiết diện bắt ( $\sigma$ ), bề dày kim loại, thời gian và hằng số phân rã đều đã biết thì có thể tính được dòng neutron.

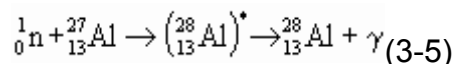
#### 4. VAI TRÒ CỦA NEUTRON.

Trước khi tìm thấy neutron, thì trong các phản ứng hạt nhân, người ta chỉ dùng các hạt đạn mang điện như  $\alpha$ ,  $\pi$ ,  $\delta$ ,... Nhược điểm chính của các hạt đạn này là chúng chịu lực cản Coulomb khi tiến dẫn tới các hạt nhân bia do đó hạn chế khả năng xuyên sâu vào bên trong hạt nhân, dẫn tới làm giảm tiết diện hiệu dụng của phản ứng hạt nhân.

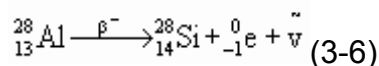
Với hạt neutron thì nhược điểm trên được khắc phục bởi vì hạt neutron không mang điện nên không chịu lực cản Coulomb và dễ dàng xuyên sâu vào trong hạt nhân. Sự bắt neutron có thể xảy ra khi một neutron có năng lượng tùy ý va chạm với một hạt nhân. Chính vì vậy, sau khi phát hiện ra hạt neutron thì hàng loạt các phản ứng hạt nhân được thực hiện và từ đó đã làm xuất hiện vô số các đồng vị phóng xạ mới, mở ra một hướng nghiên cứu thực nghiệm để giải thích lý thuyết về cấu trúc hạt nhân. Ngày nay đã có một ngành vật lý neutron riêng biệt.

Các phản ứng do neutron gây ra rất đa dạng. Ví dụ:

Phản ứng bất bức xạ: Neutron bắn vào hạt nhân bia và bị bắt, hạt nhân tạo thành ở trạng thái kích thích phóng xạ  $\gamma$ .



Hạt đồng vị phân rã  $\beta^-$ .



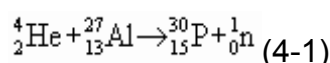
Phản ứng phân hạch: là loại phản ứng đặc biệt, dùng neutron bắn vào hạt nhân Urani 235 ta thu được các neutron thứ cấp với số lượng nhiều hơn gấp hai, ba lần phản ứng này cung cấp cho ta một nguồn năng lượng khổng lồ mà con người có thể sử dụng vào mục đích hoà bình. Chúng ta sẽ xem xét loại phản ứng này ở chương sau.

#### Phóng xạ nhân tạo Poditrôn. Ứng dụng của động vị phóng xạ

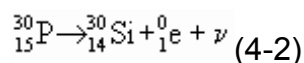
Như chúng ta đã biết, hầu hết các hạt nhân của các đồng vị được sinh ra trong phản ứng hạt nhân là những đồng vị phóng xạ. Và chúng được gọi là các đồng vị phóng xạ nhân tạo, mục đích là để phân biệt các chất phóng xạ tự nhiên.

Những đồng vị phóng xạ nhân tạo chủ yếu là phân rã  $\beta$  và  $\gamma$ , rất ít khi phân rã  $\alpha$ . Ngoài ra trong các hạt nhân đồng vị phóng xạ nhân tạo chúng ta còn gặp một loại phân rã đặc biệt mà ít khi thấy trong phân rã tự nhiên đó là phân rã  $\beta^+$ . Hạt nhân đồng vị phát ra hạt pôzitron mang điện tích dương và sau này ta được biết nó là phản hạt của hạt electron. Các hạt pôzitron đã được Andecson phát hiện vào năm 1932 trong tia vũ trụ, ở đó chúng được tạo thành do quá trình sinh cặp: một photon phân rã thành cặp electron - pôzitron.

Phản ứng hạt nhân tạo ra pôzitron do Giôliô Quiri thực hiện đầu tiên vào năm 1934.

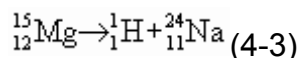


Đồng vị  ${}^{30}_{15}\text{P}$  không bền và phóng xạ  $\beta^+$ , với chu kỳ bán rã  $T = 2,5$  phút.

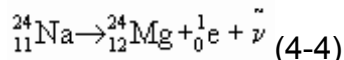


Các phản ứng bẫy neutron cũng là nguồn cung cấp các đồng vị phóng xạ nhân tạo, những đồng vị này thường phóng xạ  $\beta^-$ .

Phản ứng quang hạt nhân là loại phản ứng trong đó hấp thụ tia  $\gamma$  dẫn đến sự phân rã của hạt nhân hấp thụ và các hạt nhân sản phẩm và đó cũng là những đồng vị phóng xạ nhân tạo.



${}^{24}_{11}\text{Na}$  là đồng vị phóng xạ  $\beta^-$ .



Ngày nay nhờ các phản ứng hạt nhân mà người ta đã tạo ra vô số các đồng vị phóng xạ mới, con số các đồng vị phóng xạ đã lên tới hàng ngàn nguyên tố đồng vị. Các đồng vị phóng xạ cũng có tính chất hoá học giống như các nguyên tố bền. Vì vậy nếu ta pha trộn một lượng nhỏ chất đồng vị phóng xạ với các nguyên tố bền của cùng một nguyên tố. Thì thông qua sự theo dõi hoạt độ phóng xạ chúng ta tìm được các quá trình xảy ra bên trong cơ thể sống, hoặc sự vận chuyển chất trong cây xanh, phương pháp này gọi là phương pháp nguyên tử đánh dấu.

Ngày nay các đồng vị phóng xạ nhân tạo được sử dụng rộng rãi trong nhiều lĩnh vực y học, sinh học, nông nghiệp, thực phẩm, địa chất, v.v...

## Máy gia tốc hạt

Chúng ta biết rằng để thực hiện được phản ứng hạt nhân ta cần có những hạt đạn có năng lượng lớn. Nguồn phóng xạ tự nhiên tuy phát ra những hạt đạn, nhưng chưa đủ đáp ứng được yêu cầu của phản ứng hạt nhân. Vì vậy việc nghiên cứu và chế tạo các máy gia tốc hạt là nhằm giải quyết các yêu cầu trên.

Các hạt mang điện là những hạt được gia tốc tốt nhất nó có thể là electron, proton, đơton hoặc những ion dương. Các máy gia tốc hạt gồm có hai loại máy gia tốc chính đó là: Máy gia tốc thẳng và máy gia tốc tròn.

### 1. MÁY GIA TỐC THẲNG:

Máy gia tốc thẳng hoạt động theo nguyên tắc gia tốc tĩnh điện, trong đó điện thế tăng tốc chỉ sử dụng một lần.

### 2. MÁY GIA TỐC TRÒN:

Loại máy này khác với máy gia tốc thẳng là sau mỗi vòng tròn hạt mang điện lại được tăng tốc một lần, và mỗi lần tăng tốc các hạt được nhân thêm năng lượng, như vậy hạt quay được bao nhiêu vòng thì điện thế tăng tốc lại sử dụng được bấy nhiêu lần. Vấn đề kỹ thuật cơ bản ở đây là phải đảm bảo và duy trì sự đồng bộ giữa chu kỳ quay của hạt với sự đổi chiều phù hợp của điện thế tăng tốc. Ta biết công thức của lực từ (lực Lorenxơ). Tác dụng lên hạt mang điện tích dương  $q$  là:

$$Bq.v = \frac{mV^2}{r} \quad (5-1)$$

$$\text{Suy ra: } v = \frac{Bq.r}{m} \quad (5-2)$$

Quãng đường đi được của hạt điện tích  $q$  là:

$$t = \frac{S}{v} = \frac{\pi r.m}{Bq.r} = \frac{m\pi}{Bq} \quad (5-3)$$

Như vậy thời gian  $t$  là đại lượng không đổi:

Chu kỳ quay sẽ là:

$$T = 2t = \frac{2m\pi}{Bq} \quad (5-4)$$

Tần số là:

$$f = \frac{Bq}{2m\pi} \quad (5-5)$$

Khi vận tốc chuyển động của hạt còn nhỏ, hiệu đối ứng tương đối tính chưa xuất hiện, thì chu kì của nguồn phù hợp với chu kì quay của hạt. Nhưng khi vận tốc đủ lớn sẽ xuất hiện ứng tương đối tính, lúc này chu kì quay của hạt không phù hợp với chu kì quya của điện trường nữa. Vì vậy không thể gia tốc hạt với vận tốc quá lớn trong các máy gia tốc thông thường.

## Chương VII: Năng lượng hạt nhân

### Hiện tượng phân hạch

#### 1. HIỆN TƯỢNG PHÂN HẠCH.

Trong các phản ứng hạt nhân, chúng ta sẽ xét xem một loại phản ứng hạt nhân đặc biệt, đó là phản ứng phân hạch của các hạt nhân cực nặng.

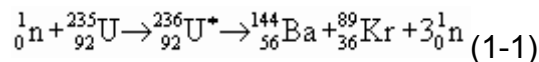
Hiện tượng này do hai nhà bác học người Đức là Han và Strassman (Hahn - Strassman) phát hiện năm 1939, khi bắn neutron vào hạt nhân nặng, hạt nhân này bị vỡ thành hai mảnh có khối lượng gần bằng nhau.

Quá trình phân hạch được giải thích theo mô hình giọt chất lỏng của mẫu hạt nhân đó là: Trong hạt nhân, lực đẩy Coulomb giữa các proton có khuynh hướng phá vỡ kích thước của hạt nhân, ngược lại lực căng bề mặt của các nuclon phía ngoài lại có khuynh hướng giữ nguyên dạng hình cầu của hạt nhân. Nếu hạt nhân nhận một năng lượng kích thích thì hình dạng của nó bắt đầu thay đổi, từ hình cầu chuyển sang hình elipxoít. Nếu mặt căng lực ngoài lớn giữ được các nuclon lại với nhau thì giọt hạt nhân chỉ dao động rồi sau đó trở về trạng thái ban đầu của nó. Nhưng nếu năng lượng kích thích lớn, làm cho hạt nhân dao động mạnh thì nó chuyển dần thành hình số 8 rồi sau đó vỡ thành hai mảnh.

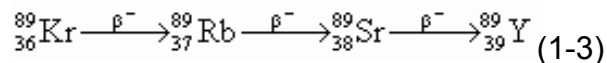
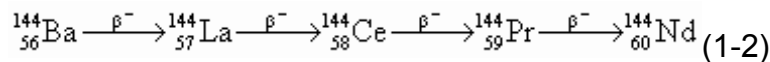
Hiện tượng này đã xảy ra khi một neutron có năng lượng thấp bị bắt bởi hạt nhân nặng: Đồng vị Urani 235. Hạt nhân  ${}_{92}^{235}\text{U}$  ở trạng thái kích thích với năng lượng cỡ 6,8 MeV. Hạt nhân này vỡ thành hai mảnh (có lúc tới 3 hoặc 4 mảnh). Các mảnh vỡ thừa neutron nên không bền, mà phóng xạ tiếp các neutron thứ cấp. sau đó các mảnh vỡ lại tiếp tục biến các neutron thành các proton, để trở thành đồng vị bền hơn, kết quả là các mảnh vỡ thường phát ra các tia phóng xạ  $\beta^-$  và  $\gamma$ .

Ta xét một ví dụ sau:

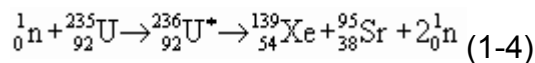
Ví dụ 1:



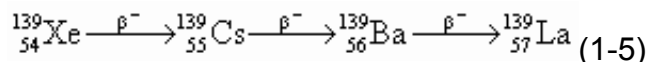
Các mảnh phân hạch tiếp tục phân rã như sau:



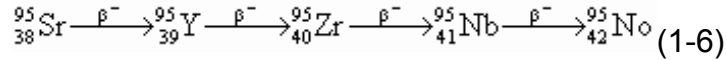
Ví dụ 2:



Các nhánh phân hạch tiếp tục phân rã như sau:







Chúng ta biết rằng quá trình phân hạch toả ra một năng lượng rất lớn và phát ra một số neutron thứ cấp. Chính điều này là cơ sở để thực hiện phản ứng dây chuyền phân hạch hạt nhân.

Về lý thuyết các neutron thứ cấp này tiếp tục gây ra phân hạch và lại giải phóng tiếp neutron. Như vậy quá trình xảy ra cho tới nào không còn nguyên tố Uran nữa. Nhưng trong thực tế, phản ứng phân hạch không hoàn toàn xảy ra như vậy mà nó còn phụ thuộc vào các yếu tố sau:

- Không phải mọi neutron đi vào khối Uran đều gây ra phản ứng hạt nhân mà chỉ có các neutron bị hạt nhân  ${}^{235}\text{U}$  bắt được mới gây ra phản ứng phân hạch.
- Không phải mọi neutron được sinh ra đều có thể sử dụng vào phản ứng phân hạch được, bởi vì một số đã thoát ra khỏi khối Uran.
- Trong khối Uran còn có các đồng vị tuy bắt được các neutron, nhưng hoàn toàn không gây ra phản ứng phân hạch (Ví dụ:  ${}^{238}\text{U}$ ). Vì những lý do trên mà phản ứng phân hạch hạt nhân chỉ được thực hiện với những điều kiện nhất định.

## 2. ĐIỀU KIỆN XÂY RA PHẢN ỨNG PHÂN HẠCH:

Chúng ta gọi  $n$  là số neutron trung bình được sinh ra trong một phản ứng phân hạch. Số neutron trung bình này làm giảm năng lượng của chúng, một số bị  ${}^{238}\text{U}$  hấp thụ mà không gây ra phản ứng phân hạch, một số bị các tạp chất hấp thụ và một số khác đi ra ngoài khỏi khối Uran, do vậy cũng không gây ra phản ứng phân hạch hạt nhân.

Chúng ta giả sử rằng chỉ có  $p$  neutron được làm chậm lại, tức là có  $np$  neutron chậm. Trong số  $np$  neutron chậm này thì không phải đều được  ${}^{235}\text{U}$  hấp thụ. Chúng ta giả thuyết rằng chỉ có  $k$  neutron chậm bị  ${}^{235}\text{U}$  hấp thụ mà thôi, vậy  $k$  được gọi là hệ số sử dụng neutron chậm. Và ta có  $npk$  neutron có khả năng gây ra phản ứng tiếp theo. Nhưng chúng ta lại cũng thấy rằng vẫn có những neutron nhanh bị  ${}^{235}\text{U}$  hấp thụ và gây ra phản ứng phân hạch. Và ta coi các trường hợp này tương đương với hệ số  $\epsilon$  ( $\epsilon=1,03-1,1$ ). Vậy ta có tích số:

$$f = \epsilon.n.p.k \quad (2-7)$$

Tích số trên được gọi là hệ số nhân neutron. Vì vậy  $\epsilon.n.p.k > 1$  thì số neutron làm phân hạch hạt nhân tăng lên. Vậy thì muốn duy trì được phản ứng phân hạch hạt nhân tức là duy trì được phản ứng dây chuyền thì điều kiện cần là  $\epsilon.n.p.k \geq 1$ .

## Lò phản ứng hạt nhân

Phản ứng phân hạch dây chuyền tự duy trì đầu tiên do fermi thực hiện năm 1942 tại thành phố Chicago (Mỹ) trong một lò phản ứng hạt nhân dùng Urani thiên nhiên làm nguyên liệu và graphit là chất làm chậm neutron.

Mặc dù có nhiều kiểu lò phản ứng khác nhau nhưng nói chung chúng đều phải tuân theo một nguyên tắc cơ bản như của lò phản ứng hạt nhân dùng Urani thiên nhiên.

Trước tiên, điều kiện để phản ứng dây chuyền được duy trì đòi hỏi sau khi hạt nhân Urani bị phân hạch thì ít nhất phải có một neutron để làm phân hạch một hạt nhân nữa. Ta đã biết tiết diện hiệu dụng của phản ứng phân hạch của hạt nhân  $^{235}\text{U}$  sẽ tăng khi số neutron chậm tăng. Trong khi đó các neutron thứ cấp là các neutron nhanh. Vì thế vấn đề là phải làm chậm lại các neutron thứ cấp, và trong lò phản ứng hạt nhân người ta dùng một chất làm chậm thích hợp những không hấp thụ neutron. Và người ta sắp xếp các thanh nhiên liệu xen kẽ các thanh nhiên liệu Urani giữa các chất làm chậm đó. Những chất chứa nhiều nguyên tử Hydro tức là chứa nhiều proton sẽ làm giảm động năng của neutron khá cao, những nó cũng bắt các neutron với xác suất lớn. Do vậy các chất làm chậm thích hợp là:  $\text{D}_2\text{O}$ , graphit, be và một số chất hữu cơ.

Để giảm bớt tỷ lệ neutron bị tạp chất hấp thụ, người ta phải tinh chế nhiên liệu để giảm tạp chất đến mức tối thiểu. Để chống sự thất thoát các neutron người ta còn làm một lớp phản xạ neutron bao quanh lò phản ứng. Nếu lò phản ứng có kích thước bé cũng làm cho nhiều neutron thoát ra ngoài hơn so với lò có kích thước lớn.

Khi đã khắc phục được các nguyên nhân làm thất thoát neutron để duy trì phản ứng phân hạch dây chuyền. Nếu một phản ứng phân hạch tạo ra ít hơn một phản ứng phân hạch khác, tức là phản ứng dây chuyền không được duy trì, ngược lại nếu một phản ứng phân hạch lại gây ra nhiều hơn một phản ứng phân hạch khác thì lò ở trạng thái hoạt động mạnh, ở trạng thái này năng lượng giải phóng quá lớn và có khả năng dẫn đến vụ nổ như một quả bom nguyên tử.

Để cho lò phản ứng hoạt động bình thường người ta phải sử dụng các thanh điều khiển bằng Cadimi (Cd), đặt xen kẽ giữa các thanh nhiên liệu Urani. Thanh Cd có khả năng bắt neutron rất cao, do đó tùy theo vị trí của những thanh này đưa lên cao hay cắm xuống sâu mà có thể tăng hoặc giảm tốc độ phản ứng dây chuyền, dẫn đến thay đổi công suất lò.

Tuy nhiên việc điều khiển hoạt động của lò phản ứng bằng cơ học sẽ không thể thực hiện kịp nếu có phân hạch sản sinh ra nhiều neutron thứ cấp vì tốc độ các phản ứng này xảy ra rất nhanh. Để khắc phục điều này, người ta phải tính đến việc các neutron được sinh ra chỉ sau một vài phân rã  $\beta^-$  của các mảnh vỡ, vì vậy một neutron trễ có thể gây ra phản ứng phân hạch sau thời gian 10s, do đó điều kiện để duy trì phản ứng phân hạch là phải tính đến tỷ số neutron trễ mới có thể điều khiển được phản ứng về mặt thời gian.

Hiện nay có các cách phân loại lò phản ứng hạt nhân như sau:

- Theo nhiên liệu: là nhiên liệu thiên nhiên hay nhiên liệu nhân tạo.
- Theo chất làm chậm neutron: bằng nước, bằng graphit, hay các chất khác.
- Theo cách phân bố của nhiên liệu trong chất làm chậm: đồng nhất hoặc không đồng nhất.

- Theo năng lượng của neutron làm chậm: đó là chậm, nhanh hay trung bình.
- Theo chất trao đổi nhiệt: nước, hơi hay kim loại lỏng.
- Theo công dụng: cho năng lượng, cho nguồn neutron, cho sản xuất các đồng vị,...

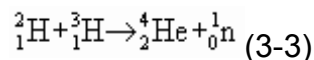
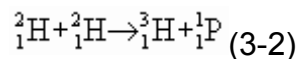
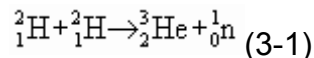
Trên thế giới hiện nay rất nhiều nước đã sử dụng điện nguyên tử, mà lò phản ứng hạt nhân chính là bộ phận quan trọng nhất, ở nước ta lò phản ứng hạt nhân ở Đà Lạt với công suất 5000KW, chỉ phục vụ cho công tác nghiên cứu khoa học và điều chế một số đồng vị phóng xạ dùng trong y học.

Các nhà máy điện nguyên tử trên thế giới hàng năm không ngừng tăng lên. Cùng với việc phát triển nhiều nhà máy điện nguyên tử: người ta còn đưa vào sản xuất thí nghiệm các nhà máy điện nguyên tử sử dụng lò phản ứng neutron nhanh.

Tuy nhiên vào năm 1986 sự cố nhà máy điện nguyên tử Trecnoburn (Ucraina) đã buộc người ta xem xét lại một cách nghiêm túc rất nhiều vấn đề quan trọng của điện nguyên tử như: Kiểm soát quá trình phản ứng phân hạch, tự động hoá cao độ và độ tin cậy rất cao trong quá trình điều khiển, yêu cầu nghiêm ngặt về việc chấp hành các quy trình vận hành kỹ thuật, và sự phối hợp quốc tế khi xảy ra sự cố.

### Phản ứng nhiệt hạt nhân

Phản ứng nhiệt hạt nhân hay còn gọi là phản ứng nhiệt hạch đó là phản ứng tổng hợp hai hạt nhân nhẹ thành hạt nhân nặng hơn. Sau đây là một số thí dụ.



Thực nghiệm cho thấy các phản ứng trên đều là phản ứng tỏa năng lượng. Vì trong mỗi phản ứng trên tổng khối lượng của các hạt ở vế phải nhỏ hơn tổng khối lượng của các hạt ở vế trái. Năng lượng của phản ứng tỏa ra rất lớn, lớn gấp hàng chục lần phản ứng hoá học thông thường và lớn hơn cả năng lượng của phản ứng phân hạch.

Để phản ứng nhiệt hạch có thể xảy ra thì các hạt nhân tham gia phản ứng phải có vận tốc rất lớn. Nói cách khác nhiệt độ của phản ứng rất cao.

Vì lực đẩy Coulông ngăn cản các hạt nhân tiến lại gần nhau, nên muốn tổng hợp hai hạt nhân ta phải làm cho chúng có năng lượng đủ lớn để thắng lực đẩy này. Nói cách khác các hạt nhân phải có năng lượng đủ lớn để vượt ra hàng rào thế năng tương tác giữa chúng. Chiều cao của hàng rào thế này rất lớn, ngay cả hạt nhân tích điện ít như đồng vị của Hydrô thì cũng vào cỡ: 350 - 500 KeV.

Do hiệu ứng đường ngầm, một hạt nhân có năng lượng nhỏ hơn chiều cao hàng rào thế năng cũng có thể “chui” qua hàng rào thế để xâm nhập vào hạt nhân kia nhưng xác suất xâm nhập giảm đi rất nhanh khi năng lượng giảm. Muốn duy trì phản ứng phải làm sao cho các hạt nhân luôn luôn có năng lượng lớn, có thể thực hiện điều đó bằng cách tăng nhiệt độ. Nếu nung nóng đến một triệu độ thì động năng trung bình của Đơton xấp xỉ bằng 130eV, khi đó xác suất tổng hợp hạt nhân vẫn còn rất nhỏ. Tuy nhiên động năng đó là động năng trung bình, nên xác suất để tổng hợp hạt nhân thực tế cao hơn. Như vậy khi tăng nhiệt độ tới một giá trị nào đó, thì có thể duy trì được phản ứng tổng hợp hạt nhân.

Các phản ứng nhiệt hạch được thực hiện đầu tiên trên mặt đất là các phản ứng không điều khiển được và để dùng vào mục đích chiến tranh, đó là Bom Hydrô (Bom H). Trong Bom H người ta đặt một hỗn hợp Đơton - Triti vào lòng quả bom, giữa hỗn hợp đó là quả bom nguyên tử (bom A). Khi sử dụng bom H người ta cho nổ bom A làm cho hỗn hợp Đơton - Triti đạt tới hàng triệu độ, với nhiệt độ này phản ứng nhiệt hạch xảy ra. Năng lượng của phản ứng nhiệt hạch tỏa ra là rất lớn, vì vậy bom h có sức công phá rất lớn.

Sau chiến tranh thế giới thứ II, nhiều phòng thí nghiệm trên thế giới đã đi vào nghiên cứu phản ứng nhiệt hạch có điều khiển. Mặc dù cho tới nay, con người vẫn chưa thành công trong hướng nghiên cứu này, nhưng người ta vẫn hy vọng rằng các phản ứng nhiệt hạch sẽ mang lại một nguồn năng lượng mới có thể nói hầu như vô hạn. Vì trong nước sông ngòi, ao hồ, đại dương có chứa 0,015% là nước nặng mà từ đó có thể điều chế được Đơton, còn Triti có thể điều chế từ  ${}^5_3\text{Li}$ .

Khó khăn trong nghiên cứu phản ứng nhiệt hạch có điều khiển là cách tạo ra nhiệt độ cao. Bởi vì ở nhiệt độ cao đó (hàng trăm triệu độ) thì vật chất nào cũng biến thành hơi và ion hoá thành môi trường các hạt mang điện - gọi là môi trường Platxma, chứ không phải là môi trường khí thông thường. Và tất nhiên cũng không vật liệu nào làm bình chứa Platxma được cả vì mọi vật đều biến thành hơi.

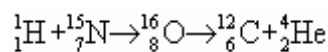
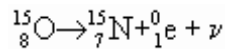
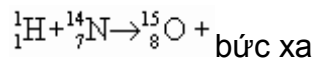
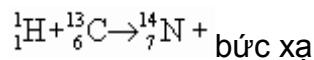
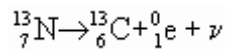
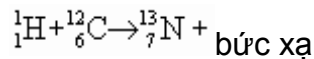
Con đường giải quyết khó khăn trên là dùng từ trường cực mạnh để giữ Platxma trong giới hạn nhất định, đồng thời cho các xung điện phóng qua Platxma để nung nóng chúng. Ngay nay người ta đã đạt được Platxma nhiệt độ cao cỡ triệu độ, ngưng chỉ duy trì trong thời gian cực ngắn. Vì vậy mà kết quả này chưa có ý nghĩa thực tiễn.

Trong lòng mặt trời và các ngôi sao có nhiệt độ rất cao do vậy ở đó các phản ứng nhiệt hạch được thực hiện. Phản ứng này là nguồn năng lượng vĩ đại của các thiên thể. Người ta cho rằng mặt trời và các vì sao tạo thành từ khí Hydrô và một số nguyên tố khác nhưng chủ yếu là Hydrô. Lúc đầu do lực hấp dẫn tác động lên khối vật chất nói trên, nó bị nén lại làm cho khối vật chất đó bị nóng lên và tạo thành môi trường Platxma nóng. Trong môi trường này phản ứng nhiệt hạch tạo thành hạt nhân nặng và được mô tả như sau:

Đầu tiên proton kết hợp với nhau tạo thành Đeton, Đeton lại kết hợp với proton tạo thành đồng vị Heli:  ${}^3_2\text{He}$ . Sau đó hai đồng vị Heli kết hợp với nhau tạo thành hạt nhân Heli  ${}^4_2\text{He}$  và proton. Người ta gọi chuỗi phản ứng đó là chu trình Hydrô.

Chu trình Hydrô chỉ có thể xảy ra ở giai đoạn đầu tiên của quá trình hình thành mặt trời và các ngôi sao vì lúc đó nhiệt độ còn thấp, khoảng 10 triệu độ, ở nhiệt độ cao hơn khi trong các ngôi sao đã có số lượng đáng kể Heli thì có thể tạo thành những phản ứng hạt nhân của những hạt nặng hơn.

Sau đây chúng ta hãy xét một loạt phản ứng nhiệt hạch thường xảy ra trong lòng mặt trời và các ngôi sao:



Kết quả của quá trình trên là sự tổng hợp của 4 proton  ${}^1_1\text{H}$  thành hạt nhân  ${}^4_2\text{He}$  và chúng ta lại thu được  ${}^{12}_6\text{C}$  như lúc đầu. Ta gọi tập hợp các phản ứng đó là chu trình Cacbon - Nitơ (hay còn gọi là chu trình Betho), vì có sự tham gia của Cacbon và Nitơ. Phép tính toán về mặt năng lượng chứng tỏ chu trình trên có thể xảy ra ở nhiệt độ vài chục triệu độ và toả ra nhiệt lượng cỡ 26,8 MeV.

## Chương VIII: Hạt cơ bản

### Mở đầu các loại tương tác cơ bản

#### I. KHÁI NIỆM HẠT CƠ BẢN.

Danh từ hạt cơ bản được dùng để chỉ những hạt rất nhỏ cấu tạo nên vật chất nói chung. Có thể nói hạt cơ bản đầu tiên chính là hạt electron mà Tômxơn đã khám phá năm 1897. Ngày nay số hạt cơ bản đã tăng lên rất nhiều, tới hàng chục hạt (đó là không kể đến các hạt cộng hưởng khác). Vì vậy mà khó định nghĩa được hạt cơ bản theo đúng ý nghĩa “cơ bản” của nó. Rõ ràng là tên gọi hạt cơ bản mang nhiều tính chất quy ước vì bản thân mỗi hạt có thể có cấu trúc nội tại phức tạp mà chúng ta chưa biết. Ngoài ra phần lớn các hạt cơ bản đều có thể phân rã thành các hạt cơ bản khác, thậm chí có thể theo nhiều cách khác nhau, tức là tương tác giữa chúng rất phong phú và gắn liền với các quy luật vật lý mới.

Trong những năm năm mươi thế kỉ 20 người ta chỉ dựa vào các tia vũ trụ để nghiên cứu các hạt cơ bản và đó là nguồn năng lượng duy nhất có thể sử dụng được. Tia vũ trụ chính là những chùm hạt cơ bản (chủ yếu là proton), có năng lượng cỡ tỷ eV, từ khoảng không vũ trụ bay vào trái đất. Khi đi vào lớp khí quyển của trái đất nó tương tác với các hạt nhân của các nguyên tử ở lớp khí quyển cao và gây ra các phản ứng tạo thành các hạt cơ bản mới. Tuy nhiên nguồn hạt từ vũ trụ là rất ít ỏi, vì vậy hiệu quả do các tia vũ trụ gây ra là rất bé.

Sau khi người ta xây dựng được các máy gia tốc khổng lồ, mới cung cấp đầy đủ các chùm hạt có năng lượng cực lớn, và đơn sắc, lúc đó con người mới liên tiếp khám phá ra hàng loạt các hạt cơ bản mới. Ngoài ra các máy gia tốc hạt, ngày nay còn có các phương tiện kỹ thuật hiện đại hơn dùng để nghiên cứu các hạt cơ bản, điển hình là các buồng bọt lớn chứa đầy Hydrô lỏng cho phép chụp ảnh ghi nhận được các quá trình tương tác phức tạp diễn ra giữa các hạt cơ bản.

Có thể kết luận là vật lý hạt cơ bản chính là vật lý năng lượng cao, nó cho phép đi sâu vào thế giới bên trong hạt nhân. Lý thuyết về hạt cơ bản vẫn đang được phát triển mạnh mẽ vẫn còn nhiều giả thuyết chưa được khẳng định, chúng ta hy vọng trong tương lai không xa thế giới vi mô sẽ được khám phá đầy đủ.

## II. CÁC LOẠI TƯƠNG TÁC CƠ BẢN:

Chúng ta đã biết rằng trong tự nhiên chỉ tồn tại 4 loại tương tác:

1. Tương tác đầu tiên là tương tác hấp dẫn: Đó là tương tác yếu nhất nhưng lại phổ biến nhất. Lực hấp dẫn bao trùm trong mọi lĩnh vực và được biểu diễn bằng định luật vạn vật hấp dẫn. Lực tỷ lệ nghịch với bình phương khoảng cách.

2. Tương tác thứ hai là tương tác điện từ: được diễn tả bằng định luật Culông (Coulomb), Ampe (Ampere) và Biô-Xava (Biot-Savart) cũng là lực tỷ lệ nghịch với bình phương khoảng cách. Lực điện và lực từ thực chất là hai lực biểu hiện của cùng một hiện tượng thống nhất. Lực điện từ chi phối tính chất của electron trong nguyên tử và phân tử. Lực điện từ cũng có tính phổ biến và là tương tác được hiểu biết một cách đầy đủ nhất.

3. Tương tác thứ ba là tương tác giữa các nuclon trong hạt nhân và nó có tên là tương tác mạnh: tương tác này có bán kính tác dụng rất ngắn vào bậc femto (10-15m), do đó không có ảnh hưởng gì đối với cấu trúc vỏ electron của nguyên tử. Tương tác mạnh khống chế các quá trình phân rã  $\alpha$ , phân hạch, nhiệt hạch và tán xạ nuclon trên hạt nhân ở năng lượng cao. Cho tới ngày nay người ta chưa biết được nhiều lắm và cũng chưa có biểu thức toán học cụ thể của lực tương tác này.

4. Tương tác thứ tư là tương tác yếu: Nó là một loại lực chi phối trong hạt nhân mà điển hình là gây ra sự phân rã  $\beta^-$  của hạt nhân. Tuy nhiên nó phân biệt với tương tác mạnh ở tốc độ phân rã chậm.

- Sự hiểu biết về các loại tương tác trên rất cần thiết cho việc mô tả hiện tượng của các hạt cơ bản.

- Ta có thể đánh giá tương quan về bậc lớn của 4 loại tương tác kể trên bằng bảng so sánh sau đây:

Tương tác	Mạnh	Điện từ	Yếu	Hấp dẫn
Độ lớn	1	$10^{-12}$	$10^{-12}$	$10^{-40}$

### Hạt và phản hạt

Chúng ta đã biết kết quả của việc giải phương trình Srôđingơ trong cơ học lượng tử. Một phương trình cơ bản khác cũng có vai trò tương tự như phương trình Srôđingơ nhưng có kết hợp cả hiệu ứng tương đối tính đó là phương trình Dirac. Việc giải phương trình này dẫn đến kết quả tìm thấy giá trị Spin của electron và cả mômen từ riêng của electron. Nhưng nó không dừng lại ở đó mà trong phương trình của mình Dirac đã sử dụng công thức năng lượng tương đối tính áp dụng cho electron.

$$E = \pm \sqrt{m_0^2 c^4 + p^2 c^2} \quad (2-1)$$

Với  $m_0$  và  $p$  là khối lượng nghỉ và xung lượng của electron khác với vật lý học cổ điển, ở đây chúng ta thừa nhận cả giá trị âm của năng lượng. Electron là hạt tự do nên không có sự lượng tử hoá năng lượng. Các electron thể hiện mọi giá trị năng lượng, tùy theo giá trị của xung lượng. Để giải thích giá trị âm, Dirac đã giả thuyết rằng chân không được quan niệm gồm các electron chiếm đầy trạng thái có năng lượng âm do đó có khối lượng quán tính âm và vì thế những electron “ảo” không thể quan sát hoặc được phát hiện được. Một electron “thực” tồn tại ở trạng thái năng lượng dương không thể vượt qua khoảng cấm để chuyển xuống trạng thái năng lượng âm bởi lẽ tất cả các trạng thái này đều đã bị electron ảo chiếm chỗ.

Nhưng nếu vì lý do nào đó một electron “ảo” nhận được một năng lượng đủ lớn  $\Delta E > 2m_0 c^2$  nó sẽ chuyển lên vùng năng lượng dương, tại đây nó xuất hiện như một electron thực có khối lượng quán tính dương. Đồng thời trong miền năng lượng âm xuất hiện một lỗ trống, chân không bị hụt đi một khối lượng âm sẽ tương đương với sự xuất hiện một khối lượng dương và lỗ trống được coi là một hạt có khối lượng dương. Hạt này giống hệt electron chỉ khác dấu về điện tích, Dirac đặt tên cho hạt này là pôzitron và coi nó như một phản hạt của electron. Như vậy từ một photon có năng lượng  $2m_0 c^2$  đã tạo thành một cặp electron - pôzitron hay là cặp - phản hạt.

Quá trình ngược lại xảy ra khi một electron từ miền có năng lượng dương chuyển xuống một lỗ trống trong miền có năng lượng âm. Kết quả là một electron thực biến mất đồng thời với một lỗ trống vì khi electron chiếm chỗ còn bỏ trống, nó lại trở thành một electron ảo. Nói cách khác, một cặp electron - pôzitron đồng thời biến mất, hiện tượng này gọi là sự hủy cặp.

Về nguyên tắc một photon có thể nhường năng lượng của nó để tạo thành cặp electron - pôzitron. Tất nhiên photon phải có năng lượng nhỏ nhất là  $2m_0c^2$ . Nhưng thực tế một photon dù có năng lượng lớn đi bao nhiêu chăng nữa cũng không thể tạo cặp trong một chân không hoàn toàn nếu không có từ trường ngoài. Nói chung quá trình sinh cặp thường xảy ra trong một điện trường mạnh gần hạt nhân hơn là ở rỗng hạt nhân. Đó là đòi hỏi của các định luật bảo toàn năng lượng và xung lượng phải đồng thời thoả mãn. Tương tự trong quá trình ngược lại sự hủy cặp phải kèm theo năng lượng sinh ra dưới dạng photon, nhưng cũng không thể chỉ cho một photon mà phải là hai photon chuyển động ngược chiều nhau.

Sau này khi người ta tìm thấy các hạt cơ bản khác thì đồng thời cũng tìm thấy tất cả các phản hạt của chúng, ngoại trừ một vài trường hợp đặc biệt phản hạt trùng nhau như hạt photon, hạt Mezon  $\pi^0$ . Nói chung giữa hạt và phản hạt đều có thể xảy ra hiện tượng hủy cặp và sinh cặp.

## Phân loại các hạt cơ bản và các đặc trưng của chúng

### I. PHÂN LOẠI:

Có thể phân chia các hạt cơ bản thành 4 loại căn cứ vào khối lượng của chúng như sau:

1-1\_Photon: là lượng tử của rường điện từ có khối lượng nghỉ bằng không.

1-2\_Lepton hay hạt nhẹ: gồm electron, myon, và nơtrinô. Có hai loại hạt nơtrinô: Nơtrinô thuộc về electron và Nơtrinô thuộc về myon.

1-3\_Mezôn hay hạt trung bình: có khối lượng lớn hơn electron nhưng bé hơn nuclon. Có hai loại hạt gồm mêzôn  $\pi$  và mêzôn K - còn gọi là piôn và Kaôn.

1-4\_Bariôn hay hạt nặng: gồm các nuclon (proton và nơtron) và các Hyperôn, Lamda, Xicma, Kxi, Omega ( $\Lambda, \Sigma, \Xi, \Omega$ )

Người ta cũng có thể tập hợp các hạt cơ bản theo tương tác mà chúng phân rã như sau:

- Các hạt bền: có 9 hạt không phân rã theo bất kỳ tương tác nào, đó là:

$p; \bar{p}; e^-; e^+; \nu_e; \bar{\nu}_e; \nu_\mu; \bar{\nu}_\mu$  và photon  $\gamma$ . Tất cả các hạt cơ bản còn lại không bền và phân rã theo các tương tác yếu, điện từ hoặc mạnh.

- Các hạt phân rã theo tương tác yếu là myon mêzôn  $\pi^\pm, K^0, K^\pm$ , nơtron, phản nơtron và các hyperôn.

- Các hạt phân rã theo tương tác điện từ: gồm Mezôn  $\pi^0$  và các hyperôn  $\Sigma^0, \bar{\Sigma}^0$ .

Thời gian sống của các quá trình này vào cỡ  $10^{-14} - 10^{-16}$  s

- Các hạt phân rã theo tương tác mạnh: Trong tương tác này hạt được coi như tồn tại trong một trạng thái liên kết trước khi phân rã thành các hạt cơ bản khác.

Thời gian sống là cực ngắn vào cỡ  $10^{-23}$  s. Trạng thái liên kết đó được gọi là hạt



cộng hưởng mặc dù thực chất không phải là một hạt có thể quan sát được. Muốn xác nhận sự tồn tại của nó chỉ có thể dựa vào sự phân bố năng lượng của các sản phẩm phân rã.

Nói chung sự phân loại các hạt cơ bản ngoài yếu tố về khối lượng, về thời gian sống, và về tương tác như trên người ta còn có thể dựa vào những đặc điểm quan trọng khác của các hạt cơ bản.

## 2. CÁC ĐẶC TRƯNG CƠ BẢN:

Chúng ta chỉ đề cập ở đây những đặc trưng cơ bản nhất của các hạt cơ bản đó là:

2-1. Khối lượng: Theo thuyết tương đối thì năng lượng và khối lượng là hai đặc trưng trùng nhau vì giữa khối lượng và năng lượng có mối liên hệ  $E = mc^2$ . Năng lượng và khối lượng phụ thuộc vào trạng thái chuyển động của hạt đó. Nhưng khối lượng nghỉ của một hạt là đặc trưng nội tại của nó. Vì vậy khi nói đến một hạt cơ bản, trước hết phải nghĩ đến khối lượng nghỉ của nó.

2-2. Điện tích: Điện tích của tất cả các hạt, không kể dấu đều là bội của điện tích nguyên tố. Vì vậy người ta thường biểu diễn điện tích của một hạt bằng một số nguyên dương hoặc âm. Ví dụ điện tích của electron là -1, của photon bằng +1. Khi đó ta phải hiểu rằng cần nhân số nguyên biểu diễn điện tích với điện tích nguyên tố  $1,6 \cdot 10^{-19} C$ .

2-3. Kích thước: Cho đến nay ta chưa rõ kích thước của proton, neutron và các hạt cơ bản khác. Những chắc chắn rằng kích thước của chúng không thể lớn hơn kích thước hạt nhân. Vì vậy người ta chọn độ dài cỡ  $10^{-13} cm$  làm độ dài đặc trưng cho thế giới các hạt cơ bản và gọi độ dài đó là fermi.

Thời gian đặc trưng trong thế giới các hạt cơ bản vào cỡ  $10^{-23} s$

2-4. Spin: Spin là đại lượng không có mặt trong thế giới vĩ mô mà chỉ có mặt trong thế giới vi mô, nói một cách đơn giản là ta có thể coi Spin là đại lượng mô tả sự tự quay của hạt xung quanh một trục. Lấy đơn vị là hằng số Planck thì Spin của một hạt được biểu diễn bằng một số nguyên hay bán nguyên. Ví dụ: Spin của electron, proton và neutron đều bằng  $\frac{1}{2}$ , còn Spin của photon bằng 1.

2-5. Các đặc trưng khác:

-Mômen từ: Mômen từ được sinh ra khi có dòng điện chạy trong mạch kín nhưng trong thế giới các hạt cơ bản thì có những hạt không mang điện nhưng vẫn có mômen từ khác không, chẳng hạn như neutron.

-Ngoài điện tích các hạt cơ bản còn có những đặc trưng khác cũng được gọi là "tích" đó là tích Lepton và Barion tích. Đồng thời các hạt có Spin đồng vị (khác Spin mà ta nói ở trên) số lạ. Tất cả những đặc trưng này là những khái niệm rất mới và không có trong thế giới vĩ mô.

## Các định luật bảo toàn

Các tương tác của hạt cơ bản tuân theo nhiều quy tắc lượng tử thể hiện qua các định luật bảo toàn. Những định luật đầu tiên quen thuộc nhất là định luật bảo toàn năng lượng, xung lượng và momen xung lượng (kể cả Spin), các định luật này vẫn đúng trong lĩnh vực năng lượng cao nhất và không gian nhỏ nhất của hạt nhân. Điện tích cũng là đại lượng được bảo toàn trong mọi tương tác. Tính bền tuyệt đối của proton dẫn đến sự bảo toàn Bariôn.

Các đặc trưng lượng tử khác còn lại chỉ được bảo toàn trong một số quá trình mà không được bảo toàn trong một số quá trình khác. Ví dụ: tính chẵn lẻ không được bảo toàn trong tương tác yếu. Spin đồng vị I chỉ được bảo toàn trong tương tác mạnh, còn hình chiếu I<sub>z</sub> và số lạ S thì lại thay đổi trong tương tác yếu. Số dĩ các thành phần của một bộ đa tuyến ứng với I xác định có khối lượng khác nhau là ứng với điều kiện tương tác, điện từ không bảo toàn Spin đồng vị.

Chúng ta cũng nhận thấy có những đại lượng vật lý không bảo toàn trong bất cứ tương tác nào. Ví dụ: mômen từ của các hạt.

Người ta còn đưa ra một vài quy tắc chọn lọc cụ thể để mô tả cách thức mà một định luật bảo toàn không áp dụng. Ví dụ: số lạ S không được bảo toàn trong tương tác yếu, nhưng nó không bao giờ thay đổi quá một đơn vị trong tương tác, từ đó dẫn tới quy tắc chọn lọc  $|\Delta S| = 0, 1$  cho tương tác yếu. Vì vậy hạt  $\Xi$  không phân rã thành nuclon và mezôn  $\pi$  mà lại phân rã theo kiểu “thác”, mỗi lần kế tiếp số lạ lại biến đổi 1 đơn vị.

Các định luật bảo toàn được thống kê trong bảng sau đây:

Đại lượng đặc trưng	Loại tương tác		
	Mạnh	Điện từ	Yếu
Năng lượng	Có	Có	Có
Xung lượng	Có	Có	Có
Mômen xung lượng	Có	Có	Có
Điện tích Q	Có	Có	Có
Số Bariôn	Có	Có	Có
Bảo toàn chẵn lẻ P	Có	Có	Không
Spin đồng vị I	Có	Có	Không
Hình chiếu I <sub>z</sub>	Có	Không	Không
Số lạ S	Có	Có	Không

### Vài nét về quy luật đối xứng hạt Quark

Trong bài học trước chúng ta đã nói đến việc sắp xếp các hạt cơ bản theo khối lượng của chúng. Đó là cách sắp xếp rất thô sơ, nó không mang lại cho ta những thông tin gì quan trọng. Trong những năm 50 thế kỉ 20, số các hạt cơ bản được tìm thấy đã lên tới vài trăm hạt. Do đó việc xếp loại chúng cần phải được phân tích một cách tỉ mỉ hơn.

Trong những cách sắp xếp mới, người ta chủ yếu quan tâm đến xếp loại các hạt Hadrôn, vì photon và Lepton chỉ chiếm một số rất ít trong các hạt cơ bản.

Những hadrôn là các hạt tham gia tương tác mạnh nên khi xếp theo các hạt hadrôn, người ta dựa vào tính chất đối xứng của tương tác mạnh. Từ sự phân tích các tính chất đối xứng đó hai nhà vật lý thuyết là Niman và Ghen man làm việc độc lập với nhau và cùng công bố năm 1961. Nội dung của giả thuyết đó là tương tác giữa các hadrôn có chung tính chất đối xứng của một nhóm toán học gọi là nhóm SU(3)

Dựa vào giả thuyết đó, các hạt cơ bản có thể chia ra thành một số họ. Số hạt trong các họ không giống nhau. Có họ chỉ gồm một hạt, có họ gồm ba hạt, tám hạt, mười hạt.

Sau khi đã phân thành họ, người ta xếp các hạt cơ bản phát hiện ra vào các họ nói trên, dĩ nhiên các hạt trong cùng họ phải thỏa mãn những tính chất đặc trưng của họ đó.

Khi làm công việc này người ta nhận thấy rằng trong họ 10 hạt chỉ tìm thấy 9 hạt thỏa mãn những tính chất cần thiết của họ đó. Như vậy là còn thiếu 1 hạt nữa mới lấp đầy 10 hạt. Người ta đặt tên trước cho hạt còn thiếu đó là Omega trừ. Đối với họ 3 hạt là họ rất cơ bản thì lại chưa thấy hạt cơ bản nào thỏa mãn những tính chất đặc trưng của họ đó, nghĩa là họ 3 hạt là họ còn trống hoàn toàn.

Đầu năm 1964 một máy gia tốc mạnh ở Bruckven cho các proton năng lượng lớn bắn vào buồng bọt Hydrô và người ta đã chụp được trên một trăm nghìn bức ảnh. Sau khi phân tích các bức ảnh đó người ta tìm thấy hạt trong một bức ảnh. Đó là sự kiện cực kỳ quan trọng, nó chứng tỏ giả thuyết của Ghenman có cơ sở và người ta coi đó là thành tựu cơ bản nhất của vật lý hạt cơ bản.

Tuy nhiên cho tới ngày nay toàn bộ họ 3 hạt vẫn còn là điều bí ẩn. cũng năm 1964 Ghenman lại đưa ra cách đoán nhận rất độc đáo về họ 3 hạt này. Theo Ghenman thì trạng thái bộ 3 hạt đó dưới dạng tự do. Ghenman đặt tên cho 3 hạt này là 3 hạt Quark. Tính chất độc đáo của giả thuyết Ghenman là chỗ các hạt quark mang điện tích của mỗi hạt không phải là bội của điện tích nguyên tố mà lại là một phân số. Ghenman cho rằng trong 3 hạt quark chỉ có một hạt mang điện tích là  $-\frac{1}{3}e_0$  ( $e_0$  là điện tích nguyên tố).

Đồng thời Ghenman cho rằng họ 3 hạt này có vị trí rất đặc biệt, khác với các họ khác: 3 quark là 3 hạt siêu cơ bản, 3 quark và 3 phản quark sẽ cấu tạo thành tất cả tất cả các hạt trong họ khác. Ví dụ: proton được cấu tạo từ hai quark điện

tích  $+\frac{2}{3}e_0$  và một quark có điện tích  $-\frac{1}{3}e_0$  còn neutron được cấu từ hai quark điện tích:  $+\frac{1}{3}e_0$  và  $-\frac{2}{3}e_0$

Tên gọi quark là do Ghenman lấy từ một cuốn tiểu thuyết nổi tiếng của Gioixơ, nhà văn nổi tiếng Ailen kể về một giấc mơ huyền ảo. trong cuốn tiểu thuyết đó có một bài hát mở đầu bằng từ “Baquark” có nghĩa là “ba điều vớ vẩn” bằng cách đặt tên quark cho hạt giả định, Ghenman muốn nhấn mạnh những tính chất bất thường, tính chất kỳ dị của những hạt đó.

Sau này quark đó đã có tên là u (up), d (down) và S (Strange) và 3 phần quark:  $\bar{u}, \bar{d}, \bar{S}$

Lý thuyết quark ra đời làm cho các nhà vật lý rất chú ý bởi vì lý thuyết đó có thể giải thích các tính chất của các hadrôn một cách đơn giản đồng thời cũng có thể giải thích một số dữ kiện thực nghiệm.

Tuy nhiên lý thuyết quark không dừng lại ở giả thuyết của Ghenman. Cuối năm 1974 có hai nhóm các nhà vật lý thực hiện cùng tìm ra hai hạt mới. Một nhóm đặt tên cho hạt mình tìm ra là J. Còn nhóm kia đặt tên cho hạt của họ là  $\psi$ . Nhưng chẳng bao lâu sau khi hai nhóm công bố các hạt J,  $\psi$  thì người ta nhận ra rằng hai hạt đó là một, và sau này người ta quen gọi là  $\psi$ .

Hạt  $\psi$  là hạt có những tính chất hết sức đặc biệt: Dùng lý thuyết ba quark: u, d, S không thể giải thích được tính chất của nó. Vì vậy người ta cho rằng để giải thích được bản chất của hạt  $\psi$ , cần phải đặt thêm một hạt quark nữa gọi là quark C (charm).

Đến năm 1977 người ta lại tìm ra một hạt nữa mới và nặng hơn hạt  $\psi$ . Hạt này tạm gọi tên là e (ixilon). Để giải thích bản chất của hạt e người ta lại thấy rằng cần phải có mặt thêm một hạt quark mới gọi là quark b (bottom). Nhưng vì bốn hạt quark trước đó đã được nhóm lại thành hai cặp theo các tính chất của chúng, cặp u, d cặp S, c. Vì vậy các nhà vật lý lý thuyết cho rằng đã tồn tại quark thứ năm b tạo thành một cặp. Hạt quark thứ sáu được đặt tên là  $\tau$  (top).

Chúng ta đã nói rằng hạt cơ bản là những hạt không có cấu trúc. Nhưng với sự ra đời của lý thuyết quark thì các hadron không thể coi là các hạt cơ bản. Vì vậy ngay nay nhiều người nghĩ rằng chỉ có sáu hạt Lepton, sáu hạt quark và một vài hạt trung gian trong quá trình tương tác yếu như photon, hạt W... mới là các hạt cơ bản theo đúng nghĩa của nó. Tất cả các hạt còn lại mà ta vẫn quen gọi là hạt cơ bản thực ra chúng được cấu tạo từ các Lepton, quark...Hiển nhiên ý kiến trên đây cũng là một giả thuyết mới. Bởi vì người ta đã tốn nhiều công sức tìm kiếm quark ở khắp nơi. Trong tia vũ trụ trong nước biển sông hồ, trong các mẫu thiên thạch rơi xuống trái đất, trong các máy gia tốc hạt v.v...Nhưng cho đến nay vẫn chưa tìm thấy quark.