

TRƯỜNG ĐẠI HỌC AN GIANG
TỔ VẬT LÝ

Giáo trình
VẬT LÝ ĐẠI CƯƠNG A2

Người biên soạn: TRẦN THỂ
LƯU HÀNH NỘI BỘ
Tháng 6 năm 2002

Chương I: Thuyết tương đối

Năm 1905, Albert Einstein đã đề xuất thuyết tương đối của mình, thuyết tương đối được xem là tuyệt đẹp về bản chất của không gian và thời gian. Lý thuyết đã đứng vững qua nhiều thử thách thực nghiệm trong suốt TK XX. Lý thuyết tương đối vốn nổi tiếng là một vấn đề khó đối với những người không nghiên cứu nó. Nó không phải là khó hiểu do sự phức tạp của toán học mà cái khó ở đây là tập trung ở chỗ lý thuyết tương đối buộc chúng ta phải kiểm tra lại một cách có phê phán ở chỗ ý tưởng của chúng ta về không gian và thời gian.

Để hiểu được sâu sắc ý nghĩa của thuyết tương đối, chúng ta cùng đi tìm lại những thành tựu của vật lý, đặc biệt là những mâu thuẫn nội tại, chứa đựng trong các thuyết, ý tưởng các quan niệm vật lý, nói cách khác chúng ta cần hiểu được bức tranh vật lý ở thời kỳ trước khi thuyết tương đối ra đời. Mà thành tựu nổi bật nhất là cơ học Newton và các phép biến đổi Galileo.

Bài 1: Nguyên lý tương đối Galileo

I. Hệ quy chiếu và tính tương đối của chuyển động:

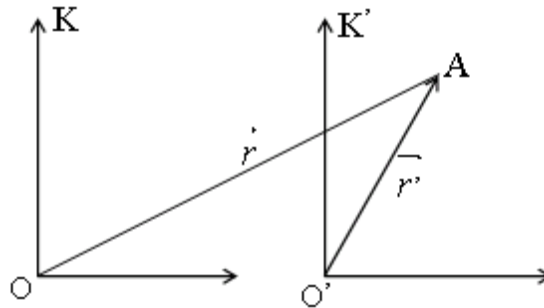
Từ kinh nghiệm thực tế hàng ngày chúng ta thấy rằng một người ngồi yên trong xe ô tô, nhưng lại chuyển động với xe khác và cây cối bên đường. Vì vậy cơ học Newton khẳng định rằng khi nói tới chuyển động (hay đứng yên) bao giờ cũng gắn với một vật nào đó gọi là vật mốc hay hệ quy chiếu. Lấy ô tô làm hệ quy chiếu, thì người khách ngồi trên đứng yên. Nhưng lấy xe khác làm hệ quy chiếu thì người khách đó ở trạng thái chuyển động.

Từ những thực tế nói trên, cơ học Newton kết luận rằng khái niệm chuyển động (hay đứng yên) là có tính tương đối. Từ kết luận suy ra chuyển động của một vật là có tính tương đối và phải được mô tả trong hệ quy chiếu xác định.

Những kết luận nêu ra ở trên tuy rất đơn giản đến mức dường như hiển nhiên, nhưng lại là một điều rất cơ bản có liên quan đến những quan niệm sâu xa của con người về không gian và thời gian.

II. Phép biến đổi Galileo và công thức cộng vận tốc:

Giả sử chúng ta khảo sát chuyển động chất điểm trong hệ qui chiếu quán tính K và K'. Quy ước hệ K là hệ đứng yên, còn hệ K' chuyển động thẳng đều với hệ K và K' chuyển động thẳng dọc theo phương trục X



Hình 1-1

Gọi bán kính vectơ của điểm A trong hệ

K là \vec{r} , trong hệ K' là \vec{r}' . Ta có

$$\vec{r} = \vec{OO'} + \vec{r}' \quad (1-1)$$

Nếu hệ K' chuyển động với vận tốc \vec{v}_0 so với hệ K, và tại thời điểm ban đầu $t=0$

hai hệ trùng nhau ta có:

$$\vec{OO'} = \vec{v}_0 t = \vec{v}_0 t'$$

Từ đó chúng ta có:

$$\left. \begin{aligned} x &= x' + x_0 t' \\ y &= y' \\ z &= z' \\ t &= t' \end{aligned} \right\} (1-2)$$

Hay cũng có thể viết

$$\left. \begin{aligned} x &= x' - v_0 t' \\ y &= y' \\ z &= z' \\ t &= t' \end{aligned} \right\} (1-3)$$

Hoặc viết dưới dạng vector

$$\left. \begin{aligned} \vec{r} &= \vec{r}' + \vec{v}_0 t' \\ t &= t' \end{aligned} \right\} (1-4)$$

Hệ các phương trình (1-2); (1-3); (1-4) được là phép biến đổi Galileo.

Lấy đạo hàm theo thời gian cả hai vế phương trình (1-4) ta có:

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \frac{d\vec{r}'}{dt} + \vec{v}_0 \quad (1-5)$$

$$\vec{v} = \vec{v}' + \vec{v}_0$$

Trong đó \vec{v} là vận tốc chất điểm trong hệ K, còn \vec{v}' là vận tốc chất điểm trong hệ quy chiếu K'.

Lấy đạo hàm theo thời gian hai vế phương trình (1-5) ta có:

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{d\vec{v}'}{dt} + \frac{d\vec{v}_0}{dt}$$

Vì K và K' là hai hệ quy chiếu quán tính ($\vec{v}_0 = \text{const}$) cho nên:

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{d\vec{v}'}{dt}$$

Suy ra: $\vec{a} = \vec{a}'$ (1-6)

Với \vec{a} là gia tốc hệ K

\vec{a}' là gia tốc hệ K'

Như vậy gia tốc của một chất điểm chuyển động là một đại lượng tuyệt đối, nghĩa là đại lượng không thuộc hệ quy chiếu, hay người ta thường nói là đại lượng bất biến (đối với phép biến đổi Galileo).

Ngoài ra người ta có thể chứng minh rằng khoảng cách giữa hai điểm (1) và (2)

là đại lượng bất biến. Thật vậy, ta gọi bán kính vectơ giữ hai điểm đó là: \vec{r}_1 , \vec{r}_2

và \vec{r}'_1 , \vec{r}'_2 .

Ta có:

$$\vec{r}_1 = \vec{r}_1' + \vec{v}_o t'$$

$$\vec{r}_2 = \vec{r}_2' + \vec{v}_o t'$$

Từ đó ta có: $|\vec{r}_1 - \vec{r}_2| = |\vec{r}_1' - \vec{r}_2'|$ (1-7)

Nếu biểu diễn qua tọa độ thì (1-7) được viết là:

$$S = \sqrt{(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2 + (z_1 - z_2)^2} =$$
$$= \sqrt{(x_1' - x_2')^2 + (y_1' - y_2')^2 + (z_1' - z_2')^2} = 5$$

III. Nguyên lý tương đối Galileo:

Phần trên chúng ta nói đến chuyển động của một vật phải được miêu tả trong hệ quy chiếu nào đó. Đối với các hệ quy chiếu khác nhau chuyển động sẽ diễn ra khác nhau, vậy thì các hiện tượng cơ học xảy ra trong hệ quy chiếu quán tính khác nhau thì giống nhau khác nhau.

Galileo là người đầu tiên nghiên cứu vấn đề này. Ông đã thí nghiệm cơ học trong con tàu ở hai trạng thái đứng yên và chuyển động thẳng đều đối với mặt đất. Con tàu ở trạng thái đó được coi là tương ứng với một hệ quy chiếu quán tính. Kết quả cho thấy mọi thí nghiệm cơ học xảy ra hoàn toàn giống nhau trong hai hệ đó. Chẳng hạn những giọt nước rơi xuống sàn tàu từ một cái cốc treo trên đầu tàu theo phương thẳng đứng trong hàu trường hợp tàu đứng yên và tàu chuyển động thẳng đều. Không phải tàu đang chuyển động mà chúng rơi lệch về phía sau. Như vậy bằng các thí nghiệm cơ học ta không thể phân biệt được hệ quy chiếu quán tính này và hệ quy chiếu quán tính khác, không thể phân biệt hệ quy chiếu đang xét là đứng yên hay chuyển động thẳng đều.

Hoặc từ phương trình (1-6) ta có: $\vec{a} = \vec{a}'$. Nghĩa là gia tốc của chất điểm trong các hệ quy chiếu quán tính là như nhau.

Theo định luật II Newton

$$\vec{F} = m \cdot \vec{a} \text{ trong hệ quy chiếu } K$$

$$\vec{F}' = m \cdot \vec{a}' \text{ trong hệ quy chiếu } K'$$

Suy ra $\vec{F} = \vec{F}'$. Điều này có nghĩa là phương trình động lực học chất điểm không thể thay đổi trong các hệ quy chiếu quán tính. Vì các phương trình động lực học là các cơ sở để mô tả các hiện tượng cơ học nên có thể phát biểu nguyên lý sau đây:

“Các quá trình cơ học trong mọi hệ quy chiếu quán tính đều giống nhau”
hoặc

“Mọi hệ quy chiếu quán tính đều tương đương về phương diện cơ học”
Đó là nguyên lý cơ học hay còn gọi là nguyên lý tương đối Galileo.

Bài 2: Thuyết tương đối hẹp Einstein và tính bất biến của vận tốc ánh sáng

I. Giới hạn ứng dụng cơ học cổ điển Newton:

Cơ học cổ điển Newton dựa trên cơ sở các định luật Newton và nguyên lý Galileo, là cơ sở cho các bài toán kỹ thuật trong điều kiện chuyển động với vận tốc rất nhỏ so với vận tốc ánh sáng. Theo nguyên lý Galileo, các định luật Newton là bất biến trong các hệ quy chiếu quán tính. Tuy nhiên với những vật chuyển động với vận tốc rất lớn (gần bằng với vận tốc ánh sáng) thì các định luật đó không còn bất biến nữa, vì vậy các phép biến đổi Galileo không còn phù hợp nữa.

Nguyên lý tương đối Galileo nói rằng các quá trình cơ học đều xảy ra như nhau trong mọi hệ quy chiếu quán tính, vậy với các hiện tượng vật lý khác, chẳng hạn như hiện tượng điện từ, khi lực tác dụng lên các điện tích phụ thuộc vào cả vận tốc chuyển động của chúng, có thể khác nhau trong các hệ quy chiếu quán tính. Hơn nữa với phép biến đổi Galileo thì vận tốc ánh sáng trong các hệ quy chiếu khác nhau là khác nhau. Do những lý do người ta đã làm nhiều thí nghiệm hy vọng tìm ra được kết quả như giả định trên. Từ đó mà có một cơ sở mà đề ra một lý thuyết mới.

Lý thuyết điện từ không phải là một lý thuyết cơ học, nó vượt ra ngoài phạm vi cơ học. Nhưng vào thời kỳ lý thuyết điện từ ra đời, thì những quan điểm cơ học Newton đang giữ vị trí độc tôn. Vì vậy người ta cố giải thích lý thuyết điện từ, và cả lý thuyết vật lý khác theo quan điểm của cơ học cổ điển. Chẳng hạn để truyền âm (sóng âm học) hay sóng cơ học nói chung phải có môi trường đàn hồi làm trung gian để truyền sóng. Vì vậy khi quan niệm ánh sáng là sóng người ta cho rằng cần phải có một môi trường đàn hồi để truyền sóng ánh sáng. Môi trường đó được gọi là ete ánh sáng.

Các thí nghiệm của PHIDO, MAIKENSON_MOOCLI đã không giải thích được bằng lý thuyết cơ học cổ điển. Vì vậy các nhà vật lý học phải đi tìm giải thích bằng việc đưa ra những lý thuyết vật lý mới. Người ta xướng ra những giải thuyết mới, mở ra cho vật lý một kỷ nguyên mới đó là nhà vật lý người Đức: Albert Einstein vào năm 1905. Và khi đó cơ học cổ điển của Newton chỉ là trường hợp giới hạn của cơ học tương đối tính khi vận tốc chất điểm rất bé so với vận tốc của ánh sáng trong chân không.

II. Thuyết tương đối hẹp Einstein và tính bất biến của vận tốc ánh sáng:

Thuyết tương đối hẹp của Einstein được xây dựng trên hai tiên đề đó:

TIÊN ĐỀ I: Cũng chính là nội dung của nguyên lý Einstein.

“Các phương trình biểu diễn các định luật tự nhiên (mọi định luật vật lý) đều giống nhau trong một hệ quy chiếu quán tính”.

Hoặc là:

“Các phương trình biểu diễn các định luật tự nhiên là bất biến đối với các phép biến đổi tọa độ và thời gian, từ hệ quy chiếu quán tính này sang hệ quy chiếu quán tính khác”.

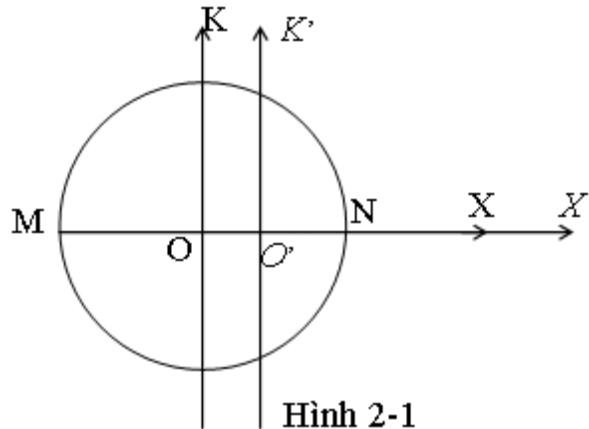
TIÊN ĐỀ II: Cũng là nguyên lý bất biến của vận tốc ánh sáng trong chân không.

“Vận tốc của ánh sáng trong chân không là như nhau đối với mọi hệ quy chiếu quán tính và bằng $C=3.108 \text{ m/s}$ ”.

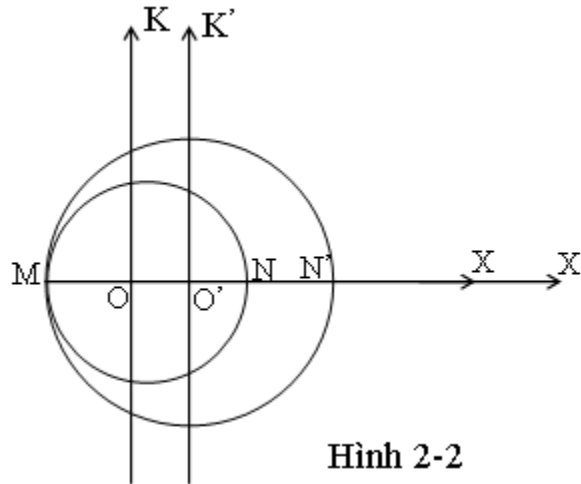
Rõ ràng tiên đề Einstein thứ nhất là sự mở rộng của nguyên lý tương đối Galileo. Theo tiên đề I thì chẳng những không thể dùng các thí nghiệm Cơ học mà cả những thí nghiệm vật lý cũng không thể phát hiện ra trạng thái chuyển động thẳng đều hay đứng yên của hệ quy chiếu. Vì vậy nếu ta thừa nhận tiên đề này là kết quả phủ định của thí nghiệm MAIKENSON_MOOCLI là sự hiển nhiên.

Còn tiên đề thứ hai gây những mâu thuẫn rất sâu sắc với quan điểm cổ điển của chúng ta về thời gian. Điều này có thể thấy rõ qua ví dụ sau đây:

Giả sử tại thời điểm ban đầu t và $t' = 0$ gốc của hai tọa độ O và O' trùng nhau vào lúc đó ta làm lóe sáng một đốm sáng tại gốc chung của hai hệ tọa độ. Sau khoảng thời gian $t \neq 0$, ánh sáng truyền đi theo mọi phương, và mặt cầu sóng là mặt cầu bán kính $R=C.t$. Với quan điểm cơ học của Newton thì đến thời điểm t , người quan sát ở O và O' đều thấy mặt cầu sóng ánh sáng là mặt cầu tâm O .



(hình 2-1)



Hình 2-2

Nói cụ thể, nếu ta chú ý đến hai điểm M, N thì cả hai người quan sát tại O và O' đều thấy mặt đầu sóng đồng thời truyền đến hai điểm M, N.

Nhưng nếu theo tiên đề về tính bất biến của vận tốc ánh sáng thì ta phải nói rằng người quan sát ở O và O' đều thấy mặt đầu sóng ánh sáng là những mặt cầu, nhưng tâm của các mặt cầu đó không trùng nhau.

Đối với người quan sát ở O, mặt cầu sóng ánh sáng có bán kính $R=C.t$ và tâm ở O; còn đối với người quan sát ở O' thì mặt cầu sóng ánh sáng có bán kính $R'=C.t'$ và tâm ở O'.

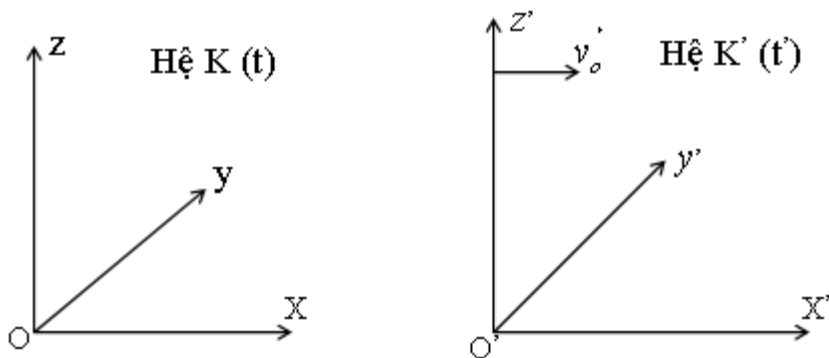
Việc không trùng nhau của hai đầu sóng ánh sáng trong hai hệ là điều khó hiểu và thậm chí vô lý đối với cơ học Newton. Bởi vì đối với người quan sát ở O thì mặt đầu sóng đồng thời truyền đến hai điểm M, N. Trong khi đó đối với người quan sát ở O' thì mặt đầu sóng lại đồng thời truyền đến hai điểm M', N' (hình 2-2). Thành thử hai sự kiện đồng thời trong hệ này không phải là đồng thời trong hệ kia.

Mâu thuẫn về quan điểm thời gian giữa cơ học Newton và lý thuyết tương đối không đòi hỏi sự giải thích mà đòi hỏi phải từ bỏ quan niệm cổ điển về thời gian. Thời gian không phải là tuyệt đối như cơ học Newton quan niệm, mà thời gian là đại lượng tương đối, thời gian phụ thuộc vào hệ quy chiếu. Và nói đúng hơn ta phải gọi thuyết tương đối là thuyết về thời gian và không gian.

Bài 3: Phép biến đổi Lorentz

I. Phép biến đổi Lorentz:

Ta xét hai hệ quy chiếu quán tính K và K'. Giả sử K' chuyển động với vận tốc v_0 so với hệ K. Tại một vị trí trong không gian M phát ra một tia sáng và sau một thời gian tại vị trí N ta thu được tín hiệu đó. (Hình 3-1)



- Trong hệ K' tọa độ của M là: x_1, y_1, z_1
- Trong hệ K tọa độ của N là: x_2, y_2, z_2
- Thời điểm phát sáng ở M là: t_1
- Thời điểm phát sáng ở N là: t_2

Quãng đường từ M đến N là: $S = C \cdot (t_2 - t_1)$ và đồng thời tính trong hệ tọa độ không gian là $S = \sqrt{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2}$

Do đó ta có:

$$\begin{aligned}
 C^2(t_2 - t_1)^2 &= (x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2 \\
 C^2 \Delta t^2 &= \Delta x^2 + \Delta y^2 + \Delta z^2 \\
 C^2 \Delta t^2 - (\Delta x^2 + \Delta y^2 + \Delta z^2) &= 0
 \end{aligned}
 \tag{3-1}$$

Hoàn toàn tương tự khi xét trong hệ K', vì vận tốc ánh sáng là như nhau trong mọi hệ quy chiếu quán tính nên cũng có:

$$C^2 \Delta t'^2 - (\Delta x'^2 + \Delta y'^2 + \Delta z'^2) \tag{3-2}$$

Vấn đề đặt ra là thỏa mãn (3-1), (3-2) tức là thỏa mãn hai tiên đề Einstein cần phải có phép biến đổi tọa độ thế nào từ hệ quy chiếu này sang hệ quy chiếu khác mà có thể chuyển (3-1) sang (3-2) và ngược lại, phép biến đổi đó gọi là phép biến đổi Lorentz.

Để đơn giản ta giả thuyết K' chuyển động dọc theo trục X (tức là O'X' trùng với OX). Các phép biến đổi tọa độ và thời gian từ hệ K' sang hệ K thể hiện bằng các phương trình:

$$\left. \begin{aligned}
 x &= f_1(x', y', z', t') \\
 y &= f_2(x', y', z', t') \\
 z &= f_3(x', y', z', t') \\
 t &= f_4(x', y', z', t')
 \end{aligned} \right\} \tag{3-3}$$

Theo giả thuyết ta vừa nêu trên, trục y luôn luôn song song với y' và z luôn song song với z' ta có:

$$y = y' \text{ và } z = z'$$

Do vậy các phương trình (3-3) chỉ còn là:

$$\begin{aligned} x &= f(x', t') & x' &= f'(x, t) \\ t &= \varphi(x', t') \text{ và } t' &= \varphi'(x, t) \end{aligned} \quad (3-4)$$

Xét trong trường hợp ban đầu khi $t=t'=0$. hai gốc tọa độ O và O' trùng nhau, tại thời điểm nào đó tọa độ của điểm gốc O trong hệ quy chiếu K' sẽ là:

$$\begin{aligned} x' &= -V_0 t' \\ x' + V_0 t' &= 0 \end{aligned} \quad (3-5)$$

Nếu xét tọa độ O trong hệ K thì $x=0$

Ta thấy để trong hệ K phương trình (3-4) luôn đúng nghĩa là tọa độ của O phải bằng không. Tức là:

$$f(x', t') = 0$$

Đồng thời ta có (3-5): $x' + V_0 t' = 0$

Vậy để thỏa mãn hai phương trình này thì hàm $f(x', t')$ và $(x' + V_0 t')$ chỉ có thể sai khác nhau một hệ số nhân

$$f(x', t') = \alpha \cdot (x' + V_0 t')$$

Do đó $x = \alpha \cdot (x' + V_0 t')$

Hoàn toàn tương tự ta có:

$$x' = \beta \cdot (x - V_0 t)$$

Theo tiên đề I thì các hệ quy chiếu là tương đương nhau do đó có thể suy ra rằng: $\alpha = \beta$

Vậy ta có:

$$x = \alpha \cdot (x' + V_0 t') \quad (3-6)$$

$$x' = \alpha \cdot (x - V_0 t) \quad (3-7)$$

Để tìm hệ số α ta sử dụng tiên đề II về tính bất biến của vận tốc ánh sáng. Giả sử tại thời điểm ban đầu $t=t'=0$; một tính hiệu được phát ra dọc theo các

trục Ox và OX' tới một màn thu tại một vị trí có tọa độ trong hệ K và tọa độ x' trong tọa độ K'. Do vậy vận tốc ánh sáng như nhau trong hệ quy chiếu nên:

$$x = Ct \text{ và } x' = Ct' \quad (3-8)$$

Thay các giá trị của (3-8) vào (3-6) và (3-7) ta có:

$$Ct = \alpha(Ct' + V_0 t)$$

$$Ct' = \alpha(Ct - V_0 t)$$

Nhân vế với vế của hai phương trình trên ta được:

$$C^2 = \alpha^2(C^2 - V_0^2) \quad (3-9)$$

Suy ra:

$$\alpha^2 = \frac{C^2}{C^2 - V_0^2} = \frac{1}{1 - \frac{V_0^2}{C^2}}$$

$$\alpha = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{V_0^2}{C^2}}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{V_0^2}{C^2}}} \quad (3-10)$$

Thay (3-10) vào (3-6) ta được:

$$x = \frac{x' + V_0 t'}{\sqrt{1 - \frac{V_0^2}{C^2}}} \quad (3-11)$$

Và thay vào (3-7) ta được:

$$x' = \frac{x - V_0 t}{\sqrt{1 - \frac{V_0^2}{C^2}}} \quad (3-12)$$

Từ (3-6), (3-7) và (3-10) ta có:

$$t = \frac{t' + \frac{V_0}{C^2} x'}{\sqrt{1 - \frac{V_0^2}{C^2}}} \quad (3-13)$$

$$t' = \frac{t - \frac{V_0}{C^2} x}{\sqrt{1 - \frac{V_0^2}{C^2}}} \quad (3-14)$$

Tập hợp các công thức: (3-11), (3-12), (3-13) và (3-14) là các phép biến đổi

Lorentz. Nếu đưa vào ký hiệu $\beta = \frac{V_0}{C}$ thì phép biến đổi Lorentz viết lại như sau:

$$\left. \begin{aligned} x &= \frac{x' + V_0 t'}{\sqrt{1 - \beta^2}} \\ y &= y' \\ z &= z' \\ t &= \frac{t' + \frac{\beta}{C} x'}{\sqrt{1 - \beta^2}} \end{aligned} \right\} (3-15)$$

Và:

$$\left. \begin{aligned} x' &= \frac{x - V_0 t}{\sqrt{1 - \beta^2}} \\ y' &= y \\ z' &= z \\ t' &= \frac{t - \frac{\beta}{C} x}{\sqrt{1 - \beta^2}} \end{aligned} \right\} (3-16)$$

Các công thức (3-15), (3-16) được viết trong điều kiện hệ K coi là đứng yên, hệ K' chuyển động dọc theo trục Ox với vận tốc V_0 và lúc đầu $t=t'=0$. Gốc hai hệ tọa độ O và O' trùng nhau. Ngoài ra các ký hiệu x, y, z, t chỉ tọa độ và thời gian trong hệ K, còn các ký hiệu x', y', z', t' để chỉ các đại lượng tương ứng trong hệ K'.

Từ các công thức (3-15), (3-16) ta thấy:

Nếu $V_0 \ll C$ thì $\frac{V_0^2}{C^2} \ll 1$ do đó $\sqrt{1 - \beta^2} \approx 1$ ngoài ra số hạng thứ hai trong các công thức cuối cùng của (3-15), (3-16) có thể bỏ qua so với số hạng thứ nhất, khi đó các công thức biến đổi Lorentz trở thành công thức biến đổi Galileo. Điều có nghĩa là khi vật chuyển động với vận tốc rất nhỏ so với vận tốc ánh sáng thì ta có thể khảo sát chuyển động của vật theo quan điểm cơ học Newton. Cơ học Newton là trường hợp giới hạn của thuyết tương đối Einstein.

Nếu $V_0 \geq 0$ thì các công thức biến đổi Lorentz mất ý nghĩa (vì $\sqrt{1-\beta^2} \leq 0$). Vì vậy vận tốc ánh sáng C là vận tốc giới hạn của các vật chuyển động, với vận tốc lớn hơn vận tốc ánh sáng, hay nói một cách tổng quát hơn là không thể có một quá trình truyền tín hiệu nào với vận tốc hơn vận tốc ánh sáng trong chân không.

II. Phép biến đổi vận tốc:

Bây giờ chúng ta sẽ nói về công thức cộng vận tốc. Muốn vậy ta lấy vi phân các công thức (3-15), (3-16)

$$\left. \begin{aligned} dx &= \frac{dx' + V_0 dt'}{\sqrt{1-\beta^2}} \\ dy &= dy' \\ dz &= dz' \\ dt &= \frac{dt' + \frac{V_0}{C^2} dx'}{\sqrt{1-\beta^2}} \end{aligned} \right\}$$

Chia các biểu thức dx , dy , dz cho dt ta có:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dx}{dt} &= \frac{dx' + V_0 dt'}{dt' + \frac{V_0}{C^2} dx'} \\ \frac{dy}{dt} &= \frac{dy' \sqrt{1-\beta^2}}{dt' + \frac{V_0}{C^2} dx'} \\ \frac{dz}{dt} &= \frac{dz' \sqrt{1-\beta^2}}{dt' + \frac{V_0}{C^2} dx'} \end{aligned} \right\} (3-17)$$

Kí hiệu v là vận tốc ánh sáng trong hệ K ; v' là vận tốc trong hệ K' ta có:

$$v_x = \frac{dx}{dt}; \quad v'_x = \frac{dx'}{dt'}$$

$$v_y = \frac{dy}{dt}; \quad v'_y = \frac{dy'}{dt'}$$

$$v_z = \frac{dz}{dt}; \quad v'_z = \frac{dz'}{dt'}$$

Do vậy công thức (3-17) ta có:

$$\left. \begin{aligned} v_x &= \frac{v'_x + V_0}{1 + \frac{V_0}{C^2} v'_x} \\ v_y &= \frac{v'_y \sqrt{1 - \beta^2}}{1 + \frac{V_0}{C^2} v'_x} \\ v_z &= \frac{v'_z \sqrt{1 - \beta^2}}{1 + \frac{V_0}{C^2} v'_x} \end{aligned} \right\} (3-18)$$

Người ta gọi các công thức (3-18) là công thức vận tốc Einstein, chúng khác với công thức cộng trong cơ học cổ điển của Galileo.

Trong công thức vận tốc Einstein thì $v_y \neq v'_y$ và $v_z \neq v'_z$ đồng thời v'_y, v'_z phụ thuộc vào cả thành phần v'_x còn trong công thức vận tốc của cơ học cổ điển thì $v_y = v'_y; v_z = v'_z$ ngoài ra trong trường hợp của cơ học cổ điển ta có liên hệ giữa v_x và v'_x là $v_x = v'_x + V_0$. Đặc tính hơn nữa là theo công thức vận tốc của cơ học cổ điển thì vận tốc của ánh sáng phụ thuộc vào hệ quy chiếu, còn trong trường hợp công thức vận tốc của Einstein thì vận tốc ánh sáng là đại lượng bất biến.

Thật vậy trong hệ K' có ánh sáng truyền theo trục Ox với vận tốc C ta có:

$$v'_x = C; v'_y = v'_z = 0$$

Từ (3-8) suy ra $v'_y = 0; v'_z = 0$ và:

$$v_x = \frac{C + V_0}{1 + \frac{V_0}{C^2} C} = \frac{C + V_0}{1 + \frac{V_0}{C}} = C$$

Nếu $V_0 \ll C$ thì công thức vận tốc Einstein lại trở về công thức vận tốc của cơ học cổ điển. Điều đó lại chứng minh lần nữa rằng cơ học Newton là trường hợp giới hạn của thuyết tương đối. Công thức (3-8) là biểu diễn các thành phần vận tốc trong hệ K sang các thành phần vận tốc trong hệ K' . Muốn biểu diễn ngược lại ta có các công thức sau:

$$\left. \begin{aligned} v_x' &= \frac{v_x - V_0}{1 - \frac{V_0}{C^2} \cdot v_x} \\ v_y' &= \frac{v_y \sqrt{1 - \beta^2}}{1 - \frac{V_0}{C^2} \cdot v_x} \\ v_z' &= \frac{v_z \sqrt{1 - \beta^2}}{1 - \frac{V_0}{C^2} \cdot v_x} \end{aligned} \right\} (3-19)$$

Bài 4: Không gian và thời gian

Như ta đã nói ở trên, thuyết tương đối hẹp Einstein thực chất là thuyết về không gian và thời gian. Chúng ta cũng biết không gian và thời gian là hình thức tồn tại khách quan của vật chất đang vận động, nó có quan hệ chặt chẽ với sự vận động của vật chất, do đó không gian và thời gian phải có quan hệ chặt chẽ với nhau và không thể tách rời ra được. Mỗi liên hệ được biểu diễn đặt biệt rõ ràng nhờ không gian 4 chiều tương đương 3 chiều là 3 trục tọa độ không gian x, y, z và chiều thứ 4 là thời gian.

I. Tính đồng thời của các biến cố trong các hệ quy chiếu:

Giả sử trong hệ quy chiếu K xảy ra đồng thời hai biến cố ở các vị trí có tọa độ x_1, x_2, t_1, t_2 vào công thức cuối của (3-16) để tính thời điểm xảy ra các biến cố trong hệ K'. Ta có:

$$\left. \begin{aligned} t_1' &= \frac{a - \frac{V_0}{C^2} \cdot x_1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \\ t_2' &= \frac{a - \frac{V_0}{C^2} \cdot x_2}{\sqrt{1 - \beta^2}} \end{aligned} \right\} (4-1)$$

và

Từ (4-1) chúng ta thấy:

- Nếu hai biến cố xảy ra đồng thời ở những vị trí có tọa độ $x_1 \neq x_2$ trong hệ K, thì nếu xét trong hệ K' hai biến cố xảy ra ở hai thời điểm khác nhau t_1' và t_2' . Nghĩa là nếu xét trong hệ K' thì các biến cố xảy ra không đồng thời.
- Nếu hai biến cố xảy ra ở tọa độ $x_1 = x_2$ trong hệ K thì trong hệ K' chúng xảy ra ở các thời điểm $t_1' = t_2'$. Nghĩa là chúng xảy ra đồng thời.

II. Sự co ngắn chiều dài của vật theo phương chuyển động:

Sự co ngắn chiều dài của vật theo phương chuyển động là một quy luật tổng quát, là sự hệ quả của thuyết tương đối. Để đơn giản ta xét một cây thước, đặt thước dọc theo trục Ox. Hãy gắn hệ K' vào cây thước (hình 4-1).

$$\frac{V_0}{C} \approx 0.999$$

Gọi tọa độ hai đầu mút của cây thước trong hệ K' là x_1' và x_2' . Hiệu $l_0 = x_2' - x_1'$ là chiều dài của cây thước trong hệ K', nghĩa là trong hệ mà cây thước đứng yên. Vấn đề đặt ra là tìm chiều dài l của cây thước đó trong hệ K (trong hệ mà cây thước chuyển động).

Muốn vậy ta phải nói đến phép đo chiều dài của thước từ hệ K, phép đo đó được tiến hành như sau: Người quan sát đứng yên trên trục Ox, khi cây thước chuyển động ngang qua trước mặt thì đồng thời quan sát đánh dấu hai đầu mút của caat thước trong hệ của mình. Gọi tọa độ hai vết đánh dấu đó là x_1 và x_2 tương ứng với x_1' và x_2' . Hiệu $l = x_2 - x_1$ chính là chiều dài của cây thước đo từ hệ K, cũng có nghĩa là chiều dài của cây thước chuyển động. Áp dụng các công thức của Lorentz ta có:

$$x_1' = \frac{x_1 - V_0 \cdot t_1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (4-2)$$

$$x_2' = \frac{x_2 - V_0 \cdot t_2}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (4-3)$$

Từ hệ K, ta đánh dấu hai tọa độ x_1 và x_2 một cách đồng thời nên $t_1 = t_2 = a$. Do đó:

$$x_2' - x_1' = \frac{x_2 - x_1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

$$l_0 = \frac{l}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

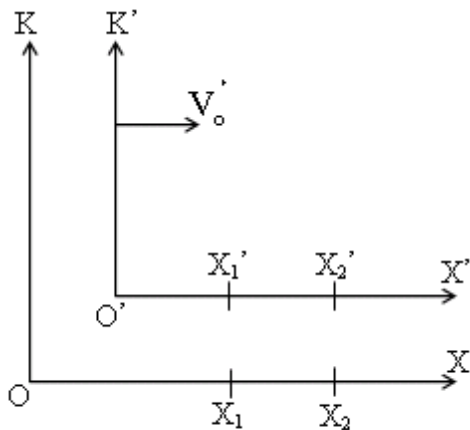
Hay: $l = l_0 \sqrt{1 - \beta^2}$

Vậy độ dài l của cây thước được đo trong hệ mà cây thước chuyển động đối với nó sẽ nhỏ hơn độ dài Lorentz được đo trong hệ mà cây thước đứng yên.

Khi $V_0 \ll c$ thì $\gamma \approx 1_0$. Nghĩa là ta không cần sự co chiều dài. Nhưng khi vận tốc của vật so sánh được với vận tốc ánh sáng thì $\sqrt{1-\beta^2} < 1$; do đó $l < l_0$. Trong trường hợp đó ta có sự co chiều dài. Công thức (4-4) được coi là công thức miêu tả sự co Lorentz, l_0 gọi là chiều dài riêng của cây thước.

Hiệu ứng Lorentz chứng tỏ rằng quan niệm về thời gian của Newton khác xa với quan niệm của Einstein. Theo Newton không gian là bất biến, là tuyệt đối, còn theo Einstein thì không gian là tương đối, phụ thuộc hệ quy chiếu có một không gian của mình.

Để hiểu rõ hơn quan niệm đó ta hãy xét một ví dụ sau: Giả sử có hai sự kiện nào đó cùng xảy ra trên trục Ox (của hệ K) tại hai điểm x_1 và x_2 (hình 4-2) và hai thời điểm t_1 và t_2 tương ứng. Theo công thức biến đổi Lorentz ta có thể viết:



Hình 4-2

$$x_1' = \frac{x_1 - V_0 \cdot t_1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (4-5)$$

$$x_2' = \frac{x_2 - V_0 \cdot t_2}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (4-6)$$

Từ (4-5) cho (4-6) ta có:

$$x_2' - x_1' = \frac{x_2 - x_1 - V_0(t_2 - t_1)}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{(x_2 - x_1)(1 - V_0 \cdot \frac{t_2 - t_1}{x_2 - x_1})}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

Chúng ta đặt: $b = \frac{x_2 - x_1}{t_2 - t_1}$ ta có:

$$x_2' - x_1' = \frac{(x_2 - x_1)(1 - \frac{V_0}{b})}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (4-7)$$

Từ (4-7) ta thấy nếu $b > V_0$ thì $\left(1 - \frac{V_0}{b}\right) > 0$. Khi đó $(x_2' - x_1')$ cùng dấu với $(x_2 - x_1)$.

Nhưng nếu $b < V_0$ thì $\left(1 - \frac{V_0}{b}\right) < 0$. Khi đó $(x_2' - x_1')$ khác dấu với $(x_2 - x_1)$

Điều đó có nghĩa là nếu trong hệ K sự kiện 2 (xảy ra tại x_2) ở bên phải sự kiện 1 ($x_2 > x_1$) thì trong hệ K' ta lại thấy sự kiện 2 xảy ra ở bên trái sự kiện 1 ($x_2' < x_1'$).

Thành ra bên phải, bên trái là tính tương đối, nó phụ thuộc vào hệ quy chiếu. Nói rộng ra, đằng trước, đằng sau hay phía trên, phía dưới cũng đều có tính tương đối. Nói một cách tổng quát là khác với cơ học Newton, thuyết tương đối Einstein quan niệm rằng không gian có tính tương đối.

III. Sự chậm lại của thời gian trong hệ chuyển động:

Ngoài sự co Lorentz, thuyết tương đối còn có một hệ quả quan trọng khác là sự chậm lại của thời gian trong hệ quy chiếu chuyển động.

Trước hết ta xét một ví dụ tưởng tượng đơn giản sau đây:

giả sử có hai con thuyền chuyển động theo hướng ngược nhau để gặp nhau với vận tốc không đổi. Nhưng để đơn giản ta có thể coi một con tàu đứng yên (hệ K) còn con tàu kia chuyển động (hệ K'). Khi con tàu K' đi ngang qua con tàu K thì một hành khách trong hệ K' chiếu một tia sáng từ sàn lên trần theo phương thẳng đứng. Tia sáng gặp một gương phẳng đặt vuông góc với tia sáng nên tia sáng phản xạ trở lại cũng theo phương thẳng đứng. Nhưng đối với hành khách đứng trong tàu K thì sẽ không thấy tia sáng đi theo phương thẳng đứng mà đi

theo hình gấp khúc hình chữ V đặt ngược (---). $\tau = \frac{\tau_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}$

Để tìm vận tốc của ánh sáng cả hai hành khách đều lấy quãng đường đi của tia sáng chi cho khoảng thời gian giữa hai sự kiện, lúc bắt đầu chiếu sáng và lúc tia sáng quay trở lại gặp sàn tàu.

Đối với hành khách trong K sẽ thấy đường đi của tia sáng dài hơn so với đường đi trong K'. Nhưng theo tiên đề Einstein thì vận tốc của ánh sáng là đại lượng bất biến. Vì vậy để thỏa mãn tiên đề đó thì thời gian mà tia sáng đã đi đối với hành khách trong K phải lớn hơn hành khách trong K'. Nói cách khác nếu đo thời gian giữa hai sự kiện nói trên bằng đồng hồ trong hệ K. Điều đó có

nghĩa là thời gian trôi đi trong hệ chuyển động K' chậm hơn so với hệ đứng yên K.

Bây giờ ta tìm công thức biểu thị sự chậm lại của thời gian trong hệ chuyển động một cách chính xác hơn. Chúng ta giả sử rằng có một đồng hồ đặt tại x' trong hệ K', chiếc đồng hồ này ghi lại thời gian xảy ra hai sự kiện tại x' là lúc t1' và sự kiện xảy ra lúc t2'. Theo biến đổi Lorentz ta có:

$$\sqrt{1-\beta^2} < 1 \Rightarrow \tau > \tau_0$$

$$t_1' = \frac{t - \frac{V_0}{c} \cdot x_1}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

Trừ hai hệ thức về với về ta được:

$$t_2 - t_1 = \frac{t_2' - t_1'}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad (4-8)$$

Hiệu số t2'-t1' là khoảng thời gian giữa hai sự kiện xảy ra trong hệ K' được đo bằng đồng hồ chính hệ K' ta gọi đó là thời gian riêng của hệ K'.

Vì t1 và t2 là hai thời điểm trong hệ K ứng với hai thời điểm t1' và t2' trong hệ K'. Do đó hiệu số t2-t1 phải coi là số đo khoảng thời gian cũng của hai sự kiện đó bằng đồng hồ trong hệ K.

$$\tau = \frac{\tau_0}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad \tau = \frac{\tau_0}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

Đặt : t2'-t1' = τ0 ; t2-t1 = τ

Ta có:

$$\tau = \frac{\tau_0}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

$$\forall \sqrt{1-\beta^2} < 1 \Rightarrow \tau > \tau_0$$

Số đo của đồng hồ trong hệ K nhỏ hơn số đo của đồng hồ trong hệ K'. Do đó ta có thể nói đồng hồ trong hệ chuyển động chạy chậm hơn đồng hồ trong hệ đứng yên.

Những điều kết luận trên chứng tỏ rằng, thời gian không phải là tuyệt đối như trong vật lý cổ điển. Để làm sáng tỏ thêm điều này chúng ta hãy xét ví dụ sau: Giả sử có hai sự kiện xảy ra tại x2 lúc t2. Theo biến đổi Lorentz ta có:

$$t_1' = \frac{t_1 - \frac{V_0}{C^2} \cdot x_1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

$$t_2' = \frac{t_2 - \frac{V_0}{C^2} \cdot x_2}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

Trừ hai hệ thức về với về ta được:

$$t_2' - t_1' = \frac{(t_2 - t_1) - \frac{V_0}{C^2}(x_2 - x_1)}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

$$= \frac{(t_2 - t_1) \left(1 - \frac{V_0}{C^2} \cdot \frac{x_2 - x_1}{t_2 - t_1} \right)}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

Đặt: $b = \frac{x_2 - x_1}{t_2 - t_1}$

Ta có:

$$t_2' - t_1' = \frac{(t_2 - t_1) \left(1 - \frac{V_0 \cdot b}{C^2} \right)}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

Ta giả sử sự kiện (1) là viên đạn bắn ra khỏi nòng súng, sự kiện (2) là viên

đạn đập vào bia, khi đó $b = \frac{x_2 - x_1}{t_2 - t_1}$ là vận tốc trung bình của viên đạn.

Vì vận tốc trung bình trong quá trình thực không thể lớn hơn vận tốc ánh sáng

C do đó $\frac{V_0 \cdot b}{C^2} < 1$ suy ra $\left(1 - \frac{V_0 \cdot b}{C^2} \right) > 0$

Từ (4-10) suy ra $t_2' - t_1'$ cùng dấu với $t_2 - t_1$.

Điều đó có nghĩa là trong hệ K sự kiện (2) xảy ra sau sự kiện (1) thì trong hệ K' ta cũng thấy sự kiện (2) xảy ra sau sự kiện (1). Hai sự kiện như trên gọi là hai sự kiện có mối quan hệ nhân quả. Sự kiện (1) là nguyên nhân, sự kiện (2) là kết quả.

Ngoài các sự kiện có mối quan hệ nhân quả còn có mối quan hệ không phải là nhân quả. Chẳng hạn như sự kiện (1) là lễ trao giải thưởng cho học sinh vật lý tổ chức tại Hà Nội, còn sự kiện (2) là lễ khai mạc giải bóng chuyền quốc gia tại

Tp.Hồ Chí Minh. Hai sự kiện này không có mối quan hệ gì với nhau cả. Vì vậy không có sự kiện nào ràng buộc đối với đại lượng b. Do đó trong trường hợp

này có thể $\frac{V_o \cdot b}{C^2} > 1$; suy ra $\left(1 - \frac{V_o \cdot b}{C^2}\right) < 0$

kết quả là $(t_2' - t_1')$ khác dấu với $(t_2 - t_1)$. Điều đó có nghĩa là , nếu trong hệ K ta thấy sự kiện (2) xảy ra sau sự kiện (1) thì trong hệ K' ta lại thấy sự kiện(2) xảy ra trước sự kiện (1). Như vậy là trật tự thời gian trước, sau cũng có tính tương đối.

Cuối cùng ta nêu lên một hiện tượng có thể giải thích được nếu ta coi thời gian trong hệ chuyển động chậm lại.

Người ta biết rằng trong các tia vũ trụ có các hạt sơ cấp gọi là hạt menzon μ năng lượng lớn. Các hạt này tạo từ trên cao cách mặt đất khoảng 10-20km. Theo tính toán thì đời sống trung bình của các hạt menzon μ là vào cỡ 2,2.10⁻⁶s. nghĩa là kể từ khi sinh ra đến lúc hạt menzon μ biến thành hạt khác, khoảng thời gian đó là 2,2.10⁻⁶s. Vận tốc của hạt menzon μ trong tia vũ trụ gần bằng vận tốc ánh sáng. Vì vậy trong cuộc đời của mình hạt menzon đi được quãng đường 300000km/s x 2,2.10⁻⁶=0,66km. Tức là các hạt menzon μ không thể chuyển động được tới mặt đất.

Nhưng trong thực tế người ta nhận thấy phần lớn các hạt menzon μ có thể bay được đến tận mặt đất. Hiện tượng đó được giải thích rằng đối với hệ quy

chiếu mặt đất thì thời gian sống của hạt menzon μ tăng lên $\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \approx 7$ lần (coi $\frac{V_o}{C} \approx 0.99$) . Vì vậy mà chúng có thể bay được tới mặt đất

Bài 5: Động lực học tương đối tính

Thuyết tương đối không những chỉ làm thay đổi quan niệm của chúng ta về không gian và thời gian mà còn làm thay đổi cả quan niệm của chúng ta về những mối quan hệ tương hỗ giữa một số đại lượng vật lý. Trong số các mối quan hệ giữa các đại lượng vật lý chúng ta cần chú ý đến các hệ thức và phương trình sau đây:

I. Phương trình của động lực học chất điểm:

Chúng ta xuất phát từ biểu thức (4-9):

$$\tau = \frac{\tau_o}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

khi $\frac{V_0}{C} \ll 1$. Nghĩa là khi chuyển từ cơ học tương đối tính về cơ học cổ điển Newton thì $\tau = \tau_0$. Chính vì vậy trong cơ học tương đối, người ta định nghĩa vectơ vận tốc ba chiều \vec{u} là tỉ số của $d\vec{r}$ với $d\tau_0 \cdot d\tau = d\tau \sqrt{1-\beta^2}$

$$\vec{u} = \frac{d\vec{r}}{d\tau_0} = \frac{d\vec{r}}{d\tau} = \frac{\vec{v}}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

khi $\frac{V_0}{C} \ll 1$ thì $\vec{u} = \vec{V}_0$

Xung lượng của chất điểm trong thuyết tương đối được định nghĩa bằng

$$\vec{p} = m_0 \vec{u} = \frac{m_0 \cdot \vec{v}}{\sqrt{1-\beta^2}} = m \vec{v} \quad (5-1)$$

Trong đó:
$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad (5-2)$$

Theo quan điểm cổ điển thì khối lượng là đại lượng bảo toàn. Nhưng theo (5-2) thì khối lượng của vật không phải là bất biến mà nó phụ thuộc vào vận tốc của vật. Khối lượng đó gọi là khối lượng tương đối tính của chất điểm chuyển động. Khi $v=0$ (vật đứng yên) thì $m=m_0$. Vậy m_0 có ý nghĩa là khối lượng khi nó đứng yên. Ta gọi m_0 là khối lượng tĩnh của vật.

Khi $v \ll C \rightarrow \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \approx 1$ và $m \approx m_0$. Tức là cái mà ta quan niệm khối lượng của vật trong cơ học Newton thì đó là khối lượng tĩnh, vì thế trong cơ học Newton khối lượng của vật được coi là bất biến.

Một vật có khối lượng tĩnh $m_0 \neq 0$, nếu nó chuyển động với vận tốc $v=C$ thì khối lượng $m \rightarrow \infty$, điều đó không thể xảy ra được. Vì vậy trong tự nhiên không thể có lực nào tăng tốc cho vật có khối lượng tĩnh khác không để vật đó đạt đến vận tốc bằng vận tốc ánh sáng.

Ngược lại một vật tĩnh có khối lượng $m_0=0$ thì hạt đó không bao giờ ở trạng thái tĩnh mà luôn chuyển động với vận tốc bằng vận tốc ánh sáng. Đó là trường hợp của "hạt ánh sáng" - Photon.

Phương trình động lực học của chất điểm trong thuyết tương đối có dạng

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{m_0 \cdot \vec{v}}{\sqrt{1-\beta^2}} \right) = \vec{F} \quad (5-3)$$

Trong đó \vec{F} là lực tác dụng lên chất điểm. Khi $\frac{v}{C} \ll 1$ thì $\vec{p} \approx m_0 \cdot \vec{v}$ và phương trình (5-3) chuyển về phương trình động lực học chất điểm trong cơ học cổ điển Newton.

II. Năng lượng của chất điểm trong thuyết tương đối:

Gọi E là năng lượng của chất điểm; $dA = \vec{F} \cdot d\vec{s}$ là công nguyên tố của ngoại lực \vec{F} tác dụng lên hạt, ta có:

$$dE = dA = \vec{F} \cdot d\vec{s} = \vec{F} \cdot \vec{v} \cdot dt$$

Hay: $\frac{dE}{dt} = \vec{F} \cdot \vec{v}$ (5-4)

Để xác định E, ta tính tích $\vec{F} \cdot \vec{v}$ (chú ý $\frac{d}{dt}(v^2) = 2\vec{v}d\vec{v}$)

Ta có:

$$\begin{aligned} \frac{dE}{dt} &= \vec{v} \cdot \vec{F} = \vec{v} \cdot \frac{d}{dt} \left(\frac{m_0 \cdot \vec{v}}{\sqrt{1-\beta^2}} \right) \\ &= m_0 \cdot \vec{v} \cdot \left(\frac{d\vec{v}}{dt} \right) \left(1 - \frac{v^2}{C^2} \right)^{-\frac{1}{2}} + \frac{1}{2} m_0 \cdot v^2 \left(1 - \frac{v^2}{C^2} \right)^{-\frac{3}{2}} \frac{d}{dt} \left(\frac{v^2}{C^2} \right) \\ &= \frac{m_0}{\left(1 - \frac{v^2}{C^2} \right)^{\frac{3}{2}}} \left\{ \left(1 - \frac{v^2}{C^2} \right)^{-\frac{1}{2}} \vec{v} \cdot \frac{d\vec{v}}{dt} + \frac{1}{2} v^2 \frac{d}{dt} \left(\frac{v^2}{C^2} \right) \right\} \\ &= \frac{1}{2} \frac{m_0 C^2}{\left(1 - \frac{v^2}{C^2} \right)^{\frac{3}{2}}} \frac{d}{dt} \left(\frac{v^2}{C^2} \right) = \frac{d}{dt} \left(\frac{m_0 C^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{C^2}}} \right) \end{aligned}$$

Từ đây nhận được biểu thức năng lượng E của hạt trong lý thuyết tương đối:

$$E = \frac{m_0 C^2}{\sqrt{1-\beta^2}} = m \cdot C^2 \quad (5-5)$$

Công thức (5-5) cho ta mối liên hệ giữa năng lượng E và khối lượng m của hạt gọi là công thức Einstein. Khi vật có khối lượng m thì nó cũng có một năng lượng E và ngược lại khi vật có năng lượng E thì nó cũng có khối lượng m. Hai đại lượng này luôn tỷ lệ với nhau.

Khi vật đứng yên thì $m=m_0$ lúc đó ta có $E=E_0=m_0C^2$. Đại lượng m_0C^2 gọi là năng lượng tĩnh của vật. Thành thử theo thuyết tương đối, khi vật đứng yên vật vẫn dự trữ năng lượng.

Khi vật chuyển động với vận tốc nhỏ $v \ll C$ thì:

$$E = \frac{m_0 C^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{C^2}}} \approx m_0 C^2 + \frac{m_0 \cdot v^2}{2} \quad (5-6)$$

Chú ý: trong giải thích ta có:

$$\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{C^2}}} \approx 1 + \frac{v^2}{2C^2} + \dots$$

Số hạng thứ 2 của biểu thức (5-6) là động năng trong cơ học Newton. Vật khi $v \ll C$ thì năng lượng của vật bằng tổng năng lượng tĩnh và động năng của vật. Vì năng lượng tĩnh là đại lượng không đổi nên trong cơ học Newton khi nói tới năng lượng của vật chuyển động ta chỉ nói tới động năng của nó.

Bài 6: Trường lực thuyết tương đối. Nguyên lý tương đương ý nghĩa phổ biến của thuyết tương đối.

I. Trường lực và thuyết tương đối- Nguyên lý tương đương:

Chúng ta đã trình bày một cách cặn kẽ thuyết tương đối hẹp về không gian và thời gian, về mối quan hệ tương hỗ giữa các đại lượng của thuyết tương đối. Nói đến một mối quan hệ đặc biệt nữa đó là trường lực theo thuyết tương đối; vấn đề này được trình bày trong thuyết tương đối tổng quát Einstein theo thuyết này thì sự hấp dẫn (là một trường lực) không phải như một lực mà như một sự cong của không gian và thời gian . Nếu một người quan sát nào đó bị nhốt kín trong một cái hộp thì người đó không nói lên sự khác nhau giữa hấp dẫn và gia tốc. Giả sử rằng người đó đứng trên một cái cân đặt trong một cái hộp và cái hộp đứng yên trên mặt đất hay cái hộp được gia tốc trong không gian vũ trụ với độ lớn gia tốc bằng g , thì người đó không thể phân biệt được sự khác nhau đó. Hơn nữa nếu người đó theo dõi một vật (chẳng hạn một viên bi khối lượng mảnơi trước mặt thì người đó cũng trông thấy cùng một gia tốc tương đối, trong cả hai trường hợp.

Một thí dụ khác một người đứng trong buồn thang máy rơi tự do hay buồn thang máy đó đang chơi với trong không gian vũ trụ thì người đó cũng không thể phân biệt được sự khác nhau đó, trong cả hai trường hợp người đó đều cảm thấy “không trọng lượng” .

Một kết luận mà chúng ta cũng đã biết trong cơ học là trong chân không, mọi vật đều rơi với cùng gia tốc, đó là hệ quả của nguyên lý tương đương.

Như chúng ta đã biết rằng có hai cách khác nhau để xác định khối lượng của một vật. Thứ nhất là treo vật đó vào cái cân lò xo (chẳng hạn ở bắc cực để loại

bỏ sự quay của trái đất). Chúng ta có thể xác định được khối lượng của vật gọi là khối lượng hấp dẫn m_g . Đó là khối lượng xuất hiện trong định luật vạn vật hấp dẫn của Newton trong biểu thức:

$$F = G \frac{Mm_g}{R^2} \quad (6-1)$$

Mặt khác có thể đo khối lượng bằng cách đo gia tốc mà nó thu được dưới tác dụng của lực F , khối lượng đó là khối lượng quán tính của vật. Đó là khối lượng xuất hiện trong định luật thứ II của Newton:

$$F = m_i \cdot a \quad (6-2)$$

Hai khối lượng này nhất thiết phải bằng nhau, nhưng bằng các thí nghiệm vật lý người ta thấy rằng khối lượng quán tính và khối lượng hấp dẫn của cùng một vật bao giờ cũng tỷ lệ với nhau nói cách khác chúng là hai mặt biểu hiện của cùng một đại lượng và được gọi là khối lượng của vật.

Trong vật lý cổ điển thì $m_g = m_i$, có thể được coi là một sự trùng hợp ngẫu nhiên. Còn trong thuyết tương đối tổng quát của Einstein nó là tự nhiên trong nguyên lý tương đương vì nếu hấp dẫn và gia tốc là tương đương thì khối lượng đo theo gia tốc hấp dẫn hay đo theo gia tốc phải bằng nhau.

Vậy nguyên lý tương đương được phát biểu là:

Không thể có một thí nghiệm vật lý nào thực hiện ở bên trong một phòng thí nghiệm lại có thể cho biết là nó đang chuyển động với gia tốc không đổi mà không có trường hấp dẫn, hoặc nó đang đứng yên (hay chuyển động thẳng đều) trong một trường hấp dẫn đều và không đổi.

Hoặc là:

Mọi quá trình vật lý diễn ra hoàn toàn như nhau (trong các điều kiện như nhau) trong một hệ quy chiếu quán tính nằm trong một trường hấp dẫn đều, không đổi và trong một hệ quy chiếu đang chuyển động tịnh tiến với gia tốc không đổi mà không có trường hấp dẫn.

II. Ý nghĩa phổ biến của thuyết tương đối:

Bây giờ chúng ta có thể nhìn lại và suy nghĩ về ý nghĩa phổ biến của thuyết tương đối. Chúng ta đã biết rằng thuyết tương đối đã thâm nhập sâu vào các vấn đề cơ bản của vật lý học và thuyết này đã vượt qua nhiều thí nghiệm kiểm chứng mà không tìm thấy một thiếu sót nhỏ nào. Đó cũng là một thuyết đơn giản và thực chất nhất quán một cách toàn diện, có giá trị tiên đoán lớn và heets sức thực tiễn. Chẳng hạn khi thiết kế một máy gia tốc hạt năng lượng cao, nếu không vận dụng thuyết tương đối thì chắc chắn máy không hoạt động được.

Về hai tiên đề của thuyết tương đối thì phần lớn chúng ta chấp nhận tiên đề thứ nhất, tiên đề về tính tương đối nó mở rộng tầm nhìn của chúng ta vượt qua khái niệm quen thuộc của Galileo. Tiên đề thứ hai khẳng định trong thiên nhiên tồn tại một vận tốc giới hạn tối đa mà các tín hiệu và năng lượng có thể truyền từ điểm này đến điểm khác. Nếu tiên đề này không đúng thì có nghĩa là chúng

ta có thể truyền các tín hiệu một cách tức thời tới mọi điểm trong vũ trụ. Sự chấp nhận về tác dụng tức thời như vậy ở những khoảng cách xa quả là vô lý.

Sự tương đối của tính đồng thời, sự co lại của cây thước chuyển động và sự chậm lại của các đồng hồ trong hệ qui chiếu chuyển động đã làm đảo lộn sự suy nghĩ cứng nhắc cổ điển. Nhưng đó lại là sự thật và sự thật được kiểm chứng bằng các thí nghiệm vật lý.

Thuyết tương đối đã mở rộng quan điểm của chúng ta về thế giới xung quanh trong vật lý cổ điển chúng ta có những nguyên lý riêng biệt về bảo toàn khối lượng, bảo toàn năng lượng. Còn trong thuyết tương đối các nguyên lý đó được thay thế bằng một nguyên lý duy nhất về bảo toàn năng lượng toàn phần. Trong thuyết tương đối không gian và thời gian liên kết với nhau thành không - gian; còn điện trường và từ trường liên kết với nhau như các mặt của một trường điện từ duy nhất.

Chúng ta đã tìm thấy trong nguyên lý thuyết tương đối một kiểu mẫu đích thực của một lý thuyết vật lý.

Chương II: Lý thuyết lượng tử.

Nửa đầu thế kỷ XX được đánh dấu bằng sự ra đời của hai thuyết vật lý hết sức quan trọng đó là thuyết tương đối mà chúng ta vừa xét, lý thuyết thứ hai là lý thuyết lượng tử. Lý thuyết lượng tử là lý thuyết áp dụng cho thế giới quy mô như nguyên tử, phân tử, hạt nhân nguyên tử, hạt sơ cấp... Ngày nay người ta coi rằng những tư tưởng cơ bản của thuyết lượng tử được coi là một thành phần trong toàn bộ nội dung văn hóa của con người trong đời sống hiện đại.

Bài 1: Khái niệm về bức xạ nhiệt

I. Bức xạ nhiệt:

Trong thế kỷ XIX Vật lý học thu được những thành công rực rỡ mà đỉnh cao sáng chói của thế kỷ đó là lý thuyết trường điện từ của Maxweell. Tuy nhiên vào cuối thế kỷ người ta lại thấy xuất hiện một số khó khăn mà lý thuyết điện từ của Maxwell không giải thích được, một trong những khó khăn đó có liên quan đến một vấn đề gọi là bức xạ của vật đen.

Để hiểu rõ vấn đề này ta bắt đầu từ việc nghiên cứu bức xạ. Ta biết rằng một vật nào cũng bức xạ ra sóng điện từ, các bức xạ sóng điện từ mà mắt nhận được đều do các quá trình xảy ra trong nguyên tử. Sự phát xạ bao giờ cũng kèm theo sự giải phóng năng lượng do sự biến đổi nội năng của bản thân nguồn sáng, hoặc do hấp thụ năng lượng từ bên ngoài. Chẳng hạn như sự phát sáng của các bóng đèn khi phóng điện là nhờ điện năng của dòng điện. Các chất phát sáng hấp thụ quang năng tới nó và sau nó phát sáng. Phát xạ do các vật bị nung nóng phát ra được gọi là bức xạ nhiệt.

Vậy: Bức xạ nhiệt là bức xạ nhiệt là bức xạ điện từ được kích thích do năng lượng chuyển động nhiệt của các nguyên tử và phân tử.

Bức xạ nhiệt là loại bức xạ phổ biến, nó xảy ra ở mọi nhiệt độ, từ trường hợp ở 0oC, ở những nhiệt độ thấp vật chỉ phát ra các bức xạ hồng ngoại.

Đặc điểm quan trọng nhất của bức xạ nhiệt khác với bức xạ khác ở chỗ bức xạ nhiệt là bức xạ cân bằng. Năng lượng tổng cộng của toàn bộ các sóng mà vật bức xạ ra gọi là năng lượng bức xạ toàn phần của vật.

II. Năng suất phát xạ và năng suất hấp thụ:

Các nguồn sáng khác nhau về nhiệt độ và thành phần hoa shọc sẽ phát bức xạ có thành phần quang phổ khác nhau và sự phân bố năng lượng theo các bước sóng cũng khác nhau. Để đánh giá về mặt định lượng các quá trình phát xạ và hấp thụ nhiệt chúng ta sẽ đưa ra các đại lượng đặc trưng như sau:

1. Đặc trưng năng lượng R_e và năng suất phát xạ đơn sắc $r_{\lambda,T}$:

Các vật phát nóng phát ra năng lượng dưới dạng bức xạ điện từ có bước sóng khác nhau (hồng ngoại, tử ngoại, ánh sáng trông thấy...). Lượng năng lượng R_e phát ra do một đơn vị diện tích mặt ngoài của vật theo mọi phương trong một đơn vị thời gian, ứng với mọi bước sóng gọi là độ trưng năng lượng.

Các thí nghiệm vật lý cho thấy rằng năng lượng bức xạ do vật được đốt nóng phát ra không phân bố đều theo bước sóng. Lượng năng lượng do một đơn vị diện tích mặt ngoài của vật phát ra trong một đơn vị thời gian, ở nhiệt độ cho trước và trong một đơn vị khoảng bước sóng được gọi là năng suất phát xạ đơn sắc.

Công thức:
$$r_{\lambda,T} = \frac{dR_{e,\lambda}}{d\lambda} \quad (1-1)$$

Đại lượng: $dR_{e,\lambda}$ là năng lượng bức xạ từ một đơn vị diện tích mặt ngoài trong một đơn vị thời gian ứng với các bức xạ có bước sóng từ $\lambda \rightarrow \lambda + d\lambda$. Do đó:

$$R_{e,T} = \int_0^{\infty} r_{\lambda,T} d\lambda \quad (1-2)$$

2. Năng suất hấp thụ toàn phần a_T và năng suất hấp thụ đơn sắc $a_{\lambda,T}$:

Giả sử năng lượng tới trên vật dW và vật hấp thụ một phần năng lượng là dW' phần còn lại phản xạ và tán xạ thì:

$$a_T = \frac{dW'}{dW}$$

được gọi là hệ số hấp thụ hay năng suất hấp thụ của vật.

Rõ ràng $a \leq 1$. Phép đo chứng tỏ rằng năng suất hấp thụ của một vật phụ thuộc vào bước sóng λ và nhiệt độ T .

Đối với bức xạ đơn sắc thì a được gọi là năng suất hấp thụ đơn sắc và được ký hiệu là $a_{\lambda,T}$.

Vậy: Năng suất hấp thụ của vật đối với mọi bước sóng ở nhiệt độ cho trước sẽ là:

$$a_T = \int_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} a_{\lambda,T} d\lambda \quad (1-4)$$

gọi là năng suất hấp thụ toàn phần.

Nếu vật hấp thụ tất cả các bức xạ tới trên nó ở mọi nhiệt độ, thì vật đó được gọi là vật đen tuyệt đối. Với vật đen tuyệt đối thì $a_T=1$.

Các vật như bồ hóng, sơn đen là những vật gần giống với vật đen tuyệt đối.

Bài 2: Các định luật phát xạ của vật đen

I. Định luật Kirchhoff:

Giữa năng suất phát xạ và năng suất hấp thụ có mối liên hệ với nhau. Giả sử trong một hộp kín được giữ ở nhiệt độ T, ta đặt các vật có nhiệt độ khác nhau vào trong đó và rút hết không khí của hộp, để cho các vật trao đổi năng lượng với nhau và với hộp bằng con đường phát xạ và hấp thụ các sóng điện từ. Thí nghiệm chứng tỏ rằng sau một thời gian nào đó hệ sẽ đạt tới trạng thái cân bằng nhiệt. Tức là mọi vật trong hộp đều có cùng nhiệt độ và có cùng nhiệt độ của hộp. Như vậy rõ ràng có một vật nào đó có năng suất phát xạ lớn thì cũng có năng suất hấp thụ lớn.

Kirchhoff xuất phát từ nguyên lý thứ hai của nhiệt động lực học đã chứng minh được kết luận trên và thiết lập nên định luật Kirchhoff:

“Tỷ số giữa năng suất phát xạ và năng suất hấp thụ không phụ thuộc vào bản chất của vật và đối với mọi vật nó lag một hàm số của bước sóng và nhiệt độ”.

$$\left(\frac{r_{\lambda,T}}{a_{\lambda,T}} \right)_A = \left(\frac{r_{\lambda,T}}{a_{\lambda,T}} \right)_B = \left(\frac{r_{\lambda,T}}{a_{\lambda,T}} \right)_C = \dots = f(\lambda, T) \quad (2-1)$$

Trong đó A, B, C chỉ các vật khác nhau.

Hàm số $f(\lambda(T))$ được gọi là hàm Kirchhoff.

Giả sử một trong các vật đen trên là tuyệt đối.

Và ta ký hiệu năng suất phát xạ đơn sắc của nó là $U_{\lambda,T}$

Thì ta có:

$$\frac{r_{\lambda,T}}{a_{\lambda,T}} = \frac{U_{\lambda,T}}{1} = f(\lambda, T) \quad (2-2)$$

Với $U_{\lambda,T}$ là năng suất phát xạ đơn sắc phát xạ đơn sắc tuyệt đối. Khi đó làm Kirchhoff: $f(\lambda(T))$ là năng suất phát xạ đơn sắc của vật đen tuyệt đối:

$$f(\lambda(T)) = U_{\lambda,T} \quad (2-3)$$

Vậy: Tỷ số của năng suất phát xạ đơn sắc và năng suất hấp thụ của một vật bất kỳ bằng năng suất phát xạ đơn sắc của vật đen tuyệt đối ở cùng bước sóng và cùng nhiệt độ.

Từ (2-2) suy ra:

$$r_{\lambda,T} = a_{\lambda,T} \cdot U_{\lambda,T}$$

$$\forall i \quad a_{\lambda,T} < 1 \Rightarrow r_{\lambda,T} < U_{\lambda,T}$$

Do đó: Sự bức xạ của một vật bất kỳ trong miền quang phổ nào đó cũng luôn luôn bé hơn sự bức xạ nhiệt của vật đen tuyệt đối trong miền quang phổ đó ở cùng nhiệt độ.

Muốn một vật bất kỳ phát xạ tức là $r_{\lambda,T} \neq 0$ thì đồng thời phải có $a_{\lambda,T} \neq 0$ và $U_{\lambda,T} \neq 0$.

Hay là: Điều kiện cần và đủ để một vật bất kỳ phát ra được một bức xạ có bước sóng λ nào đó là phải hấp thụ được bức xạ đó là vật đen tuyệt đối ở cùng nhiệt độ với nó phải phát ra được bức xạ đó.

Định luật Kirchhoff được phát biểu cho các quang phổ liên tục, nhưng nó vẫn được nghiệm đúng đối với các phổ vạch, năng suất phát xạ đơn sắc $r_{\lambda,T}$ của một hơi nóng sáng bằng tích của năng suất hấp thụ đơn sắc $a_{\lambda,T}$ của nó và năng suất phát xạ đơn sắc $U_{\lambda,T}$ của vật đen tuyệt đối ứng bức xạ này ở cùng nhiệt độ.

$$r_{\lambda,T} = a_{\lambda,T} \cdot U_{\lambda,T}$$

II. Định luật Stefan-Bônzôman:

Độ trung năng lượng của vật đen tuyệt đối, tỷ lệ với lũy thừa bậc 4 của nhiệt độ tuyệt đối của nó:

$$R_{e,\lambda} = \int_0^{\infty} f(\lambda(T)) d\lambda = \sigma \cdot T^4$$

Trong đó σ được gọi là hằng số Stefan -Bônzôman.

$$\sigma = 5,6687 \cdot 10^{-8} \text{ J.m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{K}^{-4}$$

Năng lượng do một diện tích S của vật đen tuyệt đối phát ra trong thời gian t, ở nhiệt độ không đổi T sẽ bằng:

$$W = \sigma \cdot T^4 \cdot S \cdot t \quad (2-5)$$

Nếu nhiệt độ thay đổi theo thời gian, nghĩa là $T=T(t)$ thì ta có:

$$W = \int_0^1 \sigma T^4(t) \cdot S \cdot dt \quad (2-6)$$

Định luật Stefan -Bônzôman cho thấy khi tăng nhiệt độ công suất bức xạ của vật đen tuyệt đối tăng rất nhanh.

Định luật Stefan -Bônzôman không áp dụng được cho vật thật, vì rằng độ trung R phụ thuộc rất phức tạp vào nhiệt độ, cũng như vào hình dạng và trạng thái bề mặt của vật.

III. Định luật Viên:

Bước sóng ứng với cực đại của năng suất phát xạ biến thiên tỷ lệ nghịch với nhiệt độ tuyệt đối của vật đen.

$$\lambda_m = \frac{b}{T} \quad (2-7)$$

Trong đó: b được gọi là hằng số Viên.

$$b = 2,8978 \cdot 10^{-3} \cdot \text{m.K}$$

Công thức (2-7) còn được gọi là định luật dịch chuyển Einstein của Viên.

Định luật thứ hai của Viên, nói về giá trị của năng suất phát xạ đơn sắc cực đại như sau:

Năng suất phát xạ đơn sắc cực đại của vật đen tuyệt đối tỷ lệ với lũy thừa bậc 5 của nhiệt độ tuyệt đối.

Hằng số $B=1,031 \cdot 10^{-3} \cdot \text{W.m}^{-3}\text{K}^{-5}$

IV. Công thức Rêlây- Ginxơ:

Sau khi thiết lập định luật Kirchhoff, vấn đề đặt ra là phải tìm được dạng giải tích của hàm số Kirchhoff $U_{\lambda,T} = f(\lambda(T))$ của vật đen tuyệt đối. Quá trình nghiên cứu lý thuyết hai nhà vật lý Rêlây- Ginxơ đã đưa ra công thức, được gọi là công thức Rêlây- Ginxơ, đối với năng suất phát xạ đơn sắc của vật đen tuyệt đối.

$$U_{\lambda,T} = \frac{2\pi\pi}{\lambda^4} \cdot k \cdot T \quad (2-9)$$

Trong đó k là hằng số Bônzôman.

Ta nhận thấy rằng công thức Rêlây- Ginxơ chỉ phù hợp với thực nghiệm khi bước sóng bức xạ khá lớn, còn đối với bước sóng nhỏ (sóng ngắn) công thức Rêlây- Ginxơ, không cho chúng ta kết quả chính xác nữa. Chính sự bế tắc này mà dẫn tới sự ra đời của một lý thuyết vật lý mới đó là thuyết lượng tử của Plăng.

Bài 3: Thuyết lượng tử năng lượng của Plăng

I. Thuyết lượng tử của Plăng:

Người ta thường nói nhu cầu vĩ đại sản sinh ra con người vĩ đại. Câu nói này thật đúng với tình hình phát triển của vật lý cuối thế kỷ XIX đầu thế kỷ XX. Để thoát khỏi những khó khăn mà vật lý học cổ điển gặp phải, Plăng đã đề ra một tư tưởng vô cùng độc đáo, tư tưởng đó đưa Plăng lên hàng ngũ các nhà vật lý lớn.

Nhưng chúng ta đã biết một cố gắng để tìm dạng của hàm $U_{\lambda,T}$ dựa trên sự liên tục của năng lượng đều đưa đến những bế tắc. Để thoát khỏi bế tắc đó Plăng đã dũng cảm vứt bỏ quan niệm cổ điển và nêu lên giả thuyết mới về tính lượng tử của bức xạ. Ông cho rằng năng lượng bức xạ bởi vật đen không liên tục mà gián đoạn. Nói cách khác năng lượng bức xạ gồm những phần năng lượng rất nhỏ, riêng rẽ nhau và mỗi phần đó là một chỉnh thể không phân chia được.

Plăng phát biểu như sau:

“Năng lượng bức xạ điện từ bị hấp thụ hay bị phát xạ bởi các nguyên tử và phân tử không phải bất kỳ, mà bao giờ cũng là bội số nguyên của một năng lượng nguyên tố ε , được lượng tử năng lượng.”

Đó chính là nội dung của thuyết lượng tử Plăng.

Theo Plăng các lượng tử sẽ khác nhau đối với các dạng khác nhau của bức xạ. Bước sóng của bức xạ càng ngắn nghĩa là tần số càng lớn thì năng lượng của lượng tử càng lớn. Tức là độ lớn lượng tử năng lượng ε tỷ lệ với tần số bức xạ ν (tỷ lệ nghịch với bước sóng λ)

$$\varepsilon = h \cdot \nu = \frac{h \cdot C}{\lambda} \quad (3-1)$$

Trong đó hệ số: $h=6.625 \cdot 10^{-34} \text{J} \cdot \text{s}$ được gọi là hằng số Plăng.

Trong miền ánh sáng thấy được đối với bước sóng $\lambda=0,5 \text{mm}$ thì độ lớn của lượng tử năng lượng bằng:

$$\varepsilon = \frac{h \cdot C}{\lambda} = \frac{6.625 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^8}{0,5 \cdot 10^{-6}} = 3,99 \cdot 10^{-19} \text{J} = 2,4 \text{eV}$$

$$1 \text{eV} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{J}$$

II. Công thức Plăng:

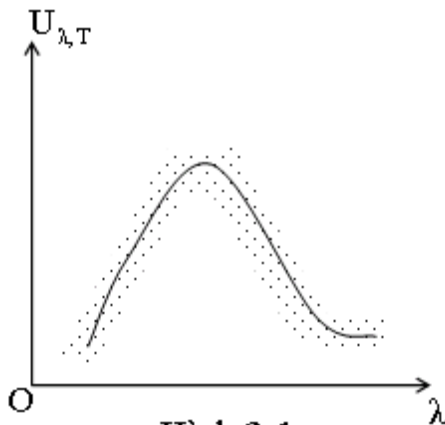
Trên cơ sở thuyết lượng tử của mình, Plăng đã tìm được công thức biểu diễn hàm số $U_{\lambda,T}$ của vật đen tuyệt đối ở nhiệt độ T sẽ là:

$$U_{\lambda,T} = \frac{C_1}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1} \quad (3-2)$$

Trong đó: $C_1=2\pi h C^2$

$$C_2 = \frac{h \cdot C}{k}$$

$$U_{\lambda,T} = \frac{2 \cdot \pi \cdot \pi^2}{\lambda^5} = \frac{h}{e^{\frac{hc}{\lambda k}} - 1} \quad (3-3)$$



Hình 3-1

Với C là vận tốc ánh sáng trong chân không, k là hằng số Bônzơman.

Công thức (3-3) là công thức Plăng.

Đường cong biểu diễn hàm số (3-3) được vẽ trên hình 3-1, bằng đường liền nét còn các chấm chấm hai bên đường cong được vẽ bằng thực nghiệm.

Từ đồ thị ta nhận thấy hai đường cong lý thuyết và thực nghiệm gần trùng với nhau, chứng tỏ công thức Plăng khá phù hợp với thực nghiệm và thuyết Plăng là đúng đắn.

Từ công thức Plăng có thể tìm lại được các định luật Stefan- Bônzơman, và định luật dịch chuyển Viên, công thức Rêlây- Ginxơ, và coi đó là trường hợp riêng của công thức Plăng.

Bài 4: Hiệu ứng quang điện

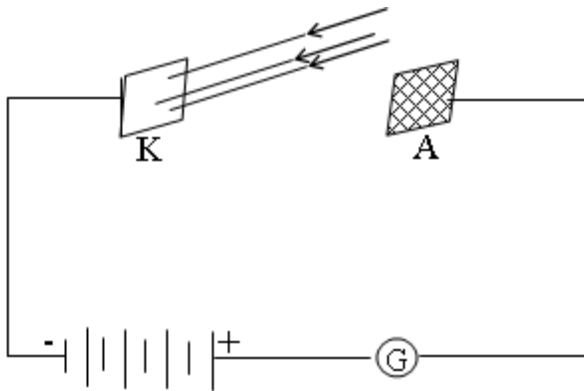
Như chúng ta đã biết thế kỷ XIX với những công trình của Maxwell, thì lý thuyết sóng ánh sáng hoàn toàn thắng lợi và theo quan điểm của vật lý học cổ điển thì sóng và hạt là hai mặt đối lập nhau, vì vậy nếu coi ánh sáng là sóng thì nó không thể là hạt được, và do đó không còn ai nhắc đến lý thuyết hạt ánh sáng của Newton nữa.

Nhưng sau đó các thí nghiệm về hiện tượng quang điện của Xtôlêtôp được thực hiện vào năm 1872 lại đặt một dấu hỏi rất lớn vào lý thuyết sóng ánh sáng

vốn đã công nhận là thắng lợi vững chắc và đã chiếm được lòng tin của nhiều nhà khoa học. Hiệu ứng quang điện ngoài là sự giải phóng electron khỏi bề mặt của một vật dẫn dưới tác dụng của ánh sáng. Nó có thể xảy ra với chất rắn, lỏng và chất khí.

I. Thí nghiệm Stôlêtôp:

Sơ đồ thí nghiệm được biểu diễn trên hình 4-1. Cực dương của nguồn điện được nối với điện kế nhạy và nối với lưới đồng A, cực âm của nguồn nối với bản kẽm k. bản A và k đặt song song với nhau và cách nhau khoảng vài milimet.



Hình 4-1

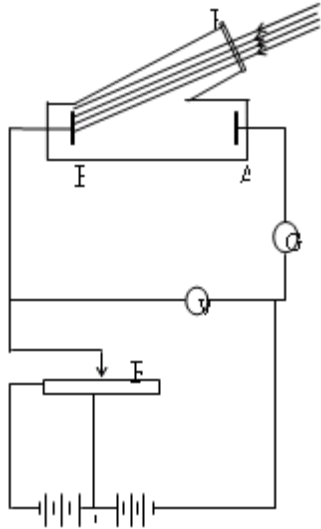
Như vậy giữa A và k tạo nên một điện trường, với A tích điện dương, k tích điện âm. Khi chưa chiếu ánh sáng vào k thì điện kế không chỉ dòng điện nào, như vậy không có dòng điện trong mạch chạy qua. Khi chiếu ánh sáng thích hợp vào bản K trong mạch xuất hiện dòng điện, kim điện kế chỉ một giá trị nào đó.

Nếu đổi chiều điện trường, tức bản K nối với cực dương còn A nối với cực âm thì không có dòng điện trong mạch. Như vậy dòng điện xuất hiện khi chiếu sáng bản K tích điện âm là do số electron bị bức ra khỏi bản K và bị hút về bản cực dương A, đóng kín mạch điện. Dòng điện đó được gọi là dòng quang điện, còn các electron bị bức ra khỏi bản K được gọi là các quang electron.

Stôlêtôp làm lại thí nghiệm như thế trong chân không theo sơ đồ 4-2.

Hai cực A (anôt) và K (katôt) được đặt trong bình chân không có cửa sổ thạch anh F.

Hiệu điện thế giữa hai điện cực có thể thay đổi được nhờ vào biến trở R. Qua thí nghiệm người ta quan sát thấy các kết quả sau đây:



Hình 4-2

1) Thực tế dòng điện được thiết lập gần như tức thời, ngay cả khi cường độ ánh sáng rất yếu. Khoảng thời gian từ lúc ánh sáng tới đến khi quan sát được các electron vào cỡ 10^{-9} s và không phụ thuộc vào cường độ sáng.

2) Khi giữ tần số và hiệu điện thế hãm không đổi, dòng quang điện tỷ lệ với cường độ bức xạ tới.

3) Khi giữ tần số và cường độ ánh sáng không đổi dòng quang điện sẽ giảm khi thế hiệu hãm tăng và triệt tiêu lúc hiệu điện thế đạt tới thế hiệu hãm U_h nào đó không phụ thuộc vào cường độ sáng.

4) Đối với mỗi loại kim loại được chọn làm katốt, hiệu thế hãm U_h phụ thuộc tuyến tính vào tần số theo biểu thức:

$$e.U_h = h.v - e.W_0 \quad (4-1)$$

Giá trị của số hạng không đổi $e.W_0$ phụ thuộc vào bản chất katốt.

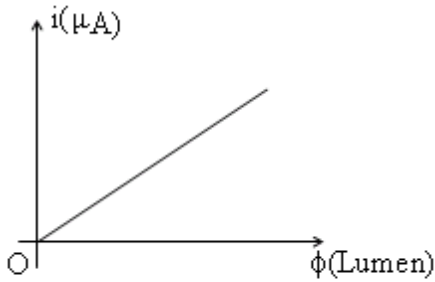
5) Đối với vật liệu làm katốt thì tồn tại một tần số ngưỡng ν_0 sao cho, nếu ánh sáng tới tần số $\nu < \nu_0$ thì sẽ không bức xạ được electron ra khỏi vật liệu làm katốt dù cường độ bức xạ tới có giá trị như thế nào.

II. Các định luật quang điện:

1. Định luật về dòng bão hòa:

- Giữa thế hiệu U không đổi, chẳng hạn giá trị U_0 , ứng với dòng bão hòa, thay đổi quang thông Φ chiếu vào katốt và đo dòng quang điện bão hòa i_0 tương ứng. Ta dựng được đường biểu diễn $i_0 = f(\Phi)$ (Hình 4-3). Kết quả cho thấy:

$i_0 = f(\Phi)$ (Hình 4-3). Kết quả cho thấy:



Hình 4-3

Khi tần số ánh sáng tới katốt không đổi cường độ dòng bão hòa tỷ lệ với quang thông mà katốt nhận được.

$$i_o \sim \phi \quad (4-2)$$

hay $i_o = k\phi \quad (4-3)$

Trong đó k là hệ số tỷ lệ phụ thuộc vào chất làm katốt. Định luật này coi là định luật Stêlêtôp.

Định luật về dòng bão hòa còn có thể phát biểu cách khác. Từ (4-2) và (4-3) ta có:

$$i_o = k\phi$$

Mặt khác dòng i_o lại tỷ lệ với số quang electron n bị đứt ra khỏi katốt trong đơn vị thời gian: $i_o = n.e$. Do vậy mà ta có:

$$i_o = k\phi = n.e$$

Suy ra:

$$n = \frac{k}{e} \phi \quad (4-4)$$

Vì $\frac{k}{e}$ là hằng số do đó:

$$n \sim \phi$$

Vậy: "Số quang electron bị đứt ra khỏi katốt trong một đơn vị thời gian tỷ lệ với quang thông mà katốt nhận được."

2. Định luật về động năng ban đầu (hay vận tốc ban đầu) của quang electron:

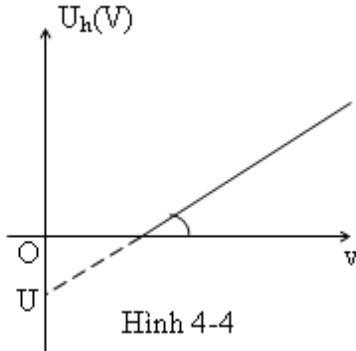
Milican đã đo thế hiệu hãm U_h bằng cách chiếu các ánh sáng đơn sắc có tần số ν khác nhau vào katốt bằng kim loại. Ông nhận thấy rằng với mỗi kim loại nhất định U_h là một hàm số bậc nhất của tần số ν (Biểu thức 4-1)

$$e.U_h = h.\nu - e.W_o$$

Đồ thị được biểu diễn trên (hình 4-4). Đại lượng $e.U_h$ lại chính bằng động năng cực

$$\text{đại: } \frac{m.V_{\max}^2}{2}$$

$$\frac{m \cdot V_{\max}^2}{2} = h \cdot \nu - eW_0 \quad (4-6)$$



Vậy: “Vận tốc ban đầu của quang electron tỷ lệ bậc nhất với tần số ánh sáng và không phụ thuộc vào quang thông tới.”

Hoặc là: “Động năng ban đầu của quang electron tỷ lệ bậc nhất với tần số ν của ánh sáng tới và không phụ thuộc vào quang thông tới.”

3. Định luật về giới hạn đỏ:

Thí nghiệm cũng chứng tỏ rằng không phải bất kỳ ánh sáng có tần số nào cũng có khả năng gây ra hiệu ứng quang điện dễ dàng như nhau. Tia tím và tia tử ngoại dễ dàng gây ra hiệu ứng quang điện hơn.

Từ biểu thức (4-6), muốn cho hiệu ứng quang điện xảy ra thì phải thỏa mãn điều kiện sau đây:

$$h \cdot \nu - eW_0 \geq 0$$

Hay:
$$\nu \geq \frac{eW_0}{h}$$

Đặt:
$$\nu_0 = \frac{eW_0}{h}$$

Ta có:
$$\lambda \leq \lambda_0$$

Bước sóng λ_0 là bước sóng lớn nhất của ánh sáng còn có thể gây ra hiệu ứng quang điện và được gọi là giới hạn đỏ của hiệu ứng quang điện.

Vậy: “Bức xạ nào có tần số lớn hơn tần số giới hạn ν_0 , hay có bước sóng nhỏ hơn giới hạn đỏ λ_0 mới có thể gây ra hiệu ứng quang điện.”

Trên hình 4-4: ν_0 là giao điểm của đường thẳng $U_h=f(\nu)$ với trục hoành. Giá trị của λ_0 (hay ν_0) phụ thuộc vào bản chất của kim loại làm katốt.

Bài 5: Thuyết Photon

I. Tính chất của ánh sáng, thuyết lượng tử ánh sáng:

Từ các thí nghiệm của Stêlêtôp, vấn đề đặt ra là, nguyên nhân nào đã làm electron bị đứt rakhỏi kim loại. Một cách tự nhiên nhất người ta thường cho rằng, chính ánh sáng đã bứt các electron ra khỏi bản kim loại. Nhưng vì ánh sáng là sóng điện từ nên khi có chùm sáng chiếu vào bản kim loại thì dưới tác dụng của sóng ánh sáng, các electron trong nguyên tử kim loại bị dao động cưỡng bức. Do đó electron thu được năng lượng, khi năng lượng của electron đủ lớn thì nó có thể thoát ra khỏi kim loại và bay ra ngoài tạo thành dòng điện.

Với lý luận như trên ta tưởng rằng có thể dùng thuyết sóng ánh sáng để giải thích các hiện tượng quang điện. Nhưng nếu nghiên cứu kỹ hơn ta lại thấy rằng thời gian để electron tích lũy đủ năng lượng là rất lớn. Chẳng hạn phép tính lý thuyết cho thấy đối với kali thì cần một khoảng thời gian là 6 ngày đêm electron mới tích lũy đủ năng lượng để thoát khỏi bề mặt kali. Trong khi đó phải cần 10⁻⁹s, sau khi chiếu sáng đã quang sát được hiện tượng quang điện.

Sự khác nhau quá lớn giữa tính toán lý thuyết và thực tế, chứng tỏ rằng sự tính toán đã dựa trên những cơ sở không thể tin cậy. Nói cách khác, ta không thể dựa vào lý thuyết sóng ánh sáng để giải thích hiện tượng quang điện được.

Nói tóm lại nếu thừa nhận lý thuyết sóng ánh sáng hoàn toàn đúng thì thí nghiệm của Stêlêtôp lại chỉ ra rằng có những hiện tượng mà lý thuyết sóng ánh sáng không áp dụng được. Chính vì lý do đó các nhà vật lý phải đi tìm con đường khác để giải thích hiện tượng quang điện, và trong số các nhà vật lý đi tìm con đường khác đó là Einstein và ông là người thành công hơn tất cả.

Các quan điểm của Einstein về vấn đề này được trình bày trong một bài báo đăng năm 1905.

Einstein đã áp dụng thuyết lượng tử của Plăng đồng thời có bổ sung thêm để giải thích các định luật quang điện.

Khi đưa ra giả thuyết lượng tử Plăng chỉ nói rằng năng lượng được bức xạ theo thành phần nhỏ gọi là lượng tử. Còn Einstein thì bổ sung thêm rằng các lượng tử này cũng tồn tại cả trong không gian. Điều đó có nghĩa là khi ánh sáng lan truyền trong không gian năng lượng của ánh sáng cũng không liên tục mà bao gồm rất nhiều lượng tử năng lượng, các lượng tử năng lượng này chuyển động trong không gian như những chính thể thống nhất không phân chia được. Chúng cũng có thể được bức xạ hay hấp thụ như những chính thể thống nhất. Và với ánh sáng thì Einstein phát biểu như sau:

Ánh sáng không chỉ được bức xạ và hấp thụ mà cả truyền đi cũng thành từng lượng tử năng lượng gián đoạn. Nghĩa là bức xạ điện từ gồm những hạt riêng rẽ (lượng tử ánh sáng). Lượng tử ánh sáng sau này gọi là photon và thuyết lượng tử ánh sáng còn gọi là thuyết photon.

Mỗi photon có năng lượng:

$$\varepsilon = h \cdot \nu \quad (5-1)$$

Trong đó $h=6,625 \cdot 10^{-34} \text{J} \cdot \text{s}$ là hằng số Plăng; ν là tần số của sóng ánh sáng.

Ngoài năng lượng photon cũng có khối lượng và xung lượng như các hạt cơ bản khác (electron, proton, neutron...)

Theo thuyết tương đối ta có mối liên hệ giữa năng lượng và khối lượng bởi hệ thức: $\varepsilon = m \cdot C^2$. Do đó khối lượng của photon sẽ là:

$$m = \frac{\varepsilon}{C^2} = \frac{h\nu}{C^2} \quad (5-2)$$

Mặt khác ta còn có công thức giữa khối lượng và vận tốc:

$$\sqrt{1 - \beta^2} = 0$$

Trong đó m là khối lượng của photon khi nó chuyển động, m_0 là khối lượng khi nó đứng yên (khối lượng tĩnh). Đối với photon vì $v=C$, do đó $\sqrt{1 - \beta^2} = 0$ và $m = \infty$. Điều đó vô nghĩa. Vì vậy, để khối lượng m không lớn vô hạn thì khối lượng nghỉ m_0 phải bằng không. Photon là loại hạt đặc biệt, photon không bao giờ ở trạng thái đứng yên (trạng thái nghỉ) và hơn thế nữa bao giờ nó cũng chuyển động bằng vận tốc ánh sáng. Đó cũng là điểm khác biệt giữa photon và các hạt cơ bản khác.

Photon có vận tốc bằng vận tốc ánh sáng nên nó có động lượng là:

$$P = m \cdot C = \frac{h\nu}{C} = \frac{h}{\lambda} \quad (5-3)$$

Nếu dùng vectơ sóng $\vec{k} \left(k = \frac{2\pi}{\lambda} \right)$ thì ta có:

$$\vec{p} = \frac{h}{2\pi} \vec{k} = \hbar \cdot \vec{k} \quad (5-4)$$

Trong đó: $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ gọi là hằng số Planck rút gọn.

Như vậy vấn đề đặt ra là: Bản chất của ánh sáng là gì? Là sóng hay là hạt?

Theo vật lý học cổ điển thì hai quan điểm sóng và hạt là hai quan điểm đối lập nhau và loại trừ lẫn nhau. Nhưng khác với vật lý học hiện đại cho rằng sóng và hạt là hai mặt đối lập nhưng thống nhất trong một chủ thể. Vì thế ta không thể nói ánh sáng chỉ là sóng hay chỉ là hạt mà phải nói ánh sáng vừa là sóng vừa là hạt. Trong những trường hợp này tính chất sóng của ánh sáng nổi rõ hơn, trong những trường hợp tính chất hạt nổi rõ hơn.

Việc quan niệm rằng ánh sáng có tính chất sóng, vừa có tính chất hạt là một bước tiến rất dài so với những quan điểm của vật lý cổ điển. Nói đúng hơn đó là một cuộc cách mạng trong vật lý học.

Khi nghiên cứu về tương tác của ánh sáng và các electron trong nguyên tử, như trong hiện tượng quang điện là ta đã bước sang thế giới vi mô. Trong thế giới vi mô các quy luật của vật lý không hoàn toàn giống, thậm chí nhiều khi rất khác lạ đối với thế giới vĩ mô. Vì vậy để hiểu được thế giới vi mô bắt buộc con người phải cách mạng tư duy, nhận thức đó có thể phù hợp, thậm chí có thể mâu thuẫn với những hiểu biết cũ của con người. Bằng cách đó con người sẽ ngày càng đi sâu vào thế giới vi mô.

II. Công thức Einstein:

Bây giờ chúng ta khảo sát một chùm photon chiếu vào bề mặt một bản kim loại. Giả sử rằng mỗi photon chỉ tương tác với một electron tự do của kim loại và photon truyền toàn bộ năng lượng $h\nu$ của mình cho electron. Electron chuyển động đến bề mặt kim loại phải tiêu phí một phần năng lượng A_1 , cho những va chạm không đàn hồi bên trong kim loại, tổn một phần năng lượng nữa để sinh công thoát A bứt electron ra khỏi bề mặt kim loại, phần còn lại biến thành động năng của electron đó.

Áp dụng định luật bảo toàn năng lượng cho hiện tượng quang điện trong kim loại. Einstein đã đưa ra công thức sau đây:

$$h\nu = A_1 + A + \frac{m \cdot V^2}{2} \quad (5-5)$$

vi electron thoát ra khỏi mặt kim loại, có những electron ở sâu trong khối kim loại electron thoát ra khỏi kim loại có vận tốc ban đầu khác nhau. Đối với các electron ở ngay bề mặt kim loại thì $A_1=0$, do đó vận tốc của những electron này có giá trị cực đại.

Ta có:

$$h\nu = A + \frac{mV_{\max}^2}{2} \quad (5-6)$$

Biểu thức (5-6) được gọi là công thức Einstein, đối với hiệu ứng quang điện ngoài. Công thức Einstein đã được các thí nghiệm vật lý xác nhận.

III. Giải thích các định luật quang điện:

Sự xuất hiện các hiệu ứng quang điện cũng như định luật thứ nhất của nó có thể giải thích được theo quan điểm của vật lý cổ điển. Thật vậy, điện trường của sóng ánh sáng tác dụng lên các electron kim loại, làm cho chúng dao động cưỡng bức. Biên độ dao động cưỡng bức có thể đạt đến giá trị đủ lớn để bứt electron ra khỏi kim loại, khi đó ta sẽ quan sát được hiệu ứng quang điện. Mặt khác theo lý thuyết quang học cổ điển cường độ ánh sáng tỷ lệ với bình phương cường độ điện trường. Vì vậy mà cường độ ánh sáng càng lớn, số electron bị bứt ra khỏi bề mặt kim loại càng nhiều do đó dòng quang điện càng lớn.

Tuy nhiên các định luật thứ hai và thứ ba không thể giải thích được theo quan điểm cổ điển.

Thuyết lượng tử ánh sáng và công thức Einstein cho phép ta giải thích dễ dàng các định luật quang điện.

1. Giải thích định luật về giới hạn đỏ:

Từ (5-6) ta thấy rằng hiệu ứng quang điện chỉ có thể xảy ra khi:

$$h\nu \geq A$$

Suy ra:
$$\nu \geq \frac{A}{h}$$

Đặt: $\nu_0 = \frac{A}{h}$ ta có: $\nu \geq \nu_0$

Trong đó ν_0 là tần số nhỏ nhất của ánh sáng còn gây ra được hiệu ứng quang điện, ν_0 gọi là tần số giới hạn. Nếu biểu diễn qua bước sóng của ánh sáng thì:

$$\lambda = \frac{c}{\nu} \quad \text{và} \quad \lambda_0 = \frac{c}{\nu_0} = \frac{h \cdot c}{A}$$

Vậy: $\lambda \leq \lambda_0$

λ_0 chính là giới hạn đỏ, nó phụ thuộc vào công thoát A, tức là phụ thuộc vào bản chất của kim loại dùng làm katốt.

2. Giải thích định luật về động năng ban đầu (hay thế hiệu hãm)

Độ lớn của thế hiệu hãm được xác định từ điều kiện:

$$e \cdot U_h = \frac{m \cdot V_{\max}^2}{2}$$

Thay giá trị này vào công thức (5-6) ta có:

$$h \cdot \nu = A + e \cdot U_h$$

vậy:
$$U_h = \frac{h}{e} \nu - \frac{A}{e} \quad (5-7)$$

Như vậy thế hiệu hãm U_h là một hàm số bậc nhất của tần số và không phụ thuộc vào quang thông tới.

Công thoát của electron ra khỏi kim loại v hằng số Plăng h có thể xác định được bằng cách dựng đồ thị $U_h=f(\nu)$ (Xem hình 4-4). Từ đồ thị ta có:

$$\text{tg} \alpha = \frac{h}{e} \quad \text{và} \quad \text{OU} = \frac{A}{e} \quad (5-8)$$

3. Giải thích định luật về dòng bão hòa:

Theo quan điểm lượng tử thì cường độ ánh sáng chiếu vào mặt katốt được xác định bởi số photon tới trong một đơn vị thời gian, trên một đơn vị diện tích

của bề mặt katôt. Rõ ràng là số n electron bị bứt ra khỏi kim loại làm katôt trong một đơn vị thời gian tỷ lệ với số photon n' trên mặt katôt trong khoảng thời gian đó. Đối với katôt phẳng được chiếu bằng ánh sáng đơn sắc có tần số ν thì:

$$n' = \frac{E}{h\nu}. \text{ Trong đó } E \sim \phi.$$

Do đó: $n \sim n'$ mà $n' \sim \text{Electron}$ và $E \sim \phi$ nên $n \sim \phi$.

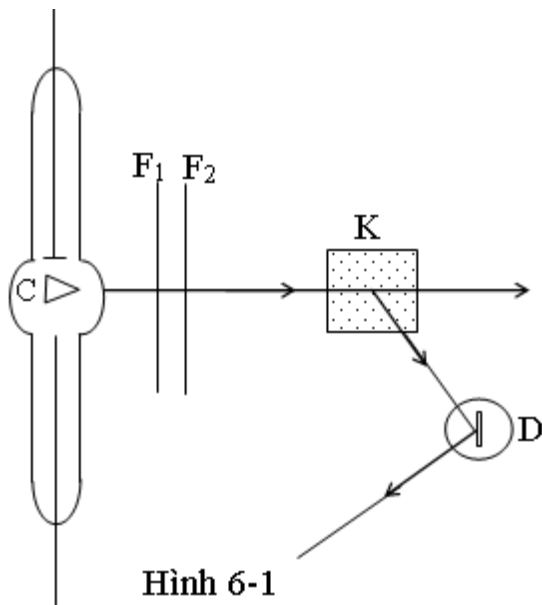
Như vậy rõ ràng là khi dùng thuyết photon (thuyết lượng tử ánh sáng) và công thức Einstein ta giải thích được một cách đúng đắn các định luật quang điện.

Bài 6: Hiệu ứng Compton

Để làm sáng tỏ hơn về tính chất lượng tử của ánh sáng chúng ta hãy xét hiện tượng tán xạ của tia X (tia Rơnghen) trên tinh thể graphít. Hiện tượng đó được gọi là hiện tượng Compton.

I. Hiện tượng Compton:

Sơ đồ thí nghiệm của Compton được biểu diễn trên hình 6-1:



Hình 6-1

Một chùm tia X đơn sắc có bước sóng λ phát ra từ ống phát tia X, đi qua hai khe hẹp F_1 và F_2 đục trong hai lá chì dày, đặt nối tiếp nhau. Chùm tia hẹp đi ra khỏi hai khe được coi là song song và chiếu vào chất tán xạ K (graphít, parafin,...) chứa các nguyên tử nhẹ. Một phần tia X đi qua K , phần còn lại tán xạ bởi K . Phần tia X bị tán xạ đi vào máy quang phổ X, gồm một tinh thể được và kính ảnh P . Máy quang phổ tia X dùng để đo bước sóng tia X tán xạ.

Thí nghiệm chứng tỏ rằng tia X tán xạ có bước sóng λ' lớn hơn bước sóng λ của tia tới, hơn nữa độ dịch chuyển bước sóng $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$ chỉ phụ thuộc vào góc tán xạ (góc giữa tia X tới và tia X tán xạ) và ta có biểu thức:

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \lambda_k(1 - \cos\theta) \quad (6-1)$$

Trong đó $\lambda_k = 2,43 \cdot 10^{-12} \text{m}$ là một hằng số được xác định bằng thực nghiệm. Hiện tượng nói trên được gọi là hiện tượng Compton.

Từ thí nghiệm Compton ta rút ra được những kết luận sau đây:

- 1) Những chất chứa nguyên tử nhẹ tán xạ mạnh tia X, còn những chất chứa nguyên tử nặng tán xạ yếu.
- 2) Khi tăng góc tán xạ, thì cường độ tán xạ cũng tăng.
- 3) Độ dịch chuyển bước sóng $\Delta\lambda$ tăng khi góc tán xạ tăng.
- 4) Nếu cùng một góc tán xạ độ dịch chuyển của bước sóng $\Delta\lambda$ đối với mọi chất tán xạ sẽ như nhau.

II. Giải thích hiện tượng Compton:

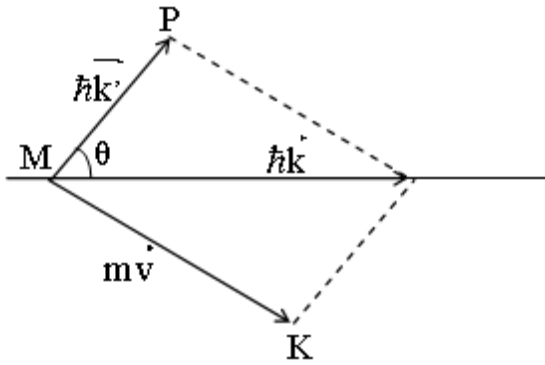
Hiện tượng Compton không thể giải thích được lý thuyết sóng ánh sáng, nhưng lại có thể giải thích được dễ dàng theo thuyết photon, nghĩa là nếu coi tia

X là dòng các photon có năng lượng và dòng động lượng

$$\vec{p} = \frac{h\nu}{c} = \hbar\vec{k}$$

Trong trường hợp của hiện tượng quang điện, chúng ta giả thuyết rằng, khi photon tương tác với electron có truyền hoàn toàn năng lượng $h\nu$ cho electron và photon biến mất. Hiện tượng Compton xảy ra khi photon tương tác với electron tự do hay liên kết yếu trong nguyên tử. Khi tương tác electron chỉ nhận được một phần năng lượng của photon và bị bắn đi người ta gọi đó là electron "giật lùi", có thể quan sát nó bằng buồng Uynxơn. Như vậy năng lượng của photon giảm đi vì vậy bước sóng tăng lên. Phương chuyển động của photon cũng thay đổi, do đó đồng thời xảy ra hiện tượng tán xạ của photon và bước sóng của nó thay đổi.

Để giải thích một cách định lượng hiệu ứng Compton và chứng minh công thức (6-1) ta giả thuyết rằng một photon tia X va chạm đàn hồi vào một electron liên kết yếu đứng yên (hình 6-2).



Hình 6-2

Trước khi va chạm năng lượng của photon là $h\nu$ và động lượng: $\frac{h\nu}{C} = \hbar\vec{k}$
 $\left(k = \frac{2\pi}{\lambda}\right)$; còn năng lượng của electron là: m_0c^2 (m_0 là khối lượng tĩnh của electron) và động lượng bằng không.

Sau khi va chạm photon bị tán xạ theo phương MP còn electron bị bắn theo phương MQ với vận tốc v , do đó electron có năng lượng m_0c^2 và động lượng

của $m\vec{v}$, còn động lượng của photon tán xạ $h\nu'$ và động lượng là $\frac{h\nu'}{C} = \hbar\vec{k}'$.

Theo định luật bảo toàn năng lượng ta có:

$$h\nu + m_0c^2 = h\nu' + m_0c^2$$

Chia hai vế của (6-2) cho C ta được:

$$\frac{h\nu}{C} + m_0C = \frac{h\nu'}{C} + m_0C$$

Từ đó mà: $m_0C = m_0C + \hbar(k - k')$ (6-3)

Bình phương hai vế của (6-3) ta được:

$$(m_0C)^2 = (m_0C)^2 + (\hbar k)^2 + (\hbar k')^2 - 2\hbar k k' + 2m_0C\hbar(k - k') \quad (6-4)$$

Mặt khác, theo định luật bảo toàn động lượng, thì vector động lượng của photon tới, photon tán xạ, và electron “giật lùi” phải tạo thành tam giác. Vì vậy theo hình vẽ 6-2 ta có:

$$(mv)^2 = (\hbar k)^2 + (\hbar k')^2 - 2\hbar^2 k k' \cos \theta \quad (6-5)$$

với θ là góc giữa \vec{k} và \vec{k}'

Trừ (6-5) cho (6-4) vế theo vế ta được:

$$m^2(C^2 - v^2) = m_0 C^2 - 2\hbar k k' (1 - \cos \theta) + 2m_0 C \hbar (k - k') \quad (6-6)$$

Chú ý rằng electron sau khi va chạm có vận tốc v và khối lượng của nó bằng:

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

Từ đó ta rút ra:

$$m \sqrt{\frac{C^2 - v^2}{C^2}} = m_0 \Rightarrow m_2 = (C^2 - v^2) = m_0 C^2 \quad (6-7)$$

Thay (6-7) vào (6-6) ta được:

$$m_0 C (k - k') = \hbar k k' (1 - \cos \theta) \quad (6-8)$$

Cuối cùng thay các giá trị của $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ và $k' = \frac{2\pi}{\lambda'}$ vào (6-8) và biến đổi ta thu được:

$$\Delta \lambda = \lambda' - \lambda = \frac{2\pi \hbar}{m_0 C} (1 - \cos \theta)$$

Hay:

$$\Delta \lambda = \frac{h}{m_0 C} (1 - \cos \theta) \quad (6-9)$$

Công thức (6-9) trùng với công thức thực nghiệm (6-1)

Nếu đặt: $\lambda = \frac{h}{m_0 C}$ với $h = 6,625 \cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$; $m_0 = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$.

Ta có: $\lambda_k = \frac{h}{m_0 C} = \frac{6,625 \cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}}{9,1 \cdot 10^{-31} \cdot 3 \cdot 10^8} \approx 2,44 \cdot 10^{-12} \text{ m}$

Kết quả này hoàn toàn phù hợp với giá trị đo từ thực nghiệm đã nói ở trên. Điều đó chứng tỏ rằng thuyết photon là đúng đắn. Đại lượng λ_k được gọi là bước sóng Compton ($\lambda_k = 2,44 \cdot 10^{-12} \text{ m}$). Đó là độ dịch chuyển bước sóng khi $\theta = \frac{\pi}{2}$.

Nếu $\theta = 0 \Rightarrow \Delta \lambda = 0$ nghĩa là sự tán xạ xảy ra theo phương của chùm tia X tới thì không làm thay đổi bước sóng.

Khi $\theta = \pi$ thì $\Delta\lambda = 4,88 \cdot 10^{-12} \text{ m}$, nghĩa là sự tán xạ theo phương ngược với phương của chùm tia tới thì độ dịch chuyển bước sóng là lớn nhất, electron khi đó cũng thu được động năng lớn nhất và chuyển động theo phương của chùm tia tới X.

Công thức (6-1) cho thấy rằng độ dịch chuyển bước sóng $\Delta\lambda$ rất bé và không phụ thuộc vào λ , vì

vậy có thể quan sát nó đối với các bước sóng ngắn; bởi vì khi đó $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ có độ lớn cỡ $5 \cdot 10^{-3} \%$. Đối với ánh sáng thấy được ($\lambda = 4000 \text{ \AA}$); $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 10^{-3} \%$ nên thực tế ta không quan sát được hiệu ứng Compton.

Trong các tia X tán xạ có cả tia X có bước sóng bằng bước sóng của tia tới. Điều đó giải thích bằng sự tán xạ trên các nguyên tử trung hòa (electron liên kết trong nguyên tử). Vì khối lượng của nguyên tử rất lớn so với khối lượng của electron nên theo định luật va chạm đàn hồi, photon hầu như không truyền năng lượng của mình cho nguyên tử, do đó bước sóng của photon khi tán xạ không thay đổi.

Bài 7: Tính chất sóng của hạt - sóng Đơbroi (DE-BROGLIE)

I. Tính chất sóng của hạt:

Trên đây chúng ta vừa nói ánh sáng vừa có tính chất sóng vừa có tính chất hạt. Nhưng có một số người lại nêu vấn đề: Liệu ta có thể nói sóng ánh sáng có tính chất hạt được không? Háy phải nói hạt ánh sáng có tính chất sóng?

Nếu theo dõi lịch sử phát triển của quan niệm về ánh sáng thì hầu như người ta cho rằng cách nói thứ nhất là hợp lý. Nhưng có một số rất ít người trong đó có De Broglie lại cho rằng cách nói thứ hai cũng hoàn toàn hợp lý và hơn thế nữa nó lại rất quang trọng.

Vấn đề ở đây không phải là thay đổi cách nói mà là thay đổi cách nhìn và cách phát triển vấn đề. Theo De Broglie nếu coi sóng ánh sáng có tính chất hạt thì hướng phát triển vấn đề là rất hạn chế, bởi vì cho tới lúc đó ta chỉ biết hai loại sóng là sóng cơ học và sóng điện từ. Còn nếu coi hạt photon có tính chất sóng thì có thể mở rộng được, chẳng hạn như ta đặt vấn đề liệu các hạt khác cũng có tính chất sóng như hạt photon không ?

Chính hướng suy nghĩ này là nội dung cơ bản trong công trình nghiên cứu của De Broglie được công bố vào tháng 9 năm 1924. Trong công trình đó De Broglie đã đưa ra giả thuyết rằng: Các hạt đều có tính chất sóng và ông đã gọi loại sóng này là sóng vật chất. Trong các công trình của mình De Broglie khẳng định rằng sóng vật chất là sóng in ra khi các vật chuyển động, các ở đây có thể là các vật thông thường và cả các hành tinh như trái đất, viên đá, hạt bụi hay electron. Các vật có thể chuyển động trong chân không, điều đó có nghĩa là

sóng vật chất có thể truyền trong chân không. Vậy sóng vật chất không phải là sóng cơ học hay sóng điện từ.

II. Giả thuyết De Broglie:

1) Phát biểu:

Một vật chuyển động tự do có năng lượng Electron và động lượng \vec{p} ; $\vec{p} = m\vec{v}$ (m là khối lượng, \vec{v} là vận tốc của hạt). Ứng với một sóng phẳng lan truyền theo hướng chuyển động của hạt với tần số và bước sóng xác định theo công thức:

$$v = \frac{E}{h}; \lambda = \frac{h}{p} \quad (7-1)$$

Hệ thức (7-1) liên hệ các đặc trưng sóng với đặc trưng hạt gọi là hệ thức De Broglie, và sóng ở đây được gọi là sóng De Broglie.

2) Thí dụ tính bước sóng:

Giả sử một electron được tăng tốc bằng một hiệu điện thế V (Vôn) sau đó lọt ra ngoài trường thế và chuyển động đều, vận tốc v của nó được xác định từ công thức:

$$\begin{aligned} \frac{mv^2}{2} &= E; E = qU = e.V \\ \Rightarrow p = mv &= \sqrt{2mE} \end{aligned} \quad (7-1)$$

Vậy:

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2mE}} \quad (7-3)$$

Thay các giá trị bằng số vào (7-3) ta có:

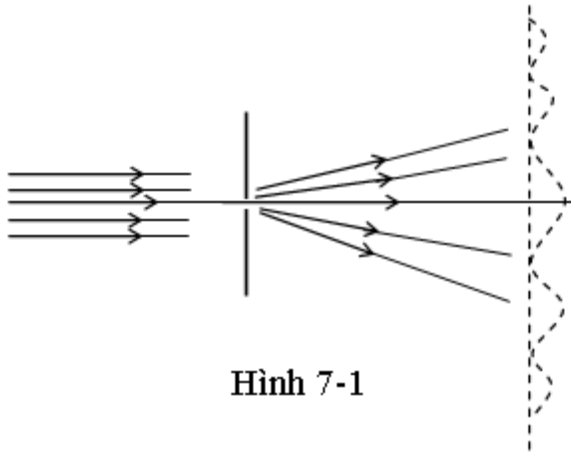
$$\lambda = \frac{6,625 \cdot 10^{-34}}{\sqrt{2 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31} \cdot 1,6 \cdot 10^{-9}}} \cdot \frac{1}{\sqrt{V}}$$

$$\lambda = \frac{12,25}{\sqrt{V}} (\text{Å}) \quad (7-4)$$

Như vậy bước sóng với chuyển động tự do của một electron sau khi được tăng tốc bởi một hiệu điện thế cỡ 150V sẽ đúng bằng 1Å, tức là cùng bậc với bước sóng của tia X.

III. Kiểm nghiệm giả thuyết De Broglie bằng thực nghiệm:

1. Thí nghiệm 1:

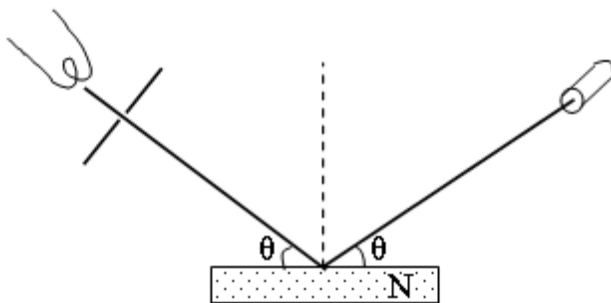


Hình 7-1

Cho chùm electron đi qua khe hẹp (hình 7-1). Thu chùm electron trên màn huỳnh quang và dùng kính để quan sát hay chụp ảnh, ta sẽ thu được các vân nhiễu xạ giống như vân nhiễu xạ của ánh sáng (tia X) qua một khe hẹp. Nếu ta cho từng electron riêng biệt đi qua khe thì trên màn huỳnh quang sẽ thu được hình ảnh rời rạc electron. Tuy nhiên nếu kéo dài thời gian thí nghiệm, để cho số electron đi qua khe hẹp đủ lớn thì ta vẫn thu được các vân nhiễu xạ trên màn huỳnh quang. Điều đó chứng tỏ rằng mỗi một electron riêng rẽ vẫn có tính chất sóng.

2. Thí nghiệm 2:

Sơ đồ thí nghiệm của nhiễu xạ của chùm tia electron trên màng đơn tinh thể Kền (Ni) được miêu tả trên hình 7-2.



Hình 7-2

Chùm electron phát ra từ một katốt đốt nóng ở nhiệt độ cao rồi được tăng tốc bởi một hiệu điện thế V . Sau khi đi qua một khe hẹp để tạo thành chùm tia hẹp, chùm electron được chiếu vào bề mặt một mạng đơn tinh thể Ni (coi như một cách tử nhiễu xạ) chùm electron phản xạ sẽ thu được quan sát nhờ một ống đếm, hoặc một buồng Faraday, nối với một điện kế.

Cũng giống như tia X, chùm electron tới bề mặt mạng tinh thể dưới góc θ , xuyên qua ba hoặc bốn lớp nguyên tử và bị nhiễu xạ tại khe cách tử.

Nếu chùm tia electron phản xạ có tính chất sóng thì cường độ của chùm sẽ đạt tới giá trị cực đại khi hệ thức Wulf-Bragg: $2d\sin\theta = n\lambda$ được thỏa mãn. Trong đó d là khoảng cách giữa hai mặt phẳng chứa các nút mạng và gọi là hằng số mạng tinh thể, θ là góc hợp bởi chùm tia tới với bề mặt mạng tinh thể gọi là góc trượt. Kết hợp hệ thức trên với biểu thức (7-4) ta được:

$$2d\sin\theta = n \frac{12,25}{\sqrt{V}} \quad (7-5)$$

Trong đó V là hiệu điện thế tăng tốc, tính bằng vôn, được tính bằng Ångstron (Ao), n là số nguyên 1, 2, 3...

Với tinh thể kẽm có hằng số mạng tinh thể được $d = 2,15\text{Ao}$ và nếu chiếu chùm tia tới dưới góc $\theta = 15^\circ$. Biểu thức (7-5) trở thành:

$$\sqrt{V} = \frac{12,25.n}{2.2,15.\sin 15^\circ} = 11.n \quad (7-6)$$

Kết quả thực nghiệm cho thấy cường độ chùm tia electron phản xạ đạt những giá trị cực đại liên tiếp ứng với các giá trị \sqrt{V} cách đều nhau theo hệ thức (7-6) chứng tỏ mỗi cực đại của cường độ ứng với một bậc nhiễu xạ khác nhau:

$$n=1 \quad V=121V \text{ cực đại bậc 1}$$

$$n=2 \quad V=484V \text{ cực đại bậc 2}$$

$$n=3 \quad V=1089V \text{ cực đại bậc 3}$$

.....

Như vậy thực nghiệm đã xác nhận sự tồn tại của sóng De Broglie đối với electron.

Sóng De Broglie không những chỉ có ý nghĩa về mặt lý thuyết mà ngày nay đã được ứng dụng rộng rãi nhiều ngành khoa học kỹ thuật. Sóng De Broglie không những chỉ có ở electron mà ở cả các hạt vi mô khác như nguyên tử, proton, nơtron..

Người ta đã ứng dụng hiện tượng nhiễu xạ sóng De Broglie để nghiên cứu các cấu trúc tinh thể, cấu trúc nguyên tử, phân tử và cấu trúc từ tính.

Tính chất sóng của electron đã được ứng dụng vào một ngành khoa học kỹ thuật mới, đó là khoa học điện tử với dụng cụ chủ yếu là kính hiển vi điện tử. Ta biết rằng năng suất phân giải của kính hiển vi quang học bị giới hạn của bước sóng sử dụng, là bước sóng của ánh sáng thông thường, vào bậc hàng ngàn Ångstron. Thay cho ánh sáng này, kính hiển vi điện tử đã dùng chùm tia electron mà bước sóng của nó như đã biết, có thể nhỏ tới hàng ngàn lần, từ đó tạo ra

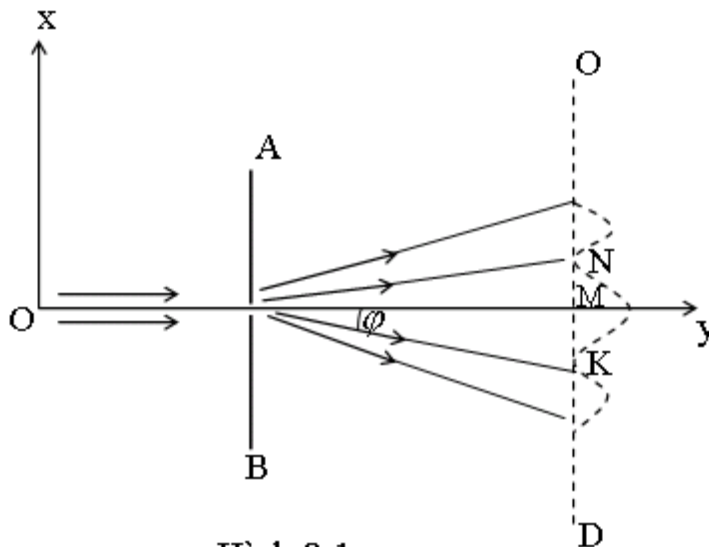
kính hiển vi có độ phân giải cao hơn so với rất nhiều lần so với kính hiển vi quang học. Hiện nay một thành tựu đạt được trong lãnh vực này là sự ra đời của một kính hiển vi điện tử mới mang tên Scanning Tunneling Microscope (STM) cho phép nhìn thấy trực tiếp cấu trúc của từng nguyên tử một. Và như vậy có thể nói giả thuyết De Broglie đã được chứng minh bằng hiện thực rõ ràng mà không còn ai nghi ngờ hay bác bỏ được nữa.

Bài 8: Hệ thức bất định Heisenberg (Hai-Xen-Béc)

I. Hệ thức bất định Heisenberg:

Chúng ta vừa mới khảo sát chuyển động sóng của các hạt vi mô ở trên, theo quan điểm của lý thuyết De Broglie. Tuy vậy chuyển động trong vật lý học lượng tử thì khác xa so với chuyển động trong vật lý cổ điển. Chẳng hạn trong cơ học cổ điển về nguyên tắc có thể xác định được chính xác đồng cả vận tốc và vị trí của vật trong không gian tại bất kỳ thời điểm nào. Về mặt lý thuyết phép đo đồng thời các đại lượng nói trên bao giờ cũng có thể đạt được mật độ chính xác tùy ý, miễn là độ chính xác dụng cụ đo cho phép. Sở dĩ như vậy là gì phép đo không ảnh hưởng gì tới hệ được đo, trong khi ta biết rằng phép đo bao giờ cũng cần đến một năng lượng dùng để truyền đạt thông tin (kết quả đo) lấy từ chính hệ đo. Đối với các hạt vi mô, năng lượng này hoàn toàn không đáng kể, do đó nó có thể làm thay đổi trạng thái của hệ. Điều này dẫn tới hệ quả có những đại lượng vật lý đặc trưng cho trạng thái của hệ không thể đồng thời xác định một cách chính xác hạn chế của dụng cụ đo. Nguyên nhân thuộc về bản chất của đối tượng cần đo.

Để làm sáng tỏ điều nói trên, chúng ta hãy xét một thí dụ minh họa sau đây:



Hình 8-1

Giả sử có một chùm electron chuyển động theo phương Oy với vận tốc v (hình 8-1). Màn chắn AB có khe hở bề rộng được đặt vuông góc với chùm tia, trên màn OD có hiện tượng nhiễu xạ ánh sáng qua một khe. Sự phân cường độ nhiễu xạ $I(\varphi)$ được biểu diễn bằng đường chấm chấm. Cực đại bậc 0 ứng với góc nhiễu xạ $\varphi = 0$, cực tiểu thứ nhất ứng với $\sin \varphi = \frac{\lambda}{d}$ (λ là bước sóng của electron).

Như vậy khi chùm tia electron tới qua khe có bề rộng được, tới màn OD và rơi vào điểm M, N hoặc K...Nghĩa là khi ở khe thì ta biết trước được vị trí của nó, còn vận tốc thì không thể biết chính xác được. Theo ngôn ngữ lượng tử là các hạt electron có độ bất định về vận tốc.

Trong thí nghiệm vừa nêu trên, chiều rộng của khe được có thể coi là độ bất định về tọa độ electron, ký hiệu độ bất định này là Δx thì:

$$\Delta x = d \quad (8-1)$$

Sau khi có hiện tượng nhiễu xạ, tức là vận tốc không còn song song với trục Oy, mà có thành phần theo hướng Ox. Do đó động lượng của hạt trước khi qua khe có $P_x=0$, thì sau khi qua khe có giá trị khác không và nằm trong khoảng:

$$0 \leq P_x \leq P \cdot \sin \varphi = P \frac{\lambda}{d} \quad (8-2)$$

Có thể lấy giá trị nào đó làm sai số của P_x .

$$\text{Vậy: } \Delta P_x = P \frac{\lambda}{d} = \frac{P}{d} \cdot \frac{h}{P} = \frac{h}{d} \quad (8-3)$$

Do đó ta có:

$$\Delta P_x \cdot \Delta x = h \quad (8-4)$$

Khi kể tới các cực đại phụ và tính độ chính xác cao hơn ta có:

$$\Delta P_x \cdot \Delta x \geq h \quad (8-5)$$

Trường hợp tương tự ta có: $\Delta P_y \cdot \Delta y \geq h$ và $\Delta P_z \cdot \Delta z \geq h$

Vậy:

$$\left. \begin{array}{l} \Delta P_x \cdot \Delta x \geq h \\ \Delta P_y \cdot \Delta y \geq h \\ \Delta P_z \cdot \Delta z \geq h \end{array} \right\} \quad (8-6)$$

Biểu thức (8-6) gọi là hệ thức bất định Heisenberg. Hệ thức đó không chỉ đúng với electron mà còn đúng với bất kỳ hạt lượng tử nào. Từ hệ thức đó ta thấy khi $\Delta x = 0$ thì $\Delta p_y = \infty$. Nghĩa là muốn biết chính xác tọa độ của hạt lượng tử, thì vận tốc của nó không xác định.

Nguyên lý bất định có thể phát biểu như sau:

“Không thể xác định (đo) chính xác đồng thời tọa độ và động lượng của hạt lượng tử.”

Nguyên lý bất định được Heisenberg phát biểu vào năm 1927.

II. Ý nghĩa của hệ thức bất định:

Hệ thức bất định là một hệ thức cơ bản của cơ học lượng tử, nó phản ánh lưỡng tính sóng hạt của các hạt vi mô. Từ hệ thức bất định ta thấy rằng nói chung hạt vi mô không có quỹ đạo xác định, kết quả này phù hợp với giả thuyết De Broglie theo đó hạt chuyển động tự do tương đương với sóng phẳng đơn sắc lan truyền trong toàn bộ không gian ($-\infty < x < \infty$).

Hệ thức bất định nêu lên giới hạn cao nhất về mức độ chính xác của các phép đo đối với hạt vi mô, cho dù các phương tiện và kỹ thuật đo có hoàn hảo tới đâu cũng vậy, tích các sai số của phép đo đồng thời tọa độ và động lượng không thể bé hơn h. Vấn đề này có một nội dung sâu xa về mặt khoa học cũng như triết học.

Hệ thức bất định cho ta một tiêu chuẩn để xét vấn đề, khi nào thì hạt vi mô, chuyển động giống như hạt vĩ mô, nghĩa là có quỹ đạo rõ rệt.

III. Giới hạn áp dụng của cơ học cổ điển:

Từ nguyên lý bất định, ta thấy trong cơ học lượng tử không có khái niệm quỹ đạo. Bởi vì khái niệm quỹ đạo bao giờ cũng gắn liền với khái niệm về sự xác định chính xác đồng thời tọa độ và xung lượng của hạt. Đó là điểm khác biệt giữa cơ học cổ điển và cơ học lượng tử. Do vậy hệ thức bất định cho ta một tiêu chuẩn để xét vấn đề khi nào thì hạt vi mô chuyển động giống như hạt vĩ mô, nghĩa là có quỹ đạo rõ rệt. Ta có thể nói hạt vi mô có quỹ đạo rõ rệt khi nào với một giả thuyết hợp lý về sai số của tọa độ và xung lượng, tức là sai số của chúng nhỏ hơn rất nhiều so với giá trị của chính nó ($\Delta p_x \ll p_x; \Delta x \ll x$) một cách đồng thời. Đó cũng chính là giới hạn để áp dụng các quy luật của cơ học cổ điển cho các hạt vi mô.

Thí dụ: Electron chuyển động trong buồng Wilson, tại sao trong trường hợp này nó lại có quỹ đạo rõ rệt?

Ta biết rằng kích thước của các giọt nước bao quanh electron vào cỡ 10^{-6} m, do vậy chọn $\Delta x = 10^{-6}$ m. Khi đó hệ thức bất định cho phép một giới hạn về sai số động lượng là:

$$\Delta P_x = \frac{h}{\Delta x} = 10^{-28} \frac{J.s}{m}$$

Nghĩa là rất bé so với chính động lượng lớn thì bước sóng De Broglie rất bé và cơ học cổ điển có thể áp dụng được cho hạt.

Về nguyên tắc hệ thức bất định áp dụng cho mọi hạt, nhưng đối với các hạt vĩ mô thông thường, giới hạn chính xác mà hệ thức bất định nêu lên vượt rất xa giới hạn chính xác mà các dụng cụ đo lường tối tân nhất có thể đạt được, cho nên trong thực tế không cần chú ý tới hệ thức bất định khi xét chuyển động của các hạt vĩ mô. Chẳng hạn một hạt bụi có khối lượng 10⁻⁹kg, giả sử vị trí của hạt bụi được xác định với sai số 10⁻⁶m. Thì theo hệ thức bất định sai số vận tốc vào khoảng 10-20m/s, không đáng kể trong thực tế, nên độ chính xác của việc đo lường vận tốc các hạt vĩ mô chỉ bị giới hạn bởi các lý do kỹ thuật.

Bài 9: Hàm sóng của hạt vi mô

Tính chất sóng của hạt vi mô đã khẳng định, song muốn mô tả và khảo sát sóng đó ta cần biểu diễn nó thông qua một biểu thức toán học được gọi là hàm số sóng hay hàm sóng. Mặc dù chưa xác định bản chất của sóng De Broglie, ta hoàn toàn có thể biểu diễn nó một cách hình thức giống như mọi quá trình sóng đã biết trong cơ học.

I. Hàm sóng của hạt tự do:

Theo giả thuyết De Broglie, sóng ứng với chuyển động tự do của hạt là sóng phẳng. Trong cơ học, ta biểu diễn một sóng lan truyền theo phương Ox với vận tốc v qua một hàm tuần hoàn dạng sin hoặc cos.

$$y = A \cos \omega \left(t - \frac{x}{v} \right) \quad (9-1)$$

Dấu (-) ứng với sóng lan truyền theo chiều dương của trục Ox. Thay $\omega = 2\pi \cdot \nu$ và $v = \lambda \nu$ vào (9-1) ta có:

$$y = A \cos 2\pi \left(\nu t - \frac{x}{\lambda} \right) \quad (9-2)$$

Ta có thể biểu diễn (9-2) dưới dạng hàm số phức:

$$y = A e^{\pm 2\pi i \left(\nu t - \frac{x}{\lambda} \right)} \quad (9-3)$$

Trong đó chỉ phần thực là có ý nghĩa:

$$y = A \cdot \cos 2\pi \left(\nu t - \frac{x}{\lambda} \right) \pm i A \cdot \sin 2\pi \left(\nu t - \frac{x}{\lambda} \right) \quad (9-4)$$

Ta áp dụng một cách hình thức biểu thức sóng (9-3) cho sóng De Broglie, vì vậy ta phải thay $v = \frac{E}{h}$ và $\lambda = \frac{h}{P}$ ta được:

$$\psi(x, t) = A \cdot e^{-2\pi i \left(\frac{E}{h} t - \frac{Px}{h} \right)} \quad (9-5)$$

Hay:

$$\psi(x, t) = A e^{-\frac{i}{\hbar}(Et - Px)} \quad (9-6)$$

Mở rộng cho trường hợp hạt tự do chuyển động theo một phương bất kỳ trong không gian, biểu thức hàm sóng (9-6) được thay bằng biểu thức tổng quát:

$$\psi(\vec{r}, t) = A e^{-\frac{i}{\hbar}(Et - \vec{P} \cdot \vec{r})} \quad (9-7)$$

Hoặc viết dưới dạng khai triển thành hai thành phần riêng phụ thuộc vào thời gian và không gian:

$$\psi(x, y, z, t) = A e^{-\frac{i}{\hbar}Et} \cdot e^{\frac{i}{\hbar}(xP_x + yP_y + zP_z)} \quad (9-8)$$

II. Hàm sóng của hạt chuyển động trong trường lực:

Trong trường hợp tổng quát, hạt chuyển động dưới tác dụng của trường lực, mà phần phổ biến là trường lực thế (Ví dụ electron chuyển động trong nguyên tử dưới tác dụng của trường lực của hạt nhân). Sóng De Broglie tương ứng không còn là sóng phẳng nữa, dạng của hàm sóng trở nên phức tạp hơn nhiều. Tuy nhiên nếu giới hạn ở trường lực thường gặp đều là trường lực dừng (thế năng U không phụ thuộc thời gian) thì trong biểu thức của hàm sóng, phần phụ thuộc thời gian vẫn giữ nguyên (vì hạt có năng lượng bảo toàn) và hàm sóng có dạng:

$$\psi(x, y, z, t) = e^{-\frac{i}{\hbar}Et} \psi(x, y, z) \quad (9-9)$$

Dạng tường minh của thành phần hàm sóng $\psi(x, y, z)$ sẽ tùy thuộc vào trường lực cụ thể trong đó hạt chuyển động. Để tìm nó ta phải giải một phương trình vi phân đóng vai trò cơ bản trong cơ học lượng tử gọi là phương trình Schrodinger. Nghiệm của phương trình này chính là hàm sóng ψ mà ta cần tìm.

III. Ý nghĩa thống kê của hàm sóng:

Trước hết sóng De Broglie của hạt vi mô không phải là một sóng vật chất thông thường vì không tìm thấy sự lan truyền trong không gian của một đại lượng vật lý thực nào gắn với sóng. Vì vậy để giải thích ý nghĩa của hàm sóng DE Broglie người ta phải đoán nhận quan điểm thống kê. Tức là để giải thích sự phân bố các electron trong các hiện tượng nhiễu xạ, người ta phải coi rằng từng hạt electron khi phản xạ trên màn quan sát, sự rơi vào chỗ nào đó là hoàn toàn

ngẫu nhiên, nhưng khi số lượng các hạt rất lớn, phản xạ trên mạng tinh thể thì tuân theo một quy luật tất yếu.

Như vậy khả năng để electron rơi vào điểm có cực đại nhiều xạ, hay xác suất tìm thấy electron rơi vào điểm cực tiểu nhiều xạ hay xác suất tìm thấy electron tại điểm hay điểm khác.

Trở lại hàm sóng quang học theo đó cường độ nhiễu xạ tại một điểm trên màn quan sát tỷ lệ với bình phương hàm sóng tại điểm ấy. Ta sẽ sử dụng kết quả đó cho sóng De Broglie.

“Bình phương hàm sóng De Broglie tại một điểm tỷ lệ với xác suất tìm thấy electron tại điểm ấy.”

Về mặt toán học, giả sử ta bao quanh điểm (x,y,z) một yếu tố thể tích $dV=dx.dy.dz$. khi đó:

$$|\psi(x, y, z)|^2 \cdot dV = \psi(x, y, z) \cdot \psi^*(x, y, z) dx dy dz \quad (9-10)$$

Biểu diễn xác suất tìm thấy electron trong yếu tố thể tích dV bao quanh điểm (x,y,z) .

Từ đó đại lượng: $|\psi(x, y, z)|^2 \cdot dV = \psi \cdot \psi^*$ biểu diễn mật độ xác suất tìm thấy hạt tại điểm (x,y,z) . Nếu hàm sóng xác định để cho:

$$\int |\psi(x, y, z)|^2 dV = 1 \quad (9-11)$$

Tích phân trong toàn bộ không gian thì $|\psi(x, y, z)|^2 \cdot dV$ bằng xác suất tìm thấy electron trong yếu tố thể tích quanh điểm (x,y,z) . Biểu thức (9-11) gọi là điều kiện chuẩn hóa của hàm sóng.

Tóm lại: Bản chất sóng De Broglie đã được xác định, nó không phải là sóng vật chất mà gắn với phân bố xác suất tìm thấy hạt tại mỗi vị trí trong không gian, quy luật phân bố này hoàn toàn tuân theo quy luật sóng. Và chỉ có thể giải thích tính chất sóng của hạt qua phân bố xác suất tìm thấy hạt trong không gian.

IV. Tính chất sóng của hàm sóng:

Hàm sóng mà chúng ta vừa xét ở trên có các tính chất cơ bản như sau:

1) Hàm sóng là giới nội. Điều này có thể suy ra ngay từ điều kiện chuẩn hóa (9-11), vì nếu hàm sóng không giới nội thì tích phân (9-11) không thể giới nội.

2) Hàm sóng là đơn trị: vì nếu hàm sóng không đơn trị thì ứng với mỗi trạng thái sẽ có nhiều giá trị xác suất tìm thấy hạt, điều đó trái với lý thuyết xác suất.

3) hàm sóng là liên tục: vì xác suất $|\psi|^2$ không thể thay đổi nhảy vọt.

4) Đạo hàm bậc nhất của hàm sóng cũng phải liên tục. Điều này được rút ra từ điều kiện của phương trình mà hàm sóng thỏa mãn. Phương trình đó sẽ được nghiên cứu ở phần sau.

Bài 10: Phương trình Schrodinger

Như chúng ta đã nói ở bài trên, tính chất của hạt vi mô được miêu tả bằng hàm sóng và muốn tìm thấy hàm sóng này ta phải giải một phương trình vi phân mà hàm Ψ chính là nghiệm của nó. Phương trình này do Schrodinger thiết lập và có một vị trí hết sức quan trọng trong cơ học lượng tử, nó tương tự như vai trò phương trình Newton trong cơ học cổ điển hay phương trình Maxwell trong điện học. Ta hãy trình bày cách thiết lập phương trình này, xuất phát từ dạng sóng phẳng đã biết của sóng De Broglie ứng với vd của hạt tự do, sau đó khái quát hóa để thu được phương trình vi phân cơ bản mà từ đó có thể giải thích để tìm hàm sóng cho những trường hợp bất kỳ.

I. Phương trình Schrodinger dạng phụ thuộc thời gian:

Trở lại hàm sóng (9-8)

$$\Psi(x, y, z, t) = A e^{-\frac{i}{\hbar} E t} \cdot e^{\frac{i}{\hbar} (x P_x + y P_y + z P_z)}$$

Để tìm phương trình vi phân thỏa mãn hàm sóng này ta lần lượt lấy đạo hàm Ψ theo thời gian.

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar} E \cdot \Psi \quad (10-1)$$

và đạo hàm theo các tọa độ x, y, z:

$$\frac{\partial \Psi}{\partial x} = \frac{i}{\hbar} P_x \Psi \quad (10-2)$$

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} = \left(\frac{i}{\hbar} P_x \right)^2 \Psi = -\frac{P_x^2}{\hbar^2} \Psi \quad (10-3)$$

Tương tự:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} = \left(\frac{i}{\hbar} P_y \right)^2 \Psi = -\frac{P_y^2}{\hbar^2} \Psi \quad (10-4)$$

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} = \left(\frac{i}{\hbar} P_z \right)^2 \Psi = -\frac{P_z^2}{\hbar^2} \Psi \quad (10-5)$$

Cộng từng vế của (10-3); (10-4); (10-5) ta có:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = -\frac{P^2}{\hbar^2} \psi \quad (10-6)$$

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

$$E = T + U = \frac{P^2}{2m} + U \quad (10-7)$$

Với T là động năng, U hàm của tọa độ thời gian. Nhân hai vế của (10-7) với ψ ta có:

$$E \cdot \psi = \frac{P^2}{2m} \psi + U \cdot \psi \quad (10-8)$$

Từ (10-1) ta có:

$$E \psi = i \hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} \quad (10-9)$$

Từ (10-6) ta có:

$$P^2 \cdot \psi = -\hbar^2 \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right) \quad (10-10)$$

Thay thế các giá trị $E \psi$ và $P^2 \psi$ vào (10-8) ta được:

$$i \hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right) + U \psi \quad (10-11)$$

Phương trình (10-11) là phương trình Schrodinger dạng tổng quát.

II. Phương trình Schrodinger dạng dừng:

Khi thế năng U không phụ thuộc vào thời gian (trường lực dừng) hàm sóng có dạng:

$$\psi(x, y, z, t) = e^{-\frac{i E t}{\hbar}} \cdot \psi(x, y, z)$$

Thay vào phương trình (10-11)

$$E \cdot \psi \cdot e^{-\frac{i E t}{\hbar}} = -\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right) \cdot e^{-\frac{i E t}{\hbar}} + U \psi \cdot e^{-\frac{i E t}{\hbar}}$$

Hoặc biến đổi thành:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) \psi = 0 \quad (10-12)$$

Nếu ký hiệu:

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

Δ - gọi là toán tử Laplace.

Vậy kết quả ta được:

$$\Delta \psi + \frac{2m}{\hbar^2} E \cdot \psi = 0 \quad (10-13)$$

Phương trình (10-13) là phương trình Schrodinger dạng dừng thường được áp dụng rộng rãi trong nhiều bài toán của cơ học lượng tử, cho phép ta tìm được thành phần hàm sóng chỉ phụ thuộc các tọa độ không gian $\psi(x, y, z)$. Trường hợp đặc biệt vận dụng cho hạt chuyển động tự do (có thế năng $U=0$). Ta được phương trình đơn giản:

$$\Delta \psi + \frac{2m}{\hbar^2} E \cdot \psi = 0 \quad (10-14)$$

với E lúc này chính là động năng của hạt.

Một số nhận xét về kết quả của phương trình Schrodinger.

1) Phương trình Schrodinger suy từ hàm sóng của hạt tự do nhưng lại được áp dụng cho mọi trường hợp kể cả khi hạt chịu tác dụng của trường lực thế bất kỳ ($U(x,y,z,t)$). Hoặc trường lực dừng $U(x,y,z)$. Tuy nhiên không có cách gì chứng minh được sự suy diễn đó đúng. Chỉ có thể thừa nhận như một tiên đề, sau đó xem các kết quả tìm được bằng lý thuyết có phù hợp hay không. Cho nên bản thân phương trình Schrodinger cũng được coi như một tiên đề đầu tiên của cơ học lượng tử.

2) Điều kiện để vận dụng phương trình Schdinger là năng lượng của hạt là phi đối tính, nói cách khác khi vận tốc của hạt $v \ll C$ và do đó

$E = \frac{mv^2}{2} + U = \frac{P^2}{2m} + U$. Nếu hạt chuyển động với vận tốc $v \approx C$ thì phương trình Schrodinger được thay bằng phương trình Dirac.

3) Nghiệm Ψ tìm được sau khi giải phương trình Schrodinger mới chỉ là nghiệm toán học tùy ý. Nếu muốn cho Ψ trở thành hàm sóng diễn tả ý nghĩa xác suất thì hạt thì trong quá trình giải phải bảo đảm hàm Ψ thỏa mãn các điều kiện sau đây gọi là điều kiện tiêu chuẩn.

a) Nghiệm phải liên tục: vì phải có xác suất tìm thấy hạt tại một điểm trong không gian.

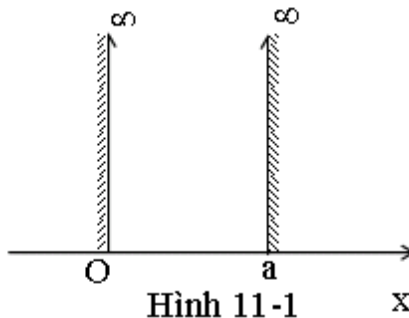
b) Nghiệm phải đơn trị: vì tại mỗi điểm trong không gian chỉ có thể có một giá trị xác suất.

c) Nghiệm phải hữu hạn: vì xác suất có giá trị hữu hạn.

Bài 11: Hạt trong hố thế

Để giải phương trình Schrodinger cần có những công cụ toán học phức tạp được trình bày đầy đủ trong sách giáo khoa cơ học lượng tử. Trong khuôn khổ của tài liệu này, ta chỉ có thể xét một bài toán đơn giản nhất để minh họa cho việc ứng dụng phương trình Schrodinger. Trong vật lý ta thường gặp những trường hợp hạt chit chuyển động trong một phạm vi giới hạn bởi hàng rào thế có chiều cao khá lớn.

Ví dụ như electron trong mạng tinh thể hoặc noclon trong hạt nhân bền, khi đó ta nói rằng hạt ở trong một hố thế.



Xét trường hợp hạt ở trong hố thế một chiều (hàm chỉ phụ thuộc tọa độ x) hố thế được biểu diễn trên hình 11-1.

$$U=0 \text{ khi } 0 \leq x \leq a \quad (11-1)$$

$$U = \infty \text{ khi } x \leq 0; x \geq a$$

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

I. Phương trình Schrodinger và nghiệm hàm sóng:

Theo cơ học lượng tử, trạng thái của hạt trong hố xác định bởi hàm sóng $\psi(x)$ là nghiệm của phương trình Schrodinger

$$\frac{d^2 \psi(x)}{dx^2} + \frac{2mE}{\hbar^2} \psi(x) = 0 \quad (11-2)$$

Hay:

$$\frac{d^2 \psi(x)}{dx^2} + k^2 \psi(x) = 0 \quad (11-3)$$

Trong đó: $k = \sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}}$

Phương trình vi phân dạng hai (11-3) có dạng quen thuộc và nghiệm là:

$$\psi(x) = A \cdot \sin(kx + \alpha) \quad (11-4)$$

các hằng số A , α và thông số k được xác định theo các điều kiện vật lý của hàm sóng.

Trước hết là hạt không thể ra ngoài hố thế được nên xác suất và hàm sóng $\psi(x)$ phải bằng không ở ngoài hố thế. Vì điều kiện liên tục của hàm sóng, nên $\psi(x)$ cũng phải bằng không ở các giới hạn: $x=0$ và $x=a$. Nghĩa là:

$$\psi(0) = 0 \text{ và } \psi(a) = 0$$

Thay vào (11-4) ta được:

$$\psi(0) = A \cdot \sin \alpha = 0 \Rightarrow \alpha = 0$$

và

$$\psi(a) = A \cdot \sin(k \cdot a) = 0 \Rightarrow \alpha = 0$$

Suy ra: $k \cdot a = n \cdot \pi$ với $n = \pm 1, \pm 2, \dots$ (11-6)

Thay 11-5 và 11-6 vào 11-4 ta được:

$$E = n^2 \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ma^2} \quad (11-9)$$

Như vậy năng lượng của hạt trong hố thế phải lượng tử hóa. Hạt không thể có năng lượng liên tục tùy ý, giá trị bé nhất của năng lượng không phải bằng không như cơ học cổ điển, mà giá trị bé nhất là:

$$E_{\min} = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ma^2} \quad (11-9)$$

Ứng với một năng lượng có giá trị E_n thì hàm sóng được xác định bằng biểu thức (11-7)

Hệ số A được xác định từ điều kiện chuẩn hóa

$$\int_0^a |\psi(x)|^2 dx = A^2 \int_0^a \sin^2 \frac{\pi \cdot n}{a} \cdot x dx = 1 \quad (11-10)$$

Từ đó:

$$A = \sqrt{\frac{2}{a}}$$

Vậy:

$$\psi(x) = \sqrt{\frac{2}{a}} \cdot \sin \frac{n \cdot \pi}{a} x \quad (11-12)$$

Tóm lại kết quả bài toán là:

Trong hố thế năng lượng của hạt bị lượng tử hóa có giá trị gián đoạn:

$E_n = n^2 E_{\min}$. Với $E_{\min} = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ma^2}$. Ứng với một giá trị năng lượng E_n , trạng thái của hạt được miêu tả bằng hàm sóng có dạng sóng dừng:

$$\psi(x) = \sqrt{\frac{2}{a}} \cdot \sin n \frac{\pi}{a} \cdot x$$

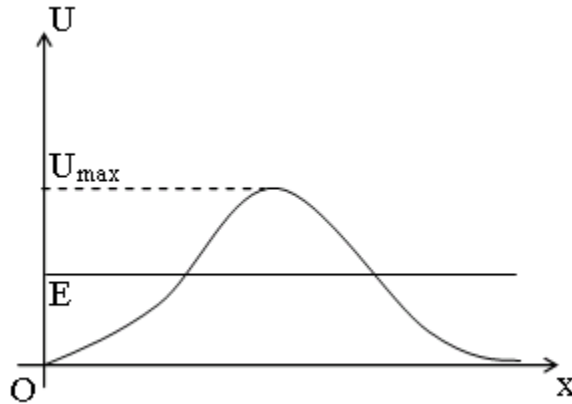
Như vậy kết quả chủ yếu của cơ học lượng tử trong bài toán này là sự lượng tử hóa về năng lượng. Mức độ lượng tử hóa đặc trưng bằng E_{\min} ($E_{\min} \neq 0$) trong khi đó theo cơ học cổ điển thì $E_{\min} = 0$, E_{\min} càng lớn khi bề rộng của hố thế a càng bé. Nhưng kết quả này có thể tìm lại từ hệ thức bất định Heisenberg, mà hệ thức này như đã nói ở trên là phản ánh lưỡng tính sóng hạt của hạt vi mô. Khi hạt bị nhốt trong hố thế có bề rộng a , tọa độ của nó được xác

định với mức độ chính xác $\Delta p_x \approx \frac{h}{a}$. Như vậy động lượng tối thiểu của hạt

không phải $|p_{\min}| = 0$ mà $|p_{\min}| \approx \frac{h}{a}$. Từ đó ta có: $E_{\min} \approx \frac{h^2}{2ma^2}$ phù hợp một cách định lượng với kết quả trên.

II. Hiệu ứng đường ngầm:

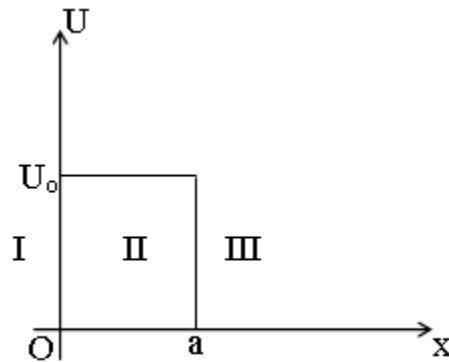
Ta xét trường hợp hạt mang năng lượng E chuyển động theo phương Ox từ trái qua phải, đập với hàng rào thế năng. Hình 11-2.



Hình 11-2

Theo quan điểm của cơ học cổ điển, khi năng lượng của hạt $E < U_{\max}$ thì hạt không thể vượt qua hàng rào thế. Tuy nhiên theo quan điểm của cơ học lượng tử ta sẽ thấy hạt vẫn có khả năng xuyên qua hàng rào thế năng. Hiện tượng xuyên qua hàng rào thế năng gọi là hiệu ứng đường ngầm.

Bây giờ chúng ta nghiên cứu trường hợp hàng rào thế có dạng đơn giản như hình 11-3.



Hình 11-3

$0 \leq x < 0$ miền I

$U = U_0$ $0 < x < a$ miền II

$0 \leq x < a$ miền III

Phương trình Schrodinger viết cho các miền có dạng:

$$I: \frac{d^2 \psi_1}{dx^2} + k_1^2 \psi_1 = 0 \quad \text{với} \quad k_1^2 = \frac{2mE}{\hbar^2} \quad (11-13)$$

$$\text{II: } \frac{d^2 \psi_1}{dx^2} + k_2^2 \psi_2 = 0 \quad \text{với} \quad k_2^2 = \frac{2mE}{\hbar^2} (U_0 - E) \quad (11-14)$$

$$\text{III: } \frac{d^2 \psi_1}{dx^2} + k_3^2 \psi_2 = 0 \quad \text{với} \quad k_3 = \frac{2mE}{\hbar^2} \quad (11-15)$$

Nghiệm của các phương trình này là:

$$\psi_1 = A_1 e^{ik_1 x} + B_1 e^{-ik_1 x} \quad (11-16)$$

$$\psi_2 = A_2 e^{-k_2 x} + B_2 e^{k_2 x} \quad (11-17)$$

$$\psi_3 = A_3 e^{ik_3(x-a)} + B_3 e^{-ik_3(x-a)} \quad (11-18)$$

Từ các thí nghiệm này ta nhận thấy $A_1 e^{ik_1 x}$ và $B_1 e^{-ik_1 x}$ đặc trưng cho sóng tới và sóng phản xạ trên bờ $x=0$; $A_3 e^{ik_3(x-a)}$ đặc trưng cho sóng truyền qua hàng rào, còn $B_3 e^{-ik_3(x-a)}$ mô tả sóng phản xạ từ vô cực trở về. Do đó các hằng số A_1, B_1, A_3, B_3 được gọi là các biên độ sóng. Vì ở vô cực không có phản xạ sóng nên đặt $B_3=0$.

Bây giờ chúng ta tính hệ số truyền qua hàng rào thế. Theo định nghĩa hệ số truyền qua hàng rào Được là tỷ số giữa bình phương biên độ sóng tới hàng rào.

$$D = \frac{|A_3|^2}{|A_1|^2} \quad (11-19)$$

Từ các điều kiện bờ:

$$\left. \begin{aligned} \psi_1(0) &= \psi_2(0) \\ \psi_1'(0) &= \psi_2'(0) \\ \psi_2(a) &= \psi_3(a) \\ \psi_2'(a) &= \psi_3'(a) \end{aligned} \right\} \quad (11-20)$$

Rút ra từ các hệ thức:

$$\left. \begin{aligned} A_1 + B_1 &= A_2 + B_2 \\ ik_1(A_1 - B_1) &= -k_2(A_2 - B_2) \\ A_2 e^{-k_2 a} + B_2 e^{k_2 a} &= A_3 \\ -k_2(A_2 e^{-k_2 a} - B_2 e^{k_2 a}) &= ik_1 A_3 \end{aligned} \right\} \quad (11-21)$$

Rút hai phương trình sau của (11-21)

$$A_2 = \frac{1-in}{2} A_3 e^{k_1 a} \quad (11-22)$$

$$B_2 = \frac{1+i.n}{2} A_3 e^{-k_1 a} \quad (11-23)$$

Trong đó:

$$n = \frac{k_1}{k_2} = \sqrt{\frac{E}{U_0 - E}} \quad (11-24)$$

Giả sử năng lượng Electron của hạt rất nhỏ so với độ cao của hàng rào thế năng $U_0 (E \ll U_0)$ hoặc bề rộng của hàng rào thế khá lớn sao cho có điều kiện $k_2 a \gg 1$ thì nhờ hai phương trình đầu của (11-21) ta biểu thị A_1 theo A_3 qua đẳng thức sau:

$$A_1 = \frac{(1-in)(1+\frac{i}{n})}{4} e^{k_2 a} A_3 \quad (11-25)$$

Như vậy hệ số truyền qua Được sẽ bằng:

$$D = \frac{16.n^2}{(1+n^2)^2} e^{-2k_1 a} \quad (11-26)$$

Nếu $\frac{16n^2}{(1+n^2)^2}$ vào cỡ đơn vị (tương ứng với $U_0 \approx 10W$)

Thì ta có thể viết:

$$D \approx e^{2k_1 a} \quad (11-27)$$

Hay:

$$D \approx e^{-\frac{2a}{\hbar} \sqrt{2m(V_0 - E)}} \quad (11-28)$$

Từ biểu thức này ta nhận thấy mặc dù $E < U_0$; Được vẫn luôn khác không, nghĩa là vẫn có hạt xuyên qua hàng rào thế. Hạt xuyên qua hàng rào nhiều hay ít là tùy thuộc Được lớn hay nhỏ.

Hệ số D có giá trị đáng kể khi a nhỏ, nghĩa là hiệu ứng đường ngầm chỉ xảy ra rõ rệt trong kích thước vi mô.

Vậy: hiệu ứng đường ngầm là một hiệu ứng biểu hiện rõ tính chất sóng của hạt vi mô, mà điều đó không thể có đối với chuyển động của hạt vĩ mô. Hiệu ứng này cho phép ta giả thích được nhiều hiện tượng thường gặp trong thiên nhiên.

III. Dao động tử điều hòa:

Các hạt vi mô chuyển động theo phương Ox, trong trường thế $U = \frac{1}{2}kx^2$ được gọi là dao động tử điều hòa.

Dao động tử điều hòa là một hiện tượng rất quang trọng trong vật lý. Dao động của mỗi ion xung quanh nút mạng tinh thể; dao động của nguyên tử trong phân tử... đều có thể xem là dao động tử điều hòa.

Bài toán về dao động tử điều hòa được ứng dụng trực tiếp trong nhiều vấn đề lý thuyết của cơ học lượng tử như lý thuyết bức xạ cân bằng, lý thuyết phổ, thuyết nhiệt dung riêng của phân tử hay nguyên tử... Bây giờ ta đi tìm biểu thức của năng lượng dao động tử điều hòa là:

$$U = \frac{m\omega^2 x^2}{2} \quad (11-29)$$

m: khối lượng của vật dao động.

ω : tần số của dao động.

Phương trình Schrodinger có dạng:

$$\frac{d^2 \psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E - \frac{m\omega^2 x^2}{2} \right) \psi = 0 \quad (11-30)$$

khi giải phương trình (11-30) ta tìm được:

$$E_n = \hbar\omega \left(n + \frac{1}{2} \right) \quad \text{với } n=0, 1, 2, \dots \quad (11-31)$$

Biểu thức (11-31) chứng tỏ năng lượng của dao động tử bị lượng tử hóa, năng lượng thấp nhất (ứng với $n=0$) là:

$$E_0 = \frac{\hbar\omega}{2} \quad (11-32)$$

Năng lượng này được gọi là năng lượng “không”.

Năng lượng “không” liên quan chặt chẽ với dao động không của dao động tử, nghĩa là khi nhiệt độ tuyệt đối $T \rightarrow 0$, dao động tử vẫn dao động. Điều này đã được thực nghiệm xác nhận trong thí nghiệm tán xạ của tia X qua tinh thể ở nhiệt độ thấp. Nếu ở nhiệt độ thấp mạng tinh thể không dao động thì không có tương tác giữa tia x và mạng, như vậy không có tán xạ. Nhưng thực nghiệm lại xác nhận có tán xạ tia X, nghĩa là có dao động mạng ở nhiệt độ thấp. Sự kiện đó đã chứng tỏ sự đúng đắn của cơ học lượng tử.

Năng lượng “không” cũng là kết quả trực tiếp của hệ thức bất định. Thực vậy nếu $T=0$ K dao động tử không dao động, thì có nghĩa là xác định được đồng thời tọa độ ($x=0$) và động lượng ($P=0$); điều này trái với hệ thức bất định.

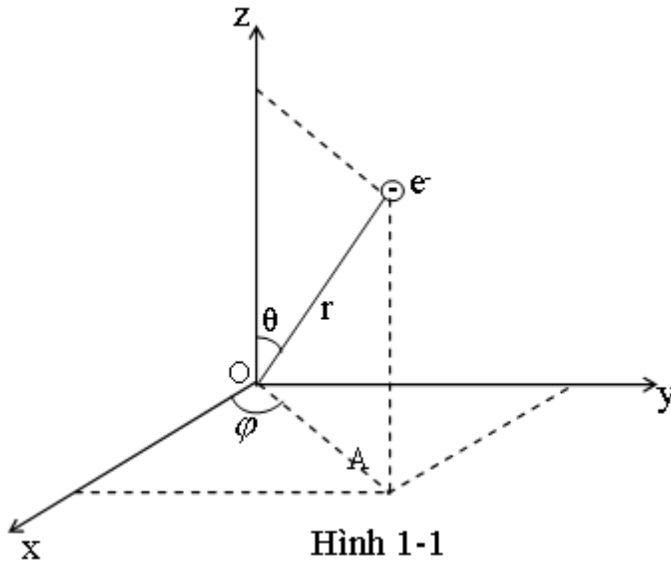
Chương III: Nguyên tử

Bài 1: Nguyên tử Hyđrô

I. Chuyển động của electron trong nguyên tử Hyđrô:

Nguyên tử Hyđrô gồm có hạt nhân mang điện tích +e và một electron mang điện tích -e. Bài toán về nguyên tử Hyđrô, khi nghiên cứu chuyển động của electron trong nguyên tử, có thể đem áp dụng cho các ion đồng dạng với nguyên tử Hyđrô như: He⁺; Li⁺⁺;... Vì các ion đó cũng chỉ có một electron ở lớp vỏ ngoài.

Chọn hạt nhân làm gốc O của hệ tọa độ, gọi r là khoảng cách từ electron tới hạt nhân (Hình 1-1).



Hình 1-1

Thế năng tương tác giữa electron và hạt nhân là:

$$U = -\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (1-1)$$

Như vậy phương trình Schrodinger có dạng:

$$\Delta\psi + \frac{2m_e}{\hbar^2} \left(E + \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right) \psi = 0 \quad (1-2)$$

Trong đó m là khối lượng của electron.

Vì bài toán có thể năng đối xứng cầu, nên để thuận tiện trong việc giải bài toán chúng ta sẽ sử dụng hệ tọa độ cầu (r, θ, φ) . Vì vậy hàm sóng sẽ là hàm của các biến số này.

$$\psi = \psi(r, \theta, \varphi)$$

Chuyển biến đổi từ hệ trục tọa độ (x,y,z) qua tọa độ cầu (r, θ, φ) sẽ là:

$$\begin{aligned} x &= r \cdot \sin \theta \cdot \sin \varphi \\ y &= r \cdot \sin \theta \cdot \cos \varphi \\ z &= r \cdot \cos \theta. \end{aligned} \quad (1-3)$$

Do đó phương trình (1-2) trong tọa độ cầu có dạng:

$$\frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \cdot \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \cdot \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \cdot \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \cdot \frac{\partial^2 \psi}{\partial \varphi^2} + \frac{2m_e}{\hbar^2} \left(E + \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right) \psi = 0 \quad (1-4)$$

Phương trình (1-4) giải bằng phương pháp phân li biến số.

Ta đặt:

$$\psi(r, \theta, \varphi) = R(r) \cdot y(\theta, \varphi) \quad (1-5)$$

Thay (1-5) vào (1-4) ta được:

$$\frac{1}{R} \cdot \frac{d}{dr} \left(r^2 \cdot \frac{dR}{dr} \right) + \frac{2m_e}{\hbar^2 r^2} \left(E + \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right) = -\frac{1}{y \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial Y}{\partial \theta} \right) - \frac{1}{y \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 y}{\partial \varphi^2} \quad (1-6)$$

Vế trái của (1-6) chỉ phụ thuộc vào r, còn vế phải phụ thuộc vào θ, φ . Do đó hai vế này chỉ có thể bằng nhau khi chúng cùng một hằng số λ . Nghĩa là:

$$\frac{1}{R} \frac{d}{dr} \left(r^2 \cdot \frac{dR}{dr} \right) + \frac{2m_e}{\hbar^2 r^2} \left(E + \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right) = \lambda \quad (1-7)$$

$$\frac{1}{y \cdot \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial y}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{y \cdot \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 y}{\partial \varphi^2} = -\lambda \quad (1-8)$$

Lý thuyết phương trình vi phân chứng tỏ (1-7) và (1-8) có các nghiệm đơn trị, giới nội, liên tục chỉ khi λ có giá trị xác định.

Sau khi giải các phương trình trên người ta nhận thấy hàm R phụ thuộc vào hai số nguyên n, l. Nghĩa là:

$$R = R_{n,l}(r) \quad (1-9)$$

Và hàm y phụ thuộc vào hai biến số nguyên l, m.

$$Y = Y_{lm}(\theta, \varphi) \quad (1-10) \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \pm l$$

Trong đó n, l, m lấy từ các giá trị:

$$n = 1, 2, 3, \dots$$

$$l = 0, 1, 2, \dots (n-1) \quad (-1 \leq m \leq l) \quad (1-11)$$

$$m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \pm l \quad (-1 \leq m \leq l)$$

Số nguyên n được gọi là lượng tử chính; số nguyên l được gọi là số lượng tử quỹ đạo; số nguyên m được gọi là số lượng tử từ. Ý nghĩa vật lý của các số lượng tử trên sẽ đĩ nói rõ trong các bài học sau.

II. Năng lượng trạng thái dừng:

Biểu thức năng lượng của electron là:

$$E_n = -\frac{1}{n^2} \frac{m_e Z^2 e^4}{2(4\pi\epsilon_0)^2 \hbar^2} \quad (1-12)$$

Đối với nguyên tử Hyđrô: $Z=1$ ta có:

$$E_n = -\frac{1}{n^2} \frac{m_e e^4}{2(4\pi\epsilon_0)^2 \hbar^2} \quad (1-13)$$

$$\text{Đặt } \frac{m_e e^4}{4\pi(4\pi\epsilon_0)^2 \hbar^3 \cdot C} \approx 1,09737 \cdot 10^7 \cdot \text{m}^{-1}$$

Gọi là hằng số Rydgerg

III. Các kết luận:

1. Năng lượng của electron trong nguyên tử Hyđrô, và trong các ion đồng dạng với nó chỉ phụ thuộc vào số nguyên n , như vậy năng lượng biến thiên gián đoạn, ta nói rằng năng lượng bị lượng tử hóa. Điều đó giải thích tại sao ta gọi n là số lượng tử chính. Năng lượng luôn luôn âm ($E < 0$); và khi $n \rightarrow \infty$ thì $E \rightarrow 0$, nghĩa là năng lượng tăng theo số lượng tử chính.

2. Từ biểu thức (1-13) ta có thể tính được năng lượng ion hóa của Hyđrô, nghĩa là năng lượng cần thiết làm cho electron bức ra khỏi nguyên tử. Ml này bằng năng lượng cần thiết đưa electron chuyển từ mức E_1 lên mức năng lượng $E=0$; giá trị đó bằng:

$$\Delta E = 0 - E_1 = \frac{m_e e^4}{2(4\pi\epsilon_0)^2 \hbar^2} = 2,185 \cdot 10^{-18} \text{J} = 13,5 \text{eV}$$

Giá trị này rất phù hợp với thực nghiệm.

3. Giải thích cấu tạo của các vạch quang phổ Hyđrô:

Quang phổ vạch là hệ các vạch màu rõ nét quan sát thấy trong dụng cụ quang phổ khi phân tích hệ phát sáng của khí Hyđrô (bằng cách phóng điện qua một ống đựng khí hyđrô ở áp suất thấp) sự kiện đó được giải thích như sau:

Khi không có kích thích từ bên ngoài, electron bao giờ cũng ở trạng thái cơ bản (ứng với trạng thái năng lượng thấp) dưới tác dụng của kích thích bên ngoài, electron được tăng năng lượng nó chuyển dời sang trạng thái kích thích ứng với mức năng lượng cao hơn E_n . Electron chỉ ở trạng thái kích thích một thời gian ngắn (10-8s) sau đó nó trở về trạng thái cơ bản E_1 , hoặc các mức năng lượng thấp hơn E_n . Trong quá trình chuyển mức năng lượng electron sẽ phát năng lượng dưới dạng bức xạ điện từ, nghĩa là phát ra một photon năng lượng $h\nu$. Theo đĩnh luật bảo toàn ta có:

$$E_n - E_n = h\nu = h \frac{C}{\lambda} \quad (1-14)$$

Thay (1-13) vào (1-14) ta rút ra biểu thức đối với bước sóng ứng với các vạch quang phổ.

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{n'^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (1-15)$$

Khi $n'=1$, Ta có:

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right) \text{ với } n=2,3,4,\dots \quad (1-16)$$

Các vạch quang phổ tuân theo công thức (1-16) hợp thành một dãy quang phổ, gọi là dãy Lyman, dãy này gồm những vạch có bước sóng nằm trong vùng tử ngoại.

Khi $n'=2$, Ta có:

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

Dãy này gọi là dãy Balmer, gồm các vạch có bước sóng nằm trong vùng ánh sáng nhìn thấy.

Khi $n'=3$, Ta có:

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

Dãy này gọi là dãy Paschen trong vùng hồng ngoại.

Khi $n'=4$, Ta có:

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

Dãy này gọi là dãy Brackett trong vùng hồng ngoại xa.

Khi $n'=5$, Ta có:

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

Dãy này gọi là dãy Pfund trong vùng hồng ngoại xa.

Tất cả các công thức trên có thể thống nhất thành một công thức chung gọi là công thức Balmen tổng quát.

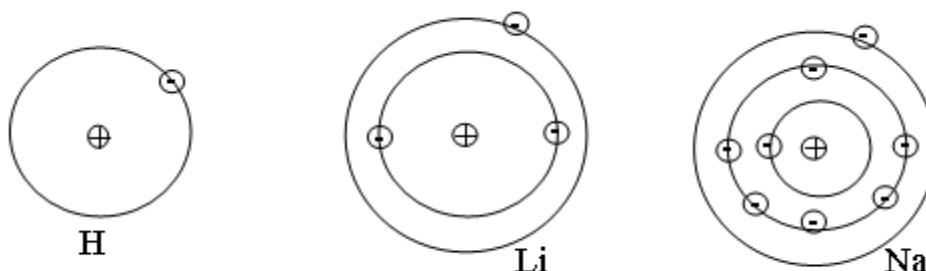
$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{n'^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

Nếu giữ nguyên n' và thay đổi n ta tìm được tần số của các vạch thuộc một dãy phổ xác định, còn nếu thay đổi n' thì ta được các dãy phổ khác nhau.

Bài 2: Nguyên tử kim loại kiềm

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

Các nguyên tử kim loại kiềm (Li, Na, K, Rb, Cs,...) cấu tạo có thành phần tương tự như nguyên tử Hydro. Trong mẫu lớp vỏ nguyên tử, lớp vỏ ngoài cùng của các nguyên tử này chỉ có một electron hóa trị (Hình 1-2).



Hình 1-2

Electron ngoài cùng liên kết yếu với phần còn lại của nguyên tử gồm hạt nhân và các electron còn lại. Ta có thể xem chuyển động của electron ngoài cùng như chuyển động trong trường lực Coulomb gây bởi hạt nhân và các electron ở các lớp trong, gần giống như chuyển động của electron trong nguyên tử Hydro. Vì vậy các tính chất vật lý, hóa học, quang học của nguyên tử kim loại kiềm về cơ bản giống với nguyên tử Hydro.

Năng lượng của electron hóa trị (electron ở lớp vỏ ngoài cùng) trong nguyên tử kim loại kiềm khác chút ít so với năng lượng của electron trong nguyên tử Hydro. Có như vậy là vì, ngoài năng lượng tương tác giữa hạt nhân và electron hóa trị còn có năng lượng phụ gây bởi tương tác giữa electron hóa trị và các electron khác còn lại.

Khi tính thêm sự tương tác này, trong cơ học lượng tử người ta tìm được biểu thức năng lượng của electron hóa trị đối với nguyên tử kim loại kiềm.

$$E_{n,l} = -\frac{1}{(n + \Delta l)^2} \frac{m_e Z^2 e^4}{2(4\pi\epsilon_0)} \quad (2-1)$$

Trong đó Δl là một số hiệu chỉnh phụ thuộc vào lượng tử quỹ đạo l . Như vậy, số hiệu chỉnh này có giá trị khác nhau ứng với các trạng thái khác nhau.

Từ biểu thức (2-1) ta nhận thấy năng lượng của electron hóa trị phụ thuộc vào các số lượng tử n và l . Do đó, người ta thường ký hiệu các chức năng lượng tử bởi $n.X$.

$X=s$ khi $l=0$

$X=p$ khi $l=1$

$X=D$ khi $l=2$

$X=f$ khi $l=3$

.....
Ta có bản biểu diễn sau:

n	1	Trạng thái	Mức năng lượng	Lớp điện tử
1	0	1s	1s	K
2	0 1	2s 2p	2s 2p	L
3	0 1 2	3s 3p 3d ...	3s 3p 3d ...	M ...
...	...			

II. Quang phổ của nguyên tử kim loại kiềm:

Tương tự đối với nguyên tử Hydro, khi có kích thích từ bên ngoài. Electron chuyển từ trạng thái ứng với mức năng lượng thấp sang trạng thái ứng với mức năng lượng cao hơn. Sau khi ở trạng thái kích thích một thời gian ngắn (10⁻⁸) nó lại chuyển về trạng thái ứng với mức năng lượng thấp hơn và phát ra năng lượng dưới dạng bức xạ điện từ. Nghĩa là phát ra một photon mang năng lượng hv. Tuy nhiên việc chuyển đổi mức năng lượng không phải là tùy ý.

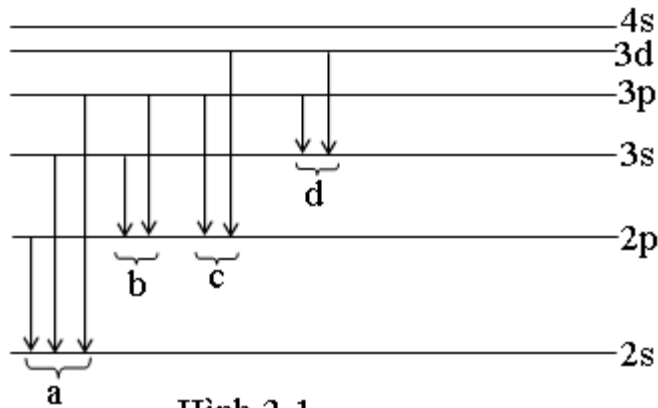
Cũng tương tự như đối với quang phổ Hydro, việc chuyển đổi năng lượng phải tuân theo quy tắc chuyển từ mức năng lượng cao về mức năng lượng thấp. Vì các mức năng lượng phụ thuộc vào số lượng tử l nên việc chuyển mức năng lượng phải tuân theo quy tắc lựa chọn.

$$\Delta l = \pm 1$$

Ví dụ: với nguyên tử Liti (Li) gồm 3 electron, hai ở gần hạt nhân chiếm mức năng lượng 1s. Còn electron hóa trị khi chưa bị kích thích chiếm mức năng lượng 2s, đó là mức thấp nhất.

Theo quy tắc lựa chọn electron hóa trị ở mức cao chuyển về mức 2s (l=0) thì các mức cao chỉ có thể là mức np (l=1 và n=2,3,4..); về mức 2p (l=1) thì các mức cao chỉ có thể là mức ns (l=0 và n=3,4...) hay mức nD (l=2 và n=3,4...)

Trong quang phổ kim loại kiềm có các dãy sau đây:



Hình 2-1

a) Dãy chính: gồm các vạch theo công thức:

$$h\nu = 2s - n_p \text{ với Li}$$

$$h\nu = 3s - n_p \text{ với Na}$$

b) Dãy phụ II: gồm các vạch

$$h\nu = 2s - n_s \text{ với Li}$$

$$h\nu = 3s - n_s \text{ với Na}$$

c) Dãy phụ I:

$$h\nu = 2p - n_D$$

d) Dãy cơ bản:

$$h\nu = 3D - n_F$$

Các dãy quang phổ trên đã quan sát được bằng thực nghiệm.

Người ta còn tìm thấy dãy: $h\nu = 3D - n_p$ từ ký thuyết và thực nghiệm đã xác nhận điều đó.

Bài 4: Thí nghiệm Stern - Gerlack. Spin của Electron Momen toàn phần. Hiệu ứng Zeeman dị thường

I. Thí nghiệm Stern-Gerlack:

Stern-Gerlack đã tiến hành một thí nghiệm chứng tỏ trực tiếp electron có momen động lượng riêng gọi là spin, spin lấy bằng $\frac{1}{2}$ và có hiện tượng lượng tử

hóa không gian $\left(S_x = \pm \frac{1}{2} \hbar \right)$

Phương pháp của hai ông là dựa trên sự kiện một hạt có momen từ μ khi chuyển động trong một từ trường không đều thì sẽ chịu tác dụng của một lực làm lệch quỹ đạo của nó. Hạt có momen từ có thể coi như một nam châm con. Trong từ trường đều nam châm ấy chỉ chịu tác dụng của ngẫu lực làm cho nó

quay, nhưng trong từ trường không đều nam châm chịu thêm một lực F đặt vào tâm. Nếu từ trường H có phương Oz thì:

$$F = -\frac{\partial H}{\partial z} \mu_x \quad (4-1)$$

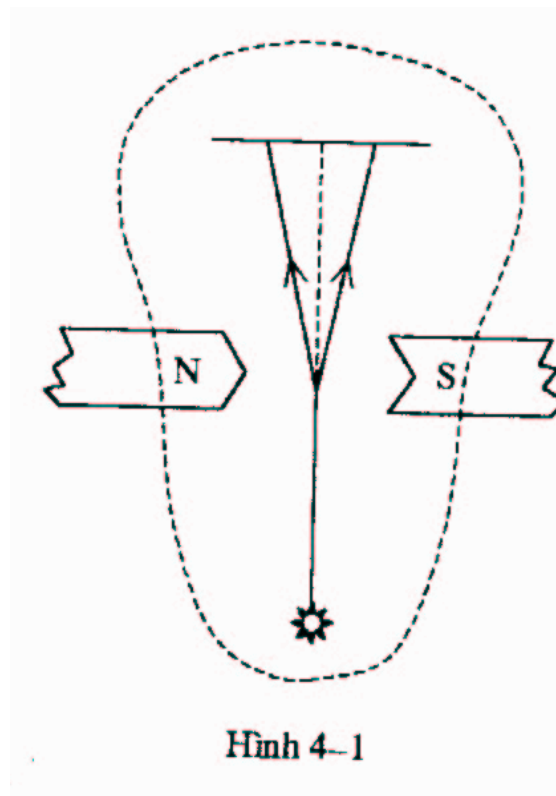
Trong từ trường đều thì: $\frac{\partial H}{\partial z} = 0$

Như vậy nếu μ_x có hai giá trị thì chùm hạt sẽ chịu tác dụng của hai lực:

$F = \pm \frac{\partial H}{\partial z} \mu_x$. Nói đúng hơn có một nửa số hạt trong chùm chịu tác dụng của lực

$F = +\frac{\partial H}{\partial z} \mu_x$, và một nửa số hạt chịu tác dụng của lực $F = -\frac{\partial H}{\partial z} \mu_x$.

Trong thí nghiệm Stern-Gerlach đã dùng một chùm nguyên tử bạc (Ag) phát ra từ một dây đốt nóng, chuyển động trong chân không đi vào giữa hai cực của nam châm không đều (Hình 4-1).



Kết quả thí nghiệm là:

Chùm nguyên tử bạc ở trạng thái bình thường (1-0) do có momen từ quỹ đạo bằng không, và hiện tượng chùm tia bị lệch trong từ trường thể hiện sự có

mặt của một momen từ khác, đó chính là momen từ riêng của electron trong nguyên tử.

Hai vết lệch của chùm tia theo hai hướng đối xứng ngược nhau, chứng tỏ hình chiếu trên phương từ trường của momen từ riêng chỉ nhận hai giá trị trái dấu bằng nhau. Kết quả tính toán dựa trên thực nghiệm đã xác nhận hình chiếu này có giá trị bằng một manheton Bo.

Như vậy lý thuyết về sự tồn tại của Spin được nêu ra là đúng.

II. Spin của electron:

Những sự kiện thực nghiệm trên cho ta thấy, nếu xem các electron chỉ tham gia chuyển động xung quanh hạt nhân thì không thể giải thích được các hiện tượng đó.

Để giải thích được các sự kiện thực nghiệm này, trong vật lý lượng tử người ta đưa ra giả thuyết sau: ngoài chuyển động xung quanh hạt nhân, electron còn tham gia chuyển động riêng quan hệ tới sự vận động nội tại của e. Để đặt trưng cho chuyển động riêng này của electron người ta đưa đại lượng momen Spin. Momen Spin về mặt hình thức đóng vai trò như momen động

lượng riêng. Hình chiếu của momen Spin S_z lên trục z chọn tùy ý bằng: $\pm \frac{\hbar}{2}$.

$$S_z = \pm \frac{1}{2} \hbar \quad (4-2)$$

Hoặc là: $S_z = m_s \cdot \hbar \quad (4-3)$

Với $m_s = \pm \frac{1}{2}$ gọi là lượng tử hình chiếu momen Spin.

Cơ học lượng tử cũng đã tìm được biểu thức đối với giá trị của momen Spin:

$$S = \sqrt{s(s+1)} \cdot \hbar \quad (4-4)$$

Với $s = \frac{1}{2}$ gọi là số lượng tử Spin.

Spin là một khái niệm thuần túy lượng tử, trong vật lý cổ điển hoàn toàn không có khái niệm này.

Tương ứng với momen Spin, electron còn có momen từ riêng μ_s , và hình chiếu của nó lên trục z là:

$$\mu_{sz} = \pm \mu_B = \pm \frac{e\hbar}{2m_e} \quad (4-5)$$

Từ (4-2) và (4-5) suy ra:

$$\vec{\mu}_s = -\frac{e}{m_e} \vec{S} \quad (4-6)$$

Biểu thức và tính toán hoàn toàn phù hợp với thực nghiệm.

III. Momen toàn phần:

Trong cơ học cổ điển, momen động lượng tổng cộng (gồm momen quỹ đạo và momen Spin) là một đại lượng quan trọng vì đạo hàm của nó theo thời gian bằng momen lực tổng cộng tác dụng lên hệ. Tương tự trong cơ học lượng tử, momen động lượng tổng cộng \vec{J} cũng được xác định bằng tổng vector:

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S} \quad (4-7)$$

Và độ lớn được xác định bởi biểu thức:

$$|\vec{J}| = \sqrt{j(j+1)} \cdot \hbar \quad (4-8)$$

Với: $j = 1 + \frac{1}{2}$ và $j = 1 - \frac{1}{2}$ (4-9)

Thành phần của \vec{J} trên trục z được xác định bằng biểu thức:

$$J = m_j \hbar \quad (4-10)$$

Trong đó: $m_j = -j, \dots, +j$ (4-11)

Với j được xác định từ (4-9)

IV. Hiệu ứng Zeeman di thường:

Trong lý thuyết bán cổ điển hiệu ứng Zeeman gắn liền với chuyển động tuế sai của momen từ $\vec{\mu}$ đối với từ trường ngoài \vec{B} . Từ trường càng mạnh thì chuyển động tuế sai càng nhanh và độ tách giữa ba vạch xuất phát từ một vạch trong từ trường bằng không càng lớn. Khi tương tác Spin quỹ đạo mạnh so với các tương tác của một trong các vector đó và của \vec{B} thì Spin \vec{S} và do đó momen quỹ đạo \vec{L} sẽ thực hiện một chuyển động tuế sai nhanh đối với vector \vec{J} , điều này sinh ra một chuyển động tuế sai nhanh của $\vec{\mu}$ quanh \vec{J} , lúc đó chuyển động tuế sai của hệ đối với \vec{B} sẽ chậm. Hiệu ứng Zeeman di thường được xuất hiện như vậy và cường độ của hiệu ứng đó phụ thuộc vào thành phần của $\vec{\mu}$ trên trục của \vec{J} . Như vậy trong hiệu ứng Zeeman di thường số vạch quang phổ được tách ra nhiều hơn ba vạch quang phổ trong hiệu ứng Zeeman thường.

Bài 5: Trạng thái của electron trong nguyên tử - Các số lượng tử - Cấu tạo bội của vạch phổ

I. Trạng thái của electron trong nguyên tử:

Trong lý thuyết Bohr, mẫu nguyên tử Hydro được miêu tả là các electron chuyển động trên những quỹ đạo phẳng hình tròn quanh hạt nhân có các bán kính lần lượt là $a_0=0,53\text{Å}$ (gọi là bán kính Bohr thứ nhất); $4a_0$; $9a_0$; $16a_0$... ứng với các trạng thái của nguyên tử có $n=1, 2, 3, 4$...

Trong cơ học lượng tử thì chuyển động của electron trong nguyên tử hoàn toàn khác với vật lý cổ điển. Nói cách khác, không thể có khái niệm "quỹ đạo" của electron và cơ học lượng tử chỉ cho biết chính xác khả năng tìm thấy electron ở các vị trí khác nhau, tức là tính được xác suất này không phụ thuộc vào thời gian, có nghĩa là xác suất tìm thấy electron tại một vị trí nào đó là không thay đổi dù xét ở thời điểm nào.

Hàm sóng miêu tả trạng thái nguyên tử cho bởi biểu thức (1-5)

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

$$\text{Hay: } \psi_{nlm}(r, \theta, \varphi) = R_{nl}(r) \cdot \Theta_m(\theta) \cdot \Phi_m(\varphi) \quad (5-1)$$

Vật mật độ xác suất tìm thấy electron sẽ là:

$$|\psi|^2 = |R|^2 \cdot |\Theta|^2 \cdot |\Phi|^2 \quad (5-2)$$

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

Mật độ xác suất $|\Phi|^2$. Cho ta khả năng tìm thấy electron theo hướng góc φ . Xác định.

$$\text{Với } \Phi_{(p)} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \cdot e^{im\varphi} \quad (5-3)$$

Ta thấy ngay mật độ xác suất này là một hằng số không phụ thuộc góc φ . Có nghĩa là phân bố mật độ xác suất tìm thấy electron có tính chất đối xứng quang trục z vuông góc với mặt phẳng xOy và hướng góc φ . Hay nói cách khác khả năng tìm thấy electron ở mọi góc φ bất kỳ như nhau.

Mật độ xác suất $|\Theta|^2$ cho ta khả năng tìm thấy electron theo hướng có góc θ xác định trên mặt phẳng kinh tuyến. Phân bố xác suất này không đơn giản vì hàm Θ phụ thuộc khá phức tạp vào θ với mọi giá trị của l và m . Tuy nhiên riêng với trạng thái S ta lại thấy đơn giản vì ở trạng thái này $l=m=0$ và $|\Theta|^2 = \text{const}$. Vậy kết quả trên $|\Phi|^2 = \text{const}$. Ta lại thấy là xác suất phân bố như nhau theo mọi hướng tại mọi khoảng cách r cho trước tính từ hạt nhân.

Nói cách khác, phân bố xác suất tìm thấy electron có tính chất đối xứng cầu khi nguyên tử ở trạng thái S. Điều này đã giải thích được ý nghĩa vật lý của kết quả là momen quỹ đạo \vec{L} có giá trị bằng không ứng với trạng thái S ($l = 0 \Rightarrow L = 0$). Như vậy $L=0$ không có nghĩa là electron ngừng chuyển động quanh hạt nhân như trong vật lý cổ điển. Mà electron vẫn chuyển động quay nhưng vì phân bố xác suất trong trạng thái S có tính chất đối xứng cầu, nên mọi hướng đối xứng xuyên tâm, dẫn đến kết quả trung bình của L phải triệt tiêu, tức là $L=0$.

Hàm xuyên tâm R , biến thiên theo r và phụ thuộc hai lượng tử số là n và l . Mật độ xác suất $|R|^2$ cho ta khả năng tìm thấy electron ở vị trí r , tính từ tâm hạt nhân theo hướng bất kỳ, nó cũng phụ thuộc trạng thái của nguyên tử.

Như vậy, sự phân bố xác suất tìm thấy electron trong nguyên tử thay đổi tùy theo trạng thái của nguyên tử. Và trong trường hợp tổng quát thì sự phân bố này có tính chất đối xứng với phương z , do đó phân bố xác suất trong không gian ba chiều quanh hạt nhân sẽ thu được quay hình ảnh phân bố quanh trục z thẳng đứng. Trong cơ học lượng tử người ta hình dung hình ảnh phân bố này như một "đám mây electron". Có chỗ dày, chỗ mỏng tương ứng với xác suất tìm thấy electron quanh hạt nhân trong nguyên tử là lớn hay nhỏ. Như vậy hình ảnh đám mây electron sẽ thay cho khái niệm quỹ đạo của electron trong mẫu nguyên tử Bohr. Ta không thể chỉ rõ được electron chuyển động cụ thể như thế nào mà chỉ có thể nói về xác suất tìm thấy electron ở điểm này hay điểm khác là bao nhiêu mà thôi.

II. Các số lượng tử:

Từ việc giải phương trình Schrodinger và đưa vào khái niệm Spin đã dẫn tới sự xuất hiện của 4 số lượng tử với các giá trị khả dĩ như sau:

$$\begin{cases} n = 1, 2, 3, \dots \\ l = 0, 1, 2, \dots, n-1 \\ m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l \\ s = \pm \frac{1}{2} \end{cases} \quad (5-4)$$

Trong đó: n gọi là lượng tử số chính nó biểu diễn số thứ tự của các trạng thái dừng khả dĩ. Hay lượng tử số chính n đặc trưng cho lượng tử hóa năng lượng của nguyên tử, lượng tử số quỹ đạo l đặc trưng cho một đại lượng vật lý mô tả trạng thái của electron trong nguyên tử. Đó là momen động lượng \vec{L} ; hay còn gọi là momen quỹ đạo, vì thế mà l có tên là lượng tử số quỹ đạo. Lượng tử số từ m đặc trưng cho các phương khả dĩ của vectơ \vec{L} trong không gian. Hiện tượng này gắn liền với sự lượng tử hóa không gian. Lượng tử số Spin S đặc trưng cho sự tồn tại của momen Spin của các hạt cơ bản.

III. Cấu tạo bội của vạch phổ:

Dựa vào giả thuyết về Spin của electron ta có thể giải thích cấu trúc tinh vi của các vạch quang phổ bằng tương tác giữa Spin và momen quỹ đạo của electron trong nguyên tử, thường gọi là tương tác Spin-quỹ đạo: khi có tương tác Spin-quỹ đạo thì năng lượng của electron trong trạng thái lượng tử cho

trước sẽ tăng thêm hoặc giảm bớt một lượng $\frac{e\hbar}{2m_e} B$ so với năng lượng của nó khi không tương tác Spin-quỹ đạo; kết quả là mỗi trạng thái lượng tử tách thành hai trạng thái con và do đó mỗi vạch quang phổ tách thành hai vạch thành phần. Tuy nhiên sự tách vạch quang phổ rất khó phân biệt bởi các máy quang phổ thông thường

Bài 6: Nguyên lý Pauli và cấu hình Electron của nguyên tử phức tạp

Chúng ta đã nghiên cứu kỹ các hệ thức với nhiều mức năng lượng nhưng chỉ chứa một electron, nghĩa là các nguyên tử đồng dạng với Hydro. Chúng ta đã biết rằng khi không có liên kết mạnh Spin-quỹ đạo, trạng thái electron được miêu tả bởi bốn số lượng tử (n, l, m, s) gắn liền tương tác với năng lượng, với momen động lượng quỹ đạo, với thành phần trên trục z của Spin của nó. Khi bốn số lượng tử đó đã biết, người ta nói rằng trạng thái của electron được hoàn toàn xác định. Khi áp dụng cơ học lượng tử cho nhiều hệ có nhiều electron, vấn đề sẽ trở nên phức tạp hơn và ta phải áp dụng nguyên lý gọi là nguyên lý loại trừ Pauli.

I. Nguyên lý loại trừ Pauli:

Năm 1924 khi nghiên cứu các số liệu quang phổ đối với trường hợp nguyên tử có nhiều electron, Pauli đã đi đến kết luận là trong một hệ lượng tử, hai electron không thể chiếm cùng một trạng thái; nói cách khác là hai electron không thể đồng thời có bốn số lượng tử (n, l, m, s) giống nhau.

Thực nghiệm cho thấy mọi hạt có Spin bán nguyên ($s = \frac{1}{2}$) ví dụ: electron, proton, neutron... đều tuân theo nguyên lý Pauli khi chúng cùng ở chung một hệ. Những hạt này có tên chung gọi là hạt fermion. Trái lại những hạt có Spin nguyên ví dụ: photon có Spin bằng 1, được gọi là hạt boson thì không tuân theo nguyên lý Pauli.

II Cấu hình electron trong nguyên tử phức tạp:

Bây giờ chúng ta áp dụng nguyên lý Pauli để giải thích cấu hình electron của nguyên tử phức tạp. Vì vị trí của electron so với tâm hạt nhân sẽ phụ thuộc vào mức năng lượng của nó, nên tất cả các electron có cùng số lượng tử n được gọi một cách trung bình là ở cùng khoảng cách với hạt nhân. Người ta quy ước các electron như thế chiếm cùng một lớp vỏ nguyên tử. Các lớp vỏ lần lượt được ký hiệu theo thứ tự vần chữ cái và bắt đầu bằng chữ L.

n= 1 2 3 4 5

Lớp vỏ: K L M N O (6-1)

Như vậy các electron thuộc cùng một lớp vỏ nguyên tử sẽ có cùng năng lượng và khoảng cách đối với hạt nhân, các lớp càng xa dần hạt nhân theo mức năng lượng.

Như ta đã biết, năng lượng của nguyên tử phức tạp còn phụ thuộc vào cả số lượng tử quỹ đạo l , mặc dù sự phụ thuộc này không lớn và có tính quyết định như n . Một electron có giá trị l nhỏ thì có khả năng dễ tìm thấy ở gần hạt nhân hơn là một electron khác có giá trị l lớn hơn, do đó nó sẽ có năng lượng toàn phần thấp hơn. Như vậy mỗi electron trong mỗi lớp vỏ còn có năng lượng tăng tuần tự theo sự tăng của l , và mỗi lớp phân thành những phân lớp (còn gọi là lớp con) mà trong đó các electron ngoài n còn có cùng giá trị của l . Tất cả các electron có cùng phân lớp sẽ có mức năng lượng đồng nhất mặc dù chúng có thể có các số lượng tử m và s khác nhau vì năng lượng không phụ thuộc vào hai số lượng tử này.

Theo nguyên lý Pauli thì số electron trong một lớp vỏ nguyên tử là hoàn toàn xác định chặt chẽ. Mỗi phân lớp được đặc trưng bằng một lượng tử số chính n và một lượng tử số quỹ đạo l phụ thuộc vào n với $l=0, 1, 2, \dots, n-1$. (6-2)

Với một giá trị l bất kỳ lại có cả thảy $(2l+1)$ khác nhau của lượng tử số m .

$$m = 0; \pm 1; \pm 2; \dots \pm l. \quad (6-3)$$

Ngoài ra còn có hai giá trị có thể của Spin $S = \pm \frac{1}{2}$. Như vậy mỗi phân lớp chứa tối đa: $2(2l+1)$ e. Cụ thể là: phân lớp s ($l=0$) có tối đa hai electron; phân lớp p ($l=1$) có 6 electron; phân lớp d ($l=2$) có 10 electron .v.v. Từ đó ta tiếp tục suy ra số electron tối đa có thể có trong một lớp vỏ là:

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

$$= 2[1 + 3 + 5 + \dots + (2n-1)] \quad (6-4)$$

Cấp số cộng trong dấu ngoặc vuông gồm n số hạng có giá trị trung bình là: $\frac{1}{2}[1 + (2n-1)]$ do đó tổng trên bằng:

$$2 \cdot \frac{n}{2} [1 + (2n-1)] = 2n^2 \quad (6-5)$$

Bảng dưới đây cho ta số electron tối đa của mỗi lớp vỏ là:

Lớp K L M N O

($n=1$) ($n=2$) ($n=3$) ($n=4$) ($n=5$)

Số electron ($2n^2$) 2 8 18 32 50

Như vậy nguyên lý Pauli đã xác định cấu trúc của nguyên tử phức tạp thành từng lớp vỏ electron. Nói chung nguyên tử càng có nhiều electron (Z lớn) thì càng có nhiều lớp vỏ lấp đầy theo thứ tự từ lớp trong ra lớp ngoài. Hình ảnh này thể hiện cấu hình electron của nguyên tử mà người ta thường quy ước biểu diễn theo cấu trúc thứ tự của từng phân lớp. Ví dụ: cấu hình electron của nguyên tử Na ($Z=11$) được ghi là: $1S^2.2S^2.2P^6.3S^1$, trong đó những số nhỏ ghi phía trên ký hiệu của phân lớp là số electron có trong phân lớp đó.

Bài 7: Hệ thống tuần hoàn các nguyên tố hóa học của Mendeleev

Năm 1869 nhà bác học Nga Mendeleev đã thống kê tất cả các nguyên tố hóa học đã biết trong một bảng nguyên tố theo thứ tự của nguyên tố Z . Đặc điểm Mendeleev nổi bật của bảng nguyên tố hệ thống nguyên tố này là tính chất tuần hoàn: các nguyên tố có tính chất vật lý và hóa học giống nhau xuất hiện ở những tổ khoảng cách nhất định trong bảng, nói cách khác có những chu kỳ mà sau đó ta gặp lại các nguyên tố có tính chất vật lý và tính chất hóa học giống những nguyên tố đã thấy trước đó.

Có những tính chất tương tự hợp thành một họ và nằm trên các cột dọc. ta hãy nêu vài họ điển hình:

Họ I: gồm Hydro và các kim loại kiềm, những này có hoạt tính hóa học rất mạnh và tất cả có hóa trị bằng +1.

Họ VII: gồm các nguyên tố halogen có tính chất hóa học khác hẳn kim loại, có hóa trị -1 và hợp thành các phân tử lưỡng nguyên tử ở thể khí.

Họ VIII: gồm các khí trơ (khí hiếm) là các nguyên tử không có hoạt tính hóa học, gần như không bao giờ kết hợp với nguyên tố khác và chính xác nguyên tử của chúng cũng không liên kết với nhau để tạo thành phân tử như các nguyên tử khác.

Các hàng ngang trong bảng gọi là chu kỳ và có tất cả 7 chu kỳ. Trong mỗi chu kỳ ta lần lượt gặp đầu tiên là các nguyên tố kim loại mạnh, rồi đến một nguyên tố kim loại yếu, kế đó là các nguyên tố không kim loại yếu, qua một nguyên tố không kim loại mạnh và kết thúc bằng nguyên tố khí trơ.

Trong mỗi họ (cột) cũng có một sự biến đổi đều đặn về tính chất nhưng so với sự biến đổi trong một chu kỳ thì kém hơn nhiều. Chẳng hạn khi tăng nguyên tử số trong họ kim loại kiềm thấy có sự tăng hoạt tính hóa học, trong khi đối với họ halogen thì ngược lại. Ngoài ra từ chu kỳ 4 trở đi còn thấy xuất hiện trong mỗi chu kỳ một dãy các nguyên tố chuyển tiếp nằm giữa họ nguyên tố II và III. Các nguyên tố này là kim loại có tính chất hóa học tương tự nhưng không hoàn toàn giống nhau như các nguyên tố trong một họ chính. Ở chu kỳ 6 có 14 nguyên tố chuyển tiếp như thế hợp thành nhóm Lantan (đất hiếm). Nhóm nguyên tố chuyển tiếp trong chu kỳ 7 là các nguyên tố actini (Phóng xạ).

Quy luật tuần hoàn trong hệ thống nguyên tố của Mendeleev là rất rõ ràng và chính xác. Thậm chí ông còn tiên đoán được những nguyên tố chưa tìm thấy ở chu kỳ đó, và sau này người ta đã tìm ra các nguyên tố đó. Tuy vậy người ta vẫn không giải thích được nguồn gốc của quy luật đó mà chỉ biết thừa nhận và thán phục. Chỉ sau khi có lý thuyết của cơ học lượng tử ứng dụng để nghiên cứu cấu trúc của nguyên tử phức tạp như đã trình bày ở trên thì mọi bí mật của hệ thống tuần hoàn Mendeleev mới được làm sáng tỏ.

Trước hết ta hãy xem quy luật tuần hoàn của hệ thống nguyên tố có liên quan đến cấu trúc theo từng lớp vỏ của nguyên tử như thế nào.

Theo nguyên lý Pauli, mỗi lớp vỏ chỉ chứa một số tối đa electron nhất định. Nhưng ở đây phải chú ý tới vai trò của một nguyên lý khác nữa đó là nguyên lý năng lượng cực tiểu. Theo nguyên lý này các electron phải có xu hướng lần lượt chiếm các trạng thái năng lượng từ thấp đến cao, tức là theo một trật tự nhất định của các phân lớp và có năng lượng tăng dần. Phép tính cụ thể cho thấy kết quả là khi l càng lớn thì sự phụ thuộc năng lượng của nó càng có ảnh hưởng so với lượng tử số chính n . Nguồn gốc vật lý của hiện tượng này là do các electron s ($l=0$) có liên kết với hạt nhân mạnh hơn là các electron d và f . Vì electron có l nhỏ thì khả năng (xác suất) tìm thấy nó ở gần hạt nhân là lớn, do đó năng lượng liên kết lớn và năng lượng toàn phần nhỏ. Ví dụ mức năng lượng của phân lớp $4s$ thấp hơn $3d$, mức $5s$ thấp hơn $4d$ và mức $6f$ thấp hơn cả mức $4f$ và $5d$ v.v... Do đó thứ tự các phân lớp được electron chiếm đầy lần lượt trong nguyên tử là:

$1s, 2s, 2p, 3s, 3p, 4s, 3d, 4p, 5s, 6s, 4f, 5d...$

Như vậy cấu trúc nguyên tử phức tạp không phải do các electron lần lượt chiếm hết lớp K rồi đến lớp $L, M, N, O, v.v...$ Trái lại ta thấy những lớp trong chưa bị lấp đầy mà electron tiếp theo đã chiếm một vị trí ở lớp ngoài.

Quá trình electron lần lượt lấp đầy từng lớp vỏ được lặp lại cho ta hình ảnh sắp xếp tuần hoàn của các electron thuộc lớp vỏ ngoài cùng. Vì tính chất vật lý và hóa học của một nguyên tố tuần hoàn do các electron ở lớp vỏ ngoài quyết định, do đó cấu trúc tuần hoàn của các lớp vỏ này dẫn tới quy luật tuần hoàn của tính chất các nguyên tố trong bảng hệ thống Mendeleev.

Trong chu kỳ 1 có hai nguyên tố H và He ứng với số electron tối đa là hai của lớp vỏ K . Electron thứ ba của nguyên tố tiếp theo (Li) theo nguyên lý Pauli phải chiếm lớp vỏ L , do vậy nó có cấu trúc lớp ngoài giống H. Nguyên tố thứ tư Be có cấu hình electron: $1s^2.2s^2$. Và khi đó phân lớp $2d$ còn bỏ trống. Các nguyên tố tiếp theo từ B ($Z=5$) trở đi có các electron làm đầy dần phân lớp $2d$ cho tới Newton ($Z=10$) thì phân lớp này đầy và cả lớp vỏ L cũng lấp đầy luôn. Hai nguyên tố He và Newton có cấu hình electron giống nhau, các lớp vỏ của chúng đều đầy và tạo thành liên kết bền vững, vì vậy chúng thuộc cùng một họ khí trơ không có hoạt tính hóa học.

Đến nguyên tố Na ($Z=11$), electron thứ 11 phải chuyển sang lớp vỏ thứ 11 và nó khởi đầu chu kỳ 3, cấu trúc lớp vỏ ngoài cùng được lặp lại với một electron. Do đó Na cùng một họ với kim loại kiềm với H và Li. Các nguyên tố

tiếp theo lần lượt có tính chất vật lý và hhh giống nhau như các nguyên tố đứng trước chúng trong chu kỳ 2, cho tới Ar ($Z=18$) thì phân lớp 3d được lấp đầy hoàn toàn. Đến đây chỉ căn cứ theo lớp vỏ chính thì còn khả năng cho 10 electron thuộc phân lớp 3d nữa để lấp đầy lớp M. Nhưng electron tiếp theo của nguyên tố K ($Z=19$) phải chiếm mức năng lượng 4s thấp hơn mức 3d và như vậy lớp vỏ N ngoài cùng của nguyên tử K sẽ lại có một electron duy nhất. Do đó K thuộc kim loại kiềm và bắt đầu chu kỳ 4.

Ta nhận thấy có một sự trùng hợp chính xác về cấu trúc tuần hoàn của lớp vỏ electron của nguyên tử với quy luật tuần hoàn của bảng Mendeleev: chu kỳ 3 chỉ có 8 nguyên tố chứ không phải 18. Tiếp theo nguyên tố Ca ($Z=20$) mà phân lớp 4s đã có đủ 2 electron, từ nguyên tố Sc ($Z=21$) các electron trở lại lấp đầy dần phân lớp 3d thuộc lớp M bên trong còn trống tạo thành các nguyên tố chuyển tiếp.

Tương tự chu kỳ 4 chỉ có 18 nguyên tố, kết thúc bằng Kr ($Z=36$) có cấu hình 4p⁶ được lấp đầy. Nguyên tố thứ 37 là Pb ($Z=37$) không thể lớp 4d mặc dù phân lớp này còn trống hoàn toàn, mà nó phải ở mức 5s có mức năng lượng thấp hơn, do đó Rb là nguyên tố đầu tiên của chu kỳ 5 v.v...

Cấu trúc tuần hoàn của lớp vỏ ngoài của nguyên tử cũng cung cấp cho ta về những tính chất của các nguyên tố, chẳng hạn như giải thích được tính hóa trị, hoặc sự phụ thuộc năng lượng của ion hóa vào nguyên tử số Z của các nguyên tố, ta cũng có thể giải thích được một số tính chất đặc biệt của các nguyên tố dựa vào cấu hình electron của chúng, ví dụ như hiện tượng sắt từ của các nguyên tố Fe, Co, Ni. Trong cấu hình của các nguyên tố này, các phân lớp 3d đều mới bị lấp đầy một phần và các electron thuộc phân lớp này có đặc điểm là không ghép cặp Spin đối song. Trong Fe năm trong số sáu electron của phân lớp 3d đều Spin song song khiến cho nguyên tử sắt có momen từ riêng tổng hợp lớn, dẫn tới tính sắt từ mạnh rõ rệt (nếu Spin đối song thì momen từ riêng sẽ bị khử).

Hiện tượng trên được giải thích bằng một quy tắc đó là quy tắc Hund, phát biểu như sau: "Các electron trong nguyên tử luôn luôn có xu hướng ở trạng thái Spin song song". Nguồn gốc của quy tắc này là sự đẩy lẫn nhau của các electron. Do đó sự đẩy tĩnh điện này, các electron càng xa nhau thì năng lượng càng thấp và trạng thái của nguyên tử càng bền vững hơn. Ta biết rằng các electron thuộc cùng một phân lớp mà đã có Spin song song thì phải có số lượng tử m khác nhau, tức là được miêu tả bởi các hàm sóng có phân bố không gian khác nhau. Vì vậy các electron có Spin song song thì ở xa nhau trong không gian hơn là khi chúng có Spin đối song. Chính cấu hình electron này ứng với xu hướng của các electron để tạo thành trạng thái bền vững của nguyên tử.

Tóm lại: muốn hiểu được nguồn gốc của một số tính chất vật lý và hóa học của nguyên tố phải căn cứ vào cấu hình electron của chúng, vì dựa vào đó có thể giải thích được, hiểu được một cách định tính bằng các lý luận tương tự.

Chương IV: Hạt nhân - Nguyên tử

Bài 1: Cấu tạo và các tính chất cơ bản của hạt nhân

I. Thành phần cấu tạo hạt nhân:

Cho tới nay, người ta đã thừa nhận rằng hạt nhân nguyên tử là một hệ gồm các hạt proton (mang điện tích dương) và các hạt neutron (trung hòa điện). Các hạt này liên kết với nhau bên trong hạt nhân, tạo thành hạt nhân bằng một lực liên kết gọi là lực hạt nhân. Bản chất tương tác giữa các proton và neutron (gọi là nuclon) là tương tác mạnh. giữa các nuclon liên kết với nhau mạnh hơn tương tác điện từ rất nhiều và chỉ có tác dụng ở khoảng cách rất bé, cỡ kích thước hạt nhân.

Các đặc trưng cơ bản của hạt nhân là:

1. Hạt nhân nguyên tử là một hệ các hạt vi mô (các nuclon) liên kết với nhau bằng lực hạt nhân và chuyển động bên trong hạt nhân với vận tốc phi tương tính. Bởi vậy ta có thể xem hạt nhân như một hệ lượng tử đặc trưng cho bởi phổ các trạng thái xác định.

Trong tự nhiên tồn tại hai loại hạt nhân: hạt nhân bền vững và hạt nhân không bền vững (phóng xạ tự nhiên). Các đặc trưng của hạt nhân bền vững là: điện tích, khối lượng, bán kính, mômen từ, phổ của các trạng thái năng lượng, tính chẵn lẻ, mômen lưỡng cực điện. Đối với hạt nhân phóng xạ ta còn có các đặc trưng khác là chu kỳ bán rã, năng lượng của hạt mới.

Hạt nhân nguyên tử có thể nằm ở các trạng thái khác nhau. Trạng thái ứng với mức năng lượng thấp gọi là trạng thái cơ bản. Các trạng thái khác là trạng thái kích thích.

2. Số khối A và điện tích Z của hạt nhân nguyên tử:

a) Số khối A: là số nuclon của hạt nhân nguyên, nguyên tử hydro có số khối nhỏ nhất $A=1$. Đó là hạt nhân cấu tạo bởi một proton. Hạt nhân có số khối lớn hơn có thể tới 260. Đó là các hạt nhân của các nguyên tử nhân tạo. Hạt nhân tự nhiên có số khối lớn nhất là Urani ($A=238$).

Mỗi biến đổi hạt nhân và phản ứng hạt nhân đều tuân theo định luật bảo toàn số khối A, tức là tổng các nuclon của các hạt nhân trước và sau phản ứng là không đổi.

b) Điện tích hạt nhân: Là một số nguyên lần điện tích +electron, ký hiệu là Ze. hạt nhân mang điện dương, đó là tổng điện tích của các proton trong hạt nhân.

Điện tích hạt nhân cũng tuân theo định luật bảo toàn điện tích, tương tự định luật bảo toàn số khối A.

3. Như vậy mỗi hạt nhân được đặc trưng bởi số khối A và điện tích Z; A là số nuclon của hạt nhân, Z là số proton. Số neutron là: $N=A-Z$ có trong hạt nhân đó. Người ta thường ký hiệu hạt nhân là:



Ví dụ: Hạt nhân Hêli: ${}^4_2\text{He}$ hoặc ${}_2\text{He}^4$

Hạt nhân Oxy: ${}^{16}_8\text{O}$ hoặc ${}_8\text{O}^{16}$

Như vậy z không chỉ là số điện tích của hạt nhân mà còn là chỉ số thứ tự của nguyên tố trong bảng hệ thống tuần hoàn Mendeleev. Nó nói lên tính chất hóa học của nguyên tố đó; Z còn là số electron của lớp vỏ nguyên tử của hạt nhân đó.

Các nguyên tố có cùng z và số khối A hợp thành đồng vị hay là các đồng vị của nhau.

Ví dụ: Hydro: ${}^1_1\text{H}$; Đơteri: ${}^2_1\text{H}$; Triti: ${}^3_1\text{H}$

Hiện nay người ta biết khoảng 200 đồng vị bền và trên 1450 đồng vị phóng xạ.

4. Các đặc trưng cơ bản của các hạt cấu tạo nên hạt nhân là:

	Prôtôn	Notron
Điện tích	$1,6 \cdot 10^{-19}\text{C}$	0
Khối lượng nguyên tử	$1,67252 \cdot 10^{-27}\text{Kg}$	$1,67428 \cdot 10^{-27}\text{Kg}$
Năng lượng nguyên tử	938,256 Mev	939,550 Mev
Đơn vị khối lượng nguyên tử	1,007277 u	1,008665 u
Spin	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$
Mômen từ	+2,7928 Bn	-1,9128 Bn

Với $B_n = \frac{e\hbar}{2m_p}$: Gọi manheton hạt nhân.

II. Kích thước và khối lượng hạt nhân:

1. Kích thước hạt nhân:

Do hạt nhân là một hệ qui mô tuân theo các định luật của vật lý lượng tử, vì vậy việc xác định kích thước của hạt nhân là việc làm không dễ dàng. Có nhiều cách để xác định kích thước hạt nhân và chúng lại cho ta những kết quả khác nhau. Nhưng các phương pháp đều cho cùng giá trị như nhau về bậc của kích thước hạt nhân.

a) Dùng công thức Rutherford:

Dùng chùm hạt α (${}^4\text{He}$) có điện tích $2e$ bắn phá hạt nhân mang điện tích Ze .

Thế năng tương tác giữa chúng là thế năng tương tác Coulomb: $\frac{2e \cdot Ze}{r}$. Trong đó r là khoảng cách giữa hạt α và hạt Ze .

Động năng của hạt α : $\frac{M_\alpha \cdot v^2}{2}$. Có thể coi kích thước hạt nhân là khoảng cách nhỏ nhất r_0 mà hạt α có thể tới gần được. Khi đó ta có:

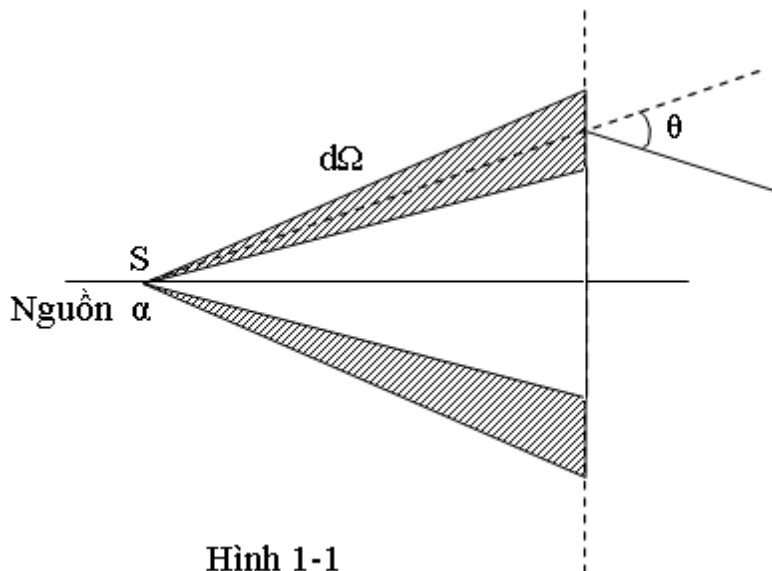
$$\frac{M_\alpha \cdot v^2}{2} = \frac{2e \cdot Ze}{r_0} \quad (1-1)$$

Suy ra $r_0 = \frac{Ze^2}{M_\alpha v^2}$ (1-2)

Mặt khác theo công thức Rutherford: khi bắn một chùm hạt α lên bia với mật độ dòng

$\frac{N^{(hạt)}}{1\text{cm}^2}$, số hạt nhân bị tán xạ dN trong góc đặc $d\Omega$ là:

$$\frac{dN}{N} = n \cdot \left(\frac{Z \cdot e^2}{M_\alpha v^2} \right)^2 \cdot \frac{d\Omega}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \quad (1-3)$$



Hình 1-1

Trong đó n là số hạt nhân Z trên 1cm^2 bề mặt của bia, N là số hạt α trong một giây đi qua tiết diện 1cm^2 đặt vuông góc với phương tới, v , M_α là vận tốc và khối lượng hạt α ; dN là số hạt α bị tán xạ trong một yếu tố đặc $d\Omega$; θ là góc lệch của hạt α so với phương ban đầu. Từ thí nghiệm nếu đo được $\frac{dN}{N}$; n ; $d\Omega$ và θ . Ta tính được ra là kích thước gần đúng của hạt nhân.

b) Phương pháp tán xạ neutron hay electron lên hạt nhân bia:

Dùng phương pháp này kết quả từ thực nghiệm là:

Hạt nhân có dạng gần hình cầu.

Bán kính hạt nhân thực tế chỉ phụ thuộc vào số nuclon của hạt nhân theo công thức:

$$R = r_0 \cdot A^{\frac{1}{3}} \quad (1-4)$$

Từ thí nghiệm người ta đo được $r_0 = 1,4 \text{ fm}$ (1fm là một Fermi; r_0 có giá trị trong khoảng cách từ $1,2 - 1,5 \text{ fm}$).

Mật độ vật chất của hạt nhân là đồng chất đối với hạt nhân và bằng:

$$n = \frac{A}{V} = \frac{A}{\frac{4}{3}\pi r_0^3 \cdot A} = 10^{38} \text{ nuclon} / \text{cm}^3 \quad (1-5)$$

Khối lượng một nuclon gần bằng: $1,66 \cdot 10^{-24} \text{g}$. Và mật độ khối lượng của hạt nhân là:

$$\rho = n \cdot m_N = 10^{38} \cdot 1,66 \cdot 10^{-24} \text{g} \approx 10^{14} \text{ g} / \text{cm}^3 \quad (1-6)$$

2. Khối lượng hạt nhân:

Để đo được khối lượng trực tiếp của hạt nhân rất khó, bởi vì phải tách tất cả các electron ra khỏi nguyên tử. Cách thức đo là phải ion hóa nguyên tử rồi đo khối lượng sau đó tính toàn khối lượng của hạt nhân khi biết khối lượng của nguyên tử. Người ta dùng phổ kế Aston (sử dụng từ trường và điện trường để làm hội tụ các hạt tích điện).

a) Nguyên tắc đo dùng phổ kế Aston:

Các nuclon được ion hóa trong nguồn ion và được gia tốc dưới hiệu điện thế U , ta có:

$$\frac{1}{2} Mv^2 = eU \quad (1-7)$$

$$M = \frac{eB^2 R^2}{2U} \quad (1-8)$$

Khối phổ kế cho phép đo khối lượng tương đối chính xác.

b) Đơn vị đo khối lượng (đơn vị đo khối lượng nguyên tử)

Khối lượng hạt nhân được đo bằng đơn vị khối lượng nguyên tử (đvklnt- ký hiệu u)

$$1u = \frac{1}{12} \text{ khối lượng của nguyên tử } {}^{12}_6\text{C}.$$

$$1u = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{Kg}.$$

Trong vật lý hạt nhân người ta còn dùng năng lượng thay cho khối lượng theo công thức: $E_0 = m_0 \cdot c^2$.

Năng lượng ứng với khối lượng nguyên tử là:

$$E = m_0 \cdot c^2 = 1,66 \cdot 10^{-27} \cdot (3 \cdot 10^8)^2 = 14,94 \cdot 10^{-11} \text{J}.$$

$$E = 932 \cdot 10^6 \text{eV} = 932 \text{MeV}.$$

III. Năng lượng liên kết hạt nhân:

1. Độ hụt khối:

Ta biết rằng hạt nhân gồm Z proton và N=A-Z neutron, tuy nhiên người ta cũng thấy rằng khối lượng nghỉ của hạt nhân nhỏ hơn tổng khối lượng nghỉ của các nuclon tạo thành hạt nhân đó. Độ hụt khối lượng này là do cần có một năng lượng âm để giữ các nuclon lại với nhau trong hạt nhân. Độ hụt khối được tính bằng biểu thức:

$$\Delta m = Z \cdot m_p + (A - Z)m_n - m_{\text{nh}} \quad (1-10)$$

Thay vì phải đo khối lượng của hạt nhân, người ta thường đo khối lượng của nguyên tử rồi trừ đi khối lượng của các electron, lúc đó ta có khối lượng của hạt nhân. Vì vậy độ hụt khối còn tính bằng công thức:

$$\Delta m = Z \cdot m_p + (A - Z)m_n - m_{\text{nt}} \quad (1-11)$$

Với m_h là khối lượng của nguyên tử Hydro, còn m_{nt} là khối lượng của nguyên tử đang xét.

2. Năng lượng liên kết hạt nhân:

Khi tổng hợp Z proton và (A-Z) để tạo thành hạt nhân nguyên tử ta có dư một khối lượng Δm . Khối lượng này tuân theo công thức Einstein tương ứng với một năng lượng W ta có:

$$W = \Delta m \cdot c^2 \quad (1-12)$$

Năng lượng này được gọi là năng lượng liên kết hạt nhân.

Như vậy khi tách rời các proton ra khỏi hạt nhân, ta cần cung cấp cho hạt nhân một năng lượng đúng bằng năng lượng liên kết hạt nhân W nói trên, để

tương ứng với nó có khối lượng được tăng thêm một lượng Δm bù vào độ hụt khối.

Công thức tính năng lượng liên kết hạt nhân là:

$$W = [Zm_H + (A - Z)m_n - m_{\text{hạt}}]c^2 \quad (1-13)$$

Trong vật lý hạt nhân người ta thường hay xét đến năng lượng liên kết ứng với một nuclon trong hạt nhân. $\frac{W}{A}$ gọi là năng lượng liên kết riêng của hạt nhân.

Đa số các hạt nhân có năng lượng liên kết riêng không chênh lệch lắm so với giá trị trung bình này. Đặc điểm này thể hiện tính chất bảo hòa của lực tương tác giữa các nuclon trong hạt nhân.

IV. Lực hạt nhân:

Đa số nguyên tử của các nguyên tố gặp trong tự nhiên, hạt nhân chúng là bền vững. Điều đó có nghĩa là các proton và neutron trong hạt nhân (các nuclon) được giữ chặt ở trong đó bằng một lực hút rất mạnh và hoàn toàn chế ngự được lực đẩy Coulomb giữa các proton. Lực đó được gọi là lực hạt nhân và cho đến ngày nay người ta cũng chưa biết nhiều về loại lực này, mà chỉ biết được những đặc điểm cơ bản sau:

1) Chỉ có hai loại hạt trong hạt nhân nên tương tác bên trong hạt nhân chỉ có thể chia ra các loại: (p-p); (n-n) hay (p-n). Thực nghiệm chứng tỏ rằng tương tác hạt nhân giữa các cặp đó là hoàn toàn như nhau, nghĩa là lực hạt nhân có đặc tính không phụ thuộc điện tích. Đây cũng là căn cứ để khẳng định lực hạt nhân không phải là lực hấp dẫn hay lực điện từ. Và do đó proton và neutron có các đặc tính chung của một hạt, gọi là nuclon.

2) Lực hạt nhân có đặc tính bảo hòa: Mỗi nuclon chỉ tương tác với một số nuclon khác lân cận chứ không tương tác với tất cả các nuclon trong hạt nhân.

3) Lực hạt nhân là lực tương tác ở khoảng cách bé. Bán kính tác dụng của nó 1fm (1fm=10⁻¹⁵m). Ở khoảng cách lớn hơn, tương tác Coulomb chiếm ưu thế rõ rệt.

4) Cơ chế tương tác hạt nhân là sự trao đổi hạt trung gian gọi là pion giữa các nuclon. Ta hình dung là giữa các nuclon luôn luôn hấp thụ và truyền cho nhau hạt pion. Ký hiệu là π , Spin của các hạt π bằng 0.

Bài 2: Các mẫu hạt nhân

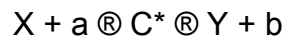
Hiện nay chưa có lý thuyết về hạt nhân lại có thể giải thích đầy đủ mọi tính chất của hạt nhân. Lý do là người ta chưa biết cách biểu diễn tường minh bằng toán học biểu thức của hạt nhân. Vì vậy các nhà vật lý đã đưa ra các mẫu khác nhau về hạt nhân. Mỗi hạt nhân cho phép ta giải thích đúng đắn về một số tính chất của hạt nhân hoặc của một số hạt nhân nào đấy. Chúng ta sẽ giới thiệu một số mẫu hạt nhân sau đây:

I. Mẫu hạt nhân hình cầu (còn gọi là mẫu giọt):

Trong mẫu giọt do Niels Bohr đề xướng, các nuclon được xem là tương tác mạnh với nhau giống như các phân tử trong giọt chất lỏng. Mỗi nuclon đã cho thường xuyên va chạm với các nuclon khác ở bên trong hạt nhân, quãng đường tự do trung bình của nó nhỏ hơn nhiều so với bán kính hạt nhân. Sự chuyển động “zic - zắc” như chuyển động nhiệt của các phân tử chất lỏng cho ta hình ảnh về chuyển động của các nuclon.

Mẫu giọt cho phép ta thiết lập được sự tương quan của nhiều sự kiện về khối lượng và năng lượng liên kết của hạt nhân; nó cũng rất tiện lợi trong việc giải thích sự phân hạch.

Ví dụ xét phản ứng tổng quát có dạng sau



Ở đây C^* biểu diễn trạng thái kích thích của hạt nhân phức hợp c . Chúng ta hãy hình dung hạt đạn a đi vào hạt nhân X tạo thành một phân phức hợp c và truyền theo cho nó một năng lượng kích thích. Hạt đạn có thể là một neutron, ngay lập tức được cuốn vào những chuyển động hỗn loạn vốn đặc trưng cho vùn nội hạt nhân. Nó sẽ nhanh chóng hòa nhập vào trong hạt nhân và năng lượng kích thích cũng được chia sẻ các nuclon khác.

Trạng thái kích thích kéo dài chừng 10-16 sao đó thì hạt nhân phức hợp bị phân rã thành các hạt Y và b . Đặc điểm cơ bản nhất của mẫu hạt nhân giọt chất lỏng là sự tạo thành hạt nhân phức hợp và sự phân rã sau đó của nó là hai quá trình độc lập. Điều đó có nghĩa là có nhiều cách để tạo thành hạt nhân phức hợp và cũng có nhiều cách khả dĩ để hạt nhân phức hợp phân rã sau đó.

Do các nuclon thường xuyên va chạm với nhau, chúng trao đổi cho nhau năng lượng và xung lượng. Có thể xảy ra năng lượng được tập trung cho một hạt ở bề mặt (một nuclon hay hạt a). Nếu năng lượng này lớn hơn năng lượng liên kết của hạt trong hạt nhân thì hạt này sẽ bức xạ ra khỏi hạt nhân. Như vậy sự bức xạ một hạt ra khỏi hạt nhân theo mẫu giọt chất lỏng giống như sự bốc hơi của giọt chất lỏng. Tuy nhiên khác với giọt chất lỏng, hạt nhân có thể quay trở về trạng thái cơ bản và phóng xạ ra những lượng tử γ nào đấy.

Thể tích V của giọt hạt nhân chứa đầy các nuclon, giống như giọt chất lỏng chứa đầy phân tử. Như thế thể tích V của hạt nhân tỷ lệ với số khối A . Và vì vậy bán kính của hạt nhân $R = aA^{1/3}$ (tỷ lệ với căn bậc ba với số khối A). a là hệ số (a có giá trị trong khoảng $1,2 + 1,5 \text{ fm}$).

$$R = (1,2 + 1,5)A^{1/3} \text{ fm.}$$

Mẫu hạt giải thích tốt hạt phân chia các hạt nhân nặng.

II. Mẫu vỏ (mẫu lớp):

Trong mẫu giọt chất lỏng, ta không nghiên cứu một cách riêng từng nuclon, mà các hiệu ứng gây ra được lấy trung bình trên toàn bộ hạt nhân. Có thể sử dụng tốt mẫu giọt để giải thích một số đặc trưng của hạt nhân. Ví dụ năng

lượng trung bình của các nuclon, tuy nhiên để giải thích một số đặc trưng khác, như năng lượng ở trạng thái kích thích, mômen từ hạt nhân, cần phải xây dựng một mẫu hạt nhân mà có tính đến đặc điểm riêng của nuclon.

Trong quá trình nghiên cứu thực nghiệm người ta nhận thấy rằng khi các số N hay Z của hạt nhân bằng 2, 8, 20, 28, 50, 82 hay 162 thì tính chất của hạt nhân thay đổi rõ rệt, các số trên đây được gọi là số magic (kỳ lạ). Các hạt nhân tương ứng điều đặc biệt bền vững và có số lượng lớn. Ngoài ra các nuclon cuối cùng (còn gọi là nuclon magic) lấp đầy các vỏ sẽ có năng lượng liên kết lớn. Cuối cùng là năng lượng có trạng thái kích thích đầu tiên của hạt nhân magic lớn hơn năng lượng đó ở hạt nhân bên cạnh.

Để giải thích được vấn đề trên người ta đã đưa ra một mẫu hạt nhân mới gọi là mẫu vỏ hay mẫu lớp giống như các electron trong nguyên tử. Và coi mỗi nuclon chuyển động trên những quỹ đạo xác định ở bên trong hạt nhân và hoàn toàn khó va chạm được với nhau (điều này trái ngược với mẫu giọt). Trái với nguyên tử là hạt nhân không có tâm điện tích cố định, nên ta phải giải thích rằng mỗi một nuclon chuyển động trong một giếng thế được các định bởi các chuyển động bị "nhòe ra" của tất cả các nuclon khác.

Khi này một nuclon trong hạt nhân, giống như một electron trong nguyên tử có tập hợp một số các lượng tử xác định trạng thái chuyển động của nó. Các nuclon cũng tuân theo nguyên lý loại trừ Pauli hết như các electron. Điều này cũng có nghĩa là không có hai nuclon đồng thời cùng chiếm một trạng thái. Khi xét các trạng thái của nuclon, các neutron và proton được xem xét riêng biệt, mỗi một hạt có một tập hợp các trạng thái lượng tử hóa riêng của mình.

Việc các nuclon tuân theo nguyên lý loại trừ Pauli giúp ta hiểu được độ bền vững tương đối của các trạng thái nuclon. Nếu hai nuclon trong hạt nhân va chạm nhau thì năng lượng của mỗi hạt sau khi va chạm cần phải tương ứng với năng lượng ở trạng thái dừng chưa bị chiếm. Nếu các trạng thái này đã được choán đầy thì va chạm không thể xảy ra. Nếu các nuclon có thể va chạm được với các nuclon khác thì nó phải thực hiện một số vòng quay đủ lớn trên quỹ đạo của nó. Và khi đó khái niệm về trạng thái dừng của nuclon với năng lượng từ hòa có ý nghĩa.

Trong thế giới nguyên tử sự lặp lại theo chu kỳ các tính chất vật lý và hóa học mà chúng ta đã biết qua bảng hệ thống tuần hoàn là: các electron trong nguyên tử được sắp xếp thành các lớp vỏ và các lớp vỏ này đặc biệt bền vững nếu chúng được lấp đầy. Hạt nhân cũng có những lớp vỏ đầy tương tự gắn liền với các số nuclon magic.

Ý tưởng trung tâm của vỏ kín là: một hạt duy nhất nằm ngoài vỏ đó sẽ dễ dàng bứt ra, trong khi đó đối với hạt nằm trong chính vỏ đó thì để bứt nó ra phải tốn năng lượng rất lớn.

Chúng ta đã thấy rằng cơ học lượng tử có thể giải thích một cách hoàn hảo các số nuclon trong một quỹ đạo của nguyên tử bằng cách đưa ra một số giả thuyết hợp lý. Và cơ học lượng tử cũng có thể giải thích một cách hoàn hảo các số nuclon magic, liên quan đến cấu trúc lớp vỏ của hạt nhân.

III. Mẫu tập thể:

Mẫu tập thể về cấu trúc hạt nhân đã thành công trong việc kết hợp những quan điểm dường như không thể dung hòa của mẫu giọt và mẫu vỏ.

Ta hãy xét một hạt nhân với một số nhỏ các nơtron (hoặc prôton) nằm ngoài các lớp vỏ được lấp đầy chưa một số các nơtron magic (hoặc prôton magic). Các nuclon “dư” chuyển động trên các quỹ đạo lượng tử hóa, trong một hố thế được xác lập bởi lõi trung tâm (các vỏ lấp đầy bên trong) và như vậy vẫn giữ được những đặc điểm cơ bản của mẫu vỏ. Các nuclon “dư” này cũng tương tác với lõi, làm biến dạng nó và tạo nên các sóng “thủy triều” của sự quay hoặc dao động trong vỏ đó. Như vậy mẫu này cũng giữ được những đặc điểm cơ bản của mẫu giọt.

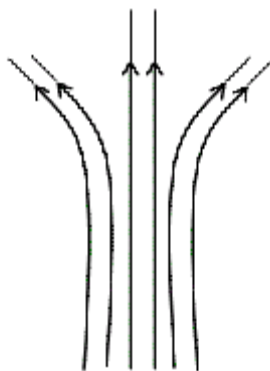
Mẫu tập thể thu được thành công đáng kể và có lẽ đặc giới hạn cho những điều mà chúng ta hy vọng đạt được trong vật lý hạt nhân vì chưa có một lý thuyết nào tốt hơn.

Bài 3: Hiện tượng phóng xạ

I. Các định luật về phóng xạ:

1. Đại cương về hiện tượng phóng xạ:

Năm 1895 nhà vật lý học người Pháp Becquerel trong khi nghiên cứu Urani đã nhận thấy chúng phát ra những tia không trông thấy được, nhưng có thể làm đen kính ảnh. Khi nghiên cứu kỹ tia phóng xạ phát ra từ Urani đặt trong từ trường đã chứng tỏ rằng chúng gồm có ba thành phần. Một thành phần bị lệch giống như dòng điện mang điện tích dương, thành phần này gọi là tia a (anpha). Thành phần thứ hai lệch giống như dòng điện mang điện tích âm, thành phần này gọi là tia b (bê ta). Thành phần thứ ba không bị lệch gọi là tia γ (gamma). Hiện tượng này được gọi là hiện tượng phóng xạ.



Hình 3-1

Cho tới nay người ta thấy rằng hiện tượng phóng xạ là hiện tượng rất phổ biến đối với hạt nhân nguyên tử.

Quá trình phóng xạ là quá trình phân rã hạt nhân nguyên tử tiến hành một cách tự phát. Trong quá trình phóng xạ đó hạt nhân đồng vị này phát ra những hạt hoặc tia phóng xạ và biến thành hạt nhân đồng vị khác. Những hạt nhân

đồng vị có thể có sẵn trong thiên nhiên (phóng xạ tự nhiên) hoặc thu được một cách nhân tạo bằng phản ứng hạt nhân (phóng xạ nhân tạo).

Người ta còn phân loại phóng xạ theo những hạt hoặc tia mà hạt nhân phân rã ra (phóng xạ alpha, beta, gamma, phóng xạ neutron trễ, phóng xạ proton, phân hạch....)

Các hạt hoặc tia phóng xạ khi đi qua vật chất có những tác dụng vật lý, sinh lý và hóa học đặc biệt.

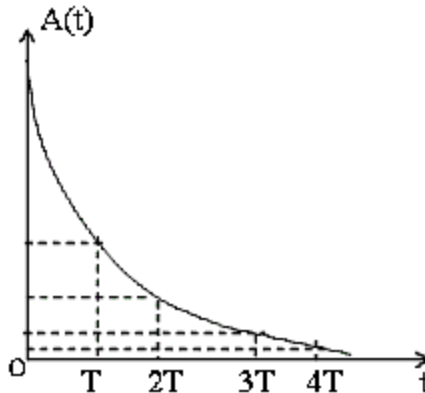
2. Định luật cơ bản của các quá trình phóng xạ:

Khi ta có một tập hợp rất lớn các hạt nhân có khả năng phân rã phóng xạ thì không phải tất cả các hạt nhân ấy sẽ đều phân rã cùng một lúc. Thực nghiệm cho thấy rằng hoạt độ (hay còn gọi là độ phóng xạ) của nguồn phóng xạ (số hạt nhân phân rã trong một đơn vị thời gian) giảm dần theo thời gian theo quy luật hàm số mũ.

$$A_{(t)} = A_0 e^{-\lambda t} \quad (3-1)$$

A_0 : là hoạt độ của nguồn ở một thời điểm ban đầu $t=0$ nào đó; $\lambda=0$ là hằng số gọi là hằng số phân rã phóng xạ.

Hệ quả đáng chú ý nhất của quy luật (3-1) là cứ sau một khoảng thời gian nhất định T , hoạt độ của nguồn phóng xạ giảm đi một nửa, hình (3-2)



Hình 3-2

T gọi là chu kỳ bán rã của chất phóng xạ.

Nếu đặt:
$$\lambda = \frac{\ln 2}{T} = \frac{0,693}{T} \quad (3-2)$$

Thì từ (3-1) ta thấy:
$$A_{(T)} = \frac{A_0}{2}$$

$$A_{(2T)} = \frac{A_0}{2^2}$$

Hoặc $A_{(t_0+T)} = \frac{A_{(t_0)}}{2}$

$$A_{(t_0+2T)} = \frac{A_{(t_0+T)}}{2} = \frac{A_{(t_0)}}{2^2}$$

to: là một thời điểm bất kỳ. Hằng số phân rã λ và chu kỳ bán rã T là những hằng số đặc trưng cho từng chất phóng xạ, nó không phụ thuộc vào những điều kiện vật lý và hóa học của môi trường chứa hạt nhân phóng xạ. Chu kỳ bán rã của chất phóng xạ có thể có những giá trị khác nhau, có những chất có chu kỳ bán rã rất lớn (như ${}^{144}_{60}\text{Nd}$ là $T=5.1015$ năm), những cũng có chất có chu kỳ bán rã rất nhỏ (như ${}^{212}_{84}\text{Po}$ là $T=3.10^{-7}$)

Bây giờ chúng ta hãy thiết lập biểu thức của quy luật phân rã phóng xạ bằng lý thuyết. Ta hãy viết sự phân rã phóng xạ của từng hạt nhân riêng lẻ trong nguồn phóng xạ là một hiện tượng ngẫu nhiên, do đó số hạt nhân phân rã phóng xạ dN trong thời gian t đến $t+dt$ phải tỷ lệ với dt và với số hạt nhân chưa phóng xạ. $N(t)$ ở thời điểm t $dN \approx N_{(t)}dt$. (3-3)

Vậy ta có: $dN = -\lambda N_{(t)}dt$. (3-4)

Dấu trừ nói rằng dN ngược với $N(t)dt$.

Suy ra: $\frac{dN}{N_{(t)}} = -\lambda dt$.

$\text{Ln}.N(t) = -\lambda.t + C$

Giả sử $t=0 \Rightarrow N=N_0$

Ta có: $\text{Ln}.N_0 = C$

Vậy: $\text{Ln} \frac{N_{(t)}}{N_0} = -\lambda.t$

Suy ra: $N(t) = N_0.e^{-\lambda t}$ (3-5)

Trong các thí nghiệm vật lý ta không đo trực tiếp $N(t)$ mà chỉ đo độ hoạt của nguồn, tức là số hạt bị phân rã phóng xạ trong một đơn vị thời gian $A(t)$.

Theo định nghĩa: $A_{(t)} = -\frac{dN_{(t)}}{dt}$

Do đó: $A_{(t)} = \lambda.N_0.e^{-\lambda t} = A_0.e^{-\lambda t}$ (3-6)

Bên cạnh đó các hằng số λ , T đặc trưng cho chất phóng xạ đôi khi người ta còn đưa ra khái niệm “thời gian sống trung bình của các hạt nhân phóng xạ”. Ký hiệu là τ .

Giả sử lúc đầu $t=0$ nguồn phóng xạ chứa N_0 hạt nhân có khả năng phân rã phóng xạ. Những hạt nhân bị phân rã trong thời gian t đến $t+dt$ là: $dN=\lambda.N.dt$, chúng có cùng thời gian sống là t , nên thời gian sống tổng cộng là $t.\lambda.N.dt$. Thời

gian sống tổng cộng của N_0 hạt nhân là:
$$\int_0^{\infty} \lambda.t.N.dt \quad (3-7)$$

Do đó thời gian sống trung bình là:

$$\tau = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} \lambda.t.N.dt = \int_0^{\infty} t.e^{-\lambda t}.dt = \frac{1}{\lambda} \quad (3-8)$$

Như vậy ta viết lại (3-5) là: $N = N_0.e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (3-9)$

Các hằng số λ , T , τ liên hệ với nhau theo (3-2) và (3-8)

II. Phóng xạ tự nhiên:

1. Phóng xạ tự nhiên họ phóng xạ:

Trong tự nhiên có những đồng vị có sẵn tính phóng xạ. Đó là các đồng vị chưa kịp phân rã hết kể từ lúc hình thành các nguyên tố hóa học (do sự hình thành của thái dương hệ) hoặc do các đồng vị được tạo thành dưới tác dụng của các tia vũ trụ và đặc biệt là các đồng vị phóng xạ nằm trong các quặng phóng xạ. Những đồng vị chứa trong quặng phóng xạ bắt đầu bằng một đồng vị phóng xạ có chu kỳ bán rã rất lớn và tận cùng bằng một đồng vị bền.

Họ Urani bắt đầu bằng một đồng vị ${}_{92}^{238}\text{U}$, phóng xạ α với $T=4,5.10^9$ năm, biến thành ${}_{90}^{234}\text{Th}$ đồng vị này lại phóng xạ β biến thành ${}_{91}^{234}\text{Pa}$... trong số các đồng vị tạo thành và phân rã tiếp theo của họ này có ${}_{86}^{220}\text{Ra}$ và khí trơ ${}_{86}^{222}\text{Rn}$ là những đồng vị phóng xạ α đáng chú ý. Họ Urani tận cùng bằng một đồng vị bền của chì ${}_{82}^{206}\text{Pb}$.

Họ actinô - urani bắt đầu bằng ${}_{92}^{235}\text{U}$ phóng xạ α với chu kỳ bán rã $T=7.10^8$ năm biến thành ${}_{90}^{231}\text{Th}$, sau đó biến đổi trải qua các đồng vị ${}_{91}^{231}\text{Pa}$.v.v... và cuối cùng cũng kết thúc ở đồng vị bền chì ${}_{82}^{207}\text{Pb}$.

Họ Thorium bắt đầu bằng ${}_{90}^{232}\text{Th}$ với $T=1,4.10^{10}$ năm biến đổi phóng xạ α và β trải qua các đồng vị ${}_{88}^{228}\text{Ra}$; ${}_{86}^{220}\text{Rn}$.v.v... và tận cùng bằng một đồng vị bền của chì ${}_{82}^{208}\text{Pb}$.

Từ ba họ phóng xạ trên ta có các nhận xét sau:

- Các đồng vị đứng đầu có chu kỳ rất lớn, có thể so sánh được với tuổi trái đất, vì vậy mà đến nay các quặng phóng xạ vẫn còn một số lượng đáng kể chưa phân rã hết.
- Các họ phóng xạ đều kết thúc bằng đồng vị bền của chì. Vì vậy trong quặng phóng xạ bao giờ cũng có lẫn chì.
- Trong mỗi họ phóng xạ a làm số khối giảm đi bốn đơn vị; biến đổi phóng xạ b không làm giảm số khối.

2. Đơn vị phóng xạ:

Để đặc trưng cho tính phóng xạ mạnh hay yếu của một nguồn phóng xạ, người ta dùng khái niệm hoạt độ phóng xạ đo bằng số phân rã trong một giây.

Đơn vị đo hoạt độ phóng xạ là: 1/giây hay còn gọi là Becquerel (Bq). Đơn vị này thường quá bé nên người ta ít dùng.

Ngày nay thường dùng đơn vị Curie (Ci). Một Curie bằng $3,7 \cdot 10^{10}$ phân rã trong một giây.

Như vậy: $1\text{Ci} = 3,7 \cdot 10^{10}\text{Bq}$.

$3,7 \cdot 10^{10}$ phân rã/1 giây là số phân rã trong một giây của 1 gam chất Radium.

Tác dụng của các tia phóng xạ lên vật chất, sinh vật .v.v... được xác định bằng liều lượng hấp thụ là năng lượng mag tia phóng xạ truyền cho một đơn vị khối lượng của vật bị chiếu xạ. Liều lượng hấp thụ được đo bằng Jun/kg.

Trong thực tế các thiết bị đo đạc không xác định trực tiếp liều lượng hấp thụ trong vật chất mà thông thường chỉ đo liều lượng theo hiệu ứng ion hóa của tia phóng xạ trong môi trường không khí. Vì vậy trong các tính toán bảo vệ các tia phóng xạ người ta thường dùng khái niệm chiếu xạ, được đo bằng đơn vị culông/không gian. Trong thực tế người ta thường dùng đơn vị Rontghen là liều lượng chiếu xạ của tia X hay tia gamma tạo ra trong 0,001293 gam. Không khí lượng ion cả âm và dương có điện tích bằng một đơn vị CGSE (0,001293 gam không khí là khối lượng 1cm³ không khí ở điều kiện thường).

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

Ngoài các khái niệm liều lượng người ta người ta còn dùng khái niệm suất liều hấp thụ hay suất liều chiếu xạ trong đơn vị thời gian và đo bằng Oat/không gian, ampe/kg.v.v...

III. Quy tắc dịch chuyển:

Quá trình phóng xạ là một quá trình vật lý xảy ra bên trong hạt nhân nguyên tử. Như cũng giống như mọi quá trình vật lý khác xảy ra trong thiên nhiên; tức là các quá trình đó phải tuân theo các quy luật chung nhất của vật lý; đó là các định luật: bảo toàn khối lượng, năng lượng, xung lượng, mômen xung lượng, điện tích... và các định luật khác trong vật lý lượng tử: bảo toàn số nuclon, bảo toàn Spin, bảo toàn tính chẵn lẻ v.v...

Trước hết theo định luật bảo toàn điện tích, tổng điện tích các hạt sinh ra bằng tổng điện tích các hạt bị phân rã.

Theo định luật bảo toàn khối lượng thì ta phải có biểu thức:

$$M_p = \sum M_s + \frac{\Delta w}{c^2} \quad (3-10)$$

Với M_p : khối lượng của hạt bị phân rã.

$\sum M_s$: khối lượng của hạt được sinh ra.

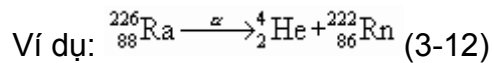
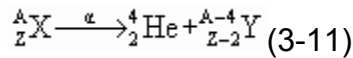
Δw : là năng lượng tỏa ra khi phân rã.

Dựa vào các định luật bảo toàn ta có thể biết được những nguyên tố nào sinh ra trong quá trình phóng xạ. Quy tắc để tìm nguyên tố đó gọi là quy tắc dịch chuyển.

Chúng ta hãy xem các loại phân rã sau:

1. Phân rã a (alpha):

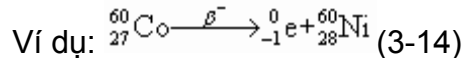
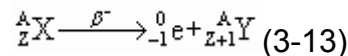
Phân rã a là phân rã mà hạt nhân phát ra các hạt a. Khi nghiên cứu kỹ thì hạt a chính là hạt nhân của nguyên tử Hêli. Ký hiệu: ${}^4_2\text{He}$. Như vậy khi phân rã a thì số khối A giảm đi 4 đơn vị, còn số Z giảm đi 2 đơn vị. Ta có phương trình:



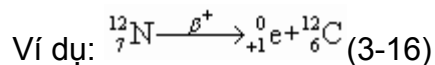
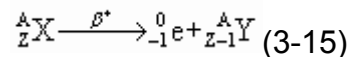
2. Phân rã b (Beta):

Phân rã b được chia làm hai loại: phân rã b+ và phân rã b-.

- Phân rã b-: là hạt nhân phát ra các electron có điện tích (-e) và khối lượng rất bé. Phương trình được viết là:

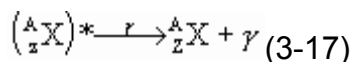


- Phân rã b+: là hạt nhân phát ra các pozitron là các hạt điện tích ngược dấu với electron, và khối lượng rất bé. Phương trình được viết là:



Phân rã g (gamma).

- Tia g là bức xạ điện từ có bước sóng ngắn. Trong hợp này xảy ra khi hạt nhân ở trạng thái kích thích trở về trạng thái có năng lượng thấp hơn, nó sẽ phát ra năng lượng dưới dạng bức xạ điện từ và đó chính là tia g. Phương trình được viết là:



Dấu (*) để ký hiệu hạt nhân ở trạng thái kích thích.

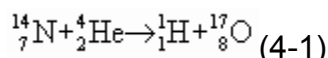
Bài 4: Phản ứng hạt nhân

I. Phản ứng hạt nhân và tiết diện hiệu ứng của phản ứng hạt nhân:

Phóng xạ tự nhiên là phóng xạ tự xảy ra bên trong hạt nhân, loại phản ứng này không chịu ảnh hưởng của tác động xung quanh.

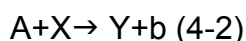
Để làm biến đổi hạt nhân nguyên tử, người ta còn có thể bắn phá hạt nhân để tạo ra các nguyên tố mới.

Năm 1919 Rutherford đã dùng hạt a có năng lượng lớn bắn vào khối nitơ. Kết quả của thí nghiệm là thu được hai loại hạt. Một trong những loại hạt đó là hạt nhân nguyên tử Hyđrô, gọi là proton ${}^1_1\text{H}$. Đó là phản ứng hạt nhân đầu tiên do con người thực hiện. Phương trình của phản ứng được viết là:



Trong các phản ứng hóa học, chỉ có sự biến đổi của lớp vỏ nguyên tử bên ngoài cùng. Vì vậy trong phản ứng hóa học các phân tử này biến thành phân tử khác còn nguyên tử vẫn không đổi.

Từ sau thí nghiệm Rutherford người ta đã tìm thấy nhiều phản ứng hạt nhân khác. Loại phản ứng hạt nhân phổ biến nhất là một hạt nhẹ a nào đó tương tác với hạt nhân x, cho ra hạt nhân y và phóng xạ một hạt nhẹ b theo phương trình:



Hoặc ký hiệu vắn tắt: $X(a,b)Y$ (4-3)

Với a, b là các hạt điện tích như: proton, đơton, hạt a.v.v... hoặc các hạt trung hòa như: nơtron, photon, hoặc hạt nhẹ.

Mọi phản ứng hạt nhân đều tuân theo các định luật bảo toàn điện tích và bảo toàn số nuclon. Vì vậy trong các phương trình của phản ứng hạt nhân: tổng của số nguyên tử

số Z và số khối A ở hai vế phải bằng nhau.

Vì các phản ứng đều mang điện tích dương nên muốn thực hiện phản ứng hạt nhân thì các hạt đạn phải có vận tốc rất lớn. Không những để xác suất phản ứng hạt nhân xảy ra còn phụ thuộc vào các yếu tố khác nữa. Như vậy chúng ta hãy đi tìm xác suất để một phản ứng hạt nhân xảy ra.

Ta giả sử chùm hạt đạn có mật độ: n hạt/cm³ và vận tốc là: v cm/s. Đại lượng $C=n.v$ được gọi là mật độ của chùm hạt đạn, nghĩa là trong một giây có c hạt đi qua tiết diện 1cm². Nếu trong số c hạt đó dc hạt gây ra phản ứng hạt nhân là:

$$p = \frac{dc}{c} \quad (4-4)$$

Giả sử chùm hạt này bị đập vào một tia mỏng (hạt nhân không che khuất lẫn nhau). Ta tưởng tượng mỗi hạt nhân X được gắn với một tiết diện σ được gọi là tiết diện hiệu dụng theo hướng vuông góc với phương của các hạt đạn a . Diện tích của tiết diện σ được chọn sao cho nếu một hạt đạn tới mà lọt vào tiết diện này thì phản ứng hạt nhân chắc chắn xảy ra. Ngược lại nếu hạt nhân không đi qua bất cứ tiết diện hiệu dụng nào thì không có phản ứng xảy ra.

Nếu có N_i hạt đạn tới đập vào bia và trong đó chỉ có N_σ phản ứng hạt nhân. Vậy xác suất để một phản ứng có thể xảy ra là:

$$p = \frac{N_\sigma}{N_i} \quad (4-5)$$

Xác suất này cũng bằng tỷ số của tiết diện hiệu dụng toàn phần đối với tất cả các hạt nhân bia và diện tích toàn bộ của bia. Nếu gọi diện tích của bia là S bề dày của bia là d và số hạt nhân bia trong đơn vị thể tích là N thì tiết diện hiệu dụng toàn phần sẽ là: $\sigma N.Sd$.

Và xác suất để có phản ứng hạt nhân là:

$$p = \frac{N_\sigma}{N_i} = \sigma.N \quad (4-6)$$

Theo (4-4) ta có:

$$p = \frac{dC}{C} = \sigma.N \quad (4-7)$$

Từ công thức (4-7) ta có thể xác định lượng hạt nhân trên 1cm³ của bia dN bị biến đổi trong một giây, tức là: $dN=dc=Nd$.

Do đó: $dN=d.N.c$ (4-8)

d : có giá trị vào khoảng tiết diện của hạt nhân (10-24cm²) nên người ta chọn 10-24 cm² làm đơn vị đo tiết diện hiệu dụng của phản ứng hạt nhân và gọi là barn.

Nói chung tiết diện hiệu dụng d phụ thuộc vào các đại lượng vật lý của hạt nhân bắn vào và những đặc điểm cấu trúc hạt nhân. Vì vậy xác định d có một ý nghĩa rất quan trọng.

Từ kết quả của thực nghiệm ta có biểu thức của d là:
$$\delta = \frac{1}{c} \cdot \frac{dN}{N} \quad (4-9).$$

II. Các định luật bảo toàn trong phản ứng hạt nhân:

Phản ứng hạt nhân là một quá trình vật lý nên nó cũng phải tuân theo các định luật bảo toàn trong vật lý, các định luật bảo toàn chủ yếu là:

- Định luật bảo toàn điện tích.
- Định luật bảo toàn xung lượng.
- Định luật bảo toàn mômen xung lượng.
- Định luật bảo toàn năng khối lượng.

Về các định luật bảo toàn nói trên thì định luật bảo toàn điện tích ta đã nói nhiều ở phần phân rã hạt nhân, ở đây ta chỉ nhắc lại hệ quả của định luật này đó là: tổng số proton trong phản ứng hạt nhân phải không đổi trước và sau phản ứng.

Về định luật bảo toàn mômen xung lượng bao gồm cả bảo toàn Spin hạt nhân, chúng ta chỉ đề cập đến trong chương trình cao hơn và không xét qua chi tiết trong giáo trình này.

Vì vậy chúng ta chỉ chú ý đến hai định luật cơ bản còn lại mà đã nêu ở trên.

1. Định luật bảo toàn năng khối lượng:

Vấn đề đặt ra trong cơ học lượng tử định luật là, chúng ta không thể xem xét riêng định luật bảo toàn khối lượng và định luật bảo toàn năng lượng được, bởi vì trong cơ học lượng tử, từng định luật riêng rẽ không được nghiệm đúng; mà giữa năng lượng và khối lượng có sự chuyển hóa qua lại lẫn nhau theo công thức Einstein. $W_i = m_i c^2$

Do vậy định luật bảo toàn năng lượng - khối lượng được viết là:

$$W_a + W_x + D_a + D_x = W_b + W_y + D_y + D_y$$

$$W_t + D_t = W_s + D_s \quad (4-10)$$

Thường thì tổng nội năng trước phản ứng W_t khác tổng nội năng sau phản ứng W_s . Do đó tổng nội năng trước phản ứng W_s cũng khác tổng động năng sau phản ứng D_s . Hiệu số: $Q = W_t - W_s = D_s - D_t$ (4-11)

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

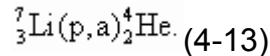
Như vậy năng lượng tỏa ra trong phản ứng hạt nhân có thể tính trực tiếp từ các khối lượng của các hạt nhân tham gia phản ứng.

$$\text{Ta có: } Q = [(m_a + M_x) - (m_b + M_y)] c^2 \quad (4-12)$$

Có thể xảy ra các trường hợp sau:

- $Q > 0$: phản ứng được gọi là tỏa năng lượng, trong đó khối lượng dư đã chuyển thành động năng của các hạt bay ra.
- $Q < 0$: phản ứng được gọi là thu năng lượng. Có thể xem phản ứng như một phần của sự va chạm không đàn hồi, trong đó một phần động năng của hạt đạn đã chuyển tới đã chuyển thành khối lượng.
- $Q = 0$: cả động năng và khối lượng tĩnh của hạt trước và sau phản ứng được giữ nguyên, ta coi đó là sự va chạm đàn hồi.

Ví dụ: Xét phản ứng



Từ (4-12) ta có:

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

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

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

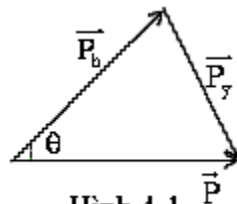
Phản ứng này tỏa ra năng lượng ($Q > 0$).

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

2. Định luật bảo toàn xung lượng:

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

$$\vec{P}_a = \vec{P}_b + \vec{P}_y \quad (4-14)$$



Hình 4-1

Gọi θ là góc giữa các vận tốc của hạt đạn a và hạt bắn ra b.

Ta có:

$$p^2_y = p_a^2 + p_b^2 - p_a \cdot p_b \cdot \cos\theta \quad (4-15)$$

Giữa xung lượng và động lượng có biểu thức: $p^2=2mD$. Do vậy ta có:

$$m_y D_y = m_a D_a + m_b D_b - 2 \cdot \cos \theta \sqrt{m_a m_b D_a D_b} \quad (4-16)$$

Định luật bảo toàn năng lượng ta có:

$$D_a = D_b + D_y - Q \quad (4-17)$$

Từ (4-16) và (4-17) ta có biểu thức liên hệ giữa D_a và D_b .

Khi $m_a=m_b=m$ và $Q=0$; $\theta = \frac{\pi}{2}$. (Tán xạ đàn hồi theo phương vuông góc).
Ta có:

$$D_y = \frac{4m_y m}{(m_y + m)^2} \cdot v \quad (4-18)$$

Gọi v và V là vận tốc của hạt a và Y thì (4-18) được viết là:

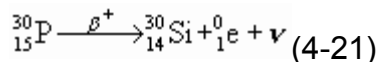
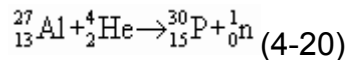
$$V = \frac{2m}{(m_y + m)^2} \cdot v \quad (4-19)$$

Đó là công thức liên hệ giữa vận tốc các hạt đạn a và hạt nhân giật lùi Y .

III. Phóng xạ nhân tạo:

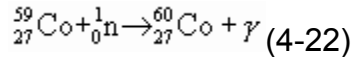
Khi nghiên cứu về hiện tượng phóng xạ chúng ta nhận thấy rằng các hiện tượng phóng xạ tự nhiên ngày càng cạn kiệt, trong khi đó do yêu cầu của cuộc sống đặt ra là cần một số chất phóng xạ phục vụ nghiên cứu khoa học và phục vụ đời sống con người. Chính vì vậy mà trên nguyên tắc của phản ứng hạt nhân, người ta phải tạo ra một số chất phóng xạ mới. Đó cũng chính là ứng dụng quang trọng nhất của hạt nhân để điều chế các đồng vị phóng xạ nhân tạo.

Phản ứng đầu tiên là do con người tạo ra chất phóng xạ là phản ứng điều chế $^{30}_{15}\text{P}$. Đây là một đồng vị không bền β^+ và phóng xạ với chu kỳ bán rã là $T = 2,5$ phút. Phản ứng đó do nhà bác học người Pháp Giôlio. Curie thực hiện năm 1934.

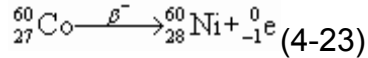


Trong phản ứng hạt nhân người ta đã dùng hạt a để bắn phá hạt nhân nguyên tử $^{27}_{13}\text{Al}$ và hạt a được gọi là hạt đạn trong phản ứng hạt nhân.

Ngoài việc dùng hạt đạn là hạt a , người ta còn dùng các loại hạt khác làm đạn, chẳng hạn như neutron. Thí dụ:

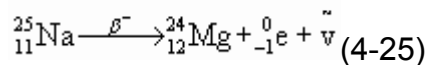
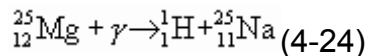


Chất phóng xạ: ${}_{27}^{60}\text{Co}$ là chất phóng xạ nhân tạo có nhiều ứng dụng trong y học; nó phóng xạ β theo phương trình sau:



Ngoài những hạt đạn thông thường, người ta còn dùng tia γ chiếu vào hạt nhân để gây kích thích cho phản ứng hạt nhân xảy ra.

Thí dụ:



Bằng các phản ứng hạt nhân, ngày nay người ta đã tạo ra vô số các đồng vị phóng xạ mới. Các chất phóng xạ nhân tạo được sử dụng rộng rãi trong hầu khắp các ngành kỹ thuật và y học.

Các đồng vị phóng xạ có những tính chất hóa lý hoàn toàn giống các đồng vị phóng xạ của cùng một nguyên tố. Vì thế nếu đưa ra một lượng nhỏ phóng xạ vào các hạt nhân bền của một nguyên tố thì thông qua theo dõi hoạt độ phóng xạ có thể sử dụng nó như một dấu hiệu của một nguyên tố, chẳng hạn theo dõi sự vận chuyển của nguyên tố ấy trong cơ thể sống. Phương pháp này người ta gọi là phương pháp nguyên tử đánh dấu.

Tia phóng xạ đi qua một môi trường vật chất có thể bị hấp thụ, tán xạ, khuếch tán, làm ion hóa diệt các vi trùng, vi khuẩn... Tất cả các đặc điểm nêu trên đều được khai thác và được ứng dụng rộng rãi trong khoa học kỹ thuật và trong đời sống.

Bài 5: Năng lượng hạt nhân

I. Hiện tượng phân hạch:

Năm 1934, Fecmi dùng các neutron chậm bắn phá vào các hạt nhân nguyên tử Uran. Ông nhận thấy rằng chu kỳ bán rã và tính chất hóa học của những nguyên tử được tạo thành sau những phản ứng có những tính chất hóa học rất lạ. Fecmi cho rằng đó là những nguyên tử mới trong bản hệ thống tuần hoàn.

Năm 1938 Curie và Chadwick đã tìm thấy Uran bị bắn bởi neutron chậm sẽ cho phóng xạ có chu kỳ bán rã $T = 3,5$ giờ. Các ông cũng cho rằng đó là nguyên tố mới.

Vào năm 1939 hai nhà hóa học Đức là Hahn và Strassman đã tiến hành lại thí nghiệm trên và đi đến kết luận rằng chất phóng xạ thu được sau phản ứng không phải là nguyên tố mới mà là nguyên tố nằm ở giữa bảng tuần hoàn. Kết quả này có ý nghĩa rất lớn trong vật lý học sau này. Để giải thích hiện tượng

trên người ta đưa ra giả thuyết rằng: Khi bắn Uran bằng neutron chậm không tạo thành các nguyên tố siêu Uran (các nguyên tố đứng sau Uran) mà ngược lại hạt nhân Uran được phân chia thành hai mảnh nhẹ.

Ngày nay nhiều thí nghiệm chứng tỏ rằng trong thí nghiệm bắn phá Uran bằng neutron chậm ta thu được không phải là hai mảnh nhẹ mà vô số mảnh nhẹ, đôi khi cũng có những hạt rất nhẹ và có những mảnh có khối lượng gần bằng Uran.

Người ta gọi phản ứng phân chia hạt nhân Uran khi bị bắn bởi neutron chậm là phản ứng phân hạch. Từ những điều nhận được trên đây ta thấy phản ứng phân hạch là loại phản ứng hết sức phức tạp mà chưa có một lý thuyết hoàn chỉnh nào giải thích thành công hiện tượng phân hạch.

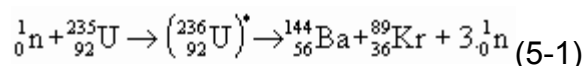
Trong phạm vi tài liệu này chúng ta chỉ nêu thấy nét đặc trưng của hiện tượng phân hạch.

1. Tiết diện hiệu dụng của phản ứng phân hạch trên Uran phụ thuộc nhiều vào năng lượng neutron. Đối với các neutron chuyển động chậm thì xác suất xảy ra phản ứng hạt nhân lớn gấp trăm lần so với các neutron chuyển động nhanh. Và xác suất xảy ra phản ứng hạt nhân cũng rất khác nhau đối với các đồng vị của nguyên tố Uran. (ví dụ ^{235}U xác suất xảy ra sự phân hạch lớn hơn rất nhiều đồng vị ^{238}U). Trong khi đó ^{238}U chiếm tỷ lệ 99,3% trong Uran thiên nhiên).

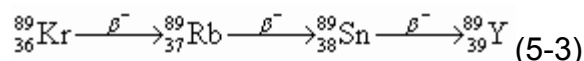
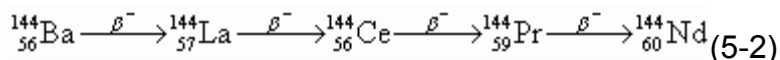
2. Trong quá trình phân hạch có chừng $2 + 3$ neutron thứ cấp được phát ra; các neutron này có năng lượng trong khoảng từ $0 + 10 \text{ MeV}$.

3. Các mảnh vỡ trong hiện tượng phân hạch là những nguyên tố không bền vững và tiếp tục phóng xạ.

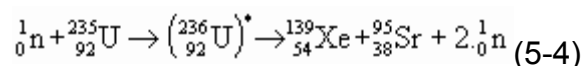
Ví dụ 1:



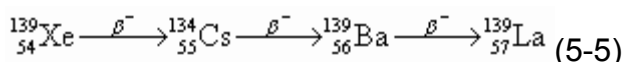
Các mảnh phân hạch tiếp tục phân rã:

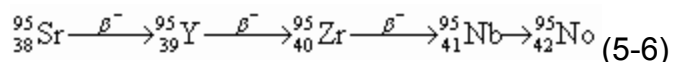


Ví dụ 2:



Các mảnh phân rã tiếp tục phân rã:





Chúng ta đã biết quá trình phân hạch tỏa ra một năng lượng rất lớn và phát ra một số neutron thứ cấp. Chính điều này là cơ sở thực hiện phản ứng dây chuyền phân hạch hạt nhân.

Về lý thuyết các neutron thứ cấp này tiếp tục gây ra phân hạch và lại giải phóng tiếp neutron. Như vậy quá trình xảy ra cho đến khi nào không còn Uran nữa. Nhưng trong thực tế, phản ứng phân hạch không hoàn toàn xảy ra như vậy mà nó còn phụ thuộc vào các yếu tố sau:

- Không phải mọi neutron đi vào Uran đều gây ra phản ứng phân hạch, mà chỉ có những neutron bị hạt nhân ${}^{235}\text{U}$ bắt được mới gây ra phản ứng phân hạch.
- Không phải mọi neutron sinh ra đều có thể sử dụng vào phản ứng phân hạch được, bởi vì một số đã thoát ra khỏi Uran.
- Trong Uran còn có các đồng vị tuy bắt được neutron nhưng hoàn toàn không gây ra phản ứng hạt nhân (chẳng hạn đồng vị ${}^{236}\text{U}$).

Vì những lý do trên mà phản ứng phân hạch hạt nhân chỉ được thực hiện với những điều kiện nhất định.

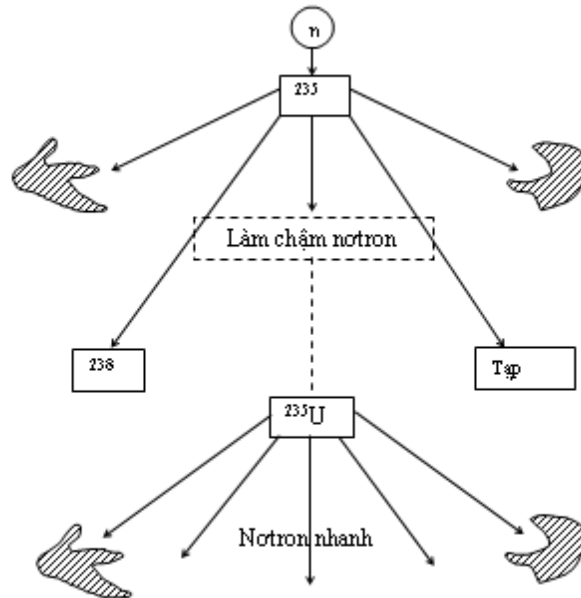
Chúng ta hãy xét nhuững điều kiện để duy trì phản ứng hạt nhân dây chuyền.

Chúng ta gọi n là số neutron trung bình được sinh ra trong một phản ứng hạt nhân. Số neutron trung bình được sinh ra này, khi làm giảm năng lượng của chúng một số đã bị ${}^{238}\text{U}$ hấp thụ mà không gây ra phản ứng hạt nhân, một số bị các tạp chất hấp thụ và một số lại đi ra ngoài khối Uran, do vậy cũng không gây ra phản ứng hạt nhân. Chúng ta giả sử rằng chỉ có p neutron được làm chậm lại, tức là có np neutron. Trong số np neutron được làm chậm lại này không phải đều được ${}^{235}\text{U}$ hấp thụ. Chúng ta giả sử rằng khi có k neutron chậm này thì bị ${}^{235}\text{U}$ hấp thụ mà thôi, vậy k được gọi là hệ số sử dụng neutron chậm. Và ta có npk neutron bị ${}^{235}\text{U}$ hấp thụ. Vậy thì một neutron ban đầu sau một phản ứng còn lại npk neutron có khả năng gây ra phản ứng tiếp theo. Nhưng nói như vậy vẫn chưa đủ bởi vì vẫn có những neutron nhan khi bị ${}^{235}\text{U}$ hoặc ${}^{238}\text{U}$ hấp thụ cũng gây ra phản ứng hạt nhân ta coi những trường hợp này tương đương với hệ số ϵ ($\epsilon = 1,03 + 1,1$). Do vậy ta có tích số:

$$f = \epsilon \cdot n \cdot p \cdot k \quad (5-7)$$

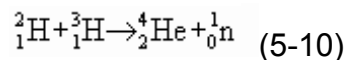
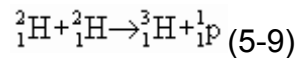
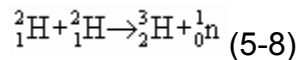
Tích (5-7) gọi là hệ số nhân neutron. Vì vậy khi mà $\epsilon \cdot n \cdot p \cdot k > 1$ thì số neutron làm phân hạch hạt nhân tăng lên. Và như vậy muốn duy trì được phản ứng dây chuyền thì điều kiện cần là $\epsilon \cdot n \cdot p \cdot k \geq 1$.

Sau đây là sơ đồ phản ứng dây chuyền:



II. Phản ứng nhiệt hạch:

Phản ứng nhiệt hạch là phản ứng tổng hợp hạt nhân nhẹ thành một hạt nhân nặng hơn. Sau đây là một số thí dụ:



Thực nghiệm cho thấy các phản ứng trên là phản ứng tỏa năng lượng. Vì trong mỗi phản ứng nói trên tổng khối lượng lượng của các hạt ở về phải nhỏ hơn tổng khối lượng của các hạt ở về trái. Tức là phản ứng đó gây ra sự hụt khối. Năng lượng của phản ứng tỏa ra rất lớn, lớn gấp hàng chục triệu lần phản ứng hóa học thông thường và lớn hơn cả phản ứng phân hạch gây ra.

Để phản ứng nhiệt hạch có thể xảy ra thì các hạt nhân tham gia phản ứng phải có vận tốc rất lớn. Nói cách khác nhiệt độ của phản ứng phải rất cao.

Vì lực đẩy Coulomb ngăn cản hai hạt nhân tiến lại gần nhau, nên muốn tổng hợp hai hạt nhân ta phải làm cho chúng có năng lượng đủ lớn để thắng lực đẩy này. Nói cách khác một hạt nhân phải năng lượng đủ lớn để vượt qua hàng rào thế năng tương tác giữa chúng. Bề cao của hàng rào này rất lớn, ngay cả đồng phân tích điện ít như đồng vị của hydro thì cũng vào cỡ 350 - 500 KeV.

Do hiệu ứng đường ngầm, một hạt nhân có năng lượng nhỏ hơn bề cao hàng rào thế năng cũng có thể nhảy qua hàng rào xâm nhập vào hạt nhân kia, nhưng xác suất xâm nhập giảm đi rất nhanh khi năng lượng giảm. Muốn duy trì phản ứng thì phải làm sao cho các hạt nhân luôn luôn có năng lượng lớn, có thể thực hiện được điều đó bằng cách tăng nhiệt độ. Nếu nung nóng đến 1 triệu độ

thì động năng trung bình của Đơton xấp xỉ bằng 130 eV, khi đó xác suất tổng hợp hạt nhân vẫn còn rất nhỏ. Tuy nhiên động năng đó ; à động năng trung bình, nên xác suất tổng hợp hạt nhân thực tế là cao hơn. Như vậy khi tăng nhiệt độ đến một giá trị nào đó, thì có thể duy trì được phản ứng hạt nhân.

Các phản ứng nhiệt hạch được thực hiện đầu tiên trên mặt đất là các phản ứng không thể điều khiển được và để dùng vào mục đích chiến tranh, đó là bom H. Trong bom H người ta dùng một hỗn hợp Đơton - Triti vào trong lòng quả bom. Giữa hỗn hợp đó có quả bom A (bom A là bom nguyên tử). Khi sử dụng bom H người ta cho bom A nổ làm cho hỗn hợp Đơton - Triti đạt tới hàng trăm triệu độ, với nhiệt độ này phản ứng nhiệt hạch sẽ xảy ra. Năng lượng tỏa ra là rất lớn nên bom H có sức công phá rất lớn.

Sau chiến tranh thế giới lần thứ hai, nhiều phòng thí nghiệm trên thế giới đã đi vào nghiên cứu phản ứng nhiệt hạch có điều khiển. Mặc dù cho đến nay con người vẫn chưa thành công trong hướng nghiên cứu này, nhưng người ta hy vọng rằng các phản ứng nhiệt hạch sẽ mang lại nguồn năng lượng mới có thể nói là hầu như vô tận. Vì trong nước sông ngòi, đại dương có chứa 0,015% là nước nặng mà từ đó có thể lấy ra được Đơton, còn Triti có thể điều chế từ liti ${}^6_3\text{Li}$.

Khó khăn trong nghiên cứu phản ứng nhiệt hạch có điều khiển là cách tạo ra nhiệt độ cao. Bởi vì ở nhiệt độ rất cao đó (hàng trăm triệu độ) thì vật chất nào cũng biến thành hơi và ion hóa mạnh, thành các môi trường mang các hạt điện - gọi là môi trường Platxma - chứ không phải là môi trường khí thông thường. Và tất nhiên cũng không có vật liệu nào làm bình chứa Platxma được cả vì mọi vật biến thành hơi.

Con đường giải quyết khó khăn trên là dùng từ trường cực mạnh để giữ Platxma trong giới hạn nhất định, đồng thời cho các xung điện phóng qua Platxma để nung nóng chúng. Ngày nay người ta đã đạt được Platxma nhiệt độ cao vào cỡ triệu độ nhưng có thể duy trì trong thời gian cực ngắn. Vì vậy mà kết quả này chưa có ý nghĩa thực tiễn.

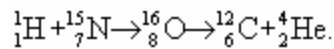
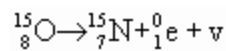
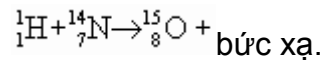
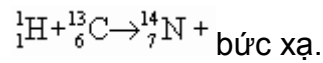
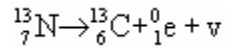
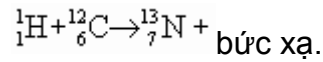
Trong lòng mặt trời và các ngôi sao có nhiệt độ rất cao, do đó xảy ra các phản ứng nhiệt hạch hạt nhân. Phản ứng này là nguồn năng lượng vĩ đại của các thiên thể. Người ta cho rằng mặt trời là do các vì sao tạo thành từ hydro và một số nguyên tố khác. Nhưng chủ yếu là hydro. Lúc đầu do lực hấp dẫn tác dụng lên khối vật chất nói trên, nó bị nén lại và làm cho khối vật chất đó nóng lên và tạo thành môi trường Platxma nóng. Trong môi trường này phản ứng nhiệt hạch tạo thành hạt nhân và được miêu tả sau:

Đầu tiên proton kết hợp thành Đơton, Đơton lại kết hợp với proton thành đồng vị Heli ${}^3_2\text{He}$, cuối cùng hai đồng vị Heli liên kết nhau tạo thành hạt Heli ${}^4_2\text{He}$ và proton. Người ta gọi phản ứng là chu trình Hyđrô.

Chu trình hydro có thể xảy ra ở giai đoạn đầu tiên của quá trình hình thành mặt trời và các vì sao vì ở lúc đó nhiệt độ còn thấp, khoảng 10 triệu độ, ở nhiệt

độ cao hơn khi trong ngôi sao ngôi sao đó đã có số lượng đáng kể Heli thì có thể tạo thành những phản ứng hạt nhân của những hạt nặng hơn.

Sau đây chúng ta xét một loại phản ứng phân hạch thường xảy ra trong lòng mặt trời và các ngôi sao:



Kết quả của quá trình lại cho ta ${}^{12}_6\text{C}$ như lúc đầu, ta gọi tập hợp phản ứng đó là chu trình cacbon - nitơ (hay còn gọi là chu trình betho). Vì có sự tham gia của c và N. Nhưng hai vật chất này không mất đi mà kết quả là sự tổng hợp của bốn proton ${}^1_1\text{H}$ thành hạt nhân ${}^4_2\text{He}$. Phép tính chứng tỏ chu trình trên có thể xảy ra ở nhiệt độ vài chục triệu và tỏa ra nhiệt lượng 26,8MeV.