



TRƯỜNG ĐẠI HỌC SƯ PHẠM TP. HỒ CHÍ MINH.

THAI KHẮC ĐÌNH



VẬT LÝ NGUYÊN TỬ HẠT NHÂN

TÀI LIỆU LƯU HÀNH NỘI BỘ - 2003

LỜI NÓI ĐẦU

Vật lý nguyên tử và hạt nhân là học phần nằm trong chương trình đào tạo cho sinh viên ngành vật lý của các trường Đại học Sư phạm. Học phần này gắn liền với những thành tựu rực rỡ và ứng dụng to lớn của ngành Vật lý nguyên tử và Hạt nhân đối với cuộc sống của con người, đối với các lĩnh vực kinh tế và khoa học, kỹ thuật hiện đại khác.

Giáo trình này gồm hai phần: Vật lý nguyên tử và Vật lý hạt nhân.

Phần Vật lý nguyên tử cung cấp cho sinh viên các kiến thức cơ bản về các mẫu nguyên tử theo lý thuyết cổ điển, cơ sở của lý thuyết lượng tử để nghiên cứu cấu trúc nguyên tử; liên kết nguyên tử trong phân tử và những ảnh hưởng bên ngoài lên nguyên tử bức xạ.

Phần Vật lý hạt nhân trình bày những vấn đề cơ bản về các đặc trưng của hạt nhân, các mẫu cấu trúc hạt nhân, sự phân rã phóng xạ, các phản ứng hạt nhân, năng lượng hạt nhân và một số vấn đề về các hạt cơ bản.

Giáo trình này là tài liệu tham khảo cho sinh viên các trường đại học sư phạm và sinh viên của các trường Đại học, Cao đẳng khác.

Mặc dù đã cố gắng và nghiêm túc với công việc biên soạn, nhưng chắc chắn không tránh khỏi những thiếu sót. Chúng tôi mong các bạn đọc lượng thứ và đóng góp nhiều ý kiến cho nội dung giáo trình, để giáo trình ngày càng được hoàn chỉnh hơn.

Chúng tôi xin chân thành cảm ơn các đồng nghiệp đã đóng góp cho nội dung của bản thảo và xin cảm ơn Ban Ấn Bản Phát hành của Trường Đại học Sư phạm Tp. Hồ Chí Minh đã tạo điều kiện giúp đỡ cho giáo trình này sớm ra mắt bạn đọc.

CÁC TÁC GIẢ

PHẦN THỨ NHẤT
VẬT LÝ NGUYÊN TỬ

Chương I

CÁC MẪU NGUYÊN TỬ
THEO LÝ THUYẾT CỔ ĐIỂN

Vào những năm cuối của thế kỷ XIX và đầu thế kỷ XX, các khám phá về tia phóng xạ và Electron trong nguyên tử phát ra ngoài đã làm đảo lộn toàn bộ ý niệm cho rằng nguyên tử là phần tử vật chất nguyên vẹn nhỏ nhất không phân chia được.

Sự xuất hiện của tia phóng xạ và electron chứng tỏ kích thước của nguyên tử chưa phải là giới hạn nhỏ bé nhất. Bên trong nguyên tử còn chứa đựng nhiều hạt có kích thước còn nhỏ bé hơn. Những hạt ấy liên kết với nhau tạo nên cấu trúc phức tạp bên trong nguyên tử.

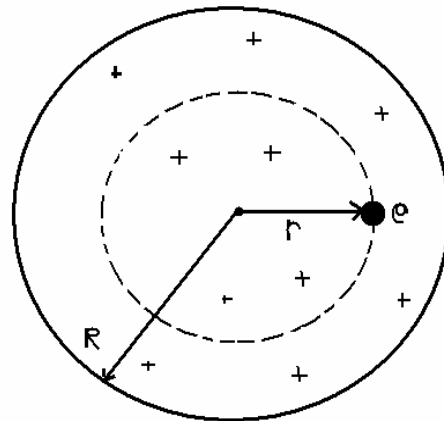
Cho đến nay khoa học đã đi đến những kết luận chính xác về cấu trúc nguyên tử nhưng chưa phải đã hiểu hết các chi tiết của nó. Do vậy chúng ta chỉ đề cập đến những quy luật cơ bản nhận biết được qua thực nghiệm về cấu trúc nguyên tử để xây dựng các mô hình nguyên tử. Chúng ta bắt đầu xét các mẫu nguyên tử từ đơn giản đến phức tạp theo lý thuyết cổ điển và bán cổ điển.

§1. MẪU NGUYÊN TỬ TOMXON (THOMSON).

Ý niệm về mẫu nguyên tử được V. Tomxơn đề xuất lần đầu tiên vào năm 1902. Sau đó ít lâu, vào năm 1904 J. Tomxơn đã xây dựng lý thuyết về mẫu nguyên tử dựa trên ý tưởng của V. Tomxơn.

Theo J. Tomxơn quan niệm thì nguyên tử có dạng hình cầu nhiễm điện dương đều khắp với bán kính cỡ 10^{-8} cm.

Các electron có kích thước nhỏ hơn kích thước nguyên tử rất nhiều, được phân bố theo các quy luật xác định trong khối cầu tích điện dương ấy. Mặt khác electron có thể chuyển động trong phạm vi kích thước của nguyên tử. Về phương diện điện thì tổng trị số điện tích âm của các electron bằng và ngược dấu với khối cầu nhiễm điện dương. Do vậy nguyên tử là một hệ thống trung hòa về điện tích.



Hình 1.1 Mẫu nguyên tử Tômxơn

Ví dụ: Nguyên tử Hydrô là nguyên tử đơn giản nhất thì khối cầu tích điện dương (+e) còn electron tích điện âm (-e). Nếu electron ở vị trí cách trung tâm nguyên tử một khoảng r , trong khi đó bán kính của nguyên tử là R lớn hơn khoảng cách r . Khi đó electron sẽ chịu tác

dụng của lực tương tác tĩnh điện Culon từ phía khối cầu nằm trọn trong vùng giới hạn bởi bán kính r . Lực tương tác này hướng về tâm cầu có trị số bằng:

$$F = K \frac{e \cdot e'}{r^2} = K \frac{e^2}{r^2} = f \cdot r$$

trong đó $k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$ là hệ số tỷ lệ trong hệ đơn vị SI và $K = 1$ trong hệ đơn vị CGS. Trị số e' = $|e|$.

Tại tâm nguyên tử ($r = 0$) electron ở trạng thái cân bằng ($F = 0$), khi lệch khỏi vị trí cân bằng ($r \neq 0$) electron sẽ thực hiện dao động điều hòa quanh vị trí cân bằng dưới tác dụng của lực giá đàn hồi ($f \cdot r$) với f là hệ số đàn hồi. Do đó electron đóng vai trò như một dao động tử điều hòa khi dao động quanh vị trí cân bằng sẽ bức xạ sóng điện từ với tần số:

$$\nu = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{F}{M}}$$

với m là khối lượng của electron.

Với giá trị $r = 10^{-8}$ cm thì tần số bức xạ ν nằm trong vùng ánh sáng nhìn thấy.

Nếu trong nguyên tử phức tạp chứa Z electron thì các vị trí cân bằng r_0 sẽ ứng với vị trí cân bằng giữa lực hút tĩnh điện của electron bất kỳ nào đó vào tâm của khối cầu nhiễm điện dương và lực tương tác đẩy lẫn nhau của các electron còn lại của nguyên tử.

Dựa vào mẫu nguyên tử, Tomxơn tính toán đối với nguyên tử Hydrô bức xạ năng lượng điện từ có bước sóng trong vùng có trị số cỡ $\lambda = 0,6$ (m thì kích thước của nguyên tử bằng:

$$R = 3 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$$

Kết quả này phù hợp với kết quả cho được từ các lý thuyết khác, điều đó chứng tỏ sự đúng đắn của mẫu nguyên tử Tomxơn.

Ngày nay mẫu nguyên tử Tomxơn được xem như một biểu tượng về nguyên tử mang ý nghĩa lịch sử nhiều hơn là ý nghĩa vật lý vì nó quá đơn giản không đủ khả năng giải thích những tính chất phức tạp của quang phổ bức xạ của nguyên tử Hydrô và các nguyên tử phức tạp khác.

§2. MẪU NGUYÊN TỬ RODEPHO (RUTHERFORD).

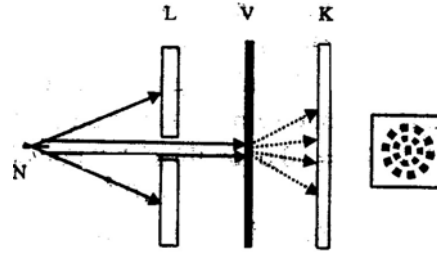
Khi nghiên cứu các hiện tượng xuyên thấu qua các lớp vật liệu của các hạt mang điện tích chuyển động với năng lượng lớn đã làm thay đổi quan niệm về cấu trúc của nguyên tử. Năm 1903 Lenard nhận thấy các chùm hạt β năng lượng cao dễ dàng xuyên qua các lá kim loại dát mỏng. Điều đó chứng tỏ phần nhiễm điện dương trong khối cầu nguyên tử không thể phân bố đều trong toàn bộ nguyên tử mà chỉ định xứ ở một vùng có kích thước nhỏ hơn rất nhiều so với $R = 10^{-8}$ cm.

Những nhận xét của Lenard được Rodepho khẳng định bằng những thí nghiệm về hiện tượng tán xạ hạt α lên lá kim loại vàng dát mỏng trong những năm (1908 – 1910).

Tia α chính là chùm hạt nhân (${}_2\text{He}^4$) mang điện tích ($+2e$) phát ra từ các nguồn phóng xạ với vận tốc khá lớn.

Ví dụ: Chất phóng xạ RaC cho các hạt α phóng xạ với vận tốc $v \approx 2 \cdot 10^9$ cm/s tương ứng với động năng $E \approx 7 \cdot 10^6$ eV.

Nếu hướng chùm hạt α bay trong chân không từ nguồn phóng xạ N qua khe hẹp của bộ lọc L hướng thẳng vào lá kim loại vàng dát mỏng V. Ở phía sau lá vàng dát mỏng đặt kính ảnh K thì nơi nào có hạt α đập vào kính ảnh sẽ để lại vết đen thẫm so với những chỗ không có hạt α đập vào.



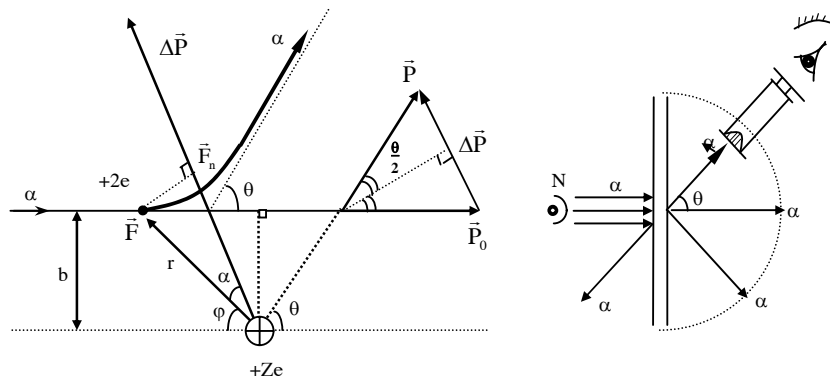
Hình 1.2. Thí nghiệm tán xạ hạt α

Kết quả thí nghiệm cho thấy dấu vết các hạt α để lại trên kính ảnh không phải là một đốm đen mà là một vùng lấm tấm hình tròn. Hiện tượng này phản ánh sự tán xạ của chùm hạt α khi xuyên qua lá vàng mỏng. Rodepho khảo sát hiện tượng tán xạ của chùm hạt α khi xuyên qua lá vàng mỏng và đã nhận thấy các hạt α bị tán xạ dưới nhiều góc độ khác nhau từ $\theta = 0^\circ$ cho tới $\theta = 180^\circ$

Đối với những hạt α bị tán xạ dưới góc độ lớn $\theta = 180^\circ$ không thể giải thích được nếu dựa vào mẫu nguyên tử Tomxon. Do vậy, Rodepho buộc phải đưa ra giả thuyết mới về cấu tạo nguyên tử. Năm 1911 Rodepho đã giả thiết là trong nguyên tử có một trung tâm tích điện dương và hầu như tập trung toàn bộ khối lượng của nguyên tử có bán kính nhỏ hơn bán kính nguyên tử gấp nhiều lần gọi là hạt nhân nguyên tử. Kích thước của nguyên tử xác định bởi khoảng cách từ tâm là hạt nhân cho đến các electron phân bố xung quanh hạt nhân. Như vậy mẫu nguyên tử Rodepho hoàn toàn khác so với mẫu nguyên tử Tomxon.

Để khẳng định giả thuyết về mẫu nguyên tử này Rodepho đã xây dựng lý thuyết tán xạ hạt α lên hạt nhân nguyên tử và kiểm nghiệm lại bằng thực nghiệm. Nội dung chính của lý thuyết tán xạ hạt α lên hạt nhân nguyên tử là khảo sát định lượng sự phân bố của các hạt α bị tán xạ theo góc tán xạ θ và đối chiếu với kết quả thực nghiệm.

Theo lý thuyết tán xạ hạt α lên hạt nhân mang điện tích dương do Rodepho đề xuất thì: Hạt α với khối lượng m mang điện tích $(+2e)$ bay với vận tốc v thâm nhập vào vùng tác dụng của trường lực Culon của hạt nhân mang điện tích dương $(+Ze)$ gây ra. Nếu giả sử hạt nhân $(+Ze)$ đứng yên và hạt α bay tới gần hạt nhân sẽ bị lực đẩy của hạt nhân nên quỹ đạo bay của hạt (có dạng là một nhánh của Hyperbon. (Hình vẽ).



Hình 1.3. Minh họa lý thuyết tán xạ hạt α lên hạt nhân

Lực tương tác đẩy tĩnh điện Coulon bằng:

$$F = K \frac{(+Ze)(+2e)}{r^2} = K \frac{2Ze^2}{r^2}$$

trong đó K là hệ số tỷ lệ, r là bán kính tương tác giữa hạt nhân (+Ze) và hạt alpha (+2e).

Trên hình vẽ minh họa cho lý thuyết tán xạ hạt alpha hạt nhân trong trường hợp hạt alpha bay ngang qua cách hạt nhân một khoảng b gọi là khoảng nhằm. Nếu hạt alpha bay với khoảng nhằm b nhỏ sẽ chịu lực đẩy tĩnh điện Coulon của hạt nhân mạnh làm cho góc tán xạ theta lớn, ngược lại khi bay với khoảng nhằm b lớn sẽ chịu lực đẩy tĩnh điện Coulon từ hạt nhân yếu làm cho góc tán xạ theta nhỏ. Như vậy giữa góc tán xạ theta và khoảng nhằm b có quan hệ tỷ lệ nghịch. Chúng ta có thể thiết lập quan hệ giữa b và theta dựa trên định luật bảo toàn động lượng và mômen động lượng đối với trường lực xuyên tâm trong quá trình tán xạ của hạt alpha (+2e) lên hạt nhân tích điện dương (+Ze).

Gọi $\vec{P}_0 = m\vec{v}$ là động lượng ban đầu của hạt alpha bay tới hạt nhân (trước lúc tán xạ), sau khi tán xạ trên hạt nhân theo kiểu va chạm đàn hồi giữa hạt alpha và hạt nhân nên động lượng hạt alpha là $\vec{p} = m\vec{v}$. Kết quả của quá trình tán xạ làm xuất hiện số gia véc tơ động lượng giữa véc tơ ban đầu $\vec{P}_0 = m\vec{v}$ và véc tơ sau khi tán xạ $\vec{P} = m\vec{v}$ (Xem hình vẽ minh họa). Trị số của véc tơ số gia động lượng bằng:

$$|\Delta\vec{p}| = 2\vec{p}_0 \sin \frac{\theta}{2} = 2m\vec{v} \sin \frac{\theta}{2}$$

Mặt khác theo định lý về xung lượng ta có:

$$|\Delta\vec{p}| = \int_0^t F_n dt$$

Trong đó $F_n = F \cdot \cos\alpha$ là hình chiếu của lực tương tác đẩy tĩnh điện của hạt nhân (+Ze) lên hạt alpha (+2e) lên phương của véc tơ số gia động lượng $\Delta\vec{p}$. Từ hình vẽ cho thấy

$\alpha = \frac{\pi}{2} - \left(\frac{\theta}{2} + \varphi\right)$ nên do đó:

$$F_n = F \cos\alpha = F \cdot \sin\left(\frac{\theta}{2} + \varphi\right)$$

biểu diễn: $\varphi = \frac{d\varphi}{dt}$ hay $dt = \frac{d\varphi}{\varphi}$ và $F = k \frac{2Ze^2}{r^2}$

$$\text{Ta có: } |\Delta\vec{p}| = 2Ze^2 \int_0^{\pi-\theta} \frac{\sin\left(\frac{\theta}{2} + \varphi\right)}{r^2 \cdot \varphi} d\varphi$$

Cận tích phân lấy từ $\varphi = 0$ ứng với hạt alpha bay lên từ bên trái bị tán xạ theo một nhánh Hyperbon đi ra xa vô cùng men theo đường tiệm cận ứng với góc $\varphi = (\pi - \theta)$.

Do tương tác giữa hạt alpha với hạt nhân trong trường lực xuyên tâm nên mômen động lượng bảo toàn:

$$L = mv \cdot b = m\varphi \cdot r^2 = \text{const}$$

Suy ra: $v.b = \dot{\phi}.r^2$.

Do đó ta có:

$$|\Delta p| = \frac{2Ze^2}{v.b} \int_0^{\pi - \theta} \sin\left(\frac{\theta}{2} + \phi\right) d\phi = \frac{2Ze^2}{v.b} 2\cos\frac{\theta}{2}$$

Đồng nhất hai biểu thức:

$$\Delta p = 2mv \cdot \sin\frac{\theta}{2} \quad \text{và} \quad \Delta p = \frac{2Ze^2}{v.b} 2\cos\frac{\theta}{2} \quad \text{ta có:}$$

$$2mv \cdot \sin\frac{\theta}{2} = \frac{2Ze^2}{v.b} 2\cos\frac{\theta}{2}$$

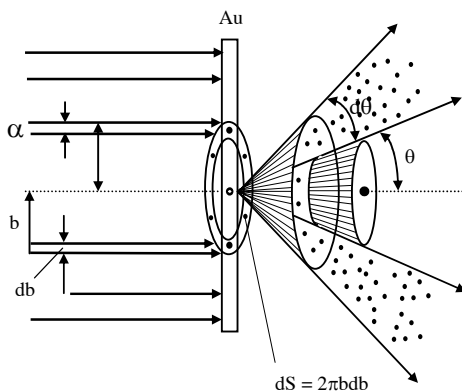
Suy ra kết quả:

$$\cotg\frac{\theta}{2} = \frac{mv^2}{2Ze^2} b$$

Hàm $\cotg\frac{\theta}{2}$ là hàm nghịch biến, vậy khi b giảm thì θ tăng và ngược lại khi b tăng thì θ giảm. Kết quả ban đầu này đã phản ánh quá trình tán xạ của một hạt α lên một hạt nhân khá phù hợp với dự báo.

Trong thực tế chùm hạt α gồm nhiều hạt bay tới bị nhiều hạt nhân trong lá kim loại gây tán xạ, do vậy việc giả thiết một hạt α bị một hạt nhân gây tán xạ chỉ là trường hợp đơn giản hóa vấn đề để xem xét ban đầu.

Bây giờ ta xét cả chùm hạt α bay tới lá kim loại. Ta giả thiết các hạt α trong chùm hạt bay song song và cách đều nhau. Chùm hạt α có tiết diện ngang là S . Những hạt α nào bay theo khoảng nhằm b tới hạt nhân sẽ bị tán xạ dưới góc θ , còn những hạt α nào bay theo khoảng nhằm $(b + db)$ sẽ bị tán xạ dưới góc lớn hơn $(\theta + d\theta)$.



Hình 1.4

Trong thực nghiệm không thể xác định được từng hạt α bị hạt nhân gây tán xạ nhưng xác suất hạt α bị tán xạ hoàn toàn có thể xác định được. Xác suất hạt α bị tán xạ trên một hạt nhân là tỷ số giữa diện tích của hình vành khăn bao quanh hạt nhân: $dS = 2\pi.b.db$ và tiết diện S của chùm hạt α vì những hạt α nào tiến đến gần hạt nhân trong lá kim loại vàng Au

(hình 1.4) trong vùng khoảng nhằm b biến thiên từ b đến $(b + db)$ sẽ rơi vào diện tích hình vành khăn $dS = 2\pi.b.db$ là vùng bị hạt nhân tán xạ. Còn những hạt α nằm trong tiết diện

ngang S của chùm α ngoài giới hạn của diện tích hình vành khăn $dS = 2\pi.b.db$ sẽ không bị tán xạ mạnh như trong vùng diện tích hình vành khăn đang xét. Do vậy, xác suất số hạt α bị một hạt nhân gây tán xạ là: $\frac{2\pi.b.db}{S}$. Nếu có n hạt nhân gây tán xạ thì xác suất sẽ bằng:

$$dW = \frac{2\pi.b.db}{S} N.S.\delta \quad (1.1)$$

Trong đó:

- N là mật độ nguyên tử trong lá kim loại vàng gây tán xạ (là số nguyên tử chứa trong một đơn vị thể tích lá kim loại $N = \frac{n}{V}$).
- δ là bề dày lá kim loại.
- S là tiết diện chùm hạt α phủ lên bề mặt lá kim loại. Kết quả ta có:

$$dW = 2\pi.b.db.N.\delta$$

Từ biểu thức: $\cot g \frac{\theta}{2} = \frac{mv^2}{2Ze^2} b$

suy ra: $\frac{-1}{\sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)} \frac{d\theta}{2} = \frac{mv^2}{2Ze^2} db$

Thay thế vào biểu thức (1.1) ta có:

$$dW = N.\delta. \left(\frac{2Ze^2}{mv^2}\right)^2 2\pi \cot g \frac{\theta}{2} \frac{d\theta}{2 \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)}$$

Để tiện tính toán ta có thể biểu diễn hệ thức:

$$\frac{\cot g \frac{\theta}{2}}{\sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)} = \frac{\cos \frac{\theta}{2} \sin \frac{\theta}{2}}{\sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)} = \frac{\sin \theta}{2 \sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)}$$

Suy ra:

$$dW = N.\delta. \left(\frac{2Ze^2}{mv^2}\right)^2 \frac{2\pi.\sin\theta.d\theta}{\sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)} = N.\delta. \left(\frac{Ze^2}{mv^2}\right)^2 \frac{d\Omega}{\sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)}$$

trong đó $d\Omega = 2\pi.\sin\theta.d\theta$ là góc khối bao lấy góc tán xạ của chùm hạt α từ góc độ θ đến $(\theta + d\theta)$.

Công thức này gọi là công thức Rodepho đối với quá trình tán xạ của chùm hạt α lên lá kim loại. Công thức này là kết quả của lý thuyết tán xạ hạt α lên các hạt nhân nguyên tử trong lá kim loại.

Năm 1913, công thức Rodepho đã được kiểm chứng bằng thực nghiệm. Như vậy giả thiết về sự tồn tại của hạt nhân trong nguyên tử hoàn toàn có thể chấp nhận.

Dựa vào mô hình nguyên tử có hạt nhân người ta đã tiến hành xác định bán kính tương tác ngắn nhất giữa hạt nhân và hạt α khi hạt α bay trực diện vào hạt nhân. Bán kính tương tác ngắn nhất được xác định:

$$\frac{m_{\alpha}v^2}{2} = K \frac{(+2e)(+Ze)}{r_{\min}} = K \frac{2Ze^2}{r_{\min}}$$

Từ đó nhận được kết quả r_{\min} đối với một số kim loại có giá trị vào cỡ $r_{\min} \approx 1,13 \cdot 10^{-13}$ cm. Từ kết quả này cho phép suy đoán sơ bộ kích thước của hạt nhân nguyên tử. Như vậy nếu kích thước nguyên tử vào cỡ 10^{-8} cm thì kích thước của hạt nhân vào cỡ 10^{-13} cm, tức là bán kính hạt nhân nhỏ hơn bán kính nguyên tử khoảng 5 bậc.

Dựa vào công thức Rodepho và đo đạc bằng thực nghiệm đối với số hạt α bị tán xạ dưới nhiều góc độ khác nhau (quan sát dưới kính hiển vi các dấu vết của hạt α để lại trên màn cảm quang) người ta đã xác định giá trị của Z đúng bằng số electron có mặt trong thành phần của các nguyên tử trung hòa và hoàn toàn trùng khớp với số thứ tự của nguyên tố hóa học trong bảng tuần hoàn các nguyên tố hóa học của Mendeleép.

Theo mẫu nguyên tử có hạt nhân các electron phân bố trong không gian bao quanh hạt nhân. Kích thước cấu hình của các electron bao quanh hạt nhân đặc trưng cho kích thước của nguyên tử. Theo lý thuyết điện động lực học Irnsoi thì một hệ gồm các electron mang điện tích âm và hạt nhân mang điện tích dương có trị số bằng nhau không thể tồn tại trong một hệ cân bằng tĩnh tại mà chỉ có thể tồn tại dưới dạng cân bằng động. Vận dụng lý thuyết này Rodepho đã “bắt” các electron phải chuyển động quanh hạt nhân theo các quỹ đạo khép kín theo kiểu tương tự như các hành tinh chuyển động quanh mặt trời. Vì vậy, mẫu nguyên tử chứa hạt nhân của Rodepho được gọi là mẫu hành tinh nguyên tử.

Để cho hệ nguyên tử bền vững về mặt cơ học thì khi các electron chuyển động trên quỹ đạo tròn với bán kính R và vận tốc v phải đảm bảo sao cho các lực ly tâm quán tính của electron cân bằng với lực hút tĩnh điện Culon của hạt nhân:

$$\frac{mv^2}{R} = K \frac{Ze^2}{R^2}$$

Mặt khác năng lượng liên kết giữa electron và hạt nhân trong nguyên tử bao gồm động năng và thế năng tương tác giữa electron và hạt nhân:

$$E = E_n + E_t = \frac{mv^2}{2} - K \frac{Ze^2}{R}$$

Để đơn giản ta giả thiết hạt nhân nguyên tử hầu như đứng yên, chỉ có electron quay quanh hạt nhân.

Từ biểu thức trên ta suy ra:

$$\frac{mv^2}{2} = K \frac{Ze^2}{2R}$$

Thế vào biểu thức năng lượng liên kết ta có:

$$E = K \frac{Ze^2}{2R} - K \frac{Ze^2}{R} = -K \frac{Ze^2}{2R}$$

trong đó K là hệ số tỷ lệ ($K = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$ trong hệ đơn vị SI hay $K=1$ trong hệ đơn vị CGS); còn e là điện tích của electron.

Nhưng theo quan điểm điện động lực học thì một hệ như vậy không thể tồn tại bền vững vì khi electron chuyển động quanh hạt nhân tương đương như một dòng điện tròn khép kín có mômen lưỡng cực điện và mômen từ. Mômen lưỡng cực điện của nguyên tử I sẽ quay theo kiểu như mômen động lượng của con vù quay trong trường lực hấp dẫn của quả đất xung quanh trục thẳng đứng vuông góc với mặt đất. Khi mômen lưỡng cực điện I quay sẽ biến thiên tuần hoàn theo thời gian, bức xạ sóng điện từ nên năng lượng liên kết E sẽ bị giảm dần, kéo theo làm cho bán kính quỹ đạo của electron giảm dần. Cuối cùng thì electron sẽ rơi vào hạt nhân nguyên tử. Như vậy nguyên tử không tồn tại bền vững; điều này hoàn toàn mâu thuẫn với thực tế. Nguyên tử là hệ tồn tại bền vững nhưng theo mẫu nguyên tử Rodepho thì không bền vững. Như vậy ý tưởng xây dựng mẫu nguyên tử theo kiểu cơ học thiên thể không thành công.

Nhìn lại hai mẫu nguyên tử Tomxon và Rodepho, ta nhận thấy có những mặt được và mặt chưa được. Trong mẫu nguyên tử Tomxon bắt các electron “bơi” trong quả cầu nhiễm điện dương, còn trong mẫu nguyên tử Rodepho bắt các electron “quay quanh” hạt nhân đều không hợp lý. Như vậy chúng tỏ không thể áp dụng rập khuôn cơ học cổ điển cho thế giới nguyên tử. Muốn thoát khỏi những bế tắc này chỉ có cách phải từ bỏ các phương pháp truyền thống của vật lý học cổ điển, sáng tạo ra lý thuyết mới. N.Bohr là người đã đi theo hướng tìm kiếm lý thuyết mới cho thế giới vi mô – thế giới nguyên tử.

Những hạn chế của mẫu nguyên tử Rodepho được khắc phục trong mẫu nguyên tử N. Bohr.

§3. MẪU NGUYÊN TỬ N. BOHR.

Năm 1913 N. Bohr đã xây dựng mẫu nguyên tử Hydrô là nguyên tử đơn giản nhất. Để xây dựng mẫu nguyên tử mới này N. Bohr đã sử dụng những kết quả của quang phổ bức xạ nguyên tử Hydrô, vận dụng ý tưởng lượng tử của thuyết Plank và thuyết photon ánh sáng của Anhstanh.

I. TÍNH QUY LUẬT CỦA QUANG PHỔ NGUYÊN TỬ HYDRÔ.

Vào những năm cuối của thế kỷ XIX, khi nghiên cứu quang phổ người ta nhận thấy các bước sóng trong phổ nguyên tử hợp thành những dãy vạch xác định gián đoạn gọi là dãy phổ. Năm 1885 Banme (Balmer) là một nhà toán học Thụy Sĩ đã thiết lập được biểu thức mô tả các vạch trong dãy quang phổ bức xạ của nguyên tử Hydrô trong vùng ánh sáng nhìn thấy. Dãy quang phổ này mang tên dãy quang phổ Banme. Trong dãy quang phổ Banme vạch có bước sóng dài nhất và rõ nhất $\lambda = 6564 \text{ \AA}^0$ được ký hiệu là H_α , vạch tiếp theo ký hiệu là H_β , với bước sóng $\lambda=4863 \text{ \AA}^0$. Theo chiều giảm của bước sóng các vạch phổ càng bố trí sát vào nhau và cường độ sáng yếu dần cho đến một vạch giới hạn mà từ đó không còn phân biệt được các vạch riêng lẻ nữa mà chỉ thấy một dãy mờ liên tục.

Công thức Banme cho dãy quang phổ Hydrô trong vùng nhìn thấy được biểu diễn bằng công thức:

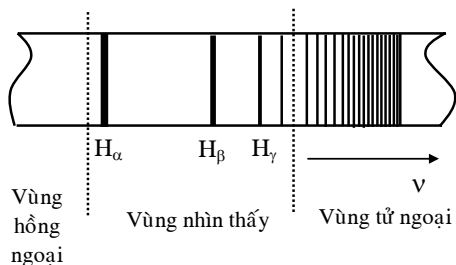
$$\frac{c}{\nu} = \frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

Trong đó:

- * ν gọi là số sóng – là số bước sóng trên một đơn vị độ dài; $n = 1, 2, 3, 4, \dots$ là các số nguyên tự nhiên
- * R là hằng số Ritbe ($R = 1,096776. 10^7 \text{ m}^{-1}$)

Từ công thức này, tính được giá trị của vạch đầu tiên H_α ứng với $n = 3$, vạch thứ hai H_β ứng với $n = 4$, vạch thứ ba H_γ ứng với $n = 5$, vạch thứ tư H_δ ứng với $n = 6 \dots$ và vạch giới hạn (vạch ranh giới) H_∞ ứng với $n \rightarrow \infty$.

Tất cả những giá trị tính toán theo công thức Banme phù hợp tốt với các kết quả thực nghiệm



Các dãy quang phổ bức xạ của nguyên tử Hydrô được minh họa ở hình 1.5. Ngoài dãy Banme, người ta còn tìm thấy các dãy quang phổ khác trong vùng hồng ngoại và tử ngoại cũng có quy luật tương tự.

Hình 1.5

Trong vùng tử ngoại có dãy Lyman với các số sóng:

$$\bar{\nu} = \frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right) \text{ với } n = 2, 3, 4, \dots \infty$$

Trong vùng hồng ngoại có các dãy quang phổ:

- Pasen: $\bar{\nu} = \frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right)$ với $n = 4, 5, 6, \dots \infty$
- Brakét: $\bar{\nu} = \frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right)$ với $n = 5, 6, 7, \dots \infty$
- Phundo: $\bar{\nu} = \frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right)$ với $n = 6, 7, 8, \dots \infty$

Hợp nhất các công thức trên thành một dạng chung được gọi là công thức Banme tổng quát:

$$\bar{\nu} = \frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) \text{ với } m > n$$

Nếu giữ nguyên trị số $n = 1$ thay đổi $m = 2, 3, 4, \dots$ ta có dãy Lyman ; $n = 2$ và thay đổi $m = 3, 4, 5, \dots$ ta có dãy Banme ; nếu giữ nguyên $n = 3$ và thay đổi $m = 4, 5, 6, \dots$ ta có dãy Pasen và v.v ... ta sẽ có tất cả các dãy quang phổ.

Sự tồn tại của tính qui luật quang phổ nguyên tử Hydrô cũng như quang phổ của nhiều nguyên tử phức tạp khác là những bằng chứng về một qui luật mới mẻ, đó là tính gián đoạn không liên tục của quang phổ nguyên tử.

II. THUYẾT N. BOHR.

Nội dung của thuyết N. Bohr được xây dựng trên hai định đề và một điều kiện về lượng tử hóa mômen động lượng quỹ đạo. Những định đề này được đưa ra dựa trên cơ sở vận dụng khái niệm lượng tử năng lượng của Plank ($\epsilon = h\nu$) và khái niệm photon ánh sáng của Anhstanh (Einstein) kết hợp với những nội dung của lý thuyết Rôđepho và tính qui luật của quang phổ nguyên tử Hydrô.

1. Định đề thứ nhất về các quỹ đạo dừng (trạng thái dừng của nguyên tử).

Electron trong nguyên tử chuyển động theo các quỹ đạo tròn có năng lượng hoàn toàn xác định gọi là các quỹ đạo dừng hay trạng thái dừng. Khi chuyển động theo các quỹ đạo dừng trong nguyên tử electron không bức xạ năng lượng điện từ.

2. Điều kiện lượng tử hóa về mômen động lượng quỹ đạo.

Khi electron chuyển động trên quỹ đạo dừng phải thỏa mãn sao cho mômen động lượng quỹ đạo của nó luôn luôn bằng một số nguyên lần của hằng số Plank chia cho 2π (tức là $\hbar = \frac{h}{2\pi}$) :

$$L = m.v.r_n = n \hbar \text{ với } n = 1, 2, 3, 4, \dots$$

Trong đó:

- m là khối lượng của electron.
- V_n là vận tốc của electron.
- r_n là bán kính của quỹ đạo dừng.
- $n = 1, 2, 3, 4, \dots$ được gọi là lượng tử số chính.

3. Định đề về tần số (cơ chế bức xạ).

Nguyên tử chỉ hấp thụ hay phát xạ năng lượng dưới dạng bức xạ sóng điện từ theo cơ chế như photon ánh sáng khi nó chuyển từ trạng thái dừng này sang trạng thái dừng khác được xác định:

$$h \nu = E_{n_i} - E_{n_k}$$

với E_{n_i} là năng lượng trạng thái đầu và E_{n_k} là năng lượng trạng thái cuối. Nếu $E_{n_i} > E_{n_k}$ ứng với quá trình phát xạ và nếu $E_{n_i} < E_{n_k}$ ứng với quá trình hấp thụ.

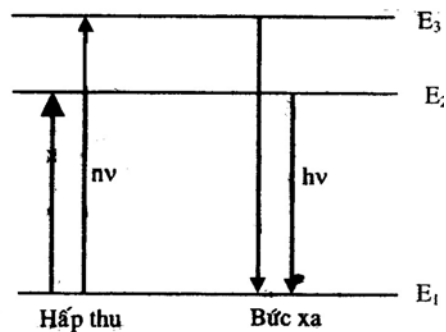
Nội dung của định đề này được minh họa trên hình 1.6:

- Mỗi quỹ đạo dừng tương ứng với một mức năng lượng dừng.
- Mỗi mức năng lượng được biểu diễn bằng một vạch nằm ngang.

Như vậy electron trong nguyên tử có thể chuyển động theo các quỹ đạo dừng khác nhau, sẽ tương ứng với các mức năng lượng khác nhau. Các mức năng lượng phân bố gián đoạn không liên tục.

Các bước chuyển của electron trong nguyên tử từ trạng thái dừng này sang trạng thái dừng khác được biểu diễn bằng những mũi tên.

Các bước chuyển từ trạng thái năng lượng thấp hơn sang trạng thái năng lượng cao hơn tương ứng với quá trình hấp thụ của nguyên tử. Ngược lại các bước chuyển từ trạng thái năng lượng cao hơn sang trạng thái năng lượng thấp hơn tương ứng với quá trình bức xạ của nguyên tử.



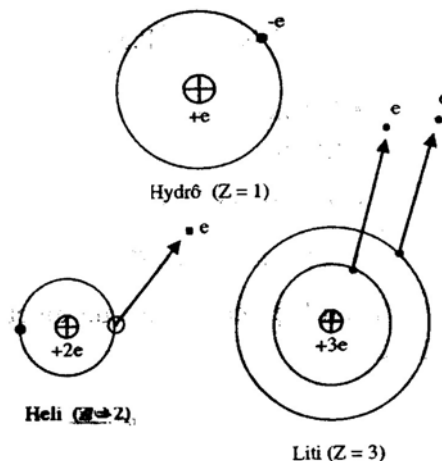
Với những định đề trên, lý thuyết N. Bohr đã khắc phục được mặt hạn chế của lý thuyết Rodepho về sự tồn tại bền vững của nguyên tử và phổ bức xạ của nguyên tử có dạng vạch gián đoạn (không liên tục).

§4. LÝ THUYẾT N. BOHR ĐỐI VỚI NGUYÊN TỬ HYDRÔ VÀ CÁC IÔN TƯƠNG TỬ HYDRÔ (He+, Li++, Be+++ ...)

Nguyên tử Hydrô cấu tạo từ hạt nhân là proton (p) mang điện tích dương(+e) và một electron mang điện tích âm (-e) chuyển động theo quỹ đạo tròn bán kính r quanh hạt nhân.

Các iôn tương tự Hydrô như He+, Li++, Be+++ ... (Hydrô có Z = 1, còn Heli có Z = 2, Liti có Z = 3, Berili có Z = 4, ...), về phương diện cấu trúc thì có một hạt nhân và lớp ngoài cũng có một electron tương tự như nguyên tử Hydrô; cho nên gọi là các iôn tương tự Hydrô. Do vậy có thể áp dụng chung lý thuyết N. Bohr cho cả Hydrô và các iôn tương tự Hydrô.

Để cho hệ nguyên tử bền vững thì năng lượng liên kết của electron với hạt nhân bằng:



$$E = -K \frac{Ze^2}{2r}$$

Vận dụng điều kiện lượng tử hóa mômen động lượng quỹ đạo N. Bohr:

$$L_n = m.v_n.r_n = n \hbar$$

Trong đó:

- m là khối lượng electron (xem như nguyên tử cấu tạo từ electron và hạt nhân, chỉ có electron chuyển động còn hạt nhân đứng yên).

- $n = 1, 2, 3, 4, \dots$ gọi là lượng tử số chính.
- \hbar là hằng số Plank chia cho 2π ($\hbar = \frac{h}{2\pi}$)
- Mômen động lượng quỹ đạo L_n chỉ phụ thuộc vào lượng tử số n .
- v_n là vận tốc của electron.
- r_n là bán kính quỹ đạo của electron.

Điều kiện cân bằng của electron chuyển động trên quỹ đạo tròn là:

$$\frac{mv^2}{r} = K \frac{Ze^2}{r^2}$$

Suy ra: $r_n = n^2 \frac{\hbar^2}{KmZe^2}$ với $n = 1, 2, 3, 4, \dots$

Từ điều kiện lượng tử hóa mômen động lượng quỹ đạo $L_n = n\hbar$ dẫn đến bán kính quỹ đạo của electron cũng bị lượng tử hóa. Bán kính quỹ đạo cũng chỉ phụ thuộc vào lượng tử số chính n .

Với $n = 1$ ta có: $r_1 = \frac{\hbar^2}{KmZe^2}$

Với $n = 2$ ta có: $r_2 = 2^2 \frac{\hbar^2}{KmZe^2}$

Với $n = 3$ ta có: $r_3 = 3^2 \frac{\hbar^2}{KmZe^2}$ v.v...

Đối với Hydro $Z = 1$ và $n = 1$ ta có:

$$r_1 = a_0 = \frac{\hbar^2}{Kme^2} = 0,529 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$$

a_0 gọi là bán kính quỹ đạo N. Bohr – là bán kính quỹ đạo của electron gần hạt nhân nhất, các quỹ đạo khác ứng với $n = 2, 3, 4, 5, \dots$ được xác định: $r_2 = 2^2 \cdot a_0, r_3 = 3^2 \cdot a_0, \dots$

Đối với các iôn tương tự ta có:

$$r_n = n^2 \frac{a_0}{Z} \text{ với } n = 1, 2, 3, 4, \dots$$

Electron chuyển động trên từng quỹ đạo tương ứng với vận tốc hoàn toàn xác định:

$$V_n = K \frac{Ze^2}{n\hbar} \text{ với } n = 1, 2, 3, \dots$$

Tuy nhiên trên mỗi quỹ đạo dùng vận tốc của electron luôn luôn không đổi để đảm bảo cho quỹ đạo ổn định và năng lượng không thay đổi theo yêu cầu của định đề về năng lượng trạng thái dừng.

Biểu thức năng lượng liên kết của electron trong nguyên tử:

$$E_n = -K \frac{Ze^2}{2r_n} = -K \frac{Ze^2}{\frac{n^2 \cdot \hbar^2}{2KmZe^2}} = -K^2 \frac{Z^2 me^4}{2n^2 \hbar^2}$$

với $n = 1, 2, 3, 4, \dots$. Như vậy nguyên tử không thể nhận mọi giá trị năng lượng tùy ý mà chỉ nhận những giá trị gián đoạn (không liên tục); ứng với $n = 1$ ta có E_1 , $n = 2$ ta có E_2 , với $n = 3$ ta có E_3 v.v... Từ quan hệ của năng lượng cho thấy lượng tử số n đóng vai trò chính của năng lượng nên được gọi là lượng tử số chính.

Sơ bộ đánh giá lý thuyết N. Bohr đối với Hydrô $Z = 1$ cho thấy:

$$a_0 = K \frac{\hbar^2}{me^2} = 0,529 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$$

$$E_1 = -K^2 \frac{me^4}{2 \cdot 1^2 \cdot \hbar^2} = -13,53 \text{ eV}$$

Các kết quả này hoàn toàn phù hợp với các lý thuyết khác và phù hợp với thực nghiệm. Điều đó chứng tỏ lý thuyết N. Bohr hoàn toàn đúng đắn phù hợp với các qui luật của nguyên tử.

Khi $n \rightarrow \infty$ thì năng lượng liên kết của electron trong nguyên tử $E_n \rightarrow 0$

Đó là trạng thái năng lượng cao nhất của nguyên tử, ứng với trường hợp electron không còn liên kết với nguyên tử nữa, như vậy nguyên tử đã biến thành ion dương và gọi là sự ion hóa nguyên tử.

Trị số của năng lượng ion hóa của nguyên tử Hydrô bằng:

$$\Delta E_{\text{ioân}} = E_\infty - E_1 = 0 + 13,53 = 13,53 \text{ eV}$$

Kết quả này hoàn toàn phù hợp với thực nghiệm.

Vận dụng lý thuyết N. Bohr ta cũng nhận được công thức Banme tổng quát về quang phổ bức xạ của nguyên tử Hydrô:

$$h\nu = E_{n_i} - E_{n_k} = -K^2 \frac{Z^2 me^4}{2 \hbar^2 \cdot n_i^2} + K^2 \frac{Z^2 me^4}{2 \hbar^2 \cdot n_k^2}$$

$$h\nu = K^2 \frac{Z^2 me^4}{2 \hbar^2} \left[\frac{1}{n_k^2} - \frac{1}{n_i^2} \right]$$

Nếu đặt:

$$R = \frac{K^2 me^4}{2 \hbar^2} \frac{1}{hc} = \frac{K^2 me^4}{4\pi c \hbar^3} = 1,09677 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$$

có giá trị đúng bằng hằng số Ritbe. Kết quả này cũng khẳng định thêm sự đúng đắn của lý thuyết N. Bohr.

Biểu diễn công thức trên thông qua số sóng ta thu được kết quả:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\lambda} &= \frac{1}{\lambda} = \frac{\nu}{c} = \frac{E_{n_i} - E_{n_k}}{hc} = K^2 \frac{me^4}{2 \hbar^2 \cdot hc} Z^2 \left[\frac{1}{n_k^2} - \frac{1}{n_i^2} \right] \\ &= R \cdot Z^2 \left[\frac{1}{n_k^2} - \frac{1}{n_i^2} \right] = RZ^2 \left[\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right] \text{ với } m > n \end{aligned}$$

Biểu thức này có dạng trùng với công thức Banme tổng quát nếu đặt $n_i = m$ và $n_k = n$. Về bản chất thì $n = 1, 2, 3, \dots$ trong công thức Banme chỉ là những con số số học thuần túy không chứa đựng nội dung vật lý nhưng trong lý thuyết N. Bohr nó có một ý nghĩa vật lý, đó là lượng tử số, đặc trưng cho các trạng thái năng lượng trong nguyên tử. Mỗi vạch quang phổ Hydrô thu được từ thực nghiệm tương ứng với quá trình chuyển giữa hai mức năng lượng tương ứng trong nguyên tử. Nhờ cơ chế này mà tính qui luật của quang phổ nguyên tử Hydrô và các ion tương tự Hydrô được làm sáng tỏ. Đóng góp này của lý thuyết N. Bohr thật là lớn lao và đã góp phần thúc đẩy ngành quang phổ học phát triển mạnh mẽ và đạt nhiều thành tựu bất ngờ trong khoa học kỹ thuật.

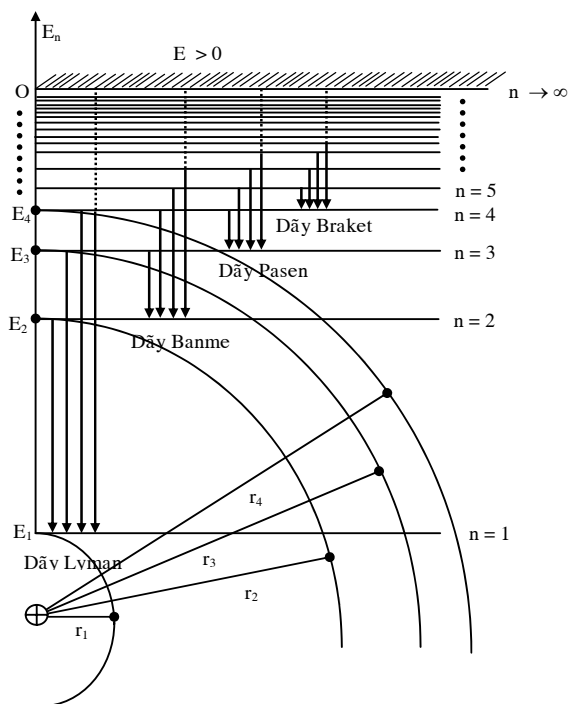
Thông qua hằng số Ritbe biểu thức năng lượng liên kết của electron trong nguyên tử có thể biểu diễn dưới dạng:

$$E_n = -\frac{R \cdot h \cdot c}{n^2} Z^2$$

Trong đó:

- $h = 6,6 \cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$ là hằng số Plank.
- $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$ là vận tốc ánh sáng.
- $n = 1, 2, 3, 4, \dots$ là lượng tử số chính.

Nội dung lý thuyết N. Bohr và cơ chế tạo ra các dãy quang phổ có thể minh họa trên cùng một giản đồ sau: (Hình 1.8)



Hình 1.8

- E_n là năng lượng liên kết electron trong nguyên tử:

$$E_n = -\frac{R \cdot h \cdot c}{n^2} Z^2 < 0$$

- $n = 1$ là mức cơ bản.
- $n = 2, 3, 4, 5, \dots$ (là các mức kích thích.
- Bán kính quỹ đạo r_1 ứng với mức E_1 và r_2 ứng với mức E_2 , r_3 ứng với mức E_3 , ... r_∞ ứng với năng lượng \square . Khi đó electron sẽ rời xa nguyên tử và biến nguyên tử thành ion dương.

Bên cạnh những thành công nổi bật, lý thuyết N. Bohr đã giải quyết nhiều vấn đề về cấu trúc và quang phổ bức xạ nguyên tử; tuy nhiên lý thuyết N. Bohr cũng bộc lộ nhiều hạn chế.

Trước hết lý thuyết N. Bohr chỉ áp dụng thành công cho nguyên tử Hydrô, đối với các nguyên tử phức tạp lý thuyết N. Bohr chưa thể giải quyết được.

Lý thuyết N. Bohr chứa đựng mâu thuẫn nội tại cho nên nội dung của nó chưa thật hoàn chỉnh thể hiện ở sự kết hợp vừa lý thuyết cổ điển lẫn lý thuyết lượng tử dưới dạng các định đề có tính chất áp đặt.

Lý thuyết N. Bohr chưa đề cập đến cường độ và bề rộng của các vạch phổ, đặc biệt vấn đề cấu trúc tinh tế của các vạch quang phổ không thể lý giải được.

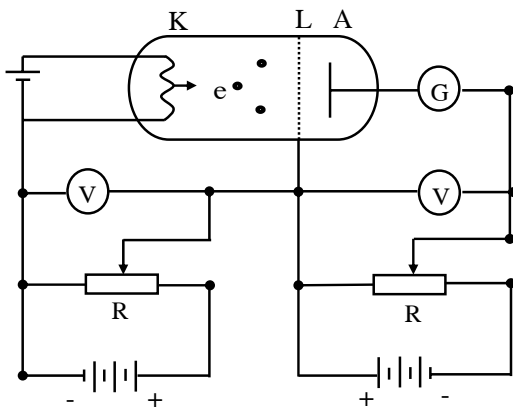
Cho dù lý thuyết N. Bohr còn bị hạn chế, nhưng những gì mà lý thuyết N. Bohr đã làm được, có thể nói đó là những việc làm mang tính “cách mạng” trong vật lý học. Lý thuyết N. Bohr được xem như một quá trình chuyển tiếp từ vật lý học cổ điển sang vật lý lượng tử hiện đại.

§5. KIỂM CHỨNG LÝ THUYẾT N. BOHR BẰNG THỰC NGHIỆM.

Năm 1914 Frank và Héc đã tiến hành thí nghiệm cho phép xác định trực tiếp sự tồn tại của những trạng thái năng lượng gián đoạn của nguyên tử về cơ chế bức xạ và hấp thụ của nó. Thí nghiệm tiến hành như sau: Trong một ống chân không bằng thủy tinh có bố trí Catốt (K), Anốt (A) và cực lưới (L).

Ý tưởng của thí nghiệm này là dùng chùm electron phát ra từ K được tăng tốc trong điện trường và chạm trực tiếp vào các nguyên tử của chất khí cần khảo sát được bơm vào trong ống thủy tinh ban đầu hút hết không khí có độ chân không nhất định.

Sơ đồ thí nghiệm được biểu diễn theo nguyên tắc sau:



Hình 1.9. Sơ đồ thí nghiệm Frank – Héc

Ống thủy tinh hình trụ có độ chân không với áp suất 0,10 mm Hg. Giữa Catốt (K) và lưới L được nối với thế tăng tốc V_1 , giữa lưới và Anốt (A) cũng được nối với điện thế nhỏ hơn V_2 (không lớn hơn 0,5V).

Trong ống thủy tinh có chứa hơi thủy ngân, khi electron thoát ra từ K sẽ va chạm vào các nguyên tử khí thủy ngân theo hai cách:

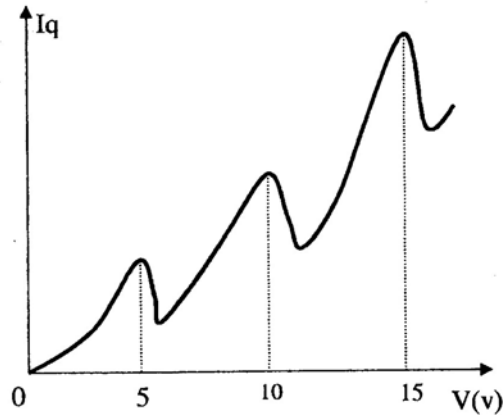
- Cách va chạm thứ nhất là va chạm đàn hồi, trong cách va chạm này năng lượng của electron không bị biến đổi mà chỉ thay đổi hướng bay. Thế tăng tốc V_1 có thể điều chỉnh linh hoạt để điều khiển dòng điện Anốt.

- Cách va chạm thứ hai là va chạm không đàn hồi, kết quả của loại va chạm này làm cho năng lượng của electron bị biến đổi do truyền năng lượng cho các nguyên tử khí thủy ngân.

Theo lý thuyết N. Bohr thì nguyên tử hơi thủy ngân chỉ nhận từng lượng năng lượng do electron truyền cho chứ không phải nhận mọi giá trị bất kỳ. Kết quả nguyên tử thủy ngân chuyển lên một trong số các trạng thái kích thích có thể có đối với nguyên tử thủy ngân. Trạng thái kích thích gần nhất chênh lệch so với trạng thái cơ bản một giá trị năng lượng cỡ 4,86 eV. Chừng nào các electron phát ra từ K chưa được tăng tốc đủ lớn, tức là chưa đạt trị

số $eV_1 = 4,86 \text{ eV}$ thì va chạm giữa electron với các nguyên tử thủy ngân chỉ là va chạm đàn hồi và dòng điện Anốt tăng lên. Khi vừa tăng giá trị động năng của electron đến $4,86 \text{ eV}$, tức thì diễn ra va chạm không đàn hồi giữa các electron với các nguyên tử hơi thủy ngân.

Trong va chạm không đàn hồi electron truyền toàn bộ năng lượng cho nguyên tử thủy ngân làm cho nguyên tử thủy ngân bị kích thích làm cho một trong số các electron nguyên tử thủy ngân chuyển từ trạng thái cơ bản lên trạng thái kích thích. Do mất năng lượng nên electron sau khi va chạm không đàn hồi không thể đến Catốt được. Do vậy khi hiệu điện thế giữa Catốt và lưới (L) bằng $4,86 \text{ eV}$ thì dòng điện Anốt phải giảm xuống. Hiện tượng sẽ tự xảy ra khi năng lượng của electron bằng $eV_1 = 2 \cdot 4,86 \text{ eV}$; $eV_2 = 3 \cdot 4,86 \text{ eV}$; ... tức là $eV_1 = n \cdot 4,86 \text{ eV}$, thì electron có thể tham gia va chạm không đàn hồi hai, ba hay nhiều lần.



Hình 1.10. Đường đặc trưng Von – Ampe $I = f(v)$

Đường đặc trưng Von – Ampe $I=f(V)$ mô tả sự phụ thuộc của dòng điện Anốt và hiệu điện thế đặt vào Catốt và lưới (L) đã khẳng định tính đúng đắn về trạng thái năng lượng dừng trong nguyên tử của lý thuyết N. Bohr

Trong thí nghiệm Frank và Héc khi tăng hiệu điện thế V người ta nhận thấy những độ sụt dòng điện ứng với các giá trị điện thế $V=4,86\text{V}$; $V=9,72\text{V}$; $V= 4,58 \text{ V}$; ... đồng thời cũng phát hiện thấy trong ống thủy tinh có bức xạ tử ngoại phát ra với bước sóng $\lambda= 2537 \text{ \AA}$.

Các nguyên tử khí thủy ngân sau khi được kích thích bởi các va chạm với electron, trở về trạng thái cơ bản và đã phát ra các photon có năng lượng $h\nu = 4,9\text{eV}$ đúng bằng năng lượng đã hấp thụ của electron.

Như vậy thí nghiệm của Frank và Héc đã xác nhận sự tồn tại của các mức năng lượng gián đoạn của nguyên tử, tức là khẳng định tính đúng đắn của hai tiên đề cơ bản trong lý thuyết N.Bohr. Thí nghiệm Frank và Héc cũng đã chứng tỏ rằng nguyên tử không phải dễ dàng nhận tùy tiện năng lượng của electron từ bên ngoài cung cấp cho nguyên tử, chừng nào năng lượng này chưa đúng bằng năng lượng cần thiết để chuyển nó từ mức này sang mức khác, tức là từ trạng thái dừng này sang trạng thái dừng khác.

Chương II

CƠ SỞ CỦA LÝ THUYẾT LƯỢNG TỬ

§1. LÝ THUYẾT PHOTON.

Cơ sở của lý thuyết photon được xây dựng trên tiên đề cho rằng: ánh sáng và các loại bức xạ điện từ được cấu thành từ các hạt mang năng lượng nhỏ và gián đoạn gọi là các photon hay lượng tử.

Mỗi photon mang theo năng lượng phụ thuộc vào tần số bức xạ điện từ tuân theo hệ thức:

$$\varepsilon = h\nu = h \frac{c}{\lambda}$$

Trong đó:

- $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ J.S là hằng số Planck.
- $c = 3 \cdot 10^8$ m/s là vận tốc lan truyền của bức xạ điện từ trong chân không (kể cả vận tốc lan truyền ánh sáng).
- ν là tần số.
- λ là bước sóng.

Mỗi photon sẽ tương tác hoàn toàn hoặc không tương tác với vật chất, nghĩa là nó hoặc có thể truyền toàn bộ năng lượng của mình hoặc không truyền một tý năng lượng nào cả.

Vì các photon chuyển động với vận tốc ánh sáng nên theo thuyết tương đối Einstein, khối lượng nghỉ của chúng bằng không, do đó năng lượng của các photon chỉ có thể có nguồn gốc động học. Nếu một photon tồn tại thì nó sẽ chuyển động với vận tốc ánh sáng, nếu photon không chuyển động với vận tốc như thế nữa thì nó cũng không còn tồn tại.

Đối với photon khối lượng nghỉ $m_0 = 0$, hệ thức năng – xung lượng tương đối tính có dạng:

$$E = p.c$$

Kết quả này suy ra từ hệ quả của thuyết tương đối:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

nếu nhân hai vế của biểu thức này với $c^4 \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)$ ta có:

$$m^2 c^4 - m^2 v^2 c^2 = m_0^2 c^4$$

Mặt khác theo hệ thức liên hệ giữa năng lượng và khối lượng:

$$E = m c^2 \text{ và } E_0 = m_0 c^2$$

Với động năng bằng: $E_d = mc^2 - m_0c^2$

Trong đó E là năng lượng và E_0 là năng lượng nghỉ tương ứng với khối lượng nghỉ m_0 .
Do đó ta có: $E^2 = E_0^2 + (p.c)^2$

Khi $m_0 = 0$ thì năng lượng bằng: $E = p.c$

Theo quan niệm lượng tử thì cường độ của bức xạ điện từ (trong đó có cường độ ánh sáng) tỷ lệ với số photon đập lên một đơn vị diện tích đặt vuông góc với phương truyền của bức xạ:

$$I = N.h\nu$$

Trong đó:

- $h\nu$ là năng lượng của một photon.
- N là thông lượng photon (số photon tới trên một đơn vị diện tích trong một đơn vị thời gian) đập đến điểm đang xét.

Dựa vào thuyết photon người ta đã giải thích được nhiều hiện tượng như hiện tượng quang điện, hiện tượng tán xạ Compton v.v...

§2. HIỆU ỨNG QUANG ĐIỆN.

Hiệu ứng quang điện là hiện tượng giải thoát các electron từ bề mặt kim loại khi có các bức xạ điện từ thích hợp chiếu vào nó. Các electron bật ra từ bề mặt kim loại gọi là quang electron.

Có thể nghiên cứu bằng thực nghiệm hiện tượng quang điện dựa vào sơ đồ điện tử (hình 2.1):

Trong một ống thủy tinh hút hết không khí rồi bố trí vào đó hai điện cực Anốt (A) và Catốt (K). Hệ thống này được mắc vào một sơ đồ có hiệu điện thế u . Khi dội một chùm bức xạ điện từ thích hợp vào Catốt (K) trong mạch xuất hiện dòng điện qua độn kế G. Thay đổi hiệu điện thế u giữa Catốt và Anốt được ghi nhận qua vôn kế V. Từ kết quả thực nghiệm nhận được đường đặc trưng Von - Ampe có dạng là một đường cong được biểu diễn qua đồ thị hình 2.2.

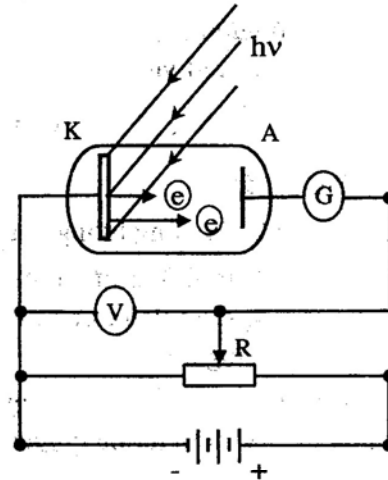
Từ đồ thị đường đặc trưng Von - Ampe $I = f(u)$ ta nhận thấy:

1. Ban đầu cường độ dòng điện tăng theo hiệu điện thế u ; khi đạt đến giá trị u xác định thì dòng điện trở nên bão hòa (I_{bh}) tức là khi u có tăng thêm thì dòng điện vẫn không tăng nữa.
2. Ngay tại trị số $u = 0$ cường độ dòng quang điện vẫn có giá trị khác không $I_0 \neq 0$. Điều này chứng tỏ khi các electron thoát ra khỏi Catốt đã có sẵn động năng ban đầu

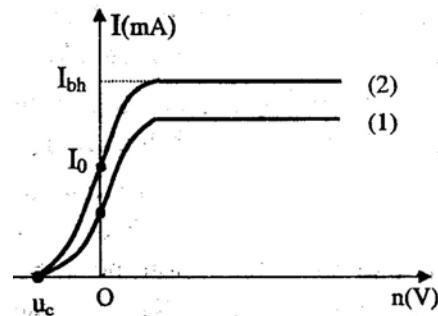
$$E_0 = \frac{mv^2}{2}$$

3. Có thể triệt tiêu dòng quang điện ban đầu bằng cách tác dụng vào hai điện cực Anốt và Catốt một hiệu điện thế ngược gọi là hiệu điện thế cản (u_c); hiệu điện thế cản u_c có giá trị sao cho công cản của điện trường bằng động năng ban đầu cực đại của các quang electron:

$$\frac{mv_{\max}^2}{2} = e \cdot u_c$$



Hình 2.1



Hiện tượng quang điện được giải thích theo thuyết photon như sau:

Các electron tự do bị nhốt trong kim loại không thể tự động thoát ra khỏi giới hạn của kim loại. Để thoát ra ngoài kim loại, ít nhất electron phải có động năng bằng công thoát A_1 tương ứng với từng chất liệu của kim loại xác định. Bình thường động năng chuyển động nhiệt

trung bình của electron trong kim loại nhỏ hơn công thoát A_1 . Tuy nhiên khi dọi bức xạ điện từ có tần số thích hợp vào bề mặt kim loại, các electron trong kim loại hấp thụ photon. Mỗi electron hấp thụ một photon, tức là nó nhận thêm năng lượng $\varepsilon = h\nu$. Năng lượng này một phần chuyển thành công thoát A_1 và phần còn lại chuyển thành động năng ban đầu của electron. Động năng ban đầu càng lớn khi electron nằm càng gần bề mặt kim loại do đó electron nằm trên bề mặt kim loại sẽ có động năng cực đại. Theo định luật bảo toàn năng lượng ta có:

$$h\nu = h \frac{c}{\lambda} = A_1 + \frac{mv_{\max}^2}{2}$$

Biểu thức này gọi là phương trình Anhstanz. Dựa vào phương trình trên có thể giải thích các qui luật của hiệu ứng quang điện.

1. Định luật giới hạn quang điện.

Như đã biết, động năng không bao giờ có giá trị âm mà luôn luôn dương nên ta có:

$$h \frac{c}{\lambda} - A_1 = \frac{mv_{\max}^2}{2} > 0$$

Suy ra: $h \frac{c}{\lambda} - A_1 > 0$ hay $h \frac{c}{\lambda} > A_1$

Nếu đặt $\frac{hc}{A_1} = \lambda_0$ ta có $\lambda < \lambda_0$ hay $\nu > \nu_0$

Giá trị λ_0 hay ν_0 gọi là giới hạn quang điện, đây là điều kiện cần thiết để hiệu ứng quang điện có thể xảy ra.

Như vậy đối với mỗi kim loại xác định, hiệu ứng quang điện chỉ có thể xảy ra khi dọi chùm bức xạ có bước sóng λ phải nhỏ hơn bước sóng giới hạn λ_0 hay có tần số ν phải lớn hơn tần số giới hạn ν_0 .

Mỗi kim loại có một giá trị λ_0 (hay ν_0) đặc trưng của nó.

2. Định luật về dòng điện bảo toàn.

Dòng quang điện bảo hòa đạt được khi có bao nhiêu electron bị đánh bật ra khỏi Catốt (K) đều hướng về Anốt (A) do vậy dòng điện sẽ cực đại và không đổi theo thời gian.

Nhưng số quang electron thoát khỏi bề mặt Catốt tỷ lệ với số photon mà kim loại chế tạo Catốt hấp thụ. Số photon lại tỷ lệ với cường độ của chùm bức xạ dọi vào Catốt, chính vì thế mà cường độ dòng quang điện bảo hòa (I_{bh}) tỷ lệ với cường độ của chùm bức xạ dọi tới. Đường cong bảo hòa (1) ứng với cường độ chùm bức xạ dọi tới Catốt nhỏ hơn so với đường cong bảo hòa (2) ứng với cường độ chùm bức xạ dọi tới Catốt lớn hơn.

3. Định luật động năng cực đại của quang electron.

Động năng cực đại ban đầu của quang electron chỉ phụ thuộc vào tần số của chùm bức xạ dọi tới kim loại mà không phụ thuộc vào cường độ của nó. Theo công thức Anhstanz ta có:

$$\frac{mv_{\max}^2}{2} = hv - hv_0 = h(v - v_0)$$

Nếu để ý đến quan hệ giữa công cản và hiệu điện thế cản ta có:

$$hv = hv_0 + e.u_c$$

Suy ra: $e.u_c = h(v - v_0)$

Từ đó cho thấy động năng cực đại của quang electron chỉ phụ thuộc vào tần số bức xạ tới bề mặt kim loại.

§3. HIỆU ỨNG TÁN XA COMPTON.

Năm 1922 Compton làm thí nghiệm cho một chùm tia X với bước sóng λ xác định dội vào các chất liệu: paraffin, graphít, v.v... , và nhận thấy khi truyền qua các chất liệu này, chùm tia X bị tán xạ (truyền lệch phương so với phương ban đầu).

Trong phổ tia X thông thường, ngoài vạch phổ ứng với giá trị bước sóng tới λ còn xuất hiện vạch phổ ứng với bước sóng λ' có giá trị lớn hơn λ (tức là $\lambda' > \lambda$). Các kết quả thực nghiệm cho thấy bước sóng λ' không phụ thuộc vào cấu tạo của chất bị dội bởi tia X mà chỉ phụ thuộc vào góc tán xạ θ (Xem hình 2.3). Độ tăng của bước sóng do kết quả tán xạ được xác định:

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = 2\lambda_c \sin^2 \frac{\theta}{2}$$

hoặc còn có thể biểu diễn dưới dạng:

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = 2\lambda_c (1 - \cos\theta)$$

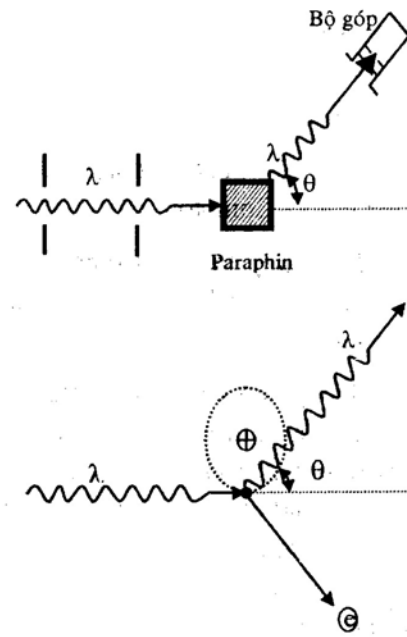
Trong đó:

- $\lambda_c = \frac{h}{mc} = 0,0243 \text{ \AA}$ gọi là bước sóng Compton
- $m = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$ là khối lượng của electron.
- c là vận tốc ánh sáng
- h là hằng số Planck.

Dựa vào thuyết photon của Anhstang có thể giải thích hiện tượng tán xạ Compton.

Hiệu ứng tán xạ Compton có thể xem là kết quả của quá trình tán xạ đàn hồi của chùm photon tia X dội tới các điện tử trong nguyên tử chất gây tán xạ.

Trong phổ tia X, vạch ứng với bước sóng λ có thể xem như tia X bị tán xạ trên các electron nằm ở các lớp điện tử bên trong nguyên tử bố trí gần sát với hạt nhân, những electron này liên kết mạnh với hạt nhân như không thể nào đánh bật chúng ra được, còn vạch



Hình 2.3. Tán xạ Compton

ứng với bước sóng $\lambda' > \lambda$ tương ứng với sự tán xạ của chùm tia X với electron ở lớp ngoài liên kết yếu với hạt nhân nguyên tử (có thể xem như electron tự do) nên chùm tia X đánh bật electron liên kết ra khỏi phạm vi nguyên tử. Kết quả của quá trình tán xạ này chùm photon tia X nhường một phần năng lượng để đánh bật electron, phần còn lại mang theo khi bị tán xạ cho nên năng lượng của nó giảm đi làm cho bước sóng tăng lên, kết quả ta nhận được $\lambda' > \lambda$.

Trong thực nghiệm Compton đã sử dụng tia X với bước sóng $\lambda = 0,7\text{A}^{\circ}$ tán xạ trên Graphít. Vì năng lượng tia X tương ứng với giá trị cỡ $1,8 \cdot 10^4 \text{ eV}$, giá trị này lớn hơn rất nhiều so với năng lượng liên kết của electron ở các lớp bên ngoài của nguyên tử Cacbon là thành phần chính của Graphít. Chính vì vậy mà có thể xem các electron ở lớp ngoài của nguyên tử là tự do so với năng lượng chùm tia X dội tới Graphít.

Dựa vào định luật bảo toàn năng lượng và bảo toàn động lượng trong quá trình tán xạ chùm tia X lên electron trong nguyên tử, để thu nhận công thức tán xạ Compton.

Tia X xem như photon tới có năng lượng $E = h\nu = \frac{hc}{\lambda}$ và động lượng: $P = \frac{h}{\lambda}$

Theo định luật bảo toàn năng lượng ta có:

$$\frac{hc}{\lambda} + m_0c^2 = \frac{hc}{\lambda'} + mc^2 \quad (2.1)$$

và định luật bảo toàn động lượng:

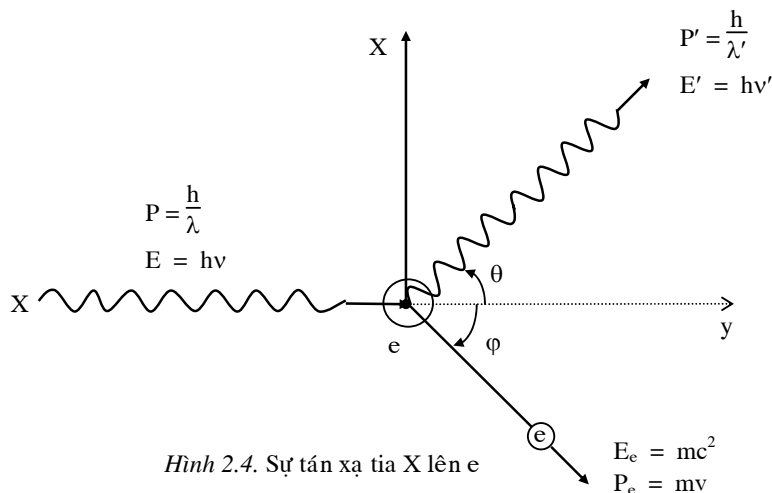
$$\vec{p} = \vec{p}' + p_e \quad (2.2)$$

Từ công thức (2.2) suy ra:

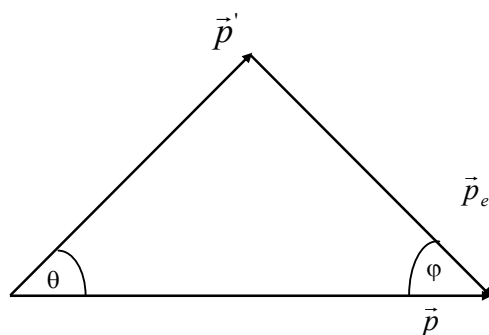
$$\vec{p}_e = \vec{p} - \vec{p}' \quad (2.3)$$

p_e có giá trị được xác định bởi công thức:

$$p_e^2 = p^2 + p'^2 - 2pp'\cos\theta$$



Hình 2.4. Sự tán xạ tia X lên e



Hình 2.5. Bảo toàn động lượng

Trong đó m_0 là khối lượng nghỉ của electron và m là khối lượng của electron chuyển động với vận tốc v . Lấy phương trình thứ (2.1) đã bình phương trừ hai vế cho phương trình thứ hai (2.2) đã bình phương hai vế ta có:

$$m_0 c^2 (v - v') = h\nu v' (1 - \cos\theta)$$

$$m_0 c^2 \left(\frac{c}{\lambda} - \frac{c}{\lambda'} \right) = \frac{h \cdot c^2}{\lambda \cdot \lambda'} (1 - \cos\theta)$$

$$m_0 c^2 \left(\frac{\lambda' - \lambda}{\lambda \cdot \lambda'} \right) c = \frac{h \cdot c^2}{\lambda \cdot \lambda'} (1 - \cos\theta)$$

Suy ra: $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos\theta)$

Hay: $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0 c} 2\sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)$

Trong đó ta đặt $\lambda_c = \frac{h}{m_0 c}$ dẫn đến kết quả $\Delta\lambda = \lambda_c (1 - \cos\theta)$.

Như vậy lý thuyết photon đã giải thích đầy đủ hiệu ứng tán xạ Compton.

§4. SÓNG DƠ BROUI (DE BROGLIE) CỦA HẠT VI MÔ.

1. Lưỡng tính “sóng – hạt” của ánh sáng.

Vật lý học đã khẳng định ánh sáng có bản chất hai mặt gọi là lưỡng tính “sóng – hạt”:

- Tính chất sóng thể hiện ở sự giao thoa, nhiễu xạ, phân cực ...
- Tính chất hạt photon thể hiện ở hiệu ứng quang điện, hiệu ứng tán xạ Compton.

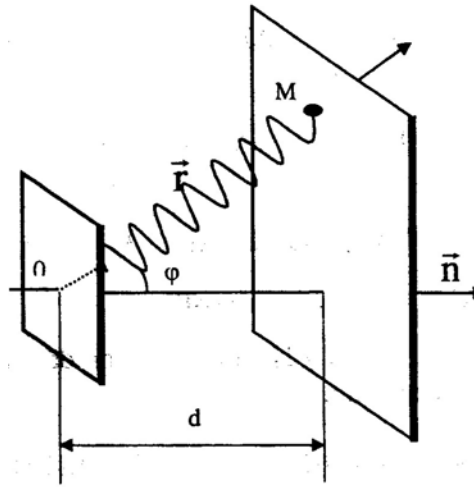
Theo lý thuyết photon, ánh sáng được cấu thành từ nhiều phần tử bé nhỏ gọi là photon ánh sáng. Mỗi photon ánh sáng mang năng lượng và động lượng (hay xung lượng) hoàn toàn xác định theo hệ thức Anhstainh:

$$E = h\nu \quad (2.4)$$

$$p = \frac{h}{\lambda} \quad (2.5)$$

Các đại lượng: năng lượng E và xung lượng p đặc trưng cho tính chất hạt, còn bước sóng λ và tần số ν đặc trưng cho tính chất sóng. Hai đặc trưng sóng và hạt được liên hệ với nhau thông qua hằng số Planck h .

Hàm dao động của ánh sáng có thể biểu diễn thông qua năng lượng và xung lượng. Nếu xem sự lan truyền của ánh sáng là sự lan tỏa trong không gian của sóng phẳng, thì một dao động sóng đơn sắc tại O được biểu diễn:



$$u_0 = A \cos 2\pi \nu t$$

trong đó A là biên độ, ν là tần số; thì sau thời gian t sóng ánh sáng sẽ truyền đến vị trí M cách O một khoảng d sẽ có dạng sau:

$$u_M = A \cos 2\pi \nu \left(t - \frac{d}{c} \right)$$

trong đó c là vận tốc ánh sáng.

Giữa tần số và bước sóng ánh sáng có quan hệ:

$$\nu = \frac{c}{\lambda}$$

$$OM = \vec{r}$$

$$d = r \cos \varphi = (\vec{r} \cdot \vec{n})$$

với \vec{n} là pháp tuyến véc tơ đơn vị hướng theo phương truyền sóng. Dao động sóng tại M được biểu diễn:

$$u_M = A \cos 2\pi \left(\nu t - \frac{\vec{r} \cdot \vec{n}}{\lambda} \right)$$

Dưới dạng phức hàm sóng ánh sáng được biểu diễn:

Nếu thế $E = h\nu$ vào biểu thức ta có:

$$\psi = A.e^{-\frac{i}{h}(Et - \vec{p} \cdot \vec{r})}$$

trong đó $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ là hằng số Planck chia cho 2π .

Nếu biểu diễn thông qua véc tơ sóng \vec{k} là véc tơ hướng theo phương truyền sóng có trị số $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ và $\vec{p} = \hbar\vec{k}$, hàm sóng có dạng:

$$\psi = A.e^{-i\left(\frac{Et}{\hbar} - \vec{k} \cdot \vec{r}\right)}$$

2. Lưỡng tính “sóng – hạt” của hạt vi mô – sóng Dơ Broi.

Năm 1924 Dơ Broi đã khái quát hóa lưỡng tính “sóng – hạt” của ánh sáng cho các hạt vi mô như electron, photon, neutron v.v...

Dơ Broi cho rằng khi một hạt chuyển động tự do có năng lượng và xung lượng xác định sẽ tương ứng với một sóng phẳng đơn sắc lan truyền theo phương chuyển động của hạt, được mô tả bởi hàm sóng:

$$\psi = A.e^{-i\left(\frac{Et}{\hbar} - \vec{k} \cdot \vec{r}\right)}$$

gắn liền với bước sóng và tần số xác định:

$$\lambda = \frac{h}{p} \quad \text{với } p = mv$$
$$v = \frac{E}{h}$$

Sóng Dơ Broi là loại sóng không có nguồn gốc dao động cơ học, cũng không có nguồn gốc điện từ, nó là loại sóng gắn liền với hạt vật chất khi chuyển động. Khác với sóng ánh sáng ở chỗ, giữa tần số và bước sóng Dơ Broi không có quan hệ $v = \frac{c}{\lambda}$. Bước sóng Dơ Broi liên hệ trực tiếp với khối lượng và vận tốc chuyển động của hạt: $\lambda = \frac{h}{mv}$.

§5. KIỂM CHỨNG GIẢ THUYẾT SÓNG DƠ BROI.

Muốn khẳng định tính chất sóng của một đối tượng nào đó, điều cần thiết là phải đo được bước sóng của nó. Công việc này đã được Iâng thực hiện vào năm 1801 để khẳng định tính chất sóng của ánh sáng và Laue tiến hành vào năm 1912 để xác nhận bản chất sóng của tia X.

Để khẳng định bản chất sóng của electron người ta khảo sát hiện tượng nhiễu xạ của nó qua đơn tinh thể, tương tự như khảo sát hiện tượng nhiễu xạ tia X.

Nếu quả thật electron có bản chất sóng thì nó phải cho hình nhiễu xạ.

Chúng ta sơ bộ đánh giá bước sóng Dơ Bơri của electron chuyển động trong điện trường với hiệu điện thế u có giá trị bằng:

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{h}{\sqrt{2mE}} \text{ với động năng } E = \frac{p^2}{2m}$$

Động năng của electron do năng lượng điện trường cung cấp và bằng

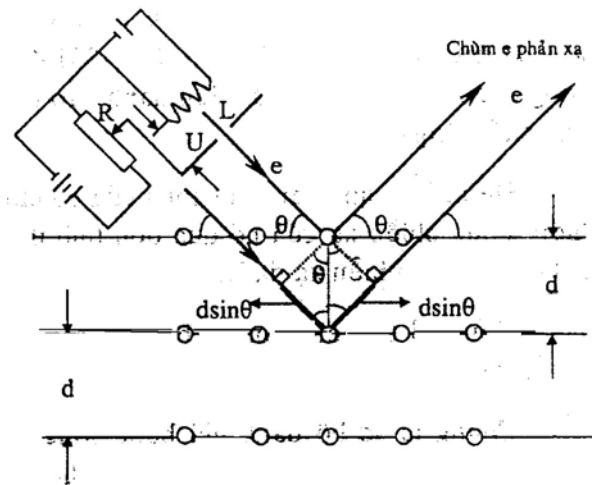
$$\frac{mv^2}{2} = e.u$$

nếu thay các trị số khối lượng m , điện tích e và hiệu điện thế u tính bằng Von và bước sóng tính bằng A^0 , ta có bước sóng: $\lambda = \frac{12,25}{\sqrt{u(v)}} \text{ A}^0$

Năm 1927 C.J. Davinxon đã tiến hành thí nghiệm cho electron nhiễu xạ trên đơn tinh thể Ni (Niken).

Khi Davinxon điều chỉnh chùm electron được tăng tốc bởi hiệu điện thế u nhờ biến trở R xuyên qua khe lọc L hợp với bề mặt tinh thể Niken một góc θ thỏa mãn điều kiện nhiễu xạ Vunphơ – Brắc:

$$\Delta l = l_2 - l_1 = 2d \sin \theta = n\lambda \text{ với } n = 1, 2, 3, \dots$$



Hình 2.7. Sơ đồ nhiễu xạ Electron trên Ni
Thí nghiệm: C.J. Davinxon và L.H. Germer

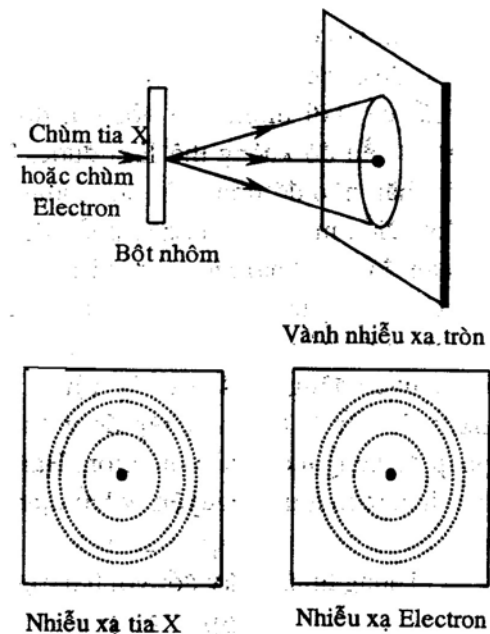
Trong đó:

- Δl là hiệu đường đi của hai tia bằng một số nguyên lần bước sóng.
- d là hằng số mạng tinh thể Niken đóng vai trò là cách tử nhiễu xạ ($d = 0,91 \text{ A}^0$ cùng bậc với bước sóng Dơ Bơri của electron). Quả nhiên hai chùm tia phản xạ của electron từ bề mặt mạng tinh thể cho các cực đại nhiễu xạ đan xen vào nhau.

Kết quả này khẳng định tính chất sóng của electron.

Cũng trong năm 1927, độc lập với Davinxon; P. Tomxon tiến hành khảo sát nhiễu xạ chùm electron xuyên qua lá kim loại mỏng.

Bản chất vật lý của chùm electron đơn năng nhiễu xạ trên lá kim loại mỏng được P. Tomxon lý giải như sau: trong lá kim loại chứa nhiều tinh thể định hướng ngẫu nhiên, trong số đó có những đơn tinh thể sắp xếp theo một trật tự xác định, cho nên khi điều chỉnh các thông số thích hợp P. Tomxon đã thu được hình nhiễu xạ có dạng những vân tròn tối sáng đan xen vào nhau.



Sau đó Tomxon tiếp tục thí nghiệm với bột nhôm ép thành lá mỏng rồi cho chùm tia electron đơn năng xuyên qua với bước sóng thích hợp cùng bậc với bước sóng tia X, P. Tomxon cũng thu được các cực đại nhiễu xạ đối với chùm tia electron. Cũng trên mẫu nhôm ấy P. Tomxon cho chùm tia X xuyên qua thì cũng thu được các cực đại nhiễu xạ, hoàn toàn giống như các cực đại nhiễu xạ của sóng Dơ Bơri của electron. Đây là một kết quả bất ngờ hết sức thú vị. Điều này một lần nữa khẳng định tính chất sóng Dơ Bơri của electron.

§6. HỆ THỨC BẤT ĐỊNH HAISENBERG (HEISENBERG)

Đối với electron khi chuyển động về nguyên tử thì chúng ta có thể đo được cả vị trí (tọa độ) lẫn xung lượng ($p = mv$) của nó tại bất cứ thời điểm nào với tọa độ chính xác không hạn chế. Nhưng điều đó không thể làm được. Đó không phải là do những khó khăn nào đó trong khi tiến hành đo mà do một nguyên nhân gì đó? Điều mà chúng ta gặp phải, đó là một hạn chế có tính chất cơ bản đối với khái niệm hạt vi mô. Hệ thức bất định Haisenbéc tạo cho chúng ta một độ đo định lượng của sự hạn chế đó. Giả sử chúng ta đo cả vị trí lẫn xung lượng của một electron bị giới hạn khi chuyển động qua khe có bề rộng là d hướng theo trục x . Giả sử (x là độ bất định trong phép đo vị trí và (p_x là độ bất định trong phép đo xung lượng của electron. Haisenbéc đã phát biểu hệ thức bất định (còn gọi là nguyên lý bất định):

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \geq h$$

Tương tự như vậy đối với hai trục y và z : \square

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

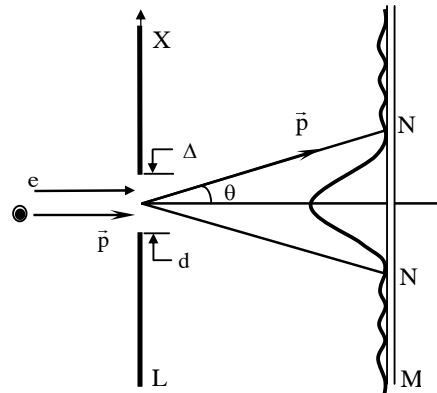
Để tìm hiểu ý nghĩa của hệ thức bất định ta xét trường hợp:

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \approx h$$

(nếu cần đến sự chính xác hơn người ta còn biểu diễn hệ thức bất định dưới dạng: $\Delta x \cdot \Delta p_x \approx \frac{h}{2\pi}$ hoặc

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \approx \frac{h}{4\pi}$$

thay cho h , tạm thời chúng ta không quan tâm đến sự khác biệt nhỏ này).



Điều đó có nghĩa là, nếu ta dàn dựng một thí nghiệm để xác định vị trí tọa độ của electron một cách chính xác nhất (có thể được) bằng cách làm cho Δx nhỏ tùy ý, thì sẽ không đo được thật chính xác xung lượng của nó (vì Δp_x sẽ trở nên lớn hơn). Ngược lại nếu dàn dựng một thí nghiệm để làm tăng độ chính xác của phép đo xung lượng thì độ chính xác của phép đo tọa độ sẽ kém đi. Tích của hai độ bất định luôn lớn hơn hoặc bằng hằng số Planck (h). Tọa độ và xung lượng là hai véc tơ, nên hệ thức trên cũng đúng cho hai tọa độ và xung lượng theo y và z .

Giả sử một electron được biểu diễn bằng một sóng Dơ Broi đập vào một khe có độ rộng Δx trên màn chắn L . Ta sẽ thử xác định chính xác vị trí theo phương thẳng đứng x và các thành phần xung lượng của electron tại thời điểm đi qua khe.

Nếu electron đi qua khe, thì ta sẽ biết vị trí của nó đúng thời điểm đó với độ bất định (x). Bằng cách thu nhỏ độ rộng d của khe, chúng ta có thể xác định vị trí theo phương thẳng đứng của electron với bất kỳ độ chính xác nào mà ta mong muốn.

Tuy nhiên, các sóng Dơ Broi của hạt vật chất, cũng giống như các sóng khác sẽ bị loe ra do nhiễu xạ khi chúng đi qua khe. Hơn thế nữa, khe càng hẹp thì chúng bị loe càng nhiều. Theo quan điểm hạt, sự loe đó có nghĩa là electron sẽ có cả thành phần thẳng đứng của xung lượng khi nó đi qua khe.

Có một giá trị đặc biệt của thành phần thẳng đứng của xung lượng sẽ đưa electron đến cực tiểu đầu tiên của bức tranh nhiễu xạ, điểm N trên màn hứng ảnh nhiễu xạ electron qua khe (Màn M). Chúng ta lấy giá trị này làm số đo độ bất định Δp_x của xung lượng chiếu lên phương trục x .

Cực tiểu đầu tiên của bức tranh nhiễu xạ được xác định theo biểu thức:

$$d \cdot \sin\theta = n \cdot \lambda \text{ với } n = 1, 2, 3, \dots$$

đây là quy luật xác định các vị trí các vân tối của sóng nhiễu xạ qua khe hẹp. Cực tiểu đầu tiên ứng với $n = 1$ nên ta có:

$$d \cdot \sin\theta = \lambda$$

bề rộng của khe d được xác định chính xác đến Δx nên có thể xem như $\Delta x = d$, vậy ta có:

$$\sin\theta = \frac{\lambda}{\Delta x}$$

Nếu góc θ đủ nhỏ ta có thể thay thế $\sin\theta = \theta$ và $\lambda = \frac{h}{p}$, do đó ta có:

$$\theta = \frac{h}{p \cdot \Delta x}$$

Trong đó: p là thành phần xung lượng theo phương nằm ngang. Để đạt tới cực tiểu đầu tiên thì góc θ cũng cần phải thỏa mãn điều kiện:

$$\theta = \frac{\Delta p_x}{p}$$

Từ đó ta suy ra: $\Delta x \cdot \Delta p_x \approx h$

Một phát biểu khác của hệ thức bất định Haisenbéc là phát biểu qua năng lượng và thời gian, cả hai đều là những đại lượng vô hướng:

$$\Delta E \cdot \Delta t \approx h$$

Như vậy, nếu chúng ta thử đo năng lượng của hạt trong một khoảng thời gian nào đó. Phép đo này sẽ chịu một lượng bất định là ΔE liên hệ bởi $\Delta E \approx \frac{h}{\Delta t}$. Để hoàn thiện độ chính xác ΔE ta phải tiến hành phép đo năng lượng kéo dài trong thời gian lâu hơn. Điều này áp dụng cho nguyên tử thì bề rộng mức năng lượng kích thích ΔE càng lớn thì thời gian tồn tại của nó càng ngắn. Đối với mức năng lượng cơ bản tồn tại lâu bền, có thể xem như $\Delta t \rightarrow \infty$, do vậy độ bất định về năng lượng của nó xem như $\Delta E \rightarrow 0$.

Ví dụ: Xét electron chuyển động trong nguyên tử có kích thước xấp xỉ bằng 10-10 m. Vận tốc chuyển động trung bình của electron trong nguyên tử là 106 m/s.

Theo hệ thức bất định:

$$\Delta v_x = \frac{h}{m \cdot \Delta x} = \frac{6,6 \cdot 10^{-34}}{9,1 \cdot 10^{-31} \cdot 10^{-10}} = 7,2 \cdot 10^6 \frac{\text{m}}{\text{s}}$$

có nghĩa là sai số về vận tốc Δv_x có giá trị tương đương với giá trị vận tốc của electron.

Sở dĩ có nghịch lý này là do chúng ta đã bắt electron chuyển động theo quỹ đạo tròn quanh hạt nhân. Khi vận dụng hệ thức bất định cho thấy sự ép buộc đó là vô lý. Vậy không thể xem electron giống như vật vĩ mô. Như vậy hệ thức bất định Haisenbéc được xem như một giới hạn cho biết khi nào vật lý cổ điển còn hiệu lực. Để không xuất hiện nghịch lý trên chỉ có cách là không xem electron chuyển động theo quỹ đạo khép kín quanh hạt nhân trong nguyên tử mà mang đặc tính sóng, không chuyển động theo quỹ đạo nào hết.

Ví dụ: Cũng là electron nhưng chuyển động trong buồng bọt Winsơn thì lại có quỹ đạo rõ rệt.

Đối với electron chuyển động trong buồng bọt Winxon có quỹ đạo rõ rệt vì quỹ đạo là một chuỗi của những giọt nước nhỏ đánh dấu vị trí của electron trên đường đi. Kích thước của các giọt nước khoảng chừng 10^{-6} m cho nên có thể lấy $\Delta x = 10^{-6}$ m. Khối lượng của mỗi giọt nước ước chừng $m = 10^{-3}$ g do vậy sai số về vận tốc theo hệ thức bất định:

$$\Delta v_x = \frac{h}{m \cdot \Delta x} = \frac{6,6 \cdot 10^{-34}}{10^{-6} \cdot 10^{-6}} = 6,6 \cdot 10^{22} \frac{m}{s}$$

Sai số này vô cùng nhỏ do vậy trong trường hợp này có thể áp dụng vật lý cổ điển cho electron chuyển động trong buồng bọt Winxon.

§7. HÀM SỐNG VÀ PHƯƠNG TRÌNH SRODINGƠ.

1. Phương trình Srôdingơ.

Năm 1926 Srôdingơ đã đề xuất phương trình vi phân mà những tính chất của nó đáp ứng các qui luật vận động của các hạt trong thế giới vi mô. Phương trình Srôdingơ được xem là một trong những cơ sở quan trọng của lý thuyết lượng tử. Chúng ta quan tâm đến phương trình dùng là phương trình đề cập đến các hiện tượng và các quá trình không phụ thuộc vào thời gian, có dạng:

$$\Delta \psi + \frac{2m}{\hbar^2} [E - U] \psi = 0$$

Trong đó:

- $U = U(x,y,z)$ là hàm thế tương tác của hạt vi mô trong trường thế.
- E là năng lượng toàn phần của hạt.
- m là khối lượng của hạt vi mô.
- ψ là hàm sóng mô tả trạng thái của hạt vi mô.
- Δ là toán tử Laplace có dạng:

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

Khi giải phương trình Srôdingơ đối với hàm thế U và các điều kiện biên cho trước, ta sẽ xác định được nghiệm $\psi(x,y,z)$. Tuy nhiên không phải mọi nghiệm $\psi(x,y,z)$ đều là nghiệm vật lý. Trong những nghiệm $\psi(x,y,z)$ chỉ có những giá trị nào thỏa mãn các điều kiện: Đơn trị, hữu hạn và liên tục thì mới được xem là nghiệm vật lý. Ngoài ba điều kiện trên để hàm sóng $\psi(x,y,z)$ được xem là nghiệm vật lý, cần đòi hỏi thêm điều kiện đạo hàm bậc nhất của nó cũng phải đơn trị, hữu hạn và liên tục.

Vấn đề ý nghĩa của hàm sóng được tranh luận trong một thời gian khá dài và cuối cùng đi đến sự thừa nhận rộng rãi là: Hàm sóng mô tả trạng thái của hạt vi mô và nó mang ý nghĩa xác suất đối với thế giới các hạt vi mô.

Theo giả thuyết De Broie, chuyển động của hạt tự do được mô tả bởi hàm sóng tương tự như sóng phẳng đơn sắc:

$$\bar{\psi} = \psi_0 \cdot e^{-\frac{i}{\hbar} [Et - \vec{p} \cdot \vec{r}]}$$

hoặc có dạng:
$$-\psi = \psi_0 \cdot e^{-i \left[\frac{Et}{\hbar} - \vec{k} \cdot \vec{r} \right]}$$

Trong đó:

- \vec{k} là véctơ sóng có trị số bằng $k = \frac{2\pi}{\lambda}$
- ψ_0 gọi là biên độ của hàm sóng được xác định bởi biểu thức:
$$\psi_0^2 = |\psi|^2 = \psi \cdot \psi^*$$

Biểu thức trên gọi là hàm sóng De Broie. Nói chung, đối với các hạt vi mô chuyển động trong trường thế, hàm sóng của nó là một hàm phức tạp của tọa độ và thời gian:

$$\psi(\vec{r}, t) = \psi(x, y, z, t)$$

2. Ý nghĩa của hàm sóng.

Để hiểu rõ ý nghĩa của hàm sóng ta đối chiếu với ý nghĩa sóng – hạt của photon ánh sáng truyền trong không gian.

Giả sử tại điểm M trong không gian có một chùm sáng dội vào. Ta vây quanh điểm M bởi một yếu tố thể tích ΔV . Theo quan điểm sóng thì cường độ sóng tại M sẽ tỷ lệ với bình phương biên độ dao động sáng tại M.

$$I = \epsilon_0 \cdot c \cdot E^2$$

Trong đó:

- Cường độ sáng I là năng lượng trên một đơn vị diện tích trong một đơn vị thời gian
- ϵ_0 là hằng số điện.
- c là vận tốc ánh sáng.
- E là cường độ điện trường.

Trong trường hợp này nếu bình phương biên độ dao động sáng ψ_0^2 tại M càng lớn thì điểm M càng sáng.

Theo quan điểm hạt thì cường độ sáng tại M bằng:

$$I = N \cdot h\nu$$

Trong đó:

- $h\nu$ là năng lượng của một photon.
- N là thông lượng photon (số photon tới trên một đơn vị diện tích trong một đơn vị thời gian) tới điểm M.

Như vậy, theo quan điểm hạt, độ sáng tại M tỷ lệ với năng lượng của các hạt trong đơn vị thể tích bao quanh M, nghĩa là tỷ lệ với số hạt có mặt trong đơn vị thể tích đó.

Do đó số hạt trong đơn vị thể tích bao quanh M tỷ lệ với bình phương biên độ dao động sáng ψ_0^2 tại M.

Nếu số hạt trong đơn vị thể tích càng nhiều thì khả năng tìm thấy hạt trong đó càng lớn. Vì thế người ta nói rằng bình phương biên độ sóng $|\psi|^2$ tại M đặc trưng cho khả năng tìm thấy hạt trong đơn vị thể tích bao quanh M.

Vì vậy, người ta gọi $|\psi|^2$ là mật độ xác suất tìm thấy hạt tại M (xác suất tìm thấy hạt trong một đơn vị thể tích). Từ đó cho thấy xác suất tìm thấy hạt trong thể tích bất kỳ dV là: ($|\psi|^2 \cdot dV$) Nếu đi tìm trong toàn bộ không gian chắc chắn phải thấy hạt, tức là:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |\psi|^2 \cdot dV = 1$$

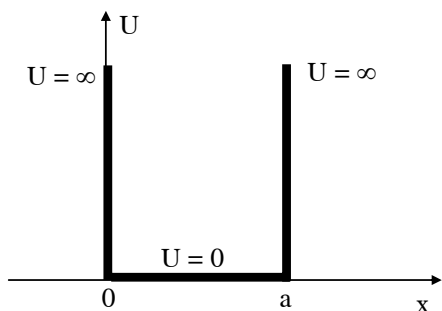
Điều kiện này được áp dụng để chuẩn hóa hàm sóng gọi là điều kiện chuẩn hóa.

Hàm sóng ψ không mô tả một sóng thực nào trong không gian như sóng cơ hay sóng điện từ mà chỉ cho phép ta tính xác suất tìm thấy hạt tại một trạng thái nào đó. Hay nói cách khác hàm sóng ψ mang tính xác suất.

§8. HẠT TRONG HỘP THỂ NĂNG.

Vận dụng phương trình Srôđingơ cho trường hợp một hạt vi mô ở trong hộp thể năng. Ta xét trường hợp đơn giản là hạt chuyển động theo phương x trong vùng có thể năng được xác định theo điều kiện sau:

$$U = \begin{cases} 0 & \text{trong vuông } 0 < x < a \\ \infty & \text{trong vuông } x \leq 0 \text{ và } x \geq a \end{cases}$$



Hình 2.10

Miền như vậy, được gọi là hộp thể năng hay hố thể năng có bề rộng là a.

Như vậy ta chỉ xét trường hợp hạt vi mô chỉ chuyển động trong phạm vi trong lòng hộp thể và không thể vượt ra ngoài giới hạn của hộp thể. (Trường hợp này có thể tương ứng với electron ở trong kim loại chứ không thể tự thoát ra ngoài được).

Giải phương trình Srôđingơ cho hạt trong hộp thể có khối lượng m:

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2} [E - U] \psi = 0$$

Bên trong hộp thể, thể năng tương tác $U = 0$, nên phương trình có dạng:

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2} E\psi = 0$$

Vì chỉ xét hộp thể một chiều, nên hàm (chỉ phụ thuộc vào một tọa độ x:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E\psi(x) = 0$$

Đặt $K^2 = \frac{2m}{\hbar^2} E$ phương trình có dạng:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + k^2\psi(x) = 0$$

Phương trình này thuộc loại chính tắc, có nghiệm được xác định dưới dạng:

$$\psi(x) = A \sin kx + B \cos kx$$

A, B là những hằng số được xác định dựa vào các điều kiện cụ thể ban đầu của bài toán vật lý.

Vì hạt chỉ tồn tại bên trong lòng hộp thể, nên ở trên thành trở ra ngoài hộp thể hạt không có mặt, do đó ta có:

$$\psi(0) = \psi(a) = 0$$

$$\text{Thế vào: } \psi(0) = A \sin k \cdot 0 + B \cos k \cdot 0 = 0 + B = 0$$

$$\text{Vậy ta có } \psi(x) = A \sin kx$$

$$\text{Thế điều kiện } \psi(a) = A \sin k \cdot a = 0$$

Vì $A \neq 0$ nên:

$$a \cdot k = n\pi \text{ với } n = 1, 2, 3, 4 \dots$$

Suy ra: $k = \frac{n\pi}{a}$

Vậy: $\psi(x) = A \sin \frac{n\pi}{a} x$

Để xác định A ta dựa vào điều kiện chuẩn hóa hàm sóng:

$$\int_0^a |\psi|^2 \cdot dx = 1$$

thế vào: $\int_0^a A^2 \sin^2 \frac{n\pi}{a} x \cdot dx = 1$

Lấy tích phân ta được: $A = \sqrt{\frac{2}{a}}$

Vậy hàm sóng được xác định hoàn toàn:

$$\psi_n(x) = \sqrt{\frac{2}{a}} \sin \frac{n\pi}{a} x \text{ với } n=1, 2, 3, 4, \dots$$

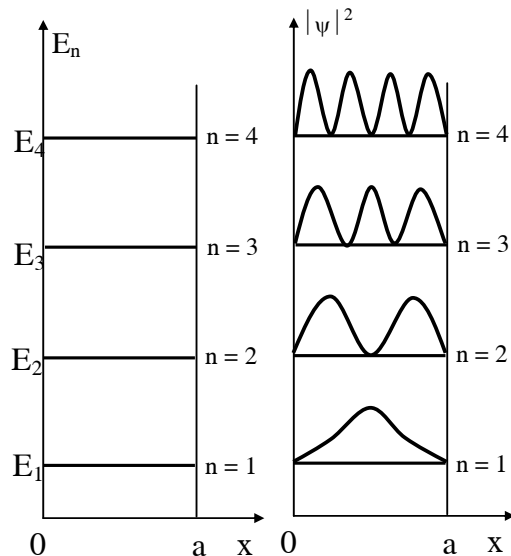
Kết quả năng lượng: $k^2 = \frac{2mE}{\hbar^2} = \frac{n^2\pi^2}{a^2}$

Suy ra: $E_n = n^2 \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ma^2}$ với $n = 1, 2, 3, \dots$

Kết luận chung:

- 1) Mỗi trạng thái của hạt ứng với một hàm sóng $\psi_n(x)$.
- 2) Năng lượng của hạt trong hộp thế năng phụ thuộc vào số nguyên $n = 1, 2, 3, 4, \dots$ tức là nhận những giá trị gián đoạn, không liên tục gọi là bị lượng tử hóa.
- 3) Mật độ xác suất tìm thấy hạt trong hộp thế bằng:

$$|\psi_n(x)|^2 = \frac{2}{a} \sin^2 \left(\frac{n\pi}{a} x \right)$$



Hình 2.11

Hình 2.11 minh họa các mức năng lượng và mật độ xác suất tìm thấy hạt vi mô trong hộp thế, tương ứng với các trạng thái khác nhau.

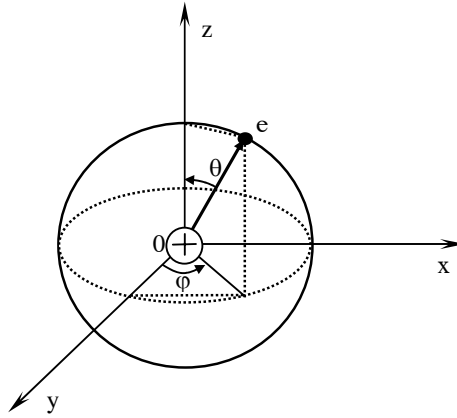
Chương III

CẤU TRÚC NGUYÊN TỬ THEO LÝ THUYẾT LƯỢNG TỬ

§1. CẤU TRÚC NGUYÊN TỬ HYDRÔ VÀ CÁC ION TƯƠNG TỰ HYDRÔ (He⁺, Li⁺⁺, Be⁺⁺⁺, ...)

Theo quan niệm lượng tử thì nguyên tử Hydrô và các ion tương tự Hydrô như He⁺ (Z=2), Liti Li⁺⁺ (Z = 3), Berili Be⁺⁺⁺ (Z=4), ... được cấu tạo từ hạt nhân mang điện tích dương (+Ze) và một electron mang điện tích âm (-e).

Để tiện khảo sát các tính chất của nguyên tử ta xem như hạt nhân đứng yên, chỉ có electron chuyển động quanh hạt nhân. Chọn hạt nhân làm gốc tọa độ và r là khoảng cách từ hạt nhân đến electron.



Hình 3.1. Nguyên tử trong hệ tọa độ cầu

Phương trình Srôđingơ đối với nguyên tử có dạng:

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2} [E - U] \psi = 0$$

Trong đó:

- m là khối lượng của electron chuyển động quanh hạt nhân. (Trong trường hợp xem electron và hạt nhân không đứng yên ta thay thế khối lượng của electron m bằng khối lượng rút gọn của cả hệ electron – hạt nhân $\mu = \frac{m.M}{m+M}$ với M là khối lượng hạt nhân).
- U(r) là thế tương tác giữa hạt nhân (+Ze) và electron mang điện tích âm (-e) có tính chất đối xứng cầu, do vậy bài toán sẽ giải trong hệ tọa độ cầu (r,θ,φ) thì tiện lợi hơn. Giữa hệ tọa độ cầu và hệ tọa độ (Oxyz) có quan hệ:

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

Thế năng tương tác giữa hạt nhân và electron có dạng:

$$U = -k \frac{ze^2}{r}$$

k là hệ số tỷ lệ (trong hệ đơn vị đo lường SI: $k = \mu = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$, trong hệ đơn vị đo lường CGS:

k = 1).

Thế K vào phương trình ta có:

$$\Delta \psi + \frac{2m}{\hbar^2} \left[E + k \frac{Ze^2}{r} \right] \psi = 0$$

Trong đó:

- E là vào năng lượng liên kết của electron với hạt nhân.
- Δ là toán tử Laplace trong hệ tọa độ (Oxyz) có dạng:

$$\Delta = \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2}$$

Thế toán tử vào phương trình ta có:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left[E + k \frac{Ze^2}{r} \right] \psi = 0$$

Chuyển sang hệ tọa độ cầu (r, θ , φ) phương trình có dạng:

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \varphi^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left[E + k \frac{Ze^2}{r} \right] \psi = 0$$

Đây là phương trình vi phân đạo hàm riêng cấp hai, có thể giải theo cách phân ly biến số, bằng cách đặt:

$$\psi(r, \theta, \varphi) = R(r) \cdot Y(\theta, \varphi)$$

Trong đó:

- R(r) gọi là hàm bán kính
- Y(θ , φ) gọi là hàm cầu.

Riêng hàm cầu có thể tiếp tục phân ly biến số:

$$Y(\theta, \varphi) = \theta(\theta) \cdot \phi(\varphi)$$

Vậy nghiệm tổng quát của phương trình có dạng:

$$\psi(r, \theta, \varphi) = R(r) \cdot \theta(\theta) \cdot \phi(\varphi)$$

Trong vô số nghiệm của phương trình, chỉ có những nghiệm nào hội đủ điều kiện đơn trị, hữu hạn và liên tục mới là nghiệm vật lý đích thực.

Nghiệm của hàm ϕ có dạng: $\phi = A \cdot e^{i \cdot m \cdot \varphi}$, trong đó A là hằng số chuẩn hóa.

Để cho $\psi(r, \theta, \varphi)$ thỏa mãn điều kiện đơn trị, hữu hạn và liên tục thì $m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots, \pm \ell$.

Nghiệm của hàm θ có dạng:

$$\theta(\theta) = c(1 - x^2)^{\frac{|m|}{2}} \frac{d^{\ell+|m|}}{d^{l+|m|}} (x^2 - 1)^\ell$$

với $x = \cos \theta$; c là hằng số.

Để cho $\theta(\theta)$ thỏa mãn điều kiện đơn trị, hữu hạn và liên tục thì $\ell = 0, 1, 2, 3, \dots (n - 1)$ với $n = 1, 2, 3, 4, \dots$ và $|m| = 0, 1, 2, 3, \dots, ?$

Nghiệm của hàm θ có dạng:

$$R = c.e^{-\frac{r}{a_0}}$$

Trong đó:

- c là hằng số.
- $a_0 = \frac{\hbar^2}{kme^2}$ gọi là bán kính quỹ đạo N. Bohr.

Kết quả giải phương trình Schrödinger thu được hàm sóng $\psi(r,\theta,\varphi)$ và biểu thức năng lượng:

$$E_n = - \frac{k^2 m e^4 Z^2}{2n^2 \hbar^2}$$

Với $n = 1, 2, 3, 4, \dots$ gọi là lượng tử số chính, đặc trưng cho sự lượng tử hóa năng lượng liên kết của electron trong nguyên tử.

Thông qua hằng số Ritbe $R = a_0 = \frac{k^2 m e^4}{4\pi c \hbar^3}$ biểu thức năng lượng có dạng:

$$E_n = - \frac{Rhc}{n^2} Z^2$$

Đối với nguyên tử Hydrô ($Z = 1$) còn các iôn tương tự Hydrô thì $Z > 1$ (Ví dụ: đối với He⁺ thì $Z = 2$, với Liti (Li⁺⁺) thì $Z = 3$, với Berili (Be⁺⁺⁺) thì $Z = 4, \dots$).

Hàm sóng mô tả trạng thái lượng tử của electron trong nguyên tử, lại phụ thuộc vào hệ lượng tử số n, ℓ, m . Mỗi lượng tử số đặc trưng cho một đại lượng vật lý. Mỗi trạng thái năng lượng phụ thuộc vào ba lượng tử số được ký hiệu như sau:

$$\psi_{n,\ell,m}(r,\theta,\varphi) = R_{n,\ell}(r) \Theta_{\ell,m}(\theta) \Phi_m(\varphi)$$

Trong quá trình giải phương trình Schrödinger còn nhận được những kết quả về momen động lượng quỹ đạo L, giá trị hình chiếu của momen động lượng L_z lên phương ưu tiên Oz được xác định:

$$L = \sqrt{\ell(\ell+1)}\hbar \quad \text{với } \ell = 0, 1, 2, 3, \dots (n-1)$$

ℓ gọi là lượng tử số momen động lượng quỹ đạo.

$$L_z = m \hbar \quad \text{với } m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots \pm \ell$$

m gọi là lượng tử số từ xác định giá trị hình chiếu của vectơ momen động lượng L lên trục Oz, gồm cả thảy $(2\ell + 1)$ trị số khác nhau.

§2. MÃU NGUYÊN TỬ THEO LÝ THUYẾT LƯỢNG TỬ.

Theo lý thuyết lượng tử thì nguyên tử là một hệ thống gồm có hạt nhân là trung tâm và các electron phân bố quanh hạt theo các qui luật xác suất thống kê lượng tử, chứ chúng không chuyển động theo quỹ đạo cụ thể nào cả. Cụ thể là ở mỗi trạng thái lượng tử xác định với mật độ xác suất tìm thấy electron trong nguyên tử, được đặc trưng bởi $|\psi|^2$ thì xác suất tìm thấy electron bằng:

$$\int |\psi|^2 .dv = \int \frac{|\psi(r, \theta, \phi)|^2}{n, \ell, m} .r^2 \sin \theta d\theta .d\phi .dr$$

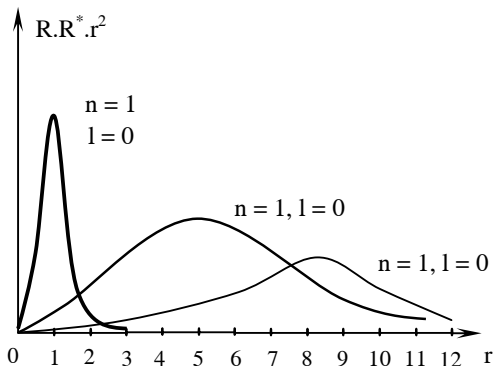
với dV là yếu tố thể tích, trong đó electron tồn tại quanh hạt nhân:

$$dV = r^2 .\sin \theta .d\theta .d\phi .dr$$

Biểu thức xác suất có thể tách làm hai phần: một phần phụ thuộc vào bán kính và một phần phụ thuộc vào góc.

Nếu gọi mật độ xác suất tìm thấy electron quanh hạt nhân trong yếu tố thể tích dV phụ thuộc vào bán kính là $W(r)$ và phụ thuộc vào góc là $W(\theta, \phi)$ thì xác suất tìm thấy electron:

- Xác suất theo bán kính r : $\int_{n, \ell} W(r) .dr = \int_{n, \ell} R^2(r) .r^2 .dr$
- Theo các góc θ, ϕ : $\int_{\ell, m} W(\theta, \phi) .\sin \theta .d\theta .d\phi = \int_{\ell, m} |Y(\theta, \phi)|^2 .\sin \theta .d\theta .d\phi$



Hình 3.2

Từ đồ thị cho thấy ở bất kỳ khoảng cách nào của r (ngoại trừ trong hạt nhân $r = 0$) đều có khả năng tìm thấy electron: Ở mỗi trạng thái ứng có tương ứng xác suất lớn nhất; nghĩa là tại đó khả năng tìm thấy electron là lớn nhất.

Ví dụ ở trạng thái cơ bản ($n = 1$ thì $\ell = 0$) hàm bán kính có dạng:

Để minh họa ta chỉ xét đường cong biểu diễn mật độ xác suất tìm thấy electron quanh hạt nhân nguyên tử bán kính r :

Trục tung là mật độ xác suất tìm thấy electron quanh hạt nhân $|R|^2 .r^2 = R.R^* .r^2$, trục hoành là bán kính tính từ tâm O hạt nhân, r lấy theo đơn vị a_0 là bán kính quỹ đạo N. Bohr : $a_0 = 0,53A^0$.

$$R_{1,0} = 2 \left(\frac{Z}{a_0} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot e^{-\frac{Zr}{a_0}}$$

Xác suất tương ứng: $|R_{1,0}|^2 r^2 = 4 \left(\frac{Z}{a_0} \right)^3 \cdot e^{-\frac{2Zr}{a_0}} \cdot r^2$

Để tìm giá trị của bán kính r ứng với xác suất cực đại ta đi tìm giá trị cực trị của hàm bằng cách cho đạo hàm bậc một của hàm bằng không:

$$\frac{dW_{1,0}}{dr} = 4 \left(\frac{Z}{a_0} \right)^2 \cdot e^{-\frac{Zr}{a_0}} \cdot 2r \left(1 - \frac{Zr}{a_0} \right) = 0$$

Đạo hàm triệt tiêu tại $r = 0$ và $r = \frac{a_0}{Z}$. Nghiệm $r = 0$ bị loại vì không phù hợp ý nghĩa vật lý, vì electron không tồn tại trong hạt nhân.

Vậy xác suất cực đại ứng với bán kính $r = \frac{a_0}{Z}$, đối với Hydrô $Z = 1$ nên $r = a_0 = 0,53 \text{ \AA}$. Khoảng cách này đúng bằng bán kính quỹ đạo N. Bohr. Như vậy hai kết quả của hai lý thuyết phù hợp với nhau – lý thuyết của N. Bohr và lý thuyết lượng tử cho cùng một trị số của bán kính r ở quỹ đạo gần hạt nhân nhất.

Từ kết quả trên cho thấy electron trong nguyên tử không chuyển động theo quỹ đạo nhất định như quan niệm cổ điển. Về mặt hình thức ta có thể hình dung electron bao quanh hạt nhân như một “đám mây xác suất” – nơi nào sự có mặt của electron thường xuyên hơn thì nơi đó xác suất tìm thấy electron lớn hơn các nơi khác. Nơi nào không có electron thì xác suất tìm thấy nó phải bằng không. Kết quả này khẳng định lưỡng tính sóng – hạt của hạt vi mô.

§3. MOMEN TỪ CỦA ELECTRON CHUYỂN ĐỘNG QUANH HẠT NHÂN.

Electron chuyển động quanh hạt nhân nên có momen động lượng L . Nhưng vì electron chuyển động quanh hạt nhân không theo quỹ đạo xác định do đó ở mỗi trạng thái véc tơ momen động lượng không có hướng xác định. Tuy nhiên véc tơ momen động lượng lại có trị số xác định bằng:

$$L = \sqrt{\ell(\ell+1)}\hbar \quad \text{với } \ell = 0, 1, 2, 3, \dots (n-1)$$

và giá trị hình chiếu của véc tơ momen động lượng lên phương ưu tiên z được xác định:

$$L_z = m \hbar \quad \text{với } m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots \pm \ell$$

Như vậy, hình chiếu của momen động lượng cũng nhận những giá trị gián đoạn (không liên tục) tương tự như trị số của véc tơ momen động lượng. Những đại lượng chỉ nhận những giá trị gián đoạn gọi là bị lượng tử hóa.

Electron mang điện tích $(-e)$ nên khi chuyển động quanh hạt nhân sẽ tương đương như một dòng điện kín, do vậy nó có momen từ. Giữa momen động lượng và momen từ có mối liên hệ:

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

trong đó m_e là khối lượng electron, dấu trừ ở đây biểu hiện sự định hướng ngược chiều của momen từ và momen động lượng.

Hình chiếu của momen từ lên phương ưu tiên z được xác định:

$$\mu_z = -\frac{e}{2m_e} L_z$$

Mặt khác $L_z = m\hbar$, nên ta có:

$$\mu_z = -\frac{e\hbar}{2m_e} m$$

Đặt: $\mu_0 = \frac{e\hbar}{2m_e} = 9,273 \cdot 10^{-24} \frac{J}{T}$ gọi là Magneton Bohr và được coi là đơn vị đo

momen từ trong vật lý nguyên tử và hạt nhân.

Ta có: $\mu_z = -m\mu_0$ với $m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots \pm \ell$

Như vậy, momen từ μ và hình chiếu μ_z đều bị lượng tử hóa.

§4. SPIN CỦA ELECTRON.

Electron chuyển động quanh hạt nhân có momen động lượng, ngoài ra còn thực hiện chuyển động tự quay xung quanh trục của nó. Để đặc trưng cho chuyển động riêng này người ta đưa vào khái niệm spin. Momen spin hay gọi tắt là spin về mặt hình thức đóng vai trò như momen động lượng riêng có giá trị xác định:

$$S = \sqrt{s(s+1)}\hbar$$

với $s = \pm \frac{1}{2}$ gọi là lượng tử số spin, đại lượng này trong vật lý học cổ điển chưa được biết đến, nó là đại lượng thuần túy mang sắc thái lượng tử.

Giá trị hình chiếu của spin lên phương ưu tiên z bằng:

$$s_z = m_s \hbar \quad \text{với } m_s = \pm \frac{1}{2}$$

trong đó $m_s = \pm \frac{1}{2}$ gọi là lượng tử số hình chiếu spin.

Tương ứng với momen spin, electron có momen từ riêng hay còn gọi là spin từ:

$$\vec{\mu}_s = - \frac{e}{m_e} \vec{S}$$

Giá trị hình chiếu: $\mu_{sz} = \pm \frac{e\hbar}{2m_e} = \pm \mu_0$

Như vậy, véc tơ spin từ luôn hướng ngược chiều với véc tơ spin và định hướng dọc theo phương z. Trị số hình chiếu của momen từ riêng lên phương trục z, có giá trị đúng bằng Magneton N. Bohr.

Nếu tính đến spin thì momen toàn phần của electron trong nguyên tử bằng:

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$$

Với trị số: $J = \sqrt{j(j+1)}\hbar$ trong đó $j = \left| \ell \pm \frac{1}{2} \right|$

j gọi là lượng tử số momen toàn phần.

Trạng thái của electron trong nguyên tử được mô tả bởi hàm sóng ψ . Hàm sóng ψ được đặc trưng bởi bốn lượng tử số (n, ℓ, m, m_s) hoặc được đặc trưng bởi ba lượng tử số (n, ℓ, j).

Vì sự tồn tại spin của electron, cho nên những trạng thái của nguyên tử ứng với các mức năng lượng từ $n = 2$ trở đi đều nhận những giá trị của $\ell \neq 0$. Điều này ứng với $j = \ell \pm \frac{1}{2}$, tức là mỗi mức năng lượng chính đều bị tách thành hai mức ứng với $j = \ell + \frac{1}{2}$ và $j = \ell - \frac{1}{2}$ (ngoại trừ trường hợp ? thì mức năng lượng không bị tách thành hai mức).

Mức năng lượng thứ n nào ứng với $J = \ell - \frac{1}{2}$ sẽ ở cao hơn mức năng lượng ứng với $J = \ell + \frac{1}{2}$. Khoảng cách giữa hai mức con này rất nhỏ, cấu trúc như vậy gọi là cấu trúc tinh vi của mức năng lượng.

Như vậy nhờ có khái niệm spin người ta đã lý giải được cấu tạo tinh vi của các mức năng lượng mà trước đó vật lý cổ điển không giải thích được.

Sự tồn tại của spin và hiện tượng định hướng của nó trong không gian được khẳng định bằng những kết quả của thí nghiệm Stern – Gerlach vào năm 1929.

§5. THÍ NGHIỆM STERNO – GERLẮC.

Nguyên tắc của thí nghiệm Stern – Gerlắc được minh họa ở hình (3.3). Toàn bộ thí nghiệm được bố trí trong chân không ở áp suất cỡ 10^{-5} mm Hg. Thí nghiệm gồm một nguồn nguyên tử bạc Ag, được nung nóng đến nhiệt độ vừa đủ để cho nguyên tử bạc bốc hơi cho bay qua khe hẹp L với vận tốc trung bình 100 m/s (tương ứng nhiệt độ bốc hơi của bạc). Chùm nguyên tử bạc bay qua vùng từ trường không đều do nam châm điện từ tạo ra với giá trị véc tơ cảm ứng từ \vec{B} hướng theo phương trục z.

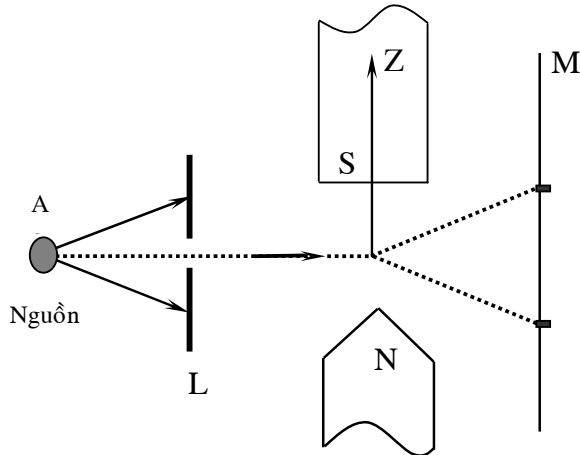
Sau khi qua từ trường \vec{B} , chùm nguyên tử bạc sẽ đập lên màn quan sát M (dùng kính ảnh để hứng chùm nguyên tử bạc ghi nhận lại những dấu vết của nó).

Ý tưởng của thí nghiệm là: Khi chùm nguyên tử bạc bay qua từ trường không đều \square , sẽ chịu tác dụng của lực từ lên momen của các nguyên tử bạc có giá trị bằng:

$$F = \mu_z \frac{dB}{dZ}$$

Trong đó:

- μ_z là hình chiếu của momen từ lên phương trục z
- $\frac{dB}{dZ}$ là phân bố từ trường theo trục z.



Hình 3.3. Sơ đồ thí nghiệm Stern – Gerlắc

Theo quan niệm cổ điển thì trên màn M sẽ xuất hiện một dãy dấu vết liên tục của các nguyên tử bạc đập lên màn đó. Dãy dấu vết này đậm nét ở khu vực trung tâm và mờ nhạt dần về hai phía của vùng trung tâm. Nhưng kết quả thí nghiệm nhận được không theo như dự kiến của lý thuyết cổ điển. Trên màn M chỉ nhận thấy hai vạch đậm nét bố trí đối xứng nhau theo phương trục z. Điều này không lý giải được theo quan niệm của vật lý cổ điển.

Như ta đã biết nguyên tử bạc ở trạng thái bình thường (trạng thái cơ bản $n = 0$ tức là $\ell = 0$). Nguyên tử bạc có $Z = 47$, tức là chứa 47 electron, trong đó 46 electron tạo thành các lớp điện tử khép kín đầy đủ xung quanh hạt nhân chỉ và chỉ còn lại 1 electron hóa trị ở lớp ngoài cùng.

Nguyên tử bạc ở trạng thái cơ bản $n = 1, \ell = 0$ thì momen từ của nó bằng không. Sự kiện chùm nguyên tử bạc bị lệch khi bay qua từ trường \vec{B} , chứng tỏ trong chùm nguyên tử tồn tại một loại momen từ riêng nào đó khác với momen từ nguyên tử μ . Vậy chỉ có thể là momen từ riêng của điện tử hóa trị ở lớp ngoài cùng, vì các lớp điện tử trong cùng có tổng momen từ bằng không. (Vì 46 điện tử ở các lớp trong cùng hợp thành các vành kín momen từ của chúng triệt tiêu lẫn nhau).

Theo kết quả tính toán, căn cứ vào những số liệu thu thập được từ thí nghiệm Stern – Gerlắc, nhận được kết quả $\mu_{sz} = \mu_0$. Như vậy là spin và momen từ riêng đã được xác nhận. Thí nghiệm Stern – Gerlắc đã khẳng định được hai nội dung mới của lý thuyết lượng tử là: Sự tồn tại của spin và sự định hướng không gian của spin. Spin chỉ có hai khả năng định

hướng song song hoặc phản song song với từ trường ngoài. Mặt khác momen từ và momen từ riêng chỉ nhận những giá trị gián đoạn (không liên tục) – tức là bị lượng tử hóa thể hiện ở 2 giá trị của 2 vết trên màn quan sát M.

§6. CẤU TRÚC NGUYÊN TỬ PHỨC TẠP – NGUYÊN TỬ KIM LOẠI KIỀM.

Những nguyên tử có từ 2 electron trở lên gọi là nguyên tử phức tạp ($Z > 2$).

Trong nguyên tử Hydrô chỉ có một electron tương tác với hạt nhân, trong nguyên tử phức tạp electron tương tác với hạt nhân còn phải tương tác U các electron khác, do đó hàm thể tương tác U sẽ trở nên phức tạp hơn.

Để giải quyết bài toán cấu trúc nguyên tử phức tạp, chỉ có thể sử dụng phương pháp gần đúng để xử lý dạng tương tác của hàm thể U của các electron trong nguyên tử.

Do tính chất quyết định của lực hút hạt nhân đối với từng electron trong nguyên tử nên ta vẫn có thể xem trường lực trong nguyên tử phức tạp vẫn là trường lực xuyên tâm giữa các electron với tâm là hạt nhân. Tuy nhiên tác dụng thực sự của trường lực này đối với từng electron không đồng nhất. Electron gần hạt nhân chịu tác dụng lực hút hạt nhân mạnh hơn so với các electron bố trí xa hạt nhân. Do vậy điện tích thực tế của hạt nhân không phải bằng (Ze) mà chỉ bằng giá trị trung bình hiệu dụng (Z^*e) nhỏ hơn giá trị thực sự (Ze) . Vì rằng các electron ở gần hạt nhân đóng vai trò như màn chắn điện tích âm làm giảm lực hút hạt nhân đối với các electron ở phía ngoài.

Như vậy có thể xem một cách gần đúng là điện tích hiệu dụng của nguyên tử (Z^*e) bằng điện tích thực sự của hạt nhân khấu trừ đi tổng điện tích âm của các electron nằm gần hạt nhân hơn so với các electron được xét ở xa hạt nhân hơn. Trường lực như vậy gọi là trường tự hợp do Hatri – Fok đề xuất vào năm 1930.

Dựa vào phương pháp trường lực tự hợp Hatri – Fok, việc giải quyết bài toán cấu trúc nguyên tử phức tạp trở nên đơn giản hơn. Mỗi electron trong nguyên tử phức tạp, bây giờ được xem như chuyển động trong trường lực xuyên tâm hiệu dụng do hạt nhân và $(Z - 1)$ electron còn lại tạo ra, tác dụng lên electron đang xét. Như vậy electron đang xét liên kết yếu với phần còn lại của nguyên tử gồm hạt nhân và các electron còn lại còn tạo ra, phần này gọi là lõi nguyên tử hay khung nguyên tử.

Trong số các nguyên tử phức tạp, các nguyên tử kim loại kiềm (Li, Na, K, Rb, Cs v.v ...) có cấu trúc tương tự như cấu trúc của nguyên tử Hydrô vì ở lớp ngoài cùng của kim loại kiềm chỉ chứa một điện tử hóa trị. Ta có thể xem chuyển động của electron hóa trị như chuyển động trong trường lực Culon hiệu dụng, gây ra bởi lõi nguyên tử giống như electron trong nguyên tử Hydrô chuyển động quanh hạt nhân.

1. Năng lượng của electron hóa trị trong nguyên tử kim loại kiềm.

Năng lượng của electron hóa trị trong nguyên tử kim loại kiềm sẽ khác với năng lượng của electron trong nguyên tử Hydrô, nhưng sự khác biệt này không lớn lắm. Sở dĩ như vậy là vì ngoài năng lượng tương tác giữa hạt nhân và electron hóa trị, còn có năng lượng phụ gây ra bởi tương tác giữa electron hóa trị với các electron khác còn lại.

Như vậy mỗi electron trong nguyên tử kim loại kiềm cũng tồn tại ở những trạng thái lượng tử xác định bởi hệ lượng tử số (n, ℓ, m, m_s) . Tuy nhiên, khác với nguyên tử Hydrô, năng lượng của electron hóa trị trong kim loại kiềm ở trạng thái ấy, phụ thuộc vào hai lượng tử số n và ℓ , do vậy năng lượng của electron hóa trị được xác định:

$$E_{n,\ell} = - \frac{Rhc}{n^2} Z^*$$

trong đó Z^* đặc trưng cho điện tích hiệu dụng của lõi nguyên tử thay thế cho Z – đặc trưng cho điện tích của hạt nhân trong nguyên tử Hydrô, tức là:

$$Z^* e = (Z - a) e$$

trong đó a là hệ số bổ chính, cho nên biểu thức năng lượng có dạng:

$$E_{n,\ell} = - \frac{Rhc}{n^2} (Z - a)^2$$

Nói chung năng lượng $E_{n,\ell}$ tăng khi các lượng tử số n và ℓ tăng. Nhưng ở những trạng thái thấp, ứng với n nhỏ, thì sự phụ thuộc của $E_{n,\ell}$ vào lượng tử số ℓ không mạnh lắm, tuy nhiên các mức năng lượng $E_{n,\ell}$ ứng với lượng tử số n lớn (các mức năng lượng cao) thì nó phụ thuộc vào ℓ rất mạnh; thậm chí làm đảo lộn trật tự sắp xếp các mức năng lượng trong nguyên tử, có nghĩa là:

$$E_{n+1,\ell} > E_{n,\ell}$$

Đối với n nhỏ thì ứng với cùng một trị số của n và ℓ thì mức năng lượng ứng với $(n + 1)$ sẽ nằm cao hơn mức năng lượng ứng với n .

Ngược lại đối với n lớn thì:

$$E_{n,\ell'} > E_{n+1,\ell}$$

tức là ứng với n lớn với lượng tử số $\ell' > \ell$ thì mức năng lượng ứng với $(n + 1)$ sẽ nằm thấp hơn mức năng lượng ứng với n .

Để thể hiện đặc tính nói trên ta có thể biểu diễn năng lượng thông qua hệ số bổ chính Δ phản ánh sự phụ thuộc của năng lượng vào momen động lượng ℓ :

$$E_{n,\ell} = - \frac{Rhc}{(n + \Delta)^2} Z^2$$

2. Các lớp điện tử trong nguyên tử.

Các lớp điện tử trong nguyên tử được sắp xếp tuân theo hai nguyên lý Paoly và nguyên lý cực tiểu năng lượng.

- Số điện tử trong nguyên tử cùng chung lượng tử số n và ℓ không thể quá số điện tử do nguyên lý Paoly quy định.
- Trong tất cả các trạng thái khả dĩ với n và ℓ cho trước, điện tử phải ở trạng thái nào có năng lượng nhỏ nhất.

Nguyên lý Paoly cho rằng trong nguyên tử không thể có quá 1 điện tử cùng đặc trưng bởi 4 lượng tử số: n, ℓ, m, m_s ; có nghĩa là trạng thái đặc trưng bởi 4 lượng tử số nói trên chỉ có thể chứa 1 electron duy nhất.

Từ nguyên lý Paoly suy ra các hệ quả sau:

- Trạng thái của electron trong nguyên tử được mô tả bởi hàm sóng ψ , mỗi trạng thái được đặc trưng bởi 4 lượng tử số (n, ℓ, m, m_s) và được ký hiệu ψ_{n,ℓ,m,m_s} .

- Trong đó $n = 1, 2, 3, 4, 5, \dots$ là lượng tử số chính.

- Ứng với một trị số của n thì ℓ nhận các giá trị sau: $\ell = 0, 1, 2, 3, \dots, (n - 1)$, tức là nhận đến n giá trị khác nhau.

- Ứng với mỗi trị số của ℓ thì m nhận các giá trị sau: $m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots, \pm \ell$, tức là nhận $(2\ell + 1)$ trị số khác nhau.

- Mỗi điện tử có spin bằng $\frac{1}{2}$ và lượng tử số spin m_s chỉ nhận 2 giá trị (hoặc song song hoặc phản song song); cho nên momen toàn phần của điện tử trong nguyên tử $j = \ell + \frac{1}{2}$, và do đó ứng với mỗi trị số của ℓ có thêm 2 trị số nữa, và vậy sẽ có $2(2\ell + 1)$ trị số.

Số electron tối đa có thể chiếm một lớp vỏ bằng:

$$\sum_{\ell=0}^{n-1} 2(2\ell+1) = 2[1+3+5+\dots+2(n-1)] = 2n^2$$

Từ đó cho thấy số trạng thái ứng với số điện tử, có nghĩa là ứng với n xác định sẽ có không quá $2n^2$ điện tử. Những điện tử cùng lượng tử số n lập thành một lớp với ký hiệu: $n = 1$ gọi là lớp K; $n = 2$ gọi là lớp L; $n = 3$ gọi là lớp M; $n = 4$ gọi là lớp N; $n = 5$ gọi là lớp O ... Những điện tử có chung lượng tử số n và lại có chung lượng tử số ℓ nữa được xếp thành lớp con (hay phân lớp) với ký hiệu: $\ell = 0$ gọi là phân lớp s; $\ell = 1$ gọi là phân lớp p; $\ell = 2$ gọi là phân lớp d; $\ell = 3$ gọi là phân lớp f; $\ell = 4$ gọi là phân lớp g v.v... ở mỗi phân lớp chứa tối đa: $2(2\ell + 1)$ điện tử. (Xem bảng liệt kê sau).

Lớp n \ P. lớp ℓ	0 (s)	1 (p)	2 (d)	3 (f)	4 (g)	$\Sigma = 2n^2$
	2(2 ℓ + 1)					
1 (K)	2	—	—	—	—	2
2 (L)	2	6	—	—	—	8
3 (M)	2	6	10	—	—	18
4 (N)	2	6	10	14	—	32
5 (O)	2	6	10	14	18	50

Từ bảng thống kê cho thấy:

- Lớp K chỉ gồm 1 phân lớp 1s chứa tối đa 2 êlectron
- Lớp L chứa 2 phân lớp 2s và 2p có tối đa 2+6= 8 êlectron.
- Lớp M chứa 3 phân lớp 3s, 3p và 3d có tối đa 2 + 6 + 10 = 18 êlectron và cho các lớp khác, như lớp N, lớp O ...

Để phản ánh cấu trúc lớp điện tử trong nguyên tử người ta dùng công thức cấu hình như sau:

1s, 2s2p, 3s3p4s3d, 4p5s4d5p6s4f, 5d6p7s5f.

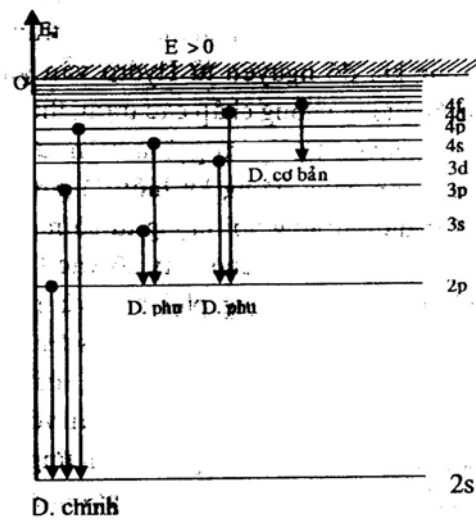
Ví dụ: Cấu hình điện tử của nguyên tử Na ($Z = 11$) là $1s^2 2s^2 2p^6 3s^1$ (những số nhỏ, ghi phía trên ký hiệu của phân lớp là số electron mà phân lớp đó có).

3. Quang phổ kim loại kiềm.

Khi nguyên tử kim loại kiềm bị kích thích thì điện tử hóa trị sẽ chuyển lên các trạng thái kích thích với năng lượng cao hơn và “tạm trú” tại đó một thời gian ngắn cỡ 10^{-8} s). Sau đó lại chuyển về trạng thái có năng lượng thấp hơn và bức xạ photon ($h\nu$).

Quá trình thực hiện các bước chuyển phải tuân theo điều kiện lọc lựa sau:

$$\Delta l = \pm 1$$



Hình 3.4 : Sơ đồ quang phổ Liti

tức là các bước chuyển của điện tử hóa trị trong nguyên tử chỉ có thể diễn ra giữa các trạng thái có lượng tử số momen động lượng chênh lệch nhau ± 1 đơn vị (quy tắc lọc lựa này thể hiện định luật bảo toàn momen động lượng trong nguyên tử).

Chính do sự chuyển trạng thái năng lượng, mà hình thành nên quang phổ kim loại kiềm được minh họa trên hình 3.4. Trên hình vẽ trình bày sơ đồ tạo thành quang phổ của nguyên tử Liti ($Z= 3$), ở lớp trong cùng lấp đầy 2 điện tử (phân lớp 2s), điện tử hóa trị thứ 3 nếu bị kích thích sẽ chuyển lên các mức cao hơn là p, d, f, ... Khi trở về trạng thái có năng lượng thấp hơn sẽ bức xạ photon $h\nu$ và cho quang phổ. Trạng thái thấp nhất của nguyên tử Liti ứng với 2s ($n = 2, l = 0$), so với quang phổ nguyên tử Hydrô thì trạng thái thấp nhất của nó là 1s ($n = 1, l = 0$).

Do tương tác của điện tử với nhau làm cho các trạng thái có cùng lượng tử số n tách thành các trạng thái con s, p, d, f và v.v ... trong khi đó nguyên tử Hydrô vẫn giữ nguyên không bị tách ra. Hiện tượng chồng chập các trạng thái con s, p, d, f, ... trong quang phổ nguyên tử Hydrô gọi là hiện tượng suy biến năng lượng. Bậc suy biến năng lượng ký hiệu là g và có giá trị bằng $g = 2n^2$ vì rằng điện tử ứng với lượng tử số n có thể tồn tại ở $2n^2$ trạng thái khác nhau. Từ đó cho thấy số vạch phổ trong quang phổ kim loại kiềm trở nên phong phú hơn và phức tạp hơn. Như vậy trong quang phổ nguyên tử Hydrô có sự suy biến năng lượng, tức là một mức năng lượng có thể tồn tại nhiều trạng thái khác nhau, các trạng thái này bị chồng chập lại với nhau. Còn trong quang phổ kim loại kiềm các trạng thái con ứng với mức năng lượng n bị tách ra riêng biệt, hiện tượng này gọi là sự khử suy biến. Do bị khử suy biến năng lượng mà quang phổ nguyên tử kim loại kiềm có nhiều dãy:

- Dãy chính gồm những vạch phổ ứng với các bước chuyển từ np về mức 2s với $n = 2, 3, 4, \dots$ và $l = 1$.
- Các dãy phụ ứng với các bước chuyển ns (với $n = 3, 4, 5, \dots$ và $l = 0$) về mức 2p và các bước chuyển nd (với $n = 3, 4, 5, \dots$ và $l = 2$) về mức 2p.
- Dãy cơ bản ứng với các bước chuyển nf (với $n = 4, 5, 6, \dots$ và $l = 3$) về mức 3d.

§7. BẢNG PHÂN HẠNG TUẦN HOÀN MENDELEÉP.

Năm 1869 Mendeleép đã xây dựng bảng phân hạng tuần hoàn các nguyên tố hóa học, dựa trên cơ sở nguyên tử lượng của các nguyên tố hóa học, tức là các tính chất hóa học và lý học của chúng lặp lại tuần hoàn theo chiều hướng tăng dần nguyên tử lượng. Theo quan niệm của lý thuyết lượng tử do N. Bohr đề xướng thì tính chất tuần hoàn của các nguyên tố hóa học do điện trường của nguyên tử quyết định, tức là sự tuần hoàn của các tính chất hóa học và lý học phụ thuộc vào cách sắp xếp một cách tuần hoàn của các electron theo các lớp trong nguyên tử quyết định.

Mỗi chu kỳ trong bảng Mendeleép tương ứng với một lớp điện tử. Ở đầu mỗi chu kỳ là một nguyên tử hoạt động hóa học mạnh và kết thúc mỗi chu kỳ là một khí trơ – là nguyên tố hóa học bền vững, hoạt động hóa học kém. Theo quan điểm lớp điện tử thì nguyên tố hóa học ở đầu mỗi chu kỳ có cấu trúc chưa hoàn chỉnh, luôn có xu hướng thu thêm điện tử vì vậy hoạt tính hóa học mạnh. Còn nguyên tố hóa học ở cuối mỗi chu kỳ có cấu trúc lớp điện tử hoàn chỉnh, khó thu thêm và khó bớt đi số điện tử cho nên rất bền vững. Nguyên tắc này thể hiện ở các chu kỳ sau:

Ví dụ như chu kỳ I bắt đầu từ Hydrô (H) có một điện tử thâm nhập được xếp vào lớp thứ nhất (lớp K), lớp này có một phân lớp 1s chứa tối đa 2 điện tử, song với Hydrô chỉ có 1 điện tử cho nên nó có xu hướng phải thu thêm một điện tử nữa. Đến nguyên tố thứ hai trong chu kỳ này là Heli (He) có 2 điện tử, 2 điện tử này xếp đầy phân lớp 1s, tạo thành một cấu trúc lớp hoàn chỉnh. Điều này lý giải tại sao Heli là khí trơ.

Điện tử thứ 3 không thể thâm nhập vào lớp thứ nhất được nữa, buộc phải chuyển lên lớp cao hơn là lớp L (tương ứng với chu kỳ II trong bảng Mendeleép). Nguyên tố mở đầu cho chu kỳ II là Liti ($Z = 3$). Liti có 3 điện tử thì điện tử thứ 3 phải xếp vào phân lớp 2s. Phân lớp 2s cần 2 điện tử mới lấp đầy, đối với Liti chỉ có một điện tử được xếp vào phân lớp 2s cho nên nó cần phải thu thêm 1 điện tử nữa, do vậy hoạt tính hóa học mạnh. Lớp thứ hai cần 8 điện tử được phân bố cùng với 2 điện tử ở phân lớp 2s mới tạo nên cấu trúc điện tử hoàn chỉnh. Nguyên tố Neon (Ne) có 10 điện tử đáp ứng yêu cầu này. Vậy Neon là khí trơ ở cuối chu kỳ II, có cấu hình điện tử hoàn chỉnh. Tương tự như vậy ở chu kỳ III bắt đầu từ Natri (Na có $Z = 11$) và kết thúc ở Argon (Ar có $Z = 18$) là một khí trơ, chu kỳ IV bắt đầu từ Kali (K có $Z = 19$) và kết thúc ở Krypton (Kr có $Z = 36$) cũng là một khí trơ. Từ nguyên tắc này lý giải tạo sao đầu mỗi chu kỳ đều bắt đầu từ nguyên tố kim loại kiềm – có cấu trúc lớp điện tử chưa hoàn chỉnh và ở cuối mỗi chu kỳ kết thúc bằng một khí trơ – có cấu trúc lớp điện tử hoàn chỉnh.

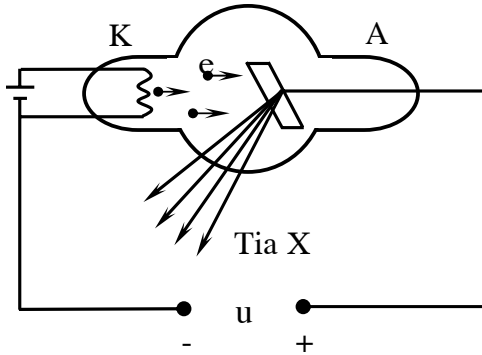
Như vậy tất cả các tính chất tuần hoàn phức tạp do Mendeleép tìm ra đã được giải thích đầy đủ bởi sự phân bố các electron thành lớp và phân lớp dựa theo các lượng tử số n và l .

Điều lưu ý ở đây là Mendeleép không thể lý giải nhiều trường hợp ngoại lệ về tính chất quang phổ nguyên tử phức tạp theo quan điểm nguyên tử lượng. Nhưng điều đó đã được khắc phục nhờ vào lý thuyết tương tác của các điện tử với điện trường của hạt nhân nguyên tử. Những kết quả của lý thuyết lượng tử góp phần làm chính xác hóa những dự đoán trong bảng tuần hoàn Mendeleép. Từ kết quả này đã tôn vinh thêm cho những dự đoán của Mendeleép và khẳng định tính đúng đắn của bảng tuần hoàn Momen nhưng theo quan điểm lớp điện tử chứ không theo quan điểm nguyên tử lượng.

§8. TIA X VÀ PHỔ TIA X.

1. Tia X (hay tia Ronghen).

Năm 1895 Ronghen đã khám phá ra một loại bức xạ do các chùm tia điện tử phát ra từ Katốt, được tăng tốc trong điện trường với hiệu điện thế cao đập vào Anốt và được gọi là tia X. Tia X có bản chất là sóng điện từ với bước sóng ngắn $\lambda = 0,01 \text{ \AA} \div 800 \text{ \AA}$.



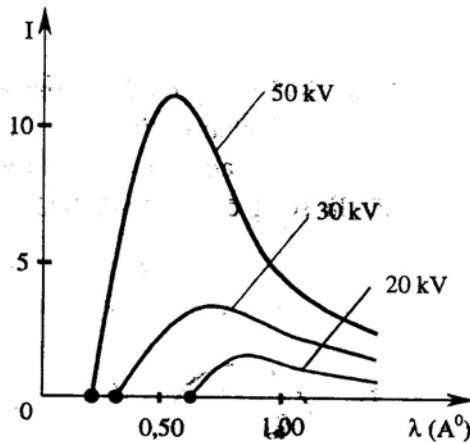
Hình 3.5. Sơ đồ về cách phát ra tia X

Muốn thu được tia X người ta dùng một chùm điện tử có vận tốc rất lớn đập vào Anốt (còn gọi là đối âm cực), được làm bằng vật liệu cần nghiên cứu. Trong ống phát tia X được hút hết không khí đến độ chân không cỡ 10^{-6} mm Hg, giữa Katốt (K) và Anốt (A) bố trí hiệu điện thế cỡ 10^3 (10^6) V. Đối âm cực A sẽ bức xạ tia X có nhiều bước sóng khác nhau. Tập hợp các tia X tạo thành phổ tia X.

Trong những máy gia tốc hiện đại (như Bêtatron hay Xyclotron) có thể tăng tốc chùm electron lên đến 102 MeV hoặc cao hơn cho đập vào đối âm cực để nhận những chùm tia X có phổ đa dạng.

2. Phổ tia X.

Phổ tia X gồm hai loại: phổ liên tục và phổ vạch (còn gọi là phổ đặc trưng). Trên đồ thị minh họa sự phụ thuộc của cường độ bức xạ tia X vào bước sóng λ . Từ các đường cong thực nghiệm cho thấy cường độ và bước sóng của tia X phụ thuộc vào hiệu điện thế u đặt vào K và đối âm cực A. Trên hình 3.6 minh họa ba đường cong ứng với các hiệu điện thế: 50 kV ; 30 kV và 20 kV.



Hình 3.6. Phổ tia X liên tục

Phổ liên tục của bức xạ tia X xuất hiện là do hiện tượng bức xạ hãm của các electron trên bề mặt của đối âm cực. Trong quá trình bị hãm electron đã chuyển toàn bộ động năng thành dạng năng lượng điện từ dưới dạng các photon ($h\nu$). Mặt khác động năng electron có được là nhờ công của lực điện trường ($\frac{mv^2}{2} = e.u$). Toàn bộ động năng chuyển thành năng lượng điện từ phát ra dưới dạng các photon với tần số tương ứng: ν_{\max}

$$h \nu_{\max} = e.u$$

hay:
$$h \frac{c}{\lambda_{\min}} = e.u$$

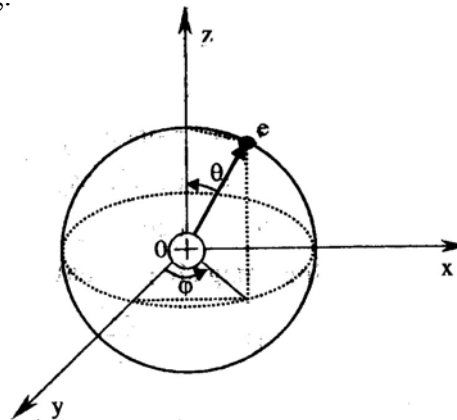
Để tiện đo đạc trong thực nghiệm, thay thế các trị số của c, h, e, biểu thị bước sóng bằng A^0 và hiệu điện thế u bằng kV ta có:

$$\lambda_{\min} = \frac{12,35}{u(\text{kV})} \text{A}^0$$

Mỗi đường cong trên đồ thị đều bắt đầu từ một trị số của bước sóng cực tiểu. Giá trị bước sóng cực tiểu ứng với $u = 50 \text{ kV}$ là nhỏ nhất, giá trị cực tiểu của bước sóng ứng với $u = 30 \text{ kV}$ thì lớn hơn và giá trị cực tiểu của bước sóng ứng với $u = 20 \text{ kV}$ là lớn hơn cả.

Ngoài phổ liên tục, phổ vạch của bức xạ tia X đặc trưng cho cấu trúc các lớp điện tử trong nguyên tử, nên được gọi là phổ đặc trưng.

Cơ chế tạo ra phổ tia X đặc trưng, có thể hình dung như sau: Trong số các điện tử đập vào đối âm cực bị hãm lại, có những electron năng lượng lớn xuyên sâu vào lòng nguyên tử, va chạm với electron ở lớp trong cùng của nguyên tử. Khi điện tử từ ngoài vào va chạm với điện tử ở lớp trong cùng của nguyên tử làm cho nó bật ra khỏi nguyên tử.



Hình 3.1. Nguyên tử trong hệ tọa độ cầu

Chỗ trống mà điện tử vừa bị rời khỏi nguyên tử ở lớp vỏ điện tử trong cùng bị các điện tử từ lớp cao hơn xuống chiếm chỗ. Quá trình chiếm chỗ diễn ra liên tiếp nhau. Kèm theo bức xạ photon hu. Trường hợp lớp K bị đánh bật đi 1 điện tử để lại một chỗ trống, lập tức từ các lớp bên ngoài L, M, N electron sẽ chuyển xuống chiếm chỗ trống ở lớp K sẽ làm xuất hiện các vạch phổ $K\alpha, K\beta, K\gamma, \dots$ Tương tự như vậy nếu ở lớp L bị đánh bật đi 1 electron để lại một chỗ trống, thì từ các lớp vỏ ngoài M, N, O, ... điện tử chuyển xuống chiếm chỗ kèm theo phát xạ các vạch phổ $L\alpha, L\beta, L\gamma, \dots$ và tương tự như vậy khi điện tử lớp ngoài chuyển xuống chỗ trống ở lớp M cho các vạch phổ $M\alpha, M\beta, M\gamma, \dots$

Để xác định bước sóng tia X phổ đặc trưng, ta vận dụng biểu thức năng lượng liên kết của điện tử trong nguyên tử phức tạp ($Z > 1$). Vì chỉ có nguyên tử phức tạp mới cho phổ tia X (tức là chỉ có các nguyên tử với Z lớn).

$$E_{n,\ell} = - \frac{Rhc}{n^2} (Z^*)^2$$

với $Z^*e = (Z - a)e$ gọi là điện tích trung bình hiệu dụng, a là hệ số màn chắn điện tích âm đối với hạt nhân. Hệ số a này thay đổi tùy theo từng lớp điện tử. Đối với lớp K thì hệ số $a = 1$, vậy khi điện tử chuyển từ lớp L vào chỗ trống ở lớp K sẽ cho vạch phổ $K\alpha$ tương ứng với tần số:

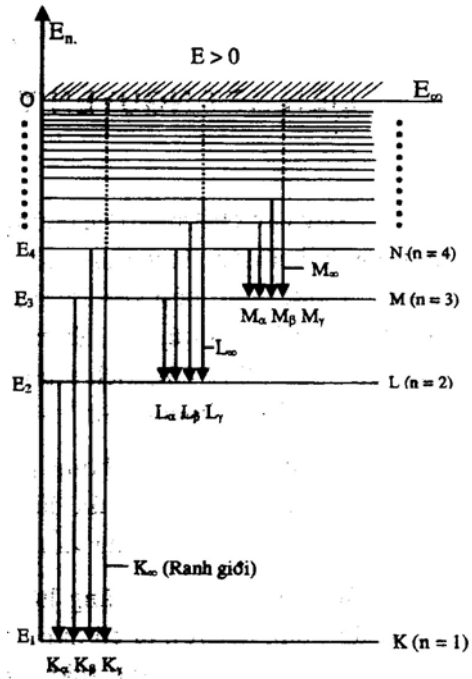
$$\nu_{\alpha} = \frac{E_L - E_K}{h} = R.C \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right) (Z-1)^2 = \frac{3}{4} R.C (Z-1)^2$$

Trong đó:

- R là hằng số Ritbe.
- c là vận tốc ánh sáng
- Z là nguyên tử số của nguyên tố hóa học chế tạo nên âm cực.

Biểu thức trên được gọi là định luật Moseley, công thức này đúng với các nguyên tử có nguyên tử số $Z > 30$ (tức là những nguyên tử từ trung bình đến các nguyên tử nặng).

Mỗi dãy phổ đều có vạch đầu và vạch cuối gọi là vạch ranh giới. Vạch đầu là $K\alpha$, $L\alpha$, $M\alpha$ vạch cuối là K_{∞} , L_{∞} , M_{∞} .



Chương IV

LIÊN KẾT NGUYÊN TỬ TRONG PHÂN TỬ

Trong các chương trước chúng ta chỉ xét nguyên tử thuần túy ở trạng thái cô lập. Trong thực tế các nguyên tử thường không tồn tại cô lập mà luôn liên kết với nhau tạo thành phân tử. Các phân tử liên kết với nhau tạo thành các chất. Nếu kích thước hạt nhân nguyên tử cỡ 10⁻¹³ cm, kích thước nguyên tử cỡ 10⁻⁸ cm thì kích thước phân tử vào khoảng 10⁻⁶ ÷ 10⁻⁷ cm.

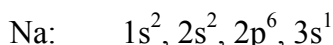
Phân tử là một hệ thống phức tạp, ở đây chỉ đề cập đến những tính chất liên kết của các nguyên tử thành phân tử, chứ không đề cập toàn bộ những vấn đề về cấu trúc phân tử.

Như chúng ta biết, năng lượng liên kết của các điện tử với hạt nhân trong nguyên tử cỡ hàng chục eV thì năng lượng liên kết của các nguyên tử để tạo thành phân tử nhỏ hơn 10eV. Chẳng hạn, năng lượng liên kết của phân tử Cl₂ là 2,5 eV, của phân tử H₂ là 4,8 eV. Các giá trị năng lượng liên kết các nguyên tử trong phân tử không lớn lắm, chúng cùng bậc với năng lượng các trạng thái ngoài cùng của nguyên tử. Điều này chứng tỏ quá trình tạo thành các phân tử cũng như các phản ứng hóa học chỉ liên hệ đến các electron ở lớp ngoài cùng của nguyên tử (là những electron hóa trị).

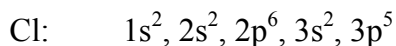
Chúng ta quan tâm đến hai loại liên kết đặc trưng của phân tử là liên kết iôn (hay liên kết dị cực) và liên kết đồng hóa trị (hay liên kết đồng cực). Việc phân loại liên kết này chỉ mang tính ước lệ, vì có nhiều phân tử không thể xếp vào loại nào cho thỏa đáng.

§1. LIÊN KẾT ION.

Phân tử muối ăn NaCl có thể xếp vào loại liên kết iôn tiêu biểu. Theo qui luật sắp xếp các lớp điện tử trong nguyên tử, nguyên tử Na (Z = 11) có cấu hình:



Nguyên tử Cl (Z = 17) có cấu hình:



Nếu đưa nguyên tử Na và Cl lại gần nhau chúng sẽ liên kết để tạo thành phân tử NaCl bằng cách điện tử ở lớp 3s¹ của Na chuyển sang lớp 3p⁵ của Cl và kết quả Na nhường 1 điện tử biến thành iôn Na⁺ và Cl thu thêm 1 điện tử để biến thành iôn Cl⁻. Hai iôn này nhờ lực hút tĩnh điện Culon tạo thành phân tử. Tuy nhiên năng lượng liên kết phân tử NaCl không bằng năng lượng tĩnh điện Culon giữa hai iôn dương và âm. Ở trên chúng ta mới xét một cách hình thức, thực ra quá trình liên kết này phức tạp hơn. Thật vậy, khi ấy thực vậy khi điện tử chuyển từ trạng thái 3s¹ sang 3p⁵ kèm theo những hiệu ứng năng lượng sau:

- Trước hết phải kể đến năng lượng iôn hóa Natri ở trạng thái 3s¹.
- Kế đến phải kể đến năng lượng ái lực hóa học của Clo dùng vào mục đích thu nhận thêm 1 điện tử từ Na chuyển sang để biến thành iôn âm Cl⁻.
- Cuối cùng là năng lượng liên kết Culon.

Như vậy để tạo thành phân tử NaCl cần đến 3 dạng năng lượng:

$$E = E_{\text{ion}} + E_{\text{a'i}} + E_{\text{Cul}}$$

Những phân tử có liên kết iôn điển hình là những phân tử chứa các nguyên tử kim loại kiềm và họ Halogen.

§2. LIÊN KẾT ĐỒNG HÓA TRỊ - PHÂN TỬ HYDRO H2

Xét phân tử đơn giản nhất là Hydrô (H2). Nếu dùng mẫu liên kết iôn thì không thể giải thích sự tồn tại của phân tử Hydrô.

Liên kết trong phân tử H2 cũng như nhiều phân tử khác gọi là liên kết đồng hóa trị - một hiệu ứng đặc biệt của lý thuyết lượng tử.

Năm 1927 Hailer và London đã vận dụng lý thuyết lượng tử giải quyết thành công lý thuyết về liên kết của các phân tử đồng hóa trị, tiêu biểu là phân tử Hydrô.

Đối với phân tử Hydrô, phương trình Srôdingơ có dạng sau:

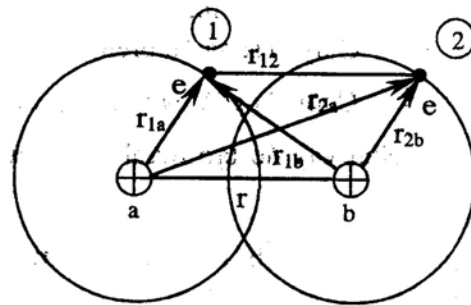
$$\sum_{i=1}^2 \left(\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x_i^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y_i^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z_i^2} \right) + \frac{2m}{\hbar^2} [E - U] \Psi = 0$$

trong đó thế tương tác:

$$U = \frac{e^2}{r_{12}} + \frac{e^2}{r} - e^2 \sum_{i=1}^2 \left(\frac{1}{r_{a_i}} + \frac{1}{r_{b_i}} \right)$$

Trong đó:

- r là khoảng cách giữa hai hạt nhân a và b.
- r_{12} là khoảng cách giữa hai điện tử (1) và (2).
- r_{1a} là khoảng cách từ hạt nhân a đến điện tử (1).
- r_{2a} là khoảng cách từ hạt nhân a đến điện tử (2).



Hình 4.1

- r_{1b} là khoảng cách từ hạt nhân b đến điện tử (1).
- r_{2b} là khoảng cách từ hạt nhân b đến điện tử (2).

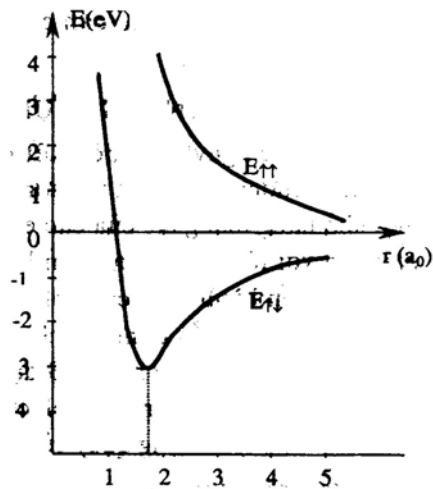
Kết quả của việc giải phương trình Srôdingơ nhận được biểu thức năng lượng liên kết của hệ 2 nguyên tử Hydrô để tạo thành phân tử H2 có dạng tổng quát:

$$E_{\pm p}(r) = \frac{C(r) \pm A(r)}{1 \pm S(r)}$$

Trong đó:

- $S(r)$ là thành phần đặc trưng cho sự che phủ lẫn nhau của mật độ xác suất tìm thấy electron trong phân tử.
- $C(r)$ là thành phần đặc trưng cho tương tác tĩnh điện Culon giữa hạt nhân với các electron trong phân tử H_2 .
- $A(r)$ là thành phần đặc trưng cho tương tác trao đổi vị trí của các electron trong phân tử H_2 .

Các kết quả tính toán cho thấy với những khoảng cách trung bình của r (vào cỡ cùng bậc với bán kính quỹ đạo N. Bohr $r_0 = 0,53 \text{ \AA}$) thì thành phần $C(r)$ và $A(r)$ đều có giá trị âm và $|A(r)| > |C(r)|$ do đó hai giá trị năng lượng tương tác của 2 nguyên tử trong phân tử Hydrô có dạng:



Hình 4.2.

Trường hợp $E(r) < 0$ ứng với trạng thái liên kết bền vững của phân tử H_2 . Trường hợp $E(r) > 0$ ứng với năng lượng đẩy nhau làm cho hệ phân tử Hydrô không bền vững.

Kết quả tính toán năng lượng tương tác phụ thuộc vào khoảng cách r , được biểu diễn trên hình 4.2. Trục tung E với đơn vị năng lượng tính bằng eV, trục hoành là khoảng cách r tính bằng đơn vị a_0 (bán kính quỹ đạo N. Bohr)

Năng lượng cực tiểu của đường cong tương tác hút ($E < 0$) ứng với khoảng cách $r = 1,6 a_0$ (tức là $r = 0,83 \text{ \AA}$). Hệ phân tử H_2 bền vững, các electron trong phân tử luôn luôn có spin định hướng ngược chiều nhau $E_{\downarrow\uparrow}$ và hệ phân tử H_2 không liên kết (tương ứng với đường cong năng lượng tương tác đẩy), các electron trong phân tử Hydrô luôn luôn cùng chiều $E_{\uparrow\uparrow}$.

Những kết quả tính toán của Hailer và London phù hợp với kết quả thực nghiệm.

§3. TRẠNG THÁI NĂNG LƯỢNG CỦA PHÂN TỬ.

Khi các nguyên tử liên kết để tạo thành phân tử, thì trạng thái năng lượng của phân tử tương đối phức tạp, vì phải tính đến mọi khả năng tương tác của các electron với các hạt nhân và giữa electron với nhau. Để đơn giản hóa việc tính toán, thông thường người ta tiến hành theo cách phân tích chuyển động của phân tử thành những chuyển động thành phần và nghiên cứu các chuyển động thành phần riêng rẽ. Có 3 dạng chuyển động phổ biến trong phân tử là: chuyển động của electron, chuyển động dao động của phân tử và chuyển động quay của phân tử.

Vấn đề nghiên cứu cấu tạo phân tử về lý thuyết, cũng như thực nghiệm, cho đến nay vẫn còn là vấn đề nan giải, sờ dĩ như vậy là vì phân tử là một hệ gồm nhiều nguyên tử liên kết với nhau bằng những lực mà bản chất của chúng, thực ra chưa được xác định một cách cụ thể. Chúng ta chỉ đề cập đến phân tử gồm 2 nguyên tử – là phân tử đơn giản nhất.

Lực liên kết giữa các nguyên tử để tạo thành phân tử là lực tương tác giữa các điện tử ở vành ngoài cùng của các nguyên tử. Các điện tử ở vành trong không tham gia vào liên kết phân tử.

Vì tính chất phức tạp của liên kết phân tử, một cách gần đúng có thể xem năng lượng toàn phần của hệ phân tử bao gồm năng lượng điện tử E_{dt} , năng lượng dao động của hạt nhân nguyên tử $E_{đđ}$ và năng lượng quay của phân tử E_q :

$$E = E_{\text{đt}} + E_{\text{đđ}} + E_q$$

Bức xạ do phân tử phát ra là do sự biến thiên năng lượng toàn phần ΔE . Bức xạ đó phát ra photon ($h\nu$) có tần số xác định:

$$\nu = \frac{\Delta E}{h} = \frac{\Delta E_{\text{đt}}}{h} + \frac{\Delta E_{\text{đđ}}}{h} + \frac{\Delta E_q}{h}$$

Thực nghiệm cho thấy độ biến thiên năng lượng điện tử ΔE_{dt} là lớn nhất còn độ biến thiên năng lượng quay ΔE_q là nhỏ nhất:

$$\Delta E_q \leq \Delta E_{\text{đđ}} \leq \Delta E_{\text{đt}}$$

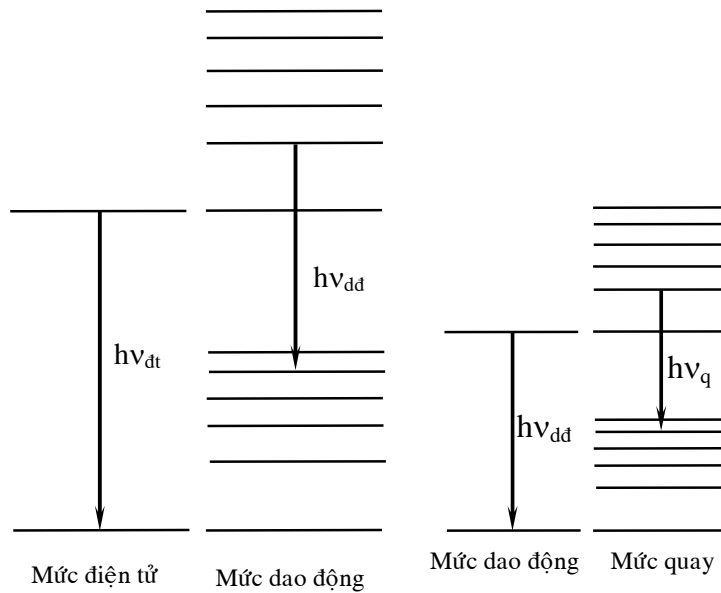
Phổ phân tử thường nằm ở vùng hồng ngoại, vùng nhìn thấy và vùng tử ngoại.

Để hình dung sự khác biệt giữa các trạng thái năng lượng ΔE_{dt} , $\Delta E_{đđ}$ và ΔE_q các mức năng lượng của điện tử trong phân tử được minh họa trên hình vẽ.

- Khoảng cách giữa các mức năng lượng điện tử chênh lệch nhau khoảng vài eV.
- Khoảng cách giữa các mức năng lượng dao động chênh lệch nhau trong khoảng $(10^{-2} \div 10^{-1})$ eV
- Khoảng cách giữa các mức năng lượng quay chênh lệch nhau trong khoảng $(10^{-5} \div 10^{-3})$ eV.

Năng lượng điện tử trong nguyên tử được xác định:

$$E_n = -\frac{Rhc}{n^2} \cdot Z^2 \quad \text{với } n = 1, 2, 3 \dots$$



Hình 4.3

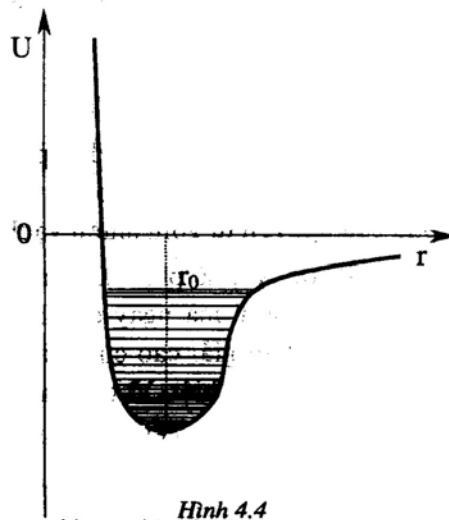
Năng lượng dao động của hệ phân tử quanh vị trí cân bằng được xác định:

$$E_{\text{đđ}} = h\nu_0 \left(N + \frac{1}{2} \right) \text{ với } N = 0, 1, 2, 3, \dots$$

Trong đó:

- ν_0 là tần số dao động riêng của hệ phân tử (ν_0 phụ thuộc vào khối lượng các hạt nhân và cấu hình điện tử của phân tử).
- $N = 0, 1, 2, 3, \dots$ gọi là lượng tử số dao động.

Để phân tử tồn tại bền vững thì hàm thế tương tác $U=U(r)$, phụ thuộc vào khoảng cách giữa các hạt nhân của các nguyên tử trong phân tử. Tại $r = r_0$, phân tử có năng lượng cực tiểu và phân tử ở trạng thái bền vững. Khi khoảng cách giữa các nguyên tử trong phân tử biến đổi $r < r_0$ hay $r > r_0$, sẽ làm xuất hiện những lực giả đàn hồi có xu hướng khôi phục lại trạng thái cân bằng bền của phân tử. Những lực này làm cho các nguyên tử dao động quanh vị trí cân bằng. Sơ đồ các mức năng lượng dao động được minh họa trên hình 4.3.



Hình 4.4

Phân tử còn có khả năng quay đối với phân tử gồm 2 nguyên tử thì hệ phân tử quay quanh khối tâm với năng lượng được xác định:

$$E_q = \frac{L^2}{2I} Q(Q + 1)$$

với L là momen động lượng và I là momen quán tính của hệ phân tử. Thay trị số của momen động lượng ta có:

$$E_q = \frac{\hbar^2}{2I} \ell(\ell + 1) \quad \text{với } \ell = 0, 1, 2, 3 \dots (n - 1)$$

Vì momen quán tính I của phân tử lớn, do vậy năng lượng E_q nhỏ hơn rất nhiều so với năng lượng dao động $E_{đđ}$ và năng lượng điện tử $E_{đt}$.

§4. QUANG PHỔ PHÂN TỬ.

Nghiên cứu quang phổ phân tử chúng ta thấy chúng có những đặc điểm rất khác so với quang phổ nguyên tử. Như đã biết phổ của nguyên tử gồm nhiều vạch riêng biệt hợp thành từng dãy.

Ngược lại phổ phân tử gồm rất nhiều vạch nằm sát nhau tạo thành từng đám, mà ngay cả khi dùng những máy quang phổ có năng suất phân giải cao cũng không thể tách các đám này thành những vạch riêng biệt. Vì thế phổ phân tử gọi là phổ đám.

Các đám quang phổ phân tử gồm các vạch phổ sắp xếp theo qui luật sau:

- Tập hợp các vạch riêng biệt tạo thành đám.
- Tập hợp một số đám tạo thành nhóm.
- Tập hợp một số nhóm tạo thành phổ phân tử



Hình 4.5. Phổ đám

Sự xuất hiện các vạch phổ đám liên quan đến các bước chuyển trạng thái của electron trong phân tử. Tập hợp các photon phát ra do nguyên tử chuyển từ trạng thái này sang trạng thái khác trong tập hợp các dạng năng lượng điện tử, năng lượng dao động và năng lượng quay, đã tạo nên hình ảnh phức tạp của phổ đám.

Chương V

NHỮNG ẢNH HƯỞNG BÊN NGOÀI LÊN NGUYÊN TỬ BỨC XẠ

Khi nghiên cứu phổ bức xạ của nguyên tử Hydro và lý thuyết N. Bohr chúng ta nhận thấy sự bức xạ của nguyên tử liên hệ mật thiết với cấu trúc nguyên tử.

Thời gian đầu, vấn đề bức xạ của nguyên tử chưa phải đã được giải quyết một cách thấu đáo; mà chỉ sau khi khám phá ra electron là thành phần cấu tạo nên nguyên tử thì vai trò của nó trong cơ chế bức xạ của nguyên tử mới được khẳng định.

Theo lý thuyết cổ điển, nhiều hiện tượng bức xạ của nguyên tử có thể giải thích dựa trên mô hình liên kết giữa electron và hạt nhân nguyên tử tạo thành hệ nguyên tử. Trong nhiều trường hợp hệ nguyên tử được xem tương đương như một lưỡng cực. Sự bức xạ của nguyên tử là bức xạ của hệ lưỡng cực khi dao động.

Song song với lý thuyết cổ điển, lý thuyết lượng tử đã mở rộng và bổ sung cho lý thuyết cổ điển. Chẳng hạn, khi giải thích nguồn gốc gián đoạn các vạch quang phổ thì lý thuyết cổ điển tỏ ra bất lực, nên phải dùng đến lý thuyết lượng tử. Mặc dù vậy lý thuyết lượng tử vẫn có hạn chế như: không thể giải thích và tính toán chính xác cường độ bức xạ, độ phân cực hoặc sự phân bố cường độ bức xạ trong không gian.

Trong khi đó, bằng cách đồng nhất sự bức xạ của nguyên tử với bức xạ của hệ lưỡng cực, lý thuyết cổ điển có thể tính toán chính xác các đại lượng trên. Từ đó, dùng nguyên lý tương đương, có thể dẫn đến những kết quả phù hợp với thực nghiệm.

Chính vì thế mà cần xác định ranh giới áp dụng cho cả lý thuyết cổ điển lẫn lý thuyết lượng tử.

§1. ĐỘ RỘNG CỦA MỨC NĂNG LƯỢNG VÀ VẠCH QUANG PHỔ.

Trong thực tế các vạch quang phổ nguyên tử bao giờ cũng có độ rộng nhất định, điều đó chứng tỏ năng lượng các trạng thái dùng không thể chỉ có một trị số chính xác đến mức tuyệt đối, mà được bao trong một khoảng xác định với một sai số nào đó và thường được gọi là độ bất định về năng lượng.

Như đã biết khi nguyên tử chuyển từ mức năng lượng cao hơn E_k sang mức năng lượng thấp hơn E_i sẽ bức xạ photon $h\nu$:

$$h\nu = E_k - E_i$$

Nếu gọi ΔE_k là độ rộng của mức năng lượng, thì năng lượng trạng thái k sẽ bằng: $E_k \pm \frac{\Delta E_k}{2}$ và năng lượng trạng thái i bằng: $E_i \pm \frac{\Delta E_i}{2}$.

Do mức năng lượng có độ rộng nên tần số bức xạ của nguyên tử được xác định:

$$v + \Delta v = \frac{\left(E_k \pm \frac{\Delta E_k}{2}\right) - \left(E_i \pm \frac{\Delta E_i}{2}\right)}{h}$$

Suy ra:

Giả sử:

$$\Delta E_k = \Delta E_i = \Delta E$$

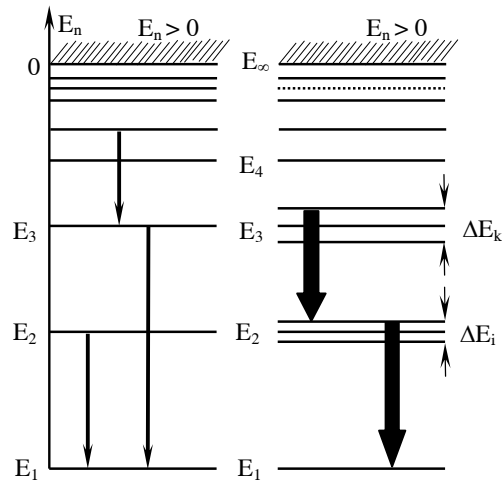
ta có: $\square \psi_0^2$

ΔE chính là độ rộng của mức năng lượng.

Khái niệm độ rộng mức năng lượng, hoàn toàn phù hợp với hệ thức bất định Haiseinbéc:

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq h$$

Có nghĩa là với trạng thái cơ bản $n = 1$, mức năng lượng E_1 tồn tại lâu bền với thời gian Δt tùy ý và có thể xem như $\Delta t \rightarrow \infty$, nên bề rộng mức năng lượng $\Delta E \neq 0$. Các mức năng lượng ứng với $n = 2, 3, 4, 5, \dots$ đều có bề rộng $\Delta E \neq 0$. Nếu thời gian tồn tại của mức năng lượng Δt (gọi là thời gian kích thích) càng nhỏ thì bề rộng mức năng lượng càng lớn. Ngoài ra độ rộng các vạch phổ phụ thuộc vào bề rộng hai mức năng lượng tương ứng với các bước chuyển của electron trong nguyên tử.



Hình 5.1. Độ rộng mức năng lượng và vạch phổ

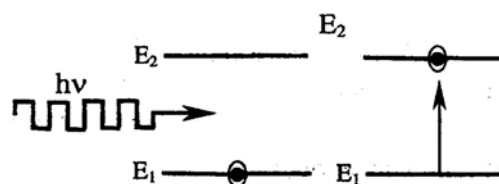
§2. BỨC XA TỰ PHÁT VÀ BỨC XA CƯỜNG BỨC (HAY BỨC XA CẢM ỨNG).

Khi nguyên tử nhận các tác động từ bên ngoài nó sẽ bị kích thích. Nếu không có tác động làm cho nguyên tử bị kích thích thì nó không thể tự động chuyển từ trạng thái năng lượng thấp lên trạng thái năng lượng cao hơn (Định luật bảo toàn năng lượng không cho phép). Do vậy nguyên tử chỉ có thể thực hiện các bước chuyển cưỡng bức từ trạng thái năng lượng thấp lên trạng thái năng lượng cao hơn.

Ngược lại khi nguyên tử ở trạng thái năng lượng kích thích lớn hơn sẽ có hai con đường chuyển sang trạng thái có năng lượng thấp hơn: đó là chuyển mức năng lượng bằng cách tự phát và bằng cách cưỡng bức.

1. Sự hấp thụ photon.

Nếu nguyên tử nhận photon $h\nu$ để chuyển từ trạng thái E_1 lên trạng thái E_2 thì photon biến mất làm cho nguyên tử bị kích thích:



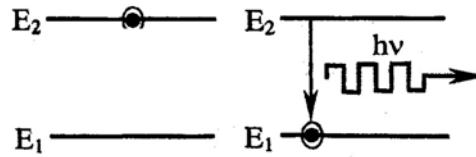
Hình 5.2. Sự hấp thụ

$$h\nu = E_2 - E_1.$$

Trong quá trình này nguyên tử đã hấp thụ photon $h\nu$ nên gọi là sự hấp thụ.

2. Bức xạ tự phát.

Nguyên tử khi đã hấp thụ năng lượng, bị kích thích, sau khoảng thời gian cỡ 10^{-8} s nó sẽ tự động chuyển sang trạng thái có năng lượng thấp hơn và phát ra 1 photon $h\nu$ một cách hoàn toàn tự phát.

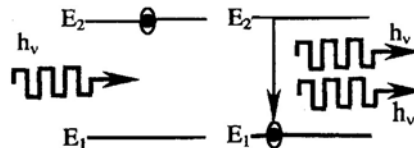


Hình 5.3 Bức xạ tự phát

Các bức xạ tự phát theo mọi hướng đều như nhau, theo qui luật tự nhiên. Mọi vật khi bị nung nóng sẽ bức xạ tự phát.

3. Bức xạ cảm ứng.

Ngoài cách bức xạ tự phát, nếu nguyên tử đang ở trạng thái kích thích chịu tác động của photon $h\nu$ từ bên ngoài, nguyên tử sẽ chuyển sang trạng thái có năng lượng thấp hơn nhưng bây giờ bức xạ 2 photon thay vì 1 photon như trường hợp bức xạ tự phát.



Hình 5.4. Bức xạ cảm ứng

Sự bức xạ của nguyên tử do tác động từ bên ngoài gọi là bức xạ cảm ứng. Đặc điểm của bức xạ cảm ứng là photon $h\nu$ của bức xạ cảm ứng luôn đồng nhất với bức xạ đã tác động vào nó, có nghĩa là bức xạ cảm ứng $h\nu$ có cùng năng lượng, cùng hướng, cùng pha và cùng độ phân cực. Nhờ đặc điểm này mà hiện tượng bức xạ cảm ứng diễn ra theo kiểu dây chuyền kế tiếp nhau sẽ có nhiều photon $h\nu$ phát ra liên tục – Đây là cơ sở để khuếch đại các bức xạ cảm ứng tạo ra chùm tia Laser.

Trong thực tế không có nguyên tử nào đứng cô lập một mình mà phải tồn tại trong cộng đồng nhiều nguyên tử. Như vậy ở trạng thái năng lượng E_2 cũng như E_1 bao giờ cũng có nhiều nguyên tử. Theo tính toán của Boltzmann cho thấy ở trạng thái cân bằng nhiệt động ứng với nhiệt độ T xác định thì số nguyên tử ở một trạng thái E_k bằng:

$$n_x = C \cdot e^{\frac{-E_k}{KT}}$$

Hình 5.5. Sự đảo lộn mật độ nguyên tử

Trong đó:

- c là hằng số
- KT là năng lượng chuyển động nhiệt trung bình của một nguyên tử ở nhiệt độ T . Như vậy nhiệt độ càng cao thì có nhiều nguyên tử chuyển lên trạng thái năng lượng cao hơn. Do đó tỷ số giữa các nguyên tử ở hai trạng thái năng lượng khác nhau bằng:

$$\frac{n_2}{n_1} = e^{-\frac{(E_2 - E_1)}{KT}}$$

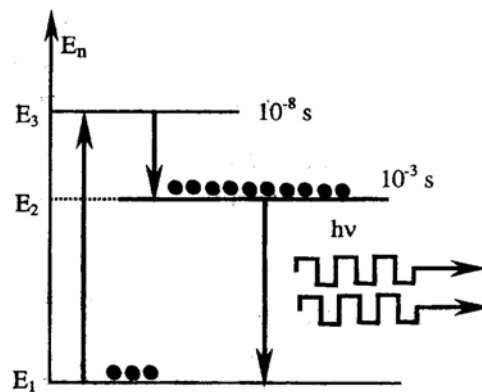
Vì $E_2 > E_1$ nên $\frac{n_2}{n_1} < 1$, tức là mức năng lượng cao sẽ có ít nguyên tử hơn ở mức năng lượng thấp. Điều này hoàn toàn hợp lý, nếu mật độ các nguyên tử ở các trạng thái chỉ được xác định bởi tác dụng của chuyển động nhiệt.

Nếu dùng photon $h\nu$ liên tục chiếu rọi vào hệ nguyên tử, các nguyên tử sẽ hấp thụ photon và chuyển lên trạng thái năng lượng cao hơn. Sau đó nguyên tử bức xạ photon theo hai con đường tự phát và cảm ứng. Nhưng quá trình bức xạ tự phát thường lấn át quá trình bức xạ cảm ứng. Mặt khác để có được bức xạ cảm ứng theo mong muốn thì phải tạo ra môi trường sao cho số nguyên tử ở trạng thái E_2 cao hơn số nguyên tử ở trạng thái E_1 . Trong điều kiện cân bằng nhiệt động, ứng với nhiệt độ T xác định, thì khó có thể thực hiện được việc trên. Quá trình tạo cho mức năng lượng E_2 có nhiều nguyên tử hơn so với mức năng lượng E_1 , gọi là sự đảo lộn mật độ nguyên tử.

Bằng thực nghiệm, vật lý học đã khám phá ra những môi trường vật chất đặc biệt có khả năng tạo ra sự đảo lộn mật độ nguyên tử – thành công này đã mở đường cho công nghệ chế tạo các máy phát lượng tử ra đời: chế tạo ra Laser.

§3. NGUYÊN TẮC HOẠT ĐỘNG CỦA MÁY PHÁT LASER.

Máy phát Laser đầu tiên được chế tạo vào năm 1960 dựa vào nguyên tắc bơm quang học sử dụng môi trường phát chùm tia Laser là Rubi (Hồng ngọc hay đá đỏ). Rubi là loại tinh thể Al_2O_3 có pha iôn Crôm (Cr^{+++}) với nồng độ 0,5%. Laser là cụm từ viết tắt của tiếng Anh: Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation, có nghĩa là khuếch đại ánh sáng bằng bức xạ cưỡng bức (cảm ứng), ý tưởng về Laser đã được Anhstam đề xuất từ năm 1913.

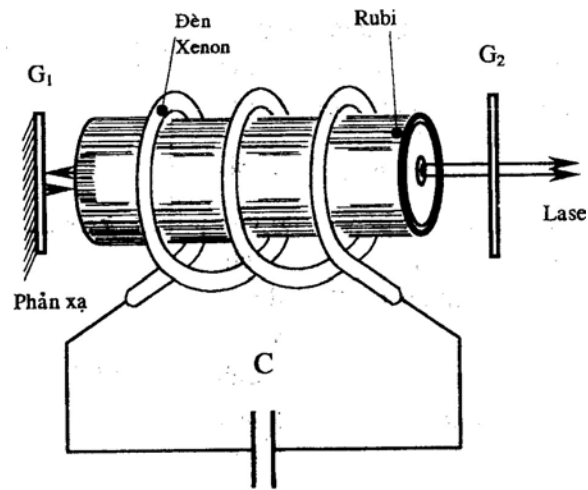


Hình 5.6: Sơ đồ 3 mức năng lượng của Rubi pha C_r^{+++}

Nguyên tắc hoạt động của Laser hồng ngọc như sau: dùng đèn Xenon công suất lớn, để kích thích các ion Crôm, chuyển chúng từ mức năng lượng E1 lên mức E3. Sau 10 - 8 s các ion Crôm chuyển về mức giả bền E2, thời gian tồn tại ở trạng thái này cỡ 10 - 3 s. Mức E2 trở thành nơi tích lũy các ion Crôm, làm cho mật độ ở mức này cao hơn mật độ các ion Crôm ở mức E1. Như vậy điều kiện đảo lộn mật độ đã được thực hiện. Các ion Crôm từ mức E2 chuyển về mức E1 sẽ phát ra tia Laser.

Người ta “bơm” Laser Rubi bằng đèn Xenon công suất lớn (có thể đến vài trăm kW). Đèn bơm Laser thường dùng có dạng hình xoắn, chữ u, v.v... và được đặt gần hoặc bao quanh thanh Rubi. Rubi dùng trong Laser được chế tạo thành hình trụ có đường kính từ 1cm đến vài cm hay vài chục cm. Thanh Rubi càng dài, công suất Laser càng lớn. Hai đầu thanh Rubi được mài nhẵn thật song song và vuông góc với trục của thanh.

Sơ đồ cấu tạo của Laser Rubi được minh họa trên hình 5.7. Thanh Rubi được đặt giữa hai gương phản xạ đặt song song với nhau. Muốn cho Laser hoạt động, trước tiên phải tích điện cho tụ điện đủ lớn, sau đó cho phóng điện qua đèn xoắn Xenon.



Hình 5.7. Sơ đồ máy phát Laser

Đèn Xenon phát ra những xung sáng màu xanh lục có công suất lớn kích thích Laser hoạt động. Laser Rubi phát ra tia sáng màu đỏ với bước sóng $\lambda = 6943 \text{ \AA}$. Ngày nay kỹ thuật đã chế tạo hàng chục loại Laser rắn khác nhau, ngoài ra còn có Laser khí, Laser bán dẫn, Laser các chất màu hữu cơ ...

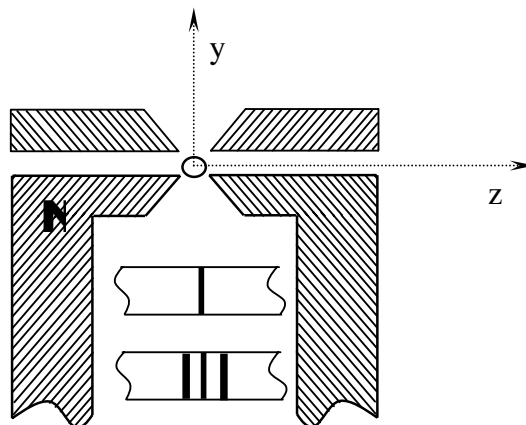
§4. HIỆU ỨNG DIMAN THƯỜNG.

Khi đặt nguyên tử trong từ trường, vạch quang phổ do nguyên tử bức xạ bị tách thành 3 vạch. Đó là hiệu ứng Diman. Hiệu ứng này đã được Faraday tiên đoán, sau đó Diman đã làm sáng tỏ bằng thực nghiệm. Để quan sát hiệu ứng Diman, người ta phải dùng một từ trường mạnh với cường độ $H = 105 \text{ A/m}$. Nguồn sáng được đặt giữa hai cực của nam châm điện từ tạo ra từ trường không đều, thông thường là hồ quang khí Hydrô đặt trong chân không để cho vạch quang phổ tương đối hẹp.

Khi quan sát theo phương vuông góc với phương của từ trường người ta quan sát đầy đủ 3 vạch thành phần bị tách ra. Nếu quan sát theo phương song song với phương của từ trường thì chỉ quan sát thấy 2 vạch.

Nguyên nhân làm tách các vạch quang phổ là do tương tác giữa mômen từ của các electron trong nguyên tử:

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



Hình 5.8. Sơ đồ thí nghiệm Di man

Với từ trường nam châm điện từ \vec{B} , kết quả electron nhận thêm năng lượng phụ:

$$\Delta E = -(\vec{\mu} \cdot \vec{B}) = -\mu B \cos \alpha$$

Đặt $\mu_z = \mu \cos \alpha$ là hình chiếu của μ lên phương của trục z:

$$\Delta E = -\mu_z B$$

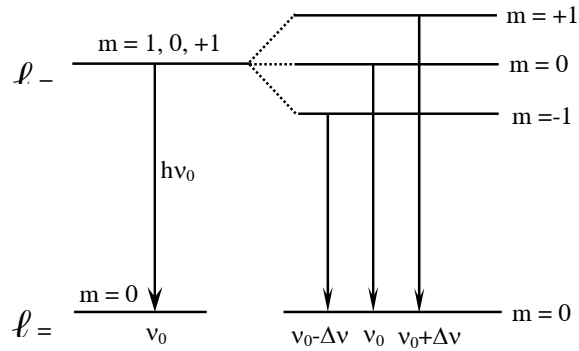
Mặt khác ta có:

$$\mu_z = -m \mu_0 \quad \text{với} \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm \ell$$

μ_0 là Magneton Bohr, từ đó cho thấy electron nhận thêm năng lượng phụ bằng:

$$\Delta E = m \mu_0 B$$

Do đó mức năng lượng $E_{n,l}$ bị tách thành $(2l+1)$ mức con, đối xứng với nhau kéo theo vạch quang phổ bị tách làm nhiều vạch.



Hình 5.9

Trên hình 5.9 minh họa quá trình tách mức năng lượng và tách vạch phổ đối với nguyên tử ở trạng thái $l = 1$ chuyển về trạng thái $l = 0$ (tức là chuyển từ trạng thái p sang trạng thái s). Khi từ trường $B = 0$ chỉ có một vạch phổ ứng với tần số ν_0 , khi từ trường $B \neq 0$ xuất hiện thêm hai vạch nằm đối xứng qua vạch có tần số ν_0 là $\nu_0 - \Delta\nu$ và $\nu_0 + \Delta\nu$. Như vậy thay vì có một vạch quang phổ, khi nguyên tử chưa đặt vào từ trường ngoài thì sẽ xuất hiện 3 vạch quang phổ, khi đưa nguyên tử vào từ trường B đủ mạnh.

Tần số các vạch quang phổ có thể xác định như sau: Nếu năng lượng ban đầu của electron trong nguyên tử khi chưa đặt vào từ trường là E thì khi đặt vào trong từ trường B sẽ là E' . Nếu ký hiệu năng lượng của electron trong nguyên tử ở trạng thái 1 là E_1 và trạng thái 2 là E_2 , thì sau khi đặt vào từ trường ngoài sẽ là E'_1 và E'_2 được xác định:

$$E'_1 = E_1 + m_1 \mu_0 B$$

$$E'_2 = E_2 + m_2 \mu_0 B$$

Tần số tương ứng với bước chuyển giữa trạng thái 1 và 2 bằng:

$$\nu = \frac{E'_2 - E'_1}{h} = \frac{E_2 - E_1}{h} + \frac{(m_2 - m_1)}{h} \mu_0 B = \nu_0 + \Delta m \frac{\mu_0 B}{h}$$

Theo lý thuyết lượng tử, điều kiện cho phép chuyển trạng thái chỉ khi nào $\Delta m = 0, \pm 1$, do vậy 3 giá trị tần số ν_0 và $\nu_0 \pm \frac{\mu_0 B}{h}$ sẽ tương ứng với 3 vạch phổ. Kết quả tính toán này hoàn toàn phù hợp với thực nghiệm.

§5. HIỆU ỨNG STARK.

Tương tự như hiệu ứng Diman thường được khám phá vào năm 1896, năm 1913 Stark lại khám phá thêm sự tách vạch quang phổ nguyên tử khi đặt vào trong điện trường – Hiện tượng này gọi là hiệu ứng Stark.

Những kết quả nghiên cứu đầu tiên của Stark cho thấy các vạch quang phổ nguyên tử Hydro thuộc dãy Banme:

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

Trong đó:

- $\bar{\nu} = \frac{1}{\lambda}$ là số sóng.
- $n = 3, 4, 5, 6, \dots$ là lượng tử số chính, đều bị tách thành nhiều vạch bố trí đối xứng về hai phía của vạch quang phổ ban đầu khi chưa đặt vào trong điện trường. Đặc điểm của hiệu ứng Stark là số thành phần các vạch phổ tăng lên khi lượng tử số chính n tăng.

Nguyên nhân làm xuất hiện hiệu ứng Stark là do trong nguyên tử ở các trạng thái $n > 0$ đều có momen lưỡng cực điện $p_e > 0$. Khi đặt vào trong điện trường ngoài với cường độ điện trường E thì lưỡng cực nguyên tử nhận thêm năng lượng phụ tỷ lệ với cường độ điện trường.

$$\Delta E = - (p_e \cdot E)$$

Dưới tác dụng của điện trường ngoài các nguyên tử bị phân cực. Trong điện trường không mạnh lắm, thì momen lưỡng cực cảm ứng của nguyên tử tỷ lệ với cường độ điện trường:

$$p_e = \epsilon_0 \cdot \alpha \cdot E$$

Trong đó:

- ϵ_0 là hằng số điện.
- α là độ phân cực của nguyên tử.

Kết quả giá trị năng lượng phụ bổ sung cho nguyên tử bằng:

$$\Delta E = \frac{\epsilon_0 \cdot \alpha \cdot E^2}{2}$$

Năng lượng này là nguyên nhân làm tách các vạch quang phổ thành nhiều thành phần.

PHẦN II

VẬT LÝ HẠT NHÂN

Chương VI

ĐẠI CƯƠNG VỀ HẠT NHÂN

§1. CÁC ĐẶC TRƯNG CƠ BẢN CỦA HẠT NHÂN.

Thí nghiệm tán xạ của hạt α trên nguyên tử của Rôđepho đã khẳng định sự tồn tại của hạt nhân. Trong cấu trúc nguyên tử, hạt nhân được coi như một chất điểm vì có kích thước rất nhỏ so với kích thước nguyên tử, nhưng lại chứa toàn bộ điện tích dương và chiếm gần như toàn bộ khối lượng của nguyên tử. Sự khác biệt rõ rệt giữa kích thước của nguyên tử 10^{-10} m và kích thước 10^{-14} m của hạt nhân. Cấu trúc của hạt nhân khác với cấu trúc nguyên tử về nhiều yếu tố khá đặc biệt. Nguồn gốc tương tác tạo thành liên kết trong nguyên tử là lực tĩnh điện, còn lực tương tác giữa các thành phần của hạt nhân, cho đến nay vẫn chưa được biết rõ hoàn toàn. Khi nguyên tử bị kích thích, khi nhận một năng lượng không quá 100 eV, phát ra quang phổ hoặc tia X, thì đối với hạt nhân, năng lượng kích thích này cỡ vài MeV. Một nguyên tử khi mất năng lượng kích thích thì chỉ bức xạ photon, nhưng hạt nhân bị kích thích có thể phát xạ photon và cả các hạt khác nữa. Tuy vậy, cả nguyên tử và hạt nhân vẫn phải tuân theo các định luật chung nhất: đó là các quy tắc của thuyết lượng tử, các định luật bảo toàn khối lượng, điện tích, xung lượng, mômen xung lượng v.v... Sau đây ta sẽ xét một số đặc trưng cơ bản của hạt nhân.

1. Cấu tạo hạt nhân.

Theo giả thiết của Ivanenkô – Haidenbec đưa ra năm 1932 thì hạt nhân nguyên tử cấu tạo bởi hai loại hạt sau:

Prôtôn (ký hiệu p) là hạt mang điện dương, về trị số tuyệt đối bằng điện tích nguyên tố e của electron: $1,6 \cdot 10^{-19}$ C, có khối lượng nghỉ $m_p = 1,67252 \cdot 10^{-27}$ kg

Notrôn (ký hiệu n) là hạt không mang điện có khối lượng nghỉ: $m_n = 1,67482 \cdot 10^{-27}$ kg

Hai loại hạt prôtôn và notrôn có tên chung là nuclôn. Thực nghiệm đã xác nhận giả thuyết của Ivanenkô – Haidenbec là đúng.

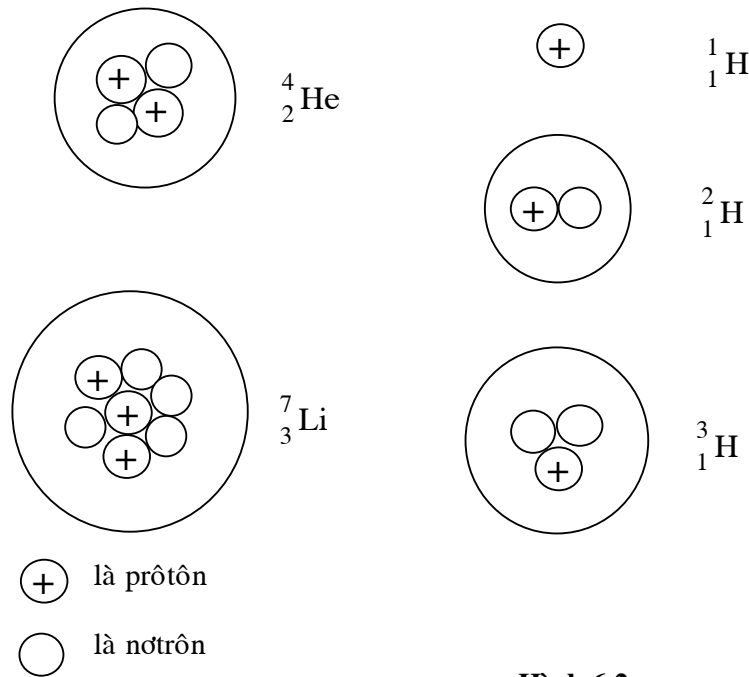
- ◆ Số prôtôn trong hạt nhân bằng số thứ tự Z của nguyên tử trong bảng tuần hoàn Mendêlêép. Điện tích của hạt nhân là +Ze. Tổng số các nuclôn trong hạt nhân gọi là số khối lượng (ký hiệu là A). Số notrôn trong hạt nhân là $N = A - Z$. Người ta thường ký hiệu hạt nhân của nguyên tử là ${}_Z^A X$ (với X là tên nguyên tố tương ứng)

Ví dụ:

- Hạt nhân Hyđrô được ký hiệu là ${}_1^1 H$ có $Z = 1, A = 1$

- Hạt nhân Hêli được ký hiệu là ${}_2^4 He$ có $Z = 2, A = 4$

- Hạt nhân Liti được ký hiệu là ${}_3^7 Li$ có $Z = 3, A = 7$



Hình 6.1

Hình 6.2

Hạt nhân Hyđrô, Đơteri và Triti

- ◆ Trong nguyên tử, hầu như toàn bộ khối lượng đều tập trung ở hạt nhân, vì khối lượng của electron là rất nhỏ và tổng khối lượng các electron trong nguyên tử nặng nhất cũng nhỏ hơn phần trăm khối lượng của nguyên tử. Vì vậy ta có thể coi:

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

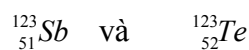
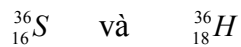
- ◆ Những hạt nhân có cùng số Z nhưng số N khác nhau (nghĩa là cùng điện tích nhưng khác khối lượng) được gọi là những hạt nhân đồng vị (hình 6.2)

Ví dụ: Hạt nhân Hyđrô có ba đồng vị:



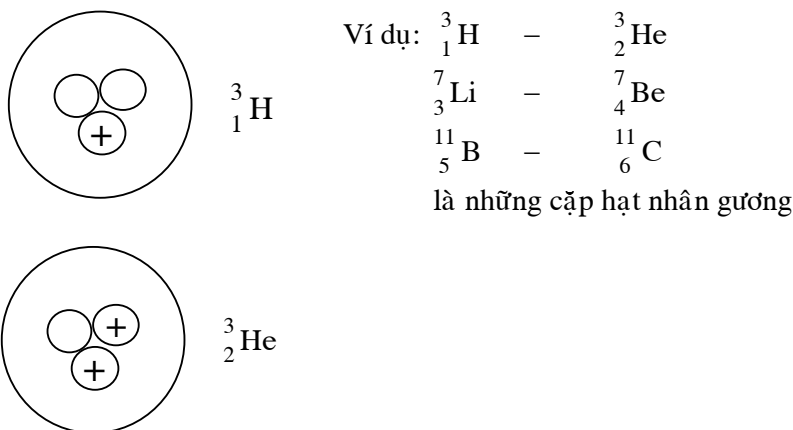
- ◆ Những hạt nhân có cùng số A , nhưng số Z khác nhau thì gọi là những hạt nhân đồng khối lượng.

Ví dụ:



là các cặp hạt nhân đồng khối lượng

Trong số những hạt nhân đồng khối lượng ta còn gặp những cặp hạt nhân mà số prôtôn của hạt nhân này bằng số notrôn của hạt nhân kia. Ta gọi chúng là những cặp hạt nhân gương (hình 6.3)



Hình 6.3
Hạt nhân gương

2. Kích thước hạt nhân.

Người ta có thể coi hạt nhân như một quả cầu bán kính R và xác định bán kính đó bằng nhiều phương pháp thực nghiệm khác nhau. Sau đây ta xét sơ lược một vài phương pháp:

2.1. Khảo sát tán xạ notrôn:

Người ta bắn phá hạt nhân bằng đạn notrôn năng lượng từ 20 (50 MeV. Vì notrôn không mang điện nên dễ xuyên thấu vào hạt nhân và vì notrôn mang năng lượng lớn nên nó tương tác mạnh với hạt nhân. Thực nghiệm cho biết xảy ra phản ứng tỷ lệ tiết diện hình học của hạt nhân (R². Do đó nếu biết được bán kính R của hạt nhân:

$$\begin{aligned} \text{Ví dụ: } R &\approx 10^{-14} \text{ m đối với các hạt nhân nặng như: Pb, U} \\ R &\approx 6.10^{-15} \text{ m đối với các hạt nhân trung bình như: Fe} \end{aligned}$$

2.2. Khảo sát phản ứng hạt nhân với các hạt tích điện:

Khi bắn phá hạt nhân bằng hạt tích điện, thì giữa hạt nhân và hạt tích điện xuất hiện lực đẩy Culông. Do đó có thể coi như một hàng rào thế năng tương tác làm cho hạt tích điện khó xuyên vào hạt nhân. Nhưng do hiệu ứng đường ngầm, nên hạt tích điện tuy có năng lượng nhỏ hơn hàng rào thế năng, vẫn có thể xuyên qua hàng rào thế năng và gây ra phản ứng hạt nhân được. Thực nghiệm cho biết xác suất gây ra phản ứng đó tỷ lệ với độ xuyên qua hàng rào thế năng.

Từ đó người ta tìm được kích thước hạt nhân:

$$R \approx 1,4.10^{-15} . A^{1/3} \text{ m}$$

2.3. So sánh năng lượng liên kết các hạt nhân gương.

So sánh năng lượng liên kết (sẽ giải thích ở phần dưới) của các hạt nhân gương ta thấy hạt nhân có nhiều prôtôn sẽ có năng lượng liên kết lớn hơn hạt nhân nhiều notrôn.

Ví dụ: Năng lượng liên kết của ${}^3_1\text{H}$ bằng - 8,485 MeV, còn năng lượng liên kết của ${}^3_2\text{He}$ bằng -7,723 MeV. Nguyên nhân là vì mỗi khi thay một notrôn bằng một

prôtôn thì lực đẩy Culông tăng lên và gây ra một năng lượng phụ bằng $\frac{6 Ze^2}{5 R 4\pi\epsilon_0}$. Biết hiệu năng lượng liên kết các hạt nhân gương, ta sẽ tính được bán

$$\text{kính hạt nhân: } R = 1,3 \cdot 10^{-15} A^{1/3} \text{ m}$$

Kết quả là bằng những phương pháp đo khác nhau, người ta thấy bán kính hạt nhân phù hợp theo công thức thực nghiệm:

$$R = r_0 A^{1/3}$$

$$\text{với } r_0 \approx (1,2 \div 1,5) 10^{-15} \text{ m} \quad (6.1)$$

Người ta gọi r_0 là bán kính điện vì nó xác định kích thước của miền chiếm bởi các hạt tích điện trong hạt nhân.

Từ (6.1) ta đi đến một kết luận quan trọng là: Thể tích hạt nhân tỷ lệ với số hạt trong hạt nhân. Nói cách khác mật độ khối lượng hạt nhân là không đổi đối với mọi hạt nhân. Nếu ký hiệu mật độ khối lượng hạt nhân là ρ , ta có:

$$\begin{aligned} \rho &= \frac{M_{\text{hạt nhân}}}{\frac{4}{3}\pi R^3} = \frac{m_p \cdot A}{\frac{4}{3}\pi (1,5)^3 \cdot A \cdot 10^{-45}} = \frac{1,67252 \cdot 10^{-27}}{\frac{4}{3}\pi (1,5)^3 \cdot 10^{-45}} \\ &\approx 10^{14} \text{ tấn/m}^3 \end{aligned}$$

Ta thấy mật độ khối lượng hạt nhân cực kỳ lớn. Thực nghiệm đã chứng minh rằng khối lượng hạt nhân không phân bố đều mà tập trung ở giữa tạo thành lõi, còn ở lớp ngoài mật độ khối lượng giảm nhanh nhưng không đột ngột.

3. Spin hạt nhân.

Một đặc trưng quan trọng khác của nuclôn là nó có mômen động lượng riêng (mômen spin) hay thường gọi là spin. Cũng giống như electron, prôtôn và notrôn có spin $\frac{1}{2}$. Ta có thể giải thích spin của nuclôn hay của hạt nhân như là một thuộc tính lượng tử gắn liền với bản chất vi mô của các hạt này. Ngoài ra nuclôn còn có mômen orbital do chuyển động của nuclôn bên trong hạt nhân, vì vậy mỗi nuclôn chuyển động bên trong hạt nhân sẽ có mômen động lượng toàn phần:

$$\vec{J}_i = \vec{\ell}_i + \vec{s}_i$$

trong đó $\vec{\ell}_i$, \vec{s}_i là mômen orbital và mômen spin của nuclôn thứ i .

Do đó mômen động lượng toàn phần của hạt nhân sẽ là:

$$\vec{J} = \sum \vec{J}_i$$

→
 Người ta gọi \vec{J} là mômen spin của hạt nhân, nó đặc trưng cho chuyển động nội tại của hạt nhân. Theo cơ học lượng tử, giá trị tuyệt đối của mômen spin hạt nhân là:

$$|\vec{J}| = \sqrt{J(J+1)} \hbar$$

Với J là lượng tử số spin của hạt nhân gọi tắt là spin hạt nhân, nó có giá trị nguyên $0, 1, 2, 3, \dots$ nếu A chẵn và có giá trị bán nguyên $\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \dots$ nếu A lẻ (xem bảng 6.1)

4. Mômen từ hạt nhân.

Khái niệm mômen từ của hạt nhân do Paoli nêu ra để giải thích cấu trúc siêu tinh tế của các vạch quang phổ. Paoli giả thiết rằng sự tách các vạch quang phổ là do tương tác của các electron với từ trường của hạt nhân. Vì hạt nhân có mômen từ tác dụng với từ trường gây bởi chuyển động của electron trong lớp vỏ nguyên tử, nên electron có thêm năng lượng phụ do tương tác từ. Trị số năng lượng phụ này tùy thuộc vào trị số của mômen từ hạt nhân và sự định hướng của nó so với phương của từ trường của electron. Phép tính chứng tỏ mômen từ của hạt nhân chỉ có thể định hướng theo một số phương nhất định so với từ trường của electron hóa trị. Vì vậy năng lượng tương tác có một dãy giá trị gián đoạn. Số mức này tùy thuộc vào trị số spin của hạt nhân, còn khoảng cách giữa các mức thì tùy thuộc trị số mômen từ hạt nhân.

Mômen từ hạt nhân thực chất là do mômen từ của các nuclôn tạo thành.

Vì có mômen cơ spin, nên các prôtôn và notrôn đều có mômen từ spin. Riêng prôtôn vì mang điện nên còn có mômen từ orbital. Vì vậy mômen từ hạt nhân sẽ bằng tổng mômen từ spin của mọi nuclôn và tổng mômen từ orbital của mọi prôtôn.

Do đó hạt nhân gồm A nuclôn và Z prôtôn sẽ có mômen từ bằng:

$$\vec{\mu} = \sum_{i=1}^Z \vec{\mu}_{li}(p) + \sum_{i=1}^Z \vec{\mu}_{si}(p) + \sum_{i=1}^{A-Z} \vec{\mu}_{si}(n)$$

→
 Trong đó: $\vec{\mu}_{li}(p)$ là mômen từ orbital của prôtôn thứ i

→
 $\vec{\mu}_{si}(p)$ là mômen từ spin của prôtôn thứ i

→
 $\vec{\mu}_{si}(n)$ là mômen từ spin của notrôn thứ i

Đơn vị đo mômen từ hạt nhân có tên là manhêton hạt nhân có trị số bằng:

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

Bằng thực nghiệm, người ta đã tìm thấy giá trị của mômen từ của prôtôn là $+ 2,79276 \mu_I$. Dấu + chứng tỏ rằng mômen từ prôtôn hướng cũng nhiều với spin của nó. Một điều đặc biệt là mặc dù notrôn không mang điện song notrôn vẫn có mômen từ và được tìm thấy với giá trị là: $-1,91315 \mu_I$. Dấu - có nghĩa mômen từ của notrôn hướng ngược với spin của nó.

Vì mômen từ của prôtôn không đúng bằng μ_I và mômen từ của notrôn không bằng 0, nên chắc chắn cả prôtôn và notrôn đều có cấu trúc nội tại phức tạp.

Bảng (6.1) cho ta giá trị spin và mômen từ của một số hạt nhân.

Hạt nhân	Spin	Mômen từ đo bằng đơn vị manhetôn hạt nhân
${}^2_1\text{H}$	1	+ 0,86
${}^3_2\text{He}$	$\frac{1}{2}$	- 2,13
${}^{27}_{13}\text{Al}$	$\frac{5}{2}$	+ 3,65
${}^{29}_{14}\text{Si}$	$\frac{1}{2}$	- 0,55
${}^{40}_{19}\text{K}$	4	- 1,30
${}^{91}_{40}\text{Zr}$	$\frac{5}{2}$	- 1,29

§2. LỰC HẠT NHÂN.

Trong hạt nhân có các hạt mang điện dương (p) và cả các hạt không mang điện (n), vậy mà hạt nhân lại có cấu trúc khá bền vững. Điều đó chứng tỏ các nuclôn trong hạt nhân phải hút nhau bằng những lực rất mạnh. Lực đó chỉ xuất hiện trong phạm vi của hạt nhân và được gọi là lực hạt nhân. Nhờ những sự kiện thực nghiệm ta tìm ra một số đặc tính của lực hạt nhân:

1. Lực hạt nhân có bán kính tác dụng vô cùng nhỏ.

Thí nghiệm tán xạ hạt α trên nguyên tử của Rodepho đã cho thấy góc tán xạ của các hạt α không tuân theo đúng định luật tương tác Culông nữa khi vượt quá giá trị cực đại của giá trị này; khi đó khoảng ngắt P là cực tiểu. Đó là phạm vi tác dụng của lực hạt nhân vào cỡ 10^{-15} m . Trong phạm vi này lực hạt nhân rất mạnh. Ngoài phạm vi đó, lực hạt nhân giảm xuống đến giá trị không. Người ta chọn một đơn vị chiều dài để đo kích thước hạt nhân, đồng thời là bán kính tác dụng của lực hạt nhân:

$$1 \text{ fécmi} = 10^{-15} \text{ m} .$$

2. Lực hạt nhân không phụ thuộc vào điện tích.

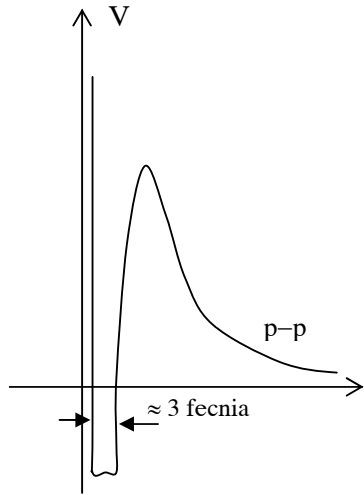
Thực nghiệm cho thấy trong hạt nhân, lực tương tác giữa hai prôtôn (p – p), giữa hai notrôn (n – n) hay giữa một prôtôn và một notrôn (p – n) là hoàn toàn giống nhau, nếu các nuclôn ở trong cùng những trạng thái như nhau.

Đầu tiên ta hãy xét giữa hai prôtôn. Phương pháp trực tiếp để khảo sát lực này là dựa vào thí nghiệm tán xạ prôtôn – prôtôn. Trong thí nghiệm, người ta cho chùm prôtôn phát ra từ máy gia tốc, va chạm vào một bia chứa nhiều hydrô tức là chứa prôtôn. Từ phân bố góc của các hạt nhân tán xạ, có thể rút ra kết luận về tính chất lực tác dụng giữa hai prôtôn, lực này có thể biểu diễn gần đúng bằng đường cong thế năng trên hình (6.4)

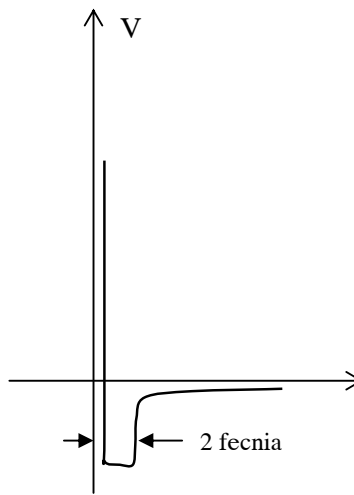
Từ đồ thị này ta thấy ở khoảng cách xa, các prôtôn đẩy nhau với lực Culông tỷ lệ nghịch với bình phương khoảng cách. Tới khoảng cách xấp xỉ 3.10^{-15} m có sự chuyển đột ngột của đường cong thế năng từ dương thành âm, chứng tỏ bắt đầu xuất hiện lực hạt nhân giữa một cặp prôtôn: đó là lực hút rất mạnh ở khoảng cách gần vào bậc fécmi.

Lực tương tác giữa một notrôn và một prôtôn có thể được nghiên cứu bằng thí nghiệm tương tự: Cho chùm notrôn tán xạ trên một bia chứa prôtôn. Tương tác này được biểu diễn bằng đường cong thế năng trên hình (6.5).

Từ đồ thị ta thấy ở khoảng cách xa, không có lực giữa hai hạt, nhưng tới khoảng cách xấp xỉ 2 fécmi, thì xuất hiện lực hút mạnh. So sánh hai đường cong thế năng nói trên, có thể thấy hai lực hút thuộc cùng một bản chất. Điều đó chứng tỏ rằng tương tác hạt nhân không liên quan đến điện tích.



Hình 6.4



Hình 6.5

Đối với tương tác giữa một cặp nơtron, ta không thể tiến hành thí nghiệm tán xạ trực tiếp như hai trường hợp trên vì không thể tạo được bia chứa nơtron tự do. Tuy nhiên bằng những phương pháp thực nghiệm gián tiếp khác, cũng thu được những kết quả tương tự như các trường hợp trên.

3. Lực hạt nhân không đơn thuần chỉ là lực hút.

Khi hai hạt quá gần nhau thì xuất hiện tương tác đẩy. Điều này cũng thể hiện trên đồ thị thế năng (Hình 6.4 và hình 6.5) với khoảng cách rất bé so với 10^{-15} m, thế năng đột ngột chuyển từ âm thành dương.

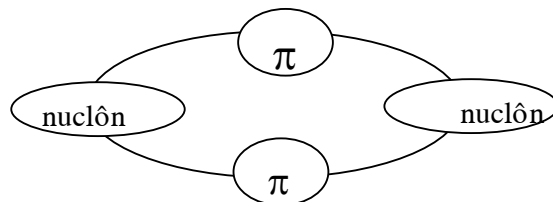
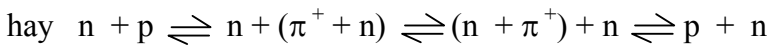
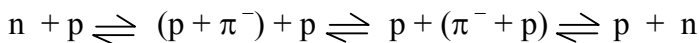
4. Lực hạt nhân có tính chất bảo hòa.

Mỗi nuclôn chỉ tương tác với một số nuclôn ở lân cận quanh nó, chứ không tương tác với mọi nuclôn của hạt nhân.

5. Lực hạt nhân là lực trao đổi.

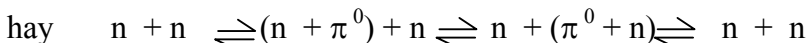
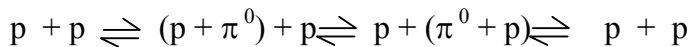
Theo Iucaoa, tương tác giữa hai nuclôn được thực hiện bằng cách trao đổi một loại hạt gọi là mêđôn (π). Hạt mêđôn π có khối lượng vào cỡ $200 \div 300$ lần khối lượng của electron. Có ba loại mêđôn π : π^+ , π^0 , π^- .

Tương tác n - p có thể thực hiện theo một trong các quá trình sau:



Hình 6.6. Tương tác nuclôn bằng trao đổi mêđôn π

Tương tác giữa hai hạt đồng nhất p - p và n - n có thể xảy ra theo các quá trình:



Trong các quá trình đó ta đều thấy một nuclôn biến đổi và tạo thành mêđôn (. Mêđôn này sẽ bị nuclôn thứ hai hấp thụ.

6. Lực hạt nhân phụ thuộc Spin của các nuclôn.

Thí nghiệm về tán xạ notrôn nhiệt ($10^{-1} \div 10^{-3}$) eV trên othôhidrô (phân tử hydrô trong đó hai prôtôn có mômen spin song song) và parahidrô (phân tử hydrô trong đó hai prôtôn có mômen spin đối song) cho biết xác suất xảy ra tán xạ notrôn trên các hạt nhân othôhidrô lớn hơn xác suất xảy ra tán xạ notrôn trên các hạt nhân parahidrô khoảng 30 lần. Kết quả đó chứng tỏ lực hạt nhân phụ thuộc nhiều vào sự định hướng tương hỗ của mômen spin các hạt tương tác.

Từ những đặc tính trên, cho phép ta đi đến kết luận: Tương tác hạt nhân là một loại tương tác rất mạnh, về bản chất khác hẳn với các tương tác hấp dẫn, tương tác điện từ. Đối với tương tác hạt nhân, một prôtôn và một notrôn có thể xem là tương đương với nhau. Trong lý thuyết lượng tử còn có thể quan niệm prôtôn và notrôn như là hai trạng thái điện tích khác nhau của cùng một hạt. Cho tới nay, vấn đề bản chất lực hạt nhân vẫn chưa được biết một cách đầy đủ và còn được tiếp tục nghiên cứu.

§3. NĂNG LƯỢNG LIÊN KẾT HẠT NHÂN.

Để đo khối lượng các hạt trong vật lý hạt nhân, người ta dùng đơn vị khối lượng nguyên tử (đvklnt). Theo định nghĩa, một đơn vị khối lượng nguyên tử bằng $\frac{1}{12}$ khối lượng nguyên tử đồng vị $^{12}_6C$. Với giá trị thực nghiệm đo được là:

$$1 \text{ đvklnt} = 1,6598 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$$

Có nghĩa là đồng vị $^{12}_6C$ được dùng làm đồng vị chuẩn và do đó duy nhất chỉ có đồng vị này có khối lượng đúng bằng một số nguyên thực sự:

$$A = 12 \text{ đvklnt}$$

Theo hệ ước Anhstanh giữa khối lượng và năng lượng: $W = m \cdot c^2$ thì 1 đvklnt tương đương với 931,48 MeV. Như vậy, một hạt nhân có khối lượng m (đvklnt) sẽ có năng lượng tương ứng là $m_{\text{đvklnt}} \cdot 931,48 \text{ MeV}$.

Các phép đo chính xác, chứng tỏ rằng khối lượng M của hạt nhân bao giờ cũng nhỏ hơn tổng khối lượng các nuclôn tạo thành hạt nhân đó một lượng ΔM bằng:

$$\Delta M = Zm_p + (A - Z)m_n - M$$

ΔM được gọi là độ hụt khối của hạt nhân, trong đó M là khối lượng hạt nhân A_ZX , còn m_p và m_n là khối lượng của prôtôn và notrôn. Độ hụt khối ΔM tương ứng với một năng lượng:

$$\Delta E = \Delta M \cdot C^2$$

Trong một hạt nhân bền, các prôtôn và notrôn dĩ nhiên có liên kết chặt chẽ với nhau. Do đó khi muốn phá vỡ hạt nhân để tách thành các nuclôn riêng rẽ, ta cần phải tốn một năng lượng cung cấp từ bên ngoài cho hạt nhân, năng lượng này có giá trị ít nhất phải đúng bằng và ngược dấu với năng lượng liên kết giữa các nuclôn, mà ta gọi là năng lượng liên kết hạt nhân.

Như vậy năng lượng liên kết hạt nhân là năng lượng có trị số bằng công cần thiết để tách hạt nhân thành các nuclôn riêng biệt. Năng lượng liên kết được ký hiệu là ΔW và được tính theo công thức:

$$\Delta W = -\Delta E = -\Delta M.c^2$$

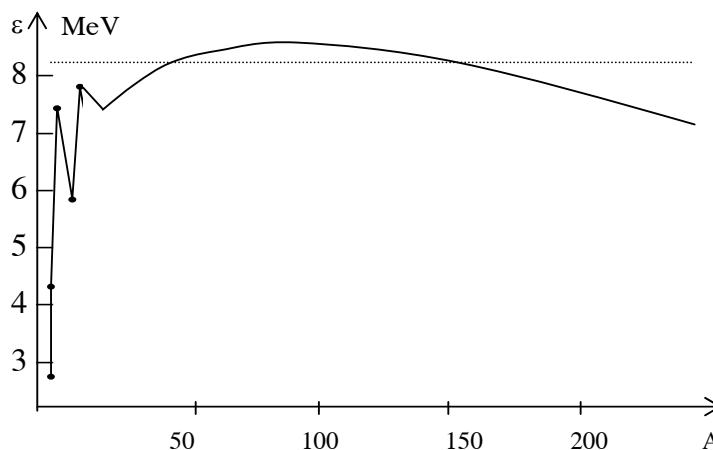
$$\text{hay } \Delta W = -931,48 \Delta M \text{ (đvklnt)}$$

Dựa vào giá trị năng lượng liên kết hạt nhân, ta có thể đánh giá được mức độ bền vững của một hạt nhân, giá trị tuyệt đối của năng lượng liên kết càng lớn thì hạt nhân càng bền. Tuy nhiên, giá trị năng lượng liên kết phụ thuộc vào tổng số nuclôn có trong hạt nhân thể hiện qua độ hụt khối ΔM , do đó để so sánh độ bền vững giữa các hạt nhân, ta cần so sánh giá trị năng lượng liên kết trung bình cho một nuclôn mà ta gọi là năng lượng liên kết riêng. Như vậy năng lượng liên kết riêng của hạt nhân, ta ký hiệu là ε , về giá trị tuyệt đối bằng tỷ số giữa giá trị tuyệt đối của năng lượng liên kết và tổng số nuclôn của hạt nhân:

$$\varepsilon = \frac{\Delta W}{A}$$

Năng lượng liên kết riêng có giá trị tuyệt đối càng lớn thì hạt nhân càng bền vững.

Hình 6.7 cho ta đồ thị biểu diễn giá trị tuyệt đối của năng lượng liên kết riêng theo số khối A của hạt nhân.



Hình 6.7

Từ đường cong cho ta thấy:

- ◆ Đối với các hạt nhân nhẹ nhất, năng lượng liên kết riêng tăng nhanh từ 1,1 MeV (2_1H) đến 2,8 MeV (3_1H) và đạt giá trị 7 MeV (4_2He)
- ◆ Đối với các hạt nhân nặng có A từ 140 ÷ 240 thì năng lượng liên kết riêng giảm dần, nhưng rất chậm từ 8 MeV đến 7 MeV
- ◆ Đối với hạt nhân trung bình với A từ 40 ÷ 140 thì năng lượng liên kết riêng có giá trị lớn nhất nằm trong khoảng (8 ÷ 8,6) MeV. Điều đó giải thích tại sao các hạt nhân trung bình lại bền vững nhất.

Vì hầu hết mọi hạt nhân đều có năng lượng liên kết riêng trong khoảng (7 ÷ 8,6) MeV nên có thể coi giá trị trong khoảng đó là không đổi và gọi là giá trị bão hòa. Giá trị bão hòa của năng lượng liên kết riêng được giải thích là do tác dụng ngắn và tính bão hòa của lực hạt nhân (mỗi nuclôn chỉ tương tác với một số giới hạn các nuclôn lân cận). Còn sự giảm chậm của năng lượng liên kết riêng trong các hạt nhân nặng là do năng lượng tương tác đẩy Coulomb tăng lên khi tăng số proton.

Chương VII

CÁC MẪU CẤU TRÚC HẠT NHÂN

Vì chưa biết được chính xác bản chất của lực hạt nhân và mặt khác hạt nhân là một hệ thống nhiều hạt (nhiều nuclôn) tương tác với nhau rất phức tạp, nên khi nghiên cứu hạt nhân, người ta phải dựa trên những quan niệm đơn giản hóa về tương tác giữa các nuclôn và dùng những phương pháp gần đúng để giải bài toán cấu trúc hạt nhân. Vì dựa trên những phương pháp đơn giản hóa như thế, nên hiện nay không có mẫu hạt nhân nào giải thích một cách triệt để các tính chất của mọi hạt nhân. Mỗi một mẫu hạt nhân chỉ có thể giải thích được một số tính chất nào đó của một số hạt nhân nào đó mà thôi. Sau đây ta chỉ xét hai mẫu hạt nhân là mẫu giọt và mẫu vỏ (lớp) hạt nhân.

§1. Mẫu giọt.

Trong tất cả các mẫu hạt nhân, mẫu giọt là mẫu đơn giản nhất, mẫu giọt do N.Bohr đề ra năm 1936. Mặc dù đơn giản nhưng mẫu giọt được ứng dụng có kết quả trong việc giải thích nhiều tính chất của hạt nhân và phản ứng hạt nhân.

Một trong các kết luận quan trọng mà ta đã thấy là mật độ khối lượng hạt nhân không đổi đối với mọi hạt nhân ($\rho \approx 10^{14}$ tấn/m³). Hiện tượng đó phản ánh tính không chịu nén của chất hạt nhân, tương tự tính không nén được của chất lỏng. Mật khác năng lượng liên kết riêng $\varepsilon = \frac{\Delta W}{A}$ hầu như không đổi (vì hầu hết mọi hạt nhân đều có ε trong khoảng từ 7 ÷ 8,6 MeV mà ta gọi là giá trị bão hòa). Điều đó phản ánh tính bão hòa của lực hạt nhân giống như tính bão hòa của lực liên kết các phân tử trong chất lỏng.

Từ các sự kiện trên cho phép ta xây dựng mẫu giọt, theo đó hạt nhân được coi như một giọt chất lỏng siêu nặng, tích điện và không chịu nén. Quãng đường tự do trung bình của các nuclôn trong hạt nhân rất nhỏ so với đường kính hạt nhân, giống như quãng đường tự do trung bình của các phân tử rất nhỏ so với kích thước của giọt. Sự tỷ lệ của thể tích hạt nhân với số nuclôn trong hạt nhân, cũng như tỷ lệ của năng lượng liên kết của hạt nhân với số nuclôn. Như vậy theo quan điểm của mẫu giọt, hạt nhân phải là một hệ tương tác mạnh. Điều đó là đúng, vì thực tế, lực hạt nhân có cường độ rất lớn. Mỗi nuclôn trên mặt hạt nhân tương tác với một số nuclôn khác ít hơn số nuclôn chịu tương tác với một nuclôn nằm sâu trong hạt nhân. Vì vậy năng lượng liên kết toàn phần giảm một lượng nào đó tỷ lệ với diện tích mặt của hạt nhân. Điều đó cho phép ta nói đến năng lượng mặt của hạt nhân. Sau đây ta sẽ mô tả hạt nhân theo quan điểm giọt và nghiên cứu các hệ quả cơ bản của nó.

Nhờ mẫu giọt ta có thể thiết lập công thức bán thực nghiệm để tính năng lượng liên kết (E_{lk}) và khối lượng hạt nhân qua số khối lượng A và điện tích Z.

Các đại lượng tham gia vào năng lượng liên kết là:

- ◆ Năng lượng thể tích E_v tỷ lệ với số nuclôn A:

$$E_v = -\alpha_v A$$

trong đó α_v là hệ số tỷ lệ.

- ◆ Năng lượng mặt: E_m làm giảm E_{lk} . Thực tế các nuclôn ở gần mặt hạt nhân chỉ chịu lực hút vào phía trong (sự liên kết của các nuclôn trên mặt chưa bão hòa) nên năng lượng liên kết giảm một lượng tỷ lệ với mặt ngoài hạt nhân ($\sim A^{2/3}$)

$$E_m = \alpha_m A^{2/3}$$

- ◆ Năng lượng Coulông E_c : Mỗi prôtôn trong số Z prôtôn tương tác với $Z - 1$ prôtôn còn lại, vì vậy lực đẩy Coulông giữa các prôtôn tỷ lệ với $Z(Z - 1) \approx Z^2$ và tỷ lệ nghịch với $r \sim A^{1/3}$. Năng lượng mặt E_c cũng làm giảm năng lượng liên kết:

$$E_c = \alpha_c Z^2 A^{-1/3}$$

Hai số hạng liên quan đến tính bền vững của hạt nhân.

- ◆ Hạt nhân bền vững khi số prôtôn bằng số notrôn ($N = Z$). Sự sai lệch giữa N và Z làm cho hạt nhân kém bền vững hơn. Năng lượng đối xứng E_{dx} đặc trưng cho hạt nhân có xu hướng chứa số prôtôn bằng số notrôn:

$$E_{dx} = \alpha_{dx} (A - 2Z)^2 \cdot A^{-1}$$

$$\text{Hay } E_{dx} = \alpha_{dx} (N - Z)^2 \cdot A^{-1}$$

- ◆ Số hạng bổ sung $\delta(A, Z)$ đặc trưng cho tính chất là hạt nhân chẵn – chẵn (Z chẵn và N chẵn) bền nhất, hạt nhân lẻ – lẻ kém bền nhất, còn các hạt nhân A lẻ thì ở trạng thái bền vững trung gian.

$$\delta(A, Z) = \begin{cases} -\text{đối với hạt nhân chẵn – chẵn} \\ 0 \text{ đối với hạt nhân } A \text{ lẻ} \\ +\text{đối với hạt nhân lẻ – lẻ} \end{cases}$$

Vì vậy năng lượng liên kết của hạt nhân được tính theo công thức:

$$E_{lk} = -\alpha_v A + \alpha_m A^{2/3} + \alpha_c Z^2 A^{-1/3} + \alpha_{dx} (A - 2Z)^2 \cdot A^{-1} - \delta(A, Z) \quad (7.1)$$

Công thức (7.1) được gọi là công thức Weizacker, cho phép tính được khá chính xác năng lượng liên kết của các hạt nhân.

Từ thực nghiệm ta xác định được giá trị của các hệ số:

$$\alpha_v = 15,75 \text{ MeV} ; \alpha_m = 17,8 \text{ MeV}$$

$$\alpha_c = 0,71 \text{ MeV} ; \alpha_{dx} = 89 \text{ MeV}$$

$$\delta = 34 \cdot A^{-3/4} \text{ MeV}$$

Năng lượng toàn phần E của hạt nhân được tính theo công thức:

$$E = M_{hn} \cdot c^2 = (Z \cdot m_p + N \cdot m_n) c^2 + E_{lk}$$

Từ công thức (7.1) ta tính được năng lượng toàn phần của mọi hạt nhân theo công thức:

$$E = M_{hn} c^2 = [Z \cdot m_p + (A - Z)] c^2 - \alpha_v A + \alpha_m A^{2/3} + \alpha_c Z^2 A^{-1/3} + \alpha_{dx} (A - 2Z)^2 \cdot A^{-1} - \delta(A, Z) \quad (7.2)$$

Khối lượng hạt nhân được tính theo công thức:

$$M_{hn} = \frac{E}{c^2} \quad (7.3)$$

Các giá trị tính toán theo các công thức trên khá phù hợp với thực nghiệm.

Như vậy từ mẫu giọt cho phép ta tính được khá chính xác khối lượng và năng lượng liên kết của hạt nhân. Ngoài ra mẫu giọt còn giúp giải thích được cơ cấu phản ứng hạt nhân hợp phần của N.Bohr: Hạt nhân khi bắt n hay p sẽ ở trạng thái kích thích một thời gian khá lâu rồi mới phân rã, giống như trạng thái bay hơi chậm của các phân tử chất lỏng ở nhiệt độ thấp.

Mẫu giọt cũng cho phép giải thích quá trình phân hạch của hạt nhân nặng: Nuclôn khi xuyên sâu vào giọt hạt nhân, sẽ gây ra các dao động làm cho hạt nhân bị biến dạng. Lực đẩy Culông giữa các prôtôn có khuynh hướng làm hạt nhân biến dạng mạnh thêm; trái lại lực căng mặt ngoài lại có khuynh hướng đưa hạt nhân trở về trạng thái ban đầu. Nếu điện tích Z của hạt nhân càng lớn thì lực đẩy Culông càng mạnh, các dao động biến dạng càng tăng và hạt nhân sẽ dễ dàng biến thành hai mảnh.

Tuy nhiên mẫu giọt không giải thích được:

- Tại sao các hạt nhân có số p hay n là các số magic (2, 8, 20, 50, 82, 126) lại rất bền vững và tồn tại phổ biến trong tự nhiên?
- Tại sao xác suất bắt nơtron của hạt nhân đó lại rất bé ?
- Tại sao khi hạt nhân Uran vỡ thành hai mảnh không bằng nhau, lại có xác suất lớn để một mảnh có 50 nơtron và một mảnh có 82 nơtron ?

Những vấn đề đó sẽ được mẫu lớp (vỏ) giải thích.

§2. MẪU VỎ HẠT NHÂN.

Trong quá trình thu thập các số liệu thực nghiệm người ta nhận thấy rằng khi các số N hay Z của hạt nhân bằng 2, 8, 20, 28, 50, 82 hay 126 thì tính chất của hạt nhân thay đổi một cách rõ rệt. Các số trên đây được gọi là các số magic (kỳ lạ). Các hạt nhân tương ứng đều đặc biệt bền vững và có số lượng lớn. Ngoài ra các nuclôn cuối cùng (còn gọi là các nuclôn magic) lấp đầy các vỏ sẽ có năng lượng liên kết lớn. Năng lượng các trạng thái kích thích đầu tiên của các hạt nhân magic lớn hơn năng lượng đó ở các hạt nhân bên cạnh. Ví dụ: Thiếc với số magic $Z = 50$ có đến 10 đồng vị bền (cùng Z khác A); năng lượng cần thiết để tách một prôtôn vào cỡ 11 MeV và trạng thái kích thích đầu tiên của các đồng vị chẵn – chẵn cao hơn khoảng 1,2 MeV so với trạng thái cơ bản. Trong khi đó đối với các đồng vị Te bên cạnh ($Z = 52$), năng lượng tách prôtôn vào cỡ 7 MeV, còn trạng thái kích thích đầu tiên của các đồng vị chẵn – chẵn có năng lượng chỉ vào cỡ 0,6 MeV.

Để làm cơ sở cho mẫu vỏ, người ta đưa ra một số giả thiết sau đây:

Nuclôn chuyển động trong trường hạt nhân theo các định luật của cơ học lượng tử. Vì vậy nuclôn có thể có một số hữu hạn các trạng thái với năng lượng hoàn toàn xác định. Theo nguyên lý Paoli thì ở mỗi trạng thái chỉ có thể có một nuclôn. Mặt khác mỗi giá trị năng lượng lại tương ứng với $2\ell + 1$ phương khác của vectơ mômen quỹ đạo và hai phương khác nhau của mômen spin. Vì thế ở mỗi mức năng lượng có thể có $2(2\ell + 1)$ nuclôn cùng loại (prôtôn hay nơtron).

- Các vỏ có 2, 8, 20, 50, 82 nơtron hay prôtôn và 126 nơtron là các lớp vỏ kín rất bền vững giống như các lớp vỏ electron trong nguyên tử. Ví dụ các hạt nhân hai lần magic rất bền vững và có hàm lượng cao trong tự nhiên.

$\begin{matrix} 16 \\ 8 \end{matrix}$	O (8p, 8n)	99,579 %
$\begin{matrix} 40 \\ 20 \end{matrix}$	Ca (20p, 20n)	96,97 %

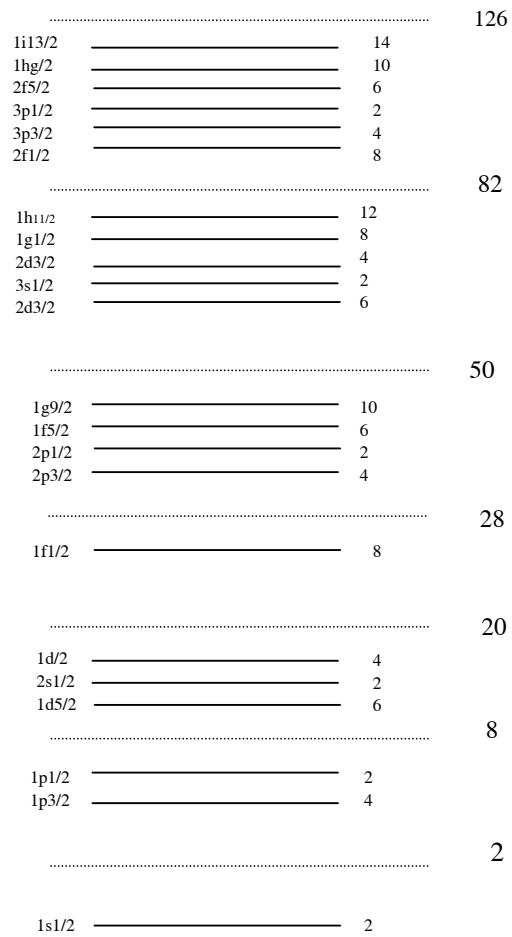
Vì các vỏ nuclôn đã kín, nên notrôn thêm vào sẽ liên kết rất yếu với hạt nhân. Điều đó giải thích vì sao xác suất bắt notrôn của các hạt nhân đó lại bé. Vì vậy có thể coi rằng một số tính chất của hạt nhân, được xác định do tính chất của nuclôn thừa hay thiếu trên lớp vỏ kín.

- ♦ Trong hạt nhân, tương tác giữa mômen quỹ đạo \vec{L} và mômen spin \vec{S} rất mạnh. Do đó mỗi mức năng lượng của nuclôn lại tách thành hai mức con với các giá trị mômen động lượng toàn phần: $j = \ell + \frac{1}{2}$ và $j = \ell - \frac{1}{2}$ (ứng với hình chiếu spin $(\pm \frac{1}{2})$). Ở mỗi mức năng lượng có thể có $2j + 1$ notrôn và $2j + 1$ prôtôn. Mức $(\ell + \frac{1}{2})$ được làm đầy trước, mức $(\ell - \frac{1}{2})$ được làm đầy sau. Khi ℓ tăng, hiệu năng lượng giữa các mức $(\ell + \frac{1}{2})$ và $(\ell - \frac{1}{2})$ cũng tăng. Mặt khác với ℓ cho trước, năng lượng còn phụ thuộc sự định hướng của spin nuclôn đối với phương của mômen quỹ đạo. Năng lượng nhỏ ứng với trạng thái định hướng song song.
- ♦ Các nuclôn có khuynh hướng kết đôi với mômen tổng cộng bằng không. Với các giả thiết trên, lý thuyết đã tìm được các giá trị năng lượng tương ứng với các lớp vỏ khác nhau trong hạt nhân.

Ta ký hiệu trạng thái các nuclôn như sau:

$$1s \frac{1}{2}, 1p \frac{1}{2}, 1p \frac{3}{2}, 1d \frac{3}{2}, 1d \frac{5}{2}, 2s \frac{1}{2}, \dots$$

Các chữ số đầu ứng với lượng tử số chính n bằng 1, 2, 3, ... theo thứ tự năng lượng tăng dần. Các chữ số s, p, d, f ứng với các mômen quỹ đạo ℓ : ($\ell = 0$: trạng thái s , $\ell = 1$: trạng thái p , $\ell = 2$: trạng thái d , ...) còn các chỉ số $\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \dots$ chỉ các giá trị của j



Hình 7.1. Sơ đồ mức năng lượng

Hình (7.1) cho ta sơ đồ mức năng lượng của nuclôn trong giếng thế năng. Nhờ mẫu vỏ ta có thể mô tả cấu trúc hạt nhân nhờ mẫu lớp.

Bảng 7.1 Cấu trúc các hạt nhân nhẹ

Hạt nhân	Spin	Cấu hình
${}^2_1\text{H}$	1	$(1s \frac{1}{2})^2$
${}^3_2\text{He}$	$\frac{1}{2}$	$(1s \frac{1}{2})^3$
${}^4_2\text{He}$	0	$(1s \frac{1}{2})^4$
${}^{12}_6\text{C}$	0	$(1s \frac{1}{2})^4 (1p \frac{3}{2})^8$
${}^{16}_8\text{O}$	0	$(1s \frac{1}{2})^2 (1p \frac{1}{2})^8 (1p \frac{1}{2})^4$
${}^{17}_8\text{O}$	$\frac{5}{2}$	$(1s \frac{1}{2})^2 (1p \frac{1}{2})^8 (1p \frac{1}{2})^4$
		$(1d \frac{5}{2})^1$

Nhờ mẫu vỏ có thể giải thích được một số tính chất của hạt nhân ở trạng thái cơ bản và trạng thái kích thích thấp. Ví dụ spin của hạt nhân. Vì các nuclôn có khuynh hướng kết đôi để có mômen động lượng bằng không, nên các hạt nhân chẵn – chẵn (có số chẵn prôtôn và số chẵn notrôn) có spin bằng không. Còn spin các hạt nhân có A lẻ thì được xác định bởi mômen động lượng của nuclôn lẻ không kết đôi. Chẳng hạn hạt nhân ${}^{17}_8\text{O}$ có 8p và 9n. Mômen của nuclôn không kết đôi là $j = \frac{5}{2}$. Spin của hạt nhân ${}^{17}_8\text{O}$ đo được cũng đúng bằng giá trị đó.

Mẫu vỏ tiên đoán được tính chẵn lẻ của hạt nhân. Vì vậy một thành công lớn của mẫu vỏ là việc giải thích tại sao một số phân rã β, γ tuy khả dĩ về năng lượng, lại không xảy ra hay rất ít xảy ra. Các chuyển dời như vậy gọi là bị cấm. Xác suất chuyển dời β hay γ phụ thuộc vào hiệu số năng lượng giữa hai trạng thái đầu và cuối, nhưng còn phụ thuộc mạnh hơn vào spin và chẵn lẻ các trạng thái ấy.

Mẫu lớp cũng đã giải thích được nhiều hiện tượng khác, như sự tạo thành các hạt α trong hạt nhân và phóng xạ α .

Mẫu lớp đã có những thành công đáng kể. Nó giải quyết được khá nhiều vấn đề và là một bước tiến lớn trong việc tìm hiểu cấu trúc hạt nhân. Tuy nhiên phạm vi ứng dụng của mẫu lớp không lớn lắm, nó giải quyết rất đúng đắn các hạt nhân magic và gần magic, nhưng không giải quyết được nhiều tính chất của hạt nhân ở xa magic và đặc biệt nó thất bại khi áp dụng cho các hạt nhân có $155 < A$ và $A > 225$ là các hạt nhân biến dạng. Trong trường hợp này ta phải dùng đến các mẫu hạt nhân khác.

Hiện nay đã có nhiều mẫu hạt nhân hiện đại, chẳng hạn mẫu siêu chảy, mẫu giả hạt phonon, ... Mẫu giả hạt phonon đã tính toán được năng lượng và các đặc trưng khác của các trạng thái kích thích đối với các hạt nhân có số neutron hay proton gần với số magic 50, 82. Các kết quả thu được từ mẫu này phù hợp rất tốt với thực nghiệm. Như vậy ta lại thấy rằng, mỗi mẫu chỉ có khả năng giải thích được một số sự kiện thực nghiệm, một số tính chất cho một số hạt nhân nào đó mà thôi. Cho đến nay vẫn chưa tìm được một mẫu hạt nhân duy nhất có thể giải thích được cấu trúc vô cùng phức tạp của mọi hạt nhân, cũng như các tính chất muôn hình muôn vẻ của chúng.

Chương VIII

PHÂN RÃ PHÓNG XẠ

§1. HIỆN TƯỢNG PHÂN RÃ PHÓNG XẠ.

Nhà vật lý người Pháp Becoren là người đầu tiên khám phá ra hiện tượng phóng xạ vào năm 1896, khi ông phát hiện từ muối Urani phát ra những tia không trông thấy, nhưng lại có khả năng xuyên qua các lớp vật chất không trong suốt, ion hóa được không khí, tác dụng lên kính và phim ảnh, hoặc gây ra sự phát quang đối với một số chất.

Hiện tượng phóng xạ tự nhiên là một quá trình biến đổi tự phát của những hạt nhân không bền thành những hạt nhân khác kèm theo với các tia phóng xạ phát ra và thường quan sát thấy ở những hạt nhân nặng, xếp cuối bảng tuần hoàn Mendêlêép.

Hiện tượng phóng xạ tiếp tục được nhiều nhà bác học khác nghiên cứu, trong đó phải kể đến sự đóng góp to lớn của hai vợ chồng nhà bác học Mari và Pie Quiri. Trong hơn hai năm nghiên cứu với những điều kiện nghiên cứu hết sức thiếu thốn, khó khăn, năm 1898 hai ông bà đã tìm ra hai chất phóng xạ mới là Pôlôni (Po) và Rađi (Ra) có tính phóng xạ mạnh hơn nhiều so với Urani. Tiếp theo, người ta lần lượt tìm thấy hàng chục chất phóng xạ khác như Thôri, Actini, Neptuni, ... Cho đến nay, đã thu được các số liệu thực nghiệm khổng lồ về các trạng thái năng lượng và sơ đồ phân rã của hàng nghìn hạt nhân đồng vị, giúp ta hiểu biết những vấn đề quan trọng về cấu trúc và các tính chất của các hạt nhân.

Các công trình nghiên cứu thực nghiệm về hiện tượng phóng xạ đã xác nhận sản phẩm phân rã phóng xạ của hạt nhân gồm:

- Tia α là chùm các hạt tích điện dương bị lệch trong điện trường và từ trường và dễ dàng bị những lớp vật chất mỏng như một lá nhôm chẳng hạn, hấp thụ. Về bản chất, tia α chính là chùm hạt nhân của nguyên tử Hêli ${}^4_2\text{He}$

- Tia β cũng bị lệch trong điện trường và từ trường, có khả năng xuyên sâu hơn các tia α . Về bản chất tia β là các êlectron (β^-) và các Pôditôn (β^+)

- Tia γ không chịu tác dụng của điện trường và từ trường, có khả năng xuyên rất sâu vào vật chất. Về bản chất, tia γ chính là các phôtôn có năng lượng cao.

§2. ĐỊNH LUẬT PHÂN RÃ PHÓNG XẠ.

Trong một quá trình phân rã phóng xạ, một hạt nhân, thường là không bền gọi là hạt nhân mẹ phát ra tia phóng xạ và biến đổi thành một hạt nhân con. Hạt nhân con cũng có thể là hạt nhân mẹ ở trạng thái năng lượng thấp hơn (trường hợp phân rã γ) hoặc là một hạt nhân mới (phân rã α và β). Dù khác nhau về loại tia phóng xạ, các quá trình phân rã hạt nhân đều tuân theo một định luật đó là định luật phân rã phóng xạ.

Giả sử ở thời điểm t , số hạt nhân phóng xạ chưa phân rã là N . Sau thời gian dt số đó trở thành $N - dN$ vì có dN hạt nhân đã phân rã. Độ giảm số hạt nhân chưa phân rã ($-dN$) tỷ lệ với N và dt :

$$-dN = \lambda N dt$$

Trong đó λ là hệ số tỷ lệ, tùy thuộc vào chất phóng xạ và gọi là hằng số phân rã. Hằng số phân rã λ là xác suất phân rã của từng hạt nhân trong một đơn vị thời gian.

$$\text{Do đó: } \frac{dN}{N} = -\lambda dt \quad (8.1)$$

Gọi N_0 là số hạt nhân phóng xạ có ở thời điểm ban đầu $t = 0$ và N là số hạt nhân còn chưa bị phân rã ở thời điểm t bất kỳ, từ đó ta có:

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

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

$$\text{Hay } N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (8.2)$$

Ta thấy số hạt nhân phân rã giảm với thời gian theo quy luật hàm số mũ. Đó là nội dung của định luật phóng xạ.

Phương trình (8.2) không phải là phương trình cho giá trị xác định mà là một phương trình có tính chất thống kê, nó cho biết số hạt nhân mẹ N hy vọng còn tồn tại ở thời điểm t .

Tốc độ phân rã của một mẫu phóng xạ cho trước, thường được xác định thông qua chu kỳ bán rã $T_{1/2}$, đó là thời gian để cho một nửa số hạt nhân bị phân rã.

Đặt $t = T_{1/2}$ trong (8.2) tương ứng với $N = \frac{N_0}{2}$ ta có:

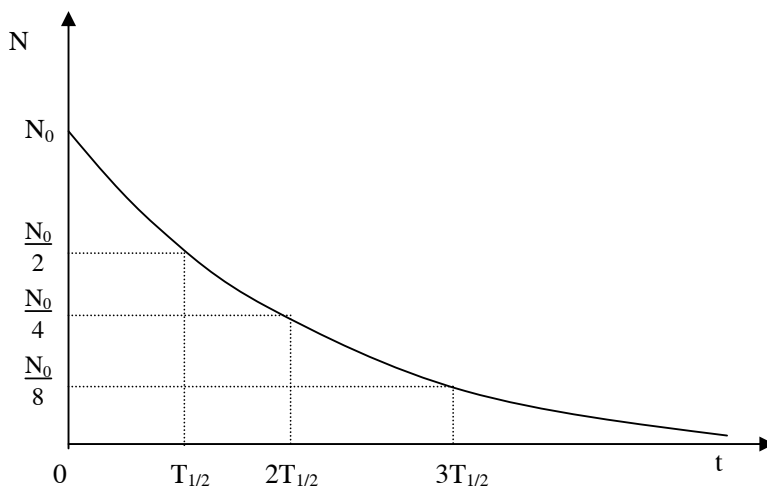
$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T_{1/2}}$$

$$\text{Ta suy ra: } T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda} \quad (8.3)$$

Như vậy, nếu lúc đầu ta có N_0 hạt nhân, sau thời gian $T_{1/2}$ còn lại $\frac{N_0}{2}$ hạt nhân; sau $2T_{1/2}$ còn lại $\frac{N_0}{4}$ (hay $\frac{N_0}{2^2}$) hạt nhân, ..

Tổng quát, sau thời gian $n T_{1/2}$ còn lại $\frac{N_0}{2^n}$ hạt nhân.

Định luật phân rã phóng xạ (8.2) có thể biểu diễn qua chu kỳ bán rã bằng đồ thị như hình (8.1). Các chất phóng xạ khác nhau có thể có những chu kỳ bán rã khác nhau. Chẳng hạn ^{210}Po có $T_{1/2} = 138$ ngày, ^{235}U có $T_{1/2} = 7,1.10^8$ năm.



Hình 8.1

Người ta còn sử dụng khái niệm thời gian sống trung bình τ của một hạt nhân phóng xạ là thời gian tồn tại trung bình của một hạt nhân cho tới lúc nó phân rã. Ta hãy tính giá trị của τ .

Từ (8.1) ta có:

$$dN = -\lambda N_0 e^{-\lambda t} dt \quad (8.4)$$

Thời gian sống trung bình của một hạt nhân chính là thời gian sống trung bình của mọi hạt nhân chia cho tổng số hạt nhân có ở thời điểm ban đầu (chỉ tính giá trị tuyệt đối)

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

Kết quả lấy tích phân ta có:

$$\tau = \frac{1}{\lambda} = \frac{T_{1/2}}{\ln 2} = \frac{T_{1/2}}{0,693} \quad (8.5)$$

Như vậy, thời gian sống trung bình τ của một hạt nhân phóng xạ, bằng nghịch đảo của hằng số phân rã.

Để so sánh khả năng phóng xạ mạnh hay yếu của nhiều chất phóng xạ khác nhau, ta phải dựa vào số hạt nhân phân rã trong cùng một đơn vị thời gian. Đại lượng này được gọi là hoạt độ phóng xạ A và được định nghĩa bằng:

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

(Dấu - cho biết số hạt nhân phân rã dN giảm theo thời gian). Dựa vào định luật phân rã phóng xạ (8.2) ta có thể viết:

$$A = \lambda N_0 e^{-\lambda t} \quad (8.6)$$

Nếu đặt $A_0 = \lambda N_0$ có nghĩa là hoạt độ phóng xạ tại thời điểm ban đầu thì (8.6) trở thành:

$$A = A_0 e^{-\lambda t} \quad (8.7)$$

Hoạt độ phóng xạ của một chất cũng giảm theo thời gian với cùng dạng định luật phân rã phóng xạ (8.2). Từ (8.6) ta có:

$$A = \lambda \cdot N \quad (8.8)$$

Có nghĩa là hoạt độ phóng xạ tại một thời điểm thì tỷ lệ với số hạt nhân chưa bị phân rã tại thời điểm đó. Hoạt độ phóng xạ xác định số phân rã phóng xạ trong một đơn vị thời gian. Hoạt độ phóng xạ A là một đại lượng có thể đo trực tiếp bằng thực nghiệm. Trong hệ SI, đơn vị hoạt độ phóng xạ là phân rã trên giây (pr/s). Trong thực tế người ta thường dùng đơn vị là Curi (Ci). Một Curi bằng số hạt nhân phân rã của một gram Rađi trong một giây.

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

Đơn vị hoạt độ phóng xạ này rất lớn, nên người ta thường dùng các đơn vị nhỏ hơn cho các nguồn phóng xạ thông thường:

$$1\text{mCi} = 10^{-3} \text{ Ci}$$

$$1\mu\text{Ci} = 10^{-6} \text{ Ci}$$

Trong tham dò địa chất người ta còn dùng đơn vị Picôcuri:

$$1\text{pCi} = 10^{-12} \text{ Ci}$$

để so sánh hoạt độ phóng xạ rất nhỏ của đất đá tự nhiên.

§3. QUY TẮC DỊCH CHUYỂN. HỌ PHÓNG XẠ TỰ NHIÊN.

1. Quy tắc dịch chuyển.

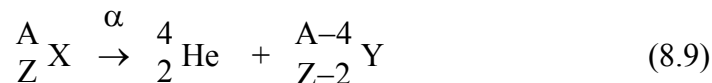
Giống như mọi hiện tượng vật lý khác, quá trình phân rã phóng xạ hạt nhân cũng phải tuân theo các định luật chung nhất của vật lý. Đó là các định luật bảo toàn năng lượng, xung lượng, điện tích, ... và cả những định luật bảo toàn khác đều được khám phá ứng dụng cho những biến đổi hạt nhân, như định luật bảo toàn số nuclôn, bảo toàn spin, tính chẵn lẻ, v.v...

Nói chung, trong hiện tượng phóng xạ tự nhiên, một hạt nhân mẹ tự phân rã thành hạt nhân con kèm theo phát ra các tia phóng xạ.

Dựa vào các định luật bảo toàn nói ở trên, ta hãy xét các quá trình biến đổi của hạt nhân mẹ thành hạt nhân con trong từng loại phân rã α , β và γ . Những quá trình đó được diễn tả bởi các quy tắc dịch chuyển.

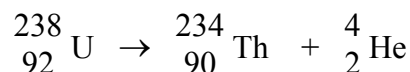
1.1. Phân rã α .

Hạt α là hạt nhân Hêli có ký hiệu là: ${}^4_2\text{He}$. Hạt nhân mẹ ký hiệu ${}^A_Z\text{X}$ sẽ phân rã α thành hạt nhân con Y theo quy tắc:



Hạt nhân con được sinh ra có số điện tích giảm 2 đơn vị và số khối giảm 4 đơn vị. Nó thuộc nguyên tố đứng trước nguyên tố của hạt nhân mẹ hai ô trong bảng tuần hoàn Mendêlêep.

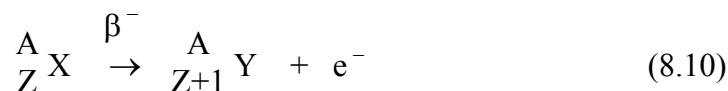
Ví dụ:



1.2. Phân rã β^- :

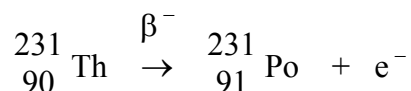
♦ Phân rã β^-

Hạt β^- là êlectrôn và ta ký hiệu êlectrôn hay β^- là e^- . Quy tắc dịch chuyển của phân rã β^- là:



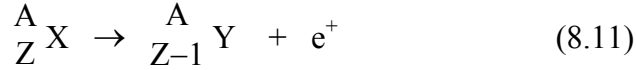
Trong phân rã β^- , hạt nhân con lùi sau hạt nhân mẹ một ô trong bảng tuần hoàn Mendêlêep và là hạt nhân đồng khối (cùng số khối) với hạt nhân mẹ:

Ví dụ:



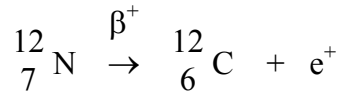
♦ Phân rã β^+

Ngoài phân rã β^- , người ta còn tìm thấy một loại phân rã khác, trong đó phát ra hạt giống hệt electron, chỉ khác là mang điện tích $+e$ (trái dấu với điện tích của electron). Hạt này gọi là Pôditôn và ký hiệu là β^+ . Quy tắc dịch chuyển của phân rã β^+ như sau (ta ký hiệu β^+ hay Pôditôn là e^+):



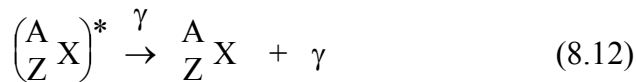
Ta thấy trong phân rã β^+ hạt nhân mẹ biến thành hạt nhân con dịch chuyển về phía trước một ô trong bảng tuần hoàn Mendêlêep. Hạt nhân con cũng là hạt nhân đồng khối với hạt nhân mẹ.

Ví dụ:



1.3. Phóng xạ γ :

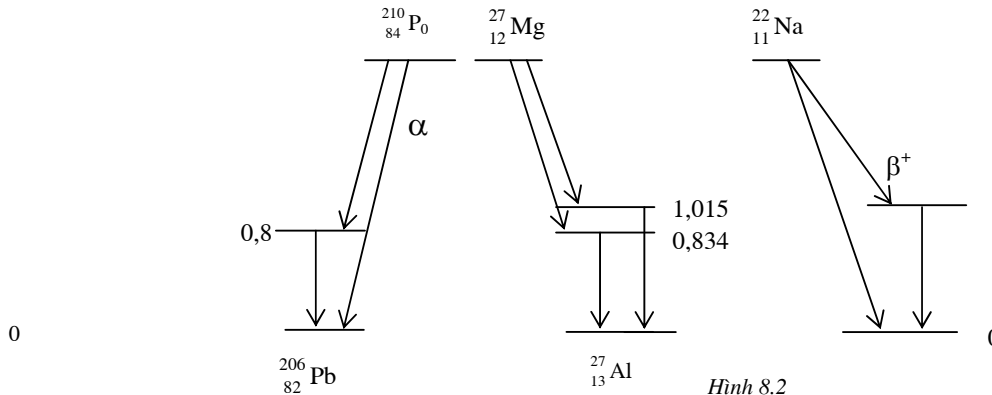
Tia γ là bức xạ điện từ có bước sóng cực ngắn ứng với photon có năng lượng vào bậc MeV. Khi hạt nhân ở trạng thái kích thích chuyển về trạng thái có năng lượng thấp hơn, nó sẽ phát ra tia γ . Vì photon là hạt không có khối lượng tĩnh và không mang điện, nên quy tắc dịch chuyển là:



Dấu * để ký hiệu hạt nhân ở trạng thái kích thích: ở đây không có khái niệm hạt nhân mẹ và hạt nhân con vì không có hiện tượng phân rã và quá trình được gọi là phóng xạ γ chứ không phải là phân rã γ .

Các chất phóng xạ nói chung không phát ra đủ ba loại tia α, β, γ . Cả hai loại phóng xạ α và β^- đều kèm theo phóng xạ γ vì sau khi phân rã α hay β^- , hạt nhân phóng xạ mẹ biến thành hạt nhân con hoặc ở trạng thái cơ bản, hoặc ở trạng thái kích thích. Khi từ trạng thái kích thích chuyển sang trạng thái cơ bản (trạng thái có năng lượng thấp nhất), hạt nhân còn có thể phát ra một hay vài photon.

Hình 8.2 là sơ đồ phân rã của các hạt nhân và $^{210}_{84}\text{Po}$, $^{27}_{12}\text{Mg}$ và $^{22}_{11}\text{Na}$, trong đó các mức năng lượng được tính ra MeV.



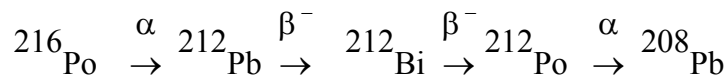
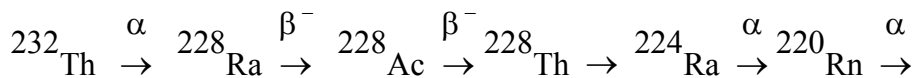
2. Họ phóng xạ.

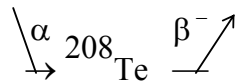
Người ta thường thấy hiện tượng một hạt nhân không bền phân rã thành một hạt nhân khác; hạt nhân này cũng lại không bền và phân rã tiếp. Quá trình như vậy có thể tiếp diễn và xuất hiện một số hạt nhân trung gian trước khi kết thúc bằng một hạt nhân bền. Tập hợp tất cả những hạt nhân trong một chuỗi phân rã liên tiếp, xuất phát từ một hạt nhân không bền đầu tiên cho tới hạt nhân cuối cùng như thế, được gọi là một họ phóng xạ.

Có bốn họ phóng xạ tự nhiên:

- ♦ Họ Urani bắt đầu bằng hạt nhân $^{238}_{92}\text{U}$, phóng xạ α với chu kỳ bán rã $T_{1/2} = 4,51 \cdot 10^9$ năm biến thành $^{234}_{90}\text{Th}$. Đồng vị này lại phóng xạ β^- biến thành $^{234}_{91}\text{Pm} \dots$ Họ Urani tận cùng bằng đồng vị bền chì $^{206}_{82}\text{Pb}$. Số khối của các đồng vị tham gia trong chuỗi phóng xạ có thể được biểu thị $A = 4n + 2$
- ♦ Họ Actinium: Bắt đầu bằng hạt nhân $^{235}_{92}\text{U}$, phóng xạ α với chu kỳ bán rã $T_{1/2} = 7,07 \cdot 10^8$ năm, biến thành $^{231}_{90}\text{Th}$, ... cuối cùng kết thúc ở đồng vị bền của chì $^{207}_{82}\text{Pb}$. Các đồng vị của họ này có $A = 4n + 3$
- ♦ Họ Thori: Bắt đầu bằng hạt nhân Thôri $^{232}_{90}\text{Th}$, phân rã α với chu kỳ bán rã $T_{1/2} = 1,41 \cdot 10^{10}$ năm, biến đổi thành $^{228}_{88}\text{Ra}$, ... và kết thúc bằng đồng vị bền của chì $^{208}_{82}\text{Pb}$. Các đồng vị tham gia trong họ này có $A = 4n$.

Sơ đồ họ Thori như sau:





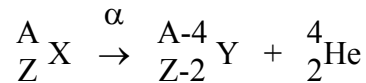
Một số hạt nhân có thể phân rã theo hai cách, nói một cách khác là có hai xác suất phân rã khác nhau.

Ví dụ: ^{212}Bi có xác suất 66,3% để phân rã β^- và cho hạt nhân con ^{212}Po và có xác suất 33,7% để phân rã α và cho hạt nhân con ^{208}Te .

- ♦ Họ Neptuni: Bắt đầu bằng hạt nhân $^{237}_{93}\text{Np}$ với $T_{1/2} = 2,14 \cdot 10^6$ năm, tận cùng bằng đồng vị bền của Bizmut $^{209}_{83}\text{Bi}$. Các đồng vị tham gia trong họ này có $A = 4n + 1$.

§4. PHÂN RÃ α .

Một số hạt nhân phóng xạ, đặc biệt là các hạt nhân nặng có $Z > 82$, phân rã tự phát thành một hạt nhân con và một hạt nhân nhẹ là hạt nhân Hêli ^4_2He (hay hạt α) theo quy tắc dịch chuyển (8.9)



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

Nếu hạt nhân mẹ trước lúc phân rã đứng yên, thì các định luật bảo toàn năng lượng và xung lượng được viết dưới dạng:

$$M_X c^2 = (M_Y + M_\alpha) c^2 + D_Y + D_\alpha \quad (8.13)$$

$$M_Y v_Y = M_\alpha v_\alpha \quad (8.14)$$

Trong đó M_X, M_Y, M_α là khối lượng nghỉ của hạt nhân mẹ, hạt nhân con và hạt α , D_Y và D_α là động năng của hạt nhân con và hạt α . Do các động năng không thể âm nên phân rã α chỉ xảy ra nếu:

$$M_X \geq M_Y + M_\alpha \quad (8.15)$$

Năng lượng giải phóng trong phân rã (là:

$$Q = D_Y + D_\alpha = (M_X - M_Y - M_\alpha) c^2 \quad (8.16)$$

Bình phương 2 vế của (8.14) và nhân với $\frac{1}{2}$ ta có:

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

$$\text{hay } M_Y D_Y = M_\alpha D_\alpha \quad (8.17)$$

Các khối lượng của hạt nhân con và của hạt α có thể lấy gần đúng, bằng $A - 4$ và 4 đvklnt. Nên ta có thể viết lại (8.17):

$$(A - 4) D_Y = 4 D_\alpha$$

Mặt khác:

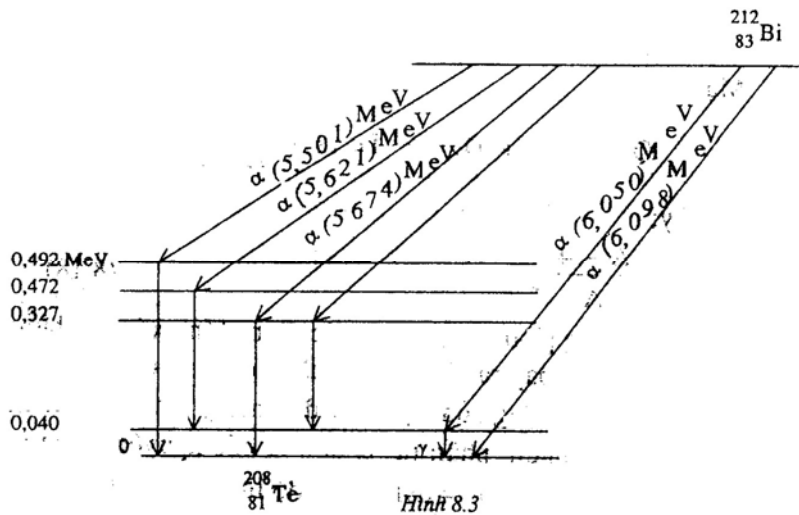
$$Q = D_\alpha + D_Y = D_\alpha \left(1 + \frac{4}{A-4} \right)$$

Vì vậy:

$$D_\alpha = \frac{A-4}{A} Q \quad (8.18)$$

Vì năng lượng phân rã Q được xác định chính xác bởi biểu thức (8.16) nên hạt α (bay ra sẽ có động năng được xác định chính xác bởi (8.18). Năng lượng của hạt α là đơn năng. Thường những chất phóng xạ tự nhiên phân rã α đều là các nguyên tố nặng với số khối A rất lớn so với 4 đvklnt, do đó từ (8.18) có thể xem $D_\alpha \approx Q$, nói cách khác gần như toàn bộ năng lượng phát ra trong phân rã chuyển thành động năng của hạt α , còn động năng giật lùi của hạt nhân con là không đáng kể. Điều này giải thích hiện tượng phần lớn các chất phóng xạ α cho một số nhóm hạt có năng lượng gián đoạn khác nhau. Động năng của mỗi nhóm hạt α gần đúng bằng hiệu mức năng lượng giữa trạng thái của hạt nhân mẹ và trạng thái cơ bản cùng một số trạng thái kích thích của hạt nhân con.

Các hạt α có động năng lớn nhất ứng với phân rã từ trạng thái của hạt nhân mẹ về trạng thái cơ bản của hạt nhân con. Nhóm hạt α có động năng nhỏ nhất ứng với phân rã từ trạng thái của hạt nhân mẹ về trạng thái kích thích cao nhất của hạt nhân con, sau đó sự phóng xạ γ để trở về trạng thái cơ bản của hạt nhân con. Vì thời gian tồn tại ở trạng thái kích thích của hạt nhân rất ngắn, nên những tia γ xuất hiện gần như đồng thời với phân rã α . Năng lượng của các tia γ tìm thấy hoàn toàn phù hợp với hiệu năng lượng của các nhóm α được phát ra. Ta có thể thấy sơ đồ phân rã của hạt nhân ${}^{212}_{83}\text{Bi}$ ở hình (8.3)



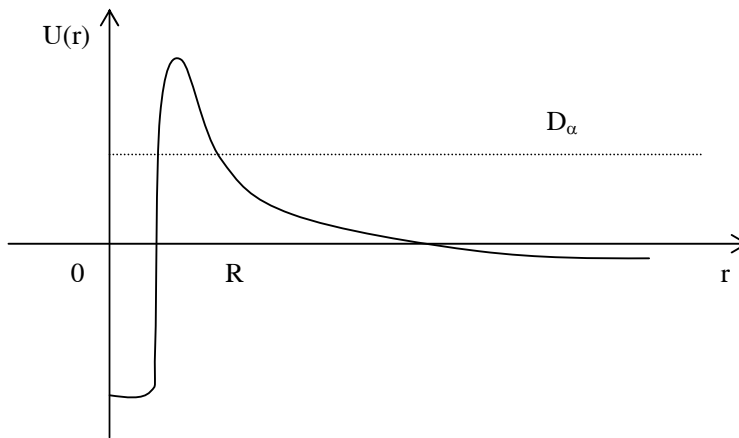
Người ta đã biết khoảng 160 hạt nhân phóng xạ α . Các hạt α được phát ra từ các hạt nhân này có năng lượng gián đoạn nằm trong khoảng 4 - 10 MeV, trong khi đó chu kỳ bán rã của các hạt nhân này có sự khác biệt lớn từ 10^{-6} s đến 10^{10} năm

♦ Ta xét quá trình phân rã phóng xạ α theo quan điểm lượng tử:

Giả sử xét quá trình phân rã phóng xạ α của hạt nhân mẹ ${}^{238}_{92}\text{U}$ thành hạt nhân con ${}^{234}_{90}\text{Th}$. Khi hạt α đã ở ngoài hạt nhân con, cách tâm hạt nhân con khoảng cách lớn hơn R ($\sim 10^{-14}$ m) thì lực giữa chúng xác định bởi tương tác tĩnh điện; nếu ở khoảng cách nhỏ hơn R , hạt α chịu tác dụng của lực hạt nhân hút mạnh giữa nó với hạt nhân Thôri. Hệ liên kết này gồm hạt α (với hạt nhân chính là hạt nhân mẹ. Hạt α là hạt nhân bền cấu tạo từ 4 nuclôn gồm 2 prôtôn và 2 nơ trôn, hoàn toàn có thể tồn tại lâu trong hạt nhân mẹ.

Từ thực nghiệm, người ta biết rằng ${}^{238}_{92}\text{U}$ phát xạ các hạt α với động năng 4,19 MeV, năng lượng này cũng chính là năng lượng toàn phần của hạt α , vì khi ra xa hạt nhân con thì thế năng của nó là bằng không. Bên trong hạt nhân mẹ, năng lượng toàn phần của α vẫn là 4,19 MeV, là tổng đại số của thế năng (âm) và động năng (dương). Hạt α bị “nhốt” trong hố

thế năng có chiều cao lớn hơn năng lượng toàn phần của nó rất nhiều (~ 30 MeV). Theo lý thuyết cổ điển thì hạt α không thể thoát ra ngoài hạt nhân. Trong thực tế hiện tượng phóng xạ α vẫn xảy ra và chỉ có thể giải thích được bằng lý thuyết của cơ học lượng tử. Ta đã biết, theo cơ học lượng tử, không thể xác định tuyệt đối chính xác vị trí của hạt, mà chỉ có thể nói đến xác suất tìm thấy hạt liên hệ với hàm sóng mô tả trạng thái của hạt. Đồ thị thế năng (hình 8.4) cho thấy hố thế năng có bề dày thay đổi mà ta gọi là hàng rào thế.



Hình 8.4

Theo cơ học lượng tử, xác suất để hạt α xuyên qua hàng rào thế có dạng:

$$P = \exp \left\{ -\frac{2}{\hbar} \int_{r_1}^{r_2} \sqrt{2m_\alpha(U - E)} \, dr \right\} \quad (8.19)$$

trong đó U là hàm của r , r_1 và r_2 là các vị trí mà ở đó thế năng U bằng năng lượng toàn phần E của hạt:

$$U(r_1) = U(r_2) = E$$

có thể xem khoảng các từ r_1 đến r_2 như là bề dày của hàng rào thế tương ứng với một năng lượng toàn phần xác định của hạt.

Như vậy, theo cơ học lượng tử hạt α có khả năng đi qua hàng rào thế có chiều cao lớn hơn năng lượng của hạt. Hiện tượng này được gọi là hiện tượng đường ngầm. Xác suất để hạt chui qua hàng rào (8.19) phụ thuộc mạnh vào năng lượng toàn phần E của hạt và bề dày của hàng rào thế. Thật vậy, khi E tăng dẫn đến giảm bề dày hàng rào và làm tăng xác suất để hạt chui qua hàng rào. Ngược lại, nếu E giảm thì bề dày hàng rào tăng và dẫn đến sự giảm nhanh xác suất. Mối quan hệ giữa chu kỳ bán rã và năng lượng của hạt α được mô tả bởi định luật Gâyô Nuttan (1911):

$$\ln \lambda = C - \frac{B}{\sqrt{D_\alpha}} \quad (8.20)$$

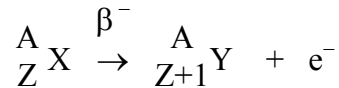
Trong đó C và B là các hằng số khác nhau với các chất phóng xạ (khác nhau. Ví dụ: nguyên tố phóng xạ α có $Z = 90$ thì $C = 51,44$ và $B = 139,4$. Tính toán theo (8.20) phù hợp với các số liệu thực nghiệm.

§5. PHÂN RÃ β^- .

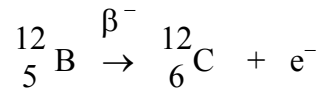
Phân rã β^- là quá trình phân rã, trong đó điện tích của một hạt nhân thay đổi một đơn vị điện tích nguyên tố, trong khi số nuclôn không thay đổi.

♦ Phân rã β^-

Quy tắc dịch chuyển của phân rã phóng xạ β^- ta đã biết theo (8.10)



Ví dụ:



Định luật bảo toàn năng lượng đòi hỏi khối lượng tĩnh của hạt nhân mẹ $M_X - Zm_e$ phải lớn hơn tổng khối lượng tĩnh của hạt nhân con: $M_Y - (Z + 1)m_e$ và khối lượng tĩnh của êlectrôn. Trong đó M_X và M_Y là khối lượng nguyên tử trung hòa tương ứng của hạt nhân mẹ và hạt nhân con. Năng lượng giải phóng Q trong phân rã phải ứng với một độ dôi về khối lượng $\frac{Q}{c^2}$.

Từ đó ta có:

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

$$\text{hay } M_X = M_Y + \frac{Q}{c^2} \quad (8.21)$$

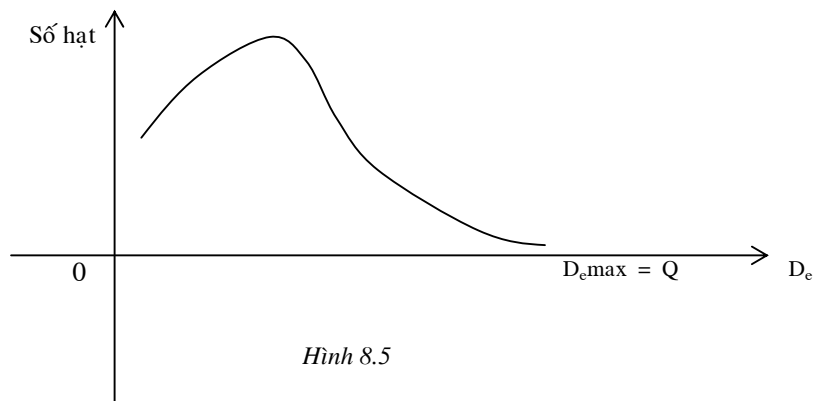
Biểu thức (8.21) chứng tỏ phân rã xảy ra nếu $M_X > M_Y$, tức là khi khối lượng nguyên tử mẹ lớn hơn khối lượng nguyên tử con. Năng lượng Q giải phóng từ quá trình phân rã xuất hiện dưới dạng động năng của các hạt sinh ra trong phân rã:

$$Q = D_Y + D_e$$

Vì khối lượng êlectrôn nhỏ hơn khối lượng hạt nhân con tới hàng nghìn lần, nên động năng giật lùi của hạt nhân con có thể bỏ qua và có thể xem $Q \approx D_e$. Ta tính năng lượng giải phóng Q trong phân rã β^- của hạt nhân trực tiếp từ các khối lượng nguyên tử theo (8.21):

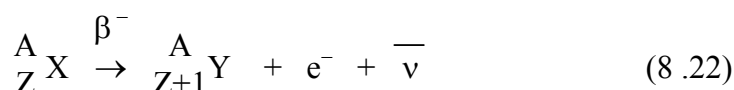
$$M_B - M_C = 12,01435 - 12 = 0,01435 \text{ đvklnt}$$

$$\text{nên } Q = 0,01435 (931 = 13,37 \text{ MeV})$$

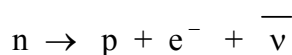


Giống như trong phân rã α , ta chờ đợi rằng mọi êlectrôn đều phát ra với động năng xác định $D_e = Q = 13,37 \text{ MeV}$, tức là những êlectrôn đơn năng và phổ năng lượng thu được sẽ là phổ gián đoạn. Nhưng các thí nghiệm xác định sự phân bố năng lượng của các êlectrôn trong phân rã β^- của hạt nhân ${}^{12}_5\text{B}$ bằng phương pháp phổ kế từ cho thấy rằng các êlectrôn phát xạ không phải là đơn năng, mà chúng có mọi giá trị năng lượng từ 0 cho đến giá trị cực đại là $D_{\max} = 13,37 \text{ MeV}$ (hình 8.5). Như vậy định luật bảo toàn năng lượng đã bị vi phạm. Ngoài ra các phép đo cũng cho thấy hướng giạt lùi của hạt nhân con không nhất thiết ngược với hướng bay của êlectrôn phát xạ. Điều này chứng tỏ có sự vi phạm định luật bảo toàn xung lượng. Mặt khác, mômen spin của hạt nhân mẹ (là spin nguyên vì A chẵn) không thể bằng tổng của mômen spin của hạt nhân con (nguyên) và mômen spin của êlectrôn (bán nguyên). Như vậy cả định luật bảo toàn spin cũng bị vi phạm.

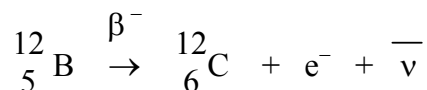
Để cho các định luật bảo toàn không bị vi phạm, năm 1930 Paoli đã đưa ra một giả thiết về sự tồn tại của một hạt mới trong quá trình phân rã và mãi tới năm 1956, giả thiết này mới được xác nhận bằng thực nghiệm. Hạt đó có tên gọi là notrinô. Notrinô có các tính chất sau đây: điện tích bằng không, khối lượng nghỉ bằng không, spin bằng $\frac{1}{2}$, vận tốc bằng c (vận tốc ánh sáng) giống như vận tốc của tất cả các hạt không có khối lượng nghỉ khác. Với các đặc tính trên, sự tham gia của notrinô (ta ký hiệu là $\bar{\nu}$) vào quá trình phân rã (8.10) không làm thay đổi định luật bảo toàn điện tích và số nuclôn, nhưng lại dẫn tới sự thỏa mãn của các định luật bảo toàn năng lượng và xung lượng. Thực ra hạt được phát ra trong (8.10) là phản notrinô (ta ký hiệu là $\bar{\nu}$) chứ không phải là notrinô. Quá trình phân rã β^- được biểu diễn dưới dạng:



Trong quá trình phân rã β^- thì một notrinô được biến thành một prôtôn ở bên trong hạt nhân theo sơ đồ:



Ví dụ:



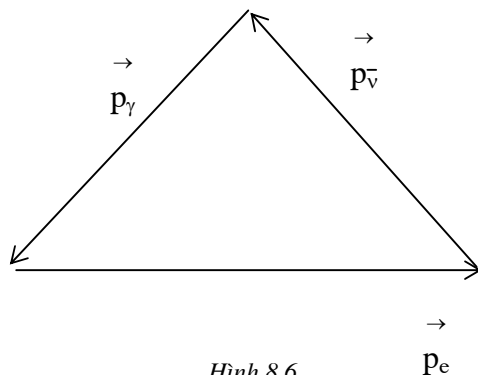
Định luật bảo toàn năng lượng đòi hỏi:

$$Q = D_Y + D_e + D_{\bar{\nu}} \approx D_e + D_{\bar{\nu}} \quad (8.23)$$

Nói chung năng lượng phân rã Q được phân phối cho động năng của cả hai hạt êlectrôn và phản notrinô; vì thế, năng lượng của êlectrôn phát xạ không thể là đơn năng mà có mọi giá trị năng lượng liên tục và chỉ khi năng lượng (và xung lượng) của phản notrinô bằng không thì mới quan sát được: $Q = D_e = D_{\max}$, ứng với một số rất ít êlectrôn có năng lượng lớn nhất.

Đối với định luật bảo toàn xung lượng, đòi hỏi tổng ba véc tơ xung lượng của ba hạt phải bằng không (hình 8.6); vì thế êlectrôn phát xạ và hạt nhân con thường không chuyển động ngược chiều nhau. Đây là một bằng chứng không thể phủ nhận về sự tồn tại của một hạt thứ ba sinh ra trong quá trình phân rã β^- , nhưng vì notrinô gần như không tương tác hoặc tương tác rất yếu với vật chất nên việc phát hiện ra notrinô là vô cùng khó khăn và trong rất

nhiều năm người ta không nhận thấy sự tồn tại của nó, với ngay cả vấn đề khối lượng của neutrino có thực sự bằng không hay không vẫn còn là đối tượng đang được nghiên cứu hiện nay.

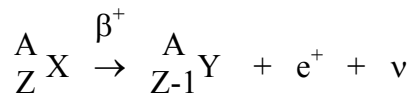


Hình 8.6

Sự có mặt của neutrino (hay phản neutrino) cũng làm cho định luật bảo toàn spin được nghiệm đúng. Nếu hạt nhân mẹ có spin nguyên thì mômen spin toàn phần của ba hạt sau phân rã, gồm hạt nhân con (spin nguyên), electron và $\bar{\nu}$ (đều có spin bán nguyên) cũng sẽ có giá trị nguyên và spin toàn phần được bảo toàn.

♦ **Phân rã β^+**

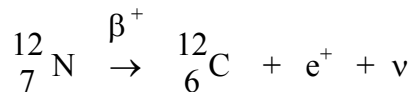
Quá trình phân rã phóng xạ β^+ (8.11) với sự tham gia của neutrino trở thành:



Trong quá trình phân rã (β^+) thì một neutron được biến thành một proton trong hạt nhân theo sơ đồ sau:

$$p \rightarrow n + e^+ + \nu \quad (8.24)$$

Ví dụ:



Về mặt năng lượng, phân rã xảy ra khi khối lượng tĩnh của hạt nhân mẹ lớn hơn tổng khối lượng của hạt nhân con và của positron (khối lượng tĩnh của ν không tham gia vì bằng không). Vì vậy định luật bảo toàn năng lượng đòi hỏi:

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

$$\text{Hay } M_X = M_Y + 2m_e + \frac{Q}{c^2} \quad (8.25)$$

trong đó M_X và M_Y là khối lượng của nguyên tử tương ứng của hạt nhân mẹ và hạt nhân con, m_e là khối lượng của positron, còn Q là năng lượng giải phóng trong phân rã dưới dạng động năng của ba hạt positron, neutrino và hạt nhân con. Vậy điều kiện phân rã β^+ là:

$$M_X \geq M_Y + 2m_e$$

Giống như trong phân rã β^- , phổ năng lượng của phân rã β^+ cũng có một giá trị cực đại D_{\max} . Trong trường hợp phân rã của hạt nhân ${}^{17}_7\text{N}$ thành hạt nhân ${}^{12}_6\text{C}$ năng lượng phân rã Q được tính:

$$\begin{aligned} Q &= (M_X - M_Y - 2m_e) c^2 \\ &= (12,01864 - 12 - 0,0011) \cdot 931 = 16,43 \text{ MeV} \end{aligned}$$

Thực nghiệm xác nhận đồ thị phân bố năng lượng của các hạt (+ phát xạ có dạng tương tự hình (8.5) với giá trị động năng cực đại D_{\max} là 16,43 MeV.

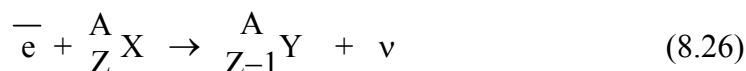
Trong thực tế, dễ dàng nhận biết được phân rã β^+ , vì pôzitrôn (được coi là phản hạt \bar{e} của êlectrôn) sinh ra sẽ không bền và bị hủy bởi một êlectrôn để tạo thành hai phôtôn bay ngược chiều nhau, mỗi phôtôn có năng lượng 0,51 MeV (bằng năng lượng tĩnh của một êlectrôn hoặc pôzitrôn). Như vậy phân rã β^+ luôn luôn được đặc trưng bởi sự xuất hiện hiện tượng hủy cặp.

♦ Sự bắt K

Ngoài hai loại phân rã β nói trên, còn một kiểu phân rã β khác nữa là sự bắt êlectrôn. Trong phân rã này, một êlectrôn quỹ đạo của nguyên tử đã bị hạt nhân “bắt” và kết hợp với một prôtôn của hạt nhân để biến nó thành notrôn. Số nuclôn của hạt nhân mới sinh vẫn không đổi, nhưng một prôtôn đã biến thành một notrôn giống như trong phân rã β^+ . Một trong những êlectrôn thuộc lớp vỏ trong cùng (lớp K) của nguyên tử có xác suất lớn nhất để bị bắt vào trong hạt nhân. Sự phân rã (do kết quả hạt nhân bắt một êlectrôn của lớp K, thường được gọi là sự bắt K.

Quá trình bắt K và phân rã β^+ giống nhau ở chỗ một prôtôn biến đổi thành một notrôn, nhưng lại khác nhau ở một điểm cơ bản: Trong sự bắt K, một êlectrôn được hấp thụ, còn trong phân rã β^+ , một phản hạt của êlectrôn (tức là pôzitrôn) được phát xạ. Từ đó có thể rút ra một kết luận có tính tổng quát. Sự hấp thụ và hủy của một hạt thì tương đương với sự sinh ra và phát xạ một phản hạt (hạt và phản hạt ở đây có thể hiểu theo nghĩa tương đối: ví dụ coi pôzitrôn là phản hạt của êlectrôn hay êlectrôn là phản hạt của pôzitrôn đều như nhau)

Quá trình bắt êlectrôn được biểu diễn như sau:

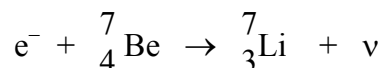


Theo định luật bảo toàn năng lượng ta có thể viết:

$$\begin{aligned} m_e + (M_X - Zm_e) &= [M_Y - (Z - 1)m_e] + \frac{Q}{c^2} \\ \text{Hay } M_X &= M_Y + \frac{Q}{c^2} \end{aligned} \quad (8.27)$$

trong đó M_X và M_Y là khối lượng nguyên tử trung hòa của hạt nhân mẹ và hạt nhân con. Phương trình (8.27) chứng tỏ sự bắt êlectrôn xảy ra nếu $M_X > M_Y$.

Ví dụ: Phân rã hạt nhân ${}^7_4\text{Be}$ thành hạt nhân ${}^7_3\text{Li}$ do bắt êlectrôn:



Năng lượng Q giải phóng trong quá trình phân rã:

$$\begin{aligned} Q &= (M_{\text{Be}} - M_{\text{Li}}) c^2 \\ &= (7,01693 - 7,01600) c^2 \\ &= 0,86 \text{ MeV} \end{aligned}$$

Chú ý rằng, khác với phân rã β^+ và β^- , sự bắt electron chỉ sinh ra hai hạt chứ không phải ba. Do đó hai hạt này phải chuyển động ngược nhau với xung lượng bằng nhau, còn năng lượng mỗi hạt thì được xác định chính xác: là đơn năng. Vì neutrino có khối lượng tĩnh bằng không, do đó hầu hết năng lượng phân rã Q do neutrino mang theo, còn động năng giật lùi của hạt nhân con rất nhỏ, vào khoảng vài eV.

Như vậy các hệ thức cơ bản liên hệ với phân rã (như sau:

$$\beta^- : n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu} \quad (8.28)$$

$$\beta^+ : p \rightarrow n + e^+ + \nu \quad (8.29)$$

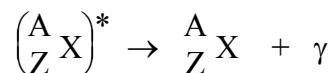
$$\text{Bắt e} : e^- + p \rightarrow n + \nu \quad (8.30)$$

Có thể phân biệt các hệ thức trên như sau:

- Quá trình (8.28) có thể thực hiện với notrôn tự do, mà không cần phải notrôn liên kết trong hạt nhân vì thỏa mãn về mặt năng lượng ($m_n > m_p + m_e$). Thí nghiệm đã xác định chu kỳ bán rã của notrôn tự do là 12 phút. Tuy nhiên, thực tế quá trình này khó xảy ra vì notrôn tự do dễ dàng bị hấp thụ khi đi qua vật chất.
- Quá trình (8.29) không xảy ra với prôtôn tự do, vì bị cấm về mặt năng lượng ($m_p < m_n$). Do đó sự phân rã β^+ chỉ xảy ra khi prôtôn liên kết trong hạt nhân.

§6. PHÓNG XẠ γ .

Một hạt nhân ở trạng thái kích thích có năng lượng cao khi chuyển về trạng thái có năng lượng thấp hơn sẽ phóng xạ γ . Bản chất của tia γ chính là bức xạ điện từ, là các photon có năng lượng rất lớn vào cỡ MeV, tương ứng với sự khác nhau giữa các mức năng lượng của hạt nhân. Thông thường trong quá trình phân rã (α hoặc β), hạt nhân con được sinh ra có thể tồn tại trong nhiều mức năng lượng kích thích khác nhau, do đó kèm theo quá trình phân rã α và β còn có các phóng xạ γ với các photon có năng lượng khác nhau phát ra. Chính những photon này là thông tin giúp ta hiểu biết về các năng lượng của hạt nhân và việc nghiên cứu, phân tích phổ năng lượng tia (có một ý nghĩa rất quan trọng. Như ta đã biết trong quy tắc dịch chuyển của phóng xạ γ các định luật bảo toàn điện tích và số nuclôn được thỏa mãn:



Định luật bảo toàn năng lượng đòi hỏi:

$$E_c - E_{th} = h\nu + D \quad (8.31)$$

Trong đó E_c và E_{th} là mức năng lượng cao và thấp của hạt nhân phóng xạ, $h\nu$ là năng lượng của photon phóng xạ còn D là động năng giật lùi của hạt nhân phóng xạ. Ta hãy xác định động năng này dựa vào định luật bảo toàn xung lượng: photon phát xạ và hạt nhân giật lùi có xung lượng bằng nhau và ngược chiều:

$$p = Mv = h \frac{\nu}{c}$$

Từ đó có thể tính được động năng giật lùi của hạt nhân:

$$D = \frac{Mv^2}{2} = \frac{p^2}{2M} = \frac{(h\nu)^2}{2Mc^2}$$

Khi đó (8.31) trở thành:

$$\begin{aligned} E_C - E_{th} &= h\nu + \frac{(h\nu)^2}{2Mc^2} \\ &= h\nu \left(1 + \frac{h\nu}{2Mc^2} \right) \end{aligned} \quad (8.32)$$

Xét cụ thể hạt nhân ^{57}Fe ở trạng thái kích thích với thời gian sống trung bình $6,9 \cdot 10^{-8}$ s phát xạ tia γ có năng lượng 14,4 KeV.

Nếu hạt nhân kích thích ban đầu ở trạng thái nghỉ thì ta có thể đánh giá được động năng giật lùi của hạt nhân (tính theo đơn vị MeV):

$$D = \frac{(h\nu)^2}{2Mc^2} = \frac{(14,4 \cdot 10^{-3})^2}{2 \cdot 57 \cdot 931} = 2 \cdot 10^{-9} \text{ MeV} = 2 \cdot 10^{-3} \text{ eV}$$

Giá trị này là vô cùng nhỏ so với năng lượng của photon phát ra, do đó ở mức chính xác có thể chấp nhận được, người ta bỏ qua và ta có:

$$E_C - E_{th} = h\nu \quad (8.33)$$

Nói chung hạt nhân phóng xạ γ có thời gian sống trung bình vào cỡ 10^{-14} s. Tuy nhiên, có một số trường hợp có thời gian sống trung bình lớn hơn, tức là xác suất chuyển về trạng thái cơ bản của hạt nhân khá nhỏ, gần như là bị cấm. Một ví dụ điển hình là hạt nhân Niôbi có thể tồn tại ở trạng thái kích thích tới 60 ngày. Những hạt nhân như thế gọi là izômê (nửa bền).

Tóm lại, tính phóng xạ γ của một hạt nhân kích thích, được xem như dấu hiệu trực tiếp nhận biết tính không bền của một hạt nhân. Việc phân tích các năng lượng tia γ cho phép thiết lập được các sơ đồ mức năng lượng của hạt nhân, là một vấn đề quan trọng trong lý thuyết hạt nhân.

§7. TÁC ĐỘNG CỦA TIA PHÓNG XẠ ĐỐI VỚI MÔI TRƯỜNG VẬT CHẤT.

Tất cả các tia phóng xạ (tia γ , tia α , β hoặc neutrôn ...) đều nguy hiểm đối với các tổ chức sống, chúng có thể hủy hoại các tế bào bằng ion hóa và có thể gây ra những biến đổi di truyền quan trọng.

Một đặc điểm của sự tác động của tia phóng xạ là tính tích tụ. Theo nghĩa này, việc chịu tác dụng của tia phóng xạ cường độ yếu trong một thời gian dài thì cũng tương đương như chịu tác dụng của tia phóng xạ cường độ mạnh trong thời gian ngắn.

Để đo hiệu quả tác động của tia phóng xạ lên môi trường vật chất nói chung, người ta dùng nhiều đơn vị khác nhau.

◆ **Đơn vị Ronghen:**

Một Ronghen (R) là liều lượng phóng xạ của tia γ có thể làm ion hóa và tạo một đơn vị tính điện tích ($3,3 \cdot 10^{-10}$ C) trong 1cm^3 không khí ở điều kiện tiêu chuẩn. Kết quả này tương đương với việc tạo ra trong 1cm^3 không khí $2 \cdot 10^9$ cặp ion.

◆ **Đơn vị Rad**

Một rad (gép bởi 3 từ radiation absorbed dose nghĩa là liều lượng hấp thụ bức xạ) là liều lượng phóng xạ bị hấp thụ năng lượng 0,01J khi đi qua 1 kg vật chất. Đơn vị rad chỉ biểu thị số năng lượng hấp thụ mà không tùy thuộc vào loại bức xạ hay vào loại vật chất hấp thụ.

- ◆ Đơn vị rem (gép bởi 3 từ roentgen equivalent man) là đơn vị liều lượng phóng xạ tương đương cho người

Một rem là liều lượng phóng xạ gây ra trên 1g mô cơ thể sinh vật, cùng những hiệu ứng sinh học như khi hấp thụ 1R của tia γ .

Đơn vị này được sử dụng phổ biến trong việc đo lường tác động của tia phóng xạ lên cơ thể con người.

Cũng do đặc điểm tích tụ của tia phóng xạ, mà người ta còn đặt thêm đơn vị suất liều phóng xạ là đơn vị cho biết liều lượng phóng xạ tác động trong một đơn vị thời gian. Vì rem là một đơn vị ứng với mức phóng xạ khá cao, nên đơn vị suất liều lượng thường dùng là milirem trong 1 giờ (mr/h). Ví dụ: một nguồn Coban ^{60}Co với hoạt độ phóng xạ 1Ci gây ra ở khoảng cách 1m một mức phóng xạ $1300 \text{ mr}/\text{h}$.

Ngoài tác dụng có hại, các tia phóng xạ còn được sử dụng vào các mục đích có lợi cho con người:

- ◆ Dùng tia X để chụp phim (trong y học và trong công nghiệp)
- ◆ Dùng tia γ (nguồn Co) để chiếu xạ hủy diệt tế bào ung thư hoặc uống iốt phóng xạ để chữa bệnh tuyến giáp.
- ◆ Chiếu xạ các hạt giống để tạo đột biến duy truyền.
- ◆ Chiếu xạ thực phẩm, ngũ cốc, ... để diệt vi khuẩn nhằm mục đích bảo quản dài ngày.
- ◆ Sử dụng các đồng vị phóng xạ đánh dấu để theo dõi quá trình hấp thụ các nguyên tố trong phân bón của các cây trồng.

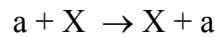
Chương IX

CÁC PHẢN ỨNG HẠT NHÂN

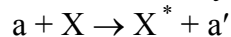
§1. KHÁI NIỆM VỀ PHẢN ỨNG HẠT NHÂN.

Phần lớn các dữ liệu hạt nhân đều nhận được do phân tích các kết quả thực nghiệm của các phản ứng hạt nhân. Để nghiên cứu tương tác hạt nhân người ta dùng một hạt đạn đã biết để bắn phá hạt nhân bia và nghiên cứu các sản phẩm sinh ra. Tương tác hạt nhân được chia làm ba loại: Tán xạ đàn hồi, tán xạ không đàn hồi và phản ứng hạt nhân.

- Tán xạ đàn hồi: Trạng thái nội tại của các hạt tương tác không thay đổi nhưng động lượng và động năng các hạt lại thay đổi.



- Tán xạ không đàn hồi: Có sự thay đổi trạng thái nội tại của các hạt tương tác



Trong đó: X^* chỉ hạt nhân ở trạng thái năng lượng kích thích
 a' chỉ hạt a ở trạng thái khác

- Phản ứng hạt nhân: Là tương tác của hai hạt dẫn đến xuất hiện các hạt mới:



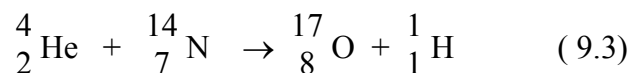
Trong đó kí hiệu a là hạt đạn, X là hạt nhân bia, Y là hạt nhân sản phẩm và b là hạt nhẹ bay ra sau phản ứng.

Phản ứng trên có thể viết dưới dạng kí hiệu:

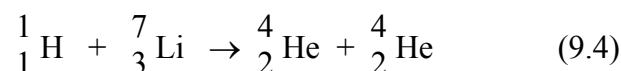


Có nghĩa là hạt a bắn vào hạt nhân X sẽ phát ra hạt b và sinh ra hạt nhân Y .

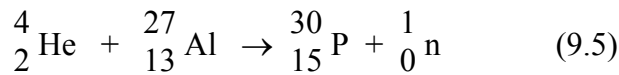
Lần đầu tiên phản ứng hạt nhân được Rodepho thực hiện vào năm 1919. Ông đã sử dụng chùm hạt α , có động năng 7,68 MeV phát từ nguồn phóng xạ tự nhiên ${}^{214}_{24}\text{Po}$, làm hạt đạn bắn phá các hạt nhân ${}^{14}_7\text{N}$. Phản ứng hạt nhân này được viết như sau:



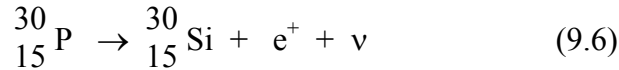
Cho tới năm 1932, mọi phản ứng hạt nhân đều được thực hiện với các hạt α hoặc tia γ từ các nguồn phóng xạ tự nhiên. Sau đó Côcrôp và Oantơn dùng máy gia tốc thẳng 500 keV, quan sát được phản ứng hạt nhân đầu tiên, bằng các hạt được gia tốc nhân tạo để dùng làm hạt đạn. Trong trường hợp này đã dùng chùm p gia tốc tới năng lượng 500 keV bắn phá hạt nhân bia Li để xảy ra phản ứng:



Trong hai phản ứng trên, hạt nhân sản phẩm là hạt nhân bền, phản ứng hạt nhân đầu tiên trong đó hạt nhân sản phẩm có tính phóng xạ do Giolio và Iren Quiri thực hiện năm 1934. Trong phản ứng này hạt nhân bia ${}^{27}_{13}\text{Al}$ được bắn phá bởi các hạt α :



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



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 được gọi là phóng xạ nhân tạo. Như vậy phản ứng hạt nhân là phương pháp chủ yếu để thu được các đồng vị phóng xạ nhân tạo.

Từ cách ký hiệu phản ứng hạt nhân (9.2) dẫn tới cách ký hiệu phân loại phản ứng hạt nhân ngắn gọn (a,b) thể hiện chỉ quan tâm đến hạt đạn tới và hạt nhẹ bay ra sau phản ứng. Cho đến nay người ta đã thực hiện hàng loạt phản ứng khác nhau theo phân loại như (α, p), (α, n), (α, d), (p, α), (n, p), (n, α), (n, d), (n, γ), ...

- Tiết diện hiệu dụng hạt nhân

Khi ta dùng một chùm hạt đạn bắn phá hạt nhân bia nhằm thực hiện một phản ứng hạt nhân thì không phải cứ có một hạt đạn tới hạt nhân bia là có một phản ứng xảy ra. Khi đó ta chỉ có thể nói xác suất của phản ứng là bao nhiêu.

Giả sử có chùm hạt đạn a bay đến đập vào bia chứa các hạt nhân X. Ta hãy tưởng tượng mỗi hạt nhân được gắn với một tiết diện σ , gọi là tiết diện hiệu dụng theo hướng vuông góc với phương tới của các hạt đạn a. Bia được xem là đủ mỏng sao cho không có một hạt nhân nào bị che lấp đối với các hạt tới bởi bất kỳ một hạt nhân khác. Diện tích của tiết diện σ được chọn sao cho nếu một hạt đạn tới nào lọt vào tiết diện này thì phản ứng hạt nhân xảy ra. Ngược lại, nếu hạt đạn không đi qua bất kỳ một tiết diện hiệu dụng σ nào thì phản ứng hạt nhân không xảy ra.

Giả sử có n_t hạt đạn tới đập vào bia, trong đó chỉ có n_6 hạt đi qua các tiết diện hiệu dụng, tức là tạo ra được n_6 phản ứng hạt nhân. Khi đó xác suất p để một phản ứng hạt nhân xảy ra là:

$$p = \frac{n_6}{n_t} \quad (9.7)$$

Xác suất này cũng bằng tỷ số của tiết diện hiệu dụng toàn phần, đối với tất cả các hạt nhân của bia và tiết diện toàn bộ của bia. Nếu diện tích của bia là S, bề dày của bia là d và số hạt nhân bia trong một đơn vị thể tích là N thì tiết diện hiệu dụng toàn phần là $\sigma \cdot NS \cdot d$ thì xác suất p của phản ứng:

$$p = \frac{n_6}{n_t} = \frac{\sigma NSd}{S} = \sigma Nd \quad (9.8)$$

Như vậy xác suất của phản ứng hạt nhân tỉ lệ với tiết diện hiệu dụng. Tiết diện hiệu dụng σ có giá trị cùng bậc với tiết diện của hạt nhân (10^{-24} cm^2), nên người ta lấy 10^{-24} cm^2 làm đơn vị đo tiết diện hiệu dụng của phản ứng hạt nhân và được gọi là barn.

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

Nói chung tiết diện hiệu dụng σ phụ thuộc vào các đặc trưng vật lý của các hạt đạn bắn vào (năng lượng, momen động lượng, v.v...) và những đặc điểm của cấu trúc hạt nhân. Phép đo tiết diện hiệu dụng bằng thực nghiệm có một ý nghĩa rất quan trọng, vì từ giá trị σ ta sẽ tính được xác suất xảy ra phản ứng hạt nhân.

§2 CÁC ĐỊNH LUẬT BẢO TOÀN TRONG PHẢN ỨNG HẠT NHÂN.

Những định luật bảo toàn chủ yếu nhất mà phản ứng hạt nhân phải thỏa mãn là:

- 1) Định luật bảo toàn số nuclôn. Trong phản ứng hạt nhân prôtôn có thể biến thành notron và ngược lại, nhưng số nuclôn không thay đổi trước và sau phản ứng
- 2) Định luật bảo toàn điện tích: Tổng điện tích không thay đổi trước và sau phản ứng. Hệ quả của định luật này là tổng số prôtôn trong phản ứng không thay đổi.
- 3) Định luật bảo toàn động lượng: Véc tơ động lượng toàn phần không đổi trong phản ứng hạt nhân. Cần chú ý đến động lượng của phôtôn (tia γ) khi hạt này xuất hiện trong phản ứng hạt nhân.
- 4) Định luật bảo toàn mômen động lượng bao gồm cả bảo toàn mômen spin của hạt nhân.
- 5) Định luật bảo toàn năng lượng: Năng lượng toàn phần không thay đổi trước và sau phản ứng. Ta xét chi tiết hơn định luật bảo toàn quan trọng này.

Xét phản ứng $X(a,b)Y$, trong đó hạt nhân bia X, giả thiết ban đầu nằm yên ($D_X = 0$) còn các động năng tương ứng của các hạt còn lại là D_a , D_b và D_Y . Năng lượng phản ứng hạt nhân Q bằng tổng động năng sau phản ứng trừ cho tổng động năng trước phản ứng:

$$Q = (D_b + D_Y) - D_a \quad (9.9)$$

Định luật bảo toàn năng lượng được viết là:

$$(m_a c^2 + D_a) + M_X c^2 = (m_b c^2 + D_b) + (M_Y c^2 + D_Y) \quad (9.10)$$

trong đó m_a , m_b , M_X và M_Y là các khối lượng tĩnh tương ứng của các hạt.

Kết hợp (9.9) và (9.10) ta có:

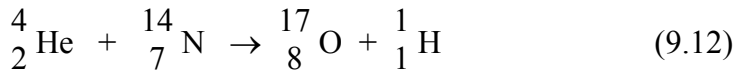
$$\frac{Q}{c^2} = (m_a + M_X) - (m_b + M_Y) \quad (9.11)$$

Hệ thức này chứng tỏ rằng $\frac{Q}{c^2}$, với ý nghĩa là khối lượng tương đương của năng lượng giải phóng trong phản ứng, bằng tổng các khối lượng tĩnh của các hạt trước phản ứng trừ đi tổng khối lượng tĩnh của các hạt tạo thành sau phản ứng. Như vậy, năng lượng toả ra trong phản ứng hạt nhân có thể tính trực tiếp từ các khối lượng của các hạt tham gia phản ứng. Nếu một trong các khối lượng chưa biết chính xác (thường là khối lượng của hạt nhân Y mới sinh) thì có thể tính được khối lượng này nếu đã biết Q từ các giá trị động năng đo trực tiếp.

- Nếu $Q > 0$: Phản ứng được gọi là tỏa năng lượng. Trong đó khối lượng dư đã chuyển thành động năng của các hạt bay ra.
- Nếu $Q < 0$: Phản ứng được gọi là thu năng lượng, trong đó một phần động năng của hạt đạn đã chuyển thành khối lượng.
- Nếu $Q = 0$: Tổng động năng cũng như tổng khối lượng của các hạt trước và sau phản ứng không thay đổi. Phản ứng được xem như một va chạm đàn hồi.

Ta tính năng lượng Q của một vài phản ứng hạt nhân:

Ví dụ: Phản ứng hạt nhân:



Trong phép tính ta có thể thay khối lượng hạt nhân bởi khối lượng nguyên tử tương ứng vì số electron thêm vào ở hai vế của (9.12) bằng nhau, nên khối lượng của chúng khử nhau.

$$\begin{aligned} \Delta m &= m_\alpha + m_N - (m_H + m_O) \\ &= (4,00386 + 14,00753) - (1,000813 + 17,00450) \\ &= -0,00124 \text{ đvklnt} \end{aligned}$$

nên $Q = -0,00124 \cdot 931 = -1,16 \text{ MeV}$

Phản ứng này thu năng lượng 1,16 MeV.

Tương tự như vậy, ta tính được năng lượng của phản ứng hạt nhân: ${}^7_3\text{Li} (p, \alpha) {}^4_2\text{He}$. Phản ứng này tỏa năng lượng $Q = 7,35 \text{ MeV}$.

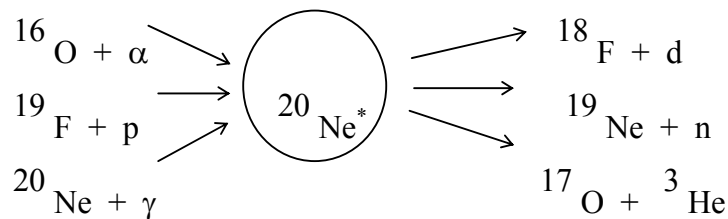
- Cơ chế phản ứng hạt nhân

Trong số các mẫu cấu trúc hạt nhân, thì mẫu giọt, do Niels Bohr đề xướng, các nuclôn được xem là tương tác mạnh với nhau giống như các phân tử trong một giọt chất lỏng, rất thuận lợi cho việc giải thích về phản ứng hạt nhân.

Phản ứng hạt nhân được mô tả theo cơ chế hợp phần như sau:



trong đó C^* là hạt nhân hợp phần ở trạng thái kích thích. Chúng ta hãy hình dung khi hạt đạn a đi vào hạt nhân bia X , tạo thành hạt nhân hợp phần C^* ở trạng thái kích thích. Hạt đạn (có thể là một nơtron) được cuốn vào những chuyển động hỗn loạn như các nuclôn của hạt nhân, khi đó năng lượng kích thích mà hạt đạn đưa vào nhanh chóng được chia sẻ cho các nuclôn khác. Trạng thái giả bền C^* tồn tại trong thời gian cỡ 10^{-16} s và phân rã thành hai hạt đạn b và Y . Có thể có nhiều cách khả dĩ để tạo thành cùng một hạt nhân hợp phần C^* và có thể phân rã thành nhiều cách khả dĩ. Chẳng hạn có 3 cách khả dĩ tạo thành hạt nhân hợp phần ${}^{20}_{10}\text{Ne}^*$ và 3 cách khả dĩ mà nó có thể phân rã:



Ba kiểu tạo thành hạt nhân hợp phần

Ba kiểu phân rã

Một kiểu bất kỳ trong ba kiểu tạo thành hạt nhân hợp phần, đều có thể dẫn tới một kiểu phân rã bất kỳ trong ba kiểu nói trên

§3. CÁC MÁY GIA TỐC HẠT.

Để thực hiện được các phản ứng hạt nhân, cần phải bắn vào hạt nhân những hạt đạn có năng lượng đủ lớn (vận tốc lớn). Muốn truyền cho hạt đạn những vận tốc lớn thì cần phải gia tốc hạt. Các hạt đạn được gia tốc thuộc nhiều loại, có thể là electron, proton, deutôn hoặc các ion dương khác nhau. Các máy gia tốc cũng được phân loại theo nhiều kiểu:

1. Theo đường kính của hạt được gia tốc: Máy gia tốc cho hạt điện tích dương hoặc ion dương và máy gia tốc riêng cho electron.
2. Theo nguyên lý hoạt động của máy, người ta phân biệt hai loại chính: Máy gia tốc thẳng và máy gia tốc vòng tròn. Máy gia tốc thẳng hoạt động theo nguyên tắc gia tốc tĩnh điện, trong đó điện thế tăng tốc chỉ sử dụng một lần. Còn trong máy gia tốc vòng tròn, do sự có mặt của một từ trường cực mạnh, các hạt mang điện chuyển động theo quỹ đạo tròn và cứ mỗi lần đi qua khe đặt điện thế tăng tốc thì lại nhận thêm năng lượng, hay nói cách khác, hạt quay được bao nhiêu vòng thì điện thế tăng tốc được sử dụng lại bấy nhiêu lần. Các máy Xyclôtrôn, Xincrôtrôn, Xincrôphazôtrôn, ... là những máy gia tốc tròn hoạt động theo nguyên tắc này.

Hiện nay do yêu cầu nghiên cứu về thực nghiệm ngày càng phức tạp, nhất là trong lĩnh vực hạt cơ bản, người ta có xu hướng nghiên cứu chế tạo những máy gia tốc khổng lồ và đòi hỏi chi phí cũng rất lớn. Trên thế giới các máy này chỉ tập trung ở Mỹ và Liên Xô cũ (Viện liên hợp nghiên cứu hạt nhân Đúpna), trong đó có máy gia tốc với năng lượng 76 GeV, còn máy gia tốc lớn nhất thế giới hiện nay đã đạt được 300 GeV.

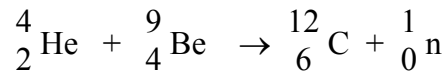
Chương X

NĂNG LƯỢNG HẠT NHÂN

§1. PHẢN ỨNG PHÂN HẠCH.

1. Notrôn.

Năm 1932, nhà vật lý người Anh James Chadwick đã phát hiện ra notrôn và giải thích phản ứng hạt nhân khi dùng chùm hạt α bắn phá các hạt nhân bia ${}^9_4\text{Be}$, diễn ra như sau:

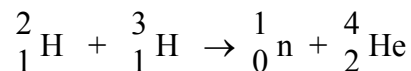


Sự phát hiện ra notrôn đã làm hoàn hảo lý thuyết về thành phần cấu tạo của hạt nhân: Vai trò của notrôn cũng tương đương như prôtôn bên trong hạt nhân với ý nghĩa là một thành phần của hạt nhân.

Cho tới nay có khá nhiều phương pháp để thu được notrôn. Phương pháp đơn giản nhất là dùng nguồn Ra – Be, dưới dạng hỗn hợp. Các hạt α 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 notrôn với một dải năng lượng rộng sẽ được phát ra. Ngoài phản ứng ${}^9_4\text{Be} (\alpha, n) {}^{12}_6\text{C}$ còn có nhiều phản ứng khác cũng sinh ra notrôn. Tuy nhiên, phản ứng ${}^9_4\text{Be} (\alpha, n) {}^{12}_6\text{C}$ tiện lợi và có tiết diện hiệu dụng lớn, nên được ứng dụng để tạo ra các nguồn nơ trôn nhỏ từ những nguồn phóng xạ α . Người ta có thể tạo ra những nguồn notrôn có độ phóng xạ 10^7 notrôn/s, dùng trong phòng thí nghiệm hoặc để thăm dò và phân tích địa chất.

Phản ứng quang hạt nhân cũng có thể cho ta notrôn: chẳng hạn phản ứng ${}^9_4\text{Be} (\gamma, n) {}^8_4\text{Be}$. Để phản ứng có thể xảy ra, năng lượng của phôtôn phải lớn hơn 1,76 MeV. Có thể sử dụng các tia γ phát xạ từ các chất phóng xạ tự nhiên hoặc nhân tạo để thực hiện phản ứng này.

Notrôn cũng có thể tạo được tạo ra từ các phản ứng bắn 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 làm nguồn notrôn, vì notrôn được tạo thành trong trường hợp này là đơn năng. Một phản ứng điển hình là dùng hạt đơtôn tăng tốc bắn vào bia triti:



Đây là phản ứng được dùng trong các máy phát notrôn hiện đại. Phản ứng này thuộc loại tỏa năng lượng với $Q = 17,6$ MeV.

Một cách thu notrôn có năng lượng rất cao còn đơn giản hơn bằng cách thực hiện va chạm trực diện giữa một prôtôn có năng lượng cực lớn và một notrôn đơn độc trong một hạt nhân bia. Chẳng hạn, người ta cho prôtôn năng lượng 2 GeV đập vào một bia, các notrôn có cùng năng lượng được bật ra theo hướng phía trước, do prôtôn đã truyền năng lượng và xung lượng của nó cho notrôn.

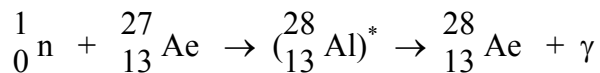
Một nguồn tốt nhất cung cấp dòng nơtrôn có mật độ rất lớn (có thể đạt tới 10^{16} hạt / $\text{cm}^2 \cdot \text{s}$) là lò phản ứng hạt nhân, hoạt động theo nguyên lý của hiện tượng phân hạch.

- Vai trò của nơtrôn.

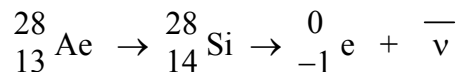
Trước khi tìm thấy nơtrôn, người ta chỉ biết sử dụng các hạt mang điện (như α , p, d) trong việc thực hiện các phản ứng hạt nhân. Các hạt này mang điện nên chúng chịu lực cản Coulomb khi đi tới gần hạt nhân, do đó hạn chế khả năng xuyên sâu vào bên trong hạt nhân, dẫn tới làm giảm tiết diện hiệu dụng của phản ứng. Với nơtrôn, nhược điểm này đã được khắc phục: Vì nơtrôn không mang điện nên nó có thể đi sâu vào bên trong hạt nhân một cách dễ dàng. Sự bắt nơtrôn có thể xảy ra khi nơtrôn có năng lượng hầu như bất kỳ, va chạm với một hạt nhân cũng hầu như bất kỳ. Chính vì thế, sau khi phát hiện ra nơtrôn, hàng loạt phản ứng hạt nhân mới đã được thực hiện, làm xuất hiện vô số đồng vị phóng xạ mới và mở ra những hướng nghiên cứu thực nghiệm, giải quyết nhiều vấn đề lý thuyết về cấu trúc hạt nhân. Ngày nay, vật lý nơtrôn đã trở thành một chuyên ngành riêng của vật lý hạt nhân, điều đó khẳng định vai trò quan trọng của nơtrôn như thế nào.

Các phản ứng hạt nhân do nơtrôn gây ra rất đa dạng, ở đây ta quan tâm đến hai loại phản ứng khá điển hình và có tầm quan trọng đặc biệt:

- Phản ứng bắt bức xạ: Nơtrôn bắn vào hạt nhân bia và bị bắt, hạt nhân tạo thành ở trạng thái kích thích và phóng xạ γ . Ví dụ:



Thông thường hạt nhân sản phẩm không bền và phân rã β^-



Nơtrôn có thể gây rất nhiều phản ứng như trên; hạt nhân đồng vị nặng hơn được sinh ra thường là đồng vị phóng xạ, do đó sự hấp thụ (bắt) nơtrôn trở thành phương pháp chủ yếu để thu được các đồng vị phóng xạ mới. Hạt nhân sản phẩm còn phóng xạ (và việc nghiên cứu phân tích phổ năng lượng (đặc trưng, giúp ta phán đoán được sự có mặt của nguyên tố cần tìm. Đó chính là cơ sở của phương pháp phân tích kích hoạt nơtrôn (kích thích hạt nhân bằng nơtrôn, làm cho nó trở thành hạt nhân có tính phóng xạ): một phương pháp thực nghiệm vật lý hạt nhân giúp phân tích thành phần và tỷ lệ các nguyên tố trong mẫu chưa biết với một độ nhạy và mức chính xác rất cao, vượt xa các phương pháp phân tích quen thuộc khác.

- Phản ứng phân hạch: Là một loại phản ứng hết sức đặc biệt, dùng nơtrôn bắn vào hạt nhân ${}_{92}^{235}\text{U}$, ta lại thu được nơtrôn với số lượng nhiều hơn ban đầu (từ 2 – 3). Phản ứng này cung cấp cho ta nguồn năng lượng khổng lồ mà con người có thể sử dụng vào mục đích có ích. Ta sẽ xét riêng phản ứng này trong phần sau.

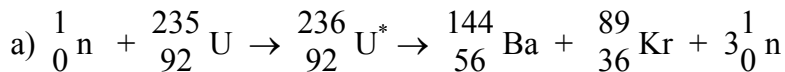
2. Phản ứng phân hạch.

Trong số các phản ứng của nơtrôn với hạt nhân có một phản ứng hết sức đặc biệt mà ta đã đề cập ở trên, đó là phản ứng phân hạch của các hạt nhân cực nặng.

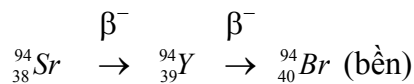
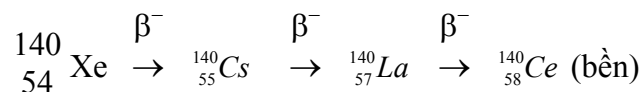
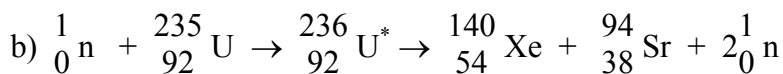
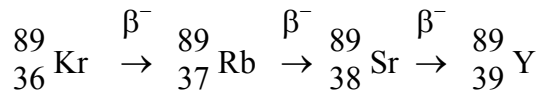
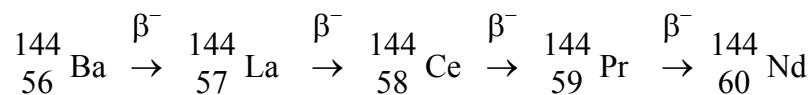
Năm 1939, các nhà vật lý Đức Hahn và Strassman đã phát hiện ra rằng, dưới tác dụng của nơtrôn chậm, hạt nhân ${}_{92}^{235}\text{U}$ bị vỡ thành hai mảnh có khối lượng gần bằng nhau. Các mảnh vỡ này có động năng khá lớn và là những đồng vị phóng xạ khá mạnh. Ngoài ra trong phản ứng còn phát ra một vài nơtrôn nữa, gọi là nơtrôn thứ cấp (nơtrôn bắn vào hạt nhân gọi là nơtrôn sơ cấp). Sau đây là một số đặc điểm chủ yếu của các phản ứng phân hạch:

- 1) Tiết diện hiệu dụng của phản ứng phân hạch trên $^{235}_{92}\text{U}$ phụ thuộc nhiều vào năng lượng neutrôn. Đối với neutrôn nhiệt, tiết diện hiệu dụng lớn gấp trăm lần so với neutrôn nhanh. Tiết diện hiệu dụng của phản ứng phân hạch cũng rất khác nhau đối với những đồng vị của cùng một nguyên tố. Chẳng hạn đối với $^{235}_{92}\text{U}$ có tiết diện hiệu dụng phân hạch lớn hơn rất nhiều lần so với $^{238}_{92}\text{U}$ (trong khi đó $^{238}_{92}\text{U}$ lại chiếm một tỷ lệ rất cao 99,3% trong thiên nhiên)
- 2) Trong quá trình phân hạch, trung bình có từ 2 đến 3 neutrôn thứ cấp phát ra. Các neutrôn thứ cấp có năng lượng từ 0 đến 10 MeV, nhưng phần lớn tập trung trong khoảng 1 → 2 MeV. Các mảnh vỡ phát ra trong quá trình phân hạch rất khác nhau. Sự vỡ làm hai mảnh bằng nhau ($A \sim 119$) có xác suất bé. Xác suất tìm thấy hai mảnh vỡ với $A \sim 96$ và $A \sim 136$ có giá trị cực đại.
- 3) Các mảnh vỡ nói chung rất thừa neutrôn nên chúng không bền vững và phóng xạ β^- liên tiếp.

Ví dụ:



Hai mảnh vỡ phóng xạ β^- liên tiếp:



- 4) Phản ứng phân hạch tỏa ra một năng lượng lớn và phát ra một số neutrôn thứ cấp, lớn hơn số neutrôn sơ cấp. Năng lượng Q giải phóng từ phản ứng phân hạch vào khoảng 200 MeV. Năng lượng này được phân bố như sau:

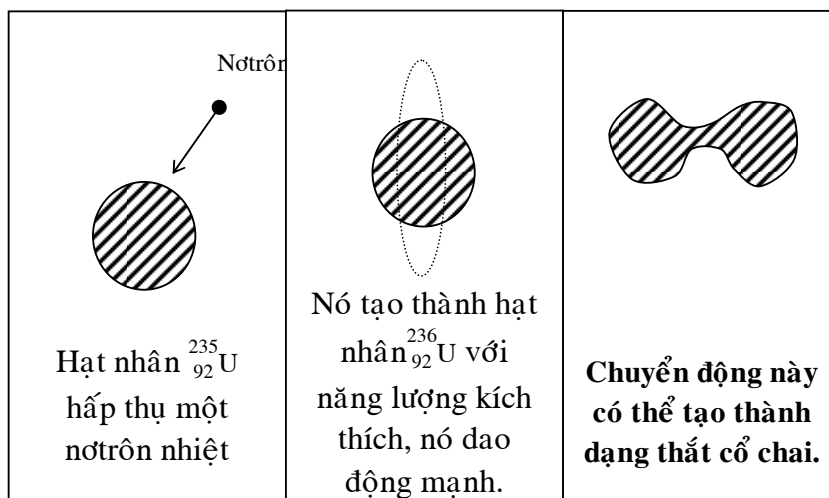
- Động năng của các mảnh phân hạch ≈ 170 MeV
- Động năng của các neutrôn thứ cấp ≈ 5 MeV
- Năng lượng của tia β^- và $\gamma \approx 15$ MeV
- Năng lượng của $\bar{\nu}$ trong phân rã $\beta^- \approx 10$ MeV

Từ một phản ứng phân hạch đầu trên, các phản ứng phân hạch khác lại được phát triển tiếp tục, vì số neutrôn thứ cấp mới sinh ra lại bị các hạt nhân Urani khác hấp thụ để phân hạch ..., cho tới khi toàn bộ nhiên liệu hạt nhân được sử dụng hết. Chỉ trong một thời gian ngắn, số phản ứng tăng lên theo cấp số nhân và năng lượng tỏa ra vô cùng lớn. Phản ứng tiếp diễn

và tự duy trì như thế được gọi là phản ứng dây chuyền. Phản ứng dây chuyền có thể xảy ra rất nhanh (như trong bom hạt nhân) hoặc có thể điều khiển được (như trong lò phản ứng hạt nhân)

- Cơ chế phân hạch:

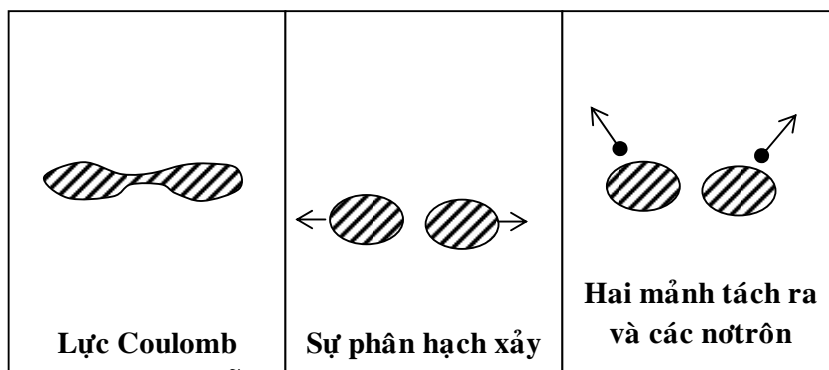
Ngay sau khi phát hiện ra hiện tượng phân hạch, Niels Bohr và John Wheeler đã phát triển thành mẫu giọt hạt nhân, dựa trên sự tương tự giữa hạt nhân và một giọt chất lỏng tích điện để giải thích những đặc điểm chủ yếu của quá trình phân hạch. Hình (10.1) cho thấy quá trình phân hạch được diễn ra như thế nào theo quan điểm đó. Khi một hạt nhân nặng (giả sử là ${}_{92}^{235}\text{U}$) hấp thụ một notrôn chậm, như trên hình 10.1a, notrôn này rơi vào một giếng thế gắn liền với lực hạt nhân mạnh tác dụng ở bên trong hạt nhân và chuyển hóa thành hạt nhân ở trạng thái kích thích. Năng lượng kích thích mà notrôn chậm đưa vào hạt nhân đúng bằng công cần thiết để bứt một notrôn ra khỏi hạt nhân đó, tức là bằng năng lượng liên kết ϵ_n của notrôn đó. Hình 10.1b cho thấy rằng hạt nhân giống như một giọt chất lỏng tích điện dao động mạnh. Sớm hay muộn gì rồi cũng sẽ phát triển thành hình thắt cổ chai ngắn và bắt đầu tách xa dần ra thành hai “khối cầu” tích điện. Nếu các điều kiện là thích hợp thì lực đẩy tĩnh điện giữa hai khối cầu đó sẽ buộc chúng tách ra xa nhau và làm đứt chỗ thắt cổ chai. Hai mảnh đó vẫn còn mang một số năng lượng kích thích còn dư rồi bay ra xa nhau. Như vậy, sự phân hạch đã xảy ra.



a)

b)

c)



d)

e)

f) Hình 10.1

Hình 10.1 thể hiện các giai đoạn của một quá trình phân hạch theo mẫu giọt của Niels Bohr và John Wheeler.

§2 Lò phản ứng hạt nhân – Nhà máy điện nguyên tử.

1. Lò phản ứng hạt nhân.

Phản ứng phân hạch dây chuyền tự duy trì đầu tiên do Fermi thực hiện năm 1942 tại Chicago (Mỹ) trong một lò phản ứng hạt nhân dùng Urani thiên nhiên làm nhiên liệu và Graphit là chất làm chậm nơtrôn. Mặc dù có nhiều kiểu lò phản ứng hạt nhân khác nhau, ở đây ta sẽ quan tâm đến những nguyên tắc cơ bản của một lò phản ứng hạt nhân dùng Urani thiên nhiên làm nhiên liệu và có chất làm chậm nơtrôn để thực hiện được sự phân hạch $^{235}_{92}\text{U}$ bằng các nơtrôn chậm.

Trước hết, điều kiện để phản ứng dây chuyền được duy trì đòi hỏi sau khi một hạt nhân Urani bị phân hạch, ít nhất phải có một nơtrôn sẽ lại làm phân hạch một hạt nhân nữa. Trung bình một phản ứng phân hạch tạo ra khoản 2,5 nơtrôn thứ cấp. Vì thế không được phép quá 1,5 nơtrôn bị mất, nếu không phản ứng dây chuyền sẽ bị dập tắt. Các nơtrôn bị mất không gây ra phân hạch đối với $^{235}_{92}\text{U}$ là: bị $^{238}_{92}\text{U}$ bắt mà không gây ra phân hạch, các tạp chất hấp thụ hoặc rò ra khỏi lò. Để giảm bớt tỷ lệ nơtrôn bị tạp chất hấp thụ, người ta phải

tinh chế nguyên liệu để giảm tạp chất đến mức tối thiểu. Còn để chống sự thất thoát nơtrôn ra khỏi lò, người ta bố trí một lớp phản xạ nơtrôn bao quanh vùng hoạt động của lò. Nếu vùng hoạt động của lò bé, nơtrôn dễ thoát ra ngoài, nên kích thước vùng hoạt động của lò phải đủ lớn. Người ta thấy rằng tốc độ sản sinh ra các nơtrôn tỷ lệ với thể tích của lò ($=a^3$ đối với khối lập phương), trong khi sự rò là hiệu ứng bề mặt ($=6a^2$ đối với khối lập phương).

- Tiết diện hiệu dụng đối với ^{235}U tăng khi năng lượng nơtrôn giảm (đạt tới 550 barn đối với nơtrôn nhiệt); mặt khác tiết diện bắt nơtrôn của ^{238}U lại tăng khi năng lượng nơtrôn tăng. Trong khi đó, các nơtrôn thứ cấp lại là nơtrôn nhanh, với động năng trung bình tới trên 1MeV. Vì vậy phải làm chậm các nơtrôn này; giảm năng lượng của chúng tới giá trị năng lượng nhiệt. Điều này được thực hiện bằng cách dùng một chất làm chậm thích hợp, sao cho hiệu quả trong việc làm chậm các nơtrôn bằng những va chạm đàn hồi và không làm mất đi các nơtrôn, bằng cách hấp thụ chúng mà không gây ra phân hạch. Người ta thường sắp xếp xen kẽ các thanh nguyên liệu Urani giữa chất làm chậm đó. Các chất làm chậm thích hợp là nước nặng (D_2O), Graphit, Be và một số hợp chất hữu cơ.

Khi đã làm giảm được mọi nguồn gốc, làm mất mát nơtrôn để thực hiện được một phản ứng phân hạch và dẫn tới một phản ứng phân hạch khác thì lò đạt điều kiện “tới hạn”. Nếu một phản ứng phân hạch tạo ra ít hơn một phản ứng phân hạch khác, tức là phản ứng dây chuyền không duy trì, thì lò được gọi là dưới tới hạn. Ngược lại, nếu một phản ứng gây ra hơn một phản ứng phân hạch khác, thì lò ở trạng thái quá tới hạn: ở trong trạng thái này, năng lượng giải phóng quá lớn, trong khoảng khắc sẽ dẫn tới vụ nổ, đó là trường hợp quả bom nguyên tử.

Để đảm bảo giữ được trạng thái tới hạn ổn định của lò, người ta sử dụng những thanh điều khiển bằng Cadmi (Cd) cắm xen kẽ giữa các thanh nhiên liệu Urani. Đối với Cd, tiết diện bắt nơtrôn rất cao, do đó tùy theo vị trí của những thanh này, rút lên cao hoặc đưa xuống sâu, mà có thể tăng hoặc giảm tốc độ sản sinh các phản ứng: dẫn đến thay đổi công suất của lò.

- Hệ số nhân nơtrôn $k = \eta p f \varepsilon$ là một thông số trong lò phản ứng hạt nhân. Trong đó η là hệ số tái sản xuất, là số trung bình nơtrôn thứ cấp sinh ra khi một nơtrôn chậm bị hạt nhân ^{235}U hấp thụ. Chẳng hạn đối với ^{235}U : $\eta = 2,11$; đối với ^{239}Pu : $\eta = 1,94$.

Trong quá trình làm chậm thì một số nơtrôn thứ cấp bị mất đi vì bị hấp thụ bởi ^{238}U , tạp chất hoặc rò thoát ra ngoài, chỉ có một phần p biến thành nơtrôn chậm. Như vậy có $\eta \cdot p$ nơtrôn chậm.

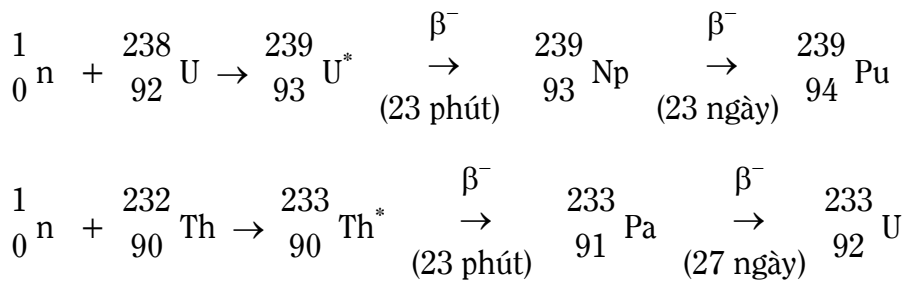
Trong số nơtrôn chậm thì một phần bị hấp thụ bởi ^{238}U , tạp chất và cả hạt nhân của chất làm chậm, chỉ còn lại một phần f tức là $\eta p f$ nơtrôn chậm bị ^{235}U hấp thụ (f được gọi là hệ số sử dụng nơtrôn chậm). Như vậy là một nơtrôn, sau một “mất” của dây chuyền trở thành $\eta p f$ nơtrôn. Trên đây ta chỉ xét sự phân hạch bởi nơtrôn chậm. Thực ra một số rất nhỏ nơtrôn nhanh, trước khi bị làm chậm, cũng gây ra sự phân hạch của ^{235}U và ^{238}U , nên phải nhân tích số $\eta p f$ với một hệ số ε (ε là hệ số sử dụng nơtrôn nhanh).

Nếu $k = 1$, sự hoạt động của lò phản ứng được gọi là tới hạn và đó là điều mong muốn để sản xuất ra năng lượng đều đặn và ổn định. Các lò phản ứng được thiết kế để có thể $k > 1$, khi đó hệ số nhân nơtrôn được điều chỉnh, để có hoạt động tới hạn ($k = 1$) bằng các thanh điều khiển.

- Có nhiều cách phân loại lò phản ứng hạt nhân:
 - Theo nhiên liệu: Urani thiên nhiên, Urani đã làm giàu ^{235}U ; ^{239}Pu ...
 - Theo chất làm chậm: nước thường (H_2O), nước nặng (D_2O), graphit, berili, ...

- Theo cách phân bố của nhiên liệu trong chất làm chậm: đồng chất, không đồng chất.
- Theo năng lượng của notrôn phân hạch: chậm, trung bình, nhanh, ...
- Theo chất trao đổi nhiệt: nước, hơi, kim loại lỏng, ...
- Theo công dụng: cho năng lượng, cho nguồn notrôn, cho sản xuất chất đồng vị phóng xạ, cho tái sản xuất nhiên liệu phân hạch, ...

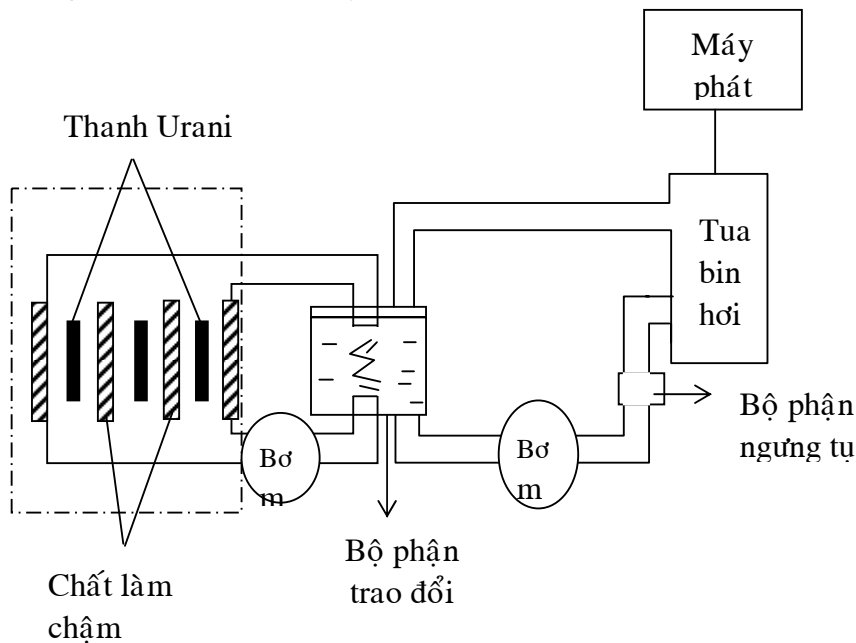
Việc tái sản xuất nhiên liệu phân hạch là một tính ưu việt hiếm có của lò phản ứng hạt nhân. Có thể nhờ một phản ứng hạt nhân để biến những hạt nhân không bị phân hạch với notrôn chậm, trở thành nhiên liệu phân hạch với notrôn chậm. Đó là các phản ứng:



Các đồng vị ${}^{239}\text{Pu}$ và ${}^{233}\text{U}$ là những hạt nhân phân hạch với notrôn nhiệt. Lò phản ứng với công dụng như vậy được gọi là lò tái sinh.

2. Nhà máy điện nguyên tử.

Nhiệt năng tỏa ra trong phản ứng phân hạch dây chuyền có điều khiển của lò phản ứng hạt nhân, có thể được tải ra ngoài qua một bộ phận trao đổi, để đốt nóng hơi nước làm quay tuabin phát điện. Phần lớn các nhà máy nguyên tử hiện nay đang hoạt động trên thế giới đều dùng lò phản ứng notrôn nhiệt, nghĩa là lò phản ứng dựa trên sự phân hạch dưới tác dụng notrôn nhiệt. Urani tự nhiên chứa 0,7% ${}^{235}\text{U}$ và 99,3% là ${}^{238}\text{U}$. Nhiên liệu của lò phản ứng là Urani tự nhiên được làm giàu từ 3% đến 10% ${}^{235}\text{U}$. Các nhà máy điện nguyên tử loại này, ngoài việc cung cấp điện năng, còn có thể sản xuất nhiên liệu hạt nhân ${}^{239}\text{Pu}$ và ${}^{235}\text{U}$, dựa theo các phản ứng hạt nhân đã trình bày ở trên.



Hình 10.2: Sơ đồ nhà máy điện nguyên tử

Hiện nay trên thế giới, có rất nhiều nước đã phát triển và sử dụng năng lượng điện nguyên tử. Số lượng và công suất của các nhà máy điện nguyên tử trên thế giới hàng năm đang không ngừng tăng lên. Theo số liệu của cơ quan năng lượng nguyên tử quốc tế (IAEA), năm 1980 công suất điện nguyên tử trên thế giới là 287 triệu KW chiếm 19% tổng công suất điện; năm 1990 là 1610 triệu KW và năm 2000 đạt khoảng 4400 triệu KW chiếm 83% tổng công suất điện. Hiện nay ở nhiều nước giá thành điện của nhà máy điện nguyên tử đã rẻ hơn so với nhà máy nhiệt điện và thủy điện.

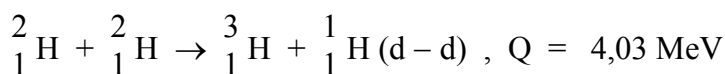
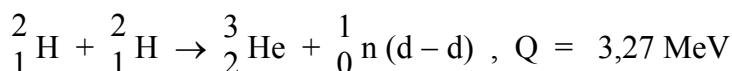
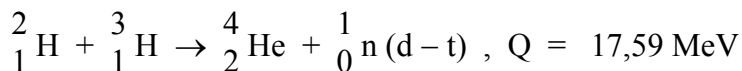
Cùng với việc phát triển thêm nhiều nhà máy điện nguyên tử, người ta còn đưa vào sản xuất thí nghiệm các nhà máy điện nguyên tử kiểu mới mà điển hình là nhà máy điện nguyên tử sử dụng lò phản ứng nơtron nhanh. Hiện nay đã có một số nước đã thực hiện thành công kiểu lò này. Trong đó Liên Xô (cũ) đã có một lò nơtron nhanh kiểu 5H – 350 hoạt động ở thành phố Xépencô gần biển Caxpiên với công suất 150 MW; Pháp có lò Phenix với công suất 320 MW ... Tuy nhiên, sau khi xảy ra sự cố nhà máy điện nguyên tử Trecnôbun (Liên Xô cũ) tháng 4 – 1986 đã buộc người ta phải xem xét lại một cách nghiêm túc rất nhiều vấn đề nghiêm trọng của điện nguyên tử, như: kiểm soát các quá trình phản ứng phân hạch, tự động hóa cao độ và độ tin cậy cao trong quá trình điều khiển, yêu cầu nghiêm ngặt về việc chấp hành các quy trình vận hành kỹ thuật, sự phối hợp quốc tế khi xảy ra sự cố, ...

Ở nước ta, lò phản ứng hạt nhân Đà Lạt với công suất 5000 KW, chỉ để phục vụ cho công tác nghiên cứu và điều chế một số đồng vị phóng xạ. Lò do Liên Xô (cũ) giúp thiết kế xây dựng và thuộc là nước – nước (chất làm chậm và chất trao đổi nhiệt đều là nước).

§3. PHẢN ỨNG NHIỆT HẠT NHÂN. (NHIỆT HẠCH)

Ta đã biết các phản ứng hạt nhân đều có kèm theo quá trình tỏa ra hay hấp thụ năng lượng. Nếu năng lượng liên kết hạt nhân sau phản ứng (về trị tuyệt đối) tăng lên thì có sự tỏa năng lượng. Trong phản ứng phân hạch, một hạt nhân nặng có liên kết riêng là 7,5 MeV bị phân chia thành hai hạt nhân, có khối lượng trung bình, với năng lượng liên kết riêng 8,5 MeV và giải phóng một năng lượng rất lớn (khoảng 200 MeV).

Ngoài ra còn có các phản ứng mà các năng lượng tỏa ra còn lớn hơn, đó là các phản ứng tổng hợp hai hạt nhân nhẹ thành hạt nhân nặng hơn. Phản ứng tổng hợp hạt nhân bị cản trở bởi lực đẩy Culomb, ngăn cản hai hạt nhân tiến đến gần để lọt vào vùng tác dụng của lực hút hạt nhân và “tổng hợp” với nhau. Để tạo ra được một năng lượng hữu ích cho sự tổng hợp hạt nhân, cần phải xảy ra trong một khối chất. Hy vọng tốt nhất để làm điều đó là nâng nhiệt độ của vật liệu để các hạt có đủ năng lượng (chỉ do chuyển động nhiệt của chúng) xuyên qua được bờ thế. Chúng ta gọi phản ứng này là phản ứng nhiệt hạt nhân hay là nhiệt hạch. Dưới đây là một số phản ứng nhiệt hạch điển hình, với các giá trị năng lượng được giải phóng:

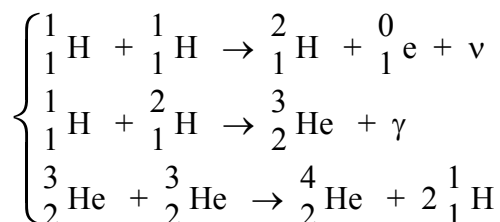


Ta thấy tuy giá trị của Q nhỏ hơn so với phản ứng phân hạch, nhưng hạt nhân tham gia phản ứng nhiệt hạch lại là hạt nhân cực nhẹ, nên nếu lấy cùng một đơn vị khối lượng nhiên liệu để so sánh, thì số phản ứng nhiệt hạch sẽ lớn hơn số phản ứng phân hạch hàng trăm lần ;

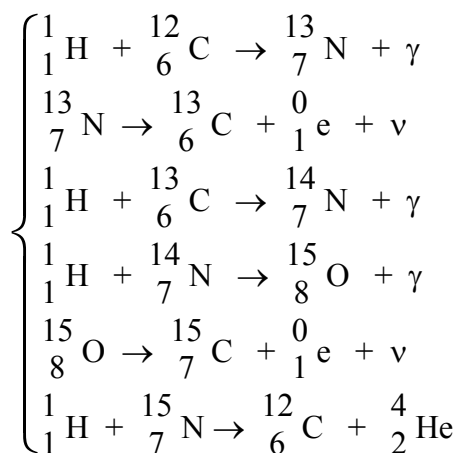
vì vậy tổng năng lượng giải phóng trong phản ứng nhiệt hạch vẫn lớn hơn nhiều so với năng lượng giải phóng từ phản ứng phân hạch.

Năng lượng bức xạ bởi mặt trời và các ngôi sao chính là bắt nguồn từ phản ứng nhiệt hạch nhân. Trong lòng mặt trời hoặc các sao không còn nguyên tử trung hòa, tất cả đều bị ion hóa và trở thành các phần tử mang điện. Một môi trường vật chất như thế được gọi là plasma; ở đó nhiệt độ đạt khoảng 100 triệu độ. Vì vậy các phần tử của plasma có năng lượng cực lớn và dễ dàng xảy ra khả năng hai hạt nhân va chạm, thắng được lực cản Coulomb và kết hợp dưới nhau dưới tác dụng của lực hút hạt nhân. Phản ứng có tên là nhiệt hạch nhân, vì cần có một nhiệt độ rất cao để phản ứng có thể xảy ra.

Năng lượng mặt trời và các ngôi sao xuất hiện do một chuỗi phản ứng nhiệt hạch nhân có tên gọi chung là chu trình prôtôn (prôtôn:



Năng lượng giải phóng bởi chu trình này vào khoảng 25 MeV. Còn có một chu trình thứ hai cũng xảy ra bên trong các ngôi sao, gọi là chu trình Cacbôn –Nitơ, vì trong đó có sự tham gia của C và N:



Trong chu trình này: bốn hạt prôtôn (${}_1^1\text{H}$) được tổng hợp lại thành một hạt nhân Heli (${}_2^4\text{He}$) và hai pôzitron, còn các hạt nhân C, N chỉ đóng vai trò trung gian, như là hai chất xúc tác. Phép tính chứng tỏ chu trình trên có thể xảy ra ở nhiệt độ vài chục triệu độ và tỏa ra khoảng 26,8 MeV.

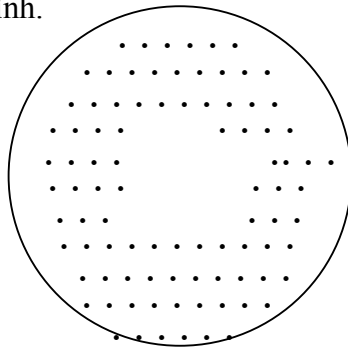
- Phản ứng nhiệt hạch nhân có khả năng cung cấp cho ta một năng lượng còn lớn hơn cả năng lượng của phản ứng phân hạch, đó là ưu điểm nổi bật đã biết. Ngoài ra phản ứng nhiệt hạch nhân còn có những ưu điểm quan trọng khác.
- Trữ lượng Urani rất hạn chế và đang cạn dần: trong khi đó nhiên liệu ${}_1^2\text{H}$ có thể coi là vô tận. Vì tỷ lệ khoảng ${}_1^2\text{H}$ khoảng 1/6000 trong đại dương mênh mông.
- Phản ứng nhiệt hạch nhân được coi là “sạch” vì không để lại các sản phẩm phóng xạ khi phản ứng xảy ra.

Phản ứng nhiệt hạch được thực hiện lần đầu tiên trên trái đất là ở đảo san hô Eniwetor ngày 31 tháng 10 năm 1952, khi Mỹ cho nổ một quả bom nhiệt hạch (còn gọi là bom khinh khí hay bom H) với năng lượng phát ra tương đương với 10 triệu tấn thuốc nổ TNT. Nhiệt độ cần thiết để khởi động phản ứng này được tạo bằng cách sử dụng một quả bom phân hạch (bom nguyên tử hay bom A).

Để tạo được một nguồn năng lượng nhiệt hạch duy trì và điều khiển được, tức là một lò phản ứng nhiệt hạch là hết sức khó khăn. Tuy vậy, mục tiêu này được nghiên cứu một cách tích cực ở nhiều nước trên thế giới.

Có ba yêu cầu để một lò phản ứng nhiệt hạch hoạt động thành công, đó là: mật độ hạt cao, nhiệt độ cao (khoảng 108 độ) thời gian giữ Plaxma dài.

Vấn đề chủ yếu là phải giữ được Plaxma đủ lâu với mật độ và nhiệt độ của nó đủ cao, để đảm bảo cho nhiên liệu được tổng hợp. Rõ ràng là không thể có một bình chất rắn nào có thể chứa được một nhiệt độ cao như vậy, do đó phải cần tới những kỹ thuật giữ Plaxma đặc biệt. Người ta đã tìm được phương pháp giữ Plaxma bằng từ trường. Các hạt mang điện của chất Plaxma sẽ chuyển động theo những đường cong dưới tác dụng của từ trường. Trong hình 10.3 vùng chấm chấm là vùng có từ trường. Hạt tích điện gặp từ trường thì chuyển động cong nên quật trở lại không đụng vào thành bình. Ta có một vỏ từ trường có tác dụng cách nhiệt mà không thu mất năng lượng của các hạt. Tokamak là thiết bị tổng hợp nhiệt hạch được phát triển lần đầu tiên ở Liên Xô (cũ). Từ trường giữ Plaxma trong Tokamak là một vỏ bao các đường sức. Lực từ tác dụng lên các điện tích chuyển động của Plaxma giữ cho Plaxma không chạm vào thành bình.



Hình 10.3

Ngoài phương pháp dùng từ trường, còn có phương pháp tổng hợp nhiệt hạch bằng Laser. Phương pháp này có liên quan tới việc nén một cục nhiên liệu bằng cách “bắn” nó từ các phía bằng các chùm Laser (hoặc các chùm hạt); do đó nén nó, vừa làm tăng nhiệt độ, vừa làm tăng mật độ hạt; khiến cho sự tổng hợp nhiệt hạch có thể xảy ra. So với các thiết bị giữ bằng từ trường như các Tokamak, sự giữ bằng Laser làm việc với mật độ hạt lớn nhiều và trong một thời gian ngắn hơn nhiều. Tổng hợp nhiệt hạch bằng Laser đã được nghiên cứu trong nhiều phòng thí nghiệm ở Mỹ cũng như nhiều nước khác. Cho tới nay Liên Xô (cũ) và Mỹ vẫn là hai nước đầu tư vào nghiên cứu nhiệt hạch nhiều nhất.

Mặc dù đã có những tiến bộ rất nhanh trong việc nghiên cứu, nhưng vẫn còn nhiều vấn đề kỹ thuật nan giải, do đó việc xây dựng một nhà máy điện nhiệt hạch dường như là chưa thể làm được trong vài chục năm đầu của thế kỷ XXI. Tuy nhiên các nhà vật lý vẫn tin tưởng rằng, thế kỷ XXI sẽ là thế kỷ của năng lượng nhiệt hạch.

Chương XI

CÁC HẠT CƠ BẢN

§ 1. MỞ ĐẦU.

Trong những chương trước, chúng ta đã nghiên cứu cấu trúc của nguyên tử, hạt nhân và những quy luật biến đổi nội tại diễn ra trong nguyên tử và hạt nhân với các thành phần cơ bản là êlectrôn, prôtôn và notrôn. Vấn đề được đặt ra là ngoài các hạt cơ bản đó, thế giới vật chất còn có thể được cấu tạo từ những hạt cơ bản nào khác? Giải quyết vấn đề này là nhiệm vụ của một lĩnh vực vật lý: Vật lý hạt cơ bản.

Hạt cơ bản là những hạt rất nhỏ cấu tạo nên vật chất. Cho đến nay người ta đã tìm được ngày càng nhiều các hạt cơ bản (đặc biệt là các hạt cộng hưởng) và vì thế khó mà định nghĩa từ “cơ bản” theo đúng nghĩa của từ này trong khuôn khổ một số lớn hạt như thế. Tên gọi này mang nhiều tính chất quy ước, vì bản thân mỗi hạt có thể có cấu trúc nội tại phức tạp. Các hạt cơ bản đều có thể phân rã thành các hạt cơ bản khác, thậm chí có thể phân rã theo nhiều cách. Các hạt cơ bản khi va chạm vào nhau biến hóa thành các hạt khác. Động năng ban đầu càng lớn thì các hạt sinh ra càng phong phú, nên vật lý các hạt cơ bản gắn liền với lĩnh vực vật lý năng lượng cao.

Trước năm 1950, người ta chỉ dựa vào nguồn tia vũ trụ để nghiên cứu và khám phá ra các hạt cơ bản, vì đó là nguồn năng lượng cao duy nhất có thể lợi dụng được. Tia vũ trụ chính là những chùm hạt cơ bản (thường là prôtôn) có năng lượng rất lớn tới hàng tỷ eV, từ khoảng không giữa các thiên thể bay tới Trái Đất. Khi đi vào lớp khí quyển bao quanh Trái Đất, chúng tương tác (va chạm) với các hạt nhân có trong khí quyển trên cao và gây ra các phản ứng hạt nhân, tạo thành các hạt cơ bản mới. Tuy nhiên việc nghiên cứu các hạt cơ bản bằng tia vũ trụ bị hạn chế, vì cường độ của chùm tia vũ trụ thường rất bé, do đó khả năng gây ra phản ứng rất bé.

Sau năm 1950, với việc chế tạo thành công các máy gia tốc với năng lượng cao và đơn sắc, người ta đã liên tiếp khám phá ra hàng loạt các hạt cơ bản mới. Ngoài các máy gia tốc, ngày nay còn có những phương tiện kỹ thuật hiện đại 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 nói vật lý hạt cơ bản chính là vật lý năng lượng cao, cho phép ta đi sâu vào thế giới bên trong hạt nhân. Cho đến nay người ta đã tìm được hàng trăm hạt và thu được khá nhiều kết quả thực nghiệm về các quá trình phân rã và tương tác giữa chúng. Nhưng cho đến nay vẫn chưa có một lý thuyết hoàn chỉnh về các hạt cơ bản.

§2. PHÂN LOẠI CÁC HẠT CƠ BẢN VÀ ĐẶC TRƯNG CỦA CHÚNG.

Có thể phân chia các hạt cơ bản thành bốn loại dựa vào khối lượng của chúng:

1. Phôtôn là lượng tử của trường điện từ có khối lượng tĩnh bằng không.
2. Lepton hay hạt nhẹ, gồm êlectrôn, múyon và notrinô. Có hai loại notrinô: notrinô thuộc về êlectrôn (ν_e) và notrinô thuộc về múyon (ν_μ).
3. Mêzôn hay hạt trung bình, có khối lượng lớn hơn êlectrôn nhưng bé hơn khối lượng nuclôn, gồm các hạt mêzôn (π) và mêzôn (K) – còn gọi là pion và kaon.
4. Bariôn hay hạt nặng, gồm các nuclôn (prôtôn và notrôn) và các hyperôn lamda, xicma, kxi, ômêga ($\Lambda, \Sigma, \Xi, \Omega$).

Ngoài khối lượng, mỗi hạt cơ bản còn được đặc trưng bởi các đại lượng vật lý khác như điện tích, mômen từ, thời gian sống, ... và những số lượng tử như spin, spin đồng vị, tích lepton ...

Ta lần lượt điếm qua một số đặc trưng:

- Điện tích của các hạt cơ bản bằng một số nguyên lần điện tích nguyên tử e, có thể dương (ký hiệu π^+ , Σ^+ ...) hoặc có thể âm (π^- , Σ^- ...). Ngược lại có những hạt trung hòa không mang điện, được ký hiệu bằng số 0 (π^0 , Σ^0 ...).
- Thời gian sống của các hạt cơ bản đặc trưng cho quá trình phân rã tự nhiên của chúng.
 - Những hạt không bị phân rã (một cách tự nhiên) gọi là những hạt bền như e, p, ...
 - Ngoài những hạt bền, các hạt cơ bản khác thường có thời gian sống rất bé. Người ta đã tìm thấy các hạt có thời gian sống cực ngắn, chỉ vào khoảng 10^{-23} s và gọi là các hạt cộng hưởng. Khi các hạt cơ bản có một năng lượng xác định nào đó va chạm vào nhau, chúng có thể tạo thành một trạng thái liên kết trước khi rã thành các hạt cơ bản khác. Trạng thái liên kết ấy được gọi là một hạt cộng hưởng. Mặc dù các hạt cộng hưởng là một “hệ thống gồm nhiều hạt cơ bản”, chúng cũng thường được xem là hạt cơ bản. Muốn xác định được sự tồn tại của nó, chỉ có thể dựa vào phân bố năng lượng của các sản phẩm phân rã (phổ năng lượng này có một đỉnh nhọn, nên mới gọi là cộng hưởng). Hiện nay số lượng các hạt cộng hưởng đã tới vài trăm hạt.
- Mở rộng khái niệm điện tích, các hạt cơ bản còn được đặc trưng bằng tích Lepton và tích Bariôn. Tích Lepton bằng +1 ứng với các hạt Lepton và -1 ứng với phản hạt, còn với các hạt Bariôn thì tích này bằng 0. Tương tự tích Bariôn bằng +1 với các hạt Bariôn và -1 với phản hạt Bariôn, đối với các hạt Lepton tích này bằng 0. Ở những hạt mêzôn và phôtôn thì cả hai tích này đều bằng không.
- Spin của các hạt có giá trị bán nguyên ($\frac{1}{2}, \frac{2}{3}, \dots$) chiếm đại bộ phận các hạt cơ bản (hạt có spin bán nguyên gọi là fermiôn), chỉ trừ các mêzôn có spin bằng 0 và phôtôn có spin bằng 1 (hạt có spin nguyên gọi là bôzôn).
- Tính chẵn lẻ là một đặc trưng liên quan đến tính đối xứng của hàm sóng diễn tả trạng thái của hạt khi phản xạ (đối chiều) tọa độ. Dẫn tới có hai loại hàm sóng: Hàm chẵn không đổi dấu khi phản xạ tọa độ:

$$\begin{array}{ccc} \rightarrow & & \rightarrow \\ \psi(-\mathbf{r}) & = & \psi(\mathbf{r}) \end{array}$$

Và hàm lẻ đổi dấu khi phản xạ tọa độ:

$$\psi(-\mathbf{r}) = -\psi(\mathbf{r})$$

Mọi hạt cơ bản đều có bậc chẵn lẻ nội tại. Chẳng hạn, electron, proton và neutron được coi là chẵn, còn meson π có bậc lẻ. Người ta cho rằng trong mọi tương tác, bậc chẵn lẻ của một hệ thống hạt phải không thay đổi. Nếu trước tương tác nó là chẵn, thì sau tương tác vẫn là chẵn. Tuy nhiên thực nghiệm cho thấy trong tương tác yếu, hiện tượng này đã bị vi phạm.

- Spin đồng vị là một đặc trưng quan trọng cho sự sắp xếp thành nhóm của những hạt có liên quan với nhau trong tương tác mạnh. Ví dụ điển hình nhất là cặp nucleon gồm proton và neutron. Nếu không kể đến điện tích thì proton và neutron hoàn toàn giống nhau. Vì vậy, người ta thường xem chúng như những trạng thái khác nhau của cùng một hạt. Proton và neutron là hai trạng thái của nucleon. Về phương diện toán học, người ta đưa vào một cặp lượng tử số là spin đồng vị I và hình chiếu I_z của nó trên trục Oz của một không gian trừu tượng nào đó (không gian spin đồng vị). Mỗi nhóm hạt còn gọi là bộ đa tuyến với một spin đồng vị I xác định sẽ gồm $2I + 1$ trạng thái mang điện khác nhau, mỗi trạng thái ứng với một hạt của nhóm. Chẳng hạn các nucleon có spin đồng vị $I = \frac{1}{2}$ hay thành bộ đôi, trong đó proton có $I_z = +\frac{1}{2}$ và neutron có $I_z = -\frac{1}{2}$. Các meson π hợp thành bộ tam tuyến với $I = 1$, trong đó hạt π^+ có $I_z = 1$, hạt π^0 có $I_z = 0$ và hạt π^- có $I_z = -1, \dots$
- Số lạ là một đặc trưng dùng để giải thích một số tính chất kỳ dị của các hạt cơ bản, chẳng hạn meson K và các hạt hyperon mặc dù chúng có thể rã theo tương tác mạnh, song quá trình rã lại là yếu (thời gian sống vào bậc 10^{-12} s).

Để giải thích Gell Mann và Nishijima đã đưa vào một lượng tử số mới gọi là số lạ S . Đại lượng này bảo toàn đối với tương tác mạnh và tương tác điện từ, nhưng có thể thay đổi 1 đơn vị trong tương tác yếu. Gell Mann còn đưa ra công thức liên hệ giữa số lạ S và các đặc trưng khác:

$$Q = I_z + \frac{B + S}{2} \quad (11.1)$$

Chẳng hạn meson K^+ có $Q = +1$ và $B = 0$ phải có $S = +1$, để được sinh với các hyperon Λ và Σ . Công thức (11.1) đòi hỏi $I_z = \frac{1}{2}$ tức K^+ là thành phần của bộ đôi về spin đồng vị, chứ không phải thuộc bộ tam tuyến. Như vậy dự đoán ban đầu xếp ba hạt K^+, K^0, K^- thành bộ tam tuyến là không đúng; trái lại chỉ có bộ đôi K^+ và K^0 với các phản hạt K^- và K^0 . Tiên đoán này đánh dấu một trong những thành công đầu tiên về khái niệm số lạ. Ví dụ thứ hai là về hạt hyperon Ξ . Áp dụng công thức (11.1) cho thấy Ξ^- và Ξ^0 là thành phần của bộ đôi chứ không phải là bộ tam tuyến. Kết quả này phù hợp với thực nghiệm là đã không tìm thấy hạt Ξ^+ .

Sự phân loại các hạt cơ bản với những đặc trưng nêu trên được trình bày cụ thể trong bảng (11.1).

Việc đưa ra hàng loạt lượng tử số trong vật lý hạt cơ bản, chẳng những cần thiết cho việc phân loại, sắp xếp các hạt cơ bản; mà còn có liên quan chặt chẽ đến những quá trình tương tác và phân rã của chúng. Các lượng tử số ấy gắn liền với những định luật bảo toàn mà ta sẽ xét sau đây.

BẢNG PHÂN LOẠI CÁC HẠT CƠ BẢN

Ký hiệu	Khối lượng (MeV)	Spin σ	Bậc chẵn lẻ P	Spin I	Đồng vị Iz	Số baryon B	Số Lepton L	Số lạ S	Chu kỳ bán rã T(s)	Kiểu phân rã chính	
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	
Photon γ	0	1	-1	1	0	0	0	0	-	Bền	
Lepton	$\nu_e, \bar{\nu}_e$	0	-	-	-	0	1, -1	-	-	Bền	
	$\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$	0	-	-	-	0	1, -1	-	-	Bền	
	e, e^-	0,5109	$\frac{1}{2}$	1	-	0	1, -1	-	-	Bền	
	μ^-, μ^+	105,658	$\frac{1}{2}$	1	-	0	1, -1	-	$2,2 \cdot 10^{-6}$	$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \nu_\mu$	
Mézon	π^-, π^+	139,58	0	-1	1	1, -1	0	0	0,0	$2,6 \cdot 10^{-8}$	$\pi^- \rightarrow \mu^- + \nu_\mu$ $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e$
	π^0	134,99	0	-1	1	0	0	0	0	$0,7 \cdot 10^{-16}$	$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ $\pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$
	K^+, K^-	493,8	0	-1	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}$	0	0	1, -1	$0,8 \cdot 10^{-8}$	$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$ $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^-$
	K^0, \bar{K}^0	497,8	0	-1	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}, +\frac{1}{2}$	0	0	1, -1	$0,7 \cdot 10^{-10}$	$K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ $K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	
Barión	p, \bar{p}	938,21	$\frac{1}{2}$	1	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}$	1, -1	0	0,0	-	Bền
	n, \bar{n}	939,50	$\frac{1}{2}$	1	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}, \frac{1}{2}$	1, -1	0	0,0	$0,71 \cdot 10^3$	$n \rightarrow p + e^- + \nu_e$
	$\Lambda^0, \bar{\Lambda}^0$	1115,4	$\frac{1}{2}$	1	0	0,0	1, -1	0	-1, 1	$1,8 \cdot 10^{-10}$	$\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$ $\Lambda^0 \rightarrow n + \pi^0$
	$\Sigma^+, \bar{\Sigma}^+$	1189,2	$\frac{1}{2}$	1	1	1, -1	1, -1	0	-1, 1	$0,6 \cdot 10^{-10}$	$\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$ $\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+$
	$\Sigma^-, \bar{\Sigma}^-$	1197,6	$\frac{1}{2}$	1	1	-1, 1	1, -1	0	-1, 1	$1,2 \cdot 10^{-10}$	$\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$
	$\Sigma^0, \bar{\Sigma}^0$	1193,2	$\frac{1}{2}$	1	1	0,0	1, -1	0	-1, 1	$< 10^{-14}$	$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$
	$\Xi^-, \bar{\Xi}^-$	1321,0	$\frac{1}{2}$	1	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}, \frac{1}{2}$	1, -1	0	-2, 2	$0,9 \cdot 10^{-10}$	$\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$
	$\Xi^0, \bar{\Xi}^0$	1310	$\frac{1}{2}$	1	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}, \frac{1}{2}$	1, -1	0	-2, 2	$1,0 \cdot 10^{-10}$	$\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0 + \pi^0$
$\Omega^-, \bar{\Omega}^-$	1685	$\frac{1}{2}$	1	0	0,0	1, -1	0	-3, 3	10^{-10}	$\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 + K^-$	

§3. CÁC LOẠI TƯƠNG TÁC CƠ BẢN- HẠT VÀ PHẢN HẠT.

1. Các loại tương tác cơ bản.

Ngày nay người ta đã xác nhận trong tự nhiên chỉ tồn tại bốn loại tương tác cơ bản:

- Tương tác hấp dẫn: Là loại tương tác yếu nhất nhưng lại phổ biến nhất. Lực hấp dẫn bao trùm mọi lĩnh vực và được biểu diễn bằng định luật hấp dẫn – tỷ lệ nghịch với bình phương khoảng cách.
- Tương tác điện từ diễn tả bằng định luật Coulomb và Biotsavart, cũng là định luật lực tỷ lệ nghịch với bình phương khoảng cách. Các phương trình Maxwell cho thấy lực điện và lực từ, thực chất là hai biểu hiện của một hiện tượng thống nhất. Lực điện từ chi phối tính chất của êlectrôn trong nguyên tử và phân tử. Các quá trình hạt nhân, đôi khi có liên quan đến tương tác điện từ, chẳng hạn phóng xạ γ . Có thể nói tương tác điện từ cũng có tính chất phổ biến và là tương tác được hiểu biết một cách đầy đủ nhất.
- Tương tác mạnh là tương tác giữa các nuclôn trong hạt nhân. Sở dĩ gọi là mạnh vì nó phải thắng được lực đẩy Coulomb, có tác dụng làm cho mọi hạt nhân đáng lẽ không tồn tại bền vững được. Tương tác này có bán kính tác dụng rất ngắn vào bậc femi (10^{-15} m), do đó không có ảnh hưởng gì đối với cấu trúc các lớp vỏ êlectrôn của nguyên tử. Ví dụ khác về tương tác mạnh là sự va chạm giữa các mêzon và các Bariôn. Ngoài đặc trưng quan trọng của tương tác mạnh là bán kính tác dụng rất ngắn, còn có đặc trưng là thời gian sống của các hạt tạo thành do tương tác mạnh rất ngắn ($\sim 10^{-24}$ s). Tương tác mạnh khống chế các quá trình phân rã (α , phân hạch, nhiệt hạch và tán xạ nuclôn trên hạt nhân ở năng lượng cao. Cho tới nay, dạng toán học của lực tương tác này vẫn chưa được xác định.
- Tương tác yếu là một loại lực chi phối trong hạt nhân, mà điển hình là gây ra sự phân rã β^- . Tương tác yếu cũng là nguyên nhân gây ra phân rã của các hạt sơ cấp. Tương tác yếu cũng là dạng tương tác độc nhất của notrinô với vật chất. Thời gian sống của các hạt phân rã do tương tác yếu không nhỏ hơn 10^{-11} s.

Sự hiểu biết về các lực tương tác kể trên rất cần thiết cho việc mô tả các hiện tượng của các hạt cơ bản. Sau đây là bảng đánh giá tương quan về độ lớn của bốn loại tương tác kể trên.

Tương tác	Mạnh	Điện từ	Yếu	Hấp dẫn
Độ lớn	1	10^{-2}	10^{-12}	10^{-40}

2. Hạt và phản hạt.

Năm 1928, Dirac đã tiên đoán rằng êlectrôn cần phải có một phản hạt mang điện tích dương. Phản hạt này được gọi là Pôzitrôn, đã được phát hiện thấy trong tia vũ trụ vào năm 1932 bởi Carl Anderson. Rồi dần dần về sau ngày càng thấy rõ rằng mỗi một hạt đều có một phản hạt tương ứng, có cùng khối lượng và spin, nhưng điện tích có dấu ngược lại (nếu hạt đó có điện tích) và khác nhau về dấu đối với các lượng tử số khác. Chúng ta thường ký hiệu phản hạt bằng dấu \sim trên đầu ký hiệu của hạt. Ví dụ p là ký hiệu của prôtôn thì \tilde{p} là ký hiệu của phản prôtôn.

Khi một hạt gặp một phản hạt của nó, chúng có thể hủy nhau. Tức là khi đó cả hạt và phản hạt đều biến mất, còn năng lượng nghỉ tổ hợp của chúng sẽ trở thành một dạng năng lượng khác. Đối với một êlectrôn hủy với phản hạt của nó, thì năng lượng này xuất hiện như hai phôtôn gamma.

$$e^- + e^+ \rightarrow \gamma + \gamma (Q = 1,02 \text{ MeV})$$

Về nguyên tắc, một photon có thể nhường năng lượng của nó để tạo thành cặp electron – positron. Dĩ nhiên ít nhất photon phải có năng lượng bằng $2m_0c^2$. Tuy nhiên một photon dù có năng lượng lớn bao nhiêu đi nữa thì cũng không thể tạo cặp trong một chân không hoàn toàn nếu như không có trường ngoài.

Sau này, khi người ta tìm thấy lần lượt các hạt cơ bản khác, thì đồng thời cũng thấy cả các phản hạt của chúng; ngoại trừ một vài trường hợp đặc biệt phản hạt lại trùng với chính hạt, như photon, mezôn π^0 . Nói chung giữa hạt và phản hạt đều có thể xảy ra hiện tượng hủy cặp và sinh cặp.

§4. CÁC ĐỊNH LUẬT BẢO TOÀN.

Tương tác giữa các hạt cơ bản, cũng như quá trình phân rã của chúng rất phức tạp. Tuy nhiên các quá trình ấy tuân theo những quy luật bảo toàn nhất định. Ngoài các quy luật bảo toàn quen thuộc, như bảo toàn năng lượng, điện tích, mômen động lượng ..., trong vật lý các hạt cơ bản còn có hàng loạt các quy luật bảo toàn khác như bảo toàn tích Lepton, tích Bariôn, bảo toàn chẵn lẻ, bảo toàn số lạ, bất biến spin đồng vị, ... Có những quy luật bảo toàn tuyệt đối đúng đối với một loạt tương tác như bảo toàn năng lượng, điện tích, tích bariôn ...; có những quy luật bảo toàn đúng với một số quá trình này nhưng lại không đúng với một số quá trình khác. Ví dụ: tính chẵn lẻ không bảo toàn trong tương tác yếu, spin đồng vị chỉ được bảo toàn trong tương tác mạnh, ...

Ta hệ thống tất cả các định luật bảo toàn đã nêu trong bảng (11.2)

Đại lượng đặc trưng	Loại tương tác		
	Mạnh	Điện từ	Yếu
1. Năng lượng	Có	Có	Có
2. Xung lượng	Có	Có	Có
3. Mômen xung lượng	Có	Có	Có
4. Điện tích Q	Có	Có	Có
5. Số barion B	Có	Có	Không
6. Bậc chẵn lẻ P	Có	Không	Không
7. Spin đồng vị I	Có	Không	Không
8. Hình chiếu Iz	Có	Có	Không
9. Số lạ S			

Bảng 11.2: Các định luật bảo toàn

§5. VÀI NÉT VỀ VẤN ĐỀ HỆ THỐNG HÓA CÁC HẠT CƠ BẢN.

Một vấn đề đã tồn tại từ lâu, thu hút sự quan tâm của các nhà nghiên cứu vật lý cơ bản là làm sao tìm được một lý thuyết hệ thống hóa tất cả các hạt cơ bản đã biết và nhờ đó mà dự đoán được cả những hạt chưa biết (có ý nghĩa giống như tìm ra hệ thống tuần hoàn các nguyên tố của Mendelêep). Trong việc hệ thống hóa các hạt cơ bản, vai trò của các quy luật bảo toàn gắn liền với tính đối xứng của các không gian vật lý rất là quan trọng.

Người ta thấy rằng, các hạt hợp thành những bộ đa tuyến xác định bởi spin đồng vị I. Trong đó tất cả các bariôn trong bốn bộ đa tuyến: nuclôn (bộ đôi), Λ (bộ đơn), Σ (bộ tam tuyến) và Ξ (bộ đôi) có khối lượng không khác nhau nhiều lắm; trong thực tế các khối lượng ấy khác nhau chừng một vài phần trăm. Ta lại thấy bốn bộ đôi trên tuy khác nhau về số lạ, song lại có spin giống nhau (đều bằng $\frac{1}{2}$). Do đó có thể ghép cả tám hạt trên vào cùng một siêu đa tuyến có spin xác định. Khi đó phối hợp tính bất biến spin đồng vị và bảo toàn số lạ, ta sẽ thu được một tính đối xứng rộng hơn đối xứng spin đồng vị, gọi là đối xứng Unita. Lý thuyết này được tiếp tục mở rộng dẫn đến lý thuyết đối xứng SU_3 ; nhờ đó ghép được những siêu đa tuyến mới. Đáng chú ý là trong siêu đa tuyến gồm 10 hạt Bariôn. Cho tới năm 1962, người ta chỉ mới biết chín hạt, nhờ lý thuyết tiên đoán phải có hạt thứ mười, mà năm 1964, các nhà thực nghiệm đã tìm đúng được hạt đó: nó là hạt omêga trừ (Ω^-) thuộc bộ đơn với spin đồng vị I = 0 và có khối lượng tương đương 1685 MeV, đúng như dự đoán.

Sau này tiến xa hơn, người ta nhận thấy rằng số hạt cơ bản thống kê trong bảng (12 – 1) là quá nhiều và chúng chuyển hóa lẫn nhau một cách khá phức tạp. Vì thế đã nảy ra ý nghĩ, phải tìm được những hạt thực sự cơ bản, mà từ những hạt này có thể tạo ra tất cả các hạt cơ bản đã biết. Gell - Mann đã đưa ra một giả thiết là có thể tồn tại một số ít hạt nhỏ hơn, được gọi là hạt quark; những hạt này mới thực sự là hạt cơ bản của tương tác mạnh. Việc tồn tại những hạt này hoàn toàn phù hợp với lý thuyết đối xứng SU_3 .

Các hạt quark phải là những trạng thái liên kết vì ta không thể gặp chúng riêng rẽ và chúng kết thành bộ tam tuyến, gồm ba màu sắc khác nhau mà nhìn gộp lại thì không thấy, tựa như bảy màu của quang phổ ánh sáng, khi nhìn gộp lại thì chỉ thấy màu trắng

Có 3 hạt quark cơ bản ký hiệu là u, d, s với các đặc trưng sau đây:

Hạt	Q	B	S
u	$+\frac{2}{3}$	$+\frac{1}{3}$	0
d	$-\frac{1}{3}$	$+\frac{1}{3}$	0
s	$-\frac{1}{3}$	$+\frac{1}{3}$	-1

Với ba hạt quark cơ bản trên, có thể nêu lên giả thuyết: Các bariôn sẽ được cấu thành từ ba hạt quark, còn các mêzôn từ một quark với một phản quark theo bảng hệ thống (11.3)

	Hạt	Ký hiệu	Q	B	S	Các quác
Mê-zôn	Piôn	π^+	+1	0	0	$\bar{d}p$
		π^0	0	0	0	$\bar{u}n$ hoặc \bar{c}
		π^-	-1	0	0	$\bar{n}p$
	Kaôn	K^+	+1	0	1	$\bar{p}\lambda$
		K^0	0	0	1	$\bar{n}\lambda$
		K^-	-1	0	-1	$\bar{\lambda}p$
	\bar{K}^0	0	0	-1	\bar{n}	
Ba-Ri Oân	Notrôn	n	0	+1	0	nnp
	Prôtôn	p	+1	+1	0	npp
	Lãm đã	Λ^0	0	+1	-1	$np\lambda$
	Xicma	Σ^+	+1	+1	-1	$pp\lambda$
		Σ^-	-1	+1	-1	$nn\lambda$
		Σ^0	0	+1	-1	$np\lambda$
	Kxi	Ξ^-	-1	+1	-2	$n\lambda\lambda$
Ξ^0		0	+1	-2	$p\lambda\lambda$	
Omega	Ω^-	-1	+1	-3	$\lambda\lambda\lambda$	

Bảng 11.3

Hiện nay các hạt quark vẫn chưa quan sát được một cách tin cậy trong phòng thí nghiệm như các hạt tự do và các nhà vật lý lý thuyết đã đưa ra những nguyên nhân có thể chấp nhận được, để giải thích tại sao lại như thế. Tuy nhiên người ta vẫn hy vọng rằng trong tương lai gần, giả thuyết về hạt quark sẽ thành sự thật và sẽ tìm được các hạt kỳ diệu này.

Một hướng nghiên cứu đang là trung tâm của mọi suy nghĩ của các nhà lý thuyết hạt cơ bản, đó là hy vọng xây dựng được một lý thuyết thống nhất tất cả các loại tương tác đã biết, được gọi là lý thuyết thống nhất. Cả việc thống nhất tất cả các lực trong tự nhiên là một nỗ lực thu hút hết tâm trí của Einstein trong giai đoạn cuối của cuộc đời ông. Người ta thấy rằng tương tác yếu đã được tổ hợp thành công với lực điện từ sao cho chúng có thể được xem như các thể hiện khác nhau của một loại điện từ yếu duy nhất. Các lý thuyết có ý định thêm tương tác mạnh vào tổ hợp này, được gọi là các lý thuyết thống nhất lớn, đang được xúc tiến một cách mạnh mẽ và đã có những thành công đáng kể.

Các lý thuyết tìm cách hoàn tất công việc này bằng cách gộp cả tương tác hấp dẫn vào (đôi khi được gọi là lý thuyết thống nhất về tất cả) hiện đang ở giai đoạn đáng khích lệ.

TÀI LIỆU THAM KHẢO

1. PHẠM DUY HIỂN

Vật lý nguyên tử và hạt nhân. NXBGD. 1983

2. LÊ CHÂN HÙNG – VŨ THANH KIẾT.

Vật lý nguyên tử và hạt nhân. NXBGD 1989.

3. DAVID HALLIDAY, ROBERT RESNICK. JEARL WALKER.

**Cơ sở Vật lý Tập VI: Quang học và Vật lý lượng tử (bản dịch tiếng Việt).
NXBGD 1998.**

4. HOÀNG HỮU THƯ.

Bài giảng về cấu trúc hạt nhân. NXBGD và THCN 1972.

5. RONALD GAUTREAU, WILLIAM SAVIN.

Vật lý hiện đại (lý thuyết và bài tập) bản dịch tiếng Việt. NXBGD. 1997.

“VẬT LÝ NGUYÊN TỬ & HẠT NHÂN” do Trường Đại học Sư phạm TP. Hồ Chí Minh, phát hành năm 2001, Ban Ấn Bản Phát hành Nội bộ ĐHSP chế bản và sao chụp 500 cuốn, xong ngày 02 tháng 05 năm 2001.