

Chương 1: Cơ Học

1.1. Động học

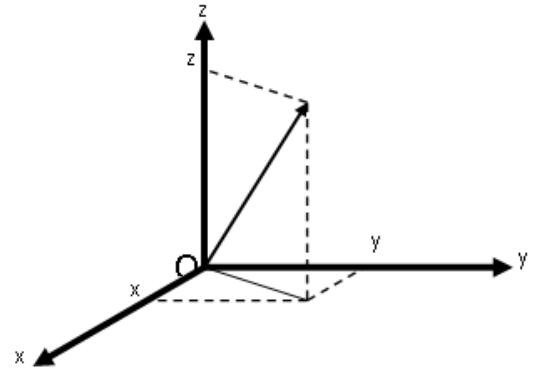
1.1.1. Chuyển động và hệ quy chiếu

Chuyển động của một vật là sự chuyển dời vị trí của vật đó đối với các vật khác trong không gian và thời gian. Chuyển động có tính chất tương đối.

Hệ quy chiếu là hệ vật mà ta quy ước là đứng yên, dùng làm mốc để xác định vị trí của các vật trong không gian.

Chất điểm là một vật có kích thước nhỏ, không đáng kể so với những khoảng cách, những kích thước mà ta đang khảo sát.

Hệ chất điểm là tập hợp nhiều chất điểm. Vật rắn là một hệ chất điểm mà khoảng cách tương ứng giữa các chất điểm của hệ không đổi.



Hình 1-1

1.1.2. Vector vận tốc

Vector vận tốc đặc trưng cho chuyển động của chất điểm về phương, chiều, độ nhanh chậm.

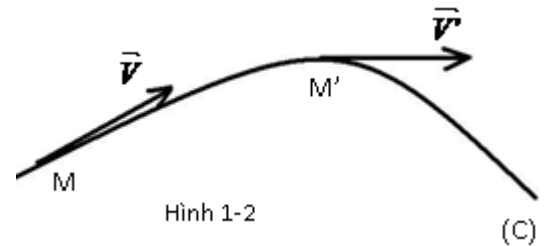
Vector vận tốc tại một vị trí M là một vector $\vec{V}$ có :

+ Phương: Tiếp tuyến với quỹ đạo tại điểm M.

+ Chiều: Theo chiều chuyển động.

+ Độ lớn : $|\vec{V}| = \frac{dS}{dt}$

+ Biểu thức : $\vec{V} = \frac{d\vec{S}}{dt}$ (1. 1)



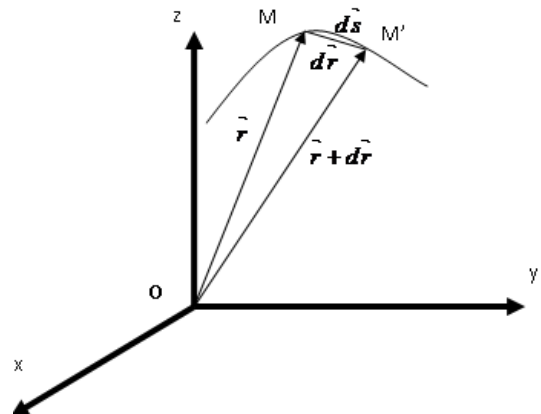
Hình 1-2

Vector vận tốc trong hệ tọa độ Đêcác:

Dựa vào hình vẽ ta có, khi M rất gần M' thì: $d\vec{r} \approx d\vec{S}$, nghĩa là: $\vec{V} = \frac{d\vec{r}}{dt}$ (1. 2)

Vậy trong hệ tọa độ Đêcác, vector vận tốc bằng đạo hàm của bán kính vector đối với thời gian.

+ Ba thành phần $\vec{V}_x; \vec{V}_y; \vec{V}_z$ của vector vận tốc theo 3 trục tọa độ sẽ có độ dài đại số lần lượt là:



Hình 1-3

$$\vec{V} \begin{cases} V_x = \frac{dx}{dt} \\ V_y = \frac{dy}{dt} \\ V_z = \frac{dz}{dt} \end{cases} \quad (1.3)$$

Độ lớn vận tốc được tính theo công thức:

$$|\vec{V}| = \sqrt{V_x^2 + V_y^2 + V_z^2} = \sqrt{\left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dz}{dt}\right)^2}$$

1.1.3. Vector gia tốc

Vector gia tốc đặc trưng cho sự biến thiên của vector vận tốc, vector gia tốc trung bình của chuyển động trong khoảng thời gian Δt là độ biến thiên trung bình của vector vận tốc trong một đơn vị thời gian $\frac{\Delta \vec{V}}{\Delta t}$, được ký hiệu là:

$$\vec{a}_{tb} = \frac{\Delta \vec{V}}{\Delta t} \quad (1.4)$$

Vector gia tốc tức thời của chất điểm tại thời điểm t , được ký hiệu là:

$$\vec{a} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{V}}{\Delta t} = \frac{d\vec{V}}{dt} \quad (1.5)$$

Vector gia tốc tức thời bằng đạo hàm của vector vận tốc đối với thời gian.

Vector gia tốc trong hệ tọa độ Đêcác:

$$\vec{a} = \frac{d\vec{V}}{dt} = \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} \quad (1.6)$$

Ba tọa độ của vector gia tốc theo 3 trục tọa độ Đêcác:

$$\vec{a} \begin{cases} a_x = \frac{dV_x}{dt} = \frac{d^2 x}{dt^2} \\ a_y = \frac{dV_y}{dt} = \frac{d^2 y}{dt^2} \\ a_z = \frac{dV_z}{dt} = \frac{d^2 z}{dt^2} \end{cases} \quad (1.7)$$

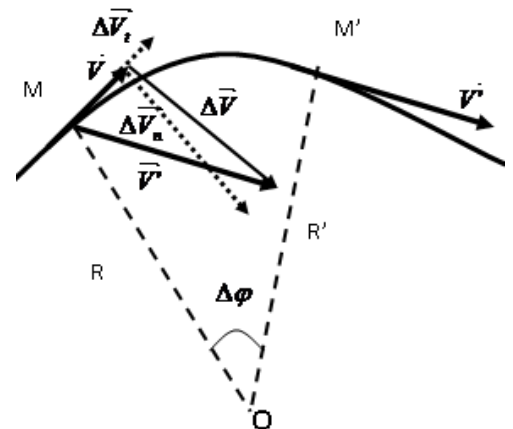
Độ lớn gia tốc được tính theo công thức:

$$|\vec{a}| = \sqrt{a_x^2 + a_y^2 + a_z^2} = \sqrt{\left(\frac{d^2 x}{dt^2}\right)^2 + \left(\frac{d^2 y}{dt^2}\right)^2 + \left(\frac{d^2 z}{dt^2}\right)^2}$$

* Gia tốc tiếp tuyến, gia tốc pháp tuyến:

Vector gia tốc trung bình có thể được phân tích như sau:

$$\vec{a}_{tb} = \frac{\Delta \vec{V}}{\Delta t} = \frac{\Delta \vec{V}_n}{\Delta t} + \frac{\Delta \vec{V}_t}{\Delta t}$$



Nên vector gia tốc tức thời: $\vec{a} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{V}}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{V}_n}{\Delta t} + \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{V}_t}{\Delta t}$ (1. 8)

Khi $\Delta t \rightarrow 0$ thì $\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{V}_t}{\Delta t}$ có giới hạn là vector nằm trên tiếp tuyến với quỹ đạo tại M và

$$\Delta V_t \approx \Delta V, \text{ vậy: } \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{V}_t}{\Delta t} = \frac{d\vec{V}_t}{dt} = \vec{a}_t \quad (1. 9)$$

Vector gia tốc tiếp tuyến đặc trưng cho sự biến thiên của vector vận tốc về giá trị, vector này có:

+ Phương trùng với tiếp tuyến của quỹ đạo tại điểm M.

+ Chiều là chiều chuyển động khi V tăng và chiều ngược chiều chuyển động khi V giảm.

+ Độ lớn bằng đạo hàm độ lớn vận tốc theo thời gian.

$$a_t = \frac{dV}{dt} \quad (1. 10)$$

Khi $\Delta t \rightarrow 0$ thì $\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{V}_n}{\Delta t}$ là vector vuông góc với $\vec{V}$ (vuông góc với quỹ đạo) nên:

Ve $\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{V}_n}{\Delta t} = \frac{d\vec{V}_n}{dt} = \vec{a}_n$ gọi là vector gia tốc pháp tuyến, có độ lớn là:

$$a_n = \frac{dV_n}{dt} = \frac{V^2}{R} \quad (1. 11)$$

R là bán kính cong của quỹ đạo tại M.

Ta có: $\vec{a} = \vec{a}_t + \vec{a}_n$

Độ lớn của gia tốc $\vec{a}$:

$$a = \sqrt{a_t^2 + a_n^2} = \sqrt{\left(\frac{dV_t}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dV_n}{dt}\right)^2}$$

1.1.4. Một số chuyển động cơ học đơn giản

a. Chuyển động thẳng thay đổi đều

Chuyển động thẳng thay đổi đều là chuyển động thẳng với vector gia tốc không đổi: $\vec{a} = \overrightarrow{const}$

Vì là chuyển động thẳng nên $a_n = 0$, do đó:

$$a = a_t = \frac{dV}{dt} = const$$

Nếu trong khoảng thời gian từ 0 đến t, vận tốc biến thiên từ V_0 đến V thì:

$$a = a_t = \frac{V - V_0}{t} = const$$

Suy ra:

$$V = at + V_0 \quad (1. 12)$$

Từ (1. 1) ta có:

$$V = \frac{dS}{dt} = at + V_0$$

Nên :

$$dS = (at + V_0).dt \quad (1.13)$$

Giả thiết trong khoảng thời gian từ 0 đến t, chất điểm đi được quãng đường S, tích phân hai vế của (1.13) ta được:

$$\int_0^S ds = \int_0^t (at + V_0).dt$$

Hay:
$$S = \frac{1}{2}at^2 + V_0t \quad (1.14)$$

Khử t trong (1.12) và (1.14) ta được hệ thức:

$$V^2 - V_0^2 = 2aS \quad (1.15)$$

b. Chuyển động tròn

Vận tốc góc có giá trị bằng đạo hàm của góc quay đối với thời gian (đơn vị: rad/s).

$$\omega = \frac{d\theta}{dt} \quad (1.16)$$

Liên hệ giữa vận tốc góc và vận tốc dài, vận tốc góc và gia tốc pháp tuyến:

+ Vận tốc dài: $V = R.\omega \quad (1.17)$

+ Độ lớn của gia tốc pháp tuyến: $a_n = \frac{V^2}{R} = R.\omega^2 \quad (1.18)$

Gia tốc góc: Có giá trị bằng đạo hàm của vận tốc góc đối với thời gian và bằng đạo hàm bậc 2 của góc quay đối với thời gian. (Đơn vị: rad/s²)

$$\vec{\beta} = \frac{d\omega}{dt} \quad (1.19)$$

Suy ra:
$$\beta = \frac{d\omega}{dt} = \frac{d^2\theta}{dt^2} \quad (1.20)$$

Liên hệ giữa gia tốc góc và gia tốc tiếp tuyến: $a_t = R.\beta \quad (1.21)$

Chu kỳ T là thời gian để chất điểm đi được 1 vòng tròn

$$T = \frac{2\pi}{\omega}$$

Tần số f là số dao động toàn phần mà vật thực hiện được trong 1 đơn vị thời gian

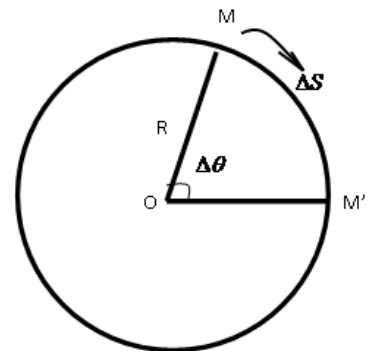
$$f = \frac{1}{T} = \frac{\omega}{2\pi}$$

* **Chuyển động tròn thay đổi đều:** $\beta = \text{const}$, ta có:

+ $\omega = \beta t + \omega_0 \quad (1.22)$

+ $\theta = \frac{1}{2}\beta t^2 + \omega_0 t \quad (1.23)$

+ $\omega^2 - \omega_0^2 = 2\beta\theta \quad (1.24)$



Hình 1-5

1.2. Động lực học

1.2.1. Các định luật Niu-ơn

a. Định luật Niu-ơn thứ nhất

Phát biểu: Khi một chất điểm cô lập (không chịu một tác động nào từ bên ngoài) nếu đang đứng yên, nó sẽ tiếp tục đứng yên, nếu đang chuyển động thì chuyển động của nó là thẳng đều.

Chất điểm đứng yên, có vận tốc $\vec{V} = 0$, chất điểm chuyển động thẳng đều có vận tốc $\vec{V}$ không đổi. Vậy một chất điểm cô lập bảo toàn trạng thái chuyển động của nó. Tính chất bảo toàn trạng thái chuyển động gọi là quán tính, vì vậy định luật Niu-ơn I còn gọi là định luật quán tính.

Thực nghiệm cho thấy, định luật I Niu-ơn chỉ đúng trong hệ quy chiếu quán tính. Hệ quy chiếu quán tính là hệ quy chiếu trong đó vật đứng yên hoặc chuyển động thẳng đều.

b. Định luật Niu-ơn thứ hai

Lực là đại lượng vật lý đặc trưng cho tương tác giữa các vật. Nó là nguyên nhân làm biến dạng hoặc thay đổi trạng thái chuyển động của vật. Lực $\vec{F}$ là đại lượng vectơ, có điểm đặt (gốc) trên vật chịu tác dụng lực, có phương chiều là phương chiều tác dụng lực và độ lớn là cường độ lực F .

Phát biểu định luật: Chuyển động của một chất điểm chịu tác dụng của các lực có tổng hợp $\vec{F} \neq 0$ là một chuyển động có gia tốc. Gia tốc chuyển động của chất điểm tỷ lệ với tổng hợp lực tác dụng $\vec{F}$ và tỷ lệ nghịch với khối lượng của chất điểm ấy.

$$\vec{a} = k \frac{\vec{F}}{m}$$

Trong hệ SI: $k = 1$ nên: $\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m}$ hay: $m\vec{a} = \vec{F}$ (1.25)

c. Định luật Niu-ơn thứ ba

Phát biểu: Khi chất điểm A tác dụng lên chất điểm B một lực $\vec{F}_1$ thì chất điểm B cũng tác dụng lên chất điểm A một lực $\vec{F}_2$. Hai lực $\vec{F}_1$ và $\vec{F}_2$ tồn tại đồng thời, cùng phương, ngược chiều và có độ lớn bằng nhau.

$$\vec{F}_1 + \vec{F}_2 = \vec{0} \quad (1.26)$$

Lưu ý:

+ Tuy tổng của hai lực $\vec{F}_1$ và $\vec{F}_2$ bằng không nhưng tác dụng của chúng không khử nhau vì điểm đặt của chúng khác nhau.

+ Tổng nội lực của một hệ chất điểm cô lập (hệ kín) bằng không.

1.2.2. Các lực cơ học thường gặp

a. Phản lực và lực ma sát

Khi hai vật tiếp xúc có chuyển động tương đối với nhau, ở chỗ tiếp xúc xuất hiện một lực cản làm cản trở chuyển động của vật và lôi kéo vật đi chậm lại.

Khi vật chuyển động trên một mặt, nó tác dụng lên mặt đó một lực nén. Theo định luật III Niu-ơn, mặt này sẽ tác dụng lên vật một lực $\vec{R}$ gọi là phản lực của mặt.

Ta có:
$$\vec{R} = \vec{N} + \vec{f}_{ms}$$

+ $\vec{N}$: Vuông góc với mặt gọi là phản lực pháp tuyến.

+ $\vec{f}_{ms}$: Cùng phương, ngược chiều với vận tốc, gọi là lực ma sát. Nếu vận tốc v không lớn lắm thì:

$$f_{ms} = k.N$$

+ k là hệ số ma sát trượt, phụ thuộc bản chất của vật chuyển động và mặt đồng thời phụ thuộc vào tính chất tiếp xúc giữa chúng.

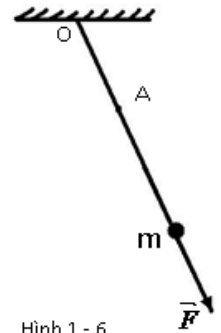
b. Lực căng

Một sợi dây, đầu buộc ở điểm cố định O, đầu kia mang vật m. Cho m chuyển động, do trọng lượng $\vec{P}$ của vật, đầu dưới cùng của sợi dây chịu tác dụng của lực $\vec{F}$ nên dây bị căng ra theo phương của $\vec{F}$.

Nếu cắt sợi dây tại A và muốn cho hai phần sợi dây đều căng như cũ, ta phải tác dụng vào OA một lực $\vec{T}$ hướng xuống và phần Am một lực $\vec{T}'$ hướng lên.

Hai lực $\vec{T}$ và $\vec{T}'$ được gọi là lực căng tại mỗi điểm của sợi dây, chúng cùng phương với $\vec{F}$, ngược chiều nhau và có cùng độ lớn:

$$\vec{T} = -\vec{T}'$$



Hình 1 - 6

1.2.3. Chuyển động của vật rắn

a. Chuyển động của vật rắn

Vật rắn là một hệ chất điểm mà khoảng cách giữa các chất điểm luôn luôn không đổi. Chuyển động của vật rắn bao giờ cũng quy về tích của hai chuyển động cơ bản:

- + Chuyển động tịnh tiến.
- + Chuyển động quay.

* Chuyển động tịnh tiến

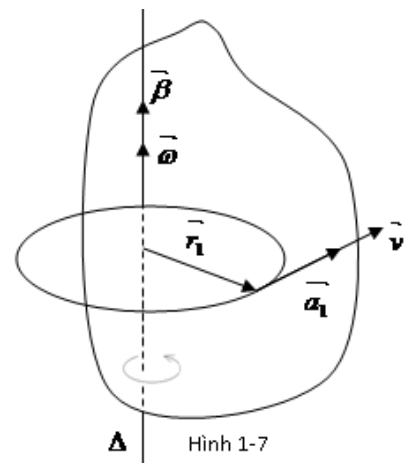
Chuyển động tịnh tiến là chuyển động trong đó một đoạn thẳng nối hai điểm bất kỳ của vật luôn luôn song song với chính nó.

Khi một vật rắn chuyển động tịnh tiến, tại mỗi thời điểm các chất điểm của vật rắn đều có cùng vector vận tốc và vector gia tốc.

Giả sử vật rắn gồm có các chất điểm: $M_1, M_2, M_3, \dots, M_i$. Các chất điểm này có khối lượng lần lượt là $m_1, m_2, m_3, \dots, m_i$, chịu các ngoại lực tác dụng lần lượt là $\vec{F}_1, \vec{F}_2, \vec{F}_3, \dots, \vec{F}_i$ và đều thu được gia tốc là $\vec{a}$. Theo phương trình Niu-ơn ta có:

$$m_1 \vec{a} = \vec{F}_1$$

$$m_2 \vec{a} = \vec{F}_2$$



Hình 1-7

$$\dots\dots\dots$$

$$m_i \vec{a} = \vec{F}_i$$

Điều kiện cần để một vật rắn chuyển động tịnh tiến: Ngoại lực tác dụng lên vật rắn $\vec{F}_1, \vec{F}_2, \vec{F}_3, \dots, \vec{F}_i$ song song và cùng chiều.

Cộng các phương trình của hệ phương trình trên theo vế với vế:

$$\left(\sum_i m_i \right) \vec{a} = \sum_i \vec{F}_i \quad (1.33)$$

Đây là phương trình chuyển động của vật rắn tịnh tiến.

Muốn xét chuyển động tịnh tiến của một vật rắn thì ta chỉ cần xét chuyển động của khối tâm của nó.

* Chuyển động quay

Chuyển động quay là chuyển động trong đó mọi điểm của vật rắn vẽ nên những quỹ đạo tròn có tâm nằm trên cùng một đường thẳng gọi là trục quay

(những điểm nằm trên trục quay có vận tốc bằng không).

Khi một vật rắn chuyển động quay quanh một đường thẳng cố định Δ (gọi là trục quay) thì:

- + Mọi điểm của vật rắn vạch những vòng tròn có mặt phẳng cùng vuông góc với trục Δ và có tâm nằm trên Δ .
- + Trong cùng một khoảng thời gian, mọi điểm của vật rắn đều quay được cùng một góc θ .
- + Tại cùng một thời điểm, mọi điểm của vật rắn đều có cùng vận tốc góc và có cùng gia tốc góc là:

$$\omega = \frac{d\theta}{dt} \quad (1.34)$$

$$\beta = \frac{d\omega}{dt} = \frac{d^2\theta}{dt^2} \quad (1.35)$$

+ Tại một thời điểm, vector vận tốc thẳng và vector gia tốc tiếp tuyến của một chất điểm bất kỳ của vật rắn cách trục quay một khoảng r được xác định bởi những hệ thức:

$$\begin{aligned} \vec{V} &= \vec{\omega} \wedge \vec{r} \\ \vec{a}_t &= \vec{\beta} \wedge \vec{r} \end{aligned} \quad (1.36)$$

Suy ra: Càng xa trục thì vận tốc dài $\vec{V}$ và gia tốc dài $\vec{a}$ càng lớn:

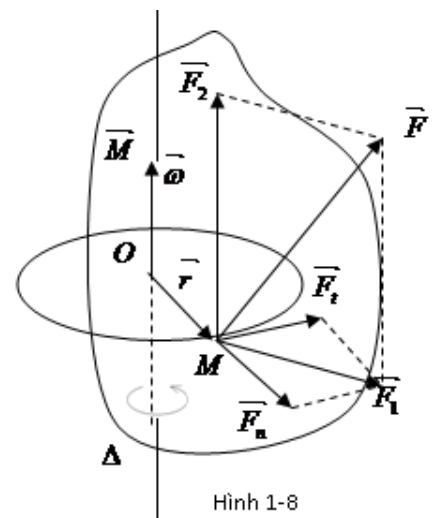
$$V = \omega.r$$

$$a_t = \beta.r$$

b. Phương trình cơ bản của chuyển động quay của vật rắn quanh một trục cố định

* Mômen lực:

Tác dụng của lực trong chuyển động quay:



Hình 1-8

Giả thiết có lực $\vec{F}$ đặt tại M, tác dụng lên vật rắn quay xung quanh trục Δ , ta phân tích lực $\vec{F}$ ra thành 2 thành phần:

$$\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2$$

Với $\vec{F}_1$ vuông góc với trục, $\vec{F}_2$ song song với trục. Tiếp tục phân tích lực $\vec{F}_1$ ra thành 2 thành phần:

$$\vec{F} = \vec{F}_t + \vec{F}_n$$

Với $\vec{F}_t$ vuông góc với bán kính OM, tức tiếp tuyến với vòng tròn tâm O tại M. Và $\vec{F}_n$ nằm theo bán kính OM. Như vậy: $\vec{F} = \vec{F}_t + \vec{F}_n + \vec{F}_2$

Thành phần $\vec{F}_2$ không gây ra chuyển động quay, chỉ làm vật rắn trượt dọc theo trục quay, chuyển động này không thể có vì theo giả thiết vật rắn chỉ quay xung quanh trục Δ .

Thành phần $\vec{F}_n$ không gây ra chuyển động quay, chỉ làm vật rắn dời khỏi trục quay, chuyển động này cũng không thể có.

Trong chuyển động quay, tác dụng của lực $\vec{F}$ tương đương với tác dụng của thành phần $\vec{F}_t$ của nó.

Kết luận: Trong chuyển động quay của một vật rắn xung quanh một trục, chỉ những thành phần lực tiếp tuyến với quỹ đạo của điểm đặt mới có tác dụng thực sự.

Mômen của lực đối với trục quay:

Xét tác dụng của một lực tiếp tuyến $\vec{F}_t$ đặt tại một điểm M ứng với bán kính OM = r. Tác dụng của lực $\vec{F}_t$ phụ thuộc vào 2 yếu tố: Cường độ của lực và khoảng cách r của lực đến trục quay.

Mômen lực đặc trưng cho tác dụng của lực trong chuyển động quay, và được định nghĩa: mômen của lực $\vec{F}_t$ đối với trục quay Δ là một vector $\vec{M}$ được xác định bởi:

$$\vec{M} = \vec{r} \wedge \vec{F}_t \quad (1.37)$$

Vector $\vec{M}$ có phương vuông góc với mặt phẳng chứa $\vec{r}$ và $\vec{F}_t$ và giá trị :

$$M = r.F_t.\sin(\vec{r}, \vec{F}_t) = r.F_t \quad (1.38)$$

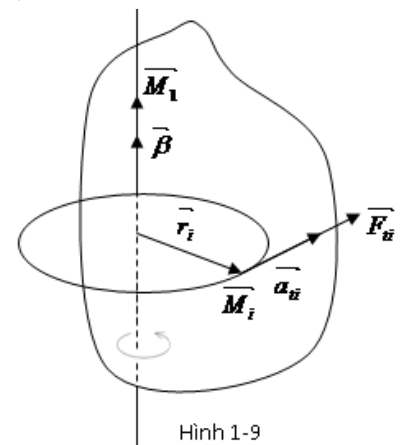
(Vì ta đang xét $\vec{F}_t$ vuông góc với trục quay Δ : $(\vec{r}, \vec{F}_t) = 90^\circ$).

Chú ý:

+ Trong chuyển động quay, tác dụng của lực $\vec{F}$ tương đương với tác dụng của thành phần $\vec{F}_t$ của nó nên người ta cũng định nghĩa mômen $\vec{M}$ của lực $\vec{F}_t$ là vector mômen của lực $\vec{F}$ đối với Δ .

+ Mômen của một lực $\vec{F}$ đối với trục Δ sẽ bằng không khi lực đó bằng không hoặc khi lực đó đồng phẳng với Δ .

+ Gọi O là giao điểm của của Δ và mặt phẳng chứa $\vec{F}_t$ vuông góc với Δ thì mômen của lực $\vec{F}_t$ đối với trục Δ cũng là



Hình 1-9

mômen của $\vec{F}_t$ đối với điểm O.

*** Thiết lập phương trình cơ bản của chuyển động quay:**

Gọi M_i là một chất điểm bất kỳ của vật rắn cách trục một khoảng r_i ứng với bán kính vector $\vec{OM}_i = \vec{r}_i$, có khối lượng là m_i và chịu tác dụng của ngoại lực tiếp tuyến $\vec{F}_{ti}$. Chất điểm M_i sẽ chuyển động với vector gia tốc tiếp tuyến $\vec{a}_{ti}$ cho bởi:

$$m_i \cdot \vec{a}_{ti} = \vec{F}_{ti}$$

Nhân hữu hướng hai vế phương trình trên với bán kính vector $\vec{r}_i = \vec{OM}_i$ ta được:

$$m_i \cdot \vec{r}_i \wedge \vec{a}_{ti} = \vec{r}_i \wedge \vec{F}_{ti} \quad (1.39)$$

Ở vế phải của phương trình: $\vec{r}_i \wedge \vec{F}_{ti} = \vec{M}_i$

Khai triển và rút gọn vế trái của phương trình (1.39) ta được:

$$m_i \cdot r_i^2 \cdot \vec{\beta} = \vec{M}_i \quad (1.40)$$

Với $\vec{\beta}$ là vector gia tốc góc của vật rắn.

Phương trình (1.40) là phương trình viết cho chất điểm M_i , tương tự ta cũng có phương trình viết cho chất điểm $M_1, M_2, \dots, M_n$ lần lượt là:

$$m_1 \cdot r_1^2 \cdot \vec{\beta} = \vec{M}_1$$

$$m_2 \cdot r_2^2 \cdot \vec{\beta} = \vec{M}_2$$

.....

$$m_n \cdot r_n^2 \cdot \vec{\beta} = \vec{M}_n$$

Cộng tất cả các phương trình trên, vế với vế theo i ta được:

$$\left(\sum_i m_i \cdot r_i^2 \right) \cdot \vec{\beta} = \sum_i \vec{M}_i$$

Với $\sum_i \vec{M}_i = \vec{M}$ = tổng hợp mômen các ngoại lực tác dụng lên vật rắn.

$\sum_i m_i \cdot r_i^2 = I$ là một đại lượng gọi là mômen quán tính của vật rắn đối với trục Δ .

Vậy phương trình cơ bản của chuyển động quay của vật rắn xung quanh một trục:

$$I \cdot \vec{\beta} = \vec{M}$$

$$\text{Suy ra:} \quad \vec{\beta} = \frac{\vec{M}}{I} \quad (1.41)$$

Phát biểu: Gia tốc góc trong chuyển động quay của vật rắn xung quanh một trục tỉ lệ với tổng hợp mômen các ngoại lực đối với trục và tỷ lệ nghịch với mômen quán tính của vật rắn đối với trục.

Lưu ý:

+ Mômen quán tính I của vật rắn là đại lượng đặc trưng cho quán tính của vật rắn đó trong chuyển động quay.

+ Từ biểu thức $I = \sum_i m_i r_i^2$ ta suy ra rằng: Quán tính của vật rắn quay không những phụ thuộc vào khối lượng mà còn phụ thuộc vào khoảng cách từ các chất điểm của vật rắn đến trục quay.

1.2.4. Định luật bảo toàn động lượng, mômen động lượng và ứng dụng

a. Động lượng, các định lý về động lượng và định luật bảo toàn động lượng

Nếu một chất điểm có khối lượng m , chịu tác dụng của một lực là $\vec{F}$ thì sẽ có gia tốc cho bởi định luật II Niu-tơn: $m\vec{a} = \vec{F}$

Mà: $\vec{a} = \frac{d\vec{V}}{dt}$ nên ta có thể viết: $m \frac{d\vec{V}}{dt} = \vec{F}$.

Vì m không đổi nên ta có thể đưa m vào trong dấu vi phân: $\frac{d(m\vec{V})}{dt} = \vec{F}$

Vector $\vec{K} = m\vec{V}$ (1.27) gọi là vector động lượng của chất điểm.

Vậy: $\frac{d\vec{K}}{dt} = \vec{F}$ (1.28)

Đạo hàm của vector động lượng của chất điểm theo thời gian bằng vector lực tác dụng lên vật.

Ta có thể viết lại (1.28): $d\vec{K} = \vec{F}.dt \Rightarrow \overline{\Delta K} = \overline{K_2} - \overline{K_1} = \int_{t_1}^{t_2} \vec{F}.dt$ (1.29)

Với: $\overline{\Delta K} = \overline{K_2} - \overline{K_1}$ là độ biến thiên động lượng của chất điểm trong khoảng thời gian Δt từ t_1 đến t_2 .

$\int_{t_1}^{t_2} \vec{F}.dt$ gọi là xung lượng của lực tác dụng trong khoảng thời gian Δt đó.

Định lý động lượng: Độ biến thiên động lượng của chất điểm trong khoảng thời gian Δt bằng xung lượng của lực tác dụng trong khoảng thời gian đó.

Nếu $\vec{F}$ không đổi, ta có thể viết: $\overline{\Delta K} = \overline{K_2} - \overline{K_1} = \vec{F}.\Delta t$ hay: $\overline{\Delta K} = \vec{F}.\Delta t$ (1.30)

* Định luật bảo toàn động lượng

Từ định lý về động lượng cho 1 chất điểm chuyển động, ta có thể viết định lý động lượng cho 1 hệ chất điểm chuyển động:

$$\frac{d}{dt}(m_1\vec{V}_1 + m_2\vec{V}_2 + \dots + m_n\vec{V}_n) = \vec{F}$$

Trong đó, $\vec{F}$ là tổng các ngoại lực tác dụng lên hệ (vì theo định luật III Niu-tơn thì tổng các nội lực tương tác trong hệ bằng 0).

Nếu hệ ta đang xét là cô lập nghĩa là $\vec{F} = 0$ thì:

$$\frac{d}{dt}(m_1\vec{V}_1 + m_2\vec{V}_2 + \dots + m_n\vec{V}_n) = 0$$

Nghĩa là: $(m_1\vec{V}_1 + m_2\vec{V}_2 + \dots + m_n\vec{V}_n) = \overline{const}$

Hay: $\overline{K_{he}} = \overline{const}$ (1.31)

Phát biểu: Tổng động lượng của một hệ cô lập là một đại lượng bảo toàn.

*** Bảo toàn động lượng theo phương:**

Trong trường hợp hệ chất điểm không cô lập nghĩa là $\vec{F} \neq 0$ nhưng hình chiếu của $\vec{F}$ lên phương x nào đó luôn luôn bằng 0.

Chiếu phương trình vector: $\frac{d}{dt}(m_1\vec{V}_1 + m_2\vec{V}_2 + \dots + m_n\vec{V}_n) = \vec{F}$

lên phương x ta được: $\frac{d}{dt}(m_1V_{1x} + m_2V_{2x} + \dots + m_nV_{nx}) = F_x = 0$

Suy ra: $m_1V_{1x} + m_2V_{2x} + \dots + m_nV_{nx} = \text{const} (1.32)$

Như vậy: Hình chiếu của tổng động lượng của hệ lên phương x là một đại lượng được bảo toàn.

b. Mômen động lượng

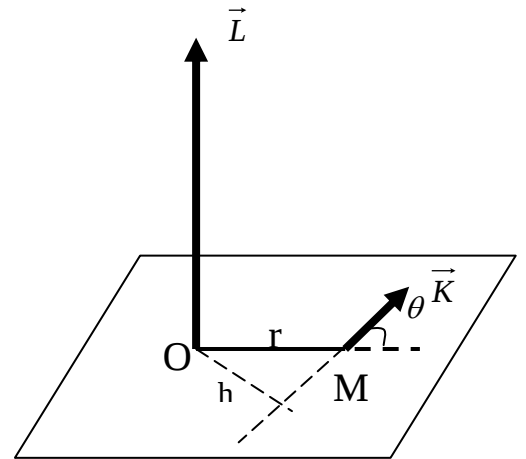
*** Định nghĩa:**

Nếu chọn điểm gốc O tùy ý, xét một chất điểm M có khối lượng m, vận tốc $\vec{V}$, và có vị trí được xác định bằng vector tia: $\vec{OM} = \vec{r}$

Mômen động lượng của chất điểm là vector $\vec{L}$ có đặc điểm:

+ Điểm đặt tại gốc O.

+ Phương vuông góc với mặt phẳng tạo bởi $\vec{r}$ và $\vec{K}$.



Hình 1-10

+ Chiều theo quy tắc cái vặn nút chai: Đặt cái vặn nút chai theo phương của $\vec{L}$, quay cái vặn nút chai theo chiều để cho $\vec{r}$ tới trùng chiều với $\vec{K}$ theo góc quay nhỏ nhất thì chiều tiến của cái vặn nút chai là chiều của $\vec{L}$.

+ Độ lớn: $L = r.K.\sin \theta (1.42)$

+ Biểu thức tổng quát: $\vec{L} = \vec{r} \wedge \vec{K} = \vec{r} \wedge m\vec{V} (1.43)$

* Trường hợp riêng: Hệ chất điểm quay xung quanh một trục cố định Δ .

+ Mômen động lượng của một chất điểm ($m_i; r_i$) (có khối lượng là m_i và vị trí là r_i) được tính là:

$$\vec{L}_i = I_i \cdot \vec{\omega}_i$$

Với:

$I_i = m_i.r_i^2$ là mômen quán tính của chất điểm đối với trục quay Δ .

$\vec{\omega}_i$ là vận tốc góc của chất điểm trong chuyển động quay xung quanh trục Δ .

+ Mômen động lượng của hệ cho bởi:

$$\vec{L} = \sum_i I_i \vec{\omega}_i$$

Khi vật rắn quay xung quanh một trục cố định Δ , mọi chất điểm của vật rắn đều có cùng một vận tốc góc:

$$\vec{\omega} = \vec{\omega}_1 = \vec{\omega}_2 = \dots = \vec{\omega}_i = \dots = \vec{\omega}$$

Vậy:
$$\vec{L} = \sum_i I_i \vec{\omega} = \left(\sum_i I_i \right) \vec{\omega} = I \vec{\omega} \quad (1.44)$$

Trong đó: $I = \sum_i I_i = \sum_i m_i r_i^2$ (1.45) là mômen quán tính của vật rắn đối với trục quay Δ .

*** Định lý về mômen động lượng của một hệ chất điểm**

Xét một cơ hệ gồm n chất điểm, có khối lượng $m_1, m_2, \dots, m_n$. Đối với điểm O, bán kính vector của các chất điểm $\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_n$. Với chất điểm thứ i ta viết được:

$$\vec{L}_i = \vec{r}_i \wedge \vec{K}_i = \vec{r}_i \wedge m_i \vec{V}_i$$

Lấy đạo hàm 2 vế của phương trình trên đối với thời gian, ta được:

$$\frac{d\vec{L}_i}{dt} = \frac{d}{dt} (\vec{r}_i \wedge \vec{K}_i) = \left(\frac{d\vec{r}_i}{dt} \wedge \vec{K}_i \right) + \left(\vec{r}_i \wedge \frac{d\vec{K}_i}{dt} \right) \quad (1.46)$$

Vì $\frac{d\vec{r}_i}{dt} = \vec{V}_i$, và $\vec{V}_i$ cùng giá với $\vec{K}_i$ nên tích vector thứ nhất của vế phải bằng 0.

Theo định luật Niu-ton thứ hai, $\frac{d\vec{K}_i}{dt} = \vec{F}_i$ nên tích vector thứ hai của vế phải phương trình (1.46) là :

$$\frac{d\vec{L}_i}{dt} = \left(\frac{d\vec{r}_i}{dt} \wedge \vec{K}_i \right) + \left(\vec{r}_i \wedge \frac{d\vec{K}_i}{dt} \right) = 0 + \left(\vec{r}_i \wedge \frac{d\vec{K}_i}{dt} \right) = (\vec{r}_i \wedge \vec{F}_i) = \vec{M}_i$$

Vậy:
$$\frac{d\vec{L}_i}{dt} = \vec{M}_i \quad (1.47)$$

Với $\vec{M}_i$ là mômen đối với điểm O của tất cả các lực tác dụng lên chất điểm thứ i.

Lấy tổng từng vế của phương trình (1.47) theo tất cả các chất điểm của cơ hệ:

$$\sum_{i=1}^n \frac{d\vec{L}_i}{dt} = \sum_{i=1}^n \vec{M}_i \quad (1.48)$$

Vế trái: $\sum_{i=1}^n \frac{d\vec{L}_i}{dt} = \frac{d}{dt} \sum_i \vec{L}_i = \frac{d}{dt} \vec{L}$ là đạo hàm theo thời gian của tổng mômen động lượng của hệ.

Vế phải: $\sum_{i=1}^n \vec{M}_i = \vec{M}$ là tổng mômen đối với gốc O của các lực tác dụng lên các chất điểm của hệ (gồm ngoại lực và nội lực). Vì các nội lực tương tác của các chất điểm trong hệ từng đôi một đối nhau do đó tổng mômen đối với O của những lực này sẽ bằng 0. Vậy vế phải chỉ còn là tổng mômen đối với O của các ngoại lực tác dụng lên hệ.

Vậy (1.48) được viết lại:

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{M} \quad (1.49)$$

Từ đây suy ra định lý: Đạo hàm theo thời gian của mômen động lượng của một hệ bằng tổng mômen các ngoại lực tác dụng lên hệ (đối với một điểm gốc O bất kỳ).

Trường hợp riêng: Hệ chất điểm là một vật rắn quay xung quanh một trục cố định Δ :

$$\vec{L} = I\vec{\omega}$$

Định lý về mômen động lượng có thể viết:

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \frac{d(I\vec{\omega})}{dt} = \vec{M} \Leftrightarrow d\vec{L} = \vec{M}dt$$

Lấy tích phân phương trình trên từ thời điểm t_1 đến t_2 tương ứng với sự biến thiên của $\vec{L}$ từ $\vec{L}_1$ đến $\vec{L}_2$ ta được:

$$\begin{aligned} \int_{L_1}^{L_2} d\vec{L} &= \int_{t_1}^{t_2} \vec{M}dt \\ \Leftrightarrow \vec{L}_2 - \vec{L}_1 &= \int_{t_1}^{t_2} \vec{M}dt \end{aligned}$$

Nếu $\vec{M}$ không đổi ta được:

$$\begin{aligned} \vec{L}_2 - \vec{L}_1 &= \int_{t_1}^{t_2} \vec{M}dt \quad (1.50) \\ \Leftrightarrow \Delta\vec{L} &= \vec{M}.\Delta t \end{aligned}$$

Chú thích: Đối với vật rắn quay xung quanh một trục cố định, mômen quán tính:

$$I = \text{const}$$

Vậy định lý về mômen động lượng có thể viết:

$$\frac{d}{dt}(I\vec{\omega}) = I \cdot \frac{d\vec{\omega}}{dt} = \vec{M}$$

Thay $\frac{d\vec{\omega}}{dt}$ bằng gia tốc $\vec{\beta}$ ta lại thu được phương trình cơ bản của chuyển động quay của vật rắn xung quanh một trục.

$$I\vec{\beta} = \vec{M}$$

* Định luật bảo toàn mômen động lượng

Giả sử có một hệ chất điểm không chịu tác dụng của các ngoại lực (hệ chất điểm cô lập) hoặc chịu tác dụng của các ngoại lực nhưng tổng mômen các ngoại lực ấy đối với điểm gốc O bằng 0.

Định lý mômen động lượng cho hệ:

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{M} = \vec{0} \Rightarrow \vec{L} = \text{const} \quad (1.51)$$

Vậy: Đối với một hệ chất điểm cô lập hoặc chịu tác dụng của các ngoại lực sao cho tổng mômen các ngoại lực ấy đối với điểm gốc O bằng không, thì tổng mômen động lượng của hệ là một đại lượng bảo toàn.

Trường hợp hệ quay xung quanh một trục cố định, định lý về mômen động lượng đối với hệ trong trường hợp này:

$$\frac{d}{dt}(I_1\vec{\omega}_1 + I_2\vec{\omega}_2 + \dots + I_i\vec{\omega}_i + \dots) = \vec{M}$$

Khi $\vec{M} = \vec{0}$ thì ta được kết quả:

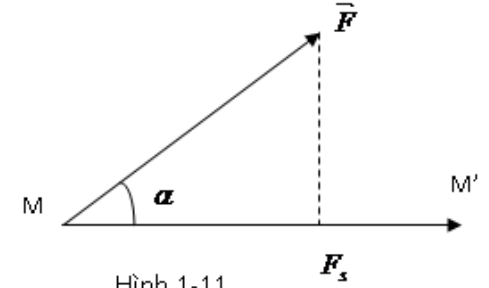
$$I_1 \vec{\omega}_1 + I_2 \vec{\omega}_2 + \dots + I_i \vec{\omega}_i + \dots = \text{const} \quad (1.52)$$

1.3. Công và cơ năng

1.3.1. Công và công suất

Để đặc trưng cho sự truyền chuyển động giữa các vật, người ta định nghĩa: Công là số đo sự truyền chuyển động, tức là sự truyền năng lượng từ vật này sang vật khác.

Giả thiết có một lực $\vec{F}$ không đổi, điểm đặt của nó chuyển dời một đoạn thẳng $\overrightarrow{MM'} = \vec{s}$.



Hình 1-11

Công A do lực $\vec{F}$ sinh ra trong chuyển dời $\overrightarrow{MM'}$ là đại lượng có trị số cho bởi:

$$A = F \cdot \overrightarrow{MM'} \cdot \cos(\vec{F}; \overrightarrow{MM'}) = F \cdot s \cdot \cos \alpha \quad (\text{với } \alpha = (\vec{F}; \overrightarrow{MM'}))$$

Hay:
$$A = \vec{F} \cdot \vec{s} \quad (1.53)$$

Vì $F \cdot \cos \alpha$ là hình chiếu F_s của $\vec{F}$ lên phương chuyển dời nên ta có thể viết:

$$A = F_s \cdot s$$

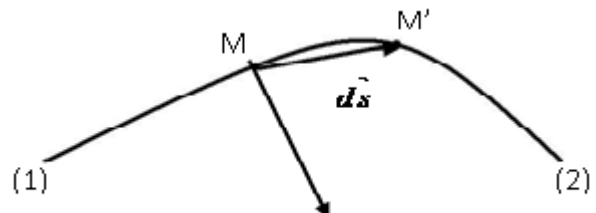
Công A do lực $\vec{F}$ sinh ra là đại lượng vô hướng:

+ $A > 0$ khi góc α nhọn, ta nói lực $\vec{F}$ sinh công phát động.

+ $A < 0$ khi góc α tù, ta nói lực $\vec{F}$ sinh công cản.

+ Khi $\alpha = \frac{\pi}{2}$ tức là $\vec{F}$ vuông góc với phương chuyển dời, công A do lực sinh ra sẽ bằng 0.

Trong trường hợp tổng quát, điểm đặt của lực di chuyển trên một đường cong từ vị trí (1) đến vị trí (2), độ lớn và phương tác dụng của lực cũng thay đổi. Để tính công trong trường hợp này, ta chia đường cong (1,2) thành những đoạn chuyển dời vô cùng nhỏ sao cho mỗi đoạn chuyển dời $\overrightarrow{MM'} = d\vec{s}$ có thể coi như thẳng và trên mỗi đoạn đó lực $\vec{F}$ coi như không đổi.



Hình 1-12

Ta có thể tính công nguyên tố dA của lực trên độ dịch chuyển nguyên tố $d\vec{s}$:

$$dA = \vec{F} \cdot d\vec{s} = F \cdot ds \cdot \cos \alpha$$

Công của lực $\vec{F}$ trên toàn bộ quãng đường đi từ điểm 1 đến điểm 2 là:

$$A = \int_1^2 dA = \int_1^2 \vec{F} \cdot d\vec{s}$$

* Công suất: là công thực hiện được trong một đơn vị thời gian.

$$P = \frac{A}{t} \quad (\text{đơn vị: W})$$

1.3.2. Động năng

a. Khái niệm

Xét một chất điểm khối lượng m chuyển động trên một quỹ đạo bất kỳ dưới tác dụng của một lực $\vec{F}$ và chuyển dời từ vị trí (1) sang vị trí (2).

Công của lực $\vec{F}$ trong chuyển dời từ vị trí (1) sang (2) là:

$$A = \int_1^2 \vec{F} \cdot d\vec{s} \quad (1.40)$$

$$\text{Mà} \quad \vec{F} = m \cdot \vec{a} = m \cdot \frac{d\vec{V}}{dt} \quad (1.41)$$

Thay (1.41) vào (1.40) ta được:

$$A = \int_{(1)}^{(2)} m \cdot \frac{d\vec{V}}{dt} \cdot d\vec{s} = \int_{(1)}^{(2)} m \cdot \frac{d\vec{s}}{dt} \cdot d\vec{V} = \int_{(1)}^{(2)} m \cdot \vec{V} \cdot d\vec{V} = \int_{(1)}^{(2)} m \cdot d\left(\frac{\vec{V}^2}{2}\right) = \int_{(1)}^{(2)} d\left(\frac{mV^2}{2}\right)$$

Giả sử khi nó ở vị trí (1) trên quỹ đạo, vận tốc của nó là $\vec{V}_1$ và khi nó tới vị trí (2) trên quỹ đạo, vận tốc của nó là $\vec{V}_2$. Thực hiện phép tích phân phương trình trên ta được:

$$\frac{mV_2^2}{2} - \frac{mV_1^2}{2} = A \quad (1.55)$$

Ta định nghĩa: $\frac{mV_1^2}{2} = W_{d1}$ là động năng của chất điểm tại vị trí 1

$$\frac{mV_2^2}{2} = W_{d2} \text{ là động năng của chất điểm tại vị trí 2}$$

Tổng quát: Biểu thức động năng của chất điểm có khối lượng m , vận tốc v cho bởi:

$$W_d = \frac{mV^2}{2} \quad (1.56)$$

b. Định lý về động năng

Từ định nghĩa về động năng, ta viết lại được phương trình (1.55) :

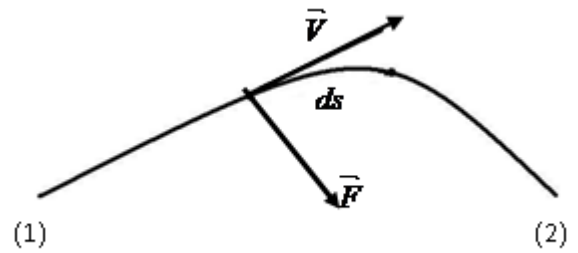
$$W_{d2} - W_{d1} = A$$

Từ đó ta có định lý về động năng: Độ biến thiên động năng của một chất điểm trong một quãng đường nào đó có giá trị bằng công của ngoại lực tác dụng lên chất điểm sinh ra trong quãng đường đó.

1.3.3. Thế năng

a. Khái niệm

Nếu công A_{MN} của lực $\vec{F}$ không phụ thuộc đường dịch chuyển MN mà chỉ phụ thuộc vào vị trí của điểm đầu M và điểm cuối N thì ta nói rằng: $\vec{F}$ là lực của một trường lực thế.



Hình 1-13

Từ tính chất trên của trường lực thế ta có thể định nghĩa: Thế năng của chất điểm trong trường lực thế là một hàm W_t phụ thuộc vị trí của chất điểm sao cho:

$$A_{MN} = W_t(M) - W_t(N) \quad (1.57)$$

Từ định nghĩa này ta thấy ngay rằng nếu đồng thời cộng $W_t(M)$ và $W_t(N)$ với cùng một hằng số thì hệ thức định nghĩa trên vẫn được nghiệm, nói cách khác: Thế năng của chất điểm tại một vị trí được định nghĩa sai khác một hằng số cộng.

b. Định lý về thế năng

Các tính chất của thế năng:

+ Thế năng tại một vị trí được xác định sai khác một hằng số cộng nhưng hiệu thế năng giữa hai vị trí hoàn toàn xác định.

+ Giữa trường lực và thế năng có hệ thức sau:

$$A_{MN} = \int_{MN} \vec{F} \cdot d\vec{s} = W_t(M) - W_t(N)$$

Đây chính là biểu thức của định lý về thế năng.

Nếu cho chất điểm dịch chuyển theo một vòng kín (điểm cuối N trùng với điểm đầu M) thì hệ thức trên đây thành:

$$\oint \vec{F} \cdot d\vec{s} = 0$$

Ý nghĩa của thế năng: Thế năng là dạng năng lượng đặc trưng cho tương tác.

Ví dụ: Dạng thế năng của chất điểm trong trọng trường của quả đất là năng lượng đặc trưng cho tương tác giữa quả đất với chất điểm, ta cũng nói đó là thế năng tương tác của quả đất và chất điểm.

1.3.4. Cơ năng

a. Khái niệm

Cơ năng là dạng năng lượng ứng với chuyển động toàn thể của hệ cơ học. Tổng động năng và thế năng của chất điểm được gọi là cơ năng của chất điểm.

$$\text{Cơ năng} = \text{động năng} + \text{thế năng}.$$

b. Định luật bảo toàn cơ năng

Khi chất điểm có khối lượng m chuyển động từ vị trí M đến N trong một trường lực thế thì công của trường lực cho bởi:

$$A_{MN} = W_t(M) - W_t(N) \quad (1.57)$$

Theo định lý động năng: Độ biến thiên động năng của chất điểm đang xét bằng công của lực tác dụng.

$$A_{MN} = W_d(N) - W_d(M) \quad (1.58)$$

Từ (1.57) và (1.58) suy ra:

$$W_t(M) - W_t(N) = W_d(N) - W_d(M)$$

$$\Leftrightarrow W_d(N) + W_t(N) = W_d(M) + W_t(M)$$

$$\text{Vậy: } W = W_d + W_t = \text{const} \quad (1.59)$$

Từ biểu thức (1.59) ta có định luật bảo toàn : Khi chất điểm chuyển động trong một trường lực thế (mà không chịu tác dụng của một lực nào khác) thì cơ năng của chất điểm là một đại lượng bảo toàn.

$$W = W_d + W_t = \text{const}$$

Hệ quả: Vì $W = W_d + W_t = \text{const}$ nên trong quá trình chuyển động của chất điểm trong trường lực thế nếu động năng W_d tăng thì thế năng W_t giảm và ngược lại, ở chỗ nào W_d cực đại thì W_t cực tiểu và ngược lại.

Chú ý: Khi chất điểm chuyển động trong trường lực thế còn chịu tác dụng của một lực $\vec{F}$ khác lực thế (ví dụ lực ma sát) thì cơ năng của chất điểm không bảo toàn: Độ biến thiên cơ năng của chất điểm sẽ bằng công của lực $\vec{F}$ đó.

BÀI TẬP

Bài 1: Một vật có gia tốc không đổi là $+3,2 \text{ m/s}^2$. Giả sử vật bắt đầu chuyển động từ trạng thái nghỉ, tại một thời điểm nào đó vận tốc của nó là $9,6 \text{ m/s}$. Hỏi vận tốc của nó và quãng đường mà nó đi được bằng bao nhiêu tại thời điểm

- Sớm hơn thời điểm trên là $2,5\text{s}$?
- Muộn hơn thời điểm trên là $2,5\text{s}$?

(a. $1,6\text{m/s}$ và $0,4\text{m}$; b. $17,6\text{m/s}$ và $48,4\text{m}$)

Bài 2: Một ô tô chuyển động thẳng nhanh dần đều qua 2 điểm A, B cách nhau 20m trong 2s . Vận tốc của ô tô tại B là $v_B = 12\text{m/s}$.

- Tìm gia tốc chuyển động và vận tốc của ô tô tại điểm A?
- Quãng đường mà ô tô đã đi được từ điểm khởi hành đến điểm A?

(a. 2m/s^2 ; $v_A = 8\text{m/s}$. b. 16m)

Bài 3: Một vật chuyển động thẳng nhanh dần đều qua A với vận tốc v_A và đi đến B mất thời gian 4s . Sau đó 2s , vật đến được C. Tính v_A và gia tốc của vật. Biết $AB = 36\text{m}$, $BC = 30\text{m}$.

Thả rơi một vật từ độ cao $h = 19,6\text{m}$, lấy $g = 9,8\text{m/s}^2$. Tính:

- Quãng đường mà vật rơi được trong $0,1\text{s}$ đầu và $0,1\text{s}$ cuối?
- Thời gian để vật đi được 1m đầu và 1m cuối của độ cao h ?

(a. $0,049\text{m}$, $1,911\text{m}$; b. $0,45\text{s}$, $0,05\text{s}$)

Bài 4: Người ta thả rơi tự do hai vật A và B ở cùng một độ cao. Vật B được thả rơi sau vật A một thời gian là $0,1\text{s}$. Hỏi sau bao lâu kể từ lúc thả vật A thì khoảng cách giữa chúng là 1m . Lấy $g = 10\text{m/s}^2$?

(1,05s)

Bài 5: Một vật được thả rơi từ một khí cầu đang bay ở độ cao 300m . Hỏi sau bao lâu vật rơi tới mặt đất nếu:

- Khí cầu đang bay lên (theo hướng thẳng đứng) với vận tốc 5m/s .
- Khí cầu đang hạ xuống (theo phương thẳng đứng) với vận tốc 5m/s .
- Khí cầu đang đứng yên.

(a. $8,4\text{s}$; b. $7,3\text{s}$; c. $7,8\text{s}$)

Bài 6: Một chất điểm chuyển động tròn nhanh dần đều. Bán kính của đường tròn quỹ đạo $R = 0,5\text{m}$. Giả sử ban đầu chất điểm đứng yên và sau 10 giây chất điểm có vận tốc dài $v = 25\text{m/s}$. Tìm gia tốc góc, gia tốc tiếp tuyến, gia tốc pháp tuyến và vận tốc dài của chất điểm ở thời điểm $t = 15\text{s}$.

(5rad/s^2 ; $2,5\text{m/s}^2$; $2812,5\text{m/s}^2$; $37,5\text{m/s}$)

Bài 7: Một bánh xe quay xung quanh trục của nó với gia tốc góc $\beta = 3,14\text{rad/s}^2$, bán kính bánh xe $R = 10\text{cm}$. Hỏi sau giây thứ nhất:

- Vận tốc góc và vận tốc của một điểm trên vành bánh là bao nhiêu?
- Gia tốc pháp tuyến, gia tốc tiếp tuyến và gia tốc toàn phần của một điểm trên vành bánh là bao nhiêu?

(a. $3,14 \text{ rad/s}$, $0,314\text{m/s}$; b. $0,985\text{m/s}^2$, $0,314\text{m/s}^2$, $1,035\text{m/s}^2$)

Bài 8: Một vô lăng đang quay với vận tốc 300 vòng/phút thì bị hãm lại. Sau một phút hãm, vận tốc của vô lăng còn là 180 vòng/phút. Tính:

- gia tốc góc của vô lăng khi bị hãm.
 - số vòng mà vô lăng đã quay được trong thời gian 1 phút hãm đó.
- Coi vô lăng chuyển động chậm dần đều trong suốt thời gian hãm.

(a. $-0,21 \text{ rad/s}^2$; b. 240 vòng)

Bài 9: Một cô gái 40kg và một xe trượt $8,4\text{kg}$ ở cách nhau 15m trên mặt hồ đóng băng. Nhờ một sợi dây mà cô gái tác dụng một lực ngang $5,2 \text{ N}$ vào xe để kéo nó về phía mình.

- Gia tốc của xe là bao nhiêu?
- Gia tốc của cô gái là bao nhiêu?
- Điểm mà xe và người gặp nhau cách điểm đứng ban đầu của cô gái là bao nhiêu nếu giả thiết là không có tác dụng của lực ma sát?

(a. $0,62\text{m/s}^2$; b. $0,13\text{m/s}^2$; c. $2,6\text{m}$)

Bài 10: Một ô tô có khối lượng $2,5$ tấn chuyển động trên đường nằm ngang, hệ số ma sát giữa ô tô với mặt đường $k = 0,1$. Tính lực kéo của động cơ nếu:

a. Ô tô chuyển động đều?

b. Ô tô chuyển động nhanh dần đều với gia tốc $a = 2\text{m/s}^2$.

(a. 2500N ; b. 7500N)

Bài 11: Một người có khối lượng $m = 70\text{kg}$ sẽ nén lên sàn thang máy một lực là bao nhiêu khi thang máy chuyển động nhanh dần đều với gia tốc $0,8\text{m/s}^2$ theo hướng:

a. Đi lên.

b. Đi xuống.

c. Để cho người không nén lên sàn thang máy thì thang máy phải chuyển động với gia tốc là bao nhiêu?

(a. 742N ; b. 630N ; c. $a = g$)

Bài 12: Một vật có khối lượng 5kg được đặt trên mặt phẳng nghiêng hợp với mặt phẳng nằm ngang một góc $\alpha = 30^\circ$. Hệ số ma sát giữa vật và mặt phẳng nghiêng là $k = 0,2$. Tìm:

a. Gia tốc của vật trên mặt phẳng nghiêng?

b. Độ lớn của lực ma sát trên mặt phẳng nghiêng đó?

(a. $a = g(\sin \alpha - k \cos \alpha) = 3,24\text{m/s}^2$; b. $F = kmg \cos \alpha = 8,5\text{N}$)

Bài 13: Một xe chở đầy cát, đỗ trên đường ray nằm ngang. Toàn bộ xe có khối lượng $M = 5000\text{kg}$. Một viên đạn có khối lượng $m = 5\text{kg}$ bay dọc đường ray với vận tốc $v = 400\text{m/s}$ theo phương hợp với mặt phẳng nằm ngang một góc $\alpha = 36^\circ$ và tới đập vào xe cát. Sau khi gặp xe, viên đạn nằm ngấp trong cát. Tìm vận tốc của xe nếu bỏ qua ma sát giữa xe và đường ray.

($0,32\text{m/s}$)

Bài 14: Một xe chở cát khối lượng 38kg đang chạy trên đường nằm ngang không ma sát với vận tốc 1m/s . Một vật nhỏ khối lượng 2kg bay ngang với vận tốc 7m/s (đối với mặt đất) đến chui vào cát và nằm yên trong đó. Xác định vận tốc mới của xe nếu vật bay đến ngược chiều xe chạy?

($0,6\text{m/s}$)

Bài 15: Tính công cần thiết để kéo một lò xo giãn ra 20cm biết rằng lực kéo tỉ lệ với độ giãn của lò xo và muốn lò xo giãn 1cm thì phải cần một lực 30N .

(60J)

Bài 16: Một ô tô khối lượng một tấn, khi tắt máy chuyển động xuống dốc thì có vận tốc không đổi $v = 54\text{km/h}$. Độ nghiêng của dốc là 4% . Hỏi động cơ ô tô phải có công suất bao nhiêu để nó lên được dốc trên với cùng vận tốc 54km/h .

($11,8\text{kW}$)

Bài 17: Một đoàn tàu khối lượng 50 tấn chuyển động trên đường ray nằm ngang với vận tốc không đổi bằng 36km/h . Công suất của đầu máy là $220,8\text{kW}$. Tìm hệ số ma sát giữa tàu và đường ray.

($k = 0,045$)

Bài 18: Khối lượng mặt trăng nhỏ hơn khối lượng Trái Đất 81 lần, đường kính mặt trăng bằng $3/11$ đường kính quả đất. Hỏi một người trên mặt đất nặng 600N lên mặt trăng sẽ nặng bao nhiêu?

($P' = 100\text{N}$)

Bài 19: Một quả cầu khối lượng m_1 đặt cách đầu một thanh đồng chất 1 đoạn bằng a trên phương kéo dài của thanh. Thanh có chiều dài l , khối lượng m_2 . Tìm lực hút của thanh lên quả cầu?

Bài 20: Nhờ một tên lửa, vệ tinh nhân tạo đầu tiên của quả đất được mang lên độ cao 500km .

a. Tìm gia tốc trọng trường ở độ cao đó.

b. Phải phóng vệ tinh với vận tốc bằng bao nhiêu theo phương vuông góc với bán kính quả đất để quỹ đạo của nó quanh trái đất là một đường tròn. Khi đó chu kỳ quay của vệ tinh quanh quả đất bằng bao nhiêu? Lấy bán kính quả đất $R = 6500\text{km}$, $g_0 = 9,8\text{m/s}^2$. Bỏ qua sức cản của không khí.

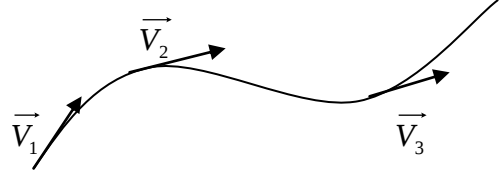
Chương 2: Chất Lỏng

2.1. Chuyển động của chất lỏng lý tưởng

2.1.1. Phương trình liên tục

a. Đường dòng

Đối với một chất lỏng chuyển động, tại một thời điểm t_0 , mỗi chất điểm trong chất lỏng được đặc trưng bằng vector vận tốc của hạt chất lỏng tại điểm ấy. Tập hợp những vector vận tốc tại những điểm khác nhau ở thời điểm t làm thành một trường gọi là trường vector vận tốc. Biết được trường vector vận tốc ở những thời điểm khác nhau ta sẽ biết được đặc tính chuyển động của chất lỏng.



Hình 3-1

Nếu vận tốc và áp suất tại mỗi điểm bất kỳ trong chất lỏng không thay đổi theo thời gian thì ta gọi chuyển động của chất lỏng là chuyển động dừng.

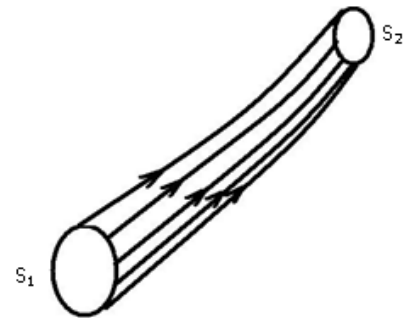
Khái niệm đường dòng: Đường dòng là đường cong mà tiếp tuyến tại mọi điểm của nó có phương trùng với vector vận tốc của trường ở thời điểm xét. Tập hợp nhiều đường dòng là họ đường dòng.

Ở trạng thái dừng các đường dòng không thể cắt nhau, không biến dạng, và trùng với quỹ đạo của hạt chất lỏng.

b. Ống dòng

Để nghiên cứu chuyển động của toàn dòng chất lỏng người ta phân tưởng tượng chất lỏng ra thành từng ống dòng.

Ống dòng là họ đường dòng tựa trên một đường cong kín.



Hình 3-2: Ống dòng

Tiết diện của ống dòng S được chọn đủ nhỏ sao cho vận tốc của các hạt đi qua mỗi tiết diện là như nhau.

c. Phương trình liên tục

Gọi S_1, S_2 là hai tiết diện ngang bất kỳ của ống dòng. Chất lỏng chuyển động dừng nên các hạt lưu chất qua S_1 có cùng vận tốc V_1 , qua S_2 có cùng vận tốc V_2 .

Lưu chất là môi trường liên tục không nén được thì khối lượng chất lỏng chứa trong ống dòng giới hạn bởi hai tiết diện S_1, S_2 là không đổi, do đó khối lượng lưu chất chảy qua S_1, S_2 trong cùng thời gian dt là như nhau, ta có:

$$dm = \rho_1 \cdot S_1 \cdot V_1 \cdot dt = \rho_2 \cdot S_2 \cdot V_2 \cdot dt$$

Do chất lưu không nén được nên khối lượng riêng $\rho_1 = \rho_2 = \rho$, nên ta có:

$$S_1 \cdot V_1 = S_2 \cdot V_2$$

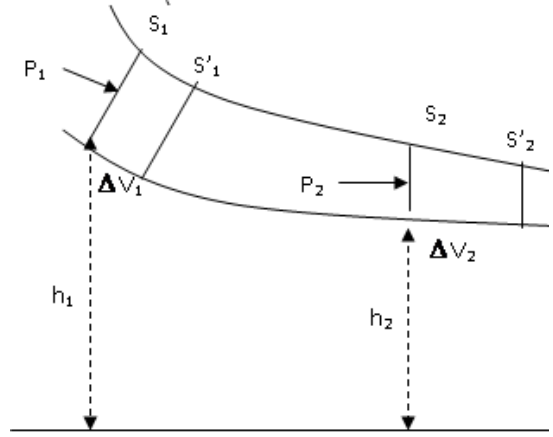
Hay: $S \cdot V = \text{const}$ (3.1) gọi là phương trình liên tục của chất lỏng.

Phát biểu: Tích giữa vận tốc của chất lỏng và tiết diện ngang của ống dòng ở một vị trí bất kỳ là không đổi.

Từ phương trình liên tục ta suy ra: Ở những chỗ mà tiết diện ngang của ống dòng hẹp, tức số đường dòng đi qua một đơn vị tiết diện ngang lớn thì vận tốc của chất lỏng lớn và ngược lại.

2.1.2. Định lý Becnuli

Tưởng tượng một ống dòng của một chất lưu chuyển động ở trạng thái dừng. Lấy một đoạn ống giới hạn bởi hai tiết diện S_1, S_2 . Giả thiết ống dòng đủ nhỏ để có vận tốc V và áp suất p ở mỗi tiết diện là không đổi. Ở tiết diện S_1 chất lỏng có vận tốc và áp suất tương ứng là V_1 và p_1 ; ở tiết diện S_2 chất lỏng có vận tốc và áp suất tương ứng là V_2, p_2 .



Hình 3-3

Ta tính biến thiên cơ năng toàn phần của đoạn ống dòng ấy trong thời gian Δt . Giả sử trong thời gian đó, đoạn ống đã chuyển đến vị trí có tiết diện giới hạn là S'_1, S'_2 . Có thể coi phần chất lỏng nằm giữa hai tiết diện S'_1, S'_2 không chuyển động mà chỉ có phần chất lỏng khối lượng Δm giới hạn bởi S_1, S'_1 đã chuyển đến vị trí mới giới hạn bởi S_2, S'_2 .

Cơ năng toàn phần của khối chất lỏng đó ở vị trí đầu và cuối là:

$$W_1 = \frac{\Delta m \cdot V_1^2}{2} + \Delta m \cdot g \cdot h_1 \quad (3.2)$$

$$W_2 = \frac{\Delta m \cdot V_2^2}{2} + \Delta m \cdot g \cdot h_2 \quad (3.3)$$

Cơ năng toàn phần đã biến thiên một lượng là:

$$\Delta W = \left(\frac{\Delta m \cdot V_2^2}{2} + \Delta m \cdot g \cdot h_2 \right) - \left(\frac{\Delta m \cdot V_1^2}{2} + \Delta m \cdot g \cdot h_1 \right) \quad (3.4)$$

Theo định luật biến thiên cơ năng thì độ biến thiên ấy bằng công của ngoại lực tác dụng lên đoạn ống dòng đó:

$$\Delta W = \Delta A \quad (3.5)$$

Công ΔA là công của áp lực tác dụng lên hai đầu ống S_1, S_2 (các áp lực lên mặt bên có phương vuông góc với phương dịch chuyển của ống dòng không thực hiện công).

Do đó:

$$\Delta A = \Delta A_1 + \Delta A_2$$

$$\Delta A = p_1 \cdot S_1 \cdot V_1 \cdot \Delta t - p_2 \cdot S_2 \cdot V_2 \cdot \Delta t \quad (3.6)$$

Phương trình liên tục:

$$S_1 V_1 \Delta t = S_2 V_2 \Delta t = \Delta V \quad (3.7)$$

Với ΔV là thể tích của phần chất lỏng khối lượng Δm

Từ (3.3) (3.4) (3.5) (3.6) (3.7) ta suy ra được:

$$\frac{\Delta m V_2^2}{2} + \Delta m g h_2 + p_2 \cdot \Delta V = \frac{\Delta m V_1^2}{2} + \Delta m g h_1 + p_1 \cdot \Delta V$$

Chia hai vế của phương trình này cho ΔV và lưu ý: $\frac{\Delta m}{\Delta V} = \rho$ là khối lượng riêng của chất lỏng, ta được:

$$\frac{1}{2} \rho V_2^2 + \rho g h_2 + p_2 = \frac{1}{2} \rho V_1^2 + \rho g h_1 + p_1 \quad (3.8)$$

Là phương trình Bernoulli – phương trình cơ bản của động lực học chất lỏng lý tưởng trong trọng trường đều. Phát biểu: Dọc theo một đường dòng ở trạng thái dừng thì đại lượng $\frac{1}{2} \rho V^2 + \rho g h + p = \text{const}$ của chất lỏng lý tưởng là một hằng số.

2.2. Hiện tượng nhớt

Trong mục này ta nghiên cứu chuyển động của chất lưu thực

2.2.1. Lực ma sát nhớt

Giả sử có một dòng chất lưu chuyển động theo một hướng xác định Ox trong một môi trường có những vật cản. Thực nghiệm chứng tỏ rằng, vận tốc định hướng của các phân tử chất lưu nằm dọc theo phương Oz vuông góc với Ox nói chung là khác nhau.

Định nghĩa hiện tượng nhớt:

Xét một dòng chất lưu chuyển động trong một ống hình trụ (song song với Ox), vận tốc định hướng của các phân tử giảm dần từ điểm giữa ống đến điểm gần thành ống. Khi đó ta hãy xét hai lớp chất lưu Oz chuyển động với những vận tốc định hướng khác nhau. Giữa hai lớp chất lưu có lực tương tác: Lớp chuyển động nhanh kéo lớp chuyển động chậm, lớp chuyển động chậm ngăn cản lớp chuyển động nhanh, tương tự như giữa các lớp chất lưu có lực ma sát. Hiện tượng đó gọi là hiện tượng nội ma sát. Lực ma sát xuất hiện giữa các lớp chất lưu gọi là lực nội ma sát (lực nhớt): lực này nằm theo phương tiếp tuyến của mặt tiếp xúc giữa hai lớp khí.

2.2.2. Lực cản nhớt, công thức Stốc

Thực nghiệm chứng tỏ rằng lực nội ma sát F giữa hai lớp chất lưu vuông góc với Oz có cường độ tỷ lệ với độ biến thiên của vận tốc định hướng u theo phương z và tỷ lệ với diện tích tiếp xúc ΔS giữa hai lớp khí.

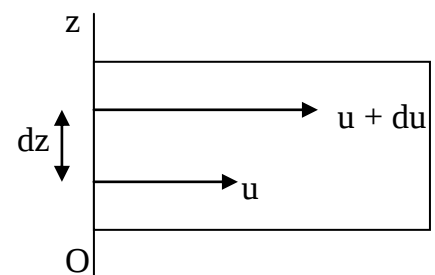
Công thức: $\Delta F = \eta \cdot \frac{du}{dz} \cdot \Delta S \quad (3.10)$

Với η là hệ số tỷ lệ gọi là hệ số nội ma sát hay hệ số nhớt. Trong hệ SI thì đơn vị của η là: $\text{n.s/m}^2 = \text{kg/ms}$

Công thức (3.10) là định luật Niu-ơn.

* Công thức Stốc

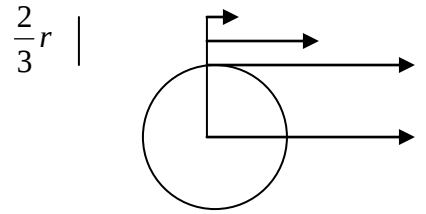
Giả sử có một quả cầu nhỏ bán kính r chuyển động tịnh tiến với vận tốc u trong một khối chất lưu.



Hình 3-4

Do có hiện tượng nội ma sát, quả cầu lôi kéo một lớp chất lưu ở gần mặt của nó chuyển động theo.

Thực nghiệm chứng tỏ, bề dày của lớp chất lưu này vào khoảng $\frac{2}{3}r$; phân tử chất lưu ở ngay sát mặt cầu có vận tốc định hướng u , đối với các phân tử ở xa hơn, vận tốc ấy giảm dần và đến khoảng cách $\frac{2}{3}r$ thì vận tốc ấy bằng 0.



Hình 3-5

Ta có thể tính độ biến thiên của u theo z :

$$\frac{du}{dz} = \frac{u-0}{\frac{2}{3}r} = \frac{3}{2} \cdot \frac{u}{r}$$

Lực nội ma sát bằng lực cản tác dụng lên quả cầu được tính như sau:

$$F = \eta \cdot \frac{du}{dz} \cdot \Delta S = \eta \cdot \frac{3}{2} \cdot \frac{u}{r} \cdot 4\pi r^2 \quad (3.11)$$

$$F = 6\pi\eta \cdot r \cdot u$$

Đây là công thức Stốc. Nó đúng đối với những giá trị của vận tốc u không lớn lắm.

2.2.3. Tốc độ lắng

Ta xét vật có khối lượng riêng ρ_0 chuyển động trong chất lỏng có khối lượng riêng ρ ($\rho_0 > \rho$). Vật sẽ chuyển động dừng ($v=\text{const}$) khi

$$P = F_A + F_C$$

Trong đó F_A, F_C là lực đẩy Acsimét và lực cản nhớt.

$$P = m_0 g = \rho_0 \frac{4}{3} \pi R^3 g \quad (3.12)$$

$$F_A = mg = \rho \frac{4}{3} \pi R^3 g \quad (3.13)$$

$$\text{Vậy } v = \frac{2}{9} \frac{\rho_0 - \rho}{\eta} \cdot g R^2 \quad (3.14)$$

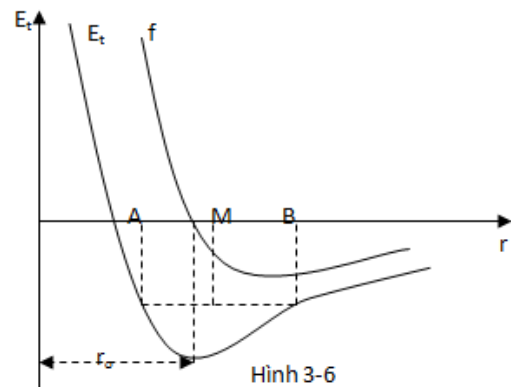
Tốc độ lắng tỉ lệ với bình phương bán kính của vật và với độ nhớt của khối chất lỏng. Do đó dựa vào việc đo tốc độ lắng v ta có thể xác định được độ nhớt η .

2.3. Lực phân tử và trạng thái lỏng

2.3.1. Lực phân tử

Trong chất lỏng, khoảng cách phân tử nhỏ so với trong chất khí, vì vậy lực hút phân tử đóng một vai trò đáng kể. Tuy nhiên, lực hút phân tử giảm nhanh theo khoảng cách, do đó chỉ những phân tử cách nhau một khoảng nhỏ hơn r vào cỡ 10^{-9} mét mới tác dụng lên nhau.

Nếu từ một phân tử làm tâm, ta vẽ một mặt cầu bán kính r thì phân tử trên chỉ tương tác với các phân tử nằm trong mặt cầu đó.



Hình 3-6

Đối với các phân tử nằm sâu trong chất lỏng, mặt cầu bảo vệ của chúng nằm hoàn toàn trong chất lỏng, lực tác dụng lên mỗi phân tử đó về mọi phía và tính trung bình thì chúng cân bằng nhau. Do đó lực tương tác tổng hợp của các phân tử chất lỏng lên phân tử này bằng không.

Đối với các phân tử nằm ở lớp mặt ngoài (có bề dày nhỏ hơn 10^{-9}m) thì mặt cầu bảo vệ của chúng không nằm hoàn toàn trong chất lỏng, lúc đó các lực tác dụng lên mỗi phân tử đó không bù trừ nhau và mỗi phân tử chịu tác dụng của một lực tổng hợp hướng vào trong chất lỏng. Lực này ép lên phần chất lỏng phía trong và gây nên một áp suất gọi là áp suất phân tử. Áp suất đó chính là nội áp. Đối với nước, áp suất phân tử có giá trị đến hàng vạn atmôphe.

Mặc dù áp suất phân tử rất lớn nhưng nó không nén được các phân tử ở phía trong sát lại nhau. Trong chất lỏng khoảng cách giữa các phân tử nằm cạnh nhau cũng chỉ vào cỡ r_0 (r_0 là khoảng cách mà tại đó lực hút cân bằng lực đẩy). Sở dĩ như vậy vì lúc khoảng cách phân tử nhỏ hơn, thì lực đẩy giữa các phân tử lớn: các lực đẩy này chống lại áp suất phân tử và làm cho các phân tử không sát lại. Tính khó nén của chất lỏng cũng giải thích bởi lý do tương tự.

Cần chú ý rằng không thể đo được áp suất phân tử vì nó luôn luôn hướng vào trong chất lỏng, nó không tác dụng lên thành bình và lên các vật nhúng vào trong chất lỏng.

2.3.2. Cấu trúc phân tử và chuyển động nhiệt của chất lỏng

Trong phần khí thực, ta đã thấy lúc nhiệt độ thấp hơn nhiệt độ tới hạn nếu nén mạnh, khí sẽ biến sang trạng thái lỏng. Thực nghiệm cũng chứng tỏ, nếu được tiếp tục làm lạnh, các chất lỏng sẽ đông đặc và chuyển sang thể rắn. Vậy có thể nói trạng thái lỏng là trạng thái trung gian giữa trạng thái khí và rắn.

Tùy theo nhiệt độ và áp suất, chất lỏng có các tính chất gần chất khí hoặc chất rắn. Ở nhiệt độ gần nhiệt độ tới hạn, chất lỏng có nhiều tính chất giống chất khí, và lúc nhiệt độ bằng nhiệt độ tới hạn thì không còn ranh giới giữa lỏng và khí nữa. Ở những nhiệt độ gần nhiệt độ đông đặc, chất lỏng lại có nhiều tính chất tương tự chất rắn, lúc đó các phân tử không hoàn toàn chuyển động hỗn loạn mà chúng sắp xếp tương đối thứ tự, gần giống như trong các tinh thể vật rắn. Tuy nhiên ở trạng thái bình thường, chất lỏng có nhiều tính chất khác chất khí và chất rắn.

Cấu trúc phân tử của chất lỏng cũng như tính chất của chuyển động nhiệt của các phân tử trong chất lỏng tùy thuộc vào lực tương tác giữa các phân tử. Lực tương tác trong trường hợp này thực ra rất phức tạp nhưng ta có thể tạm đơn giản hóa coi như chỉ xét sự tương tác giữa hai phân tử. Nghĩa là ta có thể dựa vào đồ thị biểu diễn lực tương tác tổng hợp $\vec{f}$ và thế năng tương tác tổng hợp E_t giữa hai phân tử để giải thích trên những nét cơ bản cấu trúc phân tử cũng như chuyển động nhiệt của chất lỏng.

Đối với chất khí trong đó động năng trung bình $\overline{W}$ của phân tử khá lớn (so với phân tử chất lỏng và chất rắn) nên nó luôn luôn thắng lực tương tác giữa các phân tử, làm cho các phân tử không liên kết được với nhau. Nói cách khác các phân tử chất khí không bị giam trong các hố thế năng.

Nhưng đối với chất lỏng, động năng trung bình của phân tử nhỏ hơn nhiều vì vậy, đường mức năng lượng toàn phần E nằm ở xấp xỉ dưới miệng hố thế năng. Do đó khi phân tử chất lỏng chuyển động đến vị trí A hoặc B thì động năng của nó bằng 0. Vì vậy dưới tác dụng của lực tổng hợp hoặc là lực đẩy (vị trí A) hoặc là lực hút (vị trí B) phân tử sẽ phải thay đổi chiều chuyển động, nghĩa là phân tử bị giam trong hố thế năng và chỉ dao động một cách hỗn loạn quanh vị trí cân bằng M ($MA=MB$).

Tuy nhiên động năng trung bình của phân tử chất lỏng chưa phải có giá trị nhỏ như đối với trường hợp chất rắn nên sau một thời gian nào đó dao động quanh vị trí M, nhờ tương tác với các phân tử chung quanh, phân tử này có thể có động năng có giá trị lớn hơn và do đó vượt ra khỏi hố thế năng tới chiếm một vị trí cân bằng mới giữa các phân tử để lại dao động trong phạm vi hố thế năng mới.

2.4. Năng lượng mặt ngoài và sức căng mặt ngoài

2.4.1. Trạng thái căng mặt ngoài

a. Khái niệm mặt cầu bảo vệ

Trong chất lỏng, khoảng cách giữa các phân tử là nhỏ so với chất khí, tuy nhiên khoảng cách đó vẫn lớn hơn r_0 , vì vậy lực hút phân tử đóng vai trò đáng kể. Mặt khác do tính tác dụng gần nên chỉ những phân tử cách nhau một khoảng nhỏ hơn $10r_0$ thì mới tác dụng lên nhau.

Nếu từ một phân tử làm tâm ta vẽ một mặt cầu có bán kính r vào khoảng $10r_0$ thì phân tử trên chỉ tương tác với các phân tử nằm trong mặt cầu đó. Mặt cầu như vậy gọi là mặt cầu bảo vệ.

Do tính chất đối xứng của mặt cầu nên các lực tác dụng của phân tử xung quanh lên phân tử nằm ở tâm mặt cầu bảo vệ xem như phân bố đối xứng.

b. Áp suất phân tử

Đối với phân tử B nằm sâu trong lòng chất lỏng mặt cầu bảo vệ của nó nằm hoàn toàn trong chất lỏng lực tác dụng lên phân tử này bù trừ cho nhau về mọi phía. Đối với phân tử A nằm ở bề mặt chất lỏng nơi tiếp xúc giữa chất lỏng và chất khí thì mặt cầu bảo vệ của nó chỉ có một nửa nằm trong chất lỏng nên lực tác dụng vào phân tử này có phương vuông góc với mặt thoáng và chiều hướng vào trong chất lỏng. Đối với phân tử C nằm trên chu vi tiếp xúc với thành bình xung quanh nó có mặt cầu bảo vệ nên tổng hợp tác dụng lên nó có phương làm với thành bình một góc 45° và hướng vào trong. Mỗi phân tử nằm trên mặt thoáng luôn chịu lực tổng hợp hướng vào trong lòng chất lỏng. Lực này nén lên phần chất lỏng phía trong mặt thoáng và gây nên một áp suất gọi là áp suất phân tử.

Đối với nước, áp suất phân tử cỡ hàng vạn atm. Tuy áp suất phân tử lớn nhưng nó không thể nén được các phân tử vào phía trong vì khoảng cách nhỏ hơn r_0 thì lực đẩy chiếm ưu thế, nó chống lại sự nén và tạo ra tính khó nén của chất lỏng.

Ta không thể đo được áp suất phân tử vì nó luôn hướng vào trong lòng chất lỏng, nó không tác dụng lên thành bình và bề mặt các vật đặt trong chất lỏng.

c. Trạng thái căng mặt ngoài

Như phân tích trên, các phân tử ở bề mặt thoáng và ở trên chu vi tiếp xúc luôn chịu lực kéo về trong lòng chất lỏng, diện tích mặt thoáng luôn có xu hướng co lại nhỏ nhất. Tuy nhiên, lực tác dụng của các phân tử rắn ở thành bình và lực của các phân tử lỏng (phát sinh khi các phân tử ở gần nhau) chống lại xu hướng trên. Vì thế mặt thoáng ở vào trạng thái đặc biệt gọi trạng thái căng mặt ngoài. Lực gây ra trạng thái căng là lực căng mặt ngoài.

2.4.1. Năng lượng mặt ngoài

Mỗi phân tử ở lớp mặt ngoài có chiều dày r chịu một lực hướng vào phía trong khối lỏng. Việc di chuyển phân tử trong lòng chất lỏng ra lớp mặt ngoài đòi hỏi phải tiêu thụ một công để thắng lực cản nói trên. Trường hợp khối lỏng không trao đổi năng lượng với ngoại vật thì công này được thực hiện là do sự giảm động năng của phân tử nhờ đó mà thế năng phân tử sẽ tăng lên, tương tự như trường hợp công thực hiện khi một vật chuyển động trong trọng trường từ dưới lên trên (động năng của vật giảm, thế năng của vật tăng). Ngược lại, khi phân tử đi từ lớp mặt ngoài vào trong lòng chất lỏng, nó sẽ thực hiện một công do sự giảm thế năng của phân tử để chuyển thành động năng của phân tử. Vậy mỗi phân tử ở lớp mặt ngoài khác với phân tử ở trong lòng khối lỏng là có một thế năng phụ.

Tổng thế năng phụ của các phân tử ở lớp mặt ngoài được gọi là năng lượng tự do. Năng lượng tự do (năng lượng mặt ngoài) chính là một phần nội năng của khối lỏng.

Số phân tử lớp mặt ngoài càng nhiều thì năng lượng mặt ngoài càng lớn, vì vậy năng lượng mặt ngoài tỷ lệ với diện tích mặt ngoài. Gọi ΔE và ΔS là năng lượng và diện tích mặt ngoài, ta có:

$$\Delta E = \sigma \cdot \Delta S \quad (3.12)$$

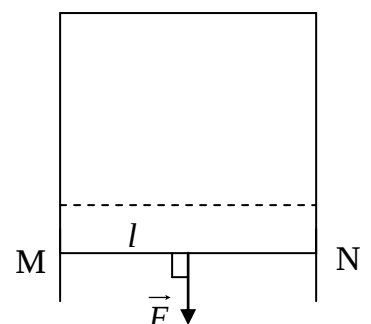
Với σ là một hệ số tỉ lệ phụ thuộc loại chất lỏng gọi là hệ số sức căng mặt ngoài. Trong hệ SI, đơn vị của σ là J/m^2 .

Một hệ ở trạng thái cân bằng bền lúc thế năng cực tiểu vì vậy chất lỏng cũng sẽ ở trạng thái cân bằng bền lúc diện tích mặt ngoài của nó nhỏ nhất. Thông thường, do tác dụng của trọng lực nên chất lỏng choán phần dưới của bình chứa và mặt ngoài là mặt thoáng nằm ngang, nhưng nếu ta khử được tác dụng của trọng lực thì khối chất lỏng sẽ có dạng hình cầu tức là hình có diện tích mặt ngoài nhỏ nhất trong các hình cùng thể tích.

Hai ví dụ sau đây sẽ cho ta thấy điều đó:

+ Bỏ một ít giọt dầu vào trong dung dịch rượu cùng tỷ trọng (không hòa tan dầu); trọng lượng các giọt dầu bị triệt tiêu bởi sức đẩy acsimet nên các giọt dầu có dạng những quả cầu lơ lửng trong dung dịch.

+ Nếu lấy một khung dây thép nhúng vào nước xà phòng, ta sẽ được một màng xà phòng phủ kín khung. Thả vào đó một vòng chỉ rồi chọc thủng màng xà phòng ở phía trong vòng chỉ, vòng chỉ sẽ trở thành vòng tròn. Sở dĩ như vậy là vì do điều kiện năng lượng cực tiểu, diện tích màng xà phòng còn lại phải nhỏ nhất tức là diện tích thủng phải lớn



nhất. Muốn vậy thì diện tích thùng phải là hình tròn, vì trong các hình cùng chu vi, hình tròn là hình có diện tích lớn nhất.

2.4.3. Lực căng mặt ngoài

Diện tích mặt ngoài của chất lỏng có khuynh hướng tự co lại, vì vậy về một phương diện nào đấy, mặt ngoài chất lỏng giống như một màng cao su bị căng. Để giữ nguyên tình trạng mặt ngoài của chất lỏng, ta phải tác dụng lên chu vi của mặt ngoài các lực vuông góc với đường chu vi và tiếp tuyến với mặt ngoài. Lực đó gọi là sức căng mặt ngoài.

Để tính giá trị sức căng mặt ngoài ta dùng thí nghiệm sau:

+ Lấy một khung dây thép có cạnh MN dài bằng l có thể linh động được.

+ Nhúng khung vào nước xà phòng và lấy ra, ta được một màng xà phòng mỏng. Để màng khỏi co lại, cần phải tác dụng lên MN một lực $\vec{F}$ đúng bằng sức căng mặt ngoài. Dịch chuyển cạnh MN một đoạn Δx , diện tích mặt ngoài tăng lên một lượng là:

$$\Delta S = 2.l.\Delta x$$

Có thừa số 2 trong vế phải là vì màng xà phòng có hai mặt ngoài ở hai phía.

Công thực hiện bởi lực $\vec{F}$ trong dịch chuyển Δx là:

$$\Delta A = F.\Delta x$$

Công này dùng để làm tăng diện tích mặt ngoài lên ΔS , tức là đã làm tăng năng lượng mặt ngoài lên một lượng ΔE .

Ta có:

$$\Delta E = \Delta A = \sigma.\Delta S$$

Thay giá trị của ΔA và ΔS vào công thức trên ta được :

$$F = \sigma.2l \quad (\text{với } 2l \text{ là chiều dài của đường chu vi})$$

Trong trường hợp tổng quát, sức căng có thể thay đổi được dọc theo đường chu vi, lúc đó xét một đoạn Δl đủ nhỏ của chu vi ta vẫn áp dụng được công thức trên và có thể viết:

$$\Delta F = \sigma.\Delta l \quad (3.13)$$

(với ΔF là sức căng tác dụng lên đoạn Δl)

Nếu Δl bằng 1 đơn vị dài thì: $\sigma = \Delta F$, vì vậy có thể định nghĩa σ như sau: Hệ số sức căng mặt ngoài là một đại lượng vật lý về trị số bằng sức căng tác dụng lên một đơn vị của đường chu vi mặt ngoài. Trong hệ SI, σ đo bằng đơn vị N/m.

2.5. Hiện tượng tại biên chất lỏng và chất rắn

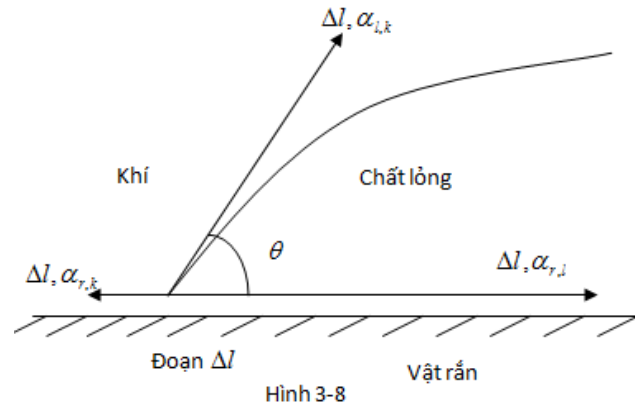
2.5.1. Hiện tượng dính ướt và không dính ướt

Xét sự xuất hiện lực căng mặt ngoài ở chỗ tiếp giáp của chất lỏng với chất rắn.

Giả sử phân tử A của chất lỏng nằm ở chỗ tiếp giáp của 3 môi trường rắn, lỏng, khí. Ta tạm thời coi như lúc đầu mặt phân cách của chất lỏng vuông góc với thành bình. Vẽ hình cầu tác dụng phân tử của A, ta nhận thấy lực hút của các phân tử khí (hoặc hơi) đối với A rất nhỏ, không đáng kể so với lực hút của các phân tử chất rắn và của các phân tử chất lỏng đối với A.

Lực hút của các phân tử chất rắn đối với phân tử A ký hiệu là $\vec{f}_{rl}$ còn lực hút của các phân tử chất lỏng đối với phân tử A ký hiệu là $\vec{f}_{ll}$. Có thể xảy ra hai trường hợp:

- + Nếu hợp lực của $\vec{f}_{rl}$ và $\vec{f}_{ll}$ hướng về phía chất rắn ta có hiện tượng dính ướt.
- + Nếu hợp lực của $\vec{f}_{rl}$ và $\vec{f}_{ll}$ hướng về phía chất lỏng, ta có hiện tượng không dính ướt.



a. Hiện tượng dính ướt

Từ hình vẽ, ta suy ra điều kiện cân bằng của đoạn Δl trên đường giới hạn là:

$$\Delta l \cdot \alpha_{r,k} = \Delta l \cdot \alpha_{r,l} + \Delta l \cdot \alpha_{l,k} \cdot \cos \theta \quad (3.14)$$

Trong đó: $\Delta l \cdot \alpha_{r,k}$; $\Delta l \cdot \alpha_{r,l}$; $\Delta l \cdot \alpha_{l,k}$ lần lượt là các hệ số sức căng mặt ngoài trên các mặt giới hạn, rắn – khí, rắn – lỏng, lỏng – khí.

Góc giữa các tiếp tuyến với mặt chất rắn và mặt chất lỏng, ở phía chất lỏng, được gọi là góc mép.

Từ (3.14) ta có:

$$\cos \theta = \frac{\alpha_{r,k} - \alpha_{r,l}}{\alpha_{l,k}}$$

Góc mép phải thỏa mãn điều kiện:
$$\left| \frac{\alpha_{r,k} - \alpha_{r,l}}{\alpha_{l,k}} \right| \leq 1 \quad (3.15)$$

Nếu hệ thức trên không được thỏa mãn, tức là $\alpha_{r,k} > \alpha_{r,l} + \alpha_{l,k}$. Dù θ nhỏ đến thế nào thì $\alpha_{r,k}$ vẫn lớn hơn hai lực kia. Khi đó chất lỏng chảy loang vô hạn trên mặt vật rắn. Đó là sự dính ướt toàn phần. Vậy trong sự dính ướt toàn phần thì góc mép $\theta = 0$

Nếu $\alpha_{r,k} > \alpha_{r,l}$ thì $\cos \theta > 0$ và góc θ là nhọn. Đó là sự dính ướt một phần.

b. Hiện tượng không dính ướt

Nếu hệ thức (3.15) không được thỏa mãn, tức là $\alpha_{r,l} > \alpha_{r,k} + \alpha_{l,k}$. Dù θ gần trị số π thế nào thì $\alpha_{r,l}$ vẫn lớn hơn hai lực kia. Khi đó mặt giới hạn chất lỏng với chất rắn thu về một điểm, chất lỏng coi như tách khỏi vật rắn. Đó là sự không dính ướt toàn phần. Góc mép tương ứng $\theta = \pi$. Nếu $\alpha_{r,k} < \alpha_{r,l}$ thì $\cos \theta < 0$ và góc θ là góc tù. Đó là sự không dính ướt một phần. Hiện tượng làm ướt và không làm ướt được ứng dụng trong kỹ thuật tuyển khoáng để làm giàu quặng.

2.5.2. Hiện tượng mao dẫn

Lấy một ống thủy tinh nhúng vào trong một chất lỏng, nếu ống có bán kính khá nhỏ thì mực chất lỏng trong ống chênh lệch với bên ngoài. Nếu chất lỏng làm ướt ống (thí dụ nước và thủy tinh) thì mực chất lỏng trong ống cao hơn ở ngoài, còn nếu chất lỏng không làm ướt ống (thí dụ thủy ngân và thủy tinh) thì mực chất lỏng trong ống thấp hơn. Hiện tượng mực chất lỏng trong ống dâng lên hay tụt xuống đó gọi là hiện tượng mao dẫn. Các ống gây nên hiện tượng mao dẫn gọi là mao quản.

Nguyên nhân của hiện tượng mao dẫn là: do tác dụng của áp suất phụ dưới mặt khum trong mao quản. Trong trường hợp làm ướt, mặt khum là mặt lõm, áp suất phụ hướng lên trên sẽ kéo theo một phần chất lỏng vào trong ống. Còn trường hợp không làm ướt, áp suất phụ hướng xuống dưới và nén phần chất lỏng trong ống xuống.

* Ta tính xem lúc cân bằng, mực chất lỏng trong ống chênh lệch với bên ngoài một đoạn là bao nhiêu. Xét trường hợp mực nước dâng lên trong ống mao dẫn bằng thủy tinh.

+ Lấy hai điểm M và N trên cùng một mực ngang. Điểm N ở dưới mặt thoáng nằm ngang nên nó không chịu áp suất phụ. Nó chỉ chịu áp suất khí quyển H , vậy :

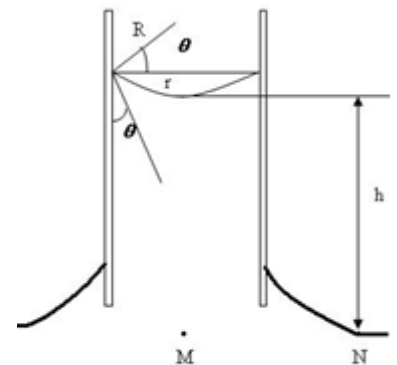
$$p_N = H \quad (3.16)$$

+ Điểm M vừa chịu áp suất khí quyển, vừa chịu áp suất thủy tĩnh bởi cột chất lỏng chiều cao là h , đồng thời nó còn chịu áp suất phụ Δp (Δp âm) gây bởi mặt khum. Biết áp suất tĩnh bằng ρ_{gh} , ta có:

$$p_M = H + \rho_{gh} + \Delta p \quad (3.17)$$

+ Vì M và N cùng nằm trên một mặt ngang cho nên:

$$\begin{aligned} p_M &= p_N \\ \Leftrightarrow \rho_{gh} + \Delta p &= 0 \\ \Leftrightarrow h &= -\frac{\Delta p}{\rho g} \end{aligned} \quad (3.18)$$



Hình 3-9

+ Nếu ống mao dẫn là một ống hình trụ bán kính r thì mặt thoáng trong ống là một chỏm cầu có bán kính:

$$R = -\frac{r}{\cos \theta} \quad (3.19)$$

(r có giá trị âm vì mặt khum lõm, θ là góc mép)

$$\text{Biết } \Delta p = \frac{2\sigma}{R}, \text{ ta có:} \quad h = -\frac{\Delta p}{\rho g} = -\frac{2\sigma}{R\rho g} \quad (3.20)$$

+ Thay giá trị của r từ (3.19) vào (3.20) ta được:

$$h = \frac{2\sigma \cos \theta}{r\rho g} \quad (3.21) \text{ (công thức Juy – Ranh)}$$

+ Trường hợp chất lỏng không làm ướt thành thì $\theta > \frac{\pi}{2}$ và h có giá trị âm, chất lỏng trong ống tụt xuống. Đặc biệt trường hợp $\theta = 0^\circ$ (làm ướt hoàn toàn) thì:

$$h = \frac{2\sigma}{r\rho g} \quad (3.22)$$

Hiện tượng mao dẫn đóng vai trò quan trọng trong thiên nhiên và trong kỹ thuật. Nhờ mao dẫn, nhựa cây có thể vận chuyển đến các bộ phận của cây, dầu hỏa mới có thể ngấm vào bấc đèn...

BÀI TẬP

Bài 1: Ở đáy của một bình hình trụ có 1 lỗ thủng đường kính $d = 1\text{cm}$, đường kính của bình $D = 0,5\text{m}$. Tìm sự phụ thuộc của vận tốc hạ mức nước ở trong bình vào độ cao h của mực nước. Áp dụng cho trường hợp $h = 0,2\text{m}$.

$$(v_1 = \frac{d^2}{D^2} \sqrt{2gh} = 8.10^{-4} \text{ m/s})$$

Bài 2: Tìm vận tốc chảy của dòng khí cacbonic trong ống dẫn biết rằng cứ sau nửa giờ khối lượng khí chảy qua tiết diện ngang của ống bằng $0,51\text{kg}$. Khối lượng riêng của khí bằng $0,75 \text{ kg/m}^3$. Đường kính của ống bằng 2cm . Coi khí là chất lỏng lý tưởng.

$$(v = 0,12\text{m/s})$$

Bài 3: Một bình hình trụ có độ cao h , diện tích đáy S chứa đầy nước. Ở đáy bình có 1 lỗ nhỏ diện tích S_1 . Hỏi:

a. Sau bao lâu nước ở trong bình chảy ra hết?

b. Độ cao mực nước phụ thuộc thời gian như thế nào khi mở lỗ, bỏ qua độ nhớt của nước.

$$(a. t_o = \frac{S}{S_1} \sqrt{\frac{2h_o}{g}} ; b. h = \frac{1}{2} \left(\sqrt{2h_o} - \frac{S_1}{S} \sqrt{gt^2} \right))$$

3.1. Thuyết động học phân tử và phương trình trạng thái khí lý tưởng

3.1.1. Một số khái niệm cơ bản

a. Áp suất theo quan điểm phân tử

Áp suất được định nghĩa: Áp suất là một đại lượng vật lý có giá trị bằng lực nén vuông góc lên một đơn vị diện tích. Nếu ký hiệu F là lực nén vuông góc lên diện tích ΔS thì áp suất p cho bởi:

$$p = \frac{F}{\Delta S} \quad (4.5) \quad \text{trong hệ SI, đơn vị áp suất là N / m}^2 \text{ hay Pa.}$$

$$\text{Công thức tính áp suất chất khí : } p = \frac{2}{3} n \cdot \overline{W} \quad (4.6)$$

trong đó: n là mật độ phân tử khí (tức số phân tử khí trong một đơn vị thể tích).

$\overline{W}$ là động năng trung bình của chuyển động tịnh tiến của một phân tử.

Công thức này cho ta biết mối liên quan giữa tính chất vĩ mô của khí (áp suất p) với giá trị trung bình của đại lượng đặc trưng cho chuyển động của các phân tử chất khí (động năng trung bình $\overline{W}$). Cần chú ý rằng, theo công thức này áp suất được xác định bởi động năng trung bình của các phân tử khí, mà động năng trung bình $\overline{W}$ chỉ có giá trị xác định đối với một tập hợp rất lớn các phân tử. Do đó, chỉ có thể nói áp suất của một tập hợp rất lớn các phân tử khí. Vì vậy, áp suất mang tính chất thống kê.

b. Nhiệt độ theo quan điểm phân tử

Nhiệt độ được định nghĩa: Nhiệt độ là đại lượng vật lý đặc trưng cho mức độ chuyển động hỗn loạn phân tử của các vật.

Ý nghĩa của nhiệt độ: Nhiệt độ đặc trưng cho độ nóng lạnh của vật.

Nhiệt độ θ được xác định bằng công thức:

$$\theta = \frac{2}{3} \cdot \overline{W} \quad (4.7)$$

$$\text{Từ đó suy ra: } p = \frac{2}{3} \cdot n \cdot \overline{W} = n \cdot \theta \quad (4.8)$$

Trong vật lý để thuận tiện cho việc nghiên cứu và tính toán, người ta thường dùng nhiệt giai Kenvin có đơn vị nhiệt độ ký hiệu là K. Mỗi thang độ trong nhiệt giai Kenvin bằng mỗi thang độ trong nhiệt giai Xendiut. Nhiệt độ 0K ứng với nhiệt độ: -273°C , và nhiệt độ 273K ứng với nhiệt độ 0°C . Nếu chỉ T là nhiệt độ tính theo nhiệt giai Kenvin, t là nhiệt độ tính theo nhiệt giai Xendiut, ta có hệ thức:

$$T = 273 + t \quad (4.9)$$

Mối liên quan giữa nhiệt độ đo bằng đơn vị năng lượng với nhiệt độ đo bằng đơn vị độ được biểu thị bằng công thức:

$$\theta = \frac{2}{3} \cdot \overline{W} = k \cdot T \quad (4.10)$$

trong đó: k là hằng số Bôndoman và có giá trị bằng: $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot \frac{J}{đo}$

Dựa vào công thức trên, ta thấy khi $T = 0K$ thì $\overline{W} = 0$ nghĩa là các phân tử ngừng chuyển động tịnh tiến. Tuy nhiên, các dạng chuyển động khác của phân tử chẳng hạn, sự dao động của các nguyên tử trong phân tử vẫn còn tồn tại. $0K$ còn được gọi là độ không tuyệt đối và nhiệt giai Kenvin còn được gọi là nhiệt giai tuyệt đối.

3.1.2. Thuyết động học phân tử khí lý tưởng

Khi áp dụng các định luật của nhiệt động lực học cổ điển cho chất khí, chúng ta chỉ quan tâm tới các biến số vĩ mô như áp suất, thể tích, nhiệt độ. Mặc dù chúng ta biết chất khí gồm các nguyên tử và phân tử, nhưng các định luật nhiệt động lực học cổ điển không chú ý tới điều đó.

Như ta đã biết, áp suất tác dụng bởi chất khí phải liên hệ tới sự va đập không ngừng của các phân tử khí lên thành bình chứa nó. Khả năng của khí chiếm thể tích của bình chứa nó chắc chắn phải liên hệ tới sự tự do trong chuyển động của các phân tử của nó. Còn nhiệt độ và nội năng của khí chắc chắn phải liên hệ với động năng của các phân tử ấy. Có lẽ chúng ta sẽ hiểu ra một cái gì đó về chất khí bằng cách tiếp cận vấn đề từ hướng này. Tên chúng ta đặt cho sự tiếp cận phân tử này là: Thuyết động học chất khí:

- + Chất khí bao gồm các phân tử. Kích thước của phân tử là nhỏ. Trong phần lớn các trường hợp có thể bỏ qua kích thước ấy và coi mỗi phân tử như một chất điểm.

- + Các phân tử chuyển động hỗn loạn không ngừng. Nhiệt độ càng cao thì vận tốc chuyển động hỗn loạn càng lớn. Chuyển động hỗn loạn của phân tử gọi là chuyển động nhiệt. Do phân tử chuyển động hỗn loạn, tại mỗi thời điểm, hướng của vận tốc phân tử phân bố đều (theo mọi phương như nhau) trong không gian.

- + Khi chuyển động, mỗi phân tử va chạm với các phân tử khác và với thành bình. Giữa hai va chạm, phân tử gần như tự do và chuyển động thẳng đều. Khi phân tử này va chạm với phân tử khác, thì cả hai phân tử tương tác, làm thay đổi phương chuyển động và vận tốc của từng phân tử. Khi va chạm với thành bình, phân tử bị phản xạ và truyền động lượng cho thành bình. Rất nhiều phân tử va chạm với thành bình tạo nên một lực đẩy vào thành bình. Lực này tạo ra áp suất của chất khí lên thành bình.

Tóm lại, có thể coi gần đúng phân tử của chất khí là những chất điểm, chuyển động hỗn loạn không ngừng, chỉ tương tác với nhau khi va chạm. Chất khí như vậy gọi là khí lý tưởng (theo quan điểm cấu trúc vĩ mô).

3.1.3. Phương trình trạng thái khí lý tưởng

Khí lý tưởng là chất khí có những đặc điểm cơ bản sau đây:

Khí lý tưởng gồm một số rất lớn các phân tử có kích thước rất nhỏ (so với khoảng cách trung bình giữa các phân tử), các phân tử chuyển động hỗn loạn và không ngừng.

Lực tương tác giữa các phân tử chỉ trừ va chạm là đáng kể còn thì rất nhỏ có thể bỏ qua.

Sự va chạm lẫn nhau giữa các phân tử khí hay va chạm giữa phân tử khí với thành bình tuân theo quy luật va chạm đàn hồi (nghĩa là không hao hụt động năng của phân tử).

Ta sẽ nghiên cứu mối liên hệ giữa các đại lượng đặc trưng cho trạng thái khí: Áp suất p , nhiệt độ T , thể tích V của một khối lượng khí xác định. Các đại lượng này được gọi là thông số trạng thái. Chúng không phải hoàn toàn độc lập đối với nhau, mỗi một thông số trạng thái là hàm số của hai thông số kia. Phương trình nêu lên mối liên hệ giữa 3 thông số trạng thái: Áp suất, nhiệt độ và thể tích của một khối lượng khí lý tưởng xác định gọi là phương trình trạng thái khí lý tưởng.

Đối với một kilômol khí (kilômol khí là một khối khí chứa $N = 6,023 \cdot 10^{26}$ phân tử, nghĩa là có khối lượng $m = \mu$ kg, với μ là khối lượng phân tử), Claperon và Mendêlêep đã tìm ra được phương trình sau:

$$p \cdot V = R \cdot T \quad (4.1)$$

Trong đó p , V , T là áp suất, thể tích và nhiệt độ của kilômol khí ở một trạng thái bất kỳ, R là hằng số gọi là hằng số khí lý tưởng.

Đối với một khối khí có khối lượng m , nếu gọi V là thể tích của nó thì từ (4.1) ta suy ra:

$$p \cdot V = \frac{m}{\mu} \cdot R \cdot T \quad (4.2)$$

* Giá trị của hằng số khí R

Theo định luật Avôgađrô, ở nhiệt độ và áp suất giống nhau, một kilômol các chất khí khác nhau đều chiếm cùng một thể tích.

Khi $T_0 = 273,16$ K ($=0^\circ\text{C}$), $p_0 = 1,033 \text{at} = 1,013 \cdot 10^5 \text{ N/m}^2$ thì một kilômol khí chiếm thể tích là $V_0 = 22,410 \text{ m}^3$. Trạng thái này chung cho mọi chất khí gọi là trạng thái tiêu chuẩn. Với trạng thái tiêu chuẩn ta có:

$$\frac{p_0 \cdot V_0}{T_0} = R = \frac{1,013 \cdot 10^5 \text{ N/m}^2 \cdot 22,410 \text{ m}^3 / \text{kmol}}{273,16 \text{ K}} \Rightarrow R = 8,31 \cdot 10^3 \frac{\text{Jun}}{\text{kmol} \cdot \text{K}}$$

Nếu p đo bằng atmôtphe, thì: $R = 0,0848 \cdot \frac{\text{m}^3 \cdot \text{at}}{\text{kmol} \cdot \text{K}}$

Nếu xét 1 mol khí với thể tích đo bằng m^3 và áp suất đo bằng N/m^2 thì:

$$R = 8,31 \frac{\text{Jun}}{\text{mol} \cdot \text{K}}$$

Nếu xét 1 mol khí với thể tích đo bằng lít và áp suất đo bằng atmôtphe thì:

$$R = 0,0848 \cdot \frac{\text{lit} \cdot \text{at}}{\text{mol} \cdot \text{K}}$$

* Các định luật của khí lý tưởng

Định luật Bôilơ – Martiôt: (Định luật về tính chất đẳng nhiệt của khí lý tưởng)

Nội dung: Với một khối lượng khí xác định, ở nhiệt độ không đổi thì khi thay đổi trạng thái của khí tức là làm biến thiên áp suất và thể tích của nó, bao giờ tích số áp suất với

thể tích cũng là hằng số. Hay nó được phát biểu ngắn gọn: Tích số của thể tích và áp suất của khối khí là một hằng số.

$$p.V = \text{const} \quad (4.11)$$

Định luật Saclo: Khi thể tích không đổi thì áp suất của một khối lượng khí cho trước biến thiên bậc nhất theo nhiệt độ (bách phân). Hay nó được phát biểu: Trong quá trình đẳng tích của một khối khí, áp suất tỷ lệ với nhiệt độ tuyệt đối.

$$\frac{p}{T} = \text{const} \quad (4.12)$$

Định luật Gay – Luytxắc: Khi áp suất không đổi thì thể tích của một khối lượng khí cho trước biến thiên bậc nhất theo nhiệt độ (bách phân). Hay nó được phát biểu: Trong quá trình đẳng áp của một khối khí, thể tích tỷ lệ với nhiệt độ tuyệt đối.

$$\frac{V}{T} = \text{const} \quad (4.13)$$

3.2. Nguyên lý I nhiệt động lực học

3.2.1. Công, nhiệt và nội năng trong quá trình cân bằng

a. Công của áp lực trong quá trình cân bằng

Khảo sát quá trình nén khí trong xilanh có pittong. Giả sử khối khí trong xilanh được biến đổi theo một quá trình cân bằng, trong đó thể tích biến đổi từ V_1 đến V_2 . Ngoại lực tác dụng lên pittong là F . Khi pittong dịch chuyển một đoạn là dl thì khối khí nhận được công từ bên ngoài là:

$$\delta A = -F.dl$$

Về phải có dấu trừ vì khi nén ($dl < 0$) khối khí thực sự nhận công nên $\delta A > 0$.

Vì là quá trình cân bằng nên ngoại lực F có giá trị luôn luôn bằng lực do khối khí tác dụng lên pittong. Nếu gọi p là áp suất của khí lên pittong và S là diện tích của pittong thì giá trị ngoại lực F bằng: $F = p.S$

Do đó ta có:
$$\delta A = -p.S.dl = -p.dV$$

Trong đó dV là độ biến thiên thể tích của khối khí ứng với dịch chuyển dl .

Công mà khối khí nhận được trong quá trình nén trên là:

$$A = \int \delta A = - \int_{V_1}^{V_2} p.dV$$

b. Nhiệt trong quá trình cân bằng, nhiệt dung

Nhiệt dung riêng c của một chất là một đại lượng vật lý, về trị số bằng lượng nhiệt cần thiết truyền cho một đơn vị khối lượng để nhiệt độ của nó tăng thêm một độ.

$$c = \frac{\delta Q}{m.dT} \Rightarrow \delta Q = m.c.dT$$

Nhiệt dung mol C của một chất là đại lượng vật lý về trị số bằng nhiệt lượng cần truyền cho một mol chất đó để nhiệt độ của nó tăng một độ.

$$C = \mu.c \text{ hay } \delta Q = \frac{m}{\mu}.C.dT$$

c. Nội năng trong quá trình cân bằng

Tùy theo tính chất của chuyển động và tương tác của các phân tử cấu tạo nên vật, ta có thể chia nội năng thành các phần sau đây:

- + Động năng chuyển động hỗn loạn của các phân tử (tịnh tiến và quay).
- + Thế năng gây bởi các lực tương tác phân tử.
- + Động năng và thế năng chuyển động dao động của các nguyên tử trong phân tử.
- + Năng lượng các vỏ điện tử của các nguyên tử và ion, năng lượng trong hạt nhân nguyên tử.

Đối với khí lý tưởng, nội năng là tổng động năng chuyển động nhiệt của các phân tử cấu tạo nên hệ. Vì thế để xác định nội năng của khí lý tưởng, phải đi sâu vào cấu tạo phân tử của khí lý tưởng. Theo quan điểm của thuyết động học phân tử, một khối khí lý tưởng là một hệ gồm một số rất lớn các phân tử giống nhau, kích thước nhỏ không đáng kể, không tương tác với nhau (trừ khi va chạm), các phân tử này chuyển động hỗn loạn không ngừng và nếu không có tác dụng bên ngoài thì mật độ phân tử khí phân bố đồng đều và chuyển động của các phân tử hoàn toàn có tính đẳng hướng.

Các phân tử khí trong chuyển động hỗn loạn luôn va chạm vào thành bình. Tổng hợp các lực của các phân tử khí tác dụng lên thành bình khi va chạm tạo nên áp lực của khối khí tác dụng lên thành bình.

Người ta chứng minh rằng biểu thức động năng trung bình của phân tử trong trường hợp tổng quát có dạng:

$$\overline{W} = \frac{i}{2} k_B T \quad (4.14)$$

Trong đó hệ số i được gọi là số bậc tự do của phân tử, là một đại lượng có liên quan đến cấu tạo của phân tử. Cụ thể đối với phân tử một nguyên tử $i = 3$, với phân tử hai nguyên tử $i = 5$, và với phân tử cấu tạo từ 3 nguyên tử trở lên $i = 6$.

Vì các phân tử khí lý tưởng không tương tác nhau nên nội năng khí lý tưởng bằng tổng động năng của các phân tử khí.

Xét một mol khí lý tưởng có n phân tử : Mỗi phân tử có động năng trung bình

$$W_d = \frac{i}{2} k_B T$$

Vậy nội năng của một mol khí lý tưởng là:

$$U = N.\overline{W}_d = \frac{i}{2} N.k_B.T \text{ hay } U = \frac{i}{2}.R.T \quad (4.15)$$

Đối với một khối khí lý tưởng có khối lượng m , nội năng của khối khí ấy cho bởi:

$$U = \frac{m}{\mu}.\frac{i}{2}.R.T \quad (4.16)$$

Qua hai biểu thức trên đây của nội năng U ta kết luận: Nội năng của một khối khí lý tưởng chỉ phụ thuộc vào nhiệt độ của khối khí ấy.

3.2.2. Nguyên lý I nhiệt động lực học

Phát biểu nội dung nguyên lý thứ nhất: Độ biến thiên năng lượng toàn phần ΔW của hệ trong một quá trình biến đổi vĩ mô có giá trị bằng tổng của công A và nhiệt Q mà hệ nhận được trong quá trình đó. $\Delta W = A + Q$ (4.10)

Giả thiết, cơ năng của hệ không đổi ($W_t + W_d = \text{const}$), do đó theo hệ thức (4.10) thì :

$$\Delta W = \Delta U$$

Và hệ thức (4.10) trở thành: $\Delta U = A + Q$ (4.11)

Nghĩa là: Trong một quá trình biến đổi, độ biến thiên nội năng của hệ có giá trị bằng tổng của công và nhiệt mà hệ nhận được trong quá trình đó.

Trong một số trường hợp, để tính toán thuận tiện, người ta còn dùng các ký hiệu và phát biểu sau:

+ Nếu A và Q là công và nhiệt mà hệ nhận được thì $A' = -A$ và $Q' = -Q$ là công và nhiệt mà hệ sinh ra.

+ Từ công thức (4.11), có thể viết lại:

$$Q = \Delta U + A' \quad (4.12)$$

Và nguyên lý thứ nhất có thể phát biểu như sau: Nhiệt truyền cho hệ trong một quá trình có giá trị bằng độ biến thiên nội năng của hệ và công do hệ sinh ra trong quá trình đó.

Nếu $A > 0$ và $Q > 0$ thì $\Delta U > 0$, nghĩa là khi hệ thực sự nhận công và nhiệt từ bên ngoài thì nội năng của hệ tăng.

Nếu $A < 0$ và $Q < 0$ thì $\Delta U < 0$, nghĩa là khi hệ thực sự sinh công và tỏa nhiệt ra bên ngoài thì nội năng của hệ giảm.

3.2.3. Ứng dụng nguyên lý I cho các quá trình cân bằng

a. Trạng thái cân bằng và quá trình cân bằng

Định nghĩa: Trạng thái cân bằng của hệ là trạng thái không biến đổi theo thời gian và tính bất biến đó không phụ thuộc các quá trình của ngoại vật.

Nếu hệ là một khối khí nhất định thì mỗi trạng thái cân bằng của nó được xác định bằng hai trong ba thông số p , V , T . Do đó người ta hiểu trạng thái cân bằng trên đồ thị Clapayrôn (p , V) bằng một điểm.

Đối với một hệ vĩ mô chỉ có hai cách làm thay đổi trạng thái cân bằng: Ngoại vật ảnh hưởng lên hệ hoặc dưới dạng trao đổi công hoặc dưới dạng trao đổi nhiệt hoặc đồng thời cả hai dạng đó.

Quá trình cân bằng là một quá trình biến đổi gồm một chuỗi liên tiếp các trạng thái cân bằng.

b. Quá trình đẳng tích

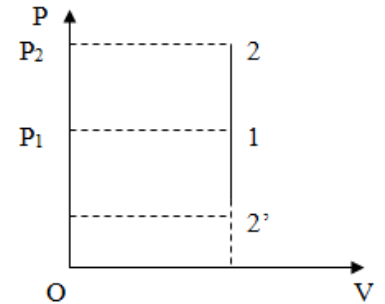
Quá trình đẳng tích là quá trình trong đó thể tích của hệ không đổi. Phương trình của quá trình đẳng tích là: $V = \text{const.}$

Trên đồ thị (p,V) quá trình đẳng tích được biểu diễn bằng một đoạn thẳng song song với trục Op. Đoạn (1-2) biểu diễn quá trình hơi nóng đẳng tích. Đoạn (1-2') biểu diễn quá trình làm lạnh đẳng tích.

Ta tính công, nhiệt mà khối khí nhận được và độ biến thiên nội năng của khí trong quá trình đẳng tích.

Vì $V = \text{const}$ do đó $dV = 0$ nên ta có:

$$A = - \int_{V_1}^{V_2} p.dV = 0$$



Nếu nhiệt độ khối khí lúc đầu là T_1 , lúc cuối là T_2 thì nhiệt lượng khối khí nhận được tính theo công thức:

$$Q = \int \delta Q = \frac{m}{\mu} \cdot C_v \cdot \int_{T_1}^{T_2} dT = \frac{m}{\mu} \cdot C_v \cdot (T_2 - T_1) = \frac{m}{\mu} \cdot C_v \cdot \Delta T \quad (4.13)$$

Đối với quá trình đẳng tích: $\Delta U = A + Q = Q \quad (4.14)$

Biểu thức này có nghĩa là trong quá trình đẳng tích nhiệt trao đổi đúng bằng độ biến thiên nội năng của không khí.

Mà ta đã tính được độ biến thiên nội năng của khí lý tưởng: $\Delta U = \frac{m}{\mu} \cdot \frac{i}{2} \cdot R \cdot \Delta T$

Do đó ta có: $Q = \frac{m}{\mu} \cdot \frac{i}{2} \cdot R \cdot \Delta T \quad (4.15)$

Từ (4.13) (4.14) (4.15) ta tìm được biểu thức nhiệt dung mol đẳng tích của khí lý tưởng :

$$C_v = \frac{i}{2} \cdot R. \quad (4.16)$$

c. Quá trình đẳng áp

Đó là quá trình trong đó áp suất của khối khí không đổi. $P = \text{const}$

Công mà khối khí nhận được trong quá trình đẳng áp là:

$$A = - \int_{V_1}^{V_2} p.dV = p \cdot (V_2 - V_1) \quad (4.18)$$

Nhiệt mà khối khí nhận được trong quá trình đẳng áp là:

$$Q = \int \delta Q = \frac{m}{\mu} \cdot C_p \cdot \int_{T_1}^{T_2} dT = \frac{m}{\mu} \cdot C_p \cdot \Delta T \quad (4.19)$$

Với C_p là nhiệt dung mol đẳng áp của khí.

Theo nguyên lý thứ nhất, độ biến thiên nội năng của khối khí là:

$$\Delta U = A + Q = p(V_1 - V_2) + \frac{m}{\mu} \cdot C_p \cdot \Delta T \quad (4.20)$$

Vì nội năng của khí lý tưởng chỉ phụ thuộc nhiệt độ nên trong quá trình đẳng áp, độ biến thiên nội năng của khối khí này cũng tính được theo công thức:

$$\Delta U = \frac{m}{\mu} \cdot \frac{i}{2} \cdot R \cdot \Delta T \quad (4.21)$$

Từ phương trình trạng thái của khí lý tưởng : $pV = \frac{m}{\mu} \cdot R \cdot T$, đối với quá trình đẳng áp ta có:

$$p(V_1 - V_2) = \frac{m}{\mu} \cdot R(T_1 - T_2) = -\frac{m}{\mu} \cdot R \cdot \Delta T$$

Thay biểu thức này vào (4.20) rồi so sánh với (4.21) ta được:

$$C_p = \frac{i+2}{2} \cdot R \quad (4.22)$$

Ta suy ra: $C_p - C_v = R$ (4.23) đây là công thức Mayer.

Tỷ số :
$$\frac{C_p}{C_v} = \gamma = \frac{i+2}{i} \quad (4.24)$$

Được gọi là hệ số Poisson (hay gọi là chỉ số đoạn nhiệt).

d. Quá trình đẳng nhiệt

Đó là quá trình trong đó nhiệt độ không thay đổi ($T = \text{const}$): $pV = \text{const}$ (4.25). Hay là $p_1 V_1 = p_2 V_2$

Công mà khối khí nhận được trong quá trình đẳng nhiệt là:

$$A = - \int_{V_1}^{V_2} p \cdot dV \quad (4.26)$$

Theo phương trình trạng thái của khí lý tưởng: $p = \frac{m}{\mu} \cdot \frac{RT}{V}$

Ta có:
$$A = -\frac{m}{\mu} \cdot RT \cdot \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V} = \frac{m}{\mu} \cdot RT \cdot \ln \frac{V_1}{V_2} \quad (4.27)$$

Dựa vào phương trình (4.25) ta còn có thể viết:
$$A = \frac{m}{\mu} \cdot RT \cdot \ln \frac{p_2}{p_1} \quad (4.28)$$

Vì nội năng của khí lý tưởng chỉ phụ thuộc vào nhiệt độ nên trong quá trình đẳng nhiệt, nội năng của khối khí không đổi, nghĩa là: $\Delta U = 0$

Theo nguyên lý thứ nhất: $\Delta U = A + Q$

Ta suy ra nhiệt mà khối khí nhận được trong quá trình đẳng nhiệt :

$$Q = -A = \frac{m}{\mu} \cdot RT \cdot \ln \frac{V_2}{V_1} = \frac{m}{\mu} \cdot RT \cdot \ln \frac{p_1}{p_2} \quad (4.29)$$

Nếu $A > 0$ thì $Q < 0$ và ngược lại, $A < 0$ thì $Q > 0$. Vậy trong quá trình nén đẳng nhiệt, khối khí nhận công và tỏa nhiệt, còn trong quá trình giãn đẳng nhiệt, khối khí sinh công và nhận nhiệt.

e. Quá trình đoạn nhiệt

Đó là quá trình trong đó hệ không trao đổi nhiệt với bên ngoài: $Q = 0$ (hay là: $\delta Q = 0$)

Theo nguyên lý thứ nhất, ta có thể tính được công và độ biến thiên nội năng của khối khí trong quá trình đoạn nhiệt:

$$\Delta U = A = \frac{m}{\mu} \cdot \frac{i}{2} \cdot R \cdot \Delta T \quad (4.30)$$

Hoặc :

$$dU = \delta A = \frac{m}{\mu} \cdot \frac{i}{2} \cdot R \cdot dT$$

từ đây ta có thể tìm phương trình của quá trình đoạn nhiệt.

Ta đã biết $\delta A = -p \cdot dV$ và $C_V = \frac{i}{2} \cdot R$ nên phương trình trên được viết lại như sau:

$$-p \cdot dV = \frac{m}{\mu} \cdot C_V \cdot dT \quad (4.31)$$

Từ phương trình trạng thái khí lý tưởng, thay vào phương trình (4.31) ta được:

$$-RT \cdot \frac{dV}{V} = C_V \cdot dT$$

Hay:

$$\frac{dT}{T} + \frac{R}{C_V} \cdot \frac{dV}{V} = 0 \quad (4.32)$$

Biết

$$\frac{R}{C_V} = \frac{C_P - C_V}{C_V} = \gamma - 1 \quad (4.33)$$

Tích phân 2 vế phương trình (4.32), ta có:

$$\ln T + (\gamma - 1) \cdot \ln V = \text{const}$$

$$\text{Hay: } \ln(T \cdot V^{\gamma-1}) = \text{const}$$

$$\text{Do đó: } T \cdot V^{\gamma-1} = \text{const} \quad (4.34)$$

Phương trình này cho ta mối liên hệ T và V trong quá trình đoạn nhiệt. Mối liên hệ giữa p và V có thể tìm được bằng cách thay T từ phương trình trạng thái khí lý tưởng vào phương trình (4.34), ta được:

$$p \cdot V^{\gamma} = \text{const} \quad (4.35)$$

Nếu thay V từ phương trình trạng thái khí lý tưởng vào (4.35) ta được mối liên hệ giữa T và p trong quá trình đoạn nhiệt:

$$T \cdot p^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} = \text{const} \quad (4.36)$$

Trong quá trình đoạn nhiệt $\delta Q = 0$, độ biến thiên nội năng đúng bằng công mà khối khí nhận vào. Khi nén đoạn nhiệt: $\delta A > 0$ thì $dU > 0$, do đó $dT > 0$ nghĩa là nhiệt độ của khối khí tăng lên, vì vậy đường đoạn nhiệt đi lên nhanh hơn đường đẳng nhiệt. Còn khi giãn đoạn nhiệt $\delta A < 0$, do đó $dU < 0$ và $dT < 0$, vì vậy nhiệt độ của khối khí giảm và đường đoạn nhiệt đi xuống nhanh hơn đường đẳng nhiệt. Kết quả là trên đồ thị (p, V) , đường đoạn nhiệt dốc hơn đường đẳng nhiệt.

3.3. Nguyên lý II nhiệt động học

3.3.1. Các hạn chế của nguyên lý I nhiệt động lực học

Nội dung của nguyên lý I là định luật bảo toàn và biến đổi năng lượng. Tất cả các quá trình vĩ mô trong tự nhiên đều phải tuân theo nguyên lý thứ nhất. Nhưng ngược lại, một quá trình vĩ mô phù hợp với nguyên lý thứ nhất có thể vẫn không xảy ra trong thực tế.

Nguyên lý thứ nhất không cho ta biết chiều diễn biến của quá trình thực tế xảy ra...

Nguyên lý thứ nhất nêu lên sự khác nhau trong quá trình chuyển hóa giữa công và nhiệt. Theo nguyên lý thứ nhất, công và nhiệt tương đương nhau và có thể chuyển hóa lẫn nhau, nhưng thực tế chỉ ra rõ ràng công có thể biến hoàn toàn thành nhiệt nhưng ngược lại nhiệt chỉ có thể biến một phần mà không thể biến hoàn toàn thành công được.

Nguyên lý thứ nhất cũng không đề cập tới vấn đề chất lượng của nhiệt. Trong thực tế nhiệt lượng Q lấy ở môi trường có nhiệt độ cao có chất lượng cao hơn nhiệt lượng đó lấy ở môi trường có nhiệt độ thấp hơn.

Nếu chỉ dựa vào nguyên lý thứ nhất, sẽ có nhiều vấn đề thực tế không giải quyết được. Nguyên lý thứ 2 của nhiệt động học sẽ khắc phục những hạn chế trên đây của nguyên lý thứ nhất và cùng với nó tạo thành một hệ thống lý luận chặt chẽ làm cơ sở cho việc nghiên cứu các hiện tượng nhiệt.

3.3.2. Động cơ nhiệt

a. Động cơ nhiệt

Nguyên tắc hoạt động của động cơ nhiệt là biến nhiệt thành công có ích. Ví dụ như máy hơi nước, động cơ đốt trong, ...

Động cơ gồm 3 bộ phận chính là nguồn nóng, nguồn lạnh, bộ phận sinh công. Trong các động cơ nhiệt, chất vận chuyển (hơi nước, khí...) biến nhiệt thành công gọi là tác nhân. Các vật trao đổi nhiệt với tác nhân gọi là nguồn nhiệt.

Nguyên lý hoạt động: Tác nhân nhận nhiệt từ nguồn nóng, dẫn đến bộ phận sinh công nó dẫn nở sinh công, lượng nhiệt thừa dẫn đến nguồn lạnh.

Hiệu suất: Giả sử sau khi tác nhân thực hiện một chu trình, nó nhận nhiệt lượng $Q_1(T_1)$ của nguồn nóng, nhả nhiệt lượng $Q'_2(T_2)$ cho nguồn lạnh và sinh công A' . Hiệu suất của động cơ nhiệt là:

$$\eta = \frac{A'}{Q_1}$$

Theo nguyên lý 1, trong một chu trình độ biến thiên nội năng của tác nhân bằng không.

$$\Delta U = 0 \Rightarrow -A' + Q_1 - Q'_2 = 0 \Rightarrow A' = Q_1 - Q'_2$$

$$\text{Hiệu suất còn được tính bởi biểu thức: } \eta = \frac{Q_1 - Q'_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q'_2}{Q_1} \quad (5.56)$$

b. Máy lạnh

Trong máy lạnh tác nhân hoạt động theo chu trình ngược chiều kim đồng hồ. Tác nhân nhận công A để nhận nhiệt Q_2 từ nguồn lạnh T_2 và toả nhiệt Q_1 cho nguồn nóng T_1 .

Hiệu suất máy lạnh được định nghĩa :

$$k = \frac{|Q_2|}{|A|} \quad (5.57)$$

Với: $|A| = |Q_1| - |Q_2|$

Vậy :

$$k = \frac{|Q_2|}{|Q_1| - |Q_2|} \quad (5.58)$$

Nếu máy lạnh không nhận công ($A = 0$) mà nhận một nhiệt lượng $|Q_2|$ từ nguồn lạnh T_2 và toả cho nguồn nóng T_1 một nhiệt lượng $|Q_1| = |Q_2|$ được gọi là máy lạnh lí tưởng. Máy lạnh lí tưởng có hiệu suất k bằng vô cùng. Máy lạnh lí tưởng không vi phạm nguyên lí thứ nhất nhiệt động học.

3.3.3. Nguyên lí II nhiệt động lực học

a. Nguyên lí II nhiệt động lực học

Đối với động cơ nhiệt, khi tác nhân thực hiện một chu trình thì nó sẽ sinh công. Theo nguyên lí thứ nhất nhiệt động lực học, để sinh công A trong chu trình, tác nhân phải dùng một nhiệt lượng:

$$Q = A. \quad (4.37)$$

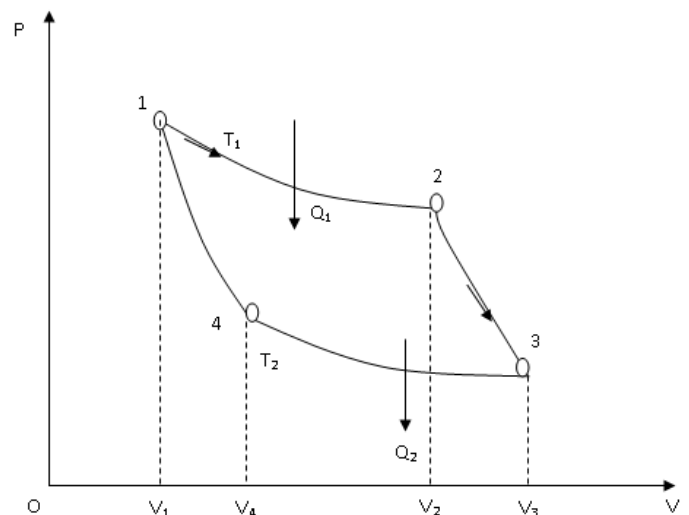
Nhưng nguyên lí thứ nhất không giải quyết được vấn đề đặt ra trong thực tế là có phải toàn bộ nhiệt lượng Q_1 mà tác nhân nhận của ngoại vật trong chu trình đã được dùng để sinh công A hay không? Trong thực tế, những động cơ được chế tạo không thể sử dụng toàn bộ nhiệt lượng Q_1 mà nó nhận của một nguồn nhiệt nào đó để biến thành công A được mà bao giờ cũng phải truyền cho một nguồn nhiệt thứ hai một phần nhiệt lượng Q_2 mà nó đã nhận của nguồn thứ nhất, nghĩa là

$$Q = Q_1 - Q_2 = A \quad (4.38)$$

Tổng quát hóa tất cả những kinh nghiệm và những quan sát thu được trong thực nghiệm người ta đã xây dựng nên một nguyên lí mới độc lập với nguyên lí thứ nhất nhiệt động lực học. Đó là nguyên lí thứ hai có nội dung định tính như sau:

Không thể thực hiện được một chu trình sao cho kết quả duy nhất của nó là tác nhân sinh công do nhiệt lấy từ một nguồn.

Một cách ngắn gọn hơn ta có thể phát biểu nguyên lí thứ 2 như sau: Không thể thực hiện được động cơ vĩnh cửu loại 2.



Hình 4 – 4: Chu trình Căc-nô

Hoặc ta cũng có thể phát biểu nội dung của nguyên lý thứ 2 theo 2 cách sau đây:

* **Phát biểu của Claodiut:** Nhiệt không thể tự động truyền từ vật lạnh sang vật nóng hơn (tức là không thể thực hiện được một quá trình mà kết quả duy nhất là truyền năng lượng dưới dạng nhiệt từ vật lạnh hơn sang vật nóng hơn).

* **Phát biểu của Tômxơn:** Không thể chế tạo được một máy hoạt động tuần hoàn biến đổi liên tục nhiệt thành công nhờ làm lạnh một vật và xung quanh không chịu một sự thay đổi đồng thời nào.

b. Chu trình Các-nô. Định lý Các – nô

*** Chu trình Các-nô (thuận nghịch)**

Đó là chu trình gồm hai quá trình đẳng nhiệt thuận nghịch và hai quá trình đoạn nhiệt thuận nghịch.

Hình 4-4 biểu diễn chu trình Các- nô thuận nghịch theo chiều thuận, gọi tắt là chu trình Các – nô thuận.

Ta có thể hình dung cách thực hiện chu trình Các – nô như sau: Có một khối lượng khí lý tưởng đựng trong một xy lanh có pittong đóng kín. Thành xung quanh xy lanh và pittong được làm bằng chất hoàn toàn cách nhiệt. Ở đáy xy lanh có một nắp cũng làm bằng chất hoàn toàn cách nhiệt, khi kéo nắp ra thì khí trong xy lanh được tiếp xúc với nguồn nhiệt, khi đẩy nắp vào thì khí trong xy lanh được ngăn cách với nguồn nhiệt.

Giả sử lúc đầu đáy xy lanh được đặt tiếp xúc với nguồn nóng có nhiệt độ T_1 và lúc ấy các thông số trạng thái của khối lượng khí lý tưởng đựng trong xy lanh là p_1, V_1, T_1 (chất khí ở trạng thái 1). Nguồn nóng T_1 truyền cho chất khí nhiệt lượng Q_1 theo quá trình đẳng nhiệt (1- 2), chất khí thực hiện công $A_1 = Q_1$ (theo nguyên lý thứ nhất). Đến trạng thái 2 ứng với p_2, V_2, T_1 ta đẩy nắp đáy vào và sau đó để chất khí giãn đoạn nhiệt từ trạng thái (2) đến trạng thái (3) ứng với p_3, V_3, T_2 (quá trình 2-3). Khi chất khí đến trạng thái 3, ta kéo nắp đáy ra để cho khí tiếp xúc với nguồn lạnh có nhiệt độ T_2 và sau đó nén đẳng nhiệt chất khí từ trạng thái (3) về trạng thái (4) ứng với p_4, V_4, T_2 . Trong quá trình này, chất khí truyền cho nguồn lạnh nhiệt lượng Q_2 và nhận công nén $A_2 = Q_2$ (theo nguyên lý thứ nhất). Quá trình này được biểu thị bởi đoạn cong 3 – 4.

Cuối cùng khi chất khí đến trạng thái 4, ta lại đẩy nắp đáy vào và sau đó nén đoạn nhiệt chất khí từ trạng thái (4) về trạng thái (1).

$$\text{Hiệu suất của chu trình Các – nô được tính theo công thức : } \eta = 1 - \frac{T_2}{T_1} \quad (4.39)$$

Hiệu suất của chu trình Các – nô thuận nghịch đối với khí lý tưởng chỉ phụ thuộc vào nhiệt độ của nguồn nóng và nguồn lạnh.

*** Định lý Các – nô**

Từ nguyên lý thứ 2, ta có thể chứng minh được định lý Các – nô như sau: Hiệu suất của tất cả các động cơ thuận nghịch, chạy theo chu trình Các – nô với cùng nguồn nóng và

nguồn lạnh, đều bằng nhau và không phụ thuộc vào tác nhân cũng như cách chế tạo máy. Hiệu suất của động cơ không thuận nghịch thì nhỏ hơn hiệu suất của động cơ thuận nghịch.

Đối với các động cơ chạy theo chu trình Các – nô thuận nghịch, có nhiệt độ nguồn nóng và nguồn lạnh như nhau, nếu biết hiệu suất của một động cơ nào đó thì ta có thể xác định được hiệu suất của bất kỳ một động cơ nào khác. Hiệu suất của chu trình Các – nô thuận nghịch đối với bất kỳ tác nhân nào :

$$\eta = 1 - \frac{T_2}{T_1} \quad (4.40)$$

Hiệu suất của chu trình Các – nô không thuận nghịch bé hơn hiệu suất của động cơ chạy theo chu trình Các – nô thuận nghịch.

$$\eta < 1 - \frac{T_2}{T_1} \quad (4.41)$$

Tổng quát, hiệu suất của chu trình Các – nô :

$$\eta \leq 1 - \frac{T_2}{T_1} \quad (4.42)$$

Trong đó : Dấu = ứng với chu trình Các – nô thuận nghịch , còn dấu < thì ứng với chu trình Các – nô không thuận nghịch.

Ta chứng minh được rằng, hiệu suất của chu trình thuận nghịch bất kỳ thực hiện giữa các nguồn nhiệt có nhiệt độ cực trị là $T_{\max}$ và $T_{\min}$ bao giờ cũng nhỏ hơn hiệu suất của chu trình Các – nô thuận nghịch thực hiện giữa hai nguồn nhiệt có nhiệt độ cực trị đó:

$$\eta_{\text{tổng quát}} < \eta_{\text{tổng quát}} = 1 - \frac{T_2}{T_1} = 1 - \frac{T_{\min}}{T_{\max}} \quad (4.43)$$

Nhận xét : Nhiệt không thể biến hoàn toàn thành công.

Hiệu suất của động cơ nhiệt càng lớn nếu nhiệt độ nguồn nóng (T_1) càng cao và nhiệt độ nguồn lạnh (T_2) càng thấp. Từ đó suy ra, nhiệt lượng lấy từ vật có nhiệt độ cao có chất lượng cao hơn nhiệt lượng lấy từ vật có nhiệt độ thấp hơn.

Muốn tăng hiệu suất của động cơ nhiệt thì ngoài cách làm nói trên còn phải chế tạo sao cho động cơ này càng gần động cơ thuận nghịch. Muốn vậy, phải tránh mất mát nhiệt nhận từ nguồn nóng do truyền nhiệt và ma sát.

c. Biểu thức định lượng của nguyên lý thứ 2

Từ biểu thức hiệu suất của động cơ nhiệt thuận nghịch chạy theo chu trình Các-nô, ta có :

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{Q_2'}{Q_1} \quad (4.44)$$

$$\text{Hiệu suất của động cơ nhiệt :} \quad \eta = \frac{Q_1 - Q_2'}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2'}{Q_1} \quad (4.46)$$

$$\text{Hiệu suất của chu trình Các – nô bất kỳ :} \quad \eta \leq 1 - \frac{T_2}{T_1} \quad (4.45)$$

$$\text{Vậy : } \frac{Q_1 - Q_2'}{Q_1} \leq \frac{T_1 - T_2}{T_1} \quad (4.47)$$

$$\text{Từ (4.47) ta suy ra : } \frac{Q_2'}{Q_1} \geq \frac{T_2}{T_1} \quad (4.48)$$

Trong đó Q_2' là nhiệt mà hệ (tác nhân) nhả cho nguồn lạnh. Nếu gọi Q_2 là nhiệt mà hệ nhận của nguồn lạnh thì $Q_2 = -Q_2'$. Thay vào phương trình trên, chuyển vế ta được :

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} \leq 0 \quad (4.49)$$

Hệ thức này được thiết lập đối với hệ biến đổi theo một chu trình gồm hai quá trình đẳng nhiệt và hai quá trình đoạn nhiệt. Trong trường hợp tổng quát hơn, giả thiết hệ biến đổi theo một chu trình gồm vô số quá trình đẳng nhiệt và quá trình đoạn nhiệt kế tiếp nhau : Các quá trình đẳng nhiệt lần lượt tương ứng với nhiệt $T_1, T_2, T_3, \dots, T_i, \dots$ của các nguồn nhiệt bên ngoài và với nhiệt lượng $Q_1, Q_2, \dots, Q_i, \dots$ mà hệ nhận được từ bên ngoài . Khi đó, ta có thể suy rộng hệ thức (4.49) là :

$$\sum_i \frac{Q_i}{T_i} \leq 0 \quad (4.50)$$

Nếu trong chu trình của hệ biến thiên liên tục, ta có thể coi hệ tiếp xúc lần lượt với vô số nguồn nhiệt có nhiệt T vô cùng gần nhau và biến thiên liên tục, mỗi quá trình tiếp xúc với một nguồn nhiệt là quá trình vi phân trong đó hệ nhận nhiệt δQ . Phép cộng trong phương trình (4.50) sẽ trở thành một phép tích phân :

$$\oint \frac{\delta Q}{T} \leq 0 \quad (4.51)$$

Dấu '=' ứng với chu trình thuận nghịch , dấu < ứng với chu trình không thuận nghịch.

d. Nguyên lý tăng entropi

* Hàm entropi

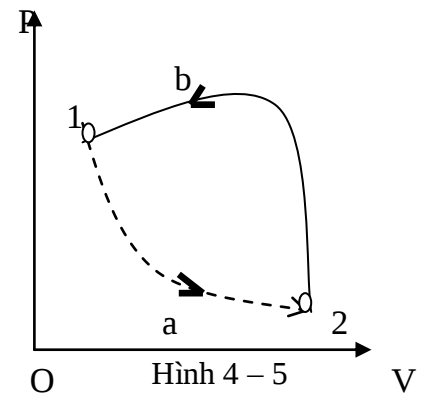
Theo (4.51), khi một hệ biến đổi theo một chu trình thuận nghịch thì :

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = 0$$

Ta xét một hệ biến đổi từ trạng thái (1) đến trạng thái (2) theo hai quá trình thuận nghịch khác nhau 1a2 và 1b2. Vì 1b2 là thuận nghịch nên ta có thể cho tiến hành theo quá trình ngược lại 2b1 qua những trạng thái trung gian như cũ. Kết quả ta có chu trình thuận nghịch 1a2b1. Áp dụng hệ thức trên cho chu trình đó ta có : $\oint_{1a2b1} \frac{\delta Q}{T} = 0$

$$\text{Hay : } \int_{1a2} \frac{\delta Q}{T} + \int_{2b1} \frac{\delta Q}{T} = 0 \Rightarrow \int_{1a2} \frac{\delta Q}{T} + \int_{1b2} \frac{-\delta Q}{T} = 0 \Rightarrow \int_{1a2} \frac{\delta Q}{T} = \int_{1b2} \frac{\delta Q}{T} \quad (4.52)$$

Như thế nghĩa là tích phân $\int \frac{\delta Q}{T}$ theo các quá trình thuận nghịch từ trạng thái (1) đến trạng thái (2) không phụ thuộc quá trình mà chỉ phụ thuộc trạng thái đầu và trạng thái cuối.



Ta định nghĩa : Hàm trạng thái S của hệ sao cho biến thiên của s từ (1) đến (2) có giá trị bằng tích phân $\int \frac{\delta Q}{T}$ từ (1) đến (2) theo một quá trình thuận nghịch nào đó :

$$\Delta S = S_2 - S_1 = \int_{(1)}^{(2)} \frac{\delta Q}{T} \quad (4.53)$$

Hàm S đó gọi là hàm entropi của hệ. Theo phương trình trên, vi phân của hàm S cho bởi:

$$dS = \frac{\delta Q}{T} \quad (4.54)$$

Tính chất của hàm entropi S cũng tương tự như tính chất của nội năng :

- Hàm entropi S là một hàm trạng thái nghĩa là ở mỗi trạng thái của hệ, nó có một giá trị xác định và nó không phụ thuộc vào quá trình của hệ từ trạng thái này qua trạng thái khác.
- Hàm entropi S là một đại lượng có tính cộng được nghĩa là entropi của một hệ cân bằng bằng tổng các entropi của từng phần riêng biệt.
- Entropi được xác định sai kém một hằng số cộng:

$$S = S_0 + \int \frac{\delta Q}{T} \quad (4.55)$$

Trong đó: S_0 là giá trị entropi tại gốc tính toán, người ta quy ước $S_0 = 0$ ở trạng thái có $t=0K$. Khi đó S sẽ đơn trị. Đơn vị của S trong hệ SI là: Jun trên Kelvin (J/K)

Nhờ có hàm trạng thái entropi, ta có thể viết biểu thức định lượng của nguyên lý thứ hai dưới một dạng khác:

$$dS \geq \frac{\delta Q}{T} \quad (4.56)$$

* Nguyên lý tăng entropi

Biểu thức (4.56) đúng cho mọi hệ dù là cô lập hay không cô lập. Đối với hệ không cô lập thì tùy theo dấu và giá trị của nhiệt nhận vào trong một quá trình thuận nghịch ΔS có thể có giá trị dương hoặc âm hoặc bằng không nghĩa là entropi của hệ có thể tăng hoặc giảm hoặc không đổi.

Nhưng đối với hệ cô lập, vì không trao đổi nhiệt với bên ngoài nên $\delta Q = 0$, do đó độ biến thiên entropi của nó bằng:

$$\Delta S \geq 0 \quad (4.57)$$

Như vậy, trong một hệ cô lập, quá trình diễn biến nếu là thuận nghịch thì entropi của hệ không đổi $\Delta S = 0$, và nếu là không thuận nghịch thì entropi tăng lên:

$$\Delta S > 0 \quad (4.58)$$

Trong thực tế, các quá trình nhiệt động đều là không thuận nghịch nên ta có nguyên lý tăng entropi:

Với quá trình nhiệt động thực tế xảy ra trong một hệ cô lập, entropi của hệ luôn luôn tăng (nghĩa là một hệ cô lập không thể hai lần đi qua cùng một trạng thái).

Lúc hệ ở trạng thái cân bằng rồi thì quá trình không thuận nghịch cũng kết thúc, lúc đó entropi không tăng nữa và nó đạt giá trị cực đại. Ta đi đến kết luận: Một hệ ở trạng thái cân bằng lúc entropi của nó cực đại.

BÀI TẬP

Bài 1: Một khối khí nitơ có thể tích 8,3 lít, áp suất 15at và nhiệt độ 27°C.

- Tính khối lượng của khối khí đó.
- Hơ nóng đẳng tích khối khí đó đến nhiệt độ 127°C. Hãy tính áp suất của khối khí sau khi hơ nóng?

(a. $M = 0,137\text{kg}$; b. $p_2 = 20\text{at}$)

Bài 2: Có 40g khí oxy chiếm thể tích 3 lít áp suất 10at.

- Tính nhiệt độ của khối khí.
- Cho khối khí giãn nở đẳng áp đến thể tích 4 lít. Hỏi nhiệt độ của khối khí sau khi giãn nở?

(a. 283K; b. 377,3K)

Bài 3: Có 10g khí hydro ở áp suất 8,2at đựng trong một bình có thể tích 20 lít.

- Tính nhiệt độ của khối khí.
- Hơ nóng đẳng tích khối khí này đến khi áp suất của nó bằng 9at. Tính nhiệt độ của khối khí sau khi hơ nóng.

(a. 387K; b. 425K)

Bài 4: 3lít oxi ở 20°C dưới áp suất 3atm và 3 lít CO₂ ở 50°C dưới áp suất 2atm được trộn lẫn với nhau trong một bình có dung tích 5 lít ở 40°C. Tính áp suất và khối lượng mol của hỗn hợp.

($p = 3,1\text{ atm}$; $\mu = 36,8\text{ kg/kmol}$)

Bài 5: Có 12g khí chiếm thể tích 4 lít ở nhiệt độ 7°C. Sau khi hơ nóng đẳng áp, khối lượng riêng của nó bằng $6 \cdot 10^{-4}\text{g/cm}^3$. Tìm nhiệt độ của khối khí sau khi hơ nóng? ($T_2 = 1400\text{K}$)

Bài 6: Có 6,5g hidro ở nhiệt độ 27°C giãn ra gấp đôi thể tích cũ trong điều kiện áp suất không đổi nhờ nhận nhiệt từ ngoài. Tính:

- Công mà khí thực hiện khi giãn ra.
- Độ biến thiên nội năng của khí.
- Nhiệt lượng đã truyền cho khí.

(a. $A' = 8,1 \cdot 10^3\text{J}$; b. $\Delta U = 20,2 \cdot 10^3\text{J}$; c. $Q = 28,3 \cdot 10^3\text{J}$)

Bài 7: 2m³ khí giãn nở đẳng nhiệt từ áp suất 5at đến áp suất 4at. Tính công do khí sinh ra và nhiệt lượng cung cấp cho khí trong quá trình giãn nở?

($2,2 \cdot 10^5\text{J}$)

Bài 8: 1kg không khí ở nhiệt độ 30°C và áp suất 1,5at được giãn đoạn nhiệt đến áp suất 1at. Hỏi:

- Thể tích không khí tăng lên bao nhiêu lần?
- Nhiệt độ của không khí sau khi giãn?
- Công do không khí sinh ra khi giãn nở?

(a. 1,33; b. 270K; c. $2,3 \cdot 10^4\text{J}$)

Bài 9: Có 160 g khí ôxy được nung nóng từ nhiệt độ 50°C đến 60°C. Tìm nhiệt lượng mà khí nhận được trong hai quá trình:

- Đẳng tích.
- Đẳng áp.

Bài 10: Một bình kín chứa 14g khí nitơ ở áp suất 1at và nhiệt độ 27°C. Sau khi hơ nóng, áp suất trong bình lên tới 5at. Hỏi:

- Nhiệt độ của khí sau khi hơ nóng?
- Thể tích của bình?
- Độ tăng nội năng của khí?

Bài 11: Một động cơ nhiệt làm việc theo chu trình Cárnot, có công suất $P = 73600\text{W}$. Nhiệt độ của nguồn nóng là 100°C, nhiệt độ của nguồn lạnh là 0°C. Tính:

- a. Hiệu suất của động cơ.
- b. Nhiệt lượng mà tác nhân nhận được của nguồn nóng trong 1 phút.
- c. Nhiệt lượng mà tác nhân nhả cho nguồn lạnh trong 1 phút.

(a. 27%; b. 16470kJ; c. 12054kJ)

Bài 12: Khi thực hiện chu trình Cárnot, khí nhận được nhiệt lượng 10Kcal từ nguồn nóng và thực hiện công 15kJ. Nhiệt độ của nguồn nóng là 100°C. Tính nhiệt độ nguồn lạnh?

(239,3K)

Bài 13: Nhiệt độ của hơi nước từ lò hơi vào máy hơi nước là $t_1 = 227^\circ\text{C}$, nhiệt độ của bình ngưng là $t_2 = 27^\circ\text{C}$. Hơi khi tốn một nhiệt lượng $Q = 1\text{kcal}$ thì ta thu được một công cực đại theo lý thuyết là bao nhiêu?

(1,7kJ)

Bài 14: Một máy hơi nước có công suất 14,7W, tiêu thụ 8,1kg than trong một giờ. Năng suất tỏa nhiệt của than là 7800cal/kg. Nhiệt độ của nguồn nóng là 200°C nhiệt độ nguồn lạnh là 58°C. Tìm hiệu suất thực tế của máy. So sánh hiệu suất đó với hiệu suất lý tưởng của máy nhiệt làm việc theo chu trình Cárnot với những nguồn nhiệt kể trên.

$$(\eta_{tt} = \frac{2}{3} \eta_{lt})$$

Chương 4: Trường Điện Từ

4.1. Điện trường tĩnh

4.1.1. Định luật Culông

a. Điện tích

Trong tự nhiên chỉ có hai loại điện tích: điện tích dương và điện tích âm. Điện tích nguyên tố là điện tích nhỏ nhất đã được biết trong tự nhiên, có độ lớn bằng $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$.

Proton và electron đều có trong thành phần cấu tạo nguyên tử của mọi chất. Proton nằm trong hạt nhân nguyên tử, còn các electron chuyển động xung quanh hạt nhân đó.

Tổng đại số các điện tích trong một nguyên tử bằng không, khi đó ta nói nguyên tử trung hòa điện. Nếu nguyên tử mất đi một hoặc nhiều electron, nguyên tử sẽ trở thành một phần tử mang điện tích dương và gọi là ion dương. Ngược lại, nếu nguyên tử nhận thêm electron thì được gọi là ion âm.

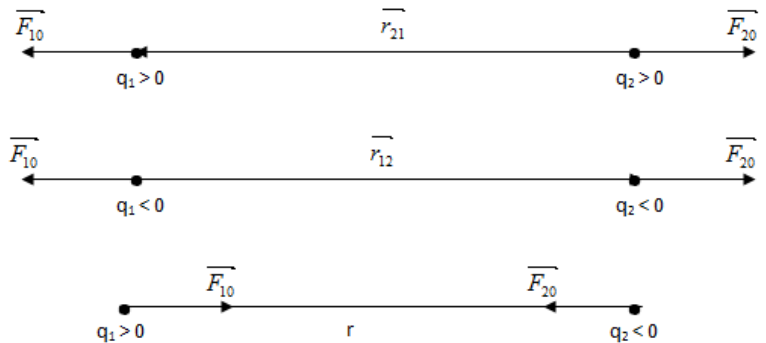
Định luật bảo toàn điện tích: các điện tích không tự sinh ra mà cũng không tự mất đi, chúng chỉ có thể truyền từ vật này sang vật khác hoặc dịch chuyển bên trong một vật mà thôi. Nói một cách khác: tổng đại số các điện tích trong một hệ cô lập là không đổi.

b. Định luật Cu - lông

Thực nghiệm chứng tỏ các điện tích luôn luôn tương tác với nhau: các điện tích cùng dấu đẩy nhau, các điện tích khác dấu hút nhau. Tương tác giữa các điện tích đứng yên gọi là tương tác tĩnh điện.

Định luật Cu – lông trong chân không:

Giả sử có hai điện tích điểm q_1, q_2 đặt trong chân không và cách nhau một khoảng r . Lực tương tác tĩnh điện giữa hai điện tích điểm có phương nằm trên đường thẳng nối hai điện tích, có chiều như hình vẽ: hai điện tích cùng dấu thì đẩy nhau, hai điện tích khác dấu thì hút nhau, có độ lớn tỷ lệ thuận với tích số độ lớn của hai điện tích và tỷ lệ nghịch với bình phương khoảng cách giữa hai điện tích đó.



Hình 5-1

$$\begin{aligned}\vec{F}_{10} &= k \cdot \frac{q_1 \cdot q_2}{r^2} \cdot \frac{\vec{r}_{21}}{r} \\ \vec{F}_{20} &= k \cdot \frac{q_1 \cdot q_2}{r^2} \cdot \frac{\vec{r}_{12}}{r}\end{aligned} \quad (5.1)$$

Trong đó:

+ q_1, q_2 là giá trị đại số của hai điện tích.

+ $\vec{F}_{10}$ là lực tác dụng của điện tích q_2 lên điện tích q_1 , $\vec{F}_{20}$ là lực tác dụng của điện tích q_1 lên q_2 .

+ $\vec{r}_{12}$ là bán kính vector hướng từ điện tích q_1 tới điện tích q_2 , $\vec{r}_{21}$ là bán kính vector hướng từ điện tích q_2 tới điện tích q_1 .

+ k là hệ số tỷ lệ. Trong hệ SI, $k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} = 9 \cdot 10^9 \cdot \frac{N \cdot m^2}{C^2}$

+ ϵ_0 là hằng số điện, $\epsilon_0 = 8,86 \cdot 10^{-12} C^2 / N \cdot m^2$

Định luật Cu – lông trong các môi trường : biểu thức vector của định luật Cu – lông trong môi trường sẽ có dạng :

$$\begin{aligned}\vec{F}_{10} &= k \cdot \frac{q_1 \cdot q_2}{\epsilon \cdot r^2} \cdot \frac{\vec{r}_{21}}{r} \\ \vec{F}_{20} &= k \cdot \frac{q_1 \cdot q_2}{\epsilon \cdot r^2} \cdot \frac{\vec{r}_{12}}{r}\end{aligned} \quad (5.2)$$

Với ϵ là một đại lượng không có thứ nguyên đặc trưng cho tính chất điện của môi trường và được gọi là độ thẩm điện môi tỷ đối (hay hằng số điện môi) của môi trường.

4.1.2. Điện trường

a. Khái niệm

Như ta đã biết, các điện tích tương tác với nhau ngay cả khi chúng cách nhau một khoảng r nào đó trong chân không. Vậy lực tương tác giữa các điện tích được truyền đi như thế nào? Có sự tham gia của môi trường xung quanh hay không? Khi chỉ có một điện tích thì không gian bao quanh điện tích đó có gì thay đổi? Khoa học hiện đại đã xác nhận: trong không gian bao quanh mỗi điện tích có xuất hiện một dạng đặc biệt của vật chất gọi là điện trường. Chính nhờ điện trường làm nhân tố trung gian, lực tương tác tĩnh điện được truyền dẫn từ điện tích này tới điện tích kia, nghĩa là truyền đi với vận tốc hữu hạn. Một tính chất cơ bản của điện trường là mọi điện tích đặt trong điện trường đều bị điện trường đó tác dụng lực.

b. Vector cường độ điện trường

Giả sử ta đặt một điện tích q_0 tại một điểm m nào đó trong điện trường, điện tích này phải có giá trị đủ nhỏ để nó không làm thay đổi điện trường mà ta đang xét (gọi là điện tích thử). Như ta đã biết, điện tích q_0 sẽ bị điện trường tác dụng một lực $\vec{F}$. Thực nghiệm chứng tỏ tỷ số $\frac{\vec{F}}{q_0}$ không phụ thuộc vào điện tích q_0 mà chỉ phụ thuộc vào vị trí của điểm M , nghĩa

là, tại mỗi điểm xác định trong điện trường, tỷ số:

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_0} = \overrightarrow{const} \quad (5.3)$$

Vector $\vec{E}$ được gọi là vector cường độ điện trường, độ lớn E của nó được gọi là cường độ điện trường.

Vector cường độ điện trường tại một điểm là một đại lượng có trị vector bằng lực tác dụng của điện trường lên một đơn vị điện tích dương đặt tại điểm đó.

Vector cường độ điện trường gây ra bởi một điện tích điểm:

Xét một điện tích điểm có giá trị đại số là q . Tại không gian bao quanh điện tích sẽ xuất hiện điện trường. Ta hãy xác định vector cường độ điện trường $\vec{E}$ tại một điểm M cách điện tích q một khoảng r . Muốn vậy, ta tưởng tượng đặt một điện tích điểm q_0 tại điểm M đó.

Lực tác dụng của điện tích q lên điện tích q_0 bằng:

$$\vec{F} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q \cdot q_0}{r^2} \cdot \frac{\vec{r}}{r}$$

Với $\vec{r}$ là bán kính vector hướng từ điện tích q tới điểm m.

Dựa vào định nghĩa, ta xác định được vector cường độ điện trường $\vec{E}$ gây ra bởi điện tích điểm q tại điểm M:

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_0} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2} \cdot \frac{\vec{r}}{r} \quad (5.4)$$

+ Nếu $q > 0$ thì $\vec{E}$ do nó gây ra sẽ cùng hướng với bán kính vector $\vec{r}$ nghĩa là $\vec{E}$ hướng ra xa điện tích q .

+ Nếu $q < 0$ thì $\vec{E}$ do nó gây ra sẽ ngược hướng với bán kính vector $\vec{r}$ nghĩa là $\vec{E}$ hướng vào điện tích q .

4.1.3. Năng lượng điện trường

Xét một tụ điện phẳng, điện dung C cho bởi: $C = \frac{\epsilon_0 \cdot \epsilon \cdot S}{d} \quad (5.51)$

Năng lượng tụ điện có thể viết: $W = \frac{1}{2} \left(\frac{\epsilon_0 \cdot \epsilon \cdot S}{d} \right) \cdot U^2$

Nhưng $U = E \cdot d$ với E là cường độ điện trường giữa hai bản, vậy:

$$W = \left(\frac{1}{2} \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon \cdot E^2 \right) \cdot (Sd) \quad (5.52)$$

Trong đó, $S \cdot d = \Delta V =$ thể tích không gian giữa hai bản = thể tích không gian điện trường. Người ta quan niệm rằng năng lượng tụ điện tích điện thực chất là năng lượng của điện trường tồn tại giữa hai bản tụ điện.

Năng lượng định xứ trong một đơn vị thể tích của không gian điện trường, còn được gọi là mật độ năng lượng điện trường, cho bởi: $w_e = \frac{W}{\Delta V} = \frac{1}{2} \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon \cdot E^2 \quad (5.53)$

Kết quả này thu được đối với điện trường đều trong khoảng không gian giữa hai bản tụ điện nhưng vẫn đúng đối với một điện trường bất kỳ.

Kết luận:

- Điện trường mang năng lượng: năng lượng này định xứ trong không gian điện trường.
- Mật độ năng lượng điện trường tại một điểm là:

$$w_e = \frac{1}{2} \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon \cdot E^2 = \frac{1}{2} \cdot \frac{D^2}{\epsilon_0 \cdot \epsilon} = \frac{1}{2} \cdot ED \quad (5.54)$$

Do đó năng lượng điện trường định xứ trong một thể tích hữu hạn V là:

$$W = \int_V w_e \cdot dV \quad (5.55)$$

4.2. Từ trường tĩnh

4.2.1. Từ trường

a. Khái niệm

Thí nghiệm chứng tỏ hai thanh nam châm có thể hút nhau hoặc đẩy nhau, tùy theo các cực đặt gần nhau của chúng có cùng tên hay khác tên. Các thanh nam châm lại có thể hút được các vụn sắt. Vì lý do đó người ta nói rằng nam châm có từ tính, và gọi tương tác giữa các nam châm là tương tác từ.

Thí nghiệm cũng chứng tỏ, dòng điện cũng có từ tính như nam châm. Vì thế, tương tác giữa các dòng điện cũng được gọi là tương tác từ.

b. Vector cảm ứng từ và vector cường độ từ trường

Dòng điện làm cho tính chất của không gian xung quanh nó bị biến đổi. Cụ thể là bất kỳ dòng điện nào cũng đều gây ra xung quanh nó một từ trường. Từ trường thể hiện ở chỗ là nếu đặt một dòng điện khác trong không gian của nó, thì dòng điện này sẽ bị một từ lực tác dụng. Tuy nhiên, từ trường của một dòng điện luôn luôn tồn tại, dù ta không đặt một dòng điện khác trong không gian của từ trường đó để quan sát tương tác từ.

Chính thông qua từ trường mà từ lực được truyền đi từ dòng điện này tới dòng điện khác. Vận tốc truyền tương tác là hữu hạn và bằng vận tốc ánh sáng trong chân không.

* **Vector cảm ứng từ** : Từ định luật tương tác giữa hai phần tử dòng điện :

$$\vec{dF} = \frac{\mu_0 \cdot \mu}{4\pi} \cdot \frac{I_0 \cdot \vec{dl}_0 \wedge (I \vec{dl} \wedge \vec{r})}{r^3}$$

Ta nhận thấy vector : $\vec{dB} = \frac{\mu_0 \cdot \mu}{4\pi} \cdot \frac{I \vec{dl} \wedge \vec{r}}{r^3}$ (5.8) chỉ phụ thuộc vào phần tử dòng điện $I \cdot \vec{dl}$ sinh ra từ trường và vào vị trí của điểm M tại đó đặt phần tử dòng điện $I_0 \cdot \vec{dl}_0$ mà không phụ thuộc vào phần tử dòng điện $I_0 \cdot \vec{dl}_0$ chịu tác dụng của từ trường đang xét. Vì vậy, vector $\vec{dB}$ được gọi là vector cảm ứng từ do phần tử dòng điện $I \cdot \vec{dl}$ sinh ra tại điểm M.

Biểu thức (5.8) gọi là định luật Bio-Savart-Laplace. Định luật này được phát biểu cụ thể như sau : Vector cảm ứng từ $\vec{dB}$ do một phần tử dòng điện $I \cdot \vec{dl}$ gây ra tại điểm M, cách phần tử một khoảng r là một vector có:

- Gốc tại điểm M.
- Phương vuông góc với mặt phẳng chứa phần tử dòng điện $I \cdot \vec{dl}$ và điểm M.
- Chiều sao cho ba vector $\vec{dl}, \vec{r}$ và $\vec{dB}$ theo thứ tự này hợp thành một tam diện thuận.

Chiều của vector $\vec{dB}$ cũng có thể được xác định bằng quy tắc vặn nút chai : đặt cái vặn nút chai theo phương của dòng điện, nếu quay cho vặn nút chai tiến theo chiều dòng điện thì chiều quay của cái vặn nút chai tại điểm m sẽ là chiều của vector cảm ứng từ tại điểm đó.

- Độ lớn dB được xác định bởi công thức :

$$dB = \frac{\mu_0 \cdot \mu}{4\pi} \cdot \frac{Idl \cdot \sin \theta}{r^2} \quad (5.9)$$

* **Vector cường độ từ trường :** Theo công thức (5.8) , vector cảm ứng từ do dòng điện gây ra phụ thuộc độ từ thẩm μ của môi trường. Vì vậy, nếu ta đi từ môi trường này sang môi trường khác thì cùng với độ từ thẩm tỷ đối μ , vector cảm ứng từ $\vec{B}$ sẽ biến đổi một cách đột ngột. Vì lẽ đó, ngoài vector cảm ứng từ $\vec{B}$ người ta còn đưa ra vector cường độ từ trường $\vec{H}$.

Vector cường độ từ trường $\vec{H}$ tại một điểm M trong từ trường là một vector bằng tỷ số giữa vector cảm ứng từ $\vec{B}$ tại điểm đó và tích $\mu\mu_0$:

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu \cdot \mu_0} \quad (5.10)$$

4.2.2. Lực từ

Định luật Ampe là định luật tương tác giữa hai phần tử dòng điện. Phần tử dòng điện là một đoạn rất ngắn của dây dẫn có dòng điện. Để biểu diễn nó, người ta đưa ra một vector $I \cdot \vec{dl}$ nằm ngay trên phần tử dây dẫn có phương chiều là phương chiều của dòng điện và có độ lớn bằng $I \cdot dl$.

Ta xét hai dòng điện hình dạng bất kỳ, nằm trong chân không, và có cường độ lần lượt là I và I_0 . Trên hai dòng điện đó, lấy hai phần tử dòng điện $I \cdot \vec{dl}$ và $I_0 \cdot \vec{dl}_0$.

Đặt $\vec{r} = \vec{OM}$ và gọi θ là góc giữa phần tử $I \cdot \vec{dl}$ và vector $\vec{r}$. Vẽ mặt phẳng P chứa phần tử $I \cdot \vec{dl}$ và điểm M, vẽ pháp tuyến $\vec{n}$ đối với mặt phẳng p tại điểm M. Gọi θ_0 là góc giữa phần tử dòng điện $I_0 \cdot \vec{dl}_0$ và vector $\vec{n}$.

Định luật Ampe được phát biểu như sau:

Từ lực do phần tử dòng điện $I \cdot \vec{dl}$ tác dụng lên phần tử dòng điện $I_0 \cdot \vec{dl}_0$ cùng đặt trong chân không là một vector $\vec{dF}_0$:

+ Có phương vuông góc với mặt phẳng chứa phần tử $I_0 \cdot \vec{dl}_0$ và pháp tuyến $\vec{n}$.

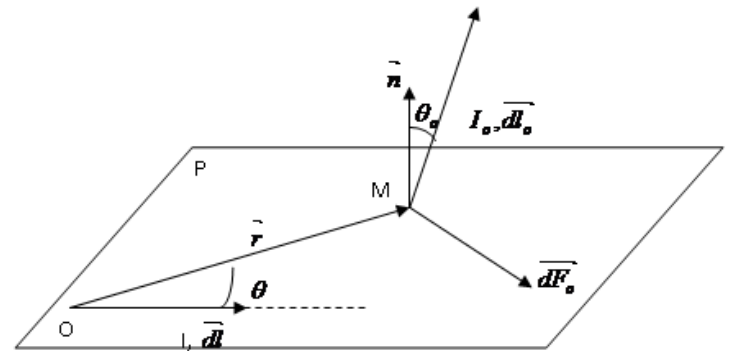
+ Có chiều sao cho ba vector $\vec{dl}_0$, $\vec{n}$ và $\vec{dF}_0$ theo thứ tự đó, hợp thành một tam diện thuận.

+ Và có độ lớn bằng:

$$dF_0 = k \cdot \frac{I \cdot dl \cdot \sin \theta \cdot I_0 \cdot dl_0 \cdot \sin \theta_0}{r^2} \quad (5.5)$$

Trong hệ SI, $k = \frac{\mu_0}{4\pi}$ với $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{henry}}{\text{met}}$ gọi là hằng số từ.

Định luật Ampe có thể được biểu diễn bằng biểu thức vector sau đây :



Hình 5-2

$$\vec{dF}_0 = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I_0 \cdot \vec{dl}_0 \wedge (I \vec{dl} \wedge \vec{r})}{r^3} \quad (5.6)$$

Thí nghiệm chứng tỏ rằng : Nếu hai dòng điện i và i_0 cùng đặt trong một môi trường đồng chất nào đó, thì từ lực tăng lên μ lần so với từ lực

$$\vec{dF} = \frac{\mu_0 \cdot \mu}{4\pi} \cdot \frac{I_0 \cdot \vec{dl}_0 \wedge (I \vec{dl} \wedge \vec{r})}{r^3} \quad (5.7)$$

Trong đó μ được gọi là độ từ thẩm của môi trường.

4.2.3. Hiện tượng cảm ứng điện từ

a. Thí nghiệm và định nghĩa hiện tượng cảm ứng điện từ

Lấy một ống dây điện và mắc nối tiếp nó với một điện kế G thành một mạch kín. Phía trên ống dây, ta đặt một thanh nam châm BN. Thí nghiệm chứng tỏ rằng nếu đưa thanh nam châm vào lòng ống dây thì kim của điện kế sẽ bị lệch đi, trong ống dây xuất hiện một dòng điện, dòng điện đó chính là dòng điện cảm ứng. Nếu rút thanh nam châm ra, dòng điện cảm ứng có chiều ngược lại.

Di chuyển thanh nam châm càng nhanh, cường độ I_C của dòng điện cảm ứng càng lớn. Đang di chuyển, bỗng giữ thanh nam châm đứng lại, dòng điện cảm ứng mất ngay. Nếu thay nam châm bằng một ống dây có dòng điện, hoặc giữ thanh nam châm và dịch chuyển ống dây, ta cũng có những kết quả tương tự như trên.

Qua thí nghiệm đó, Faraday đã rút ra những kết luận tổng quát sau đây: Sự biến đổi của từ thông qua mạch kín là nguyên nhân sinh ra dòng điện cảm ứng trong mạch đó. Dòng điện cảm ứng ấy chỉ tồn tại trong thời gian từ thông gửi qua mạch thay đổi. Cường độ dòng điện cảm ứng tỉ lệ thuận với tốc độ biến đổi của từ thông. Chiều của dòng điện cảm ứng phụ thuộc vào từ thông gửi qua mạch tăng hay giảm.

b. Các định luật cơ bản của hiện tượng cảm ứng điện từ

* Định luật Lenx

Nghiên cứu hiện tượng cảm ứng điện từ, Lenx đã tìm ra định luật tổng quát về chiều của dòng điện cảm ứng, gọi là định luật Lenx: Dòng điện cảm ứng phải có chiều sao cho từ trường do nó sinh ra có tác dụng chống lại nguyên nhân đã sinh ra nó.

* Định luật cơ bản của hiện tượng cảm ứng điện từ

Sự xuất hiện của dòng điện cảm ứng chứng tỏ trong mạch có một suất điện động. Suất điện động ấy được gọi là suất điện động cảm ứng.

Để tìm biểu thức của suất điện động cảm ứng, ta hãy dịch chuyển một vòng dây dẫn kín (C) trong từ trường để từ thông gửi qua vòng dây thay đổi. Giả sử trong thời gian dt , từ thông gửi qua vòng dây biến thiên một lượng $d\Phi_m$ và dòng điện cảm ứng xuất hiện trong vòng dây có cường độ I_C . Khi đó công của lực từ tác dụng lên dòng điện cảm ứng là :

$$dA = I_C \cdot d\Phi_m$$

Theo định luật Lenx, từ lực tác dụng lên dòng điện cảm ứng phải ngăn cản sự dịch chuyển của vòng dây vì sự dịch chuyển này là nguyên nhân sinh ra dòng điện cảm ứng. Vì vậy, công của từ lực tác dụng lên dòng điện cảm ứng là công cản. Và do đó, để dịch chuyển vòng dây, ta phải tốn một công dA' , về trị số bằng công cản đó :

$$dA' = -dA = -I_C \cdot d\Phi_m$$

Theo định luật bảo toàn năng lượng, công dA' này được chuyển thành năng lượng của dòng điện cảm ứng. Vì năng lượng của dòng điện cảm ứng là $E_C \cdot I_C \cdot dt$, trong đó E_C là suất điện động cảm ứng, nên ta có :

$$E_C \cdot I_C \cdot dt = -I_C \cdot d\Phi_m$$

Từ đó ta suy ra :

$$E_C = -\frac{d\Phi_m}{dt}$$

Đó là biểu thức của suất điện động cảm ứng mà ta phải tìm. Biểu thức ấy nói lên nội dung cơ bản của hiện tượng cảm ứng điện từ : Suất điện động cảm ứng luôn luôn bằng về trị số, nhưng trái dấu với tốc độ biến thiên của từ thông gửi qua diện tích của mạch điện.

4.2.4. Năng lượng từ trường

Lý thuyết và thực nghiệm chứng tỏ rằng: Năng lượng từ trường được phân bố trong khoảng không gian của từ trường. Như ta đã biết, từ trường của ống dây điện thẳng và dài là từ trường đều và có thể coi như chỉ tồn tại trong thể tích của ống dây đó. Nếu gọi $V = l \cdot S$ là thể tích của ống dây thì mật độ năng lượng từ trường của ống dây điện là:

$$\omega_m = \frac{W_m}{V} = \frac{\frac{1}{2} \cdot L \cdot I^2}{V} = \frac{\frac{1}{2} (\mu \cdot \mu_0 \cdot \frac{n^2 \cdot S}{l}) \cdot I^2}{l \cdot S} = \frac{1}{2} \cdot \mu \cdot \mu_0 \cdot \frac{n^2}{l^2 \cdot I^2} \quad (5.56)$$

Biết rằng cảm ứng từ B trong ống dây điện là:

$$B = \mu \cdot \mu_0 \cdot \frac{n}{l} \cdot I$$

Do đó, ta có:

$$\omega_m = \frac{1}{2} \cdot \frac{B^2}{\mu_0 \cdot \mu} \quad (5.57)$$

Người ta chứng minh được rằng, công thức trên cũng áp dụng được cho một từ trường bất kỳ. Vì vậy, để tính năng lượng của một từ trường bất kỳ, ta chia không gian của từ trường đó thành những phần thể tích vô cùng nhỏ dV sao cho trong mỗi thể tích ấy, ta có thể coi cảm ứng từ B là đều. Như vậy, năng lượng từ trường trong mỗi thể tích dV ấy là:

$$dW_m = \omega_m \cdot dV = \frac{1}{2} \cdot \frac{B^2}{\mu_0 \cdot \mu} \cdot dV \quad (5.58)$$

Do đó năng lượng của một từ trường bất kỳ bằng:

$$W_m = \int_V dW_m = \int_V \frac{1}{2} \cdot \frac{B^2}{\mu_0 \cdot \mu} \cdot dV \quad (5.59)$$

Phép tích phân trên phải được thực hiện cho toàn bộ không gian của từ trường,

mà

$$H = \frac{B}{\mu_0 \cdot \mu}$$

Do đó, biểu thức trên còn được viết dưới dạng:

$$W_m = \frac{1}{2} \int_V B.H.dV \quad (5.60)$$

* Năng lượng trường điện từ

Theo các luận điểm của Mắc – Xoen, từ trường biến đổi theo thời gian sinh ra điện trường xoáy, và ngược lại điện trường biến đổi theo thời gian sinh ra từ trường. Như vậy, trong không gian, điện trường và từ trường có thể đồng thời tồn tại và có liên hệ chặt chẽ với nhau.

Điện trường và từ trường đồng thời tồn tại trong không gian tạo thành một trường thống nhất gọi là trường điện từ.

Trường điện từ là một dạng vật chất đặc trưng cho tương tác giữa các hạt mang điện.

Trường điện từ có năng lượng. Năng lượng đó định xứ trong khoảng không gian có trường điện từ. Mật độ năng lượng của trường điện từ bằng tổng mật độ năng lượng của điện trường và từ trường :

$$w = w_e + w_m = \frac{1}{2} (\epsilon_0 \cdot \epsilon \cdot E^2 + \mu_0 \cdot \mu \cdot H^2) = \frac{1}{2} \cdot (E \cdot D + B \cdot H) \quad (5.61)$$

Từ đó suy ra năng lượng của trường điện từ là :

$$W = \int_V w.dV = \frac{1}{2} \int_V (\epsilon_0 \cdot \epsilon \cdot E^2 + \mu_0 \cdot \mu \cdot H^2).dV$$
$$\Leftrightarrow W = \frac{1}{2} \cdot \int_V (ED + BH).dV$$

4.3. Các định luật cơ bản của trường điện từ

4.3.1. Định lý Oxtrogratzki – Gaox đối với điện trường

a. Điện thông

* Đường sức điện trường

Đường sức điện trường là đường cong mà tiếp tuyến tại mỗi điểm của nó trùng với phương của vector cường độ điện trường tại điểm đó, chiều của đường sức điện trường là chiều của vector cường độ điện trường.

Người ta quy ước vẽ số đường sức điện trường qua một đơn vị diện tích đặt vuông góc với đường sức bằng cường độ điện trường E (tại nơi đặt diện tích). Tập hợp các đường sức điện trường được gọi là phổ đường sức điện trường hay điện phổ.

* Sự gián đoạn của đường sức điện trường. Vector cảm ứng điện (điện cảm)

Khi đi qua mặt phân cách của hai môi trường, hằng số điện môi ϵ , cường độ điện trường $\vec{E}$ biến đổi đột ngột, vì vậy phổ các đường sức điện trường bị gián đoạn ở mặt phân cách của hai môi trường. Vì vậy, để mô tả điện trường, ngoài vector cường độ điện trường $\vec{E}$, người ta còn dùng một đại lượng vật lý khác, không phụ thuộc vào tính chất của môi trường

gọi là vectơ cảm ứng điện $\vec{D}$. Trong trường hợp môi trường là đồng nhất, người ta định nghĩa :

$$\vec{D} = \epsilon_0 \cdot \epsilon \cdot \vec{E} \quad (5.29)$$

trong đó, độ lớn của vectơ $\vec{D}$ được gọi là cảm ứng điện bằng :

$$D = \epsilon_0 \cdot \epsilon \cdot E$$

Vectơ cảm ứng điện $\vec{D}$ do điện tích điểm q gây ra tại một điểm cách q một khoảng r được xác định bởi :

$$\vec{D} = \frac{q}{4\pi \cdot r^2} \cdot \frac{\vec{r}}{r} \quad (5.30)$$

$$D = \frac{|q|}{4\pi \cdot r^2}$$

Tại mỗi điểm trong điện trường, D chỉ phụ thuộc vào q, tức nguồn sinh ra điện trường mà không phụ thuộc vào tính chất của môi trường.

Trong hệ SI, đơn vị của cảm ứng điện là : C / m² (culông trên mét vuông).

Người ta cũng định nghĩa đường cảm ứng điện giống như đường sức điện trường : Đường cảm ứng điện là đường cong mà tiếp tuyến tại mỗi điểm của nó trùng với phương của vectơ $\vec{D}$, chiều của đường cảm ứng điện là chiều của $\vec{D}$.

* Thông lượng cảm ứng điện (điện thông)

Để thiết lập mối liên hệ giữa vectơ cảm ứng điện $\vec{D}$ và điện tích gây ra nó, người ta dùng khái niệm thông lượng cảm ứng điện hay điện thông.

Giả sử ta đặt một điện tích S trong một điện trường bất kỳ $\vec{D}$. Ta chia điện tích S thành những điện tích vô cùng nhỏ dS, sao cho vectơ cảm ứng điện $\vec{D}$ tại mọi điểm trên diện tích dS ấy có thể coi là bằng nhau.

Thông lượng cảm ứng điện gửi qua toàn bộ diện tích S bằng :

$$\Phi_e = \int_{(S)} d\Phi_e = \int_{(S)} \vec{D} \cdot d\vec{S} = \int_{(S)} D_n \cdot dS \quad (5.31)$$

với $D_n = D \cdot \cos \alpha$ là hình chiếu của $\vec{D}$ trên pháp tuyến $\vec{n}$ của diện tích S và góc α là góc hợp bởi $\vec{n}$ và $\vec{D}$.

Thông lượng cảm ứng điện qua diện tích dS là một đại lượng có độ lớn tỷ lệ với số đường cảm ứng điện vẽ qua diện tích đó.

b. Định lý Ostrogradski – Gauss đối với điện trường

Dạng tích phân:
$$\Phi_e = \iint_S \vec{D} \cdot d\vec{S} = \sum_i q_i \quad (5.32)$$

Phát biểu: Điện thông qua một mặt kín bằng tổng đại số các điện tích chứa trong mặt kín ấy.

Dạng vi phân:
$$\text{div} \vec{D} = \rho \quad (5.33)$$

Định lý này diễn tả tính không khép kín của các đường sức điện trường tĩnh, các đường sức điện trường tĩnh luôn từ các điện tích dương đi ra và đi vào các điện tích âm. Người ta nói rằng điện trường tĩnh là “trường có nguồn”.

4.3.2. Từ thông. Định lý Ostragratxki – Gauss đối với từ trường

a. Từ thông

Trong từ trường, ta hãy xét một diện tích dS khá nhỏ sao cho vectơ cảm ứng từ tại mọi điểm của diện tích ấy có thể coi là bằng nhau. Theo định nghĩa :

Từ thông gửi qua diện tích dS là đại lượng về giá trị bằng :

$$d\Phi_m = \vec{B} \cdot \vec{dS} \quad (5.34)$$

trong đó : $\vec{B}$ là vectơ cảm ứng từ tại một điểm bất kỳ trên diện tích ấy, $\vec{dS}$ là một vectơ nằm theo phương của pháp tuyến $\vec{n}$ với diện tích đang xét, có chiều là chiều dương của pháp tuyến đó và có độ lớn bằng chính độ lớn của diện tích đó ($\vec{dS}$ còn được gọi là vectơ diện tích).

Nếu muốn tính từ thông gửi qua một diện tích có kích thước lớn nằm trong một từ trường bất kỳ, ta phải chia nó ra thành những phần tử diện tích khá nhỏ dS sao cho trên mỗi phần tử ấy, ta có thể coi vectơ cảm ứng từ $\vec{B}$ là không thay đổi. Như vậy, từ thông gửi qua diện tích lớn S sẽ được tính bằng tích phân của các từ thông gửi qua các phần tử diện tích ấy :

$$\Phi_m = \int_{(S)} \vec{B} \cdot \vec{dS} \quad (5.35)$$

Trong hệ đơn vị SI, đơn vị từ thông là vécbe, ký hiệu là Wb.

$$B = \frac{\Phi}{S} = \frac{1Wb}{1m^2} = 1W / m^2 = 1T$$

Vậy : Tesla là cảm ứng từ của một từ thông đều 1 vécbe xuyên vuông góc qua một mặt phẳng diện tích 1 mét vuông.

b. Định lý Ostragratxki đối với từ trường

$$\text{Dạng tích phân :} \quad \iint_S \vec{B} \cdot \vec{dS} = 0 \quad (5.36)$$

Phát biểu: Từ thông toàn phần gửi qua một mặt kín bất kỳ thì bằng không.

$$\text{Dạng vi phân:} \quad \text{div} \vec{B} = 0 \quad (5.37)$$

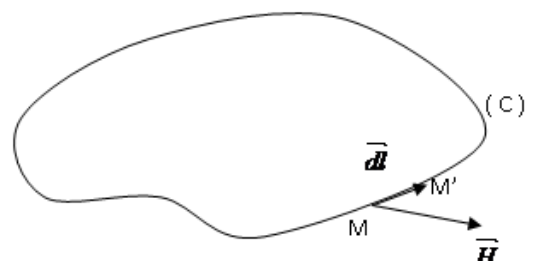
Định lý này diễn tả tính khép kín của các đường sức từ: người ta nói từ trường là trường không có nguồn.

4.3.3. Định lý Ampe về lưu số của vectơ cường độ từ trường

Tính chất xoáy của từ trường còn được thể hiện trong định lý Ampe về dòng điện toàn phần.

a. Lưu số của vectơ cường độ từ trường

Giả sử có một đường cong kín bất kỳ (C) nằm trong một từ trường bất kỳ. Gọi $\vec{dl}$ là vectơ chuyển dời ứng với một đoạn vô cùng nhỏ MM' trên đường cong,



Hình 5-4

và $\vec{H}$ là vector cường độ từ trường trên đoạn ấy. Theo định nghĩa :

Lưu số của vector cường độ từ trường dọc theo đường cong kín (C) là đại lượng về giá trị bằng tích phân của $\vec{H} \cdot d\vec{l}$ dọc theo toàn bộ đường cong đó :

$$\oint_{(C)} \vec{H} \cdot d\vec{l} = \oint_{(C)} H \cdot dl \cdot \cos(\vec{H}, d\vec{l}) \quad (5.38)$$

b. Định lý Ampe về dòng điện toàn phần

Trường hợp đường cong (C) bao quanh dòng điện I thì:

$$\oint_{(C)} \vec{H} \cdot d\vec{l} = I \quad (5.39)$$

Theo lập luận trên, $I > 0$ nếu dòng điện nhận chiều dương (tức chiều dịch chuyển trên đường cong) làm chiều quay thuận xung quanh nó, $I < 0$ trong trường hợp ngược lại.

Trường hợp đường cong (C) không bao quanh dòng điện thì :

$$\oint_{(C)} \vec{H} \cdot d\vec{l} = 0 \quad (5.40)$$

Định lý Ampe về dòng điện toàn phần: Lưu số của vector cường độ từ trường dọc theo một đường cong kín (C) bất kỳ (một vòng) bằng tổng đại số cường độ của các dòng điện xuyên qua diện tích giới hạn bởi đường cong đó :

$$\oint_{(C)} \vec{H} \cdot d\vec{l} = \sum_{i=1}^n I_i \quad (5.41)$$

trong đó : I_i sẽ mang dấu dương ($I_i > 0$) nếu dòng điện thứ i nhận chiều dịch chuyển trên đường cong (C) làm chiều quay thuận xung quanh nó ; I_i sẽ mang dấu âm (I_i) nếu dòng điện thứ i nhận chiều dịch chuyển trên đường cong (C) làm chiều quay nghịch xung quanh nó.

Ý nghĩa của định lý về dòng điện toàn phần : Nó nói lên rằng, từ trường không phải là một trường thế mà là một trường xoáy.

4.3.4. Định luật Mắcxoen về lưu số của vector cường độ điện trường

Lưu số của vector cường độ điện trường được định nghĩa như sau: Tích phân $\oint \vec{E} \cdot d\vec{l}$ là lưu số của vector cường độ điện trường dọc theo đường cong kín.

Trong trường hợp đường cong dịch chuyển là một đường cong kín thì :

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{l} = 0 \quad (5.42)$$

Vậy : Lưu số của vector cường độ điện trường (tĩnh) dọc theo một đường cong kín bằng không. Phát biểu và biểu thức này đặc trưng cho tính chất thế của trường tĩnh điện.

4.4. Trường điện từ

4.4.1. Trường điện từ

Dòng điện sinh ra từ trường và ngược lại, từ trường biến đổi lại sinh ra dòng điện. Như vậy, giữa dòng điện và từ trường có mối quan hệ biến đổi tương hỗ rất khăng khít. Đi sâu

nguyên cứu mối quan hệ đó, Măcxoen đã phát hiện ra rằng : không phải chỉ giữa dòng điện và từ trường, mà cơ bản là, giữa điện trường và từ trường có mối quan hệ khăng khít đó. Kết quả nghiên cứu ấy được tổng kết thành hai luận điểm, gọi là luận điểm thứ nhất và luận điểm thứ 2 của Măcxoen. Từ đó, ông đã xây dựng nên lý thuyết về trường điện từ dạng thống nhất bao gồm cả điện trường và từ trường.

* Luận điểm thứ nhất của Măcxoen

Trong hiện tượng cảm ứng điện từ, nguyên nhân gây ra dòng cảm ứng là sự biến đổi của từ thông gửi qua mạch điện, tức sự biến đổi của từ trường tại nơi đặt mạch. Vậy điện trường gây nên dòng cảm ứng chỉ có thể do từ trường biến đổi theo thời gian sinh ra. Thực nghiệm đã xác nhận rằng điện trường gây nên dòng điện cảm ứng có những đường sức khép kín. Người ta gọi điện trường này là điện trường xoáy. Trên cơ sở phân tích như trên, Măcxoen đã phát biểu được một luận điểm tổng quát, gọi là luận điểm thứ nhất của Măcxoen :

Bất kỳ một từ trường nào biến đổi theo thời gian cũng sinh ra một điện trường xoáy.

Luận điểm này được biểu diễn một cách định lượng bằng một phương trình, gọi là phương trình Măcxoen – Faraday. Để thiết lập phương trình này, ta hãy xét một vòng dây dẫn khép kín (C) nằm trong một từ trường $\vec{B}$ đang biến đổi. Theo định luật cơ bản của hiện tượng cảm ứng điện từ, suất điện động cảm ứng xuất hiện trong vòng dây đó là :

$$E_C = -\frac{d\Phi_m}{dt} = -\frac{d}{dt} \left(\int_S \vec{B} \cdot d\vec{S} \right) \quad (5.11)$$

Trong đó : $\Phi_m = \int_S \vec{B} \cdot d\vec{S}$ là từ thông gửi qua diện tích S giới hạn bởi vòng dây dẫn mà ta xét.

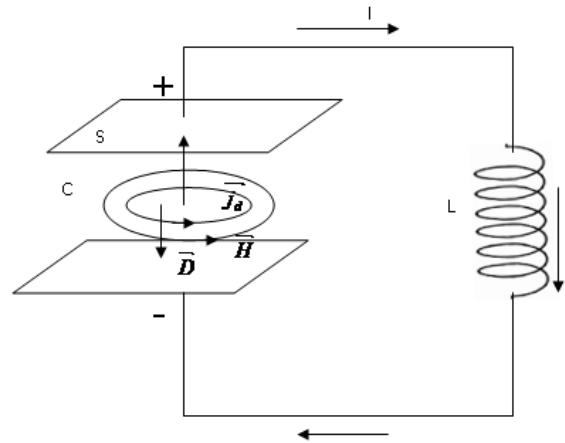
Mặt khác, theo định nghĩa của suất điện động, ta có :

$$E_C = \oint_C \vec{E} \cdot d\vec{l} \quad (5.12)$$

Trong đó $\vec{E}$ là vector cường độ điện trường xoáy trên đoạn dịch chuyển $d\vec{s}$ của vòng dây, $d\vec{s}$ là vector biểu thị đoạn dịch chuyển đó. So sánh (5.11) và (5.12) ta được:

$$\oint_C \vec{E} \cdot d\vec{l} = -\frac{d}{dt} \int_S \vec{B} \cdot d\vec{S} \quad (5.13)$$

Nội dung của phương trình này là : Lưu số của vector cường độ điện trường xoáy dọc theo một đường cong kín bất kỳ thì bằng về giá trị tuyệt đối, nhưng trái dấu với tốc độ biến thiên theo thời gian của từ thông gửi qua diện tích giới hạn bởi đường cong đó.



Hình 5-3: Khi điện trường giảm, vector mật độ dòng điện dịch ngược chiều với vec tơ cảm ứng điện

Ý nghĩa của phương trình là ở chỗ : Nó cho phép ta tính được điện trường xoáy $\vec{E}$, nếu biết trước quy luật biến đổi của từ trường theo thời gian.

Phương trình Măcxoen – Faraday dưới dạng vi phân :

$$\text{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (5.14)$$

Dưới dạng này, nó có thể áp dụng đối với từng điểm một trong không gian có từ trường biến đổi.

* Luận điểm thứ hai của Măcxoen

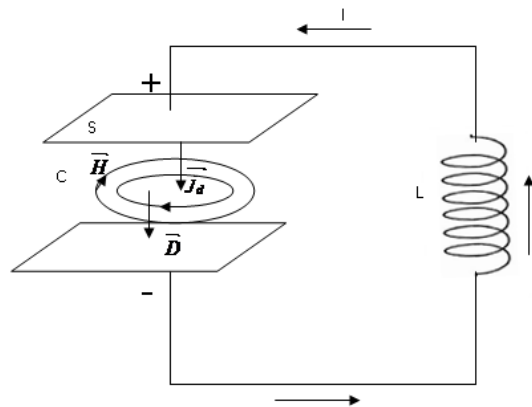
Nội dung của luận điểm thứ hai của Măcxoen : Bất kỳ một điện trường nào biến đổi theo thời gian cũng sinh ra một từ trường (luận điểm này đã được thực nghiệm chứng minh).

Luận điểm thứ hai của Măcxoen được biểu diễn một cách định lượng bởi một phương trình gọi là phương trình Măcxoen – Ampe .

Giả thuyết của Măcxoen về dòng điện dịch : Theo luận điểm thứ hai của Măcxoen, điện trường biến đổi theo thời gian sinh ra từ trường. Nhưng dòng điện dẫn (tức dòng các hạt chuyển động có hướng) cũng sinh ra từ trường. Do đó, xét về phương diện sinh ra từ trường thì điện trường biến đổi theo thời gian có tác dụng giống như một dòng điện. Dòng điện này Măcxoen gọi là dòng điện dịch. Vậy, ta có định nghĩa :

Dòng điện dịch là dòng điện tương đương với điện trường biến đổi theo thời gian về phương diện sinh ra từ trường.

Xét một mạch gồm một tụ điện có điện dung C và một cuộn dây điện có hệ số tự cảm L mắc nối tiếp với nhau.



Hình 5-4: Khi điện trường tăng, vector mật độ dòng điện dịch cùng chiều với vector cảm ứng điện.

Lúc đầu, ta giả sử tụ điện C đang phóng điện. Điện tích của nó trên hai bản của tụ điện đang giảm. Trong mạch có một dòng điện dẫn chạy qua cuộn dây L từ bản dương sang bản âm, còn trong khoảng chân không giữa hai bản đó có một điện trường đang giảm. Vector cảm ứng điện $\vec{D}$ của điện trường này hướng từ bản dương sang bản âm và có độ lớn đang giảm. Sau đó, ta lại giả sử tụ điện C đang được nạp điện. Điện tích trên hai bản của nó đang tăng lên. Trong mạch có dòng điện dẫn chạy qua cuộn dây L từ bản âm sang bản dương của tụ điện còn trong khoảng chân không giữa hai bản đó có điện trường đang tăng. Vector cảm ứng điện $\vec{D}$ của điện trường này vẫn hướng từ bản dương sang bản âm nhưng có độ lớn đang tăng.

Theo Măcxoen, điện trường biến đổi giữa hai bản của tụ điện sinh ra từ trường giống như một dòng điện (dòng điện dịch) chạy qua toàn bộ không gian giữa hai bản của tụ điện, có chiều là chiều của dòng điện dẫn trong mạch và có cường độ bằng cường độ dòng điện dẫn trong mạch đó. Như vậy :

- Khi tụ điện phóng điện, vector cảm ứng điện $\vec{D}$ đang giảm thì dòng điện dịch chạy từ bản âm sang bản dương, ngược với chiều của vector $\vec{D}$ ấy. Còn khi tụ điện đang được nạp điện, vector cảm ứng điện $\vec{D}$ đang tăng thì dòng điện dịch chạy từ bản dương sang bản âm, cùng chiều với vector $\vec{D}$ ấy.

- Nếu gọi I_d là cường độ dòng điện dịch chạy giữa hai bản tụ điện, S là diện tích của mỗi bản thì mật độ dòng điện dịch giữa hai bản đó là :

$$j_d = \frac{I_d}{S} = \frac{I}{S} \quad (5.15)$$

Với I là cường độ dòng điện dẫn chạy trong mạch. Nếu trong khoảng thời gian dt , điện tích trên bản dương của tụ điện tăng một lượng là dq thì cường độ dòng điện dẫn I trong mạch bằng :

$$I = \frac{dq}{dt}$$

Do đó :

$$j_d = \frac{1}{S} \cdot \frac{dq}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{q}{S} \right) = \frac{d\sigma}{dt} \quad (5.16)$$

Với $\sigma = \frac{q}{S}$ là mật độ điện tích trên bản dương của tụ điện.

Ta đã chứng minh được : $D = \sigma$, thế vào biểu thức trên ta được : $j_d = \frac{dD}{dt}$ (5.17)

Dưới dạng vector ta có thể viết : $\vec{j}_d = \frac{d\vec{D}}{dt}$ (5.18)

Biểu thức này chứng tỏ: Vector mật độ dòng điện dịch bằng tốc độ biến thiên theo thời gian của vector cảm ứng điện.

Vì chỉ có điện trường biến đổi theo thời gian mới sinh ra từ trường, nên ta phải dùng dấu đạo hàm riêng $\frac{\partial}{\partial t}$ thay cho dấu đạo hàm toàn phần $\frac{d}{dt}$. Khi đó, ta có :

$$\vec{j}_d = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (5.19)$$

Mở rộng giả thuyết đã nêu ở trên về dòng điện dịch cho trường hợp một điện trường bất kỳ, Mắcxoen đi tới giả thuyết tổng quát :

Xét về phương diện sinh ra từ trường thì bất kỳ một điện trường nào biến đổi theo thời gian cũng giống như một dòng điện, gọi là dòng điện dịch có vector mật độ dòng bằng :

$$\vec{j}_d = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$

Trong đó $\vec{D}$ là vector cảm ứng điện tại điểm mà ta xét.

Phương chiều của từ trường do điện trường biến đổi sinh ra (hay còn gọi là do dòng điện dịch sinh ra) cũng được xác định theo quy tắc cái vặn nút chai như đối với dòng điện dẫn, nhưng bây giờ được áp dụng cho dòng điện dịch tức dòng điện tương đương với điện trường biến đổi theo thời gian về phương diện sinh ra từ trường.

Như chúng ta đã biết, trong chân không vector cảm ứng điện $\vec{D} = \epsilon_0 \cdot \vec{E}$, do đó, mật độ dòng điện dịch trong chân không là :

$$\vec{j}_d = \epsilon_0 \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (5.20)$$

Như vậy, dòng điện dịch trong chân không không có liên quan với bất kỳ một sự dịch chuyển nào của các loại hạt vật chất : Dòng điện dịch trong chân không về bản chất chỉ là điện trường biến đổi theo thời gian. Theo luận điểm thứ 2 của Măcxoen, điện trường biến đổi theo thời gian ở trong chân không vẫn sinh ra từ trường.

Tuy nhiên, trong chất điện môi ở đó vector cảm ứng điện $\vec{D}$ gồm hai số hạng : $\vec{D} = \epsilon_0 \cdot \vec{E} + \vec{P}_e$. Với $\vec{E}$ là vector cường độ điện trường tổng hợp trong chất điện môi và $\vec{P}_e$ là vector phân cực điện môi thì ta có :

$$\vec{j}_d = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \epsilon_0 \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{\partial \vec{P}_e}{\partial t} \quad (5.21)$$

Kết quả này có nghĩa là trong chất điện môi, mật độ dòng điện dịch gồm hai thành phần : Thành phần thứ nhất là mật độ dòng điện dịch trong chân không ($\epsilon_0 \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$) và thành phần thứ hai là mật độ dòng điện phân cực ($\frac{\partial \vec{P}_e}{\partial t}$). Tên gọi của thành phần thứ hai được suy ra từ lập luận sau đây : Nếu xét một diện tích S nào đó trong chất điện môi và gọi σ' là mật độ điện mặt của điện tích liên kết xuất hiện (ta có : $\sigma' = P_{en}$) thì cường độ dòng điện qua S do sự phân cực điện môi gây ra là :

$$I_{pc} = \int_S \vec{j}_{pc} \cdot d\vec{S} = \int_S \frac{\partial \sigma'}{\partial t} \cdot dS = \int_S \frac{\partial P_{en}}{\partial t} \cdot dS = \int_S \frac{\partial \vec{P}_{en}}{\partial t} \cdot d\vec{S} \quad (5.22)$$

Từ đây, suy ra biểu thức của mật độ dòng điện phân cực là :

$$\vec{j}_{pc} = \frac{\partial \vec{P}_e}{\partial t} \quad (5.23)$$

Dòng điện phân cực có liên quan tới sự quay của các lưỡng cực phân tử hoặc sự dịch chuyển của các trọng tâm điện tích dương và âm trong các phân tử không phân cực của chất điện môi dưới tác dụng của điện trường ngoài.

* Thiết lập phương trình Măcxoen

Theo Măcxoen, từ trường không phải chỉ do dòng điện dẫn sinh ra mà còn do điện trường biến đổi theo thời gian tức dòng điện dịch sinh ra nữa. Vì vậy, Măcxoen đã đưa ra khái niệm dòng điện toàn phần là tổng của dòng điện dẫn và dòng điện dịch. Với khái niệm ấy, ta nói rằng từ trường là do dòng điện toàn phần sinh ra.

Nếu gọi $\vec{j}$ là vector mật độ dòng điện dẫn và $\vec{j}_d = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$ là vector mật độ dòng điện dịch tại cùng một điểm thì vector mật độ dòng điện toàn phần tại điểm đó là :

$$\vec{j}_{tp} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (5.24)$$

Bây giờ, ta hãy xét một đường cong bất kỳ (C) nằm trong miền không gian có cả dòng điện dịch và dòng điện dẫn chạy qua. Định lý Ampe được mở rộng cho dòng điện toàn phần :

$$\oint \vec{H} \cdot d\vec{l} = I_{tp} \quad (5.25)$$

Trong đó i_{tp} là cường độ của dòng điện toàn phần chạy qua diện tích S giới hạn bởi đường cong (C). Ta có :

$$I_{tp} = \int_S \vec{j}_{tp} \cdot d\vec{S} = \int_S (\vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}) \cdot d\vec{S} \quad (5.26)$$

Thay (5.24) và (5.25) vào (5.26) ta được :

$$\oint \vec{H} \cdot d\vec{l} = \int_S (\vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}) \cdot d\vec{S} \quad (5.27)$$

Đó là chính là phương trình Măcxoen – Ampe dưới dạng tích phân mà ta phải tìm. Nội dung của phương trình này là : Lưu số của vectơ cường độ từ trường dọc theo một đường cong kín bất kỳ thì bằng cường độ dòng điện toàn phần chạy qua diện tích giới hạn bởi đường cong đó.

Ý nghĩa của phương trình : Phương trình cho phép ta tính được từ trường $\vec{H}$ một khi biết sự phân bố dòng điện dẫn và quy luật biến đổi theo thời gian của điện trường tại mọi điểm trong không gian.

Dạng vi phân của phương trình Măcxoen :

$$\text{rot} \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (5.28)$$

4.4.2. Sóng điện từ

a. Định nghĩa

Quá trình truyền dao động điện từ trong không gian tạo thành sóng điện từ. Sóng điện từ là trường điện từ biến thiên truyền đi trong không gian.

b. Những tính chất của sóng điện từ

* Hệ phương trình Măcxoen của sóng điện từ

Phương trình Măcxoen của trường điện từ dạng vi phân là:

$$\text{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (6.1)$$

$$\text{rot} \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$

$$\text{div} \vec{D} = \rho \quad (6.3)$$

$$\text{div} \vec{B} = 0 \quad (6.4)$$

Nếu là môi trường đồng chất, đẳng hướng thì:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \cdot \epsilon \cdot \vec{E} \quad (6.5)$$

$$\vec{B} = \mu_0 \cdot \mu \cdot \vec{H} \quad (6.6)$$

$$\vec{j} = \sigma \cdot \vec{E} \quad (6.7)$$

Vì sóng điện từ là trường điện từ biến thiên và ta chỉ xét sóng điện từ tự do nghĩa là sóng điện từ trong một môi trường không dẫn (không có dòng điện) và không có điện tích . Do đó:

$$\vec{j} = 0; \quad \rho = 0$$

Phương trình Măcxoen của sóng điện từ được viết như sau:

$$\text{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (6.8) \quad \text{rot} \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (6.9)$$

$$\text{div} \vec{D} = 0; \quad (6.10) \quad \text{div} \vec{B} = 0; \quad (6.11)$$

$$\vec{D} = \epsilon_0 \cdot \epsilon \cdot \vec{E}; \quad (6.12) \quad \vec{B} = \mu_0 \cdot \mu \cdot \vec{H}; \quad (6.13)$$

* Những tính chất tổng quát của sóng điện từ

Tại mỗi điểm trong khoảng không gian có sóng điện từ, ta có thể xác định hai vector $\vec{E}$ và $\vec{H}$, chúng là những hàm của thời gian t , thông thường là những hàm tuần hoàn của t .

Sóng điện có những tính chất tổng quát sau đây:

- Sóng điện từ tồn tại cả trong môi trường vật chất và trong môi trường chân không (khác với sóng cơ, sóng cơ không tồn tại trong chân không).
- Sóng điện từ là sóng ngang: tại mỗi điểm trong khoảng không gian có sóng điện từ, phương của các vector $\vec{E}; \vec{H}$ tức là phương dao động đều vuông góc với phương truyền sóng.
- Vận tốc truyền sóng điện từ trong một môi trường chất đồng chất và đẳng hướng cho bởi:

$$V = \frac{C}{\sqrt{\epsilon \cdot \mu}} \quad (6.14)$$

Trong đó: $C = 3 \cdot 10^8$ m/s, ϵ và μ lần lượt là hằng số điện môi và độ từ thẩm của môi trường.

$\sqrt{\epsilon \cdot \mu} = n$ gọi là chiết suất tuyệt đối của môi trường. Trong chân không, $\epsilon = 1; \mu = 1$

Vậy: $V = C$.

Vận tốc truyền sóng điện từ trong chân không cũng bằng vận tốc truyền ánh sáng trong chân không. Thực nghiệm chứng tỏ $n \geq 1$, do đó:

$$V \leq C.$$

Nghĩa là vận tốc truyền sóng điện từ trong chân không là lớn nhất so với các môi trường khác.

* Năng lượng và năng thông sóng điện từ

Bản chất sóng điện từ là trường điện từ biến thiên. Năng lượng sóng điện từ là năng lượng trường điện từ; năng lượng này định xứ trong khoảng không gian có sóng điện từ.

Mật độ năng lượng sóng điện từ có trị số bằng:

$$w = \frac{1}{2} \epsilon_0 \cdot \epsilon \cdot E^2 + \frac{1}{2} \mu_0 \cdot \mu \cdot H^2 \quad (6.15)$$

Đối với sóng điện từ phẳng đơn sắc, ta có:

$$\sqrt{\epsilon_0 \cdot \epsilon} \cdot |\vec{E}| = \sqrt{\mu_0 \cdot \mu} \cdot |\vec{H}| \quad (6.16)$$

Từ đó ta suy ra: $\epsilon_0 \cdot \epsilon \cdot E^2 = \mu_0 \cdot \mu \cdot H^2 \quad (6.17)$

Biểu thức (6.17) được viết lại thành :

$$w = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon \cdot E^2 = \mu_0 \cdot \mu \cdot H^2 = \sqrt{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon} E \sqrt{\mu_0 \cdot \mu} H \quad (6.18)$$

Để đặc trưng cho sự truyền năng lượng sóng điện từ, ta đưa ra khái niệm năng thông sóng điện từ: đó là đại lượng về trị số bằng năng lượng truyền qua một diện tích nào đó trong một đơn vị thời gian . Mật độ năng thông sóng điện từ cho bởi:

$$P = w \cdot V \quad (6.19)$$

Dựa vào (6.18) và $V = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \cdot \mu_0 \cdot \varepsilon \cdot \mu}}$ ta suy ra:

$$P = \sqrt{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon} E \sqrt{\mu_0 \cdot \mu} H \cdot \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \cdot \mu_0 \cdot \varepsilon \cdot \mu}} = e \cdot h \quad (6.20)$$

Để đặc trưng cho sự truyền năng lượng sóng điện từ một cách đầy đủ, ta định nghĩa vector Umóp- pôinting :

$$\vec{P} = w \cdot \vec{V} \quad (6.21)$$

Vì $\vec{P}$ song song và cùng chiều với $\vec{V}$ nên $\vec{P} \perp \vec{E}; \vec{P} \perp \vec{H}$, do đó dễ dàng suy ra rằng:

$$\vec{P} = \vec{E} \wedge \vec{H} \quad (6.22)$$

BÀI TẬP

Bài 1: Cho 2 điện tích điểm $q_1 = 2 \cdot 10^{-6} \text{C}$ và $q_2 = -10^{-6} \text{C}$ đặt cách nhau 10cm, trong không khí. Tính công của lực tĩnh điện khi điện tích q_2 dịch chuyển trên đường thẳng nối 2 điện tích ra xa thêm 1 đoạn 90cm.

(-0,162J)

Bài 2: Tại 2 đỉnh C, D của 1 hình chữ nhật ABCD (AB=4cm, BC=3cm) người ta lần lượt đặt điện tích điểm $q_1 = 3 \cdot 10^{-8} \text{C}$ và $q_2 = -3 \cdot 10^{-8} \text{C}$. Tính hiệu điện thế giữa 2 điểm A và B. Các điện tích được đặt trong không khí.

(720V)

Bài 3: Hai quả cầu giống nhau được treo ở đầu hai sợi dây có độ dài $l = 10 \text{cm}$ đặt trong chân không. Hai sợi dây này cùng buộc vào một điểm O ở đầu trên. Mỗi quả cầu mang một điện tích q bằng nhau và có khối lượng 0,1g. Do lực đẩy giữa hai quả cầu, hai sợi dây treo tạo nên một góc $2\alpha = 10^\circ 14'$. Hãy tính trị số của điện tích q . Cho biết gia tốc trọng trường $g = 10 \text{m/s}^2$.

($q = \pm 18 \cdot 10^{-8} \text{C}$)

Bài 4: Có hai điện tích điểm $q_1 = 8 \cdot 10^{-8} \text{C}$ và $q_2 = -3 \cdot 10^{-8} \text{C}$ đặt cách nhau một khoảng $d = 10 \text{cm}$ trong không khí.

Tính:

a. Cường độ điện trường gây bởi các điện tích đó tại các điểm A, B, C. Cho biết: MN = d = 10cm, MA = 4cm, MB = 5cm, MC = 9cm, NC = 7cm. (Hình vẽ minh họa).

b. Lực tác dụng lên điện tích $q = -5 \cdot 10^{-10} \text{C}$ đặt tại C.

(a. $E_A = 52,4 \cdot 10^4 \text{ V/m}$, $E_B = 27,5 \cdot 10^4 \text{ V/m}$, $E_C = 9,3 \cdot 10^4 \text{ V/m}$ b. $46,5 \cdot 10^{-6} \text{ N}$)

Bài 5: Tìm cường độ từ trường gây ra tại điểm M bởi một đoạn dây dẫn thẳng AB có dòng điện $I = 20 \text{A}$ chạy qua biết M nằm trên trung trực của AB và cách AB 5cm và nhìn AB dưới một góc 60° ?

($h = 31,8 \text{A/m}$)

Bài 6: Hai dòng điện thẳng dài vô hạn đặt thẳng góc với nhau và nằm trong cùng một mặt phẳng. Xác định vector cường độ từ trường tổng hợp tại các điểm M_1 và M_2 , biết rằng: $I_1 = 2 \text{A}$, $I_2 = 3 \text{A}$, $AM_1 = AM_2 = 1 \text{cm}$, $BM_1 = CM_2 = 2 \text{cm}$.

($H(M_1) = 8 \text{A/m}$, $H(M_2) = 55,8 \text{A/m}$)

Bài 7: Một dây dẫn được uốn thành hình chữ nhật, có các cạnh $a = 16 \text{cm}$ và $b = 30 \text{cm}$, có dòng điện cường độ $I = 6 \text{A}$ chạy qua. Xác định vector cường độ từ trường tại tâm của khung dây.

($H = 27,1 \text{A/m}$)

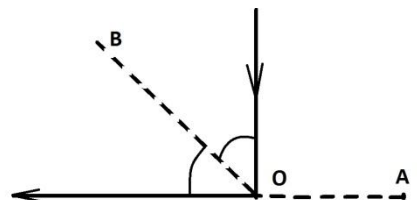
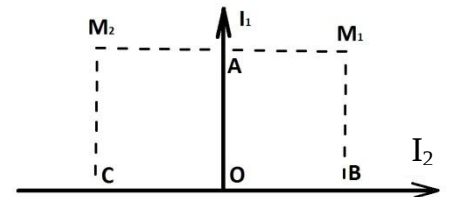
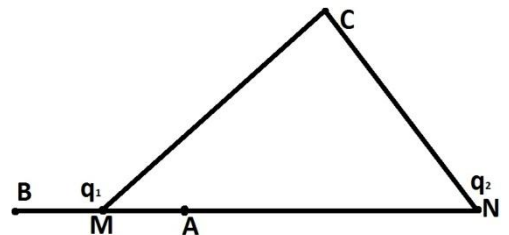
Bài 8: Một dây dài vô hạn được uốn thành một góc vuông, trên có dòng điện 20A chạy qua. Tìm:

a. Cường độ từ trường tại điểm A nằm trên một cạnh góc vuông và cách đỉnh O một đoạn OA=2cm.

b. Cường độ từ trường tại điểm B nằm trên phân giác của góc vuông và cách đỉnh O một đoạn OB = 10cm.

(a. $H_A = 79,8 \text{A/m}$; b. $H_B = 76,8 \text{A/m}$)

Bài 9: Hai vòng dây dẫn tròn có tâm trùng nhau và được đặt sao cho trục của chúng vuông góc với nhau. Bán kính mỗi vòng dây là $R = 2 \text{cm}$. Dòng điện chạy qua chúng có cường độ $I_1 = I_2 = 5 \text{A}$. Tìm cường độ từ trường tại tâm của chúng?



Chương 5: Quang Sóng – Quang Lượng Tử

5.1. Cơ sở của quang học sóng

5.1.1. Thuyết sóng điện từ về ánh sáng

Dựa vào sự tương tự giữa các tính chất của sóng điện từ và của ánh sáng, phát triển thuyết sóng ánh sáng của Huy-ghe-n và Fren-en, năm 1860, Mắc-xơ-en đã nêu ra giả thuyết mới về bản chất ánh sáng: ánh sáng là sóng điện từ có bước sóng rất ngắn (so với sóng vô tuyến điện), lan truyền trong không gian.

Từ thuyết điện từ về ánh sáng, Mắc-xơ-en cũng đã thiết lập được mối liên hệ giữa tính chất điện từ với tính chất quang của môi trường.

$$\frac{c}{v} = \sqrt{\epsilon\mu} \quad (3.1)$$

Trong đó c là tốc độ ánh sáng trong chân không, v là tốc độ ánh sáng trong môi trường có hằng số điện môi là ϵ và độ từ thẩm là μ . Từ đó, suy ra hệ thức về chiết suất của môi trường:

$$n = \sqrt{\epsilon\mu} \quad (3.2)$$

Tiếp theo đó, Lo-ren-xơ còn chứng minh được rằng ϵ phụ thuộc vào tần số f của ánh sáng:

$$\epsilon = F(f) \quad (3.3)$$

Nhờ đó, ông đã giải thích được hiện tượng tán sắc ánh sáng.

5.1.2. Nguyên lý Huyghen – Fresnel

Vì ánh sáng có bản chất sóng nên nó cũng tuân theo nguyên lý Huyghen: Bất kỳ một điểm nào nhận được sóng ánh sáng truyền đến đều trở thành nguồn sáng thứ cấp phát ánh sáng về phía trước nó.

Nguyên lý Huyghen giúp ta giải thích được sự lệch của tia sáng khỏi phương truyền thẳng, nghĩa là giải thích được hiện tượng nhiễu xạ về mặt định tính. Tuy nhiên để tính dao động sáng tại một điểm M nào đó thì ta cần phải tính tổng các dao động sáng do các nguồn thứ cấp gây ra tại M. Muốn vậy phải biết biên độ và pha của các nguồn thứ cấp. Để giải quyết vấn đề này Frê-nen đã bổ sung thêm nguyên lý sau đây: Biên độ và pha của nguồn thứ cấp là biên độ và pha do nguồn thực gây ra tại vị trí của nguồn thứ cấp.

5.1.3. Khái niệm quang lộ

Xét hai điểm A, B trong một môi trường đồng tính chiết suất n , cách nhau một đoạn bằng d . Thời gian ánh sáng đi từ A đến B là:

$$t = \frac{d}{v} \quad (3.4)$$

Trong đó v là vận tốc ánh sáng trong môi trường.

Ta định nghĩa: quang lộ giữa hai điểm A, B là đoạn đường ánh sáng truyền được trong chân không trong khoảng thời gian t , trong đó t là khoảng thời gian mà ánh sáng đi được đoạn đường AB trong môi trường. Gọi L là quang lộ giữa hai điểm A, B, ta có:

$$L = c.t \quad (3.5)$$

Thay t từ (3.4) vào (3.5) và biết chiết suất của môi trường $n = \frac{c}{v}$, ta rút ra :

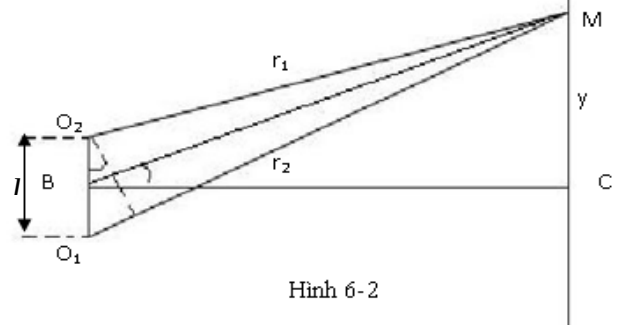
$$L = n.d \quad (3.6)$$

Nếu ánh sáng truyền qua nhiều môi trường chiết suất $n_1, n_2, n_3, \dots$, với các quãng đường lần lượt là $d_1, d_2, d_3, \dots$ thì quang lộ tổng cộng là :

$$L = n_1.d_1 + n_2.d_2 + n_3.d_3 + \dots = \sum n_i.d_i \quad (3.7)$$

Nếu ánh sáng đi trong môi trường mà chiết suất thay đổi liên tục từ điểm này đến điểm khác thì ta chia đoạn đường thành các đoạn nhỏ ds để chiết suất coi như không đổi trên mỗi đoạn nhỏ và quang lộ giữa hai điểm A và B là :

$$L = \int_A^B n.ds \quad (3.8)$$



5.2. Giao thoa ánh sáng

5.2.1. Giao thoa ánh sáng cho bởi hai nguồn kết hợp

Hiện tượng giao thoa ánh sáng chính là hiện tượng chồng chất của hai (hay nhiều) sóng ánh sáng. Kết quả là trong trường giao thoa sẽ xuất hiện những miền sáng, những miền tối. Cũng như sóng cơ chỉ có các sóng ánh sáng kết hợp mới tạo ra được hiện tượng giao thoa, ta hãy xét cách tạo ra hai sóng ánh sáng kết hợp.

a. Cách tạo ra hai sóng ánh sáng kết hợp

Nếu ta xét ánh sáng phát ra từ hai nguồn riêng biệt, thì tại một điểm nào đó sẽ nhận được các cặp đoàn sóng do hai nguồn gửi tới, mỗi cặp đoàn sóng này sẽ có một hiệu pha nào đó. Hiệu pha này thay đổi và không phải là một số không đổi. Kết quả là sóng do hai nguồn riêng biệt phát ra là hai sóng không kết hợp.

Tuy nhiên bằng cách nào đó, ta tách sóng phát ra từ một nguồn duy nhất thành hai sóng, sau đó lại cho chúng gặp nhau thì hiệu pha của hai sóng sẽ không phụ thuộc thời gian. Lúc đó ta có hai sóng kết hợp. Như vậy, nguyên tắc tạo ra hai sóng kết hợp là từ một sóng duy nhất tách ra thành hai sóng riêng biệt.

Để tạo ra các sóng kết hợp, người ta dùng các dụng cụ sau:

- Khe Young: là một dụng cụ gồm một nguồn sáng O đặt trước một màn không trong suốt p có đục hai lỗ nhỏ O_1O_2 . Sau p đặt một màn quan sát E . Ánh sáng phát ra từ O truyền đến O_1, O_2 . Theo nguyên lý Huyghen, O_1 và O_2 trở thành hai nguồn thứ cấp. Vì từ một nguồn tách thành hai nên O_1, O_2 là hai nguồn kết hợp và các sóng phát ra từ O_1, O_2 là các sóng kết hợp.

- Gương Frenel: là một dụng cụ gồm hai gương phẳng G_1, G_2 đặt nghiêng nhau một góc rất nhỏ (khoảng vài phần nghìn radian). Một nguồn điểm O đặt trước hai gương sẽ có hai ảnh ảo là O_1 và O_2 . Hai chùm sáng xuất phát từ O phản xạ lên hai gương và đập lên màn quan sát E . Hai chùm sáng phản xạ coi như được phát đi từ hai nguồn ảo O_1, O_2 . Chúng là hai chùm sáng kết hợp. Màn chắn Q ngăn tia sáng trực tiếp từ nguồn O đập lên màn quan sát E .

b. Hiện tượng giao thoa

* Vị trí các cực đại và cực tiểu giao thoa

Xét hai nguồn kết hợp O_1, O_2 . Phương trình dao động sáng của chúng là:

$$\begin{aligned} x(O_1) &= A_1 \cdot \cos \omega t \\ x(O_2) &= A_2 \cdot \cos \omega t \end{aligned} \quad (3.15)$$

Tại M sẽ nhận được hai dao động sáng mà hàm sóng có dạng:

$$\begin{aligned} x_1 &= A_1 \cdot \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} \cdot L_1\right) \\ x_2 &= A_2 \cdot \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} L_2\right) \end{aligned} \quad (3.16)$$

Trong đó L_1 và L_2 là quang lộ trên đoạn đường r_1, r_2 .

Biên độ sáng dao động tổng hợp tại M phụ thuộc vào hiệu pha: $\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot (L_1 - L_2)$ của hai dao động. Nếu $\Delta\varphi = 2k\pi$, nghĩa là $L_1 - L_2 = k \cdot \lambda$ thì biên độ dao động sáng tổng hợp và cường độ sáng sẽ đạt giá trị cực đại. Nếu $\Delta\varphi = (2k + 1)\pi$, nghĩa là: $L_1 - L_2 = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}$ thì biên độ dao động sáng tổng hợp và cường độ sáng sẽ đạt giá trị cực tiểu.

Như vậy, những điểm sáng nhất (cực đại giao thoa) là những điểm mà tại đó hiệu quang lộ của hai sóng bằng một số nguyên lần bước sóng.

$$L_1 - L_2 = k \cdot \lambda \quad (k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (3.17)$$

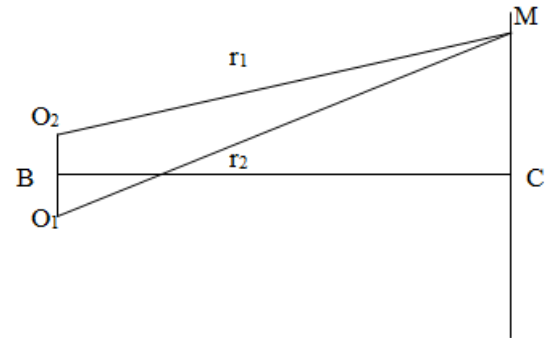
Còn những điểm tối nhất (cực tiểu giao thoa) là những điểm mà tại đó hiệu quang lộ của hai sóng bằng một số lẻ lần nửa bước sóng.

$$L_1 - L_2 = (2k + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (3.18)$$

Hình dạng và vị trí vân giao thoa : Ta xét trường hợp ánh sáng truyền trong chân không hoặc không khí. Lúc đó vị trí các cực đại và cực tiểu được xác định bởi các công thức :

$$\begin{aligned} r_1 - r_2 &= k\lambda \\ r_1 - r_2 &= (2k + 1) \cdot \frac{\lambda}{2} \end{aligned} \quad (3.19)$$

Đặt một màn chắn E song song với O_1O_2 và vuông góc với mặt phẳng hình vẽ, ta sẽ được hệ các vân sáng, vân tối. Đó chính là các giao tuyến của hai họ mặt hypecboloit trên với màn E . Các vân sáng tối đó được gọi là các vân giao thoa. Vì thông thường khoảng cách O_1O_2 rất bé nên các vân giao thoa sẽ là các đoạn thẳng song song cách đều nhau.



Hình 6-1

Gọi khoảng cách từ vân sáng giữa tới vân sáng thứ k là y , khoảng cách $O_1O_2 = l$, khoảng cách từ hai khe tới màn quan sát bằng d . Kẻ O_2H vuông góc với r_1 . Vì màn quan sát đặt xa và l nhỏ ($r_1, r_2 \gg l$) do đó có thể coi O_2H vuông góc với bm và $O_1H \approx r_1 - r_2$.

Từ hình vẽ ta có: $r_1 - r_2 \approx O_1H \approx l \cdot \tan \alpha = l \cdot \frac{y}{D}$ (6.31)

Vị trí các vân sáng được tính bởi công thức:

$$r_1 - r_2 = l \cdot \frac{y}{D} = k\lambda \quad (3.20)$$

Do đó: $y = k \cdot \frac{\lambda D}{l}$ (3.21)

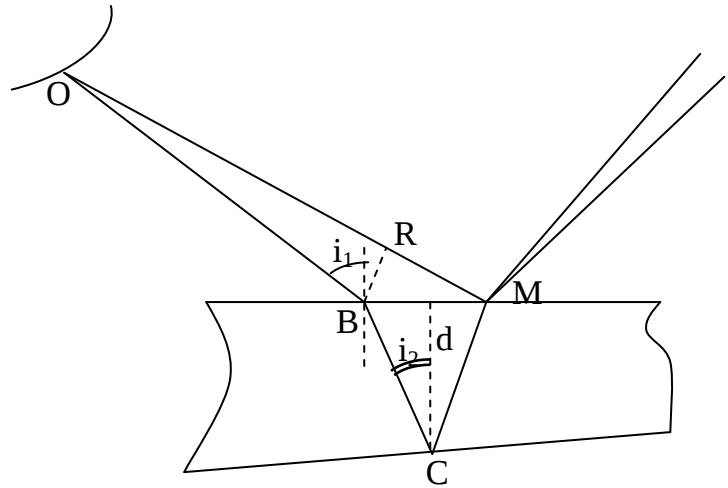
Vị trí các vân tối được xác định bởi công thức:

$$r_1 - r_2 = l \cdot \frac{y}{D} = (2k+1) \frac{\lambda}{2} \quad (3.22)$$

Do đó: $y = (2k+1) \cdot \frac{\lambda D}{2l}$ (3.23)

Các vân tối và vân sáng xen kẽ nhau, khoảng cách giữa hai vân sáng kế tiếp là:

$$i = y_{k+1} - y_k = (k+1) \cdot \frac{\lambda D}{l} - k \cdot \frac{\lambda D}{l} = \frac{\lambda D}{l} \quad (3.24) \text{ gọi là bề rộng vân giao thoa.}$$



5.2.2. Giao thoa cho bởi bản mỏng

a. Vân cùng độ dày

Xét một bản mỏng có bề dày thay đổi, được chiếu sáng bởi một nguồn sáng rộng chiết suất của bản là n . Một điểm O của nguồn gửi đến điểm M hai tia: tia OM gửi trực tiếp và tia $OBCM$ gửi tới sau khi khúc xạ ở B và phản xạ ở C . Từ M hai tia đó sẽ đập vào mắt người quan sát. Như vậy từ một nguồn O , có hai sóng ánh sáng tách ra rồi gặp nhau tại M . Do đó ta quan sát thấy vân giao thoa ngay trên mặt bản. Giữa hai tia giao thoa có hiệu quang lộ bằng:

$$L_1 - L_2 = OB + n(BC + CM) - (OM + \frac{\lambda}{2})$$

Số hạng $\frac{\lambda}{2}$ xuất hiện do tia OM phản xạ tại M . Kẻ BR vuông góc với OM . Có thể coi $OM -$

$OB \approx RM$. Do đó $L_1 - L_2 \approx n(BC + CM) - RM - \frac{\lambda}{2}$

Gọi d là bề dày của bản tại M , i_1 là góc tới, i_2 là góc khúc xạ, ta có:

$$RM = BM \sin i_1 = 2d \cdot \tan i_2 \cdot \sin i_1$$

Mặt khác: $BC = CM = \frac{d}{\cos i_2}$

Do đó
$$L_1 - L_2 = \frac{2nd}{\cos i_2} - 2d \operatorname{tg} i_2 \cdot \sin i_1 - \frac{\lambda}{2}$$

Biến đổi lượng giác ta được:
$$L_1 - L_2 = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i_1} - \frac{\lambda}{2}$$

Vì rằng con người của mắt nhỏ cho nên mắt chỉ nhìn được những tia nghiêng ít đối với nhau. Do đó trong công thức trên i_1 coi như không đổi và hiệu quang lộ chỉ phụ thuộc bề dày d của bản. Với những điểm cùng bề dày d thì hiệu quang lộ như nhau và tại các điểm đó cường độ sáng giống nhau. Những điểm ứng với bề dày sao cho $L_1 - L_2 = k\lambda$ sẽ là vị trí của các vân sáng, còn những điểm ứng với bề dày sao cho $L_1 - L_2 = (2k+1)\frac{\lambda}{2}$ sẽ là vị trí của các vân tối. Mỗi vân ứng với một giá trị xác định của bề dày d , vì vậy các vân này được gọi là các vân cùng độ dày.

b. Vân của nêm không khí

Nêm không khí là một lớp không khí hình nêm, giới hạn giữa hai bản thủy tinh đặt nghiêng nhau một góc α nhỏ. Σ_1 , Σ_2 là hai mặt của nêm, CC' là cạnh nêm. Rọi một chùm sáng đơn sắc song song vuông góc với mặt Σ_2 . Xét tia OI của chùm. Tia đó đi vào bản thủy tinh G_1 . Đến M nó tách thành hai: một phần phản xạ tại M , còn một phần truyền qua nêm không khí, phản xạ trên mặt Σ_2 , trở về M và ló ra ngoài theo đường MIO . Như vậy tại M sẽ có sự gặp nhau của hai tia phản xạ trên hai mặt nêm. Vì từ một tia tách ra nên hai tia đó là hai tia kết hợp. Kết quả là trên mặt Σ_1 của nêm sẽ quan sát được các vân giao thoa.

Vì so với tia $OIML$, tia $OIMKIO$ phải đi thêm một đoạn là $2d$ (d là bề dày của nêm không khí tại M), do đó hiệu quang lộ của hai tia là:
$$L_1 - L_2 = 2d + \frac{\lambda}{2}$$

Phần $\frac{\lambda}{2}$ là do phản xạ trên mặt Σ_2 gây ra. Những điểm tối thỏa mãn công thức:

$$L_1 - L_2 = 2d + \frac{\lambda}{2} = (2k+1) \frac{\lambda}{2}$$

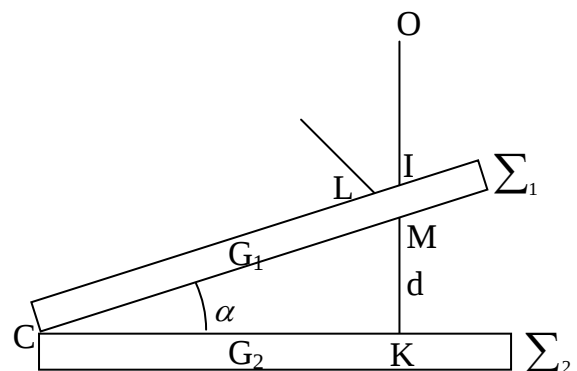
Do đó:

$$d = k \frac{\lambda}{2}$$

Vì các điểm mà tại đó bề dày d của lớp không khí có giá trị không đổi là một đoạn thẳng song song với cạnh nêm, do đó các vân tối là những đoạn thẳng song song với cạnh nêm. Ngay tại cạnh nêm ($d=0$) là một vân tối.

Những điểm sáng thỏa mãn công thức:

$$L_1 - L_2 = 2d + \frac{\lambda}{2} = k\lambda$$



Do đó:
$$d = (2k - 1) \frac{\lambda}{4}$$

Các vân sáng cũng là những đoạn thẳng song song với cạnh nê và nằm xen kẽ với những vân tối.

c. Vân tròn Niuton

Đặt một thấu kính lồi lên một tấm thủy tinh phẳng. Lớp không khí giữa thấu kính và bản thủy tinh là một bản mỏng có bề dày thay đổi. Rọi lên thấu kính một chùm sáng đơn sắc song song và vuông góc với bản thủy tinh. Tương tự như nê không khí, tại mặt cong của thấu kính sẽ có sự gặp nhau của các tia phản xạ và sẽ quan sát được các vân giao thoa.

Những điểm ứng với bề dày của lớp không khí: $d = k \frac{\lambda}{2}$ sẽ tạo thành các vân tối.

Còn những điểm ứng với bề dày của lớp không khí: $d = (2k - 1) \frac{\lambda}{4}$ sẽ tạo thành các vân sáng.

Do tính chất đối xứng nên các vân giao thoa là những vòng tròn có tâm tại C. Các vân đó được gọi là các vân tròn Niuton. Ta tính bán kính của vân tối thứ k. Gọi r_k là bán kính vân tối thứ k, ta có:

$$r_k^2 = R^2 - (R - d_k)^2$$

Trong đó R là bán kính cong của thấu kính, d_k là bề dày của lớp không khí tại vân tối thứ k. Vì $d_k \ll R$, do đó:

$$r_k^2 \approx 2R.d_k$$

Tại vân tối thứ k, ta có $d_k = k \frac{\lambda}{2}$, do đó:

$$r_k = \sqrt{R\lambda} \cdot \sqrt{k}$$

Như vậy, bán kính của các vân tối tỉ lệ với căn bậc hai của các số nguyên liên tiếp.

5.5. Nhiễu xạ ánh sáng

5.3.1. Nhiễu xạ sóng cầu

a. Biểu thức của dao động sáng tại M

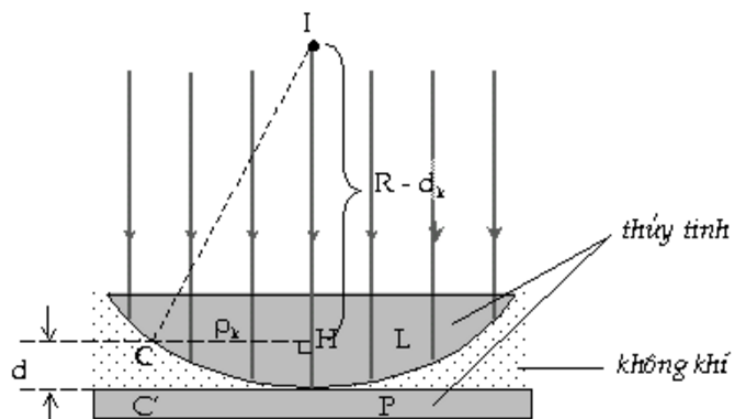
Giả sử phương trình dao động sáng của nguồn O là:

$$x = a \cdot \cos \omega t \quad (6.37)$$

Lấy mặt kín S bao quanh O, dS là một diện tích nhỏ trên mặt kín. Gọi r_1 , r_2 lần lượt là các khoảng cách từ dS đến O và đến M.

Các điểm trên dS đều nhận được ánh sáng từ nguồn O gửi tới, do đó dS có thể coi là nguồn thứ cấp. Mặt khác, theo nguyên lý Frenen, dao động sáng tại dS sẽ có dạng:

$$dx(dS) = a(dS) \cdot \cos \omega(t - \frac{r_1}{V}) \quad (6.38)$$



Trong đó: $a(ds)$ là biên độ dao động sáng do nguồn O gây ra tại ds .

Dao động sáng do dS gây ra tại M là:

$$dx(M) = a(M) \cdot \cos \omega(t - \frac{r_1 + r_2}{V}) \quad (6.39)$$

Trong đó: $a(M)$ là biên độ dao động sáng do dS gây ra tại M.

Nếu dS càng lớn thì $a(M)$ càng lớn. Nếu r_1, r_2 càng lớn thì $a(M)$ càng nhỏ. Ngoài ra, $a(M)$ còn phụ thuộc các góc nghiêng θ_0, θ của các tia ON và NM với pháp tuyến NN' của dS .

Vậy ta có thể đặt:

$$a(M) = \frac{A(\theta_0, \theta) \cdot dS}{r_1 \cdot r_2} \quad (6.40)$$

Trong đó: A là một hệ số phụ thuộc θ_0, θ

Dao động sáng tổng hợp tại M là:

$$x = \int dx(M) = \int_{(S)} \frac{A(\theta, \theta_0)}{r_1 \cdot r_2} \cdot \cos \omega(t - \frac{r_1 + r_2}{V}) dS \quad (6.41)$$

Trong đó, tích phân thực hiện theo cả mặt kín S.

Việc tính tích phân tương đối phức tạp. Tuy nhiên, chỉ cần tính cường độ sáng tại M tức là chỉ cần biết biên độ dao động sáng tổng hợp tại m nên trong một số trường hợp, Frenen đã đưa ra một phương pháp giúp ta tính toán một cách đơn giản hơn.

b. Phương pháp đới cầu Frenen

Định nghĩa và tính chất của đới cầu Frenen: Xét một nguồn điểm S và điểm được chiếu sáng P. Đặt một mặt cầu bao quanh S, có bán kính $r < SP$. Đặt $PB_0 = b$, Từ P làm tâm ta vẽ các mặt cầu $\sum_0, \sum_1, \sum_2, \dots$ có bán kính lần lượt là: $b, b + \frac{\lambda}{2}, b + 2\frac{\lambda}{2}, \dots$ Trong đó: λ là bước sóng của ánh sáng do nguồn S phát ra. Các mặt cầu $\sum_0, \sum_1, \sum_2, \dots$ chia mặt cầu thành các đới gọi là các đới cầu Frenen.

Người ta tính diện tích của các đới cầu Frenen thì thấy các diện tích đó đều bằng nhau và bằng:

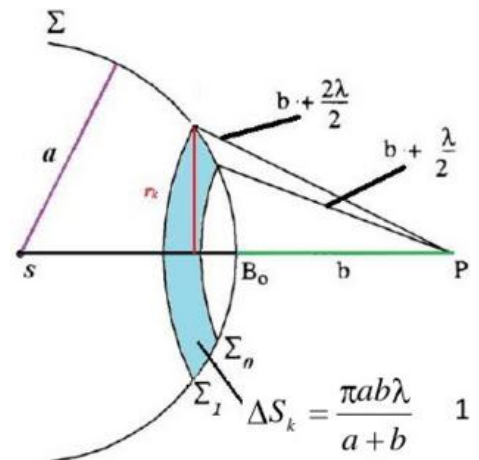
$$\Delta S = \frac{\pi \cdot R \cdot b}{R + b} \lambda \quad (6.42)$$

Còn bán kính r_k của đới cầu thứ k bằng:

$$r_k = \sqrt{\frac{R \cdot b \cdot \lambda}{R + b}} \cdot \sqrt{k} \quad (6.43) \text{ trong đó: } k = 1, 2, 3, \dots$$

Theo nguyên lý Huyghen, mỗi đới cầu có thể coi là một nguồn thứ cấp gửi ánh sáng đến P. Gọi a_k là biên độ dao động sáng do đới thứ k gây ra tại P. Lúc k tăng lên thì các đới cầu càng xa điểm P và góc nghiêng θ càng tăng, do đó theo (6.43) thì lúc k tăng thì a_k giảm dần:

$$a_1 > a_2 > a_3 > a_4 \dots$$



Tuy nhiên, vì khoảng cách từ các đới cầu đến điểm P và góc nghiêng θ tăng rất chậm, nên các biên độ a_k giảm chậm và ta có thể coi biên độ dao động sáng do đới thứ k gây ra tại P bằng trung bình cộng của biên độ dao động sáng do hai đới bên cạnh gây ra:

$$a_k = \frac{1}{2}(a_{k-1} + a_{k+1})$$

Lúc k khá lớn thì $a_k \approx 0$. Chú ý là khoảng cách từ hai đới cầu kế tiếp tới điểm P khác nhau $\frac{\lambda}{2}$; trong khi đó, các đới cầu đều nằm trên cùng một mặt sóng nghĩa là pha dao động của các điểm trên mọi đới cầu đều như nhau. Kết quả hai đới cầu kế tiếp sẽ gây tại M hai dao động sáng có hiệu pha là:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}(L_1 - L_2) = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{\lambda}{2} = \pi \quad (6.44)$$

Vậy hai dao động sáng do hai đới kế tiếp gây ra tại điểm P sẽ ngược pha nhau, nghĩa là chúng sẽ khử lẫn nhau. Vì P ở khá xa mặt cầu, do đó dao động sáng do các đới cầu gây tại P có thể coi là cùng phương. Gọi a là biên độ dao động sáng tổng hợp do các đới gây ra tại P, ta có:

$$a = a_1 - a_2 + a_3 - a_4 + a_5 - a_6 + \dots$$

Khi nghiên cứu nhiễu xạ qua lỗ tròn gây bởi nguồn điểm ở gần, người ta đã thu được một số kết quả như sau. Khi không có màn P hoặc khi lỗ có kích thước lớn thì vì $a_n \approx 0$ nên cường độ sáng tại M là:

$$I_0 = a^2 = \frac{a_1^2}{4} \quad (6.45)$$

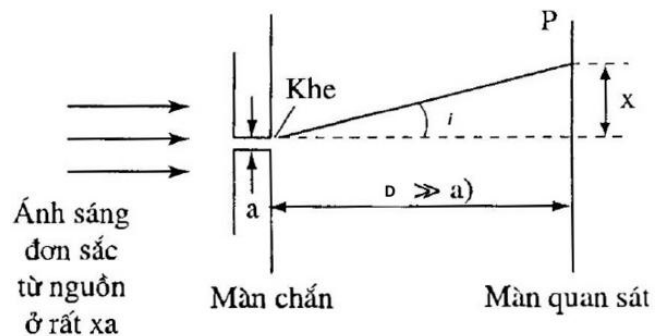
Nếu lỗ chứa một số lẻ đới, cường độ sáng tại P là:

$$I = \left(\frac{a_1}{2} + \frac{a_n}{2}\right)^2 > I_0 \quad (6.46)$$

Nếu lỗ chứa một số chẵn đới thì:

$$I = \left(\frac{a_1}{2} - \frac{a_n}{2}\right)^2 < I_0 \quad (6.47)$$

Tóm lại tại điểm M có thể sáng hơn lên hoặc tối đi so với khi không có màn chắn tùy theo số đới cầu, tức là tùy theo kích thước của lỗ tròn và vị trí của màn quan sát.



5.3.2. Nhiễu xạ sóng phẳng

Ở phần này, nguyên lý Huyghen – Frênen sẽ được áp dụng để nghiên cứu hiện tượng nhiễu xạ gây bởi các sóng phẳng khi truyền qua một vật chướng ngại nào đó.

Một khe hẹp K có bề rộng $AB = b$. Rọi sáng khe hẹp bằng một chùm đơn sắc song song có bước sóng λ . Chùm song song được tạo ra bằng cách đặt một nguồn điểm O tại tiêu điểm của thấu kính L_0 . Qua khe K các tia sáng nhiễu xạ theo nhiều phương. Tách các tia nhiễu xạ theo một phương φ nào đó, chùm tia này sẽ gặp nhau ở vô cùng. Để quan sát hiện tượng nhiễu xạ, ta dùng một thấu kính hội tụ L, chùm tia nhiễu xạ này sẽ hội tụ tại điểm M trong mặt phẳng

tiêu của hội tụ tại các điểm khác nhau. Tùy theo giá trị của φ , điểm M có thể sáng hoặc tối. Ta xét sự phân bố cường độ sáng trên màn quan sát đặt tại mặt phẳng tiêu Φ .

Vì sóng gửi tới khe là sóng phẳng nên mặt phẳng của khe là một mặt sóng, các điểm trên mặt phẳng khe có cùng pha dao động. Xét các tia nhiễu xạ theo phương $\varphi = 0$. Theo định lý Maluyt, quang lộ giữa hai mặt trực giao (ở đây là mặt phẳng khe và điểm F) thì bằng nhau, do đó các tia gửi đến F đều có cùng pha dao động, các dao động của các tia tăng cường lẫn nhau. Kết quả tại F ($\varphi = 0$) rất sáng. Điểm sáng đó được gọi là cực đại giữa.

Để tính cường độ sáng theo một phương φ bất kỳ ta vẽ các mặt phẳng $\Sigma_0, \Sigma_1, \Sigma_2, \dots$ cách nhau $\frac{\lambda}{2}$ và vuông góc với chùm tia nhiễu xạ. Các mặt phẳng này chia mặt phẳng khe

thành các dải. Bề rộng của mỗi dải là $\frac{\lambda}{2 \sin \varphi}$ và số dải trên khe là:

$$n = \frac{b}{\lambda / 2 \sin \varphi} = \frac{2b \sin \varphi}{\lambda}$$

Theo nguyên lý Huyghen mỗi dải có thể coi là một nguồn thứ cấp gửi ánh sáng đến điểm M. Vì quang lộ từ hai dải kế tiếp đến điểm M khác nhau $\frac{\lambda}{2}$, do đó hai dao động sáng do hai dải kế tiếp gây ra tại M ngược pha nhau và chúng khử lẫn nhau. Kết quả nếu khe chứa một số chẵn dải ($n = 2k$) thì dao động sáng do từng cặp dải kế tiếp gây ra tại M sẽ khử lẫn nhau. Kết quả nếu khe chứa một số lẻ dải ($n=2k+1$) thì dao động sáng do từng cặp dải kế tiếp gây ra tại M sẽ khử lẫn nhau và điểm M sẽ tối. Vậy điều kiện M tối là:

$$\frac{2b \sin \varphi}{\lambda} = 2k \text{ nghĩa là } \sin \varphi = k \frac{\lambda}{b} \quad (1)$$

Trong đó $k = \pm 1, \pm 2, \dots$; ta loại trừ giá trị $k = 0$ vì nếu $k = 0$ thì theo phương trình trên $\varphi = 0$ và lúc đó ta đã có cực đại giữa. Trường hợp nếu khe chứa một số lẻ dải ($n = 2k + 1$) thì dao động sáng do từng cặp dải kế tiếp gây ra tại M sẽ khử lẫn nhau, còn dao động sáng do dải lẻ thứ $2k + 1$ gây ra thì không bị khử. Kết quả điểm M sẽ sáng. Vậy điều kiện để điểm M sáng là:

$$\frac{2b \sin \varphi}{\lambda} = 2k + 1 \text{ nghĩa là } \sin \varphi = (2k + 1) \frac{\lambda}{2b}$$

Trong đó $k = 1, 2, 3, \dots, -2, -3, \dots$. Ta loại trừ giá trị $k = 0$ và $k = -1$ vì rằng ứng với các giá trị đó, $\sin \varphi = \pm \frac{\lambda}{2b}$: cường độ sáng không thể có giá trị cực đại (khi $\sin \varphi = 0$ ta đã có cực đại giữa, nếu với $\sin \varphi = \pm \frac{\lambda}{2b}$ ta lại có cực đại thì giữa $\sin \varphi = 0$ và $\sin \varphi = \pm \frac{\lambda}{2b}$ phải có cực tiểu. Tuy nhiên theo phương trình (1) thì các cực tiểu đầu tiên phải ứng với khi $\sin \varphi = \pm \frac{\lambda}{2b}$.

Tóm lại: $\sin \varphi = 0$ có cực đại giữa.

$$\sin \varphi = \pm \frac{\lambda}{b}; \pm 2 \frac{\lambda}{b}; \pm 3 \frac{\lambda}{b} \dots \text{ có các cực tiểu nhiễu xạ.}$$

$$\sin \varphi = \pm 3 \frac{\lambda}{2b}; \pm 5 \frac{\lambda}{2b}; \dots \text{ có các cực đại nhiễu xạ.}$$

5.4. Phân cực ánh sáng

5.4.1. Hiện tượng phân cực ánh sáng

a. Ánh sáng tự nhiên

Ánh sáng từ một nguồn phát ra (mặt trời, dây tóc nung đỏ ...) có vectơ cường độ điện trường dao động theo tất cả mọi phương vuông góc với tia sáng. Ánh sáng có vectơ cường độ điện trường dao động đều đặn theo mọi phương vuông góc với tia sáng được gọi là ánh sáng tự nhiên.

Để biểu diễn ánh sáng tự nhiên, người ta vẽ trong mặt phẳng vuông góc với tia sáng các vectơ cường độ điện trường có trị số bằng nhau phân bố đều đặn xung quanh tia sáng.

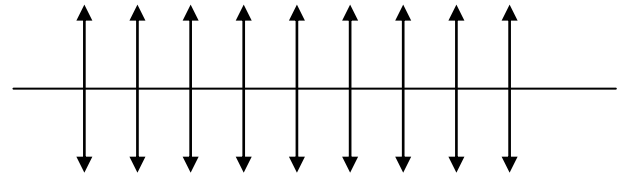
b. Ánh sáng phân cực

Ánh sáng có vectơ cường độ điện trường chỉ dao động theo một phương xác định được gọi là ánh sáng phân cực thẳng hay ánh sáng phân cực toàn phần.

Mặt phẳng chứa tia sáng và phương dao động của vectơ $\vec{E}$ được gọi là mặt phẳng dao động, còn mặt phẳng chứa tia sáng và vuông góc với mặt phẳng dao động được gọi là mặt phẳng phân cực.

Ánh sáng có vectơ cường độ điện trường dao động theo mọi phương vuông góc với tia sáng, nhưng có phương dao động mạnh, có phương dao động yếu được gọi là ánh sáng phân cực một phần.

Ánh sáng tự nhiên có thể coi là tập hợp của vô số ánh sáng phân cực toàn phần dao động đều đặn theo tất cả mọi phương vuông góc với tia sáng.



Hình 6-4: Ánh sáng phân cực toàn phần

c. Phân cực ánh sáng do phản xạ và khúc xạ

Thí nghiệm chứng tỏ rằng hiện tượng phân cực ánh sáng cũng xảy ra khi ánh sáng phản xạ hoặc khúc xạ trên mặt phân cách hai môi trường. Một tia sáng tự nhiên đến đập lên mặt phân cách hai môi trường dưới góc tới i , một phần tia sẽ bị phản xạ lại môi trường một, còn một phần khúc xạ vào trong môi trường hai.

Nhờ bản tualamin, ta thấy tia phản xạ là ánh sáng phân cực một phần, theo phương vuông góc với mặt phẳng tới thì vectơ cường độ điện trường có biên độ dao động cực đại. Tia khúc xạ cũng là ánh sáng phân cực một phần và trong mặt phẳng tới vectơ $\vec{E}$ có biên độ dao động cực đại.

Khi thay đổi góc tới i , người ta thấy mức độ phân cực của tia phản xạ cũng thay đổi. Lúc góc tới i thỏa mãn điều kiện:

$$\operatorname{tg} i_B = n_{21}$$

thì tia phản xạ trở thành tia phân cực toàn phần, n_{21} là chiết suất tỉ đối của môi trường hai đối với môi trường một, i_B gọi là góc tới Briuto.

Chú ý rằng: Các tia khúc xạ không bao giờ là ánh sáng phân cực toàn phần. Tuy lúc $i = i_b$, tia khúc xạ cũng bị phân cực mạnh nhất.

d. Phân cực do lưỡng chiết

Thực nghiệm chứng tỏ rằng ở một số tinh thể như băng lan, thạch anh... có tính chất đặc biệt là nếu chiếu một tia sáng vào đó thì nói chung ta sẽ được hai tia. Hiện tượng đó gọi là hiện tượng phân cực do lưỡng chiết và là một trong những hiện tượng thể hiện tính bất đẳng hướng của tinh thể về mặt quang học.

Thực nghiệm cho biết trong tinh thể có một phương đặc biệt mà khi truyền theo đó thì tia sáng không bị tách thành hai. Phương đặc biệt ấy gọi là quang trục của tinh thể. Đó là phương ứng với đường chéo aa_1 nối liền hai đỉnh ứng với ba góc tù $101^\circ 52'$. Bất kỳ đường thẳng nào song song với AA_1 cũng là quang trục của tinh thể cả.

Chiếu một tia sáng tự nhiên vuông góc với mặt ACA_1C_1 của tinh thể. Khi đi vào tinh thể, tia sáng tách thành hai:

+ Một tia truyền thẳng không bị lệch gọi là tia thường. Tia thường có cường độ điện trường nằm trong mặt phẳng chính của nó (mặt phẳng chứa quang trục và tia bất thường).

+ Một tia đi lệch khỏi phương truyền ban đầu gọi là tia bất thường. Tia bất thường có vectơ cường độ điện trường vuông góc một mặt phẳng đặc biệt gọi là mặt phẳng chính của tia sáng.

Nếu ánh rọi vào tinh thể là ánh sáng tự nhiên thì cường độ của tia thường và tia bất thường như nhau, còn nếu ánh sáng rọi vào là ánh sáng phân cực thì cường độ của hai tia phụ thuộc vào góc α giữa mặt phẳng tới và mặt phẳng chính:

Thay đổi góc tới i của tia đập lên mặt $abcd$, đo góc khúc xạ của tia thường (i_o) và của tia bất thường (i_e), người ta nhận thấy, đối với tia thường:

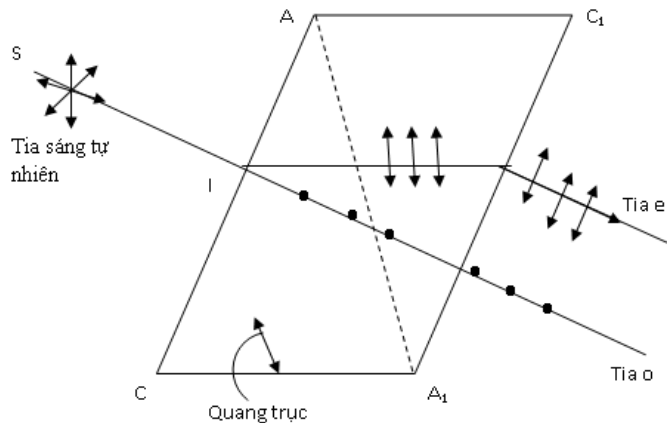
$$\frac{\sin i}{\sin i_o} = n_o = \text{const} \quad (6.48)$$

Trong đó: n_o là chiết suất của tinh thể đối với tia thường.

Đối với tia bất thường:

$$\frac{\sin i}{\sin i_e} = n_e \neq \text{const} \quad (6.49)$$

Trong đó: n_e là chiết suất của tinh thể đối với tia bất thường, nó phụ thuộc vào góc tới i .



Hình 6-5: Sự truyền ánh sáng qua tinh thể băng lan

Thực nghiệm chứng tỏ rằng, vận tốc của tia bất thường theo phương song song với quang trục là cực tiểu, theo phương đó $v_e = v_o$, còn theo phương vuông góc với quang trục, v_e có giá trị cực đại.

$$V_e \geq V_o \quad (6.50)$$

Chiết suất tỷ lệ nghịch với vận tốc, do đó: $n_e \leq n_o$ (6.51)

5.4.2. Định luật Maluyt

Thực nghiệm chứng tỏ rằng bản Tuamalin dày khoảng 1mm trở lên chỉ cho qua những ánh sáng nào có vectơ cường độ điện trường nằm trong một mặt phẳng xác định, đó là mặt phẳng chứa một phương đặc biệt (gọi là quang trục của tinh thể) và tia sáng. Còn các ánh sáng có vectơ $\vec{E}$ vuông góc với mặt phẳng trên sẽ không đi qua bản. Trong trường hợp bản tuamalin có quang trục song song với cạnh AB, còn tia sáng chiếu vào vuông góc với mặt ABCD của bản, vì ánh sáng là sóng ngang nên tia sáng sau bản tuamalin có vectơ $\vec{E}$ song song với quang trục của bản.

Vì tính đối xứng của ánh sáng tự nhiên xung quanh phương truyền, nên nếu ta quay bản tuamalin xung quanh tia sáng thì ở vị trí nào của bản cũng có ánh sáng truyền qua. Ánh sáng đó là ánh sáng phân cực toàn phần.

Lấy một bản tuamalin T_2 (bản T_2 đặt sau bản T_1). Gọi α là góc giữa hai quang trục. Do tính chất của bản tuamalin, biên độ dao động sáng sau bản T_2 là :

$$a_2 = a_1 \cdot \cos \alpha$$

Cường độ sáng sau bản T_2 sẽ là : $I_2 = a_2^2 = I_1 \cdot \cos^2 \alpha$ (*)

Trong đó $I_1 = a_1^2$ là cường độ sáng sau bản T_1 . Như vậy, nếu giữ cố định bản T_1 và quay bản T_2 xung quanh tia sáng thì I_2 sẽ thay đổi. Lúc hai quang trục song song với nhau thì $I_2 = I_{2\max} = I_1$. Còn lúc hai quang trục vuông góc với nhau thì $I_2 = I_{2\min} = 0$. T_1 được gọi là kính phân cực, T_2 được gọi là kính phân tích.

Công thức (*) ở trên biểu diễn một định luật gọi là định luật Maluyt: Khi cho một chùm tia sáng tự nhiên rọi qua hai bản tuamalin có quang trục hợp với nhau một góc α thì cường độ sáng nhận được tỉ lệ với $\cos^2 \alpha$.

Dùng một bản tuamalin ta có thể phân biệt được chùm sáng là ánh sáng tự nhiên hay ánh sáng phân cực. Đặt bản tuamalin trên đường đi của tia sáng, nếu tia sáng là ánh sáng tự nhiên thì khi quay bản tuamalin, cường độ sáng sau bản không thay đổi, còn nếu tia sáng là ánh sáng phân cực thì khi quay bản tuamalin cường độ sáng sau bản sẽ thay đổi.

5.5. Cơ sở của quang học lượng tử

5.5.1. Thuyết lượng tử của Plăng

a. Sự thất bại của thuyết sóng ánh sáng trong việc giải thích hiện tượng bức xạ nhiệt

Xuất phát từ quan niệm của vật lý kinh điển coi các nguyên tử, phân tử phát xạ hoặc hấp thụ một cách liên tục, trên cơ sở lý thuyết bức xạ điện từ cổ điển, Reelay và Ginx đã tìm được biểu thức sau đây của hàm phổ biến:

$$f(\nu, T) = \frac{2\pi \cdot \nu^2}{c^2} \cdot k_B \cdot T \quad (7.1)$$

Trong đó $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23}$ J/K là hằng số Boltzmann.

Từ biểu thức đó, có thể tính được năng suất phát xạ toàn phần của một vật đen tuyệt đối:

$$R(T) = \int_0^{\infty} f(\nu, T) \cdot d\nu = \infty \quad (7.2)$$

Kết quả dẫn tới một đại lượng vô cùng lớn, đó là bế tắc của quan niệm vật lý cổ điển về phát xạ và hấp thụ năng lượng điện từ.

b. Thuyết lượng tử của Planck

Nội dung thuyết:

- Các nguyên tử, phân tử phát xạ hay hấp thụ năng lượng của bức xạ điện từ một cách gián đoạn: phần năng lượng phát xạ hay hấp thụ luôn là bội số nguyên của một lượng năng lượng nhỏ xác định gọi là lượng tử năng lượng hay quanta năng lượng:

- Đối với một bức xạ điện từ đơn sắc tần số ν , bước sóng λ lượng tử năng lượng tương ứng bằng:

$$E = h\nu = h \cdot \frac{c}{\lambda} \quad (7.3)$$

trong đó: $h = 6,625 \cdot 10^{-34}$ J.s là hằng số Planck.

- Biểu thức của hàm phổ biến $f(\nu, T)$, tức là năng suất phát xạ đơn sắc của vật đen tuyệt đối:

$$f(\nu, T) = \frac{2\pi \nu^2}{c^2} \cdot \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1} \quad (7.4)$$

là công thức Planck.

c. Các định luật bức xạ của vật đen tuyệt đối

Từ công thức Planck, ta có thể suy ra những hệ quả quan trọng diễn tả các quy luật phát xạ của vật đen tuyệt đối.

Năng suất phát xạ toàn phần của vật đen tuyệt đối:

$$R(T) = \int_0^{\infty} f(\nu, T) \cdot d\nu = \int_0^{\infty} \frac{2\pi \cdot \nu^2}{c^2} \cdot \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1} d\nu \quad (7.5)$$

Thực hiện phép đổi biến số:

$$x = \frac{h\nu}{k_B T}$$

Ta được:

$$R(T) = \frac{2\pi \cdot k_B^4 \cdot T^4}{c^2 \cdot h^3} \int_0^{\infty} \frac{x^3 \cdot dx}{e^x - 1} = \sigma \cdot T^4 \quad (7.6)$$

trong đó: $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$ W/m²·K⁴

Năng suất phát xạ toàn phần của một vật đen tuyệt đối tỷ lệ với lũy thừa bậc bốn của nhiệt độ tuyệt đối của vật ấy.

Nếu ta tính đạo hàm của $f(v, T)$ theo v thì thấy đạo hàm này triệt tiêu tại một giá trị đặc biệt v_m của tần số v nghĩa là một giá trị đặc biệt λ_m của bước sóng λ của bức xạ điện từ sao cho:

$$\lambda_m \cdot T = b \quad (7.7)$$

$$b = 2,898 \cdot 10^{-3} \text{ m.k gọi là hằng số Vin.}$$

*** Định luật Vin:** Đối với vật đen tuyệt đối, bước sóng λ_m của chùm bức xạ đơn sắc mang nhiều năng lượng nhất tỷ lệ nghịch với nhiệt độ tuyệt đối của vật.

5.5.2. Thuyết photon Anhxtanh

Thuyết lượng tử của Plăng đã nêu lên quan điểm hiện đại về năng lượng:

Năng lượng điện từ phát xạ hay hấp thụ có những giá trị gián đoạn: chúng luôn là bội số nguyên của lượng tử năng lượng e , ta nói rằng năng lượng điện từ phát xạ hay hấp thụ bị lượng tử hóa. Nhưng thuyết lượng tử của Plăng chưa nêu lên bản chất gián đoạn của bức xạ điện từ. Đến năm 1905, Anhxtanh dựa trên thuyết lượng tử về năng lượng của Plăng đã nêu lên thuyết lượng tử ánh sáng.

* Thuyết photon của Anhxtanh

- Bức xạ điện từ cấu tạo bởi vô số các hạt gọi là lượng tử ánh sáng hay photon.
- Với mỗi bức xạ điện từ đơn sắc nhất định, các photon đều giống nhau và mang một năng lượng xác định bằng :

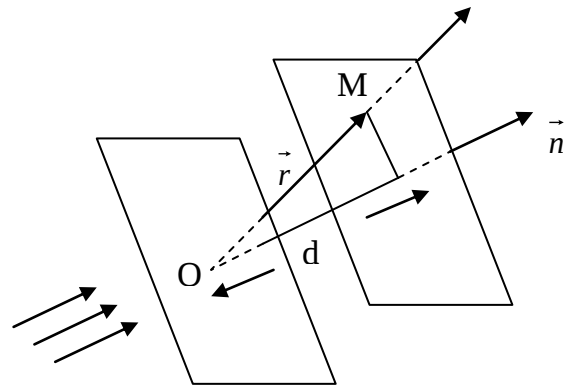
$$E = h\nu = h \cdot \frac{c}{\lambda} \quad (7.8)$$

- Trong mọi môi trường (và cả trong chân không) các photon truyền đi cùng vận tốc:
 $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s.}$
- Khi một vật phát xạ hay hấp thụ bức xạ điện từ thì có nghĩa là vật đó phát hay hấp thụ các photon.
- Cường độ của chùm bức xạ tỉ lệ với số photon phát ra từ nguồn trong một đơn vị thời gian.

5.6. Hiện tượng quang điện

5.6.1. Hiện tượng quang điện ngoài

Hiện tượng quang điện là hiệu ứng bắn ra các electron từ một tấm kim loại đó một bức xạ điện từ thích hợp, các electron bắn ra được gọi là các quang electron.



Hình 7-1: Sự truyền sóng phẳng ánh sáng

Có thể nghiên cứu thực nghiệm hiện tượng quang điện bằng một sơ đồ thí nghiệm bố trí như hình vẽ trong đó phần tử chủ yếu là một tế bào quang điện.

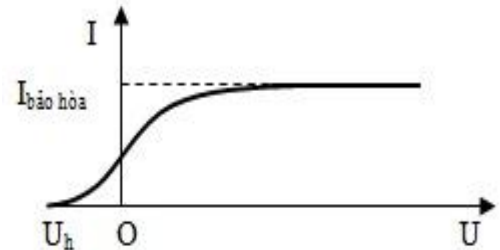
Khi dọi một chùm bức xạ điện từ thích hợp vào catốt của tế bào quang điện thì trong mạch xuất hiện dòng quang điện trở bởi điện kế G. Thay đổi hiệu điện thế U giữa anốt và catốt ta được đồ thị dòng quang điện như hình vẽ.

Qua đồ thị ta nhận thấy rằng:

Ban đầu cường độ dòng quang điện tăng theo hiệu điện thế U ; khi tăng đến một mức độ nào đó cường độ dòng quang điện đạt tới một giá trị không đổi gọi là cường độ dòng quang điện bão hòa.

Ngay khi hiệu điện thế $U = 0$, cường độ dòng quang điện vẫn có giá trị $I_0 \neq 0$. Điều này chứng tỏ rằng các quang electron

khi bắn ra khỏi katốt đã có sẵn động năng ban đầu $\frac{1}{2}mv_0^2$.



Có thể triệt tiêu dòng quang điện bằng cách tác dụng lên hai cực của tế bào quang điện một hiệu điện thế ngược (gọi là hiệu điện thế cản) U_c : hiệu điện thế cản có giá trị sao cho công cản của điện trường bằng động năng ban đầu cực đại của quang electron:

$$eU_c = \frac{1}{2}mv_{0\max}^2$$

5.6.2. Hiện tượng quang điện trong

Khi bán dẫn tinh khiết được chiếu bằng chùm ánh sáng có bước sóng thích hợp, thì một số electron liên kết trong bán dẫn có thể bứt ra khỏi các nguyên tử bán dẫn và chuyển động tự do trong khối bán dẫn đó. Đồng thời, có một số lượng như vậy các lỗ trống được tạo ra và tham gia vào quá trình dẫn điện. Hiện tượng tạo thành các electron dẫn và lỗ trống trong bán dẫn, do tác dụng của ánh sáng có bước sóng thích hợp, gọi là hiện tượng quang điện trong.

Muốn gây được hiện tượng quang điện trong thì ánh sáng kích thích phải có bước sóng nhỏ hơn hoặc bằng một giá trị λ_0 , gọi là giới hạn quang điện của bán dẫn.

5.6.3. Ứng dụng của hiện tượng quang điện

a. Quang điện trở

Quang điện trở được chế tạo dựa trên hiệu ứng quang điện trong. Đó là một tấm bán dẫn có giá trị điện trở thay đổi khi cường độ chùm sáng chiếu vào nó thay đổi.

Khi trên lớp bán dẫn chưa có ánh sáng rơi vào, trong mạch có một dòng điện nhỏ gọi là dòng tối. Nó phụ thuộc vào điện trở thuần của quang điện trở và vào hiệu điện thế đặt vào hai điện cực. Khi ta rơi sáng lớp bán dẫn, cường độ dòng điện qua nó phụ thuộc cường độ chùm sáng và hiệu điện thế giữa hai điện cực.

Quang điện trở thường được lắp với các mạch khuếch đại trong các thiết bị điều khiển bằng ánh sáng, trong các máy đo ánh sáng.

b. Pin quang điện

Pin quang điện là nguồn điện, trong đó quang năng được biến đổi trực tiếp thành điện năng. Hoạt động của pin dựa trên hiện tượng quang điện trong của một số chất bán dẫn như đồng ôxit, selen, silic...

Cấu tạo của pin quang điện gồm một tấm bán dẫn loại n, bên trên có phủ một lớp mỏng bán dẫn loại p. Mặt trên cùng là một lớp kim loại mỏng trong suốt với ánh sáng và dưới cùng là một đế kim loại. Các lớp kim loại này đóng vai trò các điện cực. Lớp tiếp xúc p – n được hình thành giữa hai bán dẫn.

Khi ánh sáng có bước sóng thích hợp chiếu vào lớp kim loại mỏng ở trên cùng thì ánh sáng sẽ đi xuyên qua lớp này vào lớp bán dẫn loại p, gây ra hiện tượng quang điện trong và giải phóng ra các cặp electron và lỗ trống. Điện trường ở lớp chuyển tiếp p – n đẩy các lỗ trống về phía bán dẫn loại p và đẩy các electron về phía bán dẫn loại n. Do đó, lớp kim loại mỏng trên lớp bán dẫn loại p sẽ nhiễm điện dương và trở thành điện cực dương của pin, còn đế kim loại dưới bán dẫn loại n sẽ nhiễm điện âm và trở thành điện cực âm. Suất điện động của pin quang điện thường có giá trị 0,5V đến 0,8V.

Pin quang điện đã trở thành nguồn cung cấp điện năng cho các vùng sâu, vùng xa ở nước ta, trên các vệ tinh nhân tạo, con tàu vũ trụ, trong các máy đo ánh sáng, máy tính bỏ túi...

BÀI TẬP

Bài 1: Trong thí nghiệm khe Iâng, hai khe hẹp cách nhau 2,8mm. Màn quan sát đặt cách hai khe hẹp 80cm, khoảng cách giữa hai vân sáng liên tiếp trên màn là 0,14mm. Tìm bước sóng ánh sáng? Vị trí của vân tối thứ 3?

$$(\lambda = 0,49\mu\text{m}; \quad x_B = 0,35\text{mm})$$

Bài 2: Trong thí nghiệm khe Iâng, hai khe hẹp cách nhau 2mm. Màn quan sát đặt cách hai khe là 0,60m. Bước sóng của ánh sáng là $0,64\mu\text{m}$. Tìm khoảng cách từ vân sáng thứ 2 đến vân tối thứ 5?

$$(0,48\text{mm})$$

Bài 3: Trong thí nghiệm khe Iâng, 2 khe hẹp cách nhau 3mm. Khoảng cách giữa màn quan sát tới 2 khe hẹp là 50cm. Khoảng cách từ vân sáng thứ nhất đến vân sáng thứ 5 (hai vân nằm cùng phía so với vân sáng trung tâm) là 0,44mm. Tìm bước sóng ánh sáng? Vị trí vân sáng thứ 3? Vị trí vân tối thứ 2?

$$(\lambda = 0,66\mu\text{m}; \quad 0,33\text{mm}; \quad 0,165\text{mm})$$

Bài 4: Khoảng cách giữa hai khe trong máy giao thoa Iâng $l = 1\text{mm}$. Khoảng cách từ màn quan sát tới mặt phẳng chứa hai khe $D = 3\text{m}$. Khi toàn bộ hệ thống đặt trong không khí. Người ta đo được khoảng cách giữa hai vân sáng liên tiếp $i = 1,5\text{mm}$.

a. Tìm bước sóng của ánh sáng tới.

b. Xác định vị trí của vân sáng thứ 3 và vân tối thứ 4.

c. Đặt trước một trong hai khe sáng một bản mỏng phẳng có hai mặt song song, chiết suất $n=1,5$, bề dày $e = 10\mu\text{m}$. Xác định độ dịch chuyển của hệ thống vân giao thoa trên màn quan sát.

$$(\text{a. } \lambda = 0,5\mu\text{m}; \text{ b. } y_{s3} = 4,5\text{mm}, y_{t4} = 5,25\text{mm}; \text{ c. } |\Delta y| = 1,5\text{cm})$$

Chương 6: Cơ Sở Của Cơ Học Lượng Tử - Vật Lý Nguyên Tử và Hạt Nhân

6.1. Lượng tính sóng – hạt của vi hạt

6.1.1. Lượng tính sóng hạt của ánh sáng

Như đã biết, ánh sáng vừa có tính chất sóng vừa có tính chất hạt. Tính chất sóng được thể hiện rõ trong các hiện tượng như giao thoa, nhiễu xạ... còn tính chất hạt thể hiện rõ rệt trong các hiện tượng quang điện, Kômpton... lượng tính sóng hạt của ánh sáng đã được Anhxtanh nêu lên trong thuyết lượng tử ánh sáng. Theo thuyết này, ánh sáng cấu tạo bởi các hạt photon, mỗi hạt mang năng lượng:

$$W = h.v \quad (7.9)$$

Và có động lượng bằng :

$$p = \frac{h}{\lambda} \quad (7.10)$$

Những đại lượng đặc trưng cho tính chất hạt (W, p) và cho tính chất sóng (v, λ) của ánh sáng liên hệ trực tiếp với nhau.

Trên cơ sở các biểu thức này, ta có thể biểu thị hàm sóng phẳng ánh sáng qua năng lượng và động lượng của hạt photon tương ứng với sóng đó.

Giả sử ta xét một chùm ánh sáng đơn sắc song song. Các mặt sóng là các mặt phẳng vuông góc với tia sáng. Như vậy, sự truyền chùm ánh sáng song song đơn sắc có thể xem như sự truyền những sóng phẳng đơn sắc.

Nếu dao động sáng tại O là : $a \cos 2\pi vt$ (trong đó v là tần số dao động sáng) thì biểu thức của dao động sáng tại mọi điểm trên mặt sóng đi qua M cách mặt sóng đi qua O một đoạn d , có dạng:

$$a \cdot \cos 2\pi v(t - \frac{d}{c}) = a \cdot \cos 2\pi(vt - \frac{d}{\lambda}) \quad (7.11)$$

Với c là vận tốc truyền ánh sáng trong chân không, $\lambda = \frac{c}{v}$ là bước sóng của ánh sáng. Nhưng vì $OM = r$, do đó:

$d = r \cdot \cos \alpha = \vec{r} \cdot \vec{n}$ (với $\vec{n}$ là vectơ pháp tuyến đơn vị nằm theo phương truyền sóng).

Biểu thức trên có thể viết dưới dạng:

$$a \cdot \cos 2\pi(vt - \frac{\vec{r} \cdot \vec{n}}{\lambda}) \quad (7.12)$$

Biểu thức này là biểu thức dao động sáng tại mọi điểm trên cùng mặt sóng đi qua M, cho nên người ta gọi nó là biểu thức của sóng phẳng ánh sáng đơn sắc hay hàm sóng phẳng đơn sắc của ánh sáng.

Trong phép biểu diễn phức:

$$\Psi = a \cdot e^{-2\pi i \cdot (vt - \frac{\vec{r} \cdot \vec{n}}{\lambda})} \quad (7.13)$$

Khi biểu thị v, λ qua w và p tương ứng, ta có:

$$\Psi = a.e^{-\frac{i}{\hbar} \cdot (wt - \vec{p} \cdot \vec{r})} \quad (7.14)$$

Với
$$\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1,05 \cdot 10^{-34} \text{ J.s}$$

Khái niệm vector sóng $\vec{k}$: là một vector nằm theo phương chiều truyền sóng và có trị số $k = \frac{2\pi}{\lambda}$. Khi đó ta có: $\vec{p} = \hbar \cdot \vec{k}$ và hàm sóng phẳng đơn sắc còn có thể viết:

$$\Psi = a.e^{-i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})} \quad (7.15)$$

6.1.2. Lượng tính sóng hạt của vi hạt

Trên cơ sở lượng tính sóng hạt của ánh sáng, Đơbroi đã suy rộng tính chất đó đối với electron và sau đó đối với mọi vi hạt khác:

Giả thuyết Đơbroi phát biểu: Một vi hạt tự do có năng lượng xác định, động lượng xác định tương ứng với một sóng phẳng đơn sắc xác định:

- Năng lượng của vi hạt liên hệ với tần số dao động của sóng tương ứng theo hệ thức:

$$W = h \cdot \nu = \hbar \cdot \omega \quad (7.16)$$

- Động lượng $\vec{p}$ của vi hạt liên hệ với bước sóng λ của sóng tương ứng theo hệ thức:

$$p = \frac{h}{\lambda}; \quad \vec{p} = \hbar \cdot \vec{k} \quad (7.17)$$

Tính chất sóng và tính chất hạt của các vi hạt là hai mặt đối lập, biểu hiện sự mâu thuẫn bên trong của đối tượng vật chất đó.

6.2. Hệ thức bất định Haidenbec (Haiseinberg)

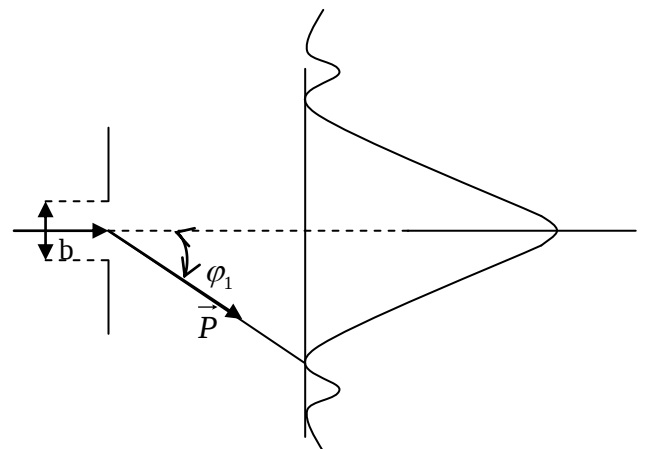
6.2.1. Nội dung

Quy luật vận động của các vi hạt trong thế giới vi mô khác với quy luật vận động của các hạt trong thế giới vĩ mô. Một điểm thể hiện sự khác biệt đó là hệ thức bất định Haidenbec. Để tìm hệ thức đó ta xét hiện tượng nhiễu xạ của chùm vi hạt qua một khe bề rộng b .

Sau khi qua khe, hạt bị nhiễu xạ theo những phương khác nhau. Tùy theo giá trị của góc nhiễu xạ φ , mật độ chùm hạt nhiễu xạ trên màn sẽ cực đại hoặc cực tiểu (bằng không).

Ta hãy xét vị trí của hạt trong khe. Để đơn giản ta xét tọa độ của hạt theo một phương x nằm trong mặt phẳng của khe, song song với chiều rộng của khe. Tọa độ x của hạt trong khe sẽ có giá trị trong khoảng từ 0 đến b :

Nói cách khác, vị trí của hạt trong khe được xác định với độ bất định:



Hình 7- 2: Nhiễu xạ của chùm vi hạt

$$\Delta x \approx b(7.18)$$

Sau khi qua khe, phương động lượng $\vec{p}$ của hạt thay đổi. Hình chiếu $\vec{p}$ theo phương x sẽ có giá trị thay đổi trong khoảng :

$$0 \leq p_x \leq p \cdot \sin \varphi_1(7.19)$$

Nghĩa là sau khi qua khe, các hạt có thể rơi vào cực đại giữa hoặc cực đại phụ. Cho nên p_x được xác định với độ bất định nào đó. Hình chiếu p_x được xác định với độ bất định nhỏ nhất (Δp_x nhỏ nhất), ứng với trường hợp hạt rơi vào cực đại giữa nghĩa là: $\Delta p_x \approx p \cdot \sin \varphi_1$.

$$\varphi_1 \text{ là góc ứng với cực tiểu thứ nhất: } \sin \varphi_1 = \frac{\lambda}{b}$$

$$\text{Nhu vậy: } \Delta x \cdot \Delta p_x \approx p \cdot \lambda(7.20)$$

Theo giả thiết Đơbroi: $p = \frac{h}{\lambda}$, do đó (7.20) được viết lại:

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \approx h(7.21)$$

$$\text{Tương tự: } \Delta y \cdot \Delta p_y \approx h$$

$$\Delta z \cdot \Delta p_z \approx h(7.22)$$

Đó là các hệ thức bất định Haidenbec, là một trong những nguyên lý cơ bản của cơ học lượng tử. Có trường hợp người ta viết hệ thức (7.21) dưới dạng:

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \cong \hbar(7.23)$$

Hệ thức này chứng tỏ vị trí và động lượng của hạt không được xác định đồng thời. Vị trí của hạt càng xác định thì động lượng của hạt càng bất định và ngược lại.

Chú ý rằng: Hệ thức bất định Haidenbec áp dụng cho các hạt vi mô thể hiện tính không xác định đồng thời của vị trí và động lượng, nhưng nếu áp dụng vào các hạt vĩ mô, hệ thức đó chứng tỏ vị trí và động lượng lại được xác định đồng thời.

Ngoài các hệ thức bất định trên, trong cơ học lượng tử người ta còn tìm được hệ thức bất định giữa năng lượng W và thời gian t:

$$\Delta W \cdot \Delta t \approx h(7.24)$$

Hệ thức này tương tự như các hệ thức bất định Haidenbec cho nên được gọi là hệ thức bất định đối với năng lượng.

Tuy nhiên ý nghĩa của nó khác hẳn ý nghĩa của hệ thức bất định giữa tọa độ và động lượng. Tọa độ và động lượng của vi hạt không thể được xác định đồng thời, nghĩa là chúng không đồng thời có giá trị xác định ở một thời điểm. Phương trình trên còn có ý nghĩa là: Nếu năng lượng của hệ ở một trạng thái nào đó càng bất định thì thời gian để hệ tồn tại ở trạng thái đó càng ngắn và ngược lại, nếu năng lượng của hệ ở một trạng thái nào đó càng xác định thì thời gian tồn tại ở trạng thái đó càng dài.

6.2.2. Ý nghĩa triết học của hệ thức Haidenbec

Theo phép biện chứng duy vật, hệ thức bất định Haidenbec nói lên tính khách quan của sự vận động trong thế giới vi mô, đó là lưỡng tính sóng hạt của vi hạt. Hệ thức bất định

này là một biểu thức toán học cho ta biết giới hạn ứng dụng của cơ học cổ điển mà không hạn chế khả năng nhận thức của chúng ta về thế giới vi mô. Nói cách khác không thể dùng các khái niệm cổ điển để mô tả quy luật vận động của các vi hạt.

Theo cơ học cổ điển, nếu biết tọa độ và động lượng của hạt ở thời điểm ban đầu thì ta có thể xác định trạng thái của hạt ở các thời điểm sau. Nhưng theo cơ học lượng tử, tọa độ và động lượng của vi hạt không thể được xác định đồng thời, cho nên việc xác định vi hạt ở một trạng thái nào đó không thể làm giống như cơ học cổ điển mà chỉ có thể đoán nhận khả năng vi hạt ở một trạng thái nhất định. Nói cách khác, vi hạt chỉ có thể ở một trạng thái với một xác suất nào đó. Do đó, quy luật vận động của vi hạt tuân theo quy luật thống kê.

6.3. Hàm sóng

6.3.1. Hàm sóng

Vận động của hạt trong thế giới vi mô tuân theo quy luật thống kê. Để mô tả trạng thái của vi hạt cơ học lượng tử dùng khái niệm mới, đó là hàm sóng.

Theo giả thuyết Đơbroi, chuyển động của hạt tự do (hạt không chịu tác dụng của ngoại lực) được mô tả bởi hàm sóng tương tự như sóng phẳng ánh sáng đơn sắc:

$$\psi = \psi_0 \cdot e^{\frac{-i}{\hbar}(Wt - \vec{p} \cdot \vec{r})} = \psi_0 \cdot e^{-i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})} \quad (7.25)$$

Trong đó biên độ ψ_0 của hàm sóng được xác định bởi:

$$\psi_0^2 = |\psi|^2 = \psi \cdot \psi^*$$

ψ^* là liên hợp phức của ψ .

Hàm sóng (7.25) được gọi là hàm sóng Đơbroi. Còn nói chung đối với các hạt vi mô chuyển động trong trường thế, hàm sóng của nó là một hàm phức tạp của tọa độ $\vec{r}$ và thời gian t :

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

6.3.2. Ý nghĩa thống kê của hàm sóng

Bình phương biên độ sóng $|\psi|^2$ tại M đặc trưng cho khả năng tìm thấy hạt trong đơn vị thể tích bao quanh M. Ta gọi $|\psi|^2$ là mật độ xác suất (xác suất tìm thấy hạt trong đơn vị thể tích).

Như vậy xác suất tìm thấy hạt trong thể tích bất kỳ dV sẽ là: $|\psi|^2 \cdot dV$ và xác suất tìm thấy hạt trong toàn không gian là:

$$\iiint |\psi|^2 \cdot dV \quad (7.26)$$

Khi tìm hạt trong toàn không gian, chúng ta chắc chắn sẽ tìm thấy hạt, nghĩa là xác suất tìm hạt trong toàn không gian bằng 1:

$$\iiint |\psi|^2 \cdot dV = 1 \quad (7.27)$$

Điều kiện này gọi là điều kiện chuẩn hóa của hàm sóng.

Hàm sóng ψ không mô tả một sóng thực nào trong không gian như sóng cơ, sóng điện từ trong vật lý cổ điển mà chỉ cho phép ta tính xác suất tìm hạt tại một trạng thái nào đó. Nói cách khác hàm sóng ψ mang tính chất thống kê.

6.3.3. Điều kiện của hàm sóng

- + Hàm sóng phải giới nội.
- + Hàm sóng phải đơn trị.
- + Hàm sóng phải liên tục.
- + Đạo hàm bậc nhất của hàm sóng phải liên tục.

6.4. Phương trình cơ bản của cơ học lượng tử

6.4.1. Phương trình sóng Srô- đing- gơ

Hàm sóng Đơbroi :

$$\psi(\vec{r}, t) = \psi_0 \cdot e^{-\frac{i}{\hbar}(Wt - \vec{p} \cdot \vec{r})} \quad (7.28)$$

Mô tả vi hạt chuyển động tự do có năng lượng là W và động lượng $\vec{p}$ xác định.

Cơ học lượng tử chứng tỏ rằng: Đối với một vi hạt chuyển động trong một trường lực thế $U(\vec{r})$, hàm sóng của nó có dạng:

$$\psi(\vec{r}, t) = e^{-\frac{i}{\hbar}Wt} \cdot \psi(\vec{r}) \quad (7.29)$$

Trong đó, W là năng lượng của vi hạt, $\psi(\vec{r})$ là phần phụ thuộc tọa độ không gian của hàm sóng, thỏa mãn phương trình:

$$\Delta \psi(\vec{r}) + \frac{2m}{\hbar^2} [W - U(\vec{r})] \psi(\vec{r}) = 0 \quad (7.30)$$

Phương trình này gọi là phương trình Srôđinghe, một phương trình cơ bản của cơ học lượng tử.

6.4.2. Hạt trong hố thế một chiều

Ta xét một thí dụ đơn giản: chuyển động của hạt theo một phương x , trong một miền mà thế năng U được xác định theo điều kiện:

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

Miền được mô tả như vậy gọi là “giếng thế năng”. Rõ ràng là hạt chỉ có thể chuyển động tự do trong giếng và không thể vượt ra ngoài giếng. Thí dụ chuyển động của electron tự do trong kim loại có thể xem như chuyển động trong giếng thế năng. Ở trong kim loại, thế năng của electron tự do bằng không. Muốn cho electron thoát ra ngoài kim loại (nghĩa là xem như nhảy ra khỏi giếng), ta cần cung cấp cho nó năng lượng để thắng công cản.

Giải phương trình Srôđinghe của hạt trong giếng thế:

$$\Delta \Psi + \frac{2mW}{\hbar^2} \Psi = 0$$

Ta được nghiệm của hàm sóng hoàn toàn xác định có dạng:

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

Từ biểu thức $\frac{2mW}{\hbar^2} = k^2$ và $k = \frac{n\pi}{a}$ suy ra năng lượng của hạt:

$$W_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ma^2} n^2$$

Từ kết quả trên, ta rút ra một số kết luận:

Mỗi trạng thái của hạt ứng với một hàm sóng $\Psi_n(x)$.

Năng lượng của hạt trong giếng phụ thuộc vào số nguyên n , nghĩa là biến thiên một cách gián đoạn. Ta nói rằng năng lượng bị lượng tử hóa.

Khoảng cách giữa hai mức kế tiếp nhau ứng với các số nguyên $n, n+1$ bằng:

$$\Delta W_n = W_{n+1} - W_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ma^2} (2n+1)$$

ΔW_n càng lớn khi a và m càng nhỏ, nghĩa là khi hạt ở trong phạm vi và kích thước nhỏ và hạt có khối lượng nhỏ.

* Mật độ xác suất tìm hạt trong giếng

$|\Psi_n(x)|^2 = \frac{2}{a} \sin^2 \frac{n\pi}{a} x$ là một hàm biến thiên theo x .

Ta nhận thấy khi:

$n = 1$, xác suất tìm thấy hạt ở điểm $x = \frac{a}{2}$ là lớn nhất.

$n = 2$, xác suất tìm thấy hạt ở điểm $x = \frac{a}{4}$ và $x = \frac{3a}{4}$ là lớn nhất...

6.5. Vật Lý Nguyên Tử

6.5.1. Chuyển động của điện tử trong nguyên tử hiđrô

Cấu trúc nguyên tử: nguyên tử gồm có hạt nhân mang điện dương, xung quanh hạt nhân có các electron chuyển động. Số electron chuyển động quanh hạt nhân là z . Mỗi electron mang điện tích $-e$, điện tích tổng cộng của Z electron là $-Ze$. Điện tích của hạt nhân là $+Ze$. Do đó nguyên tử trung hòa về điện.

Nguyên tử hiđrô gồm có hạt nhân mang điện tích $+e$ và một electron mang điện tích là $-e$.

Chọn hạt nhân là gốc O của hệ tọa độ. Gọi r là khoảng cách từ electron đến hạt nhân. Thế năng tương tác giữa hạt nhân và electron là:

$$U = -\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 \cdot r} \quad (7.31)$$

Như vậy, phương trình Schrödinger có dạng:

$$\Delta\psi + \frac{2m_e}{\hbar^2} \left(W + \frac{Z.e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right) \psi = 0 \quad (7.32)$$

Trong đó m_e là khối lượng của electron.

Vì bài toán có tính đối xứng cầu, nên thuận tiện nhất ta giải bài toán này trong tọa độ cầu r, θ, φ . Như vậy, hàm sóng sẽ là hàm của các biến số này:

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

Tọa độ x, y, z liên hệ với tọa độ cầu bởi các hệ thức :

$$x = r \cdot \sin \theta \cdot \cos \varphi; y = r \cdot \sin \theta \cdot \sin \varphi; z = r \cdot \cos \theta$$

Do đó trong tọa độ cầu phương trình có dạng:

$$\frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \cdot \frac{\partial \psi}{\partial r}) + \frac{1}{r^2 \cdot \sin \theta} \cdot \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta \cdot \frac{\partial \psi}{\partial \theta}) + \frac{1}{r^2 \cdot \sin^2 \theta} \cdot \frac{\partial^2 \psi}{\partial \varphi^2} + \frac{2m_e}{\hbar^2} (W + \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}) \psi = 0 \quad (7.33)$$

Phương trình này giải được bằng cách phân ly biến số, muốn vậy ta đặt:

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

Thay biểu thức vào phương trình trên, ta được phương trình:

$$\frac{1}{R} \cdot \frac{d}{dr} (r^2 \cdot \frac{dR}{dr}) + \frac{2m_e}{\hbar^2 \cdot r^2} (W + \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}) = - \frac{1}{Y \sin \theta} \cdot \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta \cdot \frac{\partial Y}{\partial \theta}) - \frac{1}{Y \cdot \sin^2 \theta} \cdot \frac{\partial^2 Y}{\partial \varphi^2} \quad (7.34)$$

Vế trái của phương trình trên chỉ phụ thuộc vào r, còn vế phải của nó thì chỉ phụ thuộc vào θ, φ . Do đó hai vế này chỉ có thể bằng nhau khi chúng cùng bằng một hằng số λ . Như vậy, nghĩa là:

$$\begin{aligned} \frac{1}{R} \cdot \frac{d}{dr} (r^2 \cdot \frac{dR}{dr}) + \frac{2m_e}{\hbar^2 \cdot r^2} (W + \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}) &= \lambda \\ \frac{1}{Y \sin \theta} \cdot \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta \cdot \frac{\partial Y}{\partial \theta}) - \frac{1}{Y \cdot \sin^2 \theta} \cdot \frac{\partial^2 Y}{\partial \varphi^2} &= -\lambda \quad (7.35) \end{aligned}$$

Lý thuyết phương trình vi phân chứng tỏ hai phương trình này có các nghiệm đơn trị, giới nội, liên tục chỉ khi λ có các giá trị xác định. Sau khi giải các phương trình này,, người ta nhận thấy hàm r phụ thuộc vào hai số nguyên n, l nghĩa là:

$$R = r_{nl}(r)$$

Còn hàm r trong phương trình (7.35) chính là hàm riêng của toán tử mômen động lượng orbital. Quả vậy, phương trình (7.35) được viết lại:

$$-[\frac{1}{\sin \theta} \cdot \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta \cdot \frac{\partial Y}{\partial \theta}) - \frac{1}{\sin^2 \theta} \cdot \frac{\partial^2 Y}{\partial \varphi^2}] = \lambda \cdot Y \quad (7.36)$$

Hay:
$$\hat{L}^2 Y = \lambda \hbar^2 \cdot Y \quad (7.37)$$

Vậy $Y_{l,m}(\theta, \varphi)$ chính là các hàm số cầu và :

$$\lambda = l(l+1)$$

Trong đó các số n, l, m lấy các giá trị:

$$n = 1, 2, 3, 4, \dots$$

$$l = 0, 1, 2, 3, \dots, n-1$$

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

Số nguyên n được gọi là số lượng tử chính, số nguyên l – số lượng tử orbital, số nguyên m- số lượng tử từ.

Ngoài ra người ta còn thu được biểu thức năng lượng của electron:

$$W_n = -\frac{1}{n^2} \cdot \frac{m_e \cdot Z^2 \cdot e^4}{2 \cdot (4\pi\epsilon_0)^2 \hbar^2} \quad (7.38)$$

Đối với nguyên tử hiđrô $Z = 1$, ta có:

$$W_n = -\frac{1}{n^2} \cdot \frac{m_e \cdot e^4}{2 \cdot (4\pi\epsilon_0)^2 \hbar^2} = -\frac{R \cdot h}{n^2} \quad (7.39)$$

Với: $r = W_n = \frac{m_e \cdot e^4}{4\pi \cdot (4\pi\epsilon_0)^2 \hbar^2}$ gọi là hằng số Ritbe, đã được xác định trong thực nghiệm.

6.5.2. Các kết luận

Năng lượng của electron trong nguyên tử hiđrô 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.

Từ biểu thức (7.39) ta tính được năng lượng ion hóa của hiđrô, nghĩa là năng lượng cần thiết làm cho electron bứt ra khỏi nguyên tử. Năng lượng cần thiết đưa electron chuyển dời từ mức W_1 lên tới mức $W = 0$. Giá trị của năng lượng đó bằng:

$$W = 0 - W_1 = \frac{m_e \cdot e^4}{2 \cdot (4\pi\epsilon_0)^2 \hbar^2} = 2,185 \cdot 10^{-18} J = 13,5 eV$$

Giá trị này phù hợp với thực nghiệm. Theo cơ học lượng tử trạng thái lượng tử được mô tả bởi hàm sóng ψ . Nhưng các kết quả ở trên chứng tỏ, hàm sóng ψ phụ thuộc vào các số lượng tử n, l, m .

$$\psi_{nlm}(r, \theta, \varphi) = R_{nl}(r) \cdot Y_{lm}(\theta, \varphi)$$

Hàm sóng này mô tả trạng thái của electron có năng lượng và mômen động lượng đồng thời xác định.

Theo các điều kiện của n, l, m ta thấy ứng với mỗi giá trị của n , số lượng tử l có thể có n giá trị khác nhau, và với mỗi trị của l ta lại có $2l + 1$ giá trị khác nhau của m . Như vậy, với mỗi trị số của n ta có thể có:

$$\sum_{l=0}^{n-1} (2l + 1) = n^2 \text{ trạng thái lượng tử khác nhau.}$$

Ứng với mức năng lượng thấp nhất W_1 ($n = 1$) có một trạng thái lượng tử. Trạng thái này thường được gọi là trạng thái cơ bản. Ứng với mức năng lượng W_2 ($n = 2$) có 4 trạng thái lượng tử, và tổng quát ứng với mức năng lượng W_n có n^2 trạng thái lượng tử. Ta nói rằng mức năng lượng W_n suy biến bậc n^2 . Các trạng thái này đều ứng với mức năng lượng cao hơn mức W_1 nên được gọi là các trạng thái kích thích.

Với: $l = 0$ là trạng thái s.

$L = 1$ là trạng thái p.

$L = 2$ là trạng thái d.

$L = 3$ là trạng thái f.

Xác suất tìm electron trong thể tích dV ở một trạng thái nào đó. Xác suất này bằng :

$$\int |\psi|^2 . dV = \int |\psi_{nlm}(r, \theta, \varphi)|^2 . r^2 . dr . \sin \theta . d\theta . d\varphi \quad (7.40)$$

Ta đi giải thích cấu tạo vạch của quang phổ hiđrô. Quang phổ vạch là hệ các vạch màu nhỏ nét quan sát thấy trong dụng cụ quang phổ khi phân tích hệ phát sáng của khí hiđrô (bằng cách phóng điện qua một ống đựng khí hiđrô ở áp suất thấp). Hiện tượng đó được giải thích như sau :

Khi không có kích thích bên ngoài, electron bao giờ cũng ở trạng thái cơ bản (ứng với mức năng lượng thấp nhất W_1). 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 W_n cao hơn. Electron chỉ ở trạng thái kích thích trong thời gian ngắn ($\approx 10^{-8} s$), sau đó nó trở về trạng thái ứng với mức năng lượng W_n thấp hơn. Trong quá trình chuyển mức năng lượng, electron sẽ tỏa năng lượng dưới dạng bức xạ điện từ, nghĩa là phát ra một photon mang năng lượng $h\nu$. Theo định luật bảo toàn năng lượng ta có :

$$W_n - W_{n'} = h\nu$$

Suy ra biểu thức đối với tần số ứng với vạch quang phổ :

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

Khi $n' = 1$, ta có công thức tính tần số của các vạch nằm trong dãy liman :

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

Khi $n' = 2$, ta có công thức tính tần số của các vạch nằm trong dãy banme :

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

Khi $n' = 3$, ta có công thức tính tần số của các vạch nằm trong dãy pasen :

$$\nu = R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

Khi $n' = 4$, ta có công thức tính tần số của các vạch nằm trong dãy bracket :

$$\nu = R \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

Khi $n' = 5$, ta có công thức tính tần số của các vạch nằm trong dãy pofund :

$$\nu = R \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

6.6. Vật Lý Hạt Nhân và Ứng Dụng

6.6.1. Cấu tạo và tính chất của hạt nhân

a. Cấu tạo hạt nhân

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

+ Hạt prôtôn (ký hiệu là p): Hạt mang điện tích dương, về trị số tuyệt đối bằng điện tích của electron: $1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ và có khối lượng bằng khối lượng hạt nhân hiđrô.

+ Hạt notrôn (ký hiệu là n): Hạt trung hòa điện có khối lượng lớn hơn một ít so với khối lượng prôtôn.

Hai loại hạt prôtôn và notrôn có tên chung là nuclôn. Thực nghiệm đã xác nhận giả thuyết của Ivanenkô – Haidenbec là đúng. Số prôtôn trong hạt nhân bằng số thứ tự z của nguyên tử trong bảng tuần hoàn Mendêlêep, z gọi là điện tích hạt nhân (tính ra đơn vị điện tích nguyên tố). Tổng số các nuclôn trong hạt nhân gọi là số khối lượng (ký hiệu là A). Do đó số notrôn trong hạt nhân sẽ là

$$N = A - Z.$$

Người ta thường ký hiệu hạt nhân của một nguyên tử là ${}_Z X^A$ (với x là tên nguyên tố tương ứng).

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

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

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

b. Tính chất của hạt nhân

*** Kích thước hạt nhân**

Bằng những phương pháp đo khác nhau, người ta thấy kích thước hạt nhân phù hợp theo công thức thực nghiệm:

$$R = r_o \cdot a^{1/3} \quad (8.1)$$

$$\text{Với } r_o \approx (1,2 \div 1,5) \cdot 10^{-15} m$$

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

Từ biểu thức trên, ta đi tới một số kết luận: Thể tích hạt nhân tỉ lệ với số hạt trong hạt nhân. Nói cách khác, mật độ khối lượng hạt nhân là không đổi đối với mọi hạt nhân. Nếu ký hiệu mật độ khối lượng hạt nhân là ρ , ta có:

$$\rho = \frac{M_{\text{hạt nhân}}}{\frac{4}{3} \cdot \pi \cdot R^3} \approx \frac{m_p \cdot A}{\frac{4}{3} \cdot \pi \cdot (1,5)^3 \cdot A \cdot 10^{-45}} = \frac{1,67 \cdot 10^{-27}}{\frac{4}{3} \cdot \pi \cdot (1,5)^3 \cdot 10^{-45}} \approx 10^{14} \text{ tấn/m}^3$$

*** Spin hạt nhân**

Một đặc trưng quan trọng của nuclôn là nó có mômen động lượng riêng hay spin. Cũng giống như electron, nuclôn có spin $\frac{1}{2}$. Ngoài ra, nuclôn còn có mômen orbital do chuyển động của nuclôn bên trong hạt nhân. Thành thử mỗi nuclôn chuyển động bên trong hạt nhân sẽ có mômen động lượng toàn phần:

$$\vec{j}_i = \vec{l}_i + \vec{s}_i \quad (8.2)$$

Trong đó: $\vec{l}_i, \vec{s}_i$ là mômen orbital và mômen spin của nuclôn thứ i. Do đó mômen động lượng toàn phần của hạt nhân sẽ là:

$$\vec{J} = \sum_i \vec{j}_i \quad (8.3)$$

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

$$|\vec{J}| = \sqrt{J(J+1)} \cdot h \quad (8.9)$$

Với j là lượng tử spin của hạt nhân gọi tắt là spin hạt nhân. Nó có giá trị nguyên 0, 1, 2, 3... nếu A chẵn và có giá trị bán nguyên 1/2, 3/2, 5/2,... nếu A lẻ.

* Mômen từ hạt nhân

Mômen từ hạt nhân thực chất là do mômen từ của các nuclôn tạo thành. Vì có mômen cơ spin, nên các proton và neutron đều có mômen từ spin. Riêng proton vì mang điện tích nên còn có mômen từ orbital. Thành thử mômen từ hạt nhân sẽ bằng tổng mômen từ spin của mọi nuclôn và tổng mômen từ orbital của mọi proton.

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

$$\vec{\mu} = \sum_{i=1}^Z \vec{\mu} \cdot l_i^{(p)} + \sum_{i=1}^Z \vec{\mu} \cdot S_i^{(p)} + \sum_{i=1}^Z \vec{\mu} \cdot S_i^{(n)} \quad (8.10)$$

Trong đó: $\vec{\mu} \cdot l_i^{(p)}$ là mômen từ orbital của proton thứ i.

$\vec{\mu} \cdot S_i^{(p)}$ là mômen từ spin của proton thứ i.

$\vec{\mu} \cdot S_i^{(n)}$ là mômen từ spin của neutron thứ i.

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

$$\frac{eh}{2.m_p} = 5,050.10^{-27} J / T$$

* Lực hạt nhân

Hạt nhân nguyên tử có cấu trúc khá bền vững, điều đó chứng tỏ các nuclôn trong hạt nhân phải hút nhau bằng những lực rất mạnh. Lực đó gọi là lực hạt nhân. Nhờ những sự kiện thực nghiệm ta tìm ra một số đặc tính của lực hạt nhân:

+ Lực hạt nhân là lực tác dụng ngắn: Trong phạm vi 10^{-15} m thì lực rất mạnh. Ngoài khoảng đó, lực hạt nhân giảm nhanh xuống đến giá trị không.

+ Lực hạt nhân không phụ thuộc điện tích.

+ Lực hạt nhân có tính chất bão hòa, nghĩa là mỗi nuclôn chỉ tương tác với một số nuclôn ở lân cận quanh nó chứ không tương tác với mọi nuclôn của hạt nhân.

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

+ Lực hạt nhân phụ thuộc spin của các nuclôn.

Từ những đặc tính trên cho phép ta đi tới kết luận: tương tác hạt nhân là một loại tương tác rất mạnh, về bản chất khác hẳn với các tương tác hấp dẫn, tương tác điện từ mà ta đã nghiên cứu trong các chương trước.

6.6.2. Độ hụt khối và năng lượng liên kết hạt nhân

Để đo khối lượng các hạt trong vật lý hạt nhân, người ta dùng đơn vị khối lượng nguyên tử (ký hiệu u). Một đơn vị khối lượng nguyên tử bằng 1/12 khối lượng nguyên tử đồng vị cacbon C^{12} .

$$1u = 1,660.10^{-27} \text{ kg.}$$

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

$$\Delta M = Z.m_p + (A-Z).m_n - M \quad (8.11)$$

Gọi là độ hụt khối của hạt nhân trong đó m là khối lượng hạt nhân ${}_Z X^A$, còn m_p và m_n là khối lượng của prôtôn và notrôn.

Sự hụt khối đó là do tương tác giữa các nuclôn gây ra. Vì vậy, độ hụt khối tương ứng với năng lượng liên kết giữa các nuclôn trong hạt nhân. Theo định nghĩa, năng lượng liên kết là năng lượng có trị số bằng công cần thiết để tách hạt nhân thành các nuclôn riêng biệt. Theo hệ thức Anhtanh, năng lượng liên kết có trị số bằng:

$$W_{\text{liên kết}} = c^2 . \Delta M = c^2 . (Z.m_p + (A-Z).m_n - M) \quad (8.12)$$

Vì trong các bảng thường ghi khối lượng của nguyên tử trung hòa M_{ngt} nên cũng có thể biểu thị năng lượng liên kết qua khối lượng của nguyên tử trung hòa:

$$W_{\text{liên kết}} = c^2 . (Z.m_p + (A-Z).m_n - M_{\text{ngt}}) \quad (8.13)$$

Trong đó : m_p là khối lượng của nguyên tử trung hòa hiđrô.

Để so sánh độ bền vững của hạt nhân, người ta thường dùng khái niệm năng lượng liên kết ứng với một nuclôn hay còn gọi là năng lượng liên kết riêng (ký hiệu là ε).

$$\varepsilon = \frac{W_{\text{liên kết}}}{A} \quad (8.14)$$

Năng lượng liên kết ứng với một nuclôn càng lớn thì hạt nhân càng bền vững.

- Đối với các hạt nhân nhẹ nhất, năng lượng liên kết riêng tăng nhanh từ 1,1 Mev (${}_1 H^2$) đến 2,8 Mev (${}_1 H^3$) và đạt giá trị 7 Mev (${}_2 He^4$).

- Đối với các hạt nhân nặng có a từ 140 đến 240 thì năng lượng liên kết riêng giảm dần nhưng rất chậm từ 8 Mev đến khoảng 7 Mev.

- Đối với hạt nhân trung bình với a từ 40 đến 140 thì năng lượng liên kết riêng có giá trị lớn nhất nằm trong khoảng từ 8 đến 8,6 Mev.

6.6.3. Hiện tượng phóng xạ

Năm 1892, Becqueren đã quan sát thấy muối uran và những hợp chất của nó phát ra những tia gọi là tia phóng xạ gồm ba thành phần: tia α là các hạt nhân hêli ${}_2 He^4$, tia β là các electron và tia γ là bức xạ điện từ tương tự tia X nhưng bước sóng ngắn hơn nhiều.

Trong quá trình phóng xạ, hạt nhân ở trạng thái không bền vững chuyển sang trạng thái bền vững hơn, nghĩa là trạng thái ứng với năng lượng thấp hơn. Thành thử quá trình biến đổi phóng xạ chỉ có thể xảy ra nếu khối lượng tĩnh của hạt nhân xuất phát lớn hơn tổng khối lượng tĩnh của các sản vật sinh ra do biến đổi phóng xạ. Thành thử, quá trình phóng xạ thực chất là một quá trình biến đổi hạt nhân.

a. Định luật phân rã

Khi phóng xạ, số hạt nhân chưa bị phân rã sẽ giảm theo thời gian.

Giả sử ở thời điểm t , số hạt nhân phóng xạ chưa phân rã là N . Sau thời gian dt , số đó trở thành:

$$N - dN \quad (8.15)$$

Vì có dN hạt nhân đã phân rã. Độ giảm số hạt nhân chưa phân rã – dN rõ ràng tỷ lệ với N và dt :

$$-dN = \lambda \cdot N \cdot dt \quad (8.16)$$

trong đó: λ là hằng số phân rã. Theo định nghĩa, λ là xác suất phân rã của từng hạt nhân trong một đơn vị thời gian:

$$\frac{dN}{N} = -\lambda \cdot dt \quad (8.17)$$

Thực hiện phép tích phân ta được: $N = N_0 \cdot e^{-\lambda t}$

Với N_0 là số hạt nhân chưa phân rã ở thời điểm ban đầu ($t = 0$), N là số hạt nhân chưa phân rã ở thời điểm t . Tính toán ta được, thời gian sống trung bình của hạt nhân phóng xạ là:

$$\tau = \frac{1}{\lambda}$$

$$\text{Vậy: } N = N_0 \cdot e^{-\lambda t} = \frac{N_0}{e} \quad (8.18)$$

Vì vậy, τ còn có ý nghĩa là khoảng thời gian để N_0 giảm đi e lần.

Để phân biệt tốc độ phân rã nhanh, chậm của các chất phóng xạ, người ta đưa ra khái niệm chu kỳ rã nửa. Đó là khoảng thời gian $T_{1/2}$ để N_0 giảm đi một nửa. Thay $t = T_{1/2}$ vào phương trình ở trên ta được:

$$N = \frac{N_0}{2} = N_0 \cdot e^{-\lambda T_{1/2}} \quad (8.19)$$

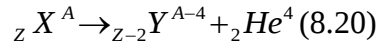
$$\text{Do đó: } T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda}$$

Đại lượng $A = \lambda N$ gọi là độ phóng xạ của nguồn phóng xạ. Nó xác định số phân rã phóng xạ trong một giây. Trong hệ SI, nó có đơn vị là: Beckoren (bq).

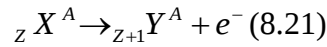
b. Quy tắc di chuyển. Họ phóng xạ tự nhiên

Các chất phóng xạ nói chung không phát ra đủ ba loại tia α, β, γ . Có hai loại phóng xạ α và β^- . Cả hai đều kèm theo phóng xạ γ vì sau khi phân rã α và β^- , hạt nhân phóng xạ mẹ biến thành hạt nhân con hoặc ở trạng thái cơ bản, hoặc ở trạng thái kích thích. Khi từ trạng thái kích thích chuyển sang trạng thái cơ bản (trạng thái có năng lượng thấp nhất), hạt nhân còn có thể phát ra một hay vài photon.

Trong quá trình phân rã α , chất phóng xạ sẽ biến thành một chất đứng trước nó hai ô trong bảng tuần hoàn Mendêlêp:



Trong quá trình phân rã β^- , chất phóng xạ biến thành một chất đứng sau nó một ô trong bảng tuần hoàn:



Các hạt nhân nằm trong một chuỗi quá trình phóng xạ liên tiếp, hợp thành một họ phóng xạ. Có bốn họ phóng xạ tự nhiên bắt đầu từ các nguyên tố nặng U^{238} , U^{235} , Th^{232} , Am^{241} và tận cùng bằng các nguyên tố bền lần lượt là Pb^{206} , Pb^{207} , Pb^{208} , Bi^{209} . Số khối lượng của các đồng vị tham gia trong các chuỗi phóng xạ đó có thể được biểu thị bằng các số $4n+2$, $4n+3$, $4n$, $4n+1$.

c. Cân bằng phóng xạ

Nếu đồng vị mẹ có hằng số phân rã nhỏ hơn hằng số phân rã của đồng vị con và các chu kỳ rã nửa của chúng xấp xỉ gần nhau thì các đồng vị đó thiết lập một trạng thái cân bằng phóng xạ động mô tả bằng hệ thức:

$$\frac{N_2 \cdot \lambda_2}{N_1 \cdot \lambda_1} = \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \quad (8.22)$$

Nghĩa là tỉ số các tốc độ phân rã của chúng là một đại lượng không đổi.

Nếu đồng vị mẹ có chu kỳ rã nửa rất lớn so với đồng vị con thì sau một khoảng thời gian rất lớn so với chu kỳ rã nửa của đồng vị con, các đồng vị mẹ và con sẽ đạt tới trạng thái cân bằng phóng xạ bền. Lúc đó tốc độ phân rã của hạt nhân con cũng đúng bằng tốc độ phân rã của hạt nhân mẹ:

$$N_1 \cdot \lambda_1 = N_2 \cdot \lambda_2 \quad (8.23)$$

Suy rộng cho một chuỗi nhiều đồng vị phóng xạ nối tiếp nhau ở trạng thái cân bằng bền, ta có:

$$N_1 \cdot \lambda_1 = N_2 \cdot \lambda_2 = \dots = N_n \cdot \lambda_n \quad (8.24)$$

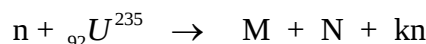
6.6.4. Phản ứng phân hạch và nhiệt hạch

a. Phân hạch

Thực nghiệm cho biết nếu truyền cho hạt nhân một năng lượng đủ lớn thì nó có thể vỡ thành hai hay nhiều mảnh. Năng lượng cực tiểu cần thiết để làm vỡ hạt nhân gọi là ngưỡng phân hạch hay năng lượng kích hoạt.

Khi hạt nhân vỡ thì khối lượng tổng cộng các mảnh vỡ ra bao giờ cũng nhỏ hơn khối lượng hạt nhân nặng. Năng lượng tỏa ra tương ứng với độ hụt khối đó gọi là năng lượng vỡ hạt nhân hay năng lượng phân hạch.

Thí dụ khi bắn neutron chậm vào hạt nhân U^{235} thì nó sẽ vỡ thành hai mảnh M, N và giải phóng hai, ba neutron:



Hai mảnh M, N là những hạt nhân của nhiều chất khác nhau tùy theo điều kiện của phản ứng. Xác suất xuất hiện hai hạt nhân M, N phụ thuộc vào số nuclôn A của chúng.

Trong mọi trường hợp, phản ứng vỡ hạt nhân uran bao giờ cũng tỏa ra năng lượng:

$$W_f = c^2 [(m_n + m_{\text{uran}}) - (m_M + m_N + km_n)]$$

Với W_f là năng lượng phân hạch của hạt nhân uran.

b. Nhiệt hạch

*** Điều kiện thực hiện phản ứng nhiệt hạch**

Ngoài hiện tượng tỏa ra năng lượng khi phá vỡ hạt nhân nặng, còn có hiện tượng tỏa năng lượng khi kết hợp các hạt nhân nhẹ.

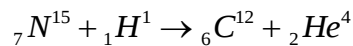
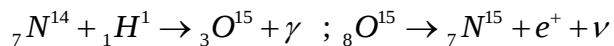
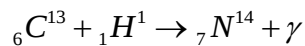
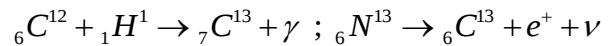
Những phản ứng đó gọi là phản ứng kết hợp hạt nhân hay phản ứng nhiệt hạch. Năng lượng tỏa ra gọi là năng lượng nhiệt hạch.

Vì các hạt nhân đồng vị hiđrô đều là những hạt tích điện dương, nên muốn tạo ra phản ứng nhiệt hạch, phải cung cấp cho các hạt nhân một động năng đủ lớn để vượt hàng rào thế năng Culông tiến lại gần nhau đến khoảng cách nhỏ hơn 30.10^{-15} m. Khi đó lực hạt nhân sẽ phát huy được tác dụng và phản ứng nhiệt hạch sẽ xảy ra.

6.6.5. Ứng dụng

*** Phản ứng nhiệt hạch trong vũ trụ**

Phản ứng nhiệt hạch là một trong những nguồn năng lượng của các vì sao và mặt Trời. Theo Bête, thì phản ứng nhiệt hạch trong lòng các thiên thể xảy ra theo chu trình sau:



Kết quả là bốn hạt nhân hiđrô tạo thành một hạt nhân hêli, lượng cacbon không thay đổi. Phản ứng này xảy ra ở nhiệt độ hàng chục triệu độ. Mỗi hạt nhân hêli hình thành sẽ tỏa ra năng lượng 26MeV và mỗi khi hình thành 4g hêli thì tỏa ra năng lượng 700.000 kWh.

BÀI TẬP

- Bài 1:** Độ phóng xạ của một chất giảm 2,5 lần sau 7 ngày đêm. Tìm chu kỳ bán rã của nó?
($T = 5,3$ ngày đêm)
- Bài 2:** Tại thời điểm ban đầu độ phóng xạ của một chất là 650 phân rã/phút. Độ phóng xạ của chất này sau khoảng thời gian bằng $\frac{1}{2}$ chu kỳ bán rã của nó là bao nhiêu?
($4,6 \cdot 10^2$ phân rã/phút)
- Bài 3:** Khối lượng của hạt nhân ${}_{90}^{232}\text{Th}$ là $m_{\text{hn}} = 232,0381\text{u}$, khối lượng neutron $m_n = 1,0087\text{u}$, khối lượng proton $m_p = 1,0073\text{u}$. Độ hụt khối của hạt nhân là bao nhiêu?
($\Delta m = 1,8534\text{u}$)
- Bài 4:** Hạt nhân ${}_3^7\text{Li}$ có khối lượng $7,0144\text{u}$. Năng lượng liên kết của hạt nhân là bao nhiêu nếu cho khối lượng neutron $m_n = 1,0087\text{u}$, khối lượng proton $m_p = 1,0073\text{u}$ và $1\text{u} = 931,5 \text{ MeV}/c^2$.
($W_{\text{lk}} = 39,4 \text{ MeV}$)
- Bài 5:** Hạt nhân ${}_2^4\text{He}$ có khối lượng $m_{\text{He}} = 4,00151\text{u}$, khối lượng neutron $m_n = 1,0087\text{u}$, khối lượng proton $m_p = 1,0073\text{u}$. Hãy tính năng lượng liên kết riêng của hạt nhân?
($7,1003 \text{ MeV/nucleon}$)
- Bài 6:** Chất phóng xạ ${}_{84}^{209}\text{Po}$ là chất phóng xạ α . Lúc đầu poloni có khối lượng 1kg . Hãy tính khối lượng poloni còn lại sau thời gian bằng 2 chu kỳ?
($0,25\text{kg}$)
- Bài 7:** Một chất phóng xạ có chu kỳ 7 ngày. Nếu lúc đầu có 800g , sau khoảng thời gian t chất ấy chỉ còn lại 100g . Hãy tính thời gian t ?
(21 ngày)

TÀI LIỆU THAM KHẢO

* **Sách** (phải ghi rõ tên tác giả, người biên tập (nếu có), thời điểm xuất bản, tựa sách đầy đủ (kể cả tựa con, nếu có), volume (nếu có), lần tái bản (nếu có), nhà xuất bản và nơi xuất bản (thành phố, quốc gia) và số trang đã tham khảo hoặc số trang của cuốn sách nếu tham khảo toàn bộ), *tên sách được in nghiêng*.

- [1]. Lương Duyên Bình, 2007, *Vật lý đại cương* tập 1 *Cơ – Nhiệt*, NXB Giáo dục, Hà Nội.
- [2]. Lương Duyên Bình, 2007, *Vật lý đại cương* tập 2 *Điện – Dao động và sóng*, NXB Giáo dục, Hà Nội.
- [3]. Lương Duyên Bình, 2007, *Vật lý đại cương* tập 3 *Quang học – Vật lý lượng tử*, NXB Giáo dục, Hà Nội.
- [4]. Lương Duyên Bình, 2007, *Bài tập Vật lý đại cương* tập 1 *Cơ – Nhiệt*, NXB Giáo dục, Hà Nội.
- [5]. Lương Duyên Bình, 2007, *Bài tập Vật lý đại cương* tập 2 *Điện – Dao động và sóng*, NXB Giáo dục, Hà Nội.
- [6]. Lương Duyên Bình, 2007, *Bài tập Vật lý đại cương* tập 3 *Quang học – Vật lý lượng tử*, NXB Giáo dục, Hà Nội.
- [7]. Lý Vĩnh Bê, 2005, *Cơ học*, NXB Đại học Sư phạm, TPHCM.
- [8]. Đào Văn Phúc, Phạm Viết Trinh, 1990, *Cơ Học*, NXB Giáo dục, Hà Nội.
- [9]. Vũ Thanh Khiết, Nguyễn Thế Khôi, Vũ Ngọc Hồng, 1977, *Giáo trình Điện đại cương*, NXB Giáo dục, Hà Nội.
- [10]. Nguyễn Văn Hòa, 2004, *Vật lý đại cương*, NXB Đại học Lâm nghiệp, Hà Nội.
- [11]. Lê Văn, 1977, *Vật lý phân tử và nhiệt học*, NXB Giáo dục, Hà Nội.
- [12]. D. Halliday, R. Resnick, J. Walker, 1998, *Cơ sở vật lý* tập 1,2,3,4,5,6, NXB Giáo dục, Hà Nội.
- [13]. D. Halliday, R. Resnick, J. Walker, 1998, *Cơ sở vật lý* tập 1, NXB Giáo dục, Hà Nội.
- [14]. D. Halliday, R. Resnick, J. Walker, 1998, *Cơ sở vật lý* tập 2, NXB Giáo dục, Hà Nội.
- [15]. D. Halliday, R. Resnick, J. Walker, 1998, *Cơ sở vật lý* tập 3, NXB Giáo dục, Hà Nội.
- [16]. D. Halliday, R. Resnick, J. Walker, 1998, *Cơ sở vật lý* tập 4, NXB Giáo dục, Hà Nội.
- [17]. D. Halliday, R. Resnick, J. Walker, 1998, *Cơ sở vật lý* tập 5, NXB Giáo dục, Hà Nội.

MỤC LỤC

Chương 1: Cơ Học	1
1.1. Động học	1
1.1.1. Chuyển động và hệ quy chiếu	1
1.1.2. Vectơ vận tốc	1
1.1.3. Vectơ gia tốc	2
1.1.4. Một số chuyển động cơ học đơn giản	3
1.2. Động lực học	5
1.2.1. Các định luật Niu-ton	5
1.2.2. Các lực cơ học thường gặp	5
1.2.3. Chuyển động của vật rắn	6
1.2.4. Định luật bảo toàn động lượng, mômen động lượng và ứng dụng	10
1.3. Công và cơ năng	14
1.3.1. Công và công suất	14
1.3.2. Động năng	15
1.3.3. Thế năng	15
1.3.4. Cơ năng	16
Chương 2: Chất Lỏng	20
2.1. Chuyển động của chất lỏng lý tưởng	20
2.1.1. Phương trình liên tục	20
2.1.2. Định lý Becnuli	21
2.2. Hiện tượng nhớt	22
2.2.1. Lực ma sát nhớt	22
2.2.2. Lực cản nhớt, công thức Stóc	22
2.2.3. Tốc độ lắng	23
2.3. Lực phân tử và trạng thái lỏng	23
2.3.1. Lực phân tử	23
2.3.2. Cấu trúc phân tử và chuyển động nhiệt của chất lỏng	24
2.4. Năng lượng mặt ngoài và sức căng mặt ngoài	25
2.4.1. Trạng thái căng mặt ngoài	25
2.4.1. Năng lượng mặt ngoài	26
2.4.3. Lực căng mặt ngoài	27
2.5. Hiện tượng tại biên chất lỏng và chất rắn	27
2.5.1. Hiện tượng dính ướt và không dính ướt	27
2.5.2. Hiện tượng mao dẫn	28
Chương 3: Hệ Nhiệt Động	30
3.1. Thuyết động học phân tử và phương trình trạng thái khí lý tưởng	31
3.1.1. Một số khái niệm cơ bản	31
3.1.2. Thuyết động học phân tử khí lý tưởng	32
3.1.3. Phương trình trạng thái khí lý tưởng	32
3.2. Nguyên lý I nhiệt động lực học	34
3.2.1. Công, nhiệt và nội năng trong quá trình cân bằng	34
3.2.2. Nguyên lý I nhiệt động lực học	36
3.2.3. Ứng dụng nguyên lý I cho các quá trình cân bằng	36
3.3. Nguyên lý II nhiệt động lực học	40
3.3.1. Các hạn chế của nguyên lý I nhiệt động lực học	40
3.3.2. Động cơ nhiệt	40
3.3.3. Nguyên lý II nhiệt động lực học	41
Chương 4: Trường Điện Từ	49
4.1. Điện trường tĩnh	49
4.1.1. Định luật Culông	49

4.1.2. Điện trường.....	50
4.1.3. Năng lượng điện trường	51
4.2. Từ trường tĩnh.....	52
4.2.1. Từ trường.....	52
4.2.2. Lực từ	53
4.2.3. Hiện tượng cảm ứng điện từ.....	54
4.2.4. Năng lượng từ trường.....	55
4.3. Các định luật cơ bản của trường điện từ	56
4.3.1. Định lý Oxtrogratxki – Gaox đối với điện trường	56
4.3.2. Từ thông. Định lý Oxtragraxki – Gaox đối với từ trường.....	58
4.3.3. Định lý Ampe về lưu số của vector cường độ từ trường.....	58
4.3.4. Định luật Măcxoen về lưu số của vector cường độ điện trường.....	59
4.4. Trường điện từ.....	59
4.4.1. Trường điện từ	59
4.4.2. Sóng điện từ.....	64
Chương 5: Quang Sóng – Quang Lượng Tử	68
5.1. Cơ sở của quang học sóng.....	68
5.1.1. Thuyết sóng điện từ về ánh sáng	68
5.1.2. Nguyên lý Huyghen – Fresnel	68
5.1.3. Khái niệm quang lộ	68
5.2. Giao thoa ánh sáng.....	69
5.2.1. Giao thoa ánh sáng cho bởi hai nguồn kết hợp.....	69
5.2.2. Giao thoa cho bởi bản mỏng.....	71
5.5. Nhiễu xạ ánh sáng	73
5.3.1. Nhiễu xạ sóng cầu	73
5.3.2. Nhiễu xạ sóng phẳng.....	75
5.4. Phân cực ánh sáng.....	77
5.4.1. Hiện tượng phân cực ánh sáng	77
5.4.2. Định luật Maluyt	79
5.5. Cơ sở của quang học lượng tử	79
5.5.1. Thuyết lượng tử của Plăng	79
5.5.2. Thuyết photon Anhxtanh.....	81
5.6. Hiện tượng quang điện.....	81
5.6.1. Hiện tượng quang điện ngoài	81
5.6.2. Hiện tượng quang điện trong	82
5.6.3. Ứng dụng của hiện tượng quang điện	82
Chương 6: Cơ Sở Của Cơ Học Lượng Tử - Vật Lý Nguyên Tử.....	85
6.1. Lưỡng tính sóng – hạt của vi hạt.....	85
6.1.1. Lưỡng tính sóng hạt của ánh sáng	85
6.1.2. Lưỡng tính sóng hạt của vi hạt	86
6.2. Hệ thức bất định Haidenbec (Haisenber).....	86
6.2.1. Nội dung	86
6.2.2. Ý nghĩa triết học của hệ thức Haidenbec	87
6.3. Hàm sóng.....	88
6.3.1. Hàm sóng.....	88
6.3.2. Ý nghĩa thống kê của hàm sóng.....	88
6.3.3. Điều kiện của hàm sóng	89
6.4. Phương trình cơ bản của cơ học lượng tử.....	89
6.4.1. Phương trình sóng Srô- đing- gơ	89
6.4.2. Hạt trong hố thế một chiều	89
6.5. Vật Lý Nguyên Tử.....	90
6.5.1. Chuyển động của điện tử trong nguyên tử hiđrô	90
6.5.2. Các kết luận	92
6.6. Vật Lý Hạt Nhân và Ứng Dụng.....	93

6.6.1. Cấu tạo và tính chất của hạt nhân	93
6.6.2. Độ hụt khối và năng lượng liên kết hạt nhân.....	96
6.6.3. Hiện tượng phóng xạ.....	96
6.6.4. Phản ứng phân hạch và nhiệt hạch.....	98
6.6.5. Ứng dụng.....	99
TÀI LIỆU THAM KHẢO	101