

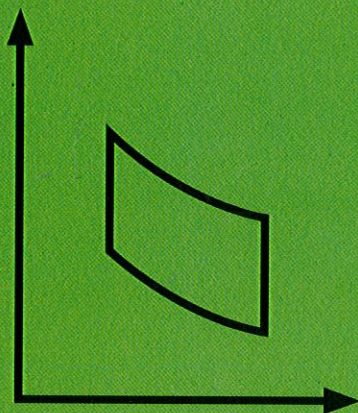
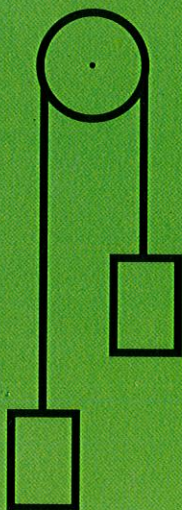
K1.91

DUYÊN BÌNH (Chủ biên) - NGUYỄN HỮU HỒ
LÊ VĂN NGHĨA - NGUYỄN TỤNG

BÀI TẬP

VẬT LÝ ĐẠI CƯƠNG

Tập một : CƠ - NHIỆT



**THƯ VIỆN
HUB**

NHÀ XUẤT BẢN GIÁO DỤC VIỆT NAM

TÀI LIỆU PHỤC VỤ THAM KHẢO NỘI BỘ

LƯƠNG DUYÊN BÌNH
(Chủ biên)

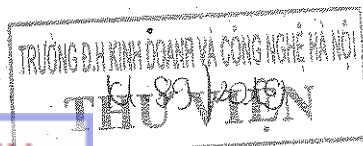
VẬT LÝ ĐẠI CƯƠNG

DÙNG CHO CÁC TRƯỜNG ĐẠI HỌC
KHỐI KỸ THUẬT CÔNG NGHIỆP

TẬP MỘT

CƠ - NHIỆT

(Tái bản lần thứ hai mươi ba)



Biên soạn :

NGÔ PHÚ AN, LƯƠNG DUYỄN BÌNH, ĐỖ TRẦN CÁT, ĐỖ KHẮC CHUNG
LÊ VĂN NGHĨA, NGUYỄN HỮU TĂNG, ĐẶNG QUANG KHANG



LỜI NHÀ XUẤT BẢN

Để đáp ứng yêu cầu giảng dạy và học tập môn Vật lý đại cương trong các trường đại học khối kỹ thuật công nghiệp trong giai đoạn hiện nay, được phép của Bộ Giáo dục và Đào tạo, Nhà xuất bản Giáo dục Việt Nam cho ấn hành bộ giáo trình VẬT LÝ ĐẠI CƯƠNG. Bộ sách Vật lý đại cương dùng cho các trường đại học khối kỹ thuật công nghiệp lần này đã được viết lại theo chương trình cải cách giáo dục do Bộ Giáo dục và Đào tạo thông qua (1990), với sự tham gia tổ chức bản thảo của Vụ đào tạo đại học, Bộ sách được chia làm ba tập, do giáo sư Lương Duyên Bình làm chủ biên. Tập I gồm các phần : Cơ học – Nhiệt học ; Tập II : Điện học – Dao động, Sóng ; Tập III : Quang – Vật lý vi mô – Vật lý kỹ thuật.

Tương ứng với ba tập lý thuyết của bộ giáo trình Vật lý đại cương, Nhà xuất bản Giáo dục Việt Nam sẽ cho ra mắt ba tập bài tập để kịp thời phục vụ việc học tập và nghiên cứu của sinh viên.

Mặc dù đã cố gắng nhiều cố gắng nhưng bộ giáo trình khó tránh khỏi những thiếu sót, rất mong được bạn đọc góp ý kiến để lần xuất bản sau được tốt hơn.

Thư góp ý xin gửi về Ban Vật lý, Công ty cổ phần Dịch vụ xuất bản Giáo dục Hà Nội, Nhà xuất bản Giáo dục Việt Nam – 187B Giảng Võ, Hà Nội.



NHÀ XUẤT BẢN GIÁO DỤC VIỆT NAM

TÀI LIỆU PHỤC VỤ THAM KHẢO NỘI BỘ

LỜI NÓI ĐẦU

Giáo trình **VẬT LÝ ĐẠI CƯƠNG** này là tài liệu chính thức dùng cho sinh viên các trường đại học khối kỹ thuật, gồm các trường: Bách khoa, Xây dựng, Giao thông, Thủy lợi, Hàng hải, Mỏ – Địa chất... được biên soạn theo chương trình Vật lý đại cương của các trường Đại học Kỹ thuật đã được Bộ Giáo dục và Đào tạo ban hành năm 1990.

Giáo trình này được biên soạn dựa trên cơ sở cuốn giáo trình Vật lý đại cương trước đây (do các đồng chí: Lương Duyên Bình, Ngô Phú An, Đỗ Khắc Chung, Lê Văn Nghĩa, Nguyễn Hữu Tăng biên soạn), có sửa chữa và viết lại một số chương, đồng thời bổ sung thêm một số chương mới.

Các chương: Động lực học chất điểm; Động lực học hệ chất điểm; Năng lượng; Chuyển động chất lưu; Vật lý thống kê cổ điển – do đồng chí Lương Duyên Bình biên soạn. Chương: Thuyết tương đối hẹp Anhxtanh – do đồng chí Đặng Quang Khang biên soạn. Chương: Chuyển pha – do đồng chí Đỗ Trần Cát biên soạn. Đồng chí Lương Duyên Bình chịu trách nhiệm hiệu đính toàn bộ giáo trình.

Tuy có cố gắng nhưng chắc chắn không tránh khỏi thiếu sót, các tác giả rất mong nhận được ý kiến đóng góp của các thầy cô giáo và sinh viên để những lần xuất bản sau giáo trình sẽ được hoàn hảo hơn.

CÁC TÁC GIẢ



**THƯ VIỆN
HUBT**

TÀI LIỆU PHỤC VỤ THAM KHẢO NỘI BỘ

BÀI MỞ ĐẦU

§1. Đối tượng và phương pháp vật lí học

Mục đích của các khoa học tự nhiên là nghiên cứu thế giới tự nhiên, nắm được các tính chất, các quy luật và bản chất các quy luật của tự nhiên để chinh phục nó, bắt nó phục vụ cho con người. Thế giới tự nhiên vận động không ngừng, nghiên cứu thế giới tự nhiên nhất định không thể tách rời nó khỏi trạng thái vận động. Vì vậy một trong những đối tượng nghiên cứu của các khoa học tự nhiên là *nghiên cứu các dạng vận động của thế giới tự nhiên, thế giới vật chất*. Vận động của thế giới vật chất có nhiều dạng, muôn hình muôn vẻ. Theo Ăng-ghe-n, "hiểu theo nghĩa chung nhất nghĩa là hiểu nó là phương thức tồn tại của vật chất, là thuộc tính bên trong của vật chất thì *vận động bao gồm mọi biến đổi, mọi quá trình xảy ra trong vũ trụ từ sự di chuyển giản đơn đến tư duy*".

Vật lí học là một môn khoa học tự nhiên nghiên cứu các dạng vận động tổng quát nhất của thế giới vật chất, từ đó suy ra những tính chất tổng quát của thế giới vật chất, những kết luận tổng quát về cấu tạo và bản chất của các đối tượng vật chất ; mục đích của vật lí học là nghiên cứu những đặc trưng tổng quát, những quy luật tổng quát về cấu tạo và vận động của vật chất.

Thế giới vật chất tồn tại trước hết dưới dạng các *vật thể* : các vật thể thông thường có thể ở trạng thái *rắn, lỏng và khí*. Tuyệt đại đa số các vật thể xung quanh ta đều cấu tạo bởi các *phân tử*. Các phân tử của một nguyên chất đều giống hệt nhau ; kích thước của một phân tử rất nhỏ, vào cỡ $10^{-7} \div 10^{-9}$ cm. Một phân

tử cấu tạo bởi một hay nhiều *nguyên tử* giống nhau hoặc khác nhau. Kích thước của một nguyên tử vào cỡ $10^{-8} \div 10^{-10}$ cm.

Một nguyên tử cấu tạo bởi hai phần : *hạt nhân* tích điện dương và các *điện tử* (electron) tích điện âm.

Các electron đều giống nhau : mỗi electron có khối lượng và điện tích là :

$$m_e = 9,103334.10^{-31} \text{ kg ;}$$

$$-e = -1,602109.10^{-19} \text{ C.}$$

Số electron trong nguyên tử (ở trạng thái bình thường) là Z : Z là số thứ tự của nguyên tố tương ứng trong bảng hệ thống tuần hoàn của Mendéléép. Vì nguyên tử ở trạng thái bình thường là một hệ trung hoà về điện, nên điện tích của hạt nhân là $+Ze$.

Những kích thước vào cỡ kích thước của phân tử, nguyên tử trở xuống (nghĩa là những kích thước $\approx 10^{-7}$ cm) được gọi là *kích thước vi mô*, khác với kích thước của những vật thể thông thường xung quanh ta được gọi là *kích thước vĩ mô*.

Thực nghiệm và lí thuyết chứng tỏ rằng các quy luật của thế giới tự nhiên trong phạm vi kích thước vi mô, khác hẳn với các quy luật của tự nhiên trong phạm vi kích thước vĩ mô vì vậy trước hết vật lí học chia làm hai phần tùy theo đối tượng nghiên cứu :

a) *Vật lí vi mô* nghiên cứu các quy luật vận động của vật chất trong thế giới vi mô ;

b) *Vật lí vĩ mô* nghiên cứu các quy luật vận động của vật chất trong thế giới vĩ mô.

Một trong những đặc tính tổng quát của các vật thể là chúng luôn luôn *tương tác* với nhau. Những tương tác của các đối tượng vật chất là biểu hiện của một dạng tồn tại thứ hai của vật chất : đó là các *trường vật lí*, gọi tắt là các *trường*. Thí dụ : trọng lực là biểu hiện của *trường hấp dẫn* của vật chất; lực tương tác Culông là biểu hiện của *điện trường tĩnh*; lực từ là biểu hiện của *từ trường*.

Vật lí học nghiên cứu tính chất, bản chất, cấu tạo và sự vận động của các *vật thể* đồng thời cũng nghiên cứu tính chất, bản chất và quá trình vận động của các *trường vật lí*.

Vật lí học, trước hết là một môn *khoa học thực nghiệm*. Phương pháp nghiên cứu của vật lí học bao gồm các khâu sau đây :

1. *Quan sát* : quan sát trực tiếp bằng các giác quan hoặc thông qua các dụng cụ máy móc những hiện tượng, quá trình vật lí.

2. *Thí nghiệm* : các hiện tượng tự nhiên nhiều khi xảy ra cùng một lúc lẫn lộn với nhau và thường bị chi phối bởi nhiều yếu tố khác nhau hoặc có hiện tượng hần hữu mới xảy ra một lần. Vì vậy nếu chỉ dựa vào quan sát thì không thể hiểu hết được các tính chất, nắm được bản chất của từng hiện tượng. Muốn nghiên cứu các hiện tượng đó một cách đầy đủ phải tìm cách lặp lại các hiện tượng đó nhiều lần, trong những điều kiện xác định tùy theo ý muốn. Công việc đó gọi là *thí nghiệm*: có những *thí nghiệm định tính* và những *thí nghiệm định lượng*.

3. Sau khi tiến hành quan sát và thí nghiệm đối với các hiện tượng cùng một loại và xử lí các kết quả, người ta sẽ rút ra các *định luật vật lí*.

Các định luật vật lí nêu lên :

- hoặc là *thuộc tính đặc trưng* của một hiện tượng, một đối tượng vật lí nào đó ;

- hoặc là một *mối liên hệ ổn định* giữa các thuộc tính của một hay nhiều đối tượng, một hay nhiều hiện tượng vật lí.

Có những định luật mà phạm vi ứng dụng rất rộng rãi, làm cơ sở cho một lí thuyết nào đó được gọi là các *nguyên lí*.

4. Để giải thích những tính chất, những quy luật của một hiện tượng người ta thường đưa ra những *giả thuyết* nêu lên bản chất của hiện tượng đó. Sự đúng đắn của một giả thuyết dựa vào mức độ phù hợp với thực nghiệm của những kết quả suy ra từ giả thuyết đó.

5. Hệ thống các giả thuyết, khái niệm, định luật và các kết quả của chúng về một loạt các hiện tượng cùng một loại hợp thành một *thuyết vật lí*.

6. Khâu cuối cùng trong quá trình nghiên cứu vật lí là việc *ứng dụng* các kết quả của vật lí vào thực tiễn, chỉ có thông qua việc ứng dụng vào thực tiễn ngành vật lí mới đứng vững và phát triển.

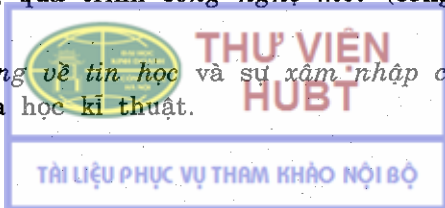
Gần đây trong quá trình phát triển của vật lí học, bên cạnh *phương pháp thực nghiệm* cổ truyền, còn nảy sinh phương pháp *tiên đề* của môn *vật lí lí thuyết*. Nội dung của phương pháp này là xuất phát từ chỗ thừa nhận một số mệnh đề nêu lên đặc tính, bản chất... của một số đối tượng vật lí nào đó, suy ra những kết quả giải thích được các tính chất, các quy luật vận động... của những đối tượng vật lí ấy. Nói cách khác, quá trình nghiên cứu của phương pháp tiên đề là một *quá trình diễn dịch* trong khi quá trình nghiên cứu của phương pháp thực nghiệm là một *quá trình quy nạp*.

Do mục đích là nghiên cứu các tính chất tổng quát nhất của thế giới vật chất, vật lí học đứng về một khía cạnh nào đó có thể coi là *cơ sở của nhiều môn khoa học tự nhiên khác*.

Những kết quả của vật lí học đã được dùng làm cơ sở để giải thích cấu tạo nguyên tử, phân tử, liên kết hoá học... trong hoá học. Vật lí học cũng cung cấp những cơ sở để khảo sát các quá trình của sự sống. Môn kĩ thuật điện được xây dựng trên cơ sở lí thuyết điện từ trường trong vật lí.

Vật lí học có tác dụng hết sức to lớn trong cuộc cách mạng khoa học kĩ thuật hiện nay. Nhờ những thành tựu vật lí học, cuộc cách mạng khoa học kĩ thuật đã tiến những bước dài trong các lĩnh vực sau :

- Khai thác và sử dụng những nguồn năng lượng mới đặc biệt là năng lượng hạt nhân.
- Chế tạo và nghiên cứu tính chất các vật liệu mới (siêu dẫn nhiệt độ cao, vật liệu vô định hình...).
- Tìm ra những quá trình công nghệ mới (công nghệ các mạch tổ hợp...).
- Cuộc cách mạng về tin học và sự xâm nhập của tin học vào các ngành khoa học kĩ thuật.



Mục đích việc học môn vật lý trong các trường đại học kỹ thuật công nghiệp là :

- Cho sinh viên những kiến thức cơ bản về vật lý ở trình độ đại học.

- Cho sinh viên những cơ sở để học và nghiên cứu các ngành kỹ thuật.

- Góp phần rèn luyện phương pháp suy luận khoa học, tư duy lô gích, phương pháp nghiên cứu thực nghiệm, tác phong khoa học đối với người kỹ sư tương lai.

- Góp phần xây dựng thế giới quan khoa học duy vật biện chứng.

§2. Các đại lượng vật lý

Mỗi thuộc tính của một đối tượng vật lý (một vật thể, một hiện tượng, một quá trình ;...) được đặc trưng bởi một hay nhiều đại lượng vật lý. Thí dụ : khối lượng, điện tích, lực, năng lượng, cảm ứng từ...

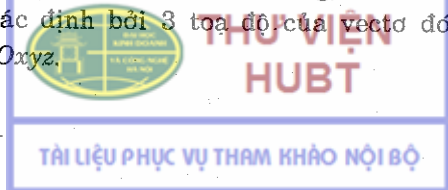
A Các đại lượng vật lý có thể là đại lượng vô hướng hoặc đại lượng vectơ (hữu hướng).

1. Xác định một đại lượng vô hướng nghĩa là xác định giá trị của nó ; có những đại lượng vô hướng không âm, như thể tích, khối lượng..., có những đại lượng vô hướng mà giá trị có thể dương hay âm, thí dụ như điện tích, hiệu điện thế...

2. Xác định một đại lượng hữu hướng trong vật lý nghĩa là xác định :

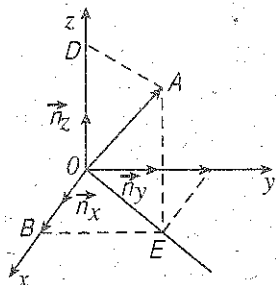
điểm đặt, phương, chiều và độ lớn của vectơ đặc trưng cho đại lượng đó.

Thí dụ : lực, cường độ điện trường, cảm ứng từ. Một vectơ có thể được xác định bởi 3 tọa độ của vectơ đó trên 3 trục tọa độ trục giao Oxyz.



3. Toạ độ của vectơ

Trong không gian, ta vẽ một hệ trục toạ độ Đécác gồm 3 trục định hướng Ox , Oy , Oz vuông góc nhau từng đôi một (h.M-1). Giả sử ta có một vectơ $\vec{OA}$: ta chiếu vectơ $\vec{OA}$ lên 3 trục Ox , Oy , Oz ; lần lượt ta được các vectơ $\vec{OB}$, $\vec{OC}$, $\vec{OD}$. Dễ dàng thấy rằng $\vec{OB}$, $\vec{OC}$, $\vec{OD}$ là 3 thành phần của vectơ $\vec{OA}$ trên 3 trục Ox , Oy , Oz . Ta quy ước độ dài đại số của vectơ $\vec{OB}$ trên trục định hướng Ox là một số đại số có giá trị tuyệt



Hình M-1

đối bằng độ dài OB và có dấu dương hay âm tùy theo $\vec{OB}$ cùng chiều hay ngược chiều với Ox ; độ dài đại số của $\vec{OB}$ được kí hiệu là $\overline{OB}$. Tương tự ta có thể xác định các độ dài đại số của $\vec{OC}$ và $\vec{OD}$ trên các trục Oy và Oz . Ba độ dài đại số $\overline{OB}$, $\overline{OC}$, $\overline{OD}$ được gọi là các toạ độ của vectơ $\vec{OA}$ trong hệ trục toạ độ Đécác $Oxyz$. Nếu ta kí hiệu $\vec{OA} = \vec{a}$ và kí hiệu các toạ độ

$$\overline{OB} = a_x ; \overline{OC} = a_y ; \overline{OD} = a_z ;$$

ta thường viết

$$\vec{a} = \begin{cases} a_x \\ a_y \\ a_z \end{cases}$$

$$\text{hay } \vec{a} = a_x \vec{n}_x + a_y \vec{n}_y + a_z \vec{n}_z ;$$

$\vec{n}_x$, $\vec{n}_y$, $\vec{n}_z$ là 3 vectơ đơn vị trên trục toạ độ.

Độ dài của $\vec{a}$ được tính theo công thức

$$|\vec{a}| = \sqrt{a_x^2 + a_y^2 + a_z^2}$$

Ta có thể tính toạ độ của vectơ tổng hợp của $\vec{a}$ và $\vec{b}$ khi biết các toạ độ của $\vec{a}$ và $\vec{b}$. Nếu :

TÀI LIỆU PHỤC VỤ THAM KHẢO NỘI BỘ

$$\vec{a} = \begin{pmatrix} a_x \\ a_y \\ a_z \end{pmatrix} \quad \vec{b} = \begin{pmatrix} b_x \\ b_y \\ b_z \end{pmatrix}$$

thì

$$\vec{c} = \vec{a} + \vec{b} \Rightarrow \begin{cases} c_x = a_x + b_x \\ c_y = a_y + b_y \\ c_z = a_z + b_z \end{cases}$$

4. Tích của hai vectơ

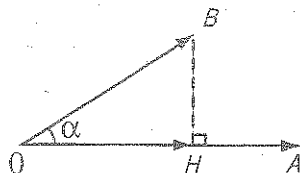
a) Tích vô hướng (nội tích) của hai vectơ.

Cho hai vectơ $\vec{OA}$ và $\vec{OB}$, ta gọi tích vô hướng của $\vec{OA}$ và $\vec{OB}$ là một số đại số kí hiệu là $\vec{OA} \cdot \vec{OB}$ được định nghĩa như sau :

$$\vec{OA} \cdot \vec{OB} = OA \cdot OB \cdot \cos \alpha,$$

trong đó α là góc nhỏ nhất hợp bởi $\vec{OA}$ và $\vec{OB}$ (h.M-2).

Tích vô hướng $\vec{OA} \cdot \vec{OB}$ bằng 0 khi $\vec{OA}$ hoặc $\vec{OB}$ bằng 0 hay khi $\vec{OA} \perp \vec{OB}$ ($\alpha = \frac{\pi}{2}$ nghĩa là $\cos \alpha = 0$);



Hình M-2

Trường hợp $\vec{OB} = \vec{OA}$ ta có

$$\vec{OA} \cdot \vec{OA} = OA \cdot OA = |\vec{OA}|^2.$$

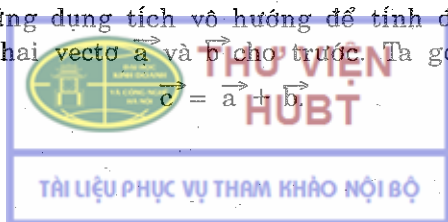
Chiếu vectơ $\vec{OB}$ lên phương của $\vec{OA}$ ta được vectơ $\vec{OH}$. Nếu ta coi đường thẳng chứa $\vec{OA}$ là một trục định hướng theo $\vec{OA}$ thì có thể xác định độ dài đại số $\vec{OH}$ của vectơ $\vec{OH}$. Khi đó

$$OB \cos \alpha = \vec{OH}$$

và ta có thể viết tích vô hướng của hai vectơ $\vec{OA}$ và $\vec{OB}$ như sau

$$\vec{OA} \cdot \vec{OB} = \vec{OH} \cdot \vec{OA}.$$

Ta có thể ứng dụng tích vô hướng để tính độ dài của vectơ tổng hợp của hai vectơ $\vec{a}$ và $\vec{b}$ cho trước. Ta gọi



Bình phương vô hướng hai vế, ta được :

$$\vec{c}^2 = (\vec{a} + \vec{b})(\vec{a} + \vec{b})$$

hay

$$= \vec{a}^2 + \vec{b}^2 + 2\vec{a} \cdot \vec{b}$$

nghĩa là

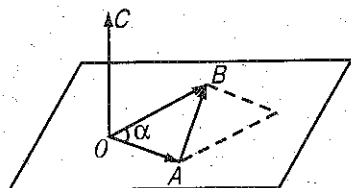
$$|\vec{c}|^2 = |\vec{a}|^2 + |\vec{b}|^2 + 2|\vec{a}||\vec{b}|\cos\alpha,$$

$$c = \sqrt{a^2 + b^2 + 2ab\cos\alpha},$$

trong đó α là góc của hai vectơ $\vec{a}$ và $\vec{b}$.

b) Tích vectơ (ngoại tích) của hai vectơ

Người ta gọi tích vectơ của hai vectơ $\vec{OA}$ và $\vec{OB}$ là một vectơ $\vec{OC}$ (h.M-3) :



Hình M-3

- có phương vuông góc với $\vec{OA}$ và $\vec{OB}$;

- có chiều là chiều thuận đối với chiều quay từ $\vec{OA}$ sang $\vec{OB}$ (chiều tiến của đinh ốc nằm dọc theo $\vec{OC}$ quay theo chiều từ $\vec{OA}$ sang $\vec{OB}$) ;

- có độ dài bằng $OC = OA \cdot OB \sin\alpha$,

với α là góc nhỏ nhất hợp bởi $\vec{OA}$ và $\vec{OB}$.

Dễ dàng nhận thấy $OC = \vec{OA} \cdot \vec{OB} \sin\alpha$, về giá trị bằng diện tích hình bình hành tạo trên $\vec{OA}$ và $\vec{OB}$ hoặc bằng hai lần diện tích hình tam giác OAB . Ta viết

$$\vec{OC} = \vec{OA} \wedge \vec{OB}.$$

Tích vectơ của $\vec{OA}$ và $\vec{OB}$ bằng 0 khi $\vec{OA}$ hoặc $\vec{OB}$ bằng 0 hay khi $\vec{OA} \parallel \vec{OB}$ ($\alpha = 0$ tức là $\sin\alpha = 0$). Nói riêng

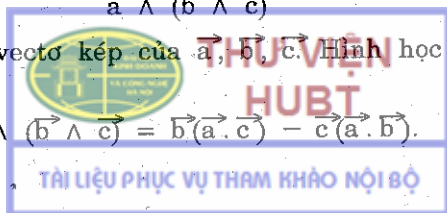
$$\vec{OA} \wedge \vec{OA} = 0.$$

Cho ba vectơ $\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}$: ta có thể xác định tích vectơ :

$$\vec{a} \wedge (\vec{b} \wedge \vec{c})$$

được gọi là tích vectơ kép của $\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}$. Hình học giải tích đã chứng minh rằng

$$\vec{a} \wedge (\vec{b} \wedge \vec{c}) = \vec{b}(\vec{a} \cdot \vec{c}) - \vec{c}(\vec{a} \cdot \vec{b}).$$



B Các đại lượng vật lí có thể là một đại lượng không đổi hoặc đại lượng biến thiên.

1. Một đại lượng vô hướng φ biến thiên (theo thời gian) nghĩa là giá trị của φ là hàm số của thời gian t :

$$\varphi = \varphi(t).$$

Hàm số này là một hàm số xác định hữu hạn và liên tục của thời gian t . Sự biến thiên của φ theo t (tăng hay giảm) được đặc trưng bởi đạo hàm của nó theo t :

$$\varphi'(t) = \frac{d\varphi}{dt} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \varphi}{\Delta t} ;$$

về mặt vật lí, $\varphi'(t)$ được gọi là tốc độ biến thiên của φ theo t .

2. Một đại lượng vectơ $\vec{F}$ biến thiên nghĩa là phương, chiều và độ lớn của $\vec{F}$ thay đổi theo thời gian. Ta nói $\vec{F}$ là hàm của thời gian t : $\vec{F} = \vec{F}(t)$.

Khi đó 3 toạ độ của $\vec{F}$ trên 3 trục của hệ toạ độ trục giao Oxyz cũng là những hàm số xác định, hữu hạn và liên tục của thời gian t

$$\vec{F} = \begin{cases} F_x = F_x(t), \\ F_y = F_y(t), \\ F_z = F_z(t). \end{cases}$$

Sự biến thiên của $\vec{F}$ theo t được đặc trưng bởi đạo hàm của $\vec{F}$ theo t

$$\vec{F}'(t) = \frac{d\vec{F}}{dt} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{F}}{\Delta t}.$$

Đạo hàm của vectơ $\vec{F}$ theo t cũng là một vectơ. Từ biểu thức

$$\vec{F} = F_x \vec{n}_x + F_y \vec{n}_y + F_z \vec{n}_z,$$

ta suy ra : $\frac{d\vec{F}}{dt} = \frac{dF_x}{dt} \vec{n}_x + \frac{dF_y}{dt} \vec{n}_y + \frac{dF_z}{dt} \vec{n}_z$

Từ phương trình đó ta có thể kết luận : đạo hàm theo t của vectơ $\vec{F}$ là một vectơ mà các thành phần trên 3 trục Oxyz lần lượt bằng đạo hàm theo t của các thành phần tương ứng của $\vec{F}$.

§3. Đơn vị và thứ nguyên của các đại lượng vật lí

1. Đơn vị vật lí

Do một đại lượng vật lí là chọn một đại lượng cùng loại làm chuẩn gọi là đơn vị rồi so sánh đại lượng phải đo với đơn vị đó, giá trị đo sẽ bằng tỉ số : đại lượng phải đo/đại lượng đơn vị.

Muốn định nghĩa đơn vị của tất cả các đại lượng vật lí người ta chỉ cần chọn trước một số đơn vị gọi là đơn vị cơ bản - các đơn vị khác suy ra được từ các đơn vị cơ bản gọi là đơn vị dẫn xuất.

Thí dụ : nếu chọn đơn vị độ dài *mét* là đơn vị cơ bản, thì có thể suy ra các đơn vị dẫn xuất của diện tích (*mét vuông*), thể tích (*mét khối*).

Tuỳ theo các đơn vị cơ bản chọn trước sẽ suy ra các đơn vị dẫn xuất khác nhau. Tập hợp các đơn vị cơ bản và đơn vị dẫn xuất tương ứng hợp thành một hệ đơn vị.

Năm 1960 nhiều nước trên thế giới đã chọn một hệ đơn vị thống nhất gọi là hệ SI (système international).

Hệ đơn vị đo lường hợp pháp của nước ta ban hành từ 1965 cũng dựa trên cơ sở hệ SI :

Đơn vị cơ bản :

Hệ SI

- | | |
|------------------------|--------------|
| - Độ dài | mét (m) |
| - Khối lượng | kilôgam (kg) |
| - Thời gian | giây (s) |
| - Cường độ dòng điện | ampe (A) |
| - Độ sáng | candela (Cd) |
| - Nhiệt độ (tuyệt đối) | kelvin (K) |
| - Lượng chất | mol (mol) |

TÀI LIỆU PHỤC VỤ THAM KHẢO NỘI BỘ

Đơn vị phụ :	- Góc phẳng	radian (rad)
	- Góc khối	steradian (sr).

Một số đơn vị dẫn xuất :

- Diện tích	mét vuông (m^2)
- Thể tích	mét khối (m^3)
- Chu kì	giây (s)
- Tần số	héc (Hz)
- Vận tốc	mét trên giây (m/s)
- Gia tốc	mét trên giây bình phương (m/s^2)
- Lực	niutơn (N)
- Năng lượng	jun (J)
- Công suất	oát (W)
- Áp suất	pascal (Pa)
- Điện tích	culông (C)
- Hiệu điện thế	vôn (V)
- Cường độ điện trường	vôn trên mét (V/m)
- Điện dung	fara (F)
- Cảm ứng từ	tesla (T)
- Từ thông	vêbe (Wb)
- Tự cảm	henry (H).

2. Thứ nguyên : Từ các đơn vị cơ bản, ta định nghĩa được các đơn vị dẫn xuất. Việc định nghĩa này dựa vào một khái niệm gọi là thứ nguyên. *Thứ nguyên của một đại lượng là quy luật nêu lên sự phụ thuộc của đơn vị đo đại lượng đó vào các đơn vị cơ bản.*

Thí dụ ta xét thể tích của các vật : giá trị thể tích của các vật hình hộp chữ nhật, hình trụ thẳng, hình cầu lần lượt được tính bởi các công thức

$$V = abc ; V = \pi R^2 h ; V = \frac{4}{3} \pi R^3.$$

Nếu không để ý đến các hệ số, ta thấy trong mọi trường hợp : thể tích = độ dài $\times$ độ dài $\times$ độ dài.

ta nói : thứ nguyên của (đại lượng) thể tích là $(\text{độ dài})^3$ và kí hiệu như sau [thể tích] = $[\text{độ dài}]^3$

Thí dụ khác $[\text{vận tốc}] = [\text{độ dài}] [\text{thời gian}]^{-1}$
 $[\text{gia tốc}] = [\text{độ dài}] [\text{thời gian}]^{-2}$

Để cho cách viết đơn giản ta kí hiệu :

$$[\text{độ dài}] = L$$

$$[\text{thời gian}] = T$$

$$[\text{khối lượng}] = M$$

$$[\text{diện tích}] = L^2$$

$$[\text{thể tích}] = L^3$$

$$[\text{vận tốc}] = LT^{-1}$$

$$[\text{gia tốc}] = LT^{-2}$$

$$[\text{khối lượng riêng}] = ML^{-3}$$

$$[\text{lực}] = MLT^{-2}$$

$$[\text{công}] = ML^2T^{-2}$$

Khi viết các biểu thức, các công thức vật lí, ta cần chú ý các quy tắc sau :

a) Các số hạng của một tổng (đại số) phải có cùng thứ nguyên.

b) Hai vế của cùng một công thức, một phương trình vật lí phải có cùng thứ nguyên.

Thí dụ : công thức chu kì của con lắc

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{1}{g}}$$

Thứ nguyên của vế đầu là T, thứ nguyên của vế sau là

$$\left(\frac{[\text{độ dài}]}{[\text{gia tốc}]} \right)^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{L}{LT^{-2}} \right)^{\frac{1}{2}} = T.$$



PHẦN THỨ NHẤT

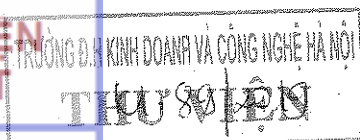
CƠ HỌC

Cơ học nghiên cứu dạng vận động cơ (chuyển động) tức là sự chuyển dời vị trí của các vật vĩ mô. Cơ học gồm những phần sau :

1. Động học nghiên cứu những đặc trưng của chuyển động và những dạng chuyển động khác nhau.

2. Động lực học nghiên cứu mối liên hệ của chuyển động với sự tương tác giữa các vật. Tĩnh học là một phần của động lực học nghiên cứu trạng thái cân bằng của các vật.

Phần cơ học trình bày trong giáo trình này chủ yếu là những cơ sở của cơ học cổ điển của Niuton ; nội dung chủ yếu của nó bao gồm : các định luật cơ bản của động lực học ; các định luật Niuton và nguyên lí tương đối Galilê ; ba định luật bảo toàn của cơ học : định luật bảo toàn động lượng, định luật bảo toàn mômen động lượng và định luật bảo toàn năng lượng ; hai dạng chuyển động cơ bản của vật rắn : chuyển động tịnh tiến và chuyển động quay. Cuối cùng có một chương giới thiệu thuyết tương đối của Anhstanh.



CHƯƠNG 1

ĐỘNG HỌC CHẤT ĐIỂM

§1. Những khái niệm mở đầu

1. Chuyển động và hệ quy chiếu

Chuyển động là một khái niệm cơ bản của cơ học. 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. Muốn xác định vị trí của một vật trong không gian ta phải tìm những khoảng cách từ vật đó tới một hệ vật khác mà ta quy ước là đứng yên. Hệ vật mà ta quy ước là đứng yên dùng làm mốc để xác định vị trí của các vật trong không gian gọi là *hệ quy chiếu*. Để xác định thời gian của vật khi chuyển động, ta gắn vào hệ quy chiếu một cái *dồng hồ*. Khi một vật chuyển động thì những khoảng cách từ vật đó đến hệ quy chiếu thay đổi theo thời gian.

Rõ ràng là chuyển động hay đứng yên chỉ có tính chất tương đối, tùy theo hệ quy chiếu ta chọn. Một vật có thể là chuyển động đối với hệ quy chiếu này nhưng có thể là đứng yên đối với hệ quy chiếu khác.

2. Chất điểm và hệ chất điểm

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. Thí dụ : khi xét chuyển động của viên đạn trong không khí, chuyển động của quả đất xung quanh mặt trời... ta có thể coi viên đạn, quả đất... là những chất điểm. Như vậy việc xem một vật có là chất điểm hay không, phụ thuộc vào điều kiện bài toán ta nghiên cứu.

Một tập hợp chất điểm được gọi là *hệ chất điểm*. Vật rắn là một hệ chất điểm trong đó khoảng cách tương hỗ giữa các chất điểm của hệ không thay đổi.

3. Phương trình chuyển động của chất điểm

Để xác định chuyển động của một chất điểm người ta thường gắn vào hệ quy chiếu một *hệ toạ độ*. *Hệ toạ độ Đécác* gồm có ba trục Ox , Oy , Oz vuông góc với nhau từng đôi một hợp thành một tam diện thuận $Oxyz$; O gọi là *gốc toạ độ*. Vị trí của một chất điểm M trong không gian sẽ được xác định bởi ba toạ độ x , y , z của nó đối với hệ toạ độ Đécác, ba toạ độ này cũng là ba toạ độ của bán kính vectơ $\vec{OM} = \vec{r}$ trên ba trục.

Khi chất điểm M chuyển động, các toạ độ x , y , z của nó thay đổi theo thời gian t ; nói cách khác x , y , z là các hàm của thời gian t :

$$M \begin{cases} x = f(t), \\ y = g(t), \\ z = h(t). \end{cases} \quad (1-1)$$

Nói gọn hơn, bán kính vectơ $\vec{r}$ của chất điểm chuyển động là hàm của thời gian t :

$$\vec{r} = \vec{r}(t) \quad (1-2)$$

Những phương trình (1-1) hay (1-2) gọi là *những phương trình chuyển động* của chất điểm M . Vì ở mỗi thời điểm t , chất điểm M có một vị trí xác định và khi t biến thiên thì M chuyển động một cách liên tục nên các hàm $f(t)$, $g(t)$, $h(t)$, hay nói gọn hơn hàm $\vec{r}(t)$, sẽ là các hàm xác định, đơn trị và liên tục của t .

4. Quỹ đạo

Quỹ đạo của chất điểm chuyển động là đường tạo bởi tập hợp tất cả các vị trí của nó trong không gian, trong suốt quá trình chuyển động. Để xác định quỹ đạo người ta có thể dùng các phương trình chuyển động (1-1). Các phương trình này có thể coi là các phương trình tham số của quỹ đạo. Muốn tìm liên hệ giữa các toạ độ của M , ta phải khử t trong các phương trình chuyển động (1-1).

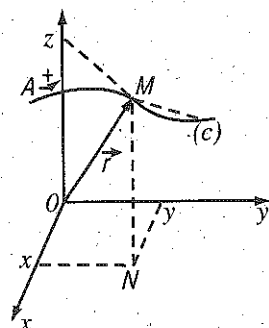
5. Hoành độ cong

Giả thiết chất điểm M chuyển động trên đường cong quỹ đạo (C) (h.1-1), trên (C) ta chọn một điểm A nào đó cố định làm gốc và một chiều dương. Khi đó ở mỗi thời điểm t vị trí của M trên (C) sẽ được xác định bởi trị đại số của cung AM kí hiệu là :

$$\widehat{AM} = s,$$

s gọi là *hoành độ cong* của M. Khi M chuyển động s là hàm của thời gian t :

$$s = s(t).$$



Hình 1-1

Hệ tọa độ Đécác và quỹ đạo.

$$(1-3)$$

§2. Vận tốc

Vận tốc là một đại lượng đặc trưng cho phương, chiều và sự nhanh chậm của chuyển động.

1. Định nghĩa vận tốc

Xét chuyển động của một chất điểm trên một đường cong (C) : trên (C) ta chọn một gốc A và một chiều dương. Giả thiết tại thời điểm t, chất điểm ở vị trí M xác định bởi :

$$\widehat{AM} = s ;$$

tại thời điểm $t' = t + \Delta t$ chất điểm ở vị trí M' xác định bởi :

$$\widehat{AM'} = s' = s + \Delta s.$$

Quãng đường chất điểm đi được trong khoảng thời gian $t' - t = \Delta t$ sẽ là :

$$\widehat{MM'} = s' - s = \Delta s.$$

Quãng đường trung bình chất điểm đi được trong đơn vị thời gian : $\frac{\Delta s}{\Delta t}$ theo định nghĩa, gọi là vận tốc trung bình của chất điểm trong khoảng thời gian Δt , và được kí hiệu là :

$$v_{tb} = \frac{\Delta s}{\Delta t} \quad (1-4)$$

Vận tốc trung bình chỉ đặc trưng cho độ nhanh chậm trung bình của chuyển động chất điểm trên quãng đường MM' ; trên quãng đường này độ nhanh chậm của chuyển động chất điểm nói chung mỗi chỗ một khác nghĩa là mỗi thời điểm một khác. Để đặc trưng cho độ nhanh chậm của chuyển động tại từng thời điểm, ta phải tính tỉ số $\frac{\Delta s}{\Delta t}$ trong những khoảng thời gian Δt vô cùng nhỏ. Theo định nghĩa : khi cho $\Delta t \rightarrow 0$ ($t' \rightarrow t$), tỉ số $\frac{\Delta s}{\Delta t}$ dần tới một giới hạn, gọi là *vận tốc tức thời* (gọi tắt là *vận tốc*) của chất điểm tại thời điểm t , và được kí hiệu là :

$$v = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta s}{\Delta t}$$

Theo định nghĩa của đạo hàm ta có thể viết :

$$v = \frac{ds}{dt} \quad (1-5)$$

Vậy : *vận tốc của chất điểm có giá trị bằng đạo hàm hoành độ cong của chất điểm đối với thời gian.*

Đặc biệt nếu ta chọn gốc hoành độ cong A là vị trí ban đầu của chất điểm (vị trí lúc $t = 0$) thì $AM = s$ chính là quãng đường chất điểm đi được trong khoảng thời gian từ 0 đến t . Như vậy (1-5) có thể phát biểu :

Vận tốc của chất điểm có giá trị bằng đạo hàm quãng đường đi của chất điểm đối với thời gian.

Vận tốc v cho bởi (1-5) là một đại lượng đại số :

- Dấu của v xác định chiều chuyển động : $v > 0$, chất điểm chuyển động theo chiều dương của quỹ đạo ; $v < 0$, chất điểm chuyển động theo chiều ngược lại.

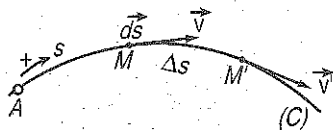
- Trị tuyệt đối của v xác định độ nhanh chậm của chuyển động tại từng thời điểm.

Tóm lại vận tốc đặc trưng cho chiều và độ nhanh chậm của chuyển động chất điểm.

2. Vectơ vận tốc

Để đặc trưng một cách đầy đủ về cả phương, chiều và độ nhanh chậm của chuyển động chất điểm, người ta đưa ra một vectơ gọi là *vectơ vận tốc*.

Theo định nghĩa, vectơ vận tốc tại một vị trí M là một vectơ $\vec{v}$ có phương nằm trên tiếp tuyến với quỹ đạo tại M , có chiều theo chiều chuyển động và có giá trị bằng trị tuyệt đối của v (h. 1-2).



Hình 1-2. Vectơ vận tốc.

Để có thể viết được biểu thức của vectơ vận tốc $\vec{v}$, người ta thường định nghĩa một *vectơ vi phân cung* $d\vec{s}$ nằm trên tiếp tuyến với quỹ đạo tại M , hướng theo chiều chuyển động và có độ lớn bằng trị tuyệt đối của vi phân hoành độ cong đó. Khi đó, ta có

$$\vec{v} = \frac{d\vec{s}}{dt} \quad (1-6)$$

3. Vectơ vận tốc trong hệ tọa độ Đêcác

Giả thiết ở thời điểm t , vị trí chất điểm được xác định bởi bán kính vectơ (h. 1-3) :

$$\vec{OM} = \vec{r}$$

Ở thời điểm $t + dt$, vị trí chất điểm được xác định bởi bán kính vectơ :

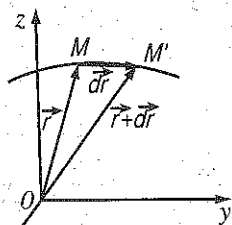
$$\vec{OM}' = \vec{r} + d\vec{r}$$

Rõ ràng là khi dt vô cùng nhỏ thì vectơ chuyển dời :

$$\vec{MM}' = \vec{OM}' - \vec{OM} = d\vec{r}$$

có độ dài :

$$|d\vec{r}| = MM' \approx \widehat{MM'} = ds.$$



Hình 1-3. Sự tương đương của hai vectơ $d\vec{s}$ và $d\vec{r}$.

Ngoài ra vì $\vec{dr}$ và $\vec{ds}$ cùng chiều nên ta có :

$$\vec{dr} \approx \vec{ds}, \quad (1-7)$$

nghĩa là (1-6) có thể viết :

$$\vec{v} = \frac{\vec{dr}}{dt}. \quad (1-8)$$

Vậy : *vector vận tốc bằng đạo hàm của bán kính vector đối với thời gian.*

Kết quả ba thành phần $\vec{v}_x$, $\vec{v}_y$, $\vec{v}_z$ của vector vận tốc $\vec{v}$ theo ba trục sẽ có độ dài đại số lần lượt bằng đạo hàm ba thành phần tương ứng của bán kính vector $\vec{r}$ theo ba trục nghĩa là :

$$\vec{v} \begin{cases} v_x = \frac{dx}{dt}; \\ v_y = \frac{dy}{dt}; \\ v_z = \frac{dz}{dt}; \end{cases} \quad (1-9)$$

độ lớn vận tốc được tính theo công thức

$$|\vec{v}| = \sqrt{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2} = \sqrt{\left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dz}{dt}\right)^2}$$

§3. Gia tốc

Gia tốc là một đại lượng đặc trưng cho sự biến thiên của vector vận tốc.

1. Định nghĩa và biểu thức của vector gia tốc

Giả thiết tại thời điểm t , chất điểm ở vị trí M có vector vận tốc $\vec{v}$ (h. 1-2) : tại thời điểm $t' = t + \Delta t$, chất điểm ở vị trí M' có vector vận tốc $\vec{v}' = \vec{v} + \Delta\vec{v}$. Trong khoảng thời gian $\Delta t = t' - t$, vector vận tốc của chất điểm biến thiên một lượng :

$$\Delta\vec{v} = \vec{v}' - \vec{v}$$

Độ biến thiên trung bình của vectơ vận tốc trong một đơn vị thời gian $\frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t}$, theo định nghĩa, gọi là *vector gia tốc trung bình* của chuyển động trong khoảng thời gian Δt và được kí hiệu là :

$$\vec{a}_{tb} = \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t} \quad (1-10)$$

Cũng lí luận như trường hợp vận tốc, ta thấy rằng muốn đặc trưng cho độ biến thiên của vectơ vận tốc ở từng thời điểm, ta phải xác định tỉ số $\frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t}$ trong khoảng thời gian Δt vô cùng nhỏ, nghĩa là cho $\Delta t \rightarrow 0$.

Theo định nghĩa, khi cho $\Delta t \rightarrow 0$ ($t' \rightarrow t$), tỉ số $\frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t}$ dần tới một giới hạn gọi là *vector gia tốc tức thời* (gọi tắt là *vector gia tốc*) của chất điểm tại thời điểm t , và được kí hiệu là :

$$\vec{a} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t}$$

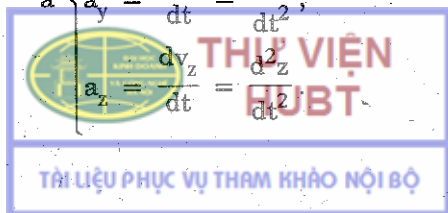
Theo định nghĩa của đạo hàm, ta có thể viết :

$$\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt} \quad (1-11)$$

Vậy : *vector gia tốc bằng đạo hàm của vector vận tốc đối với thời gian.*

Theo (1-11) và (1-9) ta có thể tính ba toạ độ của vector gia tốc theo ba trục toạ độ Đề-các :

$$\vec{a} = \begin{cases} a_x = \frac{dv_x}{dt} = \frac{d^2x}{dt^2}, \\ a_y = \frac{dv_y}{dt} = \frac{d^2y}{dt^2}, \\ a_z = \frac{dv_z}{dt} = \frac{d^2z}{dt^2} \end{cases} \quad (1-12)$$



Độ lớn gia tốc được tính theo công thức

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

2. Gia tốc tiếp tuyến và gia tốc pháp tuyến

Vecto gia tốc đặc trưng cho sự biến thiên của vectơ vận tốc. Sự biến thiên này thể hiện cả về phương, chiều và độ lớn. Trong mục này ta sẽ phân tích vectơ gia tốc ra làm hai thành phần, mỗi thành phần đặc trưng cho sự biến thiên của vectơ vận tốc riêng về một mặt nào đó.

Để đơn giản, ta giả thiết chất điểm chuyển động trên một đường tròn tâm O, tại thời điểm t, chất điểm ở vị trí M, có vận tốc $\vec{MA} = \vec{v}$; tại thời điểm $t' = t + \Delta t$ chất điểm ở vị trí M' ($\vec{MM'} = \Delta \vec{s}$), có vận tốc $\vec{M'A'} = \vec{v'} = \vec{v} + \Delta \vec{v}$. Theo định nghĩa, vectơ gia tốc của chất điểm tại thời điểm t (ứng với vị trí M) sẽ là :

$$\vec{a} = \lim_{t' \rightarrow t} \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t} \quad (1-13)$$

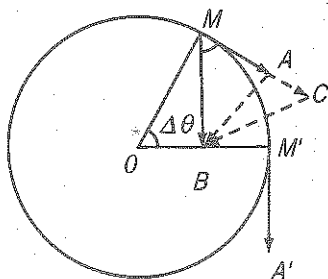
Muốn tìm $\Delta \vec{v}$, từ M ta vẽ vectơ $\vec{MB} = \vec{M'A'}$ (h. 1-4). Ta có : $\Delta \vec{v} = \vec{v'} - \vec{v} = \vec{M'A'} - \vec{MA} = \vec{MB} - \vec{MA}$ hay $\Delta \vec{v} = \vec{AB}$.

Lấy trên phương của $\vec{MA}$ một đoạn $\vec{MC} = v'$, theo hình vẽ ta có :

$$\Delta \vec{v} = \vec{AB} = \vec{AC} + \vec{CB}.$$

Thay $\Delta \vec{v}$ vào (1-13) ta được

$$\vec{a} = \lim_{t' \rightarrow t} \frac{\vec{AC} + \vec{CB}}{\Delta t} = \lim_{t' \rightarrow t} \frac{\vec{AC}}{\Delta t} + \lim_{t' \rightarrow t} \frac{\vec{CB}}{\Delta t} \quad (1-14)$$



Hình 1-4. Xác định gia tốc tiếp tuyến và gia tốc pháp tuyến.

Ta hãy tìm biểu thức và ý nghĩa cụ thể của từng thành phần trong vế phải của (1-14).

a) *Gia tốc tiếp tuyến* : thành phần thứ nhất được kí hiệu là :

$$\vec{a}_t = \lim_{t' \rightarrow t} \frac{\vec{AC}}{\Delta t}$$

Phương của $\vec{a}_t$ là phương của $\vec{AC}$ tức là phương của tiếp tuyến với quỹ đạo tại M : vì vậy $\vec{a}_t$ được gọi là *gia tốc tiếp tuyến*.

Chiều của $\vec{a}_t$ là chiều của $\vec{AC}$ nghĩa là cùng chiều với chiều chuyển động khi : $v' > v$ (vận tốc tăng) và ngược chiều với chiều chuyển động khi : $v' < v$ (vận tốc giảm).

Độ lớn của $\vec{a}_t$ cho bởi :

$$a_t = \lim_{t' \rightarrow t} \frac{AC}{\Delta t} = \lim_{t' \rightarrow t} \frac{MC - MA}{\Delta t} = \lim_{t' \rightarrow t} \frac{v' - v}{\Delta t} = \lim_{t' \rightarrow t} \frac{\Delta v}{\Delta t},$$

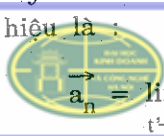
nghĩa là, theo định nghĩa của đạo hàm :

$$a_t = \frac{dv}{dt} \quad (1-15)$$

Vậy : gia tốc tiếp tuyến có độ lớn bằng đạo hàm của độ lớn vận tốc đối với thời gian. Tóm lại, *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 M ;
- có chiều là chiều chuyển động khi v tăng và chiều ngược lại khi v giảm ;
- có độ lớn bằng đạo hàm độ lớn vận tốc theo thời gian.

b) *Gia tốc pháp tuyến* : thành phần thứ hai trong vế phải của (1-14) được kí hiệu là :



$$\vec{a}_n = \lim_{t' \rightarrow t} \frac{\vec{CB}}{\Delta t}$$

TÀI LIỆU PHỤC VỤ THAM KHẢO NỘI BỘ

Phương của $\vec{a}_n$ là phương của $\vec{CB}$ khi $t' \rightarrow t$. Muốn xác định nó, ta đặt :

$$\widehat{MOM'} = \widehat{CMB} = \Delta\theta.$$

Trong tam giác cân CMB :

$$\widehat{MCB} = \frac{\pi - \widehat{CMB}}{2} = \frac{\pi}{2} - \frac{\Delta\theta}{2}.$$

Khi $t' \rightarrow t$ thì $M' \rightarrow M$ nghĩa là $\Delta\theta \rightarrow 0$, do đó $\widehat{MCB} \rightarrow \frac{\pi}{2}$.

Vậy đến giới hạn $\vec{CB}$ vuông góc với $\vec{AC}$ phương của $\vec{a}_n$ vuông góc với $\vec{AC}$ nghĩa là vuông góc với tiếp tuyến của quỹ đạo tại M ; nói cách khác phương của $\vec{a}_n$ là phương của pháp tuyến của quỹ đạo tại M, vì vậy $\vec{a}_n$ được gọi là *gia tốc pháp tuyến*.

Chiều của $\vec{a}_n$ là chiều của $\vec{CB}$, luôn luôn quay về tâm của vòng tròn nghĩa là quay về phía lõm của quỹ đạo, do đó $\vec{a}_n$ còn gọi là *gia tốc hướng tâm*.

Độ lớn của $\vec{a}_n$ cho bởi :

$$a_n = \lim_{t' \rightarrow t} \frac{CB}{\Delta t}. \quad (1-16)$$

Trong tam giác cân MBC ta có :

$$CB = 2MC \sin \frac{\widehat{CMB}}{2} = 2v' \sin \frac{\Delta\theta}{2},$$

và vì $\Delta\theta$ nhỏ (khi t' dần đến t) nên ta có thể viết :

$$CB \approx 2v' \frac{\Delta\theta}{2} = v' \cdot \Delta\theta.$$

Mặt khác $\Delta\theta = \widehat{MOM'} = \frac{\widehat{MM'}}{OM} = \frac{\Delta s}{R}$ ($R = OM$ là bán kính quỹ đạo) vậy (1-16) thành :

$$a_n = \lim_{t' \rightarrow t} \frac{v' \Delta s}{\Delta t \cdot R} = \frac{1}{R} \lim_{t' \rightarrow t} v' \times \lim_{t' \rightarrow t} \frac{\Delta s}{\Delta t},$$

nhưng $\lim_{t' \rightarrow t} v' = v ; \lim_{t' \rightarrow t} \frac{\Delta s}{\Delta t} = \frac{ds}{dt} = v ,$

do đó $a_n = \frac{1}{R} v \cdot v ,$

hay $a_n = \frac{v^2}{R} . \quad (1-17)$

Từ (1-17) ta suy ra rằng vectơ gia tốc pháp tuyến đặc trưng cho sự thay đổi phương của vectơ vận tốc. Quả vậy, ứng với một trị số của v xác định, a_n càng lớn thì R càng nhỏ ; khi đó quỹ đạo càng cong nhiều, kết quả : phương của vectơ vận tốc thay đổi nhiều : nếu trị số của R xác định, a_n càng lớn khi v càng lớn ; khi đó trong một đơn vị thời gian, chất điểm sẽ đi được một quãng đường dài trên quỹ đạo tròn nghĩa là phương của vectơ vận tốc thay đổi nhiều. Tóm lại, *vectơ gia tốc pháp tuyến đặc trưng cho sự biến thiên về phương của vectơ vận tốc, vectơ gia tốc này :*

- có phương trùng với phương pháp tuyến của quỹ đạo tại M ;

- có chiều hướng về phía lõm của quỹ đạo ;

- có độ lớn bằng $a_n = \frac{v^2}{R} .$

c) *Kết luận : ta có thể phân tích vectơ gia tốc ra hai thành phần (h.1-5)*

$$\vec{a} = \vec{a}_t + \vec{a}_n ; \quad (1-18)$$

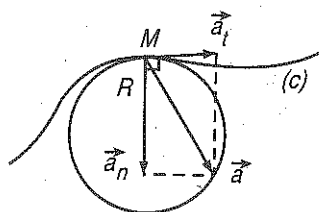
về độ lớn

$$a = \sqrt{a_t^2 + a_n^2} = \sqrt{\left(\frac{dv}{dt}\right)^2 + \left(\frac{v^2}{R}\right)^2} . \quad (1-19)$$

Vectơ gia tốc tiếp tuyến đặc trưng cho sự biến thiên của vectơ vận tốc về độ lớn ;

Vectơ gia tốc pháp tuyến đặc trưng cho sự biến thiên của vectơ vận tốc về phương.

Trong trường hợp tổng quát quỹ đạo của chất điểm là một đường cong bất kì, người ta chứng minh được rằng tại mỗi vị trí, vectơ gia tốc $\vec{a}$ cũng có thể phân tích ra hai thành phần tiếp tuyến và pháp tuyến, cho bởi cùng những biểu thức như trên, nhưng ở đây chú ý rằng trong biểu thức của a_n (1-17), R là bán kính cong của quỹ đạo tại M (tức là bán kính của vòng tròn mật tiếp của quỹ đạo tại M). Hình học vi phân đã chứng minh rằng R càng nhỏ thì quỹ đạo càng cong nhiều và ngược lại ; nói cách khác $\frac{1}{R}$ đặc trưng cho độ cong của quỹ đạo.



Hình 1-5

Phân tích vectơ gia tốc.

Chúng ta hãy xét một số trường hợp đặc biệt :

- a) a_n luôn luôn bằng không : vectơ vận tốc không thay đổi phương, chất điểm chuyển động thẳng.
- b) a_t luôn luôn bằng không : vectơ vận tốc không thay đổi chiều và giá trị, chất điểm chuyển động cong đều.
- c) a luôn luôn bằng không : vectơ vận tốc không đổi về phương, chiều và giá trị, chất điểm chuyển động thẳng đều.

§4. Một số dạng chuyển động cơ đặc biệt

Chúng ta hãy áp dụng những kết quả thu được ở các mục trên để khảo sát một số dạng chuyển động cơ đặc biệt.

1. Chuyển động thẳng thay đổi đều

Đó là một chuyển động thẳng với vectơ gia tốc không đổi

$$\vec{a} = \vec{\text{const.}}$$

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

$$a = a_t = \frac{dv}{dt} = \text{const.}$$

Kết quả : sau những khoảng thời gian bằng nhau, vận tốc thay đổi những lượng bằng nhau. Nếu trong khoảng thời gian từ 0 đến t, vận tốc biến thiên từ v_0 đến v thì theo định nghĩa của gia tốc, ta có :

$$a = \frac{v - v_0}{t} = \text{const.} \quad (1-20)$$

Từ (1-20) ta suy ra :

$$v = at + v_0. \quad (1-21)$$

Theo (1-5) ta có thể viết :

$$v = \frac{ds}{dt} = at + v_0,$$

do đó $ds = (at + v_0).dt. \quad (1-22)$

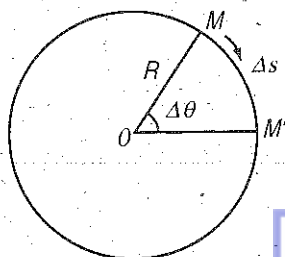
Giả thiết trong khoảng thời gian từ 0 đến t, chất điểm đi được quãng đường s, tích phân hai vế của (1-22) ta được :

$$\int_0^s ds = \int_0^t (at + v_0).dt,$$

hay $s = \frac{1}{2}at^2 + v_0t. \quad (1-23)$

Khử t trong (1-21) và (1-23) ta được hệ thức thông dụng sau :

$$v^2 - v_0^2 = 2as. \quad (1-24)$$



Hình 1-6

Định nghĩa vận tốc góc.

2. Chuyển động tròn

Trong chuyển động tròn, người ta còn dùng các đại lượng vận tốc góc và gia tốc góc để đặc trưng cho chuyển động ấy.

a) Vận tốc góc

Giả thiết quỹ đạo là vòng tròn tâm O bán kính R.

Trong khoảng thời gian $\Delta t = t' - t$ giả sử chất điểm đi được quãng đường $\Delta s = \widehat{MM'}$ ứng với góc quay của bán kính $\widehat{MOM'} = \Delta\theta$. (h.1-6). Theo định nghĩa đại lượng $\frac{\Delta\theta}{\Delta t}$ gọi là vận tốc góc trung bình trong khoảng thời gian Δt và được kí hiệu là :

$$\omega_{tb} = \frac{\Delta\theta}{\Delta t} \quad (1-25)$$

Giá trị của ω_{tb} biểu thị góc quay trung bình của bán kính trong đơn vị thời gian. Nếu cho $\Delta t \rightarrow 0$ theo định nghĩa $\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\theta}{\Delta t}$ gọi là vận tốc góc của chất điểm tại lúc t , và được kí hiệu là :

$$\omega = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\theta}{\Delta t}$$

Ta có

$$\omega = \frac{d\theta}{dt} \quad (1-26)$$

Vậy : vận tốc góc có giá trị bằng đạo hàm của góc quay đối với thời gian. Vận tốc góc đo bằng radian trên giây, kí hiệu là rad/s. Đối với chuyển động tròn đều ($\omega = \text{const}$) người ta còn định nghĩa chu kì là thời gian chất điểm đi được một vòng :

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

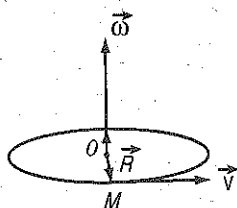
và tần số là số chu kì trong một đơn vị thời gian :

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

Người ta biểu diễn vận tốc góc bằng một vectơ $\vec{\omega}$ gọi là vectơ vận tốc góc, nằm trên trục của vòng tròn quỹ đạo, thuận chiều đối với chiều quay của chuyển động và có giá trị bằng ω (h. 1-7).

Hệ quả 1. Liên hệ giữa vectơ vận tốc góc $\vec{\omega}$ và vectơ vận tốc dài $\vec{v}$ của chuyển động.





Hình 1-7

Vectơ vận tốc góc.

Ta có :

$$\widehat{MM'} = \Delta s = R \cdot \Delta \theta,$$

$$\text{do đó} \quad \frac{\Delta s}{\Delta t} = R \frac{\Delta \theta}{\Delta t}.$$

Cho $\Delta t \rightarrow 0$, theo (1-5) và (1-26) ta được :

$$v = R \cdot \omega. \quad (1-27)$$

Ngoài ra nếu đặt $\vec{OM} = \vec{R}$, ta thấy rằng, theo hình 1-7 ba vectơ $\vec{v}$, $\vec{\omega}$, $\vec{R}$ (theo thứ tự đó) tạo thành một tam diện thuận ba mặt vuông ; ngoài ra căn cứ thêm vào hệ thức (1-27) ta có thể kết luận :

$$\vec{v} = \vec{\omega} \wedge \vec{R}. \quad (1-28)$$

Hệ quả 2. Liên hệ giữa a_n và ω .

Theo (1-17) và (1-27) ta suy ra :

$$a_n = \frac{v^2}{R} = \frac{(R \cdot \omega)^2}{R}$$

hay

$$a_n = R \cdot \omega^2. \quad (1-29)$$

b) Gia tốc góc

Giả thiết trong khoảng thời gian $\Delta t = t' - t$, vận tốc góc của chất điểm chuyển động tròn biến thiên một lượng $\Delta \omega = \omega' - \omega$, theo định nghĩa, lượng $\frac{\Delta \omega}{\Delta t}$ gọi là gia tốc góc trung bình trong khoảng thời gian Δt và được kí hiệu là :

$$\beta_{tb} = \frac{\Delta \omega}{\Delta t}; \quad (1-30)$$

giá trị của β_{tb} biểu thị độ biến thiên trung bình của vận tốc góc trong đơn vị thời gian.

Nếu cho $\Delta t \rightarrow 0$, theo định nghĩa $\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \omega}{\Delta t}$ gọi là gia tốc góc của chất điểm lúc t và được kí hiệu là :

$$\beta = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \omega}{\Delta t}$$

TÀI LIỆU PHỤC VỤ THAM KHẢO NỘI BỘ

Ta có

$$\beta = \frac{d\omega}{dt},$$

hay theo (1-26)

$$\beta = \frac{d\omega}{dt} = \frac{d^2\theta}{dt^2}. \quad (1-31)$$

Vậy : Gia tốc góc có giá trị bằng đạo hàm của vận tốc góc đối với thời gian và bằng đạo hàm bậc hai của góc quay đối với thời gian.

Gia tốc góc đo bằng radian trên giây bình phương (rad/s^2).

Khi $\beta > 0$, ω tăng, chuyển động tròn nhanh dần ;

$\beta < 0$, ω giảm, chuyển động tròn chậm dần ;

$\beta = 0$, ω không đổi, chuyển động tròn đều.

Trong trường hợp $\beta = \text{const}$, ta có chuyển động tròn thay đổi đều. Tương tự như (1-21), (1-23) và (1-24) ta chứng minh được các hệ thức

$$\omega = \beta t + \omega_0, \quad (1-32)$$

$$\theta = \frac{1}{2}\beta t^2 + \omega_0 t, \quad (1-33)$$

$$\omega^2 - \omega_0^2 = 2\beta\theta. \quad (1-34)$$

Người ta biểu diễn gia tốc góc bằng một vectơ gọi là vectơ gia tốc góc, vectơ này :

- Nằm trên trục của quỹ đạo tròn,
- Cùng chiều với $\vec{\omega}$ khi $\beta > 0$ và ngược chiều với $\vec{\omega}$ khi $\beta < 0$,
- Có giá trị bằng β (h.1-8).

Như vậy ta có thể viết hệ thức vectơ như sau :



$$\vec{\beta} = \frac{d\vec{\omega}}{dt}$$

(1-35)

Hệ quả : Liên hệ giữa vectơ gia tốc góc và vectơ gia tốc tiếp tuyến.

Thay $v = R\omega$ vào (1-15) ta được :

$$a_t = \frac{d(R\omega)}{dt} = R \frac{d\omega}{dt},$$

do đó theo (1-31)

$$a_t = R \beta. \quad (1-36)$$

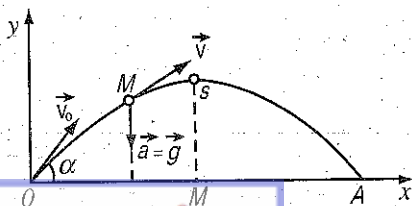
Ta thấy rằng do quy ước về chiều của các vectơ $\vec{\beta}$ và $\vec{a}_t$, theo hình 1-8, trong mọi trường hợp ba vectơ $\vec{a}_t$, $\vec{\beta}$, $\vec{R}$ (theo thứ tự đó) luôn luôn tạo thành một tam diện thuận ba mặt vuông ; ngoài ra căn cứ thêm vào (1-35) ta có thể kết luận rằng :

$$\vec{a}_t = \vec{\beta} \wedge \vec{R}. \quad (1-37)$$

3. Chuyển động với gia tốc không đổi

Thực nghiệm chứng tỏ rằng trong một phạm vi không lớn lắm, mọi chất điểm đều rơi với cùng một gia tốc g theo phương thẳng đứng hướng xuống dưới với giá trị không đổi.

Ta hãy khảo sát chuyển động của một chất điểm xuất phát từ một điểm O trên mặt đất với vectơ vận tốc ban đầu lúc ($t = 0$) là $\vec{v}_0$ hợp với mặt phẳng nằm ngang một góc α (h.1-9) (bài toán bắn pháo).



THƯ VIỆN
HUBT

Chuyển động của viên đạn.

TÀI LIỆU PHỤC VỤ THAM KHẢO NỘI BỘ

Ở đây chọn mặt phẳng hình vẽ là mặt phẳng thẳng đứng chứa $\vec{v}_0$; đó cũng là mặt phẳng chứa quỹ đạo chất điểm, hai trục tọa độ là Ox nằm ngang, Oy thẳng đứng hướng lên trên. Tại lúc t , chất điểm ở vị trí M tọa độ x, y , có gia tốc là vectơ $\vec{a} = \vec{g}$ song song với Oy hướng xuống dưới. Do đó hai thành phần của $\vec{a}$ trên hai trục là :

$$\vec{a} \begin{cases} a_x = 0 ; \\ a_y = -g. \end{cases} \quad (1-38)$$

Theo (1-12) ta có thể viết :

$$\begin{cases} \frac{dv_x}{dt} = 0, \\ \frac{dv_y}{dt} = -g. \end{cases}$$

Lấy nguyên hàm theo t của hai vế ta được :

$$\vec{v} \begin{cases} v_x = C_1, \\ v_y = -gt + C_2, \end{cases}$$

với

$$C_1 = v_x = v_{x(t=0)} = v_{ox} = v_0 \cos \alpha,$$

$$C_2 = v_{y(t=0)} = v_{oy} = v_0 \sin \alpha.$$

Vậy

$$\vec{v} \begin{cases} v_x = v_0 \cos \alpha, \\ v_y = -gt + v_0 \sin \alpha. \end{cases} \quad (1-39)$$

Theo (1-9) ta có thể viết :

$$\begin{cases} \frac{dx}{dt} = v_0 \cos \alpha, \\ \frac{dy}{dt} = -gt + v_0 \sin \alpha. \end{cases}$$



**THƯ VIỆN
HUBT**

TÀI LIỆU PHỤC VỤ THAM KHẢO NỘI BỘ

Lại lấy nguyên hàm theo t ta được :

$$M \begin{cases} x = v_0 t \cos \alpha + C_3, \\ y = -\frac{1}{2} g t^2 + v_0 t \sin \alpha + C_4, \end{cases}$$

với

$$C_3 = x_{(t=0)} = 0,$$

$$C_4 = y_{(t=0)} = 0.$$

Cuối cùng ta tìm được các phương trình chuyển động :

$$M \begin{cases} x = v_0 t \cos \alpha, \\ y = -\frac{1}{2} g t^2 + v_0 t \sin \alpha. \end{cases} \quad (1-40)$$

Khử t trong hai phương trình (1-40) để tìm phương trình quỹ đạo, ta được :

$$y = -\frac{1}{2} \frac{g x^2}{v_0^2 \cos^2 \alpha} + x \operatorname{tg} \alpha. \quad (1-41)$$

Căn cứ vào phương trình (1-41) ta kết luận rằng quỹ đạo là một parabol OSA (h.1-9) đỉnh S, trục song song với trục tung, quay phần lõm về phía dưới hình vẽ.

Ta hãy tìm toạ độ của đỉnh S, vị trí cao nhất của chất điểm. Từ (1-39) ta suy ra

$$\begin{aligned} v^2 &= v_x^2 + v_y^2 = v_0^2 \cos^2 \alpha + (-gt + v_0 \sin \alpha)^2 = \\ &= v_0^2 - 2g \left(-\frac{1}{2} g t^2 + v_0 t \sin \alpha \right), \end{aligned}$$

nghĩa là, theo (1-40) :

$$v^2 = v_0^2 - 2gy. \quad (1-42)$$

Tại S, vectơ vận tốc nằm ngang : v_y (tại S) = 0.

Vậy khi đó : $v = v_x = v_0 \cos \alpha$ và kết hợp với (1-42) ta được

$$v_0^2 \cos^2 \alpha = v_0^2 - 2gy_S.$$

$$y_S = \frac{v_o^2 \sin^2 \alpha}{2g} \quad (1-43)$$

Chất điểm đến S vào lúc t, ứng với $v_y = 0$ cho bởi :

$$v_y = v_o \sin \alpha - gt_S = 0,$$

$$t_S = \frac{v_o \cdot \sin \alpha}{g}.$$

Vậy theo (1-40) hoành độ của S là :

$$\begin{aligned} x_S &= v_o \cdot t_S \cdot \cos \alpha, \\ x_S &= \frac{v_o^2 \sin \alpha \cdot \cos \alpha}{g} = \frac{v_o^2 \sin 2\alpha}{2g} \end{aligned} \quad (1-44)$$

Từ đó ta có thể tính được khoảng cách OA từ chỗ xuất phát đến chỗ rơi xuống đất (tầm xa của viên đạn bay)

$$OA = 2x_S = \frac{v_o^2 \cdot \sin 2\alpha}{g} \quad (1-45)$$

4. Dao động điều hoà thẳng

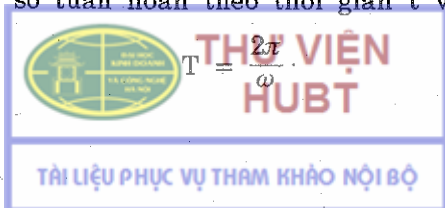
Một chất điểm chuyển động thẳng gọi là thực hiện một dao động điều hoà nếu đường đi x của nó là một hàm số sin (hay cosin) của thời gian t. Thông thường, phương trình chuyển động của một chất điểm dao động điều hoà có dạng sau

$$x = A \cos(\omega t + \varphi),$$

với $A > 0$, $\omega > 0$ và φ là những hằng số. Ta nhận thấy

$$\begin{aligned} x\left(t + \frac{2\pi}{\omega}\right) &= A \cos\left[\omega\left(t + \frac{2\pi}{\omega}\right) + \varphi\right] = \\ &= A \cos(\omega t + \varphi + 2\pi) = A \cos(\omega t + \varphi) = x(t), \end{aligned}$$

nghĩa là, cứ sau mỗi khoảng thời gian $T = \frac{2\pi}{\omega}$, quãng đường đi x còn gọi là *độ dời* lại trở về giá trị cũ ; nói cách khác, độ dời x là hàm số tuần hoàn theo thời gian t với chu kì



Sự biến thiên của x trong một chu kì diễn ra như sau (để đơn giản giả thiết $\varphi = 0$).

	0	$\frac{\pi}{2\omega}$	$\frac{\pi}{\omega}$	$\frac{3\pi}{2\omega}$	$\frac{2\pi}{\omega}$
$x = A\cos\omega t$	A	0	-A	0	A

Ta nhận thấy rằng :

$$-A \leq x \leq A,$$

nghĩa là $|x| \leq A$; hằng số A là giá trị lớn nhất của $|x|$ được gọi là biên độ dao động

Vận tốc và gia tốc của chất điểm dao động điều hoà, theo (1-5) và (1-11) được tính bởi các biểu thức

$$v = \frac{dx}{dt} = -A\omega \sin(\omega t + \varphi),$$

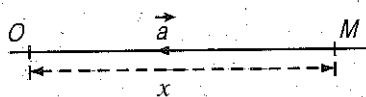
$$a = \frac{dv}{dt} = -A\omega^2 \cos(\omega t + \varphi),$$

nghĩa là

$$a = -\omega^2 x,$$

gia tốc a luôn luôn ngược chiều với độ dời x .

Ta nhận thấy v và a cũng là những hàm tuần hoàn của thời

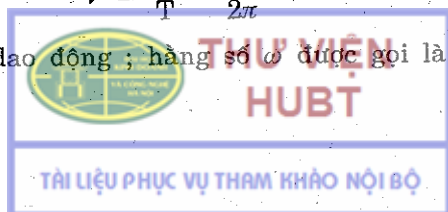


Hình 1-10

gian t với chu kì $T = \frac{2\pi}{\omega}$. Nghịch đảo của chu kì

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

gọi là tần số của dao động ; hằng số ω được gọi là tần số góc của dao động.



CHƯƠNG 2

ĐỘNG LỰC HỌC CHẤT ĐIỂM

Động lực học nghiên cứu chuyển động của các vật và mối liên hệ của chúng với tương tác giữa các vật. Cơ sở của động lực học vĩ mô là các định luật Niuton và nguyên lý Galilê.

§1. Các định luật Niuton

Các định luật Niuton nêu lên quan hệ giữa chuyển động của một vật với tác dụng bên ngoài và quan hệ giữa các tác dụng tương hỗ của các vật.

1. Định luật Niuton thứ nhất (I)

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 v không đổi ; trong cả hai trường hợp đó, vận tốc v đều không thay đổi ; ta cũng nói trạng thái chuyển động của nó được bảo toàn. 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 Niuton I còn gọi là định luật quán tính.

2. Định luật Niuton thứ hai (II)

Định luật Niuton II xét chất điểm ở trạng thái không cô lập, nghĩa là chịu tác dụng của những lực từ bên ngoài.

Phát biểu : 1. 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.

2. Gia tốc chuyển động của chất điểm tỉ lệ với tổng hợp lực tác dụng $\vec{F}$ và tỉ lệ nghịch với khối lượng của chất điểm ấy :

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

k là một hệ số tỉ lệ phụ thuộc vào các đơn vị sử dụng ;
trong hệ SI : $k = 1$ và

$$\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m} \quad (2-1)$$

3. Phương trình cơ bản của cơ học chất điểm

Phương trình Niuton :

$$m\vec{a} = \vec{F} \quad (2-2)$$

là phương trình cơ bản của cơ học chất điểm. Phương trình này thu tóm cả hai định luật Niuton I và II.

Với định luật Niuton I :

$$\vec{F} = 0 \rightarrow \vec{a} = 0 \rightarrow \vec{v} = \text{const.}$$

Với định luật Niuton II :

$$\vec{F} \neq 0 \rightarrow \vec{a} = \frac{\vec{F}}{m} \neq 0.$$

4. Hệ quy chiếu quán tính. Thực nghiệm chứng tỏ rằng phương trình (1-2) chỉ nghiệm đúng đối với những hệ quy chiếu đặc biệt gọi là *hệ quy chiếu quán tính*.

5. Lực tác dụng lên chuyển động cong

Theo (1-18) gia tốc của chất điểm chuyển động cong phân tích ra hai thành phần

$$\vec{a} = \vec{a}_\tau + \vec{a}_n.$$

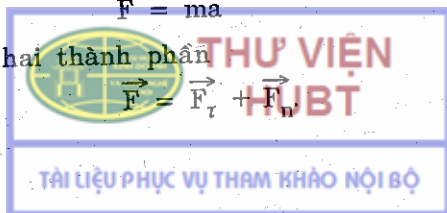
Do đó lực tác dụng lên chất điểm

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

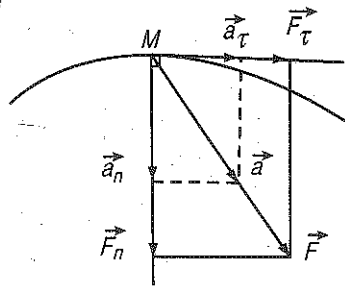
cũng phân tích ra hai thành phần

$$\vec{F} = \vec{F}_\tau + \vec{F}_n$$

(2-3)



Trong đó : $\vec{F}_t = m\vec{a}_t$ gọi là lực tiếp tuyến : lực này gây ra gia tốc tiếp tuyến nghĩa là làm độ lớn vận tốc thay đổi ; và $F_n = ma_n$ gọi là lực pháp tuyến (lực hướng tâm) : lực này gây ra gia tốc pháp tuyến nghĩa là làm cho vận tốc đổi hướng.



Hình 2-1

Nói cách khác : để cho một chất điểm chuyển động cong, điều kiện cần là phải tác dụng lên nó một lực hướng tâm có độ lớn bằng :

$$F_n = ma_n = m \frac{v^2}{R} \quad (2-4)$$

6. Định luật Newton thứ ba (III)

Thực nghiệm chứng tỏ rằng không bao giờ có tác dụng một phía. Khi vật A tác dụng lên vật B thì ngược lại vật B cũng tác dụng lên vật A. Ta nói chúng tương tác với nhau.

Định luật Newton thứ ba xét mối liên hệ giữa các tương tác của hai vật.

Phát biểu : Khi chất điểm A tác dụng lên chất điểm B một lực $\vec{F}$ thì chất điểm B cũng tác dụng lên chất điểm A một lực $\vec{F}'$: hai lực $\vec{F}$ và $\vec{F}'$ tồn tại đồng thời cùng phương, ngược chiều và cùng cường độ.

Nói cách khác, tổng hình học các lực tương tác giữa hai chất điểm bằng không :

$$\vec{F} + \vec{F}' = 0.$$

Chú ý rằng tuy tổng của hai lực $\vec{F}$ và $\vec{F}'$ bằng không nhưng tác dụng của chúng không khử nhau vì điểm đặt của chúng khác nhau.

Trường hợp tổng quát : ta xét một hệ chất điểm cô lập, nghĩa là một hệ không chịu tác dụng của các ngoại lực : trong hệ chỉ có các nội lực tương tác giữa các chất điểm của hệ. Khi

đó nếu xét từng đôi chất điểm của hệ thì tổng hai lực tương tác giữa chúng bằng không. Bây giờ nếu lấy tổng của tất cả các lực đó, ta được kết quả :

Tổng các nội lực của một hệ chất điểm cô lập (còn gọi là hệ kín) bằng không.

§2. Các định lí về động lượng

Từ phương trình Niuton, ta có thể suy ra một số phát biểu tương đương, đó là các định lí về động lượng.

1. Thiết lập các định lí về động lượng

Theo định luật Niuton thứ hai, nếu một chất điểm khối lượng m chịu tác dụng của một lực $\vec{F}$ (hay của nhiều lực, tổng hợp là $\vec{F}$) thì sẽ có gia tốc a cho bởi :

$$m\vec{a} = \vec{F}.$$

Theo (1-11) ta có thể viết :

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{F},$$

hay vì m không đổi :

$$\frac{d(m\vec{v})}{dt} = \vec{F}. \quad (2-5)$$

Vecto $\vec{K} = m\vec{v}$ gọi là vectơ động lượng của chất điểm (h.2-2)

Vậy (2-5) có thể viết :

$$\frac{d\vec{K}}{dt} = \vec{F}. \quad (2-6)$$

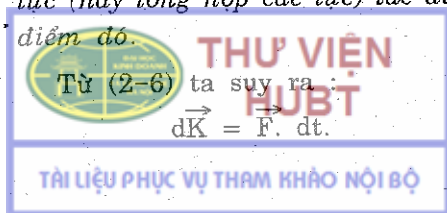
Định lí 1. Đạo hàm động lượng của một chất điểm đối với thời gian có giá trị bằng lực (hay tổng hợp các lực) tác dụng lên chất điểm đó.

Từ (2-6) ta suy ra :

$$d\vec{K} = \vec{F} \cdot dt. \quad (2-7)$$



Hình 2-2
Vectơ động lượng.



Tích phân hai vế của (2-7) trong khoảng thời gian từ t_1 đến t_2 ứng với sự biến thiên của động lượng từ $\vec{K}_1$ đến $\vec{K}_2$ ta được :

$$\Delta \vec{K} = \vec{K}_2 - \vec{K}_1 = \int_{t_1}^{t_2} \vec{F} \cdot dt. \quad (2-8)$$

Theo định nghĩa tích phân của lực $\vec{F}$ theo t từ t_1 đến t_2 gọi là *xung lượng* của $\vec{F}$ trong khoảng thời gian đó. Vậy (2-8) có thể phát biểu :

Định lí 2. Độ biến thiên động lượng của một chất điểm trong một khoảng thời gian nào đó có giá trị bằng xung lượng của lực (hay tổng hợp lực) tác dụng lên chất điểm trong khoảng thời gian đó.

Trong trường hợp $\vec{F}$ không đổi theo thời gian, (2-8) thành :

$$\Delta \vec{K} = \vec{F} \cdot \Delta t \quad (2-9)$$

hay
$$\frac{\Delta \vec{K}}{\Delta t} = \vec{F}. \quad (2-10)$$

Theo (2-10) ta có thể phát biểu :

Độ biến thiên động lượng của chất điểm trong đơn vị thời gian có giá trị bằng lực tác dụng lên chất điểm đó.

Các định lí về động lượng (2-6) và (2-8) là những phát biểu tương đương của phương trình Niuton, nhưng ở các chương sau ta thấy khi ra khỏi phạm vi của cơ học Niuton các công thức (2-5) (2-6) vẫn đúng. Vì vậy ta có thể nói rằng : về một mặt nào đó các định lí về động lượng tổng quát hơn định luật Niuton.

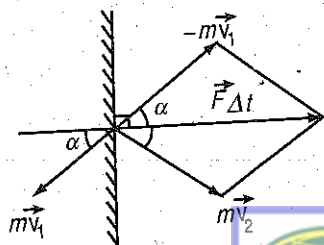
2. Ý nghĩa của động lượng và xung lượng

Ý nghĩa của động lượng. Như ta đã biết trong chương I, vectơ vận tốc là một đặc trưng cơ bản của chuyển động về mặt động học. Nhưng về mặt động lực học, khi khảo sát chuyển động của các vật, ta không thể xét riêng vận tốc mà không để ý đến khối lượng của chúng, vì rằng vận tốc có liên quan chặt

chế với khối lượng (đối với một lực tác dụng nhất định). Nói cách khác, vận tốc không đặc trưng cho chuyển động về mặt động lực học. Chính động lượng, đại lượng kết hợp cả khối lượng và vận tốc, mới đặc trưng cho chuyển động về mặt động lực học.

Có thể nêu một thí dụ minh họa điều này. Giả thiết có một quả cầu khối lượng m_1 chuyển động với vận tốc v_1 đến đập thẳng vào một quả cầu khối lượng m_2 ban đầu đứng yên. Sau va chạm giả thiết quả cầu thứ hai chuyển động với vận tốc v_2 . Thực nghiệm chứng tỏ rằng nói chung $v_2 \neq v_1$ và v_2 không những phụ thuộc v_1 mà còn phụ thuộc m_1 , nói đúng hơn là phụ thuộc vào động lượng $\vec{K}_1 = m_1 \vec{v}_1$ của quả cầu thứ nhất. Như thế nghĩa là sự truyền chuyển động do va chạm của quả cầu thứ nhất đến quả cầu thứ hai phụ thuộc vào động lượng của quả cầu thứ nhất. Cụ thể người ta thấy v_2 càng lớn khi K_1 càng lớn. Vậy trong các hiện tượng va chạm động lượng là một đại lượng đặc trưng cho khả năng truyền chuyển động.

Ý nghĩa của xung lượng. Xung lượng của một lực trong khoảng thời gian Δt đặc trưng cho tác dụng của lực trong khoảng thời gian đó. Quả vậy, theo (2-8) hay (2-9) ta thấy rằng tác dụng của lực không những phụ thuộc vào cường độ lực mà còn phụ thuộc thời gian tác dụng. Cùng một lực nhưng thời gian tác dụng lâu thì động lượng của vật biến thiên nhiều và ngược lại, nếu thời gian tác dụng rất ngắn thì dù lực lớn, động lượng cũng biến thiên ít.



Hình 2-3

Bài toán va chạm vào tường.

Các định lý về động lượng và xung lượng thường dùng để giải quyết các bài toán va chạm. Thí dụ : Có một quả cầu nhỏ khối lượng m chuyển động trên một mặt bàn nằm ngang đập vào một bức tường thẳng đứng với vận tốc v_1 hợp với pháp tuyến của tường

một góc α (h.2-3). Giả sử sự va chạm có tính chất đàn hồi nghĩa là sau va chạm vận tốc $\vec{v}_2$ của quả cầu nằm theo phương đối xứng của phương vận tốc $\vec{v}_1$ qua phương pháp tuyến và vẫn giữ nguyên trị số ($|\vec{v}_2| = |\vec{v}_1| = v$). Giả sử thời gian va chạm là Δt hãy xác định lực $\vec{F}$ do tường tác dụng lên quả cầu khi va chạm.

Ta dùng định lí về động lượng (2-9) để xác định $\vec{F}$:

$$\Delta \vec{K} = m\vec{v}_2 - m\vec{v}_1 = \vec{F} \cdot \Delta t$$

hay
$$\vec{F} \cdot \Delta t = m\vec{v}_2 + (-m\vec{v}_1). \quad (2-10a)$$

Như vậy $\vec{F} \cdot \Delta t$ là vectơ tổng hợp của hai vectơ $m\vec{v}_2$ và $-m\vec{v}_1$.

Để xác định $\vec{F} \cdot \Delta t$, ta vẽ vectơ $(-m\vec{v}_1)$ trực đối với vectơ $m\vec{v}_1$ rồi tạo hình bình hành có hai cạnh là $|m\vec{v}_2|$ và $|(-m\vec{v}_1)|$. Hình bình hành đó là một hình thoi vì $|m\vec{v}_2| = |-m\vec{v}_1| = mv$, và vectơ tổng $\vec{F} \cdot \Delta t$ nằm trên đường chéo, theo giả thiết va chạm đàn hồi, sẽ vuông góc với mặt tường và hướng ra ngoài. Để tính cường độ F của lực, ta chiếu đẳng thức vectơ (2-10a) xuống phương của lực $\vec{F}$, ta được :

$$F \cdot \Delta t = mv \cdot \cos \alpha + mv \cdot \cos \alpha = 2mv \cdot \cos \alpha,$$

từ đó suy ra :

$$F = \frac{2mv \cos \alpha}{\Delta t}. \quad (2-11)$$

§3. Ứng dụng phương trình cơ bản của cơ học để khảo sát chuyển động của các vật

Phương trình cơ bản của cơ học :



THƯ VIỆN
HUBT

cho phép ta xác định gia tốc chuyển động của một vật.

TÀI LIỆU PHỤC VỤ THAM KHẢO NỘI BỘ

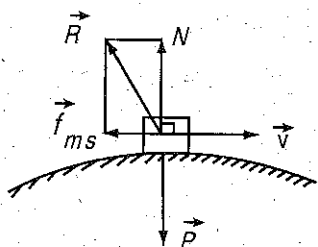
Khâu cơ bản ở đây là xác định tổng hợp các ngoại lực tác dụng lên vật, và trước hết phải phân tích xem vật chịu tác dụng những ngoại lực nào. Thường các ngoại lực tác dụng lên một vật chia thành 2 loại :

- Các lực tác dụng (hút, kéo, đẩy...) từ bên ngoài ;
- Các lực liên kết.

1. Các lực liên kết

Ta ứng dụng định luật Niuton thứ 3 để khảo sát các lực liên kết, nghĩa là các lực tương tác giữa một vật đang chuyển động với các vật khác có liên kết với nó.

a) *Phản lực và lực ma sát.* Khi một vật chuyển động trên một mặt thì vật này tác dụng lên mặt đó một lực nén. Ngược lại theo định luật Niuton thứ 3, mặt sẽ tác dụng lên vật một lực $\vec{R}$ gọi là phản lực của mặt.



Hình 2-4

Thực nghiệm chứng tỏ rằng trong trường hợp tổng quát phản lực $\vec{R}$ có thể phân tích ra hai thành phần (h.2-4) :

$$\vec{R} = \vec{N} + \vec{f}_{ms} \quad (2-12)$$

Thành phần $\vec{N}$ vuông góc với mặt gọi là phản lực pháp tuyến.

Thành phần $\vec{f}_{ms}$ cùng phương và ngược chiều với vận tốc gọi là lực *ma sát* : lực ma sát biểu hiện sự cản trở của mặt đối với chuyển động của vật trên mặt. Thực nghiệm đã chứng tỏ nếu vận tốc v không lớn lắm thì giữa f_{ms} và N có hệ thức :

$$f_{ms} = k.N, \quad (2-13)$$

trong đó k là một hệ số gọi là hệ số ma sát trượt ; hệ số ma sát phụ thuộc vào bản chất của vật chuyển động và mặt, đồng thời phụ thuộc vào tính chất tiếp xúc giữa chúng. Sau đây là một vài giá trị của k .

Hai mặt tiếp xúc đã mài nhẵn :

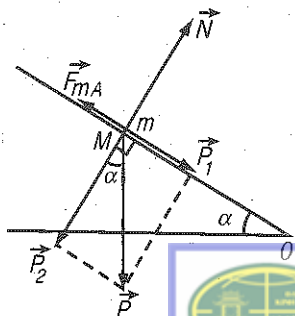
thép - thép	0,17,
sắt - sắt	0,34,
gạch - gạch	0,7,
thép - sắt	$0,2 \div 0,4$.

Thí dụ : cho một chất điểm khối lượng m trượt theo hướng đi xuống trên một mặt phẳng nghiêng một góc α với mặt phẳng ngang. Biết hệ số ma sát là k , tính lực ma sát của mặt tác dụng lên chất điểm chuyển động.

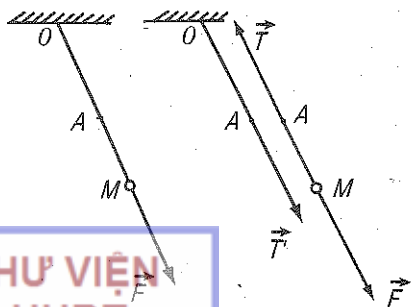
Trên hình 2-5 ta thấy rằng phản lực pháp tuyến $\vec{N}$ của mặt cân bằng với thành phần vuông góc với mặt P_2 của trọng lượng $\vec{P}$;

$N = P_2 = P \cdot \cos \alpha = mg \cdot \cos \alpha$. Vậy theo (2-13) lực ma sát cho bởi $f_{ms} = kN = kmg \cos \alpha$.

b) *Lực căng*. Giả sử có một vật M bị buộc vào một sợi dây, dưới tác dụng của ngoại lực $\vec{F}$ (h.2-6) vật M có một trạng thái động lực nào đó (đứng yên hay chuyển động với một gia tốc xác định) ; giả thiết rằng khi đó dây bị căng, tại những điểm trên dây sẽ xuất hiện những lực gọi là *lực căng*. Lực căng tại một điểm A trên dây là lực tương tác giữa hai nhánh của dây hai bên điểm A . Muốn xác định lực căng tại điểm A ta tưởng tượng dây bị cắt tại A ; để cho hai nhánh dây AO và AM vẫn căng và cho vật M vẫn giữ nguyên trạng thái động lực như cũ thì trên những nhánh AM , AO phải lần lượt tác dụng những



Hình 2-5



Hình 2-6



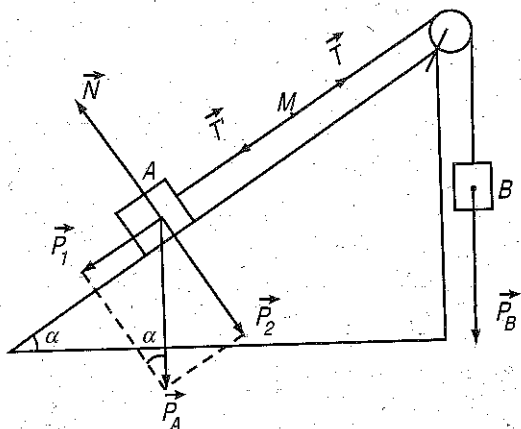
THƯ VIỆN
HUBT

TÀI LIỆU PHỤC VỤ THAM KHẢO NỘI BỘ

lực $\vec{T}$, $\vec{T}$, cùng phương, ngược chiều và cùng cường độ (định luật Niuton III) : đó chính là các lực căng tại A. Trong các bài toán thông thường, lực căng có cường độ không đổi dọc theo một sợi dây.

2. Một thí dụ khảo sát chuyển động

Phương trình cơ bản của cơ học : $\vec{m}\vec{a} = \vec{F}$ áp dụng đối với chất điểm và (như sau sẽ chứng minh) cũng áp dụng cho các vật rắn chuyển động tịnh tiến.



Hình 2-7

Thí dụ : Xác định gia tốc chuyển động của hệ hai vật A, B và sức căng của dây kéo hai vật đó (hình 2-7), hai vật lần lượt có khối lượng m_A , m_B . Vật A trượt không ma sát trên mặt phẳng nghiêng góc α với phương nằm ngang,

khối lượng ròng rọc và dây căng không đáng kể. Phân tích ngoại lực tác dụng lên hệ :

- Trọng lực $\vec{P}_B$ của vật B,
- Trọng lực $\vec{P}_A$ của vật A,
- Phản lực pháp tuyến N của mặt phẳng nghiêng.

Trọng lực $\vec{P}_A$ của A phân tích ra 2 thành phần :

$$\vec{P}_A = \vec{P}_1 + \vec{P}_2 ,$$

trong đó $\vec{P}_2$ vuông góc với mặt phẳng nghiêng triệt tiêu với phản lực pháp tuyến $\vec{N}$:

$$\vec{P}_2 + \vec{N} = 0.$$

Vậy, các ngoại lực tác dụng lên hệ A + B còn lại là $\vec{P}_B$ và $\vec{P}_1$, do tác dụng của ròng rọc hai lực $\vec{P}_B$ và $\vec{P}_1$ tác dụng lên hệ theo cùng phương nhưng ngược chiều. Ta so sánh độ lớn của hai lực đó :

$$P_B = m_B g ; \quad P_1 = P_A \sin \alpha = m_A g \sin \alpha.$$

Nếu $m_B g > m_A g \sin \alpha$ nghĩa là $\frac{m_B}{m_A} > \sin \alpha$ thì gia tốc của hệ theo hướng $\vec{P}_B$ và có độ lớn :

$$a = \frac{(m_B - m_A \sin \alpha)g}{m_B + m_A}.$$

Nếu $\frac{m_B}{m_A} < \sin \alpha$ thì gia tốc của hệ theo hướng $\vec{P}_1$ và có độ lớn

$$a = \frac{(m_A \sin \alpha - m_B)g}{m_B + m_A}.$$

Ta tính sức căng của dây A :

Xét một điểm M (thực nghiệm chứng tỏ nếu khối lượng ròng rọc không đáng kể, sức căng của dây có độ lớn như nhau tại mọi điểm trên dây) : muốn tính sức căng tại M ta tưởng tượng dây bị cắt tại đó. Muốn cho dây căng đảm bảo cho hai vật A, B vẫn chuyển động với gia tốc a như cũ, ta phải tác dụng lên hai nhánh của dây ở M những sức căng $\vec{T}$ và $\vec{T}'$ (cùng độ lớn, ngược chiều nhau) xét riêng vật A : lực tác dụng lên A gồm $\vec{P}_1$ và $\vec{T}$.

Phương trình cơ bản của cơ học áp dụng đối với vật A cho

$$m_A \vec{a} = \vec{P}_1 + \vec{T}.$$

Xét trường hợp $\vec{a}$ hướng theo $\vec{P}_1$ khi đó

$$\begin{aligned} m_A a &= P_1 - T = m_A g \sin \alpha - T, \\ T &= m_A g \sin \alpha - m_A a. \end{aligned}$$

suy ra :

Ta thay :

$$a = \frac{(m_A \sin \alpha - m_B)g}{m_B + m_A}$$

vào biểu thức của T và được kết quả :

$$T = \frac{m_A m_B}{m_A + m_B} (1 + \sin \alpha)g.$$

Kết quả này vẫn đúng khi $\vec{a}$ hướng theo $\vec{P}_B$.

§4. Mômen động lượng

Định lí về động lượng (2-5), (2-6)

$$\frac{d\vec{K}}{dt} = \frac{d(m\vec{v})}{dt} = \vec{F} \quad (2-5,6)$$

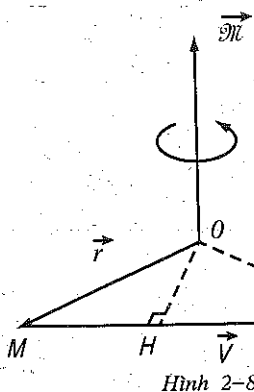
là một trong những định luật cơ bản của cơ học chất điểm. Trong nhiều trường hợp (nhất là khi xét chuyển động của một chất điểm chịu tác dụng của một trường lực xuyên tâm) người ta diễn tả định luật trên đây dưới dạng khác, đó là định lí về mômen động lượng.

1. Mômen của một vectơ đối với một điểm

Cho một vectơ $\vec{V} = \vec{MA}$ gốc tại M và một điểm O cố định trong không gian (h.2-8). Theo định nghĩa : mômen của $\vec{V}$ đối với O là một vectơ kí hiệu là $\vec{M}_{O}(\vec{V})$ xác định bởi :

$$\vec{M}_{O}(\vec{V}) = \vec{OM} \wedge \vec{V} = \vec{r} \wedge \vec{V}. \quad (2-14)$$

Theo định nghĩa của tích vectơ, mômen $\vec{M}_{O}(\vec{V})$ là một vectơ



Hình 2-8

gốc tại O ;
- có phương $\perp$ mặt phẳng xác
định bởi O và $\vec{V}$;

- có chiều là chiều thuận đối với chiều quay từ $\vec{OM}$ sang $\vec{MA}$;
- có độ lớn = 2 lần diện tích tam giác OMA.

Nếu $OH = d$ là khoảng cách từ O đến MA thì

$$|\vec{M}/O(\vec{V})| = d \cdot MA. \quad (2-15)$$

Tính chất

a) $\vec{M}/O(\vec{V}) = 0$ khi $\vec{V} = 0$ hay khi $d = 0$ nghĩa là $\vec{V}$ có phương đi qua O

b) Mômen của một vectơ đối với O là một hàm tuyến tính của vectơ đó :

$$\vec{M}/O(\vec{V}_1 + \vec{V}_2) = \vec{M}/O(\vec{V}_1) + \vec{M}/O(\vec{V}_2)$$

$$\vec{M}/O(\lambda \vec{V}) = \lambda \vec{M}/O(\vec{V})$$

c) Khi hai vectơ $\vec{V}_1$ và $\vec{V}_2$ cùng phương ngược chiều và cùng độ lớn

$$\vec{V}_1 + \vec{V}_2 = 0$$

thì $\vec{M}/O(\vec{V}_1) + \vec{M}/O(\vec{V}_2) = 0$.

2. Định lý về mômen động lượng

Xét một chất điểm M chuyển động trên một quỹ đạo (C) dưới tác dụng của một lực $\vec{F}$ (h.2-9). Theo (2-5,6) đạo hàm của vectơ động lượng $\vec{K} = m\vec{v}$ của

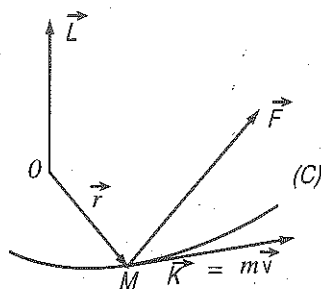
chất điểm $\frac{d\vec{K}}{dt} = \frac{d(m\vec{v})}{dt} = \vec{F}$.

Nhân hữu hướng hai vế của phương trình này với $\vec{r} = \vec{OM}$ (O là gốc toạ độ)

$$\vec{r} \wedge \frac{d(m\vec{v})}{dt} = \vec{r} \wedge \vec{F}.$$

Chú ý rằng vế đầu có thể viết :

$$\vec{r} \wedge \frac{d(m\vec{v})}{dt} = \frac{d}{dt} (\vec{r} \wedge m\vec{v}) = \frac{d}{dt} (\vec{r} \wedge \vec{K})$$



Hình 2-9

$$\text{vì} \quad \frac{d}{dt} (\vec{r} \wedge \vec{mv}) = \frac{d\vec{r}}{dt} \wedge \vec{mv} + \vec{r} \wedge \frac{d(\vec{mv})}{dt},$$

trong đó

$$\frac{d\vec{r}}{dt} \wedge \vec{mv} = 0 \quad \text{vì} \quad \frac{d\vec{r}}{dt} = \vec{v} // \vec{mv}.$$

Vậy ta có thể viết

$$\frac{d}{dt} (\vec{r} \wedge \vec{K}) = \vec{r} \wedge \vec{F}. \quad (2-16)$$

Trong phương trình trên :

$\vec{r} \wedge \vec{K}$ = mômen đối với O của vectơ động lượng $\vec{K}$, được gọi là vectơ mômen động lượng của chất điểm đối với O, kí hiệu

$$\vec{L} = \vec{r} \wedge \vec{K}.$$

Còn tích hữu hướng

$\vec{r} \wedge \vec{F}$ = mômen của lực $\vec{F}$ đối với O = $\mathcal{M}_O(\vec{F})$.

Phương trình (2-16) có thể viết :

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \mathcal{M}_O(\vec{F}). \quad (2-17)$$

Định lí về mômen động lượng : Đạo hàm theo thời gian của mômen động lượng đối với O của một chất điểm chuyển động bằng tổng mômen đối với O của các lực tác dụng lên chất điểm.

Hệ quả : Trong trường hợp chất điểm chuyển động luôn luôn chịu tác dụng của một lực xuyên tâm (phương của lực tác dụng $\vec{F}$ luôn luôn đi qua O cố định) thì :

$$\mathcal{M}_O(\vec{F}) \text{ luôn luôn} = 0,$$

do đó $\frac{d\vec{L}}{dt} = 0 \Rightarrow \vec{L} = \text{không đổi}.$

Nói riêng phương của vectơ $\vec{L}$ không thay đổi theo thời gian, nhưng $\vec{L}$ luôn luôn vuông góc với mặt phẳng tạo bởi O và vectơ $\vec{K} = \vec{mv}$. Nói cách khác mặt phẳng chứa O và $\vec{K} = \vec{mv}$ là một mặt phẳng cố định nghĩa là chất điểm M luôn luôn chuyển động trong một mặt phẳng cố định.

3. Trường hợp chuyển động tròn

Mômen động lượng $\vec{L}$ của chất điểm M chuyển động trên quỹ đạo tròn (O, R) có thể tính như sau

$$|\vec{L}| = OM \times mv = Rmv,$$

$$|\vec{L}| = (mR^2)\omega ; (v = R\omega).$$

$$\text{Đặt } mR^2 = I, \quad (2-18)$$

I được gọi là mômen quán tính của chất điểm đối với O, ta có $|\vec{L}| = I\omega$, chú ý rằng vận tốc góc ω cũng được biểu diễn bằng một vectơ $\vec{\omega}$: vectơ này theo cách xác định ở trên, có cùng phương chiều với $\vec{L}$, do đó ta có thể viết

$$\vec{L} = I\vec{\omega}. \quad (2-19)$$

Vecto mômen động lượng $\vec{L}$ của một chất điểm chuyển động tròn bằng tích của mômen quán tính của chất điểm với vectơ vận tốc góc của chất điểm ấy.

Mặt khác theo (2 - 3) lực tác dụng $\vec{F}$ có thể phân tích ra hai thành phần :

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

trong đó lực $\vec{F}_n$ luôn luôn hướng tâm. Vậy :

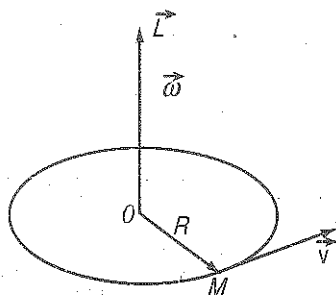
$$\mathcal{M}/O(\vec{F}_n) = 0,$$

nghĩa là $\mathcal{M}/O(\vec{F}) = \mathcal{M}/O(\vec{F}_t)$.

Vậy định lý về mômen động lượng (2-17) đối với chất điểm chuyển động tròn, có dạng

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \frac{d}{dt}(I\vec{\omega}) = I\frac{d\vec{\omega}}{dt} = I\vec{\alpha} = \mathcal{M}/O(\vec{F}_t).$$

$$(2-20)$$

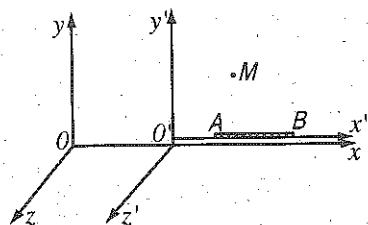


Hình 2-10

§5. Chuyển động tương đối và nguyên lí Galilê

1. Không gian và thời gian theo cơ học cổ điển

Cơ học cổ điển xây dựng trên cơ sở những quan điểm của Niuton về không gian, thời gian và chuyển động. Để cụ thể,



Hình 2-11
Biến đổi Galilê.

chúng ta hãy xét hai hệ toạ độ : một hệ Oxyz đứng yên, một hệ O'x'y'z' chuyển động so với hệ O ; để đơn giản ta giả thiết chuyển động của hệ O' thực hiện sao cho O'x' luôn luôn trượt dọc theo Ox ; O'y' song song và cùng chiều với Oy ; O'z' song song và cùng chiều với Oz (h.2-11). Với mỗi hệ toạ độ ta gắn vào một đồng hồ để chỉ thời gian. Ta hãy xét một điểm

M bất kì : tại một lúc t chỉ bởi đồng hồ của hệ O, M có toạ độ trong hệ O, là x, y, z ; các toạ độ thời gian và không gian tương ứng của M trong hệ O' là t', x', y', z' . Theo các quan điểm của Niuton :

a) Thời gian chỉ bởi các đồng hồ trong hai hệ O và O' là như nhau :

$$t = t'. \quad (2-21)$$

Nói cách khác : thời gian có tính tuyệt đối không phụ thuộc hệ quy chiếu.

b) Vị trí của M trong không gian được xác định tùy theo hệ quy chiếu : cụ thể là các toạ độ không gian của M phụ thuộc hệ quy chiếu ; rõ ràng theo hình (2-11) ta có :

$$x = x' + \overline{OO'}, \quad y = y', \quad z = z'. \quad (2-22)$$

Như vậy : vị trí không gian có tính chất tương đối phụ thuộc hệ quy chiếu. Do đó : chuyển động có tính tương đối, phụ thuộc hệ quy chiếu.

c) Khoảng cách giữa hai điểm bất kì trong không gian là một đại lượng không phụ thuộc hệ quy chiếu. Giả thiết có một cái thước AB đặt dọc theo trục $O'x'$, gắn liền với hệ O' . Chiều dài của thước đo trong hệ O' cho bởi :

$$l_0 = x'_B - x'_A$$

Chiều dài của thước đo trong hệ O cho bởi :

$$l = x_B - x_A$$

nhưng theo (2 - 22) :

$$x_A = \overline{OO'} + x'_A,$$

$$x_B = \overline{OO'} + x'_B,$$

do đó :

$$x_B - x_A = x'_B - x'_A,$$

nghĩa là :

$$l = l_0.$$

Nói cách khác : *khoảng không gian có tính tuyệt đối, không phụ thuộc hệ quy chiếu.*

Chúng ta xét một trường hợp riêng : chuyển động của hệ O' là thẳng và đều. Nếu tại $t = 0$, O' trùng với O thì :

$$\overline{OO'} = Vt,$$

V là vận tốc chuyển động của hệ O' . Theo (2-21) và (2-22) ta suy ra :

$$x = x' + Vt', \quad y = y', \quad z = z', \quad t = t', \quad (2-23)$$

và ngược lại

$$x' = x - Vt, \quad y' = y, \quad z' = z, \quad t' = t. \quad (2-24)$$

Các công thức (2-23) và (2-24) gọi là các phép *biến đổi Galile* : chúng cho ta cách chuyển các toạ độ không gian, thời gian từ hệ quy chiếu O' sang hệ quy chiếu O và ngược lại.

2. Tổng hợp vận tốc và gia tốc

Vì chuyển động có tính chất tương đối, nên vận tốc và gia tốc chuyển động của một chất điểm phụ thuộc hệ quy chiếu. Chúng ta hãy tìm những công thức liên hệ vận tốc và gia tốc của một chất điểm M đối với hai hệ toạ độ $Oxyz$ và $O'x'y'z'$

khác nhau. Giả thiết hệ $O'x'y'z'$ chuyển động tịnh tiến đối với hệ Oxyz sao cho ta luôn luôn có

$$O'x' \uparrow \uparrow Ox; O'y' \uparrow \uparrow Oy; O'z' \uparrow \uparrow Oz.$$

Đặt $\vec{OM} = \vec{r}$; $\vec{O'M'} = \vec{r'}$ theo hình (2-11) ta có :

$$\vec{OM} = \vec{OO'} + \vec{O'M'},$$

$$\text{hay } \vec{r} = \vec{r'} + \vec{OO'} \quad (2-25)$$

Ta đạo hàm hai vế của (2-25) đối với thời gian t :

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \frac{d\vec{r'}}{dt} + \frac{d(\vec{OO'})}{dt} \quad (2-26)$$

Ta thấy rằng theo (1-8) và (2-21)

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \vec{v} = \text{vectơ vận tốc của M đối với hệ O ;}$$

$$\frac{d\vec{r'}}{dt} = \frac{d\vec{r'}}{dt'} = \vec{v'} = \text{vectơ vận tốc của M đối với hệ O' ;}$$

$$\frac{d(\vec{OO'})}{dt} = \vec{V} = \text{vectơ vận tốc tịnh tiến của hệ O' đối với hệ O.}$$

Như vậy (2-26) thành

$$\vec{v} = \vec{v'} + \vec{V} \quad (2-27)$$

Vectơ vận tốc của một chất điểm đối với một hệ quy chiếu O bằng tổng hợp vectơ vận tốc của chất điểm đó đối với hệ quy chiếu O' chuyển động tịnh tiến đối với hệ quy chiếu O và vectơ vận tốc tịnh tiến của hệ quy chiếu O' đối với hệ quy chiếu O.

Lấy đạo hàm (2-27) theo t ta được

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

$$\text{hay } \vec{a} = \vec{a'} + \vec{A}, \quad (2-28)$$

trong đó

$\vec{a}$ là gia tốc của M đối với hệ O
 $\vec{a'}$ là gia tốc của M đối với hệ O'
 $\vec{A}$ là gia tốc tịnh tiến của hệ O' đối với hệ O.

TÀI LIỆU PHỤC VỤ THAM KHẢO NỘI BỘ

Vậy :

Vecto gia tốc của một chất điểm đối với một hệ quy chiếu O bằng tổng hợp vectơ gia tốc của chất điểm đó đối với hệ quy chiếu O' chuyển động tịnh tiến đối với hệ quy chiếu O và vectơ gia tốc tịnh tiến của hệ quy chiếu O' đối với hệ quy chiếu O.

Hai công thức (2-27) và (2-28) gọi là các công thức tổng hợp vận tốc và gia tốc.

3. Nguyên lý tương đối Galilê

Bây giờ chúng ta hãy xét chuyển động của một hệ chất điểm trong hai hệ quy chiếu khác nhau : hệ Oxyz quy ước là đứng yên, hệ O'x'y'z' chuyển động tịnh tiến đối với hệ Oxyz. Ta giả thiết rằng hệ O là một hệ quán tính, trong đó các định luật Niuton được thoả mãn. Như vậy phương trình chuyển động của chất điểm trong hệ O cho bởi định luật Niuton là :

$$m\vec{a} = \vec{F}, \quad (2-29)$$

$\vec{a}$ là gia tốc chuyển động của chất điểm đối với hệ O, $\vec{F}$ là tổng hợp lực tác dụng lên chất điểm.

Gọi $\vec{a}'$ là gia tốc chuyển động của chất điểm đối với hệ O', theo (2-28) ta có

$$\vec{a} = \vec{a}' + \vec{A},$$

trong đó $\vec{A}$ là gia tốc chuyển động của hệ O' đối với hệ O.

Nếu hệ O' chuyển động thẳng đều đối với hệ O thì $\vec{A} = 0$ và

$$\vec{a} = \vec{a}'. \quad (2-30)$$

Vậy (2-29) có thể viết :

$$m\vec{a}' = \vec{F}. \quad (2-31)$$

Đó là phương trình chuyển động của chất điểm trong hệ O' : phương trình này cùng một dạng như (2-29). Nói cách khác định luật Niuton cũng thoả mãn trong hệ O' : kết quả hệ O' cũng là một hệ quán tính. Ta có thể phát biểu như sau :

Mọi hệ quy chiếu chuyển động thẳng đều đối với một hệ quy chiếu quán tính cũng là hệ quy chiếu quán tính ; hay là :

Các định luật Newton được nghiệm đúng trong hệ quy chiếu chuyển động thẳng đều đối với hệ quy chiếu quán tính.

Điều đó có nghĩa là :

Các phương trình động lực học trong các hệ quy chiếu quán tính có dạng như nhau.

Đó là những cách phát biểu khác nhau của nguyên lý tương đối Galilê. Vì các phương trình động lực học là cơ sở để mô tả và khảo sát các hiện tượng cơ học nên ta cũng có thể phát biểu :

Các hiện tượng, các quá trình cơ học trong các hệ quy chiếu quán tính khác nhau đều xảy ra giống nhau.

Do đó nếu có người quan sát và thí nghiệm các hiện tượng, các quá trình cơ học trong một hệ quy chiếu quán tính nào đó thì người đó sẽ không thể phát hiện được hệ quy chiếu đó đứng yên hay chuyển động thẳng đều, vì trong cả hai trường hợp những kết quả thu được giống nhau.

Nguyên lý tương đối Galilê và phép biến đổi Galilê

Chúng ta biết rằng phép biến đổi Galilê (2-23) và (2-24) thực hiện sự chuyển các tọa độ không gian thời gian từ hệ quy chiếu O sang hệ quy chiếu O' chuyển động thẳng đều đối với O. Bây giờ chúng ta hãy xét sự liên hệ giữa phép biến đổi Galilê và nguyên lý tương đối Galilê.

Theo nguyên lý Galilê, định luật Newton trong hệ O' được biểu diễn bằng phương trình :

$$\vec{ma'} = \vec{F} \quad (2-31)$$

hay, nếu chiếu lên ba trục O'x', O'y', O'z' ta được :

$$ma'_x = F_x ; ma'_y = F_y ; ma'_z = F_z ,$$

hay, theo các hệ thức trong chương động học :

$$m \frac{d^2 x'}{dt'^2} = F_x ; m \frac{d^2 y'}{dt'^2} = F_y ; m \frac{d^2 z'}{dt'^2} = F_z$$

Những phương trình đó có cùng dạng như những phương trình biểu diễn định luật Newton trong hệ quy chiếu quán tính O :

$$m\vec{a} = \vec{F},$$

nhưng ta nhận thấy hệ các phương trình (2-29) có thể suy ra (2-31) qua phép biến đổi Galilê (2-23) và (2-24).

Vậy phương trình biểu diễn định luật Niuton giữ nguyên dạng qua phép đổi Galilê. Nói cách khác : *các phương trình cơ học bất biến đối với phép biến đổi Galilê.*

Phát biểu đó tương đương với nguyên lí Galilê. Quả vậy, nếu hệ O là hệ quán tính thì hệ O' chuyển động thẳng đều đối với hệ O, cũng là hệ quán tính. Như vậy phép biến đổi Galilê thực hiện sự chuyển các toạ độ không gian thời gian từ hệ quán tính này sang hệ quán tính khác. Kết quả qua phép biến đổi Galilê, các phương trình biểu diễn định luật Niuton giữ nguyên dạng khi chuyển từ hệ quán tính này sang hệ quán tính khác. Đó chính là nội dung của nguyên lí tương đối Galilê.

4. Lực quán tính

Bây giờ ta hãy xét các định luật động lực học trong một hệ quy chiếu O_1 tịnh tiến có gia tốc $\vec{A}$ đối với hệ quy chiếu quán tính O. gọi $\vec{a}_1$ là gia tốc chuyển động của chất điểm đối với hệ O_1 thì :

$$\vec{a} = \vec{a}_1 + \vec{A};$$

nhân hai vế với m :

$$m\vec{a} = m\vec{a}_1 + m\vec{A};$$

vì O là hệ quán tính nên trong đó định luật Niuton nghiệm đúng

$$m\vec{a} = \vec{F},$$

do đó :

$$\vec{F} = m\vec{a}_1 + m\vec{A},$$

hay :

$$m\vec{a}_1 = \vec{F} + (-m\vec{A}); \quad (2-32)$$

ta thấy phương trình này không cùng dạng như (2-29), nói cách khác : khi khảo sát chuyển động chất điểm trong một hệ O_1 tịnh tiến có gia tốc đối với hệ quán tính O, ngoài các lực tác dụng lên chất điểm phải kể thêm lực : $\vec{F}_{qt} = -m\vec{A}$.

Lực $\vec{F}_{qt} = -m\vec{A}$ gọi là *lực quán tính*. Hệ quy chiếu O_1 gọi là *hệ không quán tính*. Phương trình động lực của chất điểm trong hệ O_1 được viết là :

$$m\vec{a}_1 = \vec{F} + \vec{F}_{qt}. \quad (2-33)$$

Như vậy lực quán tính là một lực ảo chỉ quan sát được trong hệ quy chiếu không quán tính. Lực quán tính luôn luôn cùng phương và ngược chiều với gia tốc chuyển động của hệ quy chiếu không quán tính.

Nhờ khái niệm lực quán tính ta có thể giải thích nhiều hiện tượng trong thực tế, chẳng hạn như giải thích hiện tượng tăng trọng lượng trong con tàu vũ trụ lúc xuất phát.

Lúc xuất phát, con tàu bay thẳng lên, nhanh dần với gia tốc $\vec{A}$ hướng về phía trên. Đối với quả đất (coi như hệ quán tính) con tàu là một hệ quy chiếu không quán tính. Một người khối lượng m ở trong con tàu sẽ chịu tác dụng của hai lực : trọng lượng $\vec{mg}$ hướng xuống dưới và lực quán tính $-m\vec{A}$ cũng hướng xuống dưới (vì $\vec{A}$ hướng lên trên). Vậy lực tổng hợp tác dụng lên người

$$m\vec{g} + (-m\vec{A})$$

có cường độ lớn hơn trọng lượng mg của người đó. Ta nói rằng người ở trong trạng thái tăng trọng lượng.

CHƯƠNG 3

ĐỘNG LỰC HỌC HỆ CHẤT ĐIỂM

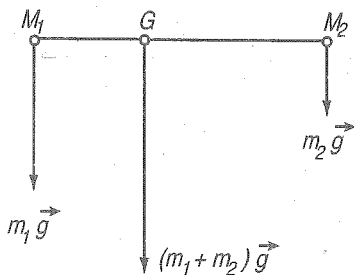
ĐỘNG LỰC HỌC VẬT RẮN

Trong chương này chúng ta khảo sát các định luật cơ bản về chuyển động của một hệ chất điểm, đặc biệt khảo sát chuyển động của một vật rắn.

THƯ VIỆN
HUBT
TÀI LIỆU PHỤC VỤ THAM KHẢO NỘI BỘ

§1. Khối tâm

1. Định nghĩa. Giả thiết có một hệ gồm hai chất điểm M_1 và M_2 khối lượng lần lượt là m_1 và m_2 đặt trong trọng trường đều. Trọng lực tác dụng lên các chất điểm M_1 và M_2 là hai vectơ $m_1\vec{g}$ và $m_2\vec{g}$ song song cùng chiều. Điểm đặt của tổng hợp hai trọng lực đó là một điểm G nằm trên M_1M_2 sao cho :



Hình 3-1
Khối tâm.

$$\frac{\overline{M_1G}}{\overline{M_2G}} = -\frac{m_2g}{m_1g} = -\frac{m_2}{m_1}$$

$$\text{hay : } m_1 \overline{M_1G} + m_2 \overline{M_2G} = 0.$$

Ta có thể viết đẳng thức trên dưới dạng vectơ sau :

$$m_1 \vec{M_1G} + m_2 \vec{M_2G} = 0. \quad (3-1)$$

Điểm G thoả mãn (3-1) được gọi là *khối tâm* của hệ hai chất điểm M_1M_2 .

Trong trường hợp tổng quát, ta định nghĩa khối tâm của một hệ như sau :

Khối tâm của một hệ chất điểm $M_1, M_2, \dots, M_n$ lần lượt có khối lượng $m_1, m_2, \dots, m_n$ là một điểm G xác định bởi đẳng thức :

$$m_1 \vec{M_1G} + m_2 \vec{M_2G} + \dots + m_n \vec{M_nG} = 0$$

$$\text{hay} \quad \sum_{i=1}^n m_i \cdot \vec{M_iG} = 0. \quad (3-2)$$

Ta hãy xác định toạ độ của khối tâm G đối với một gốc toạ độ O nào đó. Ta có :

$$\vec{OG} = \vec{OM_1} + \vec{M_1G}. \quad (3-3)$$

Nhân hai vế của (3-3) với m_1 rồi cộng các phương trình nhận được vế với vế từ 1 đến n ta được :

$$\left(\sum_{i=1}^n m_i\right) \vec{OG} = \sum_{i=1}^n m_i \vec{OM}_i + \sum_{i=1}^n m_i \vec{M}_i \vec{G}$$

hay theo (3-2) :

$$\left(\sum_{i=1}^n m_i\right) \vec{OG} = \sum_{i=1}^n m_i \vec{OM}_i,$$

từ đó suy ra

$$\vec{OG} = \frac{\sum_{i=1}^n m_i \cdot \vec{OM}_i}{\sum_{i=1}^n m_i} \quad (3-4)$$

Đặt $\vec{OG} = \vec{R}$ với ba toạ độ là X, Y, Z ; $\vec{OM}_i = \vec{r}_i$ với ba toạ độ là x_i, y_i, z_i (3-4) thành :

$$\vec{R} = \frac{\sum_{i=1}^n m_i \cdot \vec{r}_i}{\sum_{i=1}^n m_i}, \quad (3-5)$$

hay nếu chiếu lên ba trục toạ độ :

$$X = \frac{\sum_{i=1}^n m_i x_i}{\sum_{i=1}^n m_i} ; Y = \frac{\sum_{i=1}^n m_i y_i}{\sum_{i=1}^n m_i} ; Z = \frac{\sum_{i=1}^n m_i z_i}{\sum_{i=1}^n m_i} \quad (3-6)$$

Các đẳng thức (3-5), (3-6) cho phép ta tính toạ độ khối tâm của một hệ chất điểm. Bây giờ chúng ta khảo sát các tính chất của khối tâm về mặt động lực học.

2. Vận tốc của khối tâm

Ta hãy tính vectơ vận tốc $\vec{V}$ của khối tâm.



THƯ VIỆN
HUYỆN

TÀI LIỆU PHỤC VỤ THAM KHẢO NỘI BỘ

Theo (1-8) ta có :

$$\vec{V} = \frac{d\vec{R}}{dt}$$

hay theo (3-5) :

$$\vec{V} = \frac{d\vec{R}}{dt} = \frac{\sum_i m_i \frac{d\vec{r}_i}{dt}}{\sum_i m_i},$$

trong đó : $\frac{d\vec{r}_i}{dt} = \vec{v}_i$ = vectơ vận tốc của chất điểm M_i .

$$\text{Vậy : } \vec{V} = \frac{\sum_i m_i \cdot \vec{v}_i}{\sum_i m_i}, \quad (3-7)$$

nhưng $\sum_i m_i \vec{v}_i = \sum_i \vec{p}_i$ = tổng động lượng $\vec{P}$ của hệ, do đó vận tốc khối tâm cho bởi :

$$\vec{V} = \frac{\vec{P}}{\sum_i m_i} \quad (3-8)$$

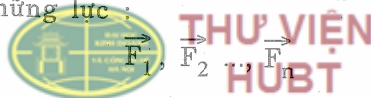
Từ (3-8) ta suy ra :

$$\vec{P} = (\sum_i m_i) \vec{V}. \quad (3-9)$$

Vậy, tổng động lượng của hệ bằng động lượng của một chất điểm đặt tại khối tâm của hệ, có khối lượng bằng tổng khối lượng của hệ và có vận tốc bằng vận tốc khối tâm của hệ.

3. Phương trình chuyển động của khối tâm

Giả thiết các chất điểm $M_1, M_2, \dots, M_n$ của hệ lần lượt chịu tác dụng của những lực :



và chuyển động với những vectơ gia tốc :

$$\vec{a}_1, \vec{a}_2, \dots, \vec{a}_n$$

thoả mãn các phương trình :

$$m_1 \vec{a}_1 = \vec{F}_1 ; m_2 \vec{a}_2 = \vec{F}_2 ; \dots ; m_n \vec{a}_n = \vec{F}_n$$

Muốn tìm phương trình chuyển động của khối tâm, ta đạo hàm (3-7) theo t :

$$\frac{d\vec{V}}{dt} = \frac{\sum_i m_i \frac{d\vec{v}_i}{dt}}{\sum_i m_i}$$

hay :

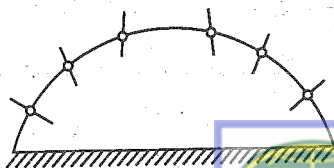
$$\left(\sum_i m_i \right) \cdot \frac{d\vec{V}}{dt} = \sum_i m_i \cdot \vec{a}_i = \sum_i \vec{F}_i$$

$$\text{hay :} \quad \left(\sum_i m_i \right) \cdot \vec{a} = \sum_i \vec{F}_i, \quad (3-10)$$

trong đó $\vec{a} = \frac{d\vec{V}}{dt}$ là vectơ gia tốc của khối tâm. Từ (3-10) ta kết luận rằng :

Khối tâm của một hệ chuyển động như một chất điểm có khối lượng bằng tổng khối lượng của hệ và chịu tác dụng của một lực bằng tổng hợp ngoại lực tác dụng lên hệ.

CHÚ THÍCH : Trong (3-10), vế phải chỉ là tổng hợp các ngoại lực tác dụng vì theo định luật Niuton thứ ba, tổng hợp các nội lực tương tác của hệ bằng không.



Hình 3-2
Chuyển động của khối tâm.

Chuyển động khối tâm của một hệ được gọi là *chuyển động toàn thể* của hệ. Thí dụ : ném một cái thước lên cao ; khối tâm của thước sẽ chuyển động như một chất điểm có khối lượng bằng

khối lượng của thước, chịu tác dụng lực bằng tổng hợp ngoại lực tác dụng lên thước nghĩa là chịu tác dụng của trọng lực. Đó chính là chuyển động của một chất điểm trong trọng trường đều : quỹ đạo là một parabol (h.3-2).

§2. Định luật bảo toàn động lượng

1. Thiết lập

Đối với một hệ chất điểm chuyển động, ta có định lý về động lượng

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

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

Nếu hệ ta đang xét là một hệ 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

$$m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2 + \dots + m_n \vec{v}_n = \vec{\text{const.}} \quad (3-11)$$

Phát biểu : Tổng động lượng của một hệ cô lập là một đại lượng bảo toàn. Mặt khác ta biết rằng vận tốc chuyển động của khối tâm của hệ theo (3-8) cho bởi

$$\vec{V} = \frac{\sum_i m_i \vec{v}_i}{\sum_i m_i}.$$

Vậy đối với một hệ chất điểm cô lập

$$\vec{V} = \vec{\text{const.}} \quad (3-12)$$

Khối tâm của một hệ cô lập hoặc đứng yên hoặc chuyển động thẳng đều.



2. Bảo toàn động lượng theo phương

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

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

lên phương x ta được

$$m_1 v_{1x} + m_2 v_{2x} + \dots + m_n v_{nx} = \text{const} ;$$

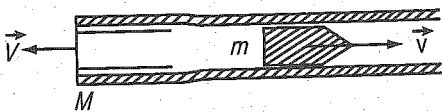
khi đó *hình chiếu của tổng động lượng của hệ lên phương x là một đại lượng bảo toàn.*

3. Ứng dụng

a) *Giải thích hiện tượng súng dật lùi (h.3-3).*

Giả sử có một khẩu súng khối lượng M đặt trên giá nằm ngang ; trong nòng súng có một viên đạn khối lượng m . Nếu không có ma sát thì tổng hợp ngoại lực tác dụng lên hệ (súng + đạn) tức là tổng hợp của trọng lượng (súng + đạn) và phản lực pháp tuyến của giá sẽ triệt tiêu : do đó tổng động lượng

của hệ bảo toàn. Trước khi bắn tổng động lượng của hệ bằng không. Khi bắn, đạn bay về phía trước với vận tốc $\vec{v}$, súng dật lùi về phía sau với vận tốc $\vec{V}$. Động lượng của hệ sau khi bắn



Hình 3-3

sẽ là $m\vec{v} + M\vec{V}$. Vì động lượng của hệ bảo toàn nên :

Động lượng của hệ sau khi bắn = động lượng của hệ trước khi bắn :

$$m\vec{v} + M\vec{V} = 0.$$

Do đó $\vec{V} = - \frac{mv}{M}$

Dấu - chứng tỏ $\vec{V}$ ngược chiều $\vec{v}$. Ta thấy rằng về giá trị V tỉ lệ với m và tỉ lệ ngược với M .

b) Chuyển động phản lực

Định luật Niuton thứ ba cũng như định luật bảo toàn động lượng là cơ sở để giải thích các chuyển động phản lực. Chúng ta hãy vận dụng các định luật đó để khảo sát chuyển động phản lực của các tên lửa.

Giả thiết có một vật chứa một hỗn hợp khí nóng, ban đầu đứng yên. Nếu hỗn hợp khí được phụt ra phía sau thì theo định luật bảo toàn động lượng vật sẽ tiến lên phía trước. Đó là nguyên tắc chuyển động của tên lửa. Ta gọi khối lượng tổng cộng ban đầu của tên lửa là M_0 . Trong quá trình chuyển động, tên lửa luôn luôn phụt khí ra phía sau, khối lượng của nó giảm dần, vận tốc của nó tăng dần. Ta hãy tính vận tốc v của tên lửa khi khối lượng của nó là M . Động lượng của tên lửa lúc đó là $\vec{K}_1 = M\vec{v}$. Qua một khoảng thời gian dt , tên lửa phụt ra sau một khối lượng khí bằng dM_1 .

Nếu vận tốc phụt khí đối với tên lửa luôn luôn không đổi và bằng $\vec{u}$ thì vận tốc phụt khí đối với hệ quy chiếu đang quan sát bằng $\vec{u} + \vec{v}$ và động lượng của khí phụt ra là : $dM_1 (\vec{u} + \vec{v})$. Sau khi phụt khí, khối lượng tên lửa bằng $M + dM$ với chú ý là $dM = -dM_1$, vận tốc của nó tăng lên thành $\vec{v} + d\vec{v}$. Vậy động lượng tên lửa sau khi phụt khí là $(M + dM) (\vec{v} + d\vec{v})$. Động lượng của hệ sau khi phụt khí là : $\vec{K}_2 = dM_1 (\vec{u} + \vec{v}) + (M + dM) (\vec{v} + d\vec{v})$; với $(dM_1 = -dM)$.

Giả sử không có thành phần lực tác dụng theo phương chuyển động, theo định luật bảo toàn động lượng :

$$\vec{K}_2 = \vec{K}_1$$

$$\text{hay} \quad -dM(\vec{u} + \vec{v}) + (M + dM) (\vec{v} + d\vec{v}) = M\vec{v}$$

Khai triển các phép tính và bỏ qua số hạng vô cùng bé bậc hai $-dM \cdot d\vec{v}$ ta được :

$$Md\vec{v} = -udM$$

Vì các vectơ đều cùng phương nên chiếu lên phương chuyển động chọn làm chiều dương ta được :

$$Md\vec{v} = -udM \quad (\text{vì } d\vec{v} \text{ và } \vec{u} \text{ ngược chiều),}$$

$$dv = -u \frac{dM}{M}$$

Tích phân hai vế của phương trình trên từ lúc đầu vận tốc bằng 0 (khối lượng M_0) đến lúc vận tốc là v (khối lượng M) ta được :

$$v = u \cdot \ln \frac{M_0}{M} \quad (3-13)$$

Công thức (3-13) gọi là công thức Xiôncôpxki. Theo công thức này muốn cho vận tốc tên lửa lớn thì vận tốc phụt khí (đối với tên lửa) u phải lớn và tỉ số $\frac{M_0}{M}$ cũng phải lớn.

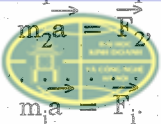
§3. Chuyển động của vật rắn

Vật rắn là một hệ chất điểm trong đó khoảng cách giữa các chất điểm luôn luôn không đổi. Chuyển động của một vật rắn nói chung phức tạp, nhưng người ta chứng minh được rằng mọi chuyển động của vật rắn bao giờ cũng có thể quy về tích của hai chuyển động cơ bản : chuyển động tịnh tiến và chuyển động quay.

1. Chuyển động tịnh tiến

Khi một vật rắn chuyển động tịnh tiến mọi chất điểm của nó chuyển động theo những quỹ đạo giống nhau ; tại mỗi thời điểm các chất điểm của vật rắn tịnh tiến đều có cùng vectơ vận tốc và vectơ gia tốc. Giả thiết $\vec{a}$ là vectơ gia tốc chung của các chất điểm $M_1, M_2, M_3, \dots, M_i$ của vật rắn, các chất điểm này lần lượt có khối lượng $m_1, m_2, m_3, \dots, m_i$ và lần lượt chịu các ngoại lực tác dụng $\vec{F}_1, \vec{F}_2, \vec{F}_3, \dots, \vec{F}_i$. Theo phương trình Niuton ta có

$$\begin{aligned} m_1 \vec{a} &= \vec{F}_1 \\ m_2 \vec{a} &= \vec{F}_2 \\ m_i \vec{a} &= \vec{F}_i \end{aligned} \quad (3-14)$$



**THƯ VIỆN
HUBT**

TÀI LIỆU PHỤC VỤ THAM KHẢO NỘI BỘ

Các phương trình đó chứng tỏ những ngoại lực tác dụng lên vật rắn $\vec{F}_1, \vec{F}_2, \dots, \vec{F}_i, \dots$ song song và cùng chiều : đó là điều kiện cần để một vật rắn chuyển động tịnh tiến. Cộng các phương trình (3-14) vế với vế :

$$\left(\sum_i m_i \right) \cdot \vec{a} = \sum_i \vec{F}_i \quad (3-15)$$

Đó là phương trình chuyển động của vật rắn tịnh tiến ; nó giống như phương trình chuyển động của một chất điểm có khối lượng bằng khối lượng tổng cộng của vật rắn và chịu tác dụng một lực bằng tổng ngoại lực tác dụng lên vật rắn. Dễ dàng thấy rằng đó cũng là phương trình chuyển động của khối tâm vật rắn. Như vậy muốn khảo sát chuyển động tịnh tiến của một vật rắn ta chỉ cần xét chuyển động của khối tâm của nó.

2. Chuyển động quay

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

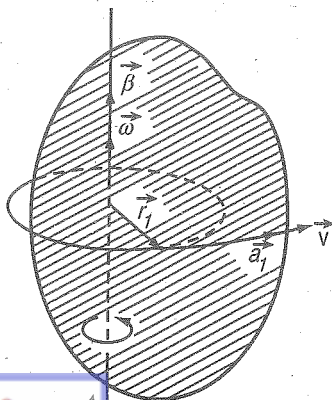
a) Mọi điểm của vật rắn vạch những vòng tròn có cùng trục Δ (những vòng tròn mà mặt phẳng vuông góc với Δ và có tâm nằm trên Δ).

b) Trong cùng một khoảng thời gian, mọi điểm của vật rắn đều quay được cùng một góc θ .

c) Tại cùng một thời điểm, mọi điểm của vật rắn đều có cùng vận tốc góc $\omega = \frac{d\theta}{dt}$ và cùng gia tốc góc

$$\beta = \frac{d\omega}{dt} = \frac{d^2\theta}{dt^2}$$

d) Tại một thời điểm, vectơ vận tốc thẳng và vectơ gia tốc tiếp tuyến của một chất điểm bất kì của vật



Hình 3-4

Chuyển động quay của vật rắn xung quanh một trục.

rắn cách trục quay một khoảng r được xác định bởi những hệ thức (1-28), (1-37)

$$\begin{aligned}\vec{v} &= \vec{\omega} \wedge \vec{r}, \\ \vec{a}_t &= \vec{\beta} \wedge \vec{r}.\end{aligned}$$

Đó là những tính chất động học của chuyển động quay của vật rắn xung quanh một trục cố định. Dưới đây chúng ta sẽ khảo sát những tính chất động lực học của chuyển động ấy.

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

Trong đoạn này chúng ta sẽ thiết lập những phương trình cơ bản mô tả chuyển động quay của vật rắn xung quanh một trục. Trước hết ta xét một đại lượng đặc trưng cho tác dụng của lực trong chuyển động quay.

1. Mômen lực

a) *Tác dụng của lực trong chuyển động quay* : Giả thiết có một lực $\vec{F}$ tác dụng lên vật rắn quay xung quanh trục Δ , đặt tại một điểm M. Trước hết ta phân tích $\vec{F}$ ra hai thành phần :

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

trong đó $\vec{F}_1 \perp$ trục ; và $\vec{F}_2 \parallel$ trục. Lực $\vec{F}_1$ nằm trong mặt phẳng vuông góc với trục Δ đi qua M lại được phân tích ra hai thành phần :

$$\vec{F}_1 = \vec{F}_t + \vec{F}_n,$$

trong đó $\vec{F}_t \perp$ bán kính OM nghĩa là nằm theo tiếp tuyến của vòng tròn tâm O bán kính OM còn $\vec{F}_n$ nằm theo bán kính OM.

Kết quả ta có :

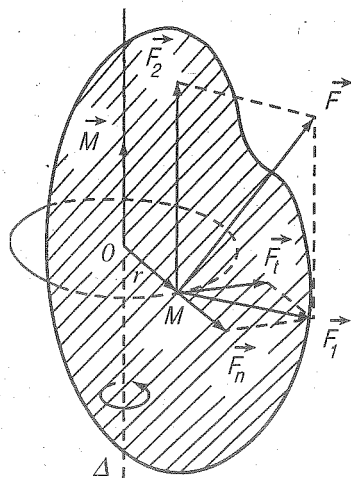


Trên hình 3-5 ta thấy rằng :

- Thành phần $\vec{F}_2$ không gây ra chuyển động quay, chỉ có tác dụng 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 có tác dụng làm vật rắn dời khỏi trục quay, chuyển động này cũng không thể có.

- Như vậy trong chuyển động quay, tác dụng của lực $\vec{F}$ tương đương với tác dụng của thành phần $\vec{F}_t$ của nó. Ta kết luận :



Hình 3-5
Tác dụng của lực trong chuyển động quay.

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.

Vì vậy trong các đoạn sau đây, để đơn giản, ta có thể giả thiết rằng các lực tác dụng lên vật rắn chuyển động quay đều là lực tiếp tuyến.

b) *Mômen của lực đối với trục quay* : Ta hãy xét tác dụng của một lực tiếp tuyến $\vec{F}_t$ đặt tại một điểm M ứng với bán kính $OM = r$. Thực nghiệm chứng tỏ rằng tác dụng của lực $\vec{F}_t$ không những phụ thuộc cường độ của nó mà còn phụ thuộc khoảng cách r : khoảng cách này càng lớn thì tác dụng của lực càng mạnh. Để đặc trưng cho tác dụng của lực trong chuyển động quay, người ta đưa ra một đại lượng gọi là *mômen lực*.

Định nghĩa : Mômen của lực $\vec{F}_t$ đối với trục quay Δ là một vectơ $\vec{M}$ xác định bởi (h.3-5) :



$$\vec{M} = \vec{r} \wedge \vec{F}_t$$

(3-16)

Theo định nghĩa này, vectơ $\vec{M}$ có phương vuông góc với mặt phẳng chứa $\vec{r}$ và $\vec{F}_t$ nghĩa là phương của trục quay, có chiều thuận đối với chiều quay từ $\vec{r}$ sang $\vec{F}_t$, có trị số :

$$M = r \cdot F_t \cdot \sin(\vec{r}, \vec{F}_t), \quad (3-17)$$

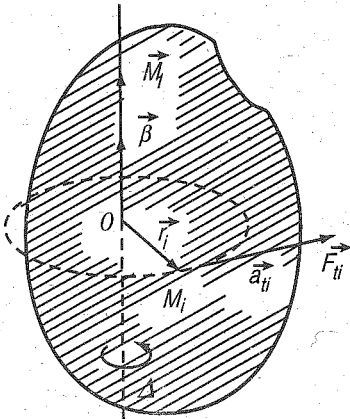
$$M = r \cdot F_t.$$

CHÚ THÍCH : a) Vì trong chuyển động quay tác dụng của lực $\vec{F}$ tương đương với tác dụng của lực $\vec{F}_t$ và tương đương với tác dụng của lực $\vec{F}_t$ nên người ta cũng định nghĩa $\vec{M}$ là vectơ mômen của $\vec{F}_t$ hay của $\vec{F}$ đối với Δ .

Dễ dàng chứng minh rằng :

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 .

b) Người ta cũng thấy rằng mômen $\vec{M}$ của $\vec{F}_t$ đối với trục Δ là mômen của $\vec{F}_t$ đối với điểm O, giao điểm của Δ và mặt phẳng chứa $\vec{F}_t$ vuông góc với Δ .



Hình 3-6

Thiết lập phương trình cơ bản của chuyển động quay.

2. Thiết lập phương trình cơ bản của chuyển động quay

Thực nghiệm chứng tỏ : tác dụng của các ngoại lực làm thay đổi trạng thái chuyển động của vật rắn quay, cụ thể làm cho nó quay có gia tốc. Chúng ta thiết lập phương trình nêu lên mối liên hệ đó.

Gọi M_i là một chất điểm bất kì của vật rắn, cách trục một khoảng r_i ứng với bán kính vectơ $\vec{OM}_i = \vec{r}_i$ có khối lượng m_i

và chịu tác dụng của ngoại lực tiếp tuyến $\vec{F}_{ti}$ (người ta chứng minh được rằng tổng hợp các nội lực tác dụng lên các chất điểm của vật rắn bằng không, vì vậy chúng không có tác dụng gì trong chuyển động quay).

Theo (2-3) chất điểm M_i sẽ chuyển động với vectơ gia tốc tiếp tuyến $\vec{a}_{ti}$ cho bởi :

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

Nhân hữu hướng hai vế với bán kính vectơ $\vec{r}_i = \vec{OM}_i$

$$m_i \vec{r}_i \wedge \vec{a}_{ti} = \vec{r}_i \wedge \vec{F}_{ti}, \quad (3-18)$$

Ở vế phải của (3-18) xuất hiện đại lượng :

$$\vec{r}_i \wedge \vec{F}_{ti} = \vec{\mathcal{M}}_i.$$

Đó chính là mômen của $\vec{F}_{ti}$ đối với trục quay ; ở vế trái theo (3-17)

$$\vec{r}_i \wedge \vec{a}_{ti} = \vec{r}_i \wedge (\vec{\beta} \wedge \vec{r}_i). \quad (3-19)$$

Khai triển ngoại tích kép ở vế phải của (3-18) ta được

$$\vec{r}_i \wedge \vec{a}_{ti} = (\vec{r}_i, \vec{r}_i) \vec{\beta} - (\vec{r}_i \cdot \vec{\beta}) \cdot \vec{r}_i = \vec{r}_i^2 \cdot \vec{\beta} - 0, \\ (\vec{r}_i \cdot \vec{\beta} = 0 \text{ vì } \vec{r}_i \perp \vec{\beta}). \text{ Vậy (3-19) thành ra :}$$

$$m_i \cdot r_i^2 \cdot \vec{\beta} = \vec{\mathcal{M}}_i. \quad (3-20)$$

Cộng các phương trình (3-20) vế với vế theo i (tức cộng theo tất cả các chất điểm của vật rắn) ta được :

$$\left(\sum_i m_i r_i^2 \right) \vec{\beta} = \sum_i \vec{\mathcal{M}}_i. \quad (3-21)$$

Trong phương trình (3-21) $\sum_i \vec{\mathcal{M}}_i = \vec{\mathcal{M}} = \text{tổng hợp mômen}$

các ngoại lực tác dụng lên vật rắn ; $\sum_i m_i r_i^2 = I$ gọi là mômen

quán tính của vật rắn đối với trục Δ (nó bằng tổng mômen quán tính của các chất điểm của vật rắn).

Vậy (3-21) có thể được viết thành :

$$I \vec{\beta} = \vec{M}. \quad (3-22)$$

Phương trình này gọi là phương trình cơ bản của chuyển động quay của vật rắn xung quanh một trục. Từ (3-22) ta cũng có thể viết :

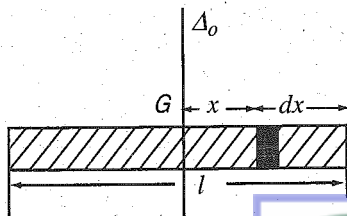
$$\vec{\beta} = \frac{\vec{M}}{I} \quad (3-23)$$

và có thể 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 tỉ lệ nghịch với mômen quán tính của vật rắn đối với trục.

Phương trình (3-22) nêu lên mối liên hệ giữa tác dụng ngoại lực đối với vật rắn quay, đặc trưng bởi vectơ mômen $\vec{M}$ và sự thay đổi trạng thái chuyển động của vật rắn quay, đặc trưng bởi vectơ gia tốc góc $\vec{\beta}$. Phương trình đó tương tự như phương trình của định luật Niuton đối với chuyển động tịnh tiến $m\vec{a} = \vec{F}$; $\vec{M}$ có ý nghĩa tương tự như $\vec{F}$; $\vec{\beta}$ có ý nghĩa tương tự như $\vec{a}$ và mômen quán tính I có ý nghĩa tương tự như khối lượng m . Vậy I là đại lượng đặc trưng cho quán tính của vật rắn trong chuyển động quay. Căn cứ vào biểu thức của mômen quán tính :

$$I = \sum_i m_i r_i^2, \quad (3-24)$$



Hình 3-7

Tính mômen quán tính của thanh.

ta thấy 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. Hai vật cùng một khối lượng nhưng khối lượng của vật nào được phân bố cách trục quay càng xa thì quán tính của vật đó càng lớn. Điều này đã được thực nghiệm xác nhận.

3. Tính mômen quán tính

Mômen quán tính I của vật rắn đối với một trục Δ được tính theo công thức :

$$I = \sum_i m_i r_i^2,$$

trong đó $m_i r_i^2$ là mômen quán tính của chất điểm M_i của vật rắn đối với trục và phép cộng lấy cho tất cả các chất điểm của vật rắn. Nếu khối lượng của vật rắn phân bố một cách liên tục, muốn tính mômen quán tính I , ta chia vật rắn thành những phần tử vô cùng nhỏ, mỗi phần tử có khối lượng vi phân dm và cách trục Δ một khoảng r ; khi đó phép cộng ở vế phải của (3-24) trở thành phép lấy tích phân :

$$I = \int r^2 dm \quad (3-25)$$

(tích phân cho toàn bộ vật rắn). Dưới đây ta hãy xét một số thí dụ về tính I .

Thí dụ 1 (h.3-7) : Tính mômen quán tính I của một thanh đồng chất chiều dài l , khối lượng M đối với trục Δ_0 đi qua trung điểm G của thanh và vuông góc với thanh.

Ta xét một phần tử của thanh khối lượng dm , chiều dài dx cách G một đoạn x . Mômen quán tính của dm đối với trục Δ_0 là :

$$dI = x^2 \cdot dm. \quad (3-26)$$

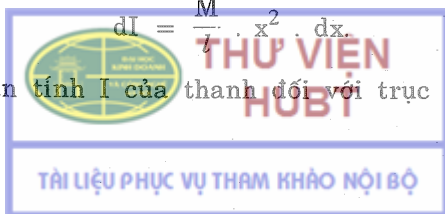
Vì thanh là đồng chất nên khối lượng của các đoạn trên thanh tỉ lệ với chiều dài của các đoạn đó :

$$\frac{dm}{M} = \frac{dx}{l} \text{ hay } dm = \frac{M}{l} dx ;$$

do đó (3-26) thành :

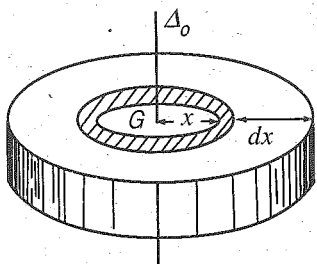
$$dI = \frac{M}{l} \cdot x^2 \cdot dx.$$

Mômen quán tính I của thanh đối với trục Δ_0 bằng :



$$I = \int dI = \int_{-l/2}^{l/2} \frac{M}{l} \cdot x^2 \cdot dx = \frac{Ml^2}{12} \quad (3-27)$$

Thí dụ 2 (h.3-8) : Tính mômen quán tính của một đĩa đồng chất bán kính R , khối lượng M đối với trục Δ_0 của đĩa :



Hình 3-8.

Tính mômen quán tính của đĩa.

Ta phân tích đĩa thành những phần tử hình vành khăn bán kính x , bề rộng dx . Diện tích vành khăn là :

$$dS = d(\pi x^2) = 2\pi x dx.$$

Gọi khối lượng của phần tử hình vành khăn là dm , mômen quán tính của nó (coi như tập hợp những điểm cùng cách Δ_0 một khoảng x) là :

$$dI = x^2 \cdot dm \quad (3-28)$$

Vì đĩa đồng chất nên khối lượng của các phần tử trên đĩa tỉ lệ với diện tích của phần tử :

$$\frac{dm}{M} = \frac{dS}{\pi R^2} = \frac{2\pi x dx}{\pi R^2} = \frac{2x dx}{R^2}$$

và
$$dm = \frac{2M}{R^2} x dx.$$

Do đó (3-28) thành :

$$dI = \frac{2M}{R^2} x^3 dx. \quad (3-29)$$

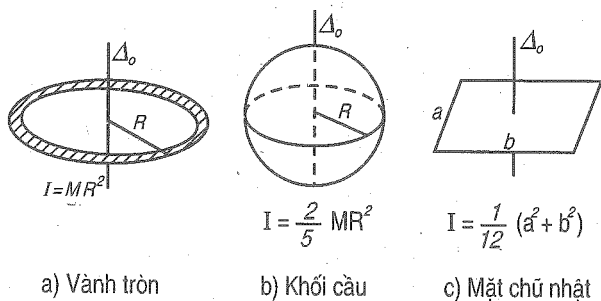
Mômen quán tính I của đĩa đối với trục Δ_0 bằng :

$$I = \int_{\text{toàn bộ đĩa}} dI = \int_0^R \frac{2M}{R^2} \cdot x^3 dx = \frac{MR^2}{2}. \quad (3-30)$$

Chú thích : Biểu thức của I trong (3-30) không phụ thuộc chiều dày của đĩa, vì vậy công thức (3-30) cũng áp dụng được

để tính I của một vật đồng chất hình trụ tròn khối lượng M , bán kính R .

Bằng những phép tính tương tự, ta có thể tìm được mômen quán tính của những vật đồng chất có hình dạng đối xứng đối với trục của chúng (h.3-9).



Hình 3-9

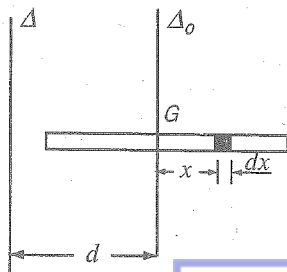
Mômen quán tính của một số vật rắn.

Định lí Stène - Huyghen

Ở trên ta tìm được mômen quán tính của các vật đối với trục đối xứng Δ_0 (đi qua khối tâm G) của chúng. Trong nhiều trường hợp ta phải tìm mômen quán tính đối với một trục bất kì. Khi đó ta có thể áp dụng định lí Stène - Huyghen sau :

Mômen quán tính của một vật rắn đối với một trục Δ bất kì bằng mômen quán tính của vật đối với trục Δ_0 song song với Δ đi qua khối tâm G của vật cộng với tích của khối lượng M của vật với khoảng cách d giữa hai trục :

$$I = I_0 + Md^2. \quad (3-31)$$



Hình 3-10

Chứng minh định lí Stène - Huyghen.

Ta hãy chứng minh định lí này trong một trường hợp đơn giản ; trường hợp của thanh đồng chất chiều dài l khối lượng M . Ta giả thiết hai trục Δ , Δ_0 cùng vuông góc với thanh (h.3-10). Lấy một phần tử chiều dài dx , khối lượng dm của thanh, cách G một khoảng x

($x > 0$ nếu dm ở bên phải G và $x < 0$ nếu dm ở bên trái G).
 Mômen quán tính của dm đối với trục Δ là $(d + x)^2 dm$;
 mômen quán tính của thanh đối với trục Δ là :

$$I = \int dm(x + d)^2$$

(tích phân theo các phần tử của thanh). Khai triển các phép tính ta có :

$$I = \int dm(x^2 + 2dx + d^2),$$

$$I = \int dm \cdot x^2 + 2d\left(\int dm \cdot x\right) + \left(\int dm\right)d^2,$$

nhưng $\int dm \cdot x^2 = I_0$ = mômen quán tính của thanh đối với trục Δ_0 ; $\int dm = M$ = khối lượng của thanh ; $\int dm \cdot x = 0$ vì trong tổng đó cứ mỗi phần tử bên phải dx (có $x > 0$) lại ứng với một phần tử đối xứng bên trái dx (có $x < 0$), do đó hai số hạng tương ứng có x ngược dấu nhau nên khử nhau. Cuối cùng ta có :

$$I = I_0 + Md^2.$$

§5. Mômen động lượng của một hệ chất điểm

1. Định nghĩa

Một hệ chất điểm $M_1, M_2, \dots, M_i \dots$ lần lượt có khối lượng $m_1, m_2, \dots, m_i \dots$ và chuyển động với những vận tốc $v_1, v_2, \dots, v_i \dots$ đối với một hệ quy chiếu gốc O. Tại thời điểm t vị trí những chất điểm ấy xác định bởi các vectơ bán kính $r_1, r_2, \dots, r_i \dots$

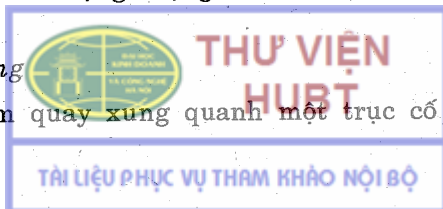
Mômen động lượng của hệ đối với O được định nghĩa bởi :

$$\vec{L} = \sum \vec{L}_i = \sum \vec{r}_i \wedge m\vec{v}_i$$

bằng tổng các mômen động lượng của các chất điểm trong hệ đối với O.

Trường hợp riêng

a) Hệ chất điểm quay xung quanh một trục cố định Δ .



Khi đó ta đã chứng minh được biểu thức mômen động lượng của một chất điểm (m_i, r_i) :

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

Trong đó $I_i = m_i r_i^2$ 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 Δ .

Khi đó mômen động lượng của hệ cho bởi

$$\vec{L} = \sum_i I_i \vec{\omega}_i. \quad (3-32)$$

b) Trường hợp vật rắn quay xung quanh một trục cố định Δ .

Khi đó mọi chất điểm của vật rắn quay đều có cùng vận tốc góc.

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

Vậy

$$\begin{aligned} \vec{L} &= (\sum_i I_i) \vec{\omega}, \\ \vec{L} &= I \vec{\omega}, \end{aligned} \quad (3-33)$$

trong đó

$$I = \sum_i I_i = \sum_i m_i r_i^2$$

là mômen quán tính của vật rắn đối với trục quay Δ .

2. Định lý về mômen động lượng của một hệ chất điểm

Đối với chất điểm (m_i, r_i) của hệ khi áp dụng định lý về mômen động lượng ta được

$$\frac{d\vec{L}_i}{dt} = \vec{M}_{O/F_i}(\vec{F}_i).$$

$\vec{M}_{O/F_i}$ là tổng mômen đối với gốc O của các lực tác dụng lên chất điểm (m_i). Cộng các phương trình trên theo i ta được :

$$\sum_i \frac{d\vec{L}_i}{dt} = \sum_i \vec{\mathcal{M}}_O(\vec{F}_i). \quad (3-34)$$

Vế đầu

$$\sum_i \frac{d\vec{L}_i}{dt} = \frac{d}{dt} \sum_i \vec{L}_i = \frac{d}{dt} \vec{L}$$

là đạo hàm theo thời gian của tổng mômen động lượng của hệ ;
vế thứ hai biểu thị tổng mômen đối với gốc O của các lực tác dụng lên các chất điểm của hệ. Các lực tác dụng lên các chất điểm của hệ bao gồm các ngoại lực tác dụng và các nội lực tương tác của các chất điểm trong hệ. Chú ý rằng các nội lực tương tác của các chất điểm trong hệ từng đôi một đối nhau (cùng phương ngược chiều, cùng cường độ) do đó tổng mômen đối với O của những lực này sẽ bằng 0. Vậy vế thứ hai của phương trình trên chỉ còn là *tổng mômen đối với O của các ngoại lực tác dụng lên hệ*. Kết quả ta được công thức sau

$$\frac{d}{dt} \vec{L} = \sum_i \vec{\mathcal{M}}_O(\vec{F}_i) = \vec{\mathcal{M}}. \quad (3-35)$$

Định lí : 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 kì).

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

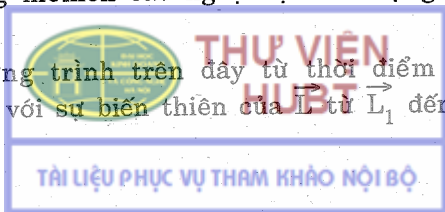
$$\vec{L} = I\vec{\omega};$$

định lí về mômen động lượng có thể viết

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \frac{d(I\vec{\omega})}{dt} = \vec{\mathcal{M}}, \quad (3-36)$$

trong đó $\vec{\mathcal{M}}$ là tổng mômen các ngoại lực tác dụng lên vật rắn quay.

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



$$\Delta \vec{L} = \vec{L}_2 - \vec{L}_1 = \int_{t_1}^{t_2} \vec{M} dt. \quad (3-37)$$

Biểu thức trong vế thứ hai của (3-37) được gọi là xung lượng của mômen lực $\vec{M}$ trong khoảng thời gian $\Delta t = t_2 - t_1$.

Nếu $\vec{M} =$ không đổi ta được

$$\Delta \vec{L} = \vec{M} \Delta t. \quad (3-37')$$

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

$$I = \text{const.}$$

Vậy ta có thể viết

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

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

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

§6. Định luật bảo toàn mômen động lượng

1. Thiết lập

Giả sử có một hệ chất điểm không chịu tác dụng của các ngoại lực (hệ chất điểm cô lập) hoặc có chịu tác dụng các ngoại lực nhưng tổng mômen các ngoại lực ấy đối với điểm gốc O bằng 0. Khi đó theo định lí về mômen động lượng

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{M} = 0, \quad (3-38)$$

nghĩa là $\vec{L} = \text{const.}$

Vậy : Đối với một hệ chất điểm

a) Cô lập,



b) 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.

2. Trường hợp hệ quay xung quanh một trục cố định

Định lí về mômen động lượng đối với hệ trong trường hợp này

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

Cần chú ý rằng các vectơ vận tốc góc và vectơ mômen lực đều nằm trên trục quay khi $\vec{M} = 0$ ta được kết quả

$$I_1 \vec{\omega}_1 + I_2 \vec{\omega}_2 + \dots + I_i \vec{\omega}_i + \dots = \text{không đổi.}$$

3. Một vài ứng dụng của định luật bảo toàn mômen động lượng

Đối với một hệ quay xung quanh một trục với vận tốc góc ω , nếu tổng hợp mômen ngoại lực tác dụng bằng không thì mômen động lượng của hệ bảo toàn :

$$I \cdot \omega = \text{const.}$$

Nếu vì một lí do nào đó mômen quán tính I của hệ tăng thì ω giảm, hệ quay chậm lại ; ngược lại nếu I giảm thì ω tăng, hệ quay nhanh lên. Ta có thể nêu một vài thí dụ minh họa tính chất đó.

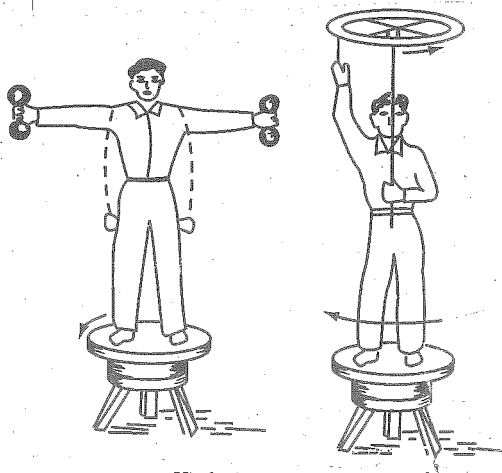
Thí dụ 1 : một người múa quay tròn (ở đây ngoại lực tác dụng là trọng lực và phản lực của đất ; nếu bỏ qua ma sát thì chúng đều có phương thẳng đứng, nghĩa là song song với trục quay, vậy mômen của chúng đối với trục quay bằng không). Nếu giang tay ra (r tăng tức là I tăng) thì vận tốc quay sẽ giảm nếu hạ hai tay xuống và thu người lại (I giảm) thì vận tốc quay sẽ tăng.

Thí dụ 2 : những thí nghiệm về ghế Giucôpxki. Ghế Giucôpxki là một cái ghế có thể quay tròn xung quanh một trục thẳng đứng.



Thí nghiệm 1 : một người cầm hai quả tạ đứng trên ghế Giucôpxki đang quay : nếu người đó giang tay ra ghế sẽ quay chậm lại, hạ tay xuống ghế sẽ quay nhanh lên (h. 3-11).

Thí nghiệm 2 : một người đứng thẳng trên ghế Giucôpxki, tay cầm trục thẳng đứng của một bánh xe. Ban đầu người, bánh xe và ghế đứng yên, nghĩa là mômen động lượng của hệ bằng không. Nếu người đó cho bánh xe quay với vận tốc góc $\vec{\omega}_1$ thì ghế sẽ quay với vận tốc góc $\vec{\omega}_2$ theo chiều ngược lại. Đó là vì mômen động lượng của hệ lúc này



Hình 3-11

Thí nghiệm ghế Giucôpxki.

$$I_1\vec{\omega}_1 + I_2\vec{\omega}_2,$$

I_1 là mômen quán tính của bánh xe, I_2 là mômen quán tính của người và ghế phải bằng mômen động lượng của hệ lúc đầu nghĩa là bằng không :

$$I_1\vec{\omega}_1 + I_2\vec{\omega}_2 = 0.$$

Từ đó :

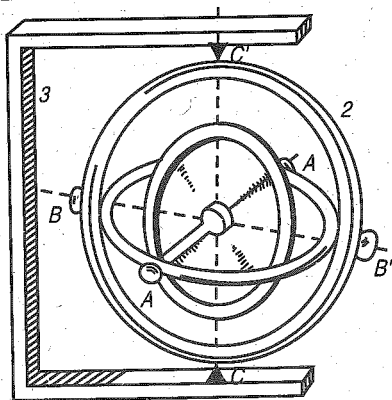
$$\vec{\omega}_2 = -\frac{I_1\vec{\omega}_1}{I_2};$$

kết quả này chứng tỏ $\vec{\omega}_2$ và $\vec{\omega}_1$ ngược chiều nhau (h. 3-11).

§7. Con quay

1. Định nghĩa

Con quay là một vật rắn đối xứng tròn xoay có thể quay chung quanh trục đối xứng của nó. Thông thường, người ta chế



Hình 3-12
Con quay trục tự do.

tạo con quay dưới dạng một cái vô lăng. Tùy theo yêu cầu sử dụng, người ta có thể làm cho trục con quay hoặc hoàn toàn cố định hoặc có một điểm cố định hoặc hoàn toàn tự do. Trong trường hợp thứ ba này, trục con quay được treo trong một cái khung đặc biệt gồm có nhiều vành lồng vào nhau (h.3-12). Trục AA' của con quay gắn vào vành 1; vành 1 có thể quay xung quanh trục BB' vuông góc với AA' ;

trục BB' gắn liền với vành 2, vành 2 có thể quay xung quanh một trục CC' vuông góc với BB' ; trục CC' gắn liền vào vành 3 cố định. Cách treo này gọi là cách treo Caccđăng. Người ta chế tạo con quay và các vành treo sao cho khối tâm của cả hệ trùng với tâm của con quay. Với điều kiện đó trục của con quay có thể nằm theo mọi phương tùy ý.

2. Tính chất của con quay trục tự do

Trong điều kiện khối tâm của hệ (con quay + các vành treo Caccđăng) trùng với tâm của con quay thì trọng lực tác dụng lên hệ đặt tại tâm con quay sẽ triệt tiêu với các phản lực. Khi đó thực nghiệm và lí thuyết chứng tỏ rằng :

Trục con quay giữ một phương không đổi trong không gian chừng nào chưa có ngoại lực tác dụng lên nó.

Ta có thể giải thích tính chất này bằng định luật bảo toàn mômen động lượng. Vì mômen động lượng $L = \text{const}$, mà phương của $\vec{L}$ chính là phương của trục con quay, nên phương của trục con quay không đổi trong không gian. Tính chất này được ứng dụng để xác định phương hướng. Trong các tàu biển người ta dùng con quay trục tự do làm la bàn. Nếu ban đầu người ta cho con quay chuyển động với vận tốc ω xác định và hướng

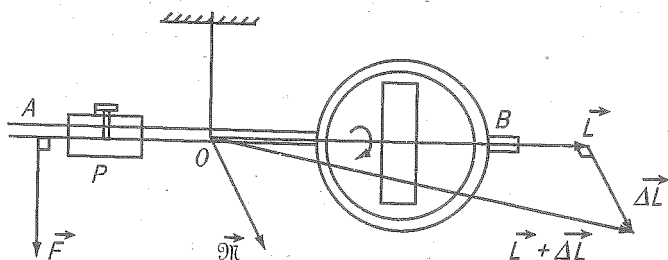
trục của nó theo phương Bắc - Nam thì trong quá trình tàu chạy trục của nó vẫn chỉ phương Bắc - Nam. Trong các con tàu vũ trụ hay tên lửa vũ trụ người ta dùng con quay có trục quay tự do để xác định phương hướng.

3. Tính chất các con quay có trục tỉ lên một điểm cố định. Hiệu ứng con quay

Ta giả thiết điểm O của trục con quay AB là một điểm cố định. Ta hãy làm thí nghiệm sau :

Ban đầu ta cho trục con quay ở vị trí thẳng bằng nằm ngang (trọng lực tác dụng lên con quay được cân bằng bởi một đối trọng P). Bây giờ tác dụng lên trục con quay một lực $\vec{F}$ thẳng đứng hướng từ trên xuống dưới. Khi đó có hai trường hợp :

a) Nếu con quay không quay thì một đầu A của trục con quay sẽ đi xuống (còn đầu kia B sẽ đi lên).

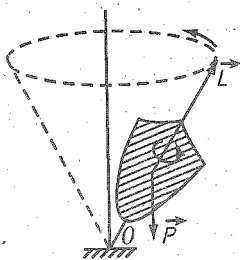


Hình 3-13

Hiệu ứng con quay.

b) Nếu con quay quay (nhANH) thì người ta thấy rằng đầu A chuyển động trong mặt phẳng ngang theo phương vuông góc với $\vec{F}$. Vậy khi con quay đang quay (nhANH) nếu tác dụng lên trục con quay một lực $\vec{F}$ thì đầu trục con quay dịch chuyển theo phương vuông góc với $\vec{F}$. Tính chất đó gọi là hiệu ứng hồi chuyển. Chuyển động của trục con quay dưới tác dụng của lực $\vec{F}$ gọi là chuyển động hồi chuyển. Ta giải thích tính chất này như sau :

Ban đầu con quay có mômen động lượng $\vec{L} \equiv \vec{I}\vec{\omega}$ nằm theo trục con quay (nằm ngang). Khi tác dụng lực $\vec{F}$ vào trục con



Hình 3-14

Chuyển động tuế sai.

quay thì mômen của lực $\vec{F}$ đối với O là một vector $\vec{M} \perp \vec{F}$. Dưới tác dụng của lực $\vec{F}$, mômen động lượng $\vec{L}$ của con quay biến thiên một lượng $\Delta\vec{L} = \vec{M} \Delta t$, $\Delta\vec{L}$ sẽ song song với $\vec{M}$ nghĩa là vuông góc với $\vec{F}$, mômen động lượng của con quay bây giờ là $\vec{L} + \Delta\vec{L}$. Như thế trục con quay ban đầu nằm theo phương của $\vec{L}$ bây giờ nằm theo phương $\vec{L} + \Delta\vec{L}$: điều này chứng tỏ đầu trục con quay đã dịch chuyển trong mặt phẳng nằm ngang theo phương của $\Delta\vec{L}$, nghĩa là theo phương vuông góc với phương của lực $\vec{F}$.

Ứng dụng : Dùng hiệu ứng hồi chuyển có thể giải thích chuyển động của con cù. Con cù là một con quay trục có một điểm cố định O : đó là điểm mà đầu đỉnh của con cù tì lên mặt đất. Ở đây lực tác dụng là trọng lực $\vec{P}$ (thẳng đứng). Dưới tác dụng của lực $\vec{P}$ đầu trục con quay dịch chuyển theo phương nằm ngang ; trục của con quay sẽ tạo nên một mặt nón tròn xoay đỉnh O.

CHƯƠNG 4

NĂNG LƯỢNG

§1. Công và công suất

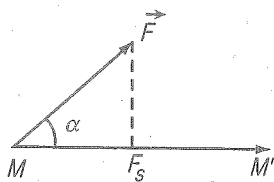
1. Công

Khái niệm công đã có trong thực tế ; khi ta kéo một gầu nước hay đẩy một toa xe, ta nói đã sinh ra một công, nghĩa là ta đã tác dụng lên gầu nước hoặc xe một lực và lực đó sinh

công ; cường độ lực càng lớn, chuyển dời càng dài thì công sinh ra càng lớn.

Vậy ta nói rằng : một lực sinh công khi điểm đặt của nó chuyển dời.

Định nghĩa : Giả thiết có một lực $\vec{F}$ không đổi, điểm đặt của nó chuyển dời một đoạn thẳng $\overrightarrow{MM'} = \vec{s}$. Theo định nghĩa, công A do lực $\vec{F}$ sinh ra trong chuyển dời $\overrightarrow{MM'}$ là đại lượng có trị số cho bởi :



Hình 4-1

$$A = F \cdot \overrightarrow{MM'} \cos(\vec{F}, \overrightarrow{MM'}),$$

$$A = F s \cos \alpha \quad (\alpha = \angle(\vec{F}, \overrightarrow{MM'})), \quad (4-1)$$

$$\text{hay } A = \vec{F} \cdot \vec{s}. \quad (4-2)$$

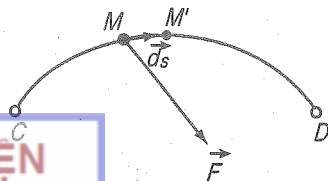
Ta nhận thấy $F \cos \alpha$ chính là hình chiếu F_s của $\vec{F}$ lên phương chuyển dời nên ta cũng có thể viết :

$$A = F_s \cdot s. \quad (4-3)$$

Theo định nghĩa (4-1), (4-2) công A do lực $\vec{F}$ sinh ra là một đại lượng vô hướng : $A > 0$ khi α nhọn, ta nói lực $\vec{F}$ sinh công phát động, $A < 0$ khi α tù, ta nói lực $\vec{F}$ sinh công cản. Đặc biệt $\alpha = \frac{\pi}{2}$, nghĩa là khi lực $\vec{F}$ vuông góc với phương chuyển dời, công A do lực sinh ra sẽ bằng 0.

Định nghĩa trên chỉ ứng dụng cho lực $\vec{F}$ không đổi và chuyển dời $\vec{s}$ là thẳng. Trong trường hợp tổng quát điểm đặt của lực $\vec{F}$ chuyển dời trên một đường cong từ C đến D, trong quá trình đó lực $\vec{F}$ thay đổi. Để tính công trong trường hợp này ta chia đường cong CD 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. Công của lực $\vec{F}$ trong đoạn chuyển dời vô cùng nhỏ để có thể tính được bằng công thức định nghĩa :

$$dA = \vec{F} \cdot d\vec{s}. \quad (4-3a)$$



Hình 4-2

Công dA gọi là công nguyên tố hay công vi phân. Công tổng cộng A của $\vec{F}$ trong chuyển dời CD sẽ bằng tích phân của dA từ C đến D :

$$A = \int_{\overline{CD}} dA = \int_{\overline{CD}} \vec{F} \cdot \vec{ds} \quad (4-4)$$

2. Công suất

Khi xét sức mạnh của một máy, dùng khái niệm công chưa đủ, vì rõ ràng nếu hai máy cùng sinh một công thì máy nào thực hiện công đó trong thời gian ít hơn sẽ mạnh hơn. Do đó ta đưa ra khái niệm công suất để đặc trưng cho sức mạnh của các máy.

Giả thiết trong khoảng thời gian Δt , một lực nào đó sinh công ΔA . Theo định nghĩa, tỉ số :

$$P_{tb} = \frac{\Delta A}{\Delta t} \quad (4-5)$$

gọi là công suất trung bình của lực đó trong khoảng thời gian Δt . Về mặt ý nghĩa, công suất trung bình có giá trị bằng công trung bình của lực sinh ra trong đơn vị thời gian.

Để tính công suất tại từng thời điểm, ta cho $\Delta t \rightarrow 0$. Giới hạn của $\frac{\Delta A}{\Delta t}$ khi $\Delta t \rightarrow 0$, theo định nghĩa gọi là công suất tức thời (gọi tắt là công suất) của lực, được kí hiệu là :

$$P = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta A}{\Delta t},$$

hay
$$P = \frac{dA}{dt}.$$

Công suất có giá trị bằng đạo hàm của công theo thời gian. Theo (4-3a) ta có

$$dA = \vec{F} \cdot \vec{ds}.$$

Vậy

ta suy ra :

$$P = \vec{F} \cdot \frac{d\vec{s}}{dt} = \vec{F} \cdot \vec{v}. \quad (4-6)$$

Công suất bằng tích vô hướng của lực tác dụng với vectơ vận tốc của chuyển dời.

3. Công và công suất của lực tác dụng trong chuyển động quay

Trọng trường hợp một vật rắn quay xung quanh một trục Δ các lực tác dụng đều là lực tiếp tuyến (h.4-3). Công vi phân của một lực tiếp tuyến $\vec{F}_t$ cho bởi

$$dA = F_t \cdot ds,$$

(ta giả sử F_t hướng theo chiều chuyển động) nhưng $ds = r d\alpha$, $d\alpha$ là góc quay ứng với chuyển dời $\vec{ds}$, vậy $dA = r F_t d\alpha$.

Theo định nghĩa $r F_t = \mathcal{M}$ = mômen của lực $\vec{F}_t$ đối với trục quay Δ , do đó

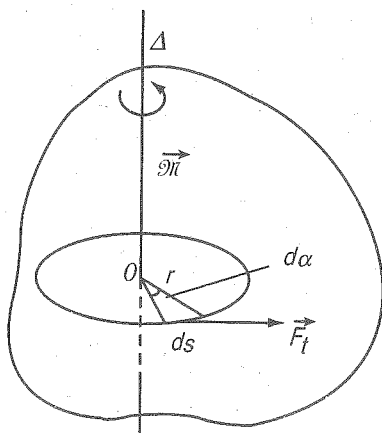
$$dA = \mathcal{M} d\alpha. \quad (4-7)$$

Từ đó có thể suy ra biểu thức của công suất

$$P = \frac{dA}{dt} = \mathcal{M} \frac{d\alpha}{dt},$$

hay

$$P = \vec{\mathcal{M}} \cdot \vec{\omega}. \quad (4-8)$$



Hình 4-3

§2. Năng lượng

Tất cả các dạng cụ thể của vật chất vận động đều có năng lượng. Năng lượng là một đại lượng đặc trưng cho mức độ vận động của vật chất.

Một vật ở trạng thái xác định thì có một năng lượng xác định. Khi một vật không cô lập nghĩa là có tương tác với các vật bên ngoài thì vật đó sẽ biến đổi trạng thái và trao đổi

năng lượng với các vật bên ngoài. Sự trao đổi năng lượng này có thể thực hiện bằng nhiều cách. Nếu chỉ xét chuyển động cơ, thì sự trao đổi năng lượng thực hiện như sau : vật ta đang khảo sát tác dụng những lực lên các vật bên ngoài và những lực này sinh công. Như vậy công là một đại lượng đặc trưng cho quá trình trao đổi năng lượng giữa vật này và vật khác. Nói cách khác : khi một hệ thực hiện một công thì năng lượng của nó biến đổi. Thí dụ : đầu máy xe lửa tiêu tốn năng lượng sinh công thắng công của lực ma sát giữa đường sắt và bánh xe lăn ; cần trục tốn năng lượng sinh công thắng công của trọng lực để kéo vật nặng lên cao... Rõ ràng là khi một hệ sinh công cho bên ngoài thì năng lượng của hệ giảm, hệ nhận công từ bên ngoài thì năng lượng của hệ tăng.

Giả thiết trong một quá trình nào đó hệ biến đổi từ trạng thái 1 (có năng lượng W_1) sang trạng thái 2 (có năng lượng W_2) ; quá trình này hệ nhận từ bên ngoài một công A (công A là một lượng đại số có thể dương hay âm tùy theo hệ thực sự nhận công từ bên ngoài hay thực sự sinh công cho bên ngoài). Thực nghiệm chứng tỏ rằng độ biến thiên năng lượng $W_2 - W_1$ của hệ có giá trị bằng công A :

$$W_2 - W_1 = A. \quad (4-9)$$

Ta có thể phát biểu : *Độ biến thiên năng lượng của một hệ trong quá trình nào đó có giá trị bằng công mà hệ nhận được từ bên ngoài trong quá trình đó.*

Nếu hệ thực sự nhận công từ bên ngoài $A > 0$ năng lượng của hệ tăng, nếu thực sự sinh công cho bên ngoài, $A < 0$ năng lượng của hệ giảm.

Trong trường hợp một hệ cô lập (tức không tương tác với bên ngoài, không trao đổi năng lượng với bên ngoài) ta có $A = 0$, khi đó (4-9) cho ta :

$$W_2 = W_1 = \text{không đổi}. \quad (4-10)$$

Năng lượng của một hệ cô lập được bảo toàn.

Các phát biểu (4-9) hay (4-10) chính là nội dung của định luật bảo toàn năng lượng ; như thế có nghĩa là : năng lượng

không tự mất đi mà cũng không tự sinh ra, năng lượng chỉ chuyển từ hệ này sang hệ khác.

Cần phân biệt hai khái niệm công và năng lượng. Một trạng thái của hệ tương ứng với một giá trị xác định của năng lượng của hệ ; ta nói năng lượng là một hàm trạng thái. Còn công đặc trưng cho độ biến thiên năng lượng của hệ trong một quá trình nào đó. Công bao giờ cũng tương ứng với một quá trình cụ thể. Ta nói rằng công là hàm quá trình.

Mỗi hình thức vận động cụ thể tương ứng với một dạng năng lượng cụ thể. Chẳng hạn như : vận động cơ tương ứng với cơ năng ; vận động nhiệt tương ứng với nội năng ; vận động điện từ tương ứng với năng lượng điện từ. Tuy năng lượng được bảo toàn về số lượng nhưng do tương tác giữa các hệ, do sự trao đổi năng lượng giữa hệ này và hệ khác, năng lượng luôn luôn chuyển hoá từ dạng này sang dạng khác.

Định luật bảo toàn và chuyển hoá năng lượng là sự phản ánh về mặt khoa học tự nhiên tính không thể tiêu diệt được sự vận động của vật chất. Ăngghen gọi định luật đó là "quy luật cơ bản vĩ đại của sự vận động".

Từ định luật bảo toàn và chuyển hoá năng lượng chúng ta có thể rút ra một kết luận có tính thực tiễn. Theo (4-9) ta thấy rằng một hệ khi sinh công thực sự (thí dụ như một động cơ) thì năng lượng của hệ giảm đi. Vì năng lượng của hệ hữu hạn cho nên bản thân hệ không thể tự sinh công mãi mãi được. Muốn cho hệ tiếp tục sinh công, nhất thiết phải cung cấp thêm năng lượng cho hệ để bù lại phần năng lượng đã bị giảm trong quá trình làm việc. Như vậy theo định luật bảo toàn và chuyển hoá năng lượng *không thể có một hệ sinh công mãi mãi mà không nhận thêm năng lượng từ một nguồn bên ngoài.*

Một hệ sinh công mãi mãi mà không nhận năng lượng từ một nguồn bên ngoài gọi là một *động cơ vĩnh cửu*. Định luật bảo toàn và chuyển hoá năng lượng khẳng định sự không tồn tại của động cơ vĩnh cửu.

Trong phần cơ học ta chỉ xét cơ năng tức là dạng năng lượng tương ứng với chuyển động cơ của các vật. Cơ năng gồm 2

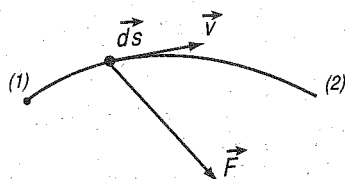
phần : *động năng* ứng với sự chuyển động của các vật, *thế năng* ứng với tương tác giữa các vật.

§3. Động năng

1. Định lí về động năng

Động năng là phần cơ năng tương ứng với sự chuyển động của các vật. Muốn xác định biểu thức của động năng ta hãy tính công của lực ngoài tác dụng lên vật.

Xét một chất điểm khối lượng m , chịu tác dụng của một lực $\vec{F}$, và chuyển dời từ vị trí 1 sang vị trí 2 (h.4-4). Công của lực $\vec{F}$ trong chuyển dời từ 1 sang 2 là :



Hình 4-4

$$A = \int_{(1)}^{(2)} \vec{F} \cdot d\vec{s}.$$

Nhưng theo (2-2) và (1-11)

$$\vec{F} = m\vec{a} = m \frac{d\vec{v}}{dt}.$$

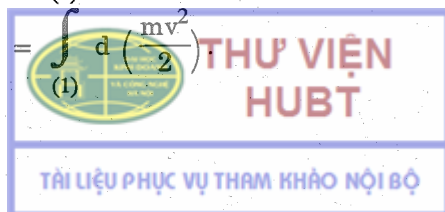
Thay vào biểu thức của A :

$$A = \int_{(1)}^{(2)} m \cdot \frac{d\vec{v}}{dt} \cdot d\vec{s} = \int_{(1)}^{(2)} m \cdot \frac{d\vec{s}}{dt} \cdot d\vec{v};$$

do $\frac{d\vec{s}}{dt} = \vec{v},$

nên :
$$A = \int_{(1)}^{(2)} m\vec{v} \cdot d\vec{v} = \int_{(1)}^{(2)} m d\left(\frac{\vec{v}^2}{2}\right),$$

hay
$$A = \int_{(1)}^{(2)} d\left(\frac{mv^2}{2}\right)$$



Trong đó v_1 và v_2 là vận tốc của chất điểm tại các vị trí 1 và 2. Thực hiện phép tích phân ta được :

$$\frac{mv_2^2}{2} - \frac{mv_1^2}{2} = A. \quad (4-11)$$

Theo (4-9) công A có trị số bằng độ biến thiên cơ năng (ở đây là động năng). Vậy ta có thể định nghĩa :

$$\frac{mv_1^2}{2} = \text{động năng chất điểm tại vị trí 1} = W_{d1};$$

$$\frac{mv_2^2}{2} = \text{động năng chất điểm tại vị trí 2} = W_{d2}.$$

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

$$W_d = \frac{mv^2}{2}. \quad (4-12)$$

Phương trình (4-11) thành :

$$W_{d2} - W_{d1} = A. \quad (4-13)$$

Định lí 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.

Kết quả khi động năng của một vật giảm thì ngoại lực tác dụng lên vật sinh một công cản ; như thế nghĩa là vật đó tác dụng lên vật khác một lực và lực đó sinh công dương. Thí dụ trong quá trình một viên đạn xuyên vào tường, động năng của đạn giảm đi ; đạn đã tác dụng lên tường một lực thắng lực cản của tường, lực của đạn đã sinh một công có trị số bằng độ giảm động năng của đạn.

2. Động năng trong trường hợp vật rắn quay

Phương trình biểu thị định lí về động năng trên đây áp dụng đối với một chất điểm hay một vật rắn chuyển động tịnh tiến.

Đối với một vật rắn quay xung quanh một trục Δ , phương trình biểu thị định lý về động năng có một dạng khác.

Trong chuyển động quay xung quanh một trục, biểu thức của công vi phân :

$$dA = \vec{F} d\vec{s} = \vec{M} \cdot \vec{\omega} dt.$$

Theo phương trình cơ bản của chuyển động quay

$$\vec{M} = I \frac{d\vec{\omega}}{dt}.$$

Vậy $dA = I \frac{d\vec{\omega}}{dt} \cdot \vec{\omega} dt,$

nghĩa là : $dA = I \vec{\omega} \cdot d\vec{\omega} = Id \left(\frac{\omega^2}{2} \right),$

$$dA = Id \left(\frac{\omega^2}{2} \right).$$

Tích phân hai vế trong một khoảng thời gian hữu hạn, trong đó vận tốc góc ω biến thiên từ ω_1 đến ω_2 , ta được công của các ngoại lực tác dụng lên vật rắn quay trong khoảng thời gian ấy bằng :

$$A = \frac{I\omega_2^2}{2} - \frac{I\omega_1^2}{2}. \quad (4-14)$$

Ta suy ra biểu thức sau của động năng của vật rắn quay :

$$W_d = \frac{I\omega^2}{2}. \quad (4-15)$$

Chú thích : Trong trường hợp tổng quát vật rắn vừa quay vừa tịnh tiến, động năng toàn phần của vật rắn bằng tổng động năng quay và động năng tịnh tiến

$$W_d = \frac{1}{2}mv^2 + \frac{1}{2}I\omega^2. \quad (4-16)$$

Trường hợp riêng : vật rắn đối xứng tròn xoay lăn không trượt ; khi đó vận tốc tịnh tiến liên hệ với vận tốc quay bởi hệ thức $v = R\omega$ với R là bán kính tiết diện vật rắn (ở điểm

tiếp xúc với mặt phẳng trên đó vật rắn lăn không trượt). Vậy ta có thể viết biểu thức động năng toàn phần

$$W_d = \frac{1}{2} \left(m + \frac{I}{R^2} \right) v^2. \quad (4-16a)$$

§4. Va chạm

Ta hãy khảo sát bài toán *va chạm* của hai quả cầu nhỏ chuyển động trên đường thẳng nối liền hai tâm của chúng (va chạm xuyên tâm).

Giả thiết hai quả cầu có khối lượng lần lượt là m_1 và m_2 . Trước va chạm chúng có vectơ vận tốc là $\vec{v}_1$ và $\vec{v}_2$ (cùng phương); sau va chạm, chúng có vectơ vận tốc $\vec{v}_1'$ và $\vec{v}_2'$ (cùng phương như ban đầu). Ta giả thiết hệ $(m_1 + m_2)$ cô lập. Ta hãy tính v_1' và v_2' .

Trước hết ta hãy viết phương trình biểu diễn sự bảo toàn động lượng của hệ trước và sau va chạm :

$$m_1 v_1' + m_2 v_2' = m_1 v_1 + m_2 v_2 \quad (4-17)$$

(ta chỉ viết phương trình đối với *trị đại số* của các vectơ vận tốc vì chúng cùng phương).

Ta tìm thêm một phương trình nữa đối với v_1' và v_2' . Muốn vậy phải xác định điều kiện va chạm. Ta xét hai trường hợp :

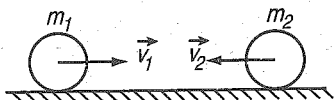
1. Va chạm đàn hồi

Động năng của hệ $(m_1 + m_2)$ trước và sau va chạm bảo toàn. Khi đó ta có :

$$\frac{m_1 v_1'^2}{2} + \frac{m_2 v_2'^2}{2} = \frac{m_1 v_1^2}{2} + \frac{m_2 v_2^2}{2}. \quad (4-18)$$

Từ (4-17), (4-18) ta rút ra :

$$v_1' = \frac{(m_1 - m_2)v_1 + 2m_2 v_2}{m_1 + m_2}; \quad (4-19)$$



Hình 4-5

Va chạm của hai quả cầu.

$$v'_2 = \frac{(m_2 - m_1)v_2 + 2m_1v_1}{m_1 + m_2}$$

Theo các kết quả (4-19) ta thấy rằng trong trường hợp đặc biệt $m_1 = m_2$ thì $v'_1 = v_2$; $v'_2 = v_1$: ta nói rằng khi đó hai quả cầu trao đổi vận tốc với nhau.

Nếu ban đầu quả cầu (2) đứng yên ($v_2 = 0$), ta sẽ có :

$$v'_1 = \frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2} \cdot v_1,$$

$$v'_2 = \frac{2m_1}{m_1 + m_2} v_1. \quad (4-20)$$

Trong trường hợp $m_1 = m_2$ thì $v'_1 = 0$; $v'_2 = v_1$. Chúng trao đổi vận tốc với nhau (đã nói trên), quả cầu (1) sẽ đứng yên, quả cầu (2) sẽ chuyển động với vận tốc bằng vận tốc của quả cầu (1) trước va chạm.

Trong trường hợp $m_1 \ll m_2$, thì theo (4-20)

$$v'_1 \approx -v_1,$$

$$v'_2 \approx 0,$$

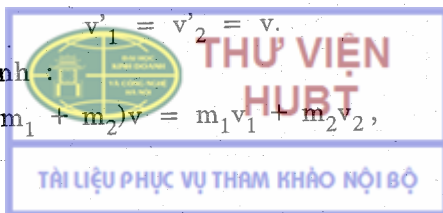
nghĩa là quả cầu (2) vẫn đứng yên, quả cầu (1) bắn ngược trở lại với vận tốc về giá trị bằng vận tốc tức thời của nó trước va chạm.

2. Va chạm mềm

Sau va chạm hai quả cầu dính vào nhau chuyển động cùng vận tốc. Khi đó ta có :

Vậy (4-17) thành :

$$(m_1 + m_2)v = m_1v_1 + m_2v_2,$$



từ đó ta suy ra :

$$v = \frac{m_1 v_1 + m_2 v_2}{m_1 + m_2}. \quad (4-21)$$

Trong va chạm mềm, nói chung động năng không được bảo toàn mà bị giảm đi. Độ giảm động năng của hệ có trị số bằng :

$$\begin{aligned} -\Delta W_d &= \frac{1}{2} m_1 v_1^2 + \frac{1}{2} m_2 v_2^2 - \frac{1}{2} (m_1 + m_2) v^2, \\ -\Delta W_d &= \frac{1}{2} \cdot \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \cdot (v_1 - v_2)^2. \end{aligned} \quad (4-22)$$

Độ giảm động năng này có giá trị bằng công làm biến dạng hai quả cầu.

§5. Trường lực thế

1. Định nghĩa

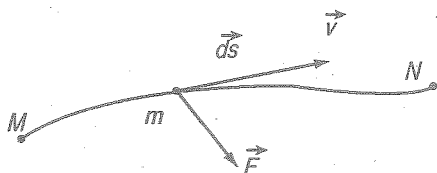
Một chất điểm được gọi là chuyển động trong một trường lực nếu tại mỗi vị trí của chất điểm đều xuất hiện lực $\vec{F}$ tác dụng lên chất điểm ấy.

Lực $\vec{F}$ tác dụng lên chất điểm nói chung phụ thuộc vào vị trí của chất điểm : nói cách khác $\vec{F}$ là một hàm của các tọa độ của chất điểm và cũng có thể là một hàm của thời gian t . Trong bài này ta không xét trường hợp $\vec{F}$ là hàm của t . Vậy nói chung ta có :

$$\vec{F} = \vec{F}(\vec{r}) = \vec{F}(x, y, z). \quad (4-23)$$

Khi chất điểm chuyển động từ vị trí M đến vị trí N bất kì (h.4-6) thì công của lực $\vec{F}$ bằng :

$$A_{MN} = \int_{MN} \vec{F} \cdot d\vec{s}$$



Hình 4-6

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

§2. Những thí dụ về trường lực thế

Thí dụ 1. Chất điểm m luôn luôn chịu tác dụng của trọng lực (h.4-7)

$$\vec{P} = m\vec{g};$$

trong phạm vi không gian không lớn, $\vec{g}$ luôn thẳng đứng, hướng xuống và có độ lớn không đổi. Khi đó ta có trọng trường đều. Ta chứng minh rằng trọng trường đều là một trường lực thế.

Muốn vậy ta tính công của trọng lực $\vec{P}$ khi chất điểm chuyển dịch từ M đến N

$$A_{MN} = \int_{MN} \vec{P} \cdot d\vec{s};$$

trong một chuyển dời nhỏ $d\vec{s} = \vec{ds}$

$$\text{công} \quad dA = \vec{P} \cdot d\vec{s} = P \cdot ab \cos \alpha,$$

$$dA = P \cdot ac = -Pdz,$$

dz là độ chênh lệch chiều cao z giữa a và b ; $dz = z_b - z_a$
dấu - ở vế thứ hai có nghĩa là khi $dz < 0$ (độ cao giảm) thì $dA > 0$.

Công của trọng lực khi chất điểm chuyển dời từ M đến N là :

$$A_{MN} = \int_M^N -Pdz = P \cdot z_M - P \cdot z_N, \quad (4-24)$$

$$A_{MN} = mgz_M - mgz_N.$$

Ta thấy A_{MN} chỉ phụ thuộc z_M và z_N nghĩa là chỉ phụ thuộc vị trí của M, N mà không phụ thuộc đường dịch chuyển.

Thí dụ 2. Trường tĩnh điện Coulomb (h.4-8)

và

$$\begin{aligned} dA &= |\vec{F}| dr = \\ &= k \frac{q_o q}{\epsilon r^2} dr. \end{aligned}$$

Công của lực điện Culông trong quá trình chuyển dời của q_o từ M đến N

$$\begin{aligned} A_{MN} &= \int_M^N |\vec{F}| dr = \int_{r_M}^{r_N} k \frac{q_o q}{\epsilon r^2} dr, \\ A_{MN} &= k \frac{q_o q}{\epsilon r_M} - k \frac{q_o q}{\epsilon r_N}. \end{aligned} \quad (4-26)$$

Ta thấy A_{MN} chỉ phụ thuộc vị trí hai điểm đầu và cuối là M và N : *trường tĩnh điện Culông là một trường thế.*

§6. Thế năng

1. Định nghĩa

Khi một chất điểm dịch chuyển từ vị trí M sang vị trí N trong trường lực thế thì công A_{MN} của trường lực chỉ phụ thuộc vào hai vị trí đầu và cuối M, N. Từ tính chất này ta có thể định nghĩa :

Thế năng của chất điểm trong trường lực thế là một hàm W , phụ thuộc vị trí của chất điểm sao cho

$$A_{MN} = W_t(M) - W_t(N). \quad (4-27)$$

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.*

Thí dụ 1 : Trong trường đều, dựa vào biểu thức của A_{MN} (4-24) ta suy ra biểu thức của thế năng chất điểm tại vị trí có độ cao z

$$W_t(z) = mgz + C. \quad (4-28)$$

Thí dụ 2 : Trong điện trường Culông dựa vào biểu thức của A_{MN} (4-26) ta suy ra biểu thức thế năng của điện tích q_0 tại vị trí cách q một đoạn r

$$W_t(r) = k \frac{q_0 q}{\epsilon r} + C. \quad (4-29)$$

2. Tính chất

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

b) Giữa trường lực và thế năng có hệ thức sau :

$$A_{MN} = \int_{MN} \vec{F} \cdot d\vec{s} = W_t(M) - W_t(N). \quad (4-30)$$

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

$$\oint \vec{F} \cdot d\vec{s} = 0. \quad (4-31)$$

3. Ý nghĩa của thế năng

Thế năng là dạng năng lượng đặc trưng cho tương tác.

Thí dụ 1. 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.

Thí dụ 2. Thế năng của điện tích q_0 trong điện trường Culông của điện tích q là thế năng tương tác giữa q và q_0 .

§7. Định luật bảo toàn cơ năng trong trường lực thế

1. Cơ năng

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

$$A_{MN} = W_t(M) - W_t(N) ;$$

nhưng theo định lí về động năng (nếu chất điểm chỉ chịu tác dụng của trường lực thế) ta có

$$A_{MN} = W_d(N) - W_d(M).$$

Vậy

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

nghĩa là :

$$(W_d + W_t)(N) = (W_d + W_t)(M). \quad (4-32)$$

Vậy tổng :

$$W = W_d + W_t = \text{const} ; \quad (4-32a)$$

tổng này có giá trị không đổi, không phụ thuộc vị trí của chất điểm.

Tổng động năng và thế năng của chất điểm được gọi là cơ năng của chất điểm. Ta có kết quả :

Khi chất điểm chuyển động trong một trường lực thế (mà không chịu tác dụng một lực nào khác) thì cơ năng của chất điểm là một đại lượng bảo toàn.

Phát biểu đó gọi là *định luật bảo toàn cơ năng trong trường lực thế.*

Thí dụ : Khi chất điểm khối lượng m chuyển động trong trọng trường đều thì

$$W = \frac{mv^2}{2} + mgh = \text{const}. \quad (4-33)$$

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 khác $\vec{F}$ (thí dụ lực ma sát) thì nói chung cơ năng của chất điểm không bảo toàn ; độ biến thiên của cơ năng chất điểm sẽ bằng công của lực $\vec{F}$ đó.

2. Sơ đồ thế năng

Thế năng W_l của một chất điểm trong trường lực thế là hàm của ba tọa độ x, y, z của chất điểm đó :

$$W_l = W_l(x, y, z).$$

Trong trường hợp thế năng chỉ phụ thuộc vào một tọa độ (x chẳng hạn) thì

$$W_l = W_l(x).$$

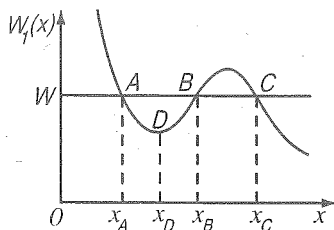
Ta có thể vẽ đồ thị của hàm W_l theo x ; đồ thị đó gọi là sơ đồ thế năng. Khảo sát sơ đồ thế năng của chất điểm trong trường lực thế ta có thể suy ra một số kết luận định tính về chuyển động của chất điểm đó.

Trước hết ta xác định giới hạn của chuyển động. Giả thiết cơ năng của chất điểm trong trường lực thế có một trị số xác định bằng W . Như thế nghĩa là tổng động năng và thế năng của chất điểm :

$$\frac{mv^2}{2} + W_l(x) = W = \text{const},$$

với $\frac{mv^2}{2} \geq 0$ nên ta có điều kiện : $W_l(x) \leq W$. (4-34)

Bất đẳng thức đó có nghĩa là trong quá trình chuyển động, chất điểm chỉ đi qua những vị trí tại đó thế năng của chất điểm không vượt quá cơ năng của nó. Nói cách khác từ (4-34) ta suy ra rằng tọa độ x của chất điểm chỉ biến thiên trong một phạm vi nào đó : ta nói (4-34) xác định giới hạn của chuyển động.



Hình 4-9

Xét trường hợp đường cong thế năng $W_l = W_l(x)$ có dạng như hình 4-9 : trên hình ta thấy thế năng W_l có một cực tiểu và một cực đại.

Giả thiết cơ năng của chất điểm có trị số W , đường thẳng $W = \text{const}$ cắt đường cong thế năng tại ba điểm A, B, C. Theo hình vẽ ta thấy rằng để thỏa mãn điều kiện :

$$W_t(x) \leq W,$$

toạ độ x của chất điểm phải nằm trong phạm vi sau :

$$x_A \leq x \leq x_B, \quad x \geq x_C. \quad (4-35)$$

Các điều kiện (4-35) xác định giới hạn của chuyển động chất điểm. Trường hợp $x_A \leq x \leq x_B$: chất điểm chuyển động trong phạm vi hữu hạn của x ; trường hợp $x \geq x_C$: chất điểm chuyển động ra vô cực. Tại các điểm ứng với toạ độ x_A, x_B, x_C thế năng có trị số bằng cơ năng, kết quả tại những chỗ đó động năng bằng 0 nghĩa là vận tốc bằng 0. Tại những điểm đó vận tốc theo phương x của chất điểm đổi chiều. Trường hợp chất điểm chuyển động trong một phạm vi hữu hạn của x , thế năng đạt cực tiểu tại điểm ứng với $x = x_D$, tại đây động năng chất điểm sẽ đạt cực đại.

CHƯƠNG 5 TRƯỜNG HẤP DẪN

Nhiều hiện tượng trong tự nhiên chứng tỏ rằng các vật có khối lượng luôn luôn tác dụng lên nhau những lực hút. Trọng lực là lực hút của quả đất đối với các vật xung quanh nó. Quả đất quay xung quanh mặt trời là do lực hút của Mặt Trời ; Mặt Trăng quay xung quanh quả đất là do lực hút của quả đất. Giữa các sao trong vũ trụ cũng có lực hút lẫn nhau v.v... Các lực hút đó gọi là *lực hấp dẫn vũ trụ*. Giữa các vật chung quanh ta cũng có lực hấp dẫn vũ trụ nhưng như sau sẽ thấy, giá trị những lực này nhỏ quá, ta không quan sát được.

Niuton là người đầu tiên nêu lên định luật cơ bản về lực hấp dẫn vũ trụ.

§1. Định luật Niuton về lực hấp dẫn vũ trụ

1. Định luật Niuton

Hai chất điểm khối lượng m và m' đặt cách nhau một khoảng r sẽ hút nhau bằng những lực có phương là đường thẳng nối hai chất điểm đó, có cường độ tỉ lệ thuận với hai khối lượng m và m' và tỉ lệ nghịch với bình phương khoảng cách r :



Hình 5-1

$$F = F' = G \frac{mm'}{r^2}. \quad (5-1)$$

Trong công thức trên, G là một hệ số tỉ lệ, phụ thuộc vào sự chọn các đơn vị và gọi là hằng số hấp dẫn vũ trụ.

Trong hệ đơn vị SI, thực nghiệm cho ta trị số của G :

$$G = 6,67 \cdot 10^{-11} \text{ Nm}^2/\text{kg}^2 \approx \frac{1}{15} \cdot 10^{-9} \text{ Nm}^2/\text{kg}^2. \quad (5-2)$$

Thí dụ: Cho $m = m' = 1\text{kg}$; $r = 0,1\text{m}$, ta tính được:

$$F = F' = 6,67 \cdot 10^{-11} \frac{1,1}{0,1^2} = 6,67 \cdot 10^{-9} \text{ N}.$$

Trị số này nhỏ quá không phát hiện được.

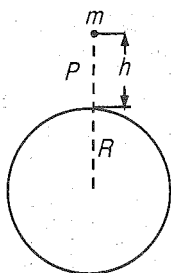
Chú thích: a) Công thức (5-1) chỉ áp dụng cho trường hợp những chất điểm. Muốn tính lực hấp dẫn vũ trụ giữa các vật có kích thước lớn, ta phải dùng phương pháp tích phân.

b) Người ta đã chứng minh rằng vì lí do đối xứng công thức (5-1) cũng áp dụng được cho trường hợp hai quả cầu đồng chất, khi đó r là khoảng cách giữa hai tâm của hai quả cầu đó.

2. Vài ứng dụng

a) Sự thay đổi của gia tốc trọng trường theo độ cao

Lực hút của quả đất đối với một chất điểm khối lượng m (lực trọng trường) chính là lực hấp dẫn vũ trụ.



Hình 5-2

Nếu m ở ngay trên mặt đất thì theo (5-1) lực hấp dẫn do quả đất tác dụng lên m bằng :

$$P_o = G \frac{Mm}{R^2}, \quad (5-3)$$

trong đó M là khối lượng của quả đất, R là bán kính quả đất. Nhưng lực trọng trường P_o cũng bằng :

$$P_o = mg_o, \quad (5-4)$$

với g_o là giá trị của gia tốc trọng trường ở ngay trên mặt đất. So sánh (5-3) và (5-4) ta được :

$$g_o = G \frac{M}{R^2} \quad (5-4a)$$

Tại một điểm cách mặt đất độ cao h (h.5-2), lực trọng trường tác dụng lên chất điểm khối lượng m tính bởi :

$$P = G \frac{Mm}{(R+h)^2} = mg. \quad (5-5)$$

Từ đó suy ra giá trị của gia tốc trọng trường ở độ cao h :

$$g = G \frac{M}{(R+h)^2}; \quad (5-6)$$

(5-4a) và (5-6) cho

$$g = g_o \left(\frac{R}{R+h} \right)^2.$$

Nhưng :

$$\left(\frac{R}{R+h} \right)^2 = \frac{1}{\left(1 + \frac{h}{R} \right)^2} = \left(1 + \frac{h}{R} \right)^{-2};$$

ta chỉ xét các độ cao $h \ll R$ do đó $\frac{h}{R} \ll 1$, và ta có thể viết gần đúng :

$$\left(1 + \frac{h}{R} \right)^{-2} \approx 1 - 2 \frac{h}{R}$$

TÀI LIỆU PHỤC VỤ THAM KHẢO NỘI BỘ

$$\text{và (5 - 6) thành ra : } g = g_0 \left(1 - 2 \cdot \frac{h}{R} \right) \quad (5-7)$$

Công thức này cho ta sự phụ thuộc của gia tốc trọng trường theo độ cao h. Theo công thức đó, càng lên cao, g càng giảm.

b) *Tính khối lượng của các thiên thể.* Từ (5-3) ta có thể tính khối lượng M của quả đất :

$$M = \frac{g \cdot R^2}{G},$$

ở đây R là bán kính quả đất, có giá trị trung bình là 6370km = 6,370.10⁶m ; g là gia tốc trọng trường trên mặt đất, lấy trung bình bằng 9,8m/s². Vậy :

$$M = \frac{9,8(6,370 \cdot 10^6)^2}{6,67 \cdot 10^{-11}} \approx 6 \cdot 10^{24} \text{kg.}$$

Nhờ công thức về lực hấp dẫn vũ trụ, ta cũng có thể tính khối lượng Mặt Trời. Quả đất quay xung quanh Mặt Trời là do lực hấp dẫn của Mặt Trời đối với quả đất, lực này đóng vai trò lực hướng tâm :

$$F = G \frac{MM'}{R'^2}, \quad (5-8)$$

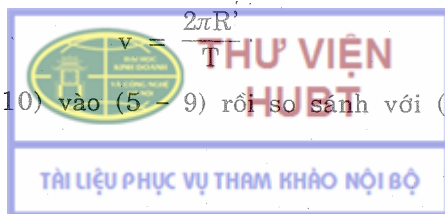
trong đó M' là khối lượng Mặt Trời, R' là khoảng cách từ quả đất đến Mặt Trời ; nếu quỹ đạo của quả đất quay xung quanh Mặt Trời coi như tròn (R' coi như không đổi và lấy bằng khoảng cách trung bình từ quả đất đến Mặt Trời) thì lực hướng tâm F cho bởi công thức :

$$F = M \cdot \frac{v^2}{R'}, \quad (5-9)$$

v là vận tốc chuyển động của quả đất trên quỹ đạo. Vận tốc v của quả đất có liên hệ với chu kì quay T của nó :

$$v = \frac{2\pi R'}{T} \quad (5-10)$$

Thay (5 - 10) vào (5 - 9) rồi so sánh với (5 - 8) ta được :



$$G \cdot \frac{MM'}{R'^2} = M \cdot \frac{(2\pi R')^2}{R'T^2}$$

Từ đó suy ra khối lượng Mặt Trời

$$M' = \frac{4\pi^2}{T^2} \cdot \frac{R'^3}{G}$$

Tính cụ thể bằng số ta tìm được $M' \approx 2 \cdot 10^{30} \text{ kg}$.

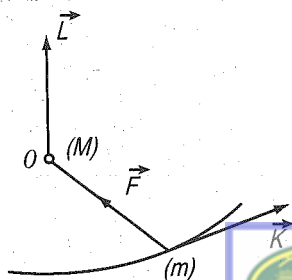
§2. Trường hấp dẫn

1. Khái niệm trường hấp dẫn. Để giải thích lực hấp dẫn, người ta cho rằng xung quanh một vật có khối lượng, tồn tại một trường hấp dẫn. Biểu hiện cụ thể của trường hấp dẫn là : bất kì vật nào có khối lượng đặt tại một vị trí trong không gian của trường hấp dẫn đều chịu tác dụng của lực hấp dẫn. *Thí dụ :* Trường hấp dẫn của quả đất chính là trọng trường của nó.

Trong phần này ta xét những tính chất tổng quát của trường hấp dẫn của một chất điểm khối lượng M (hay một quả cầu đồng chất khối lượng M).

2. Bảo toàn mômen động lượng trong trường hấp dẫn

Ta khảo sát chuyển động của một chất điểm khối lượng m trong trường hấp dẫn của một chất điểm khối lượng M đặt cố định tại một điểm O . Ta chọn O làm gốc toạ độ. Định lí về mômen động lượng áp dụng đối với chất điểm (m) cho ta :



Hình 5-3

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{M}_O(\vec{F})$$

Nhưng $\vec{F}$ là lực luôn luôn hướng

tâm O nên $\vec{M}_O(\vec{F}) = 0$

$$\text{và } \frac{d\vec{L}}{dt} = 0$$

$$\vec{L} = \text{không đổi}.$$

Vậy khi một chất điểm (m) chuyển động trong trường hấp dẫn của một chất điểm (M) thì mômen động lượng của (m) là một đại lượng bảo toàn.

Hệ quả : (m) chuyển động trên một quỹ đạo phẳng, mặt phẳng quỹ đạo của (m) $\perp$ vectơ $\vec{L}$ (có phương không đổi).

Thí dụ : Quả đất chuyển động xung quanh mặt trời dưới tác dụng của trường hấp dẫn mặt trời : quỹ đạo của quả đất là một quỹ đạo phẳng.

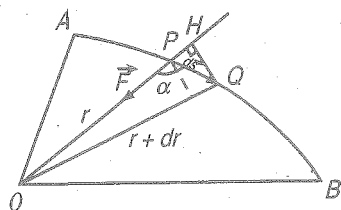
Mặt khác biểu thức mômen động lượng của quả đất cho bởi

$$L = mr^2\omega = \text{const.} \quad (5-11)$$

Chúng ta khi chuyển động càng gần mặt trời, vận tốc góc càng lớn và ngược lại.

3. Tính chất thế của trường hấp dẫn

Ta hãy tính công của lực hấp dẫn $\vec{F}$ tác dụng lên chất điểm (m) chuyển động trong trường hấp dẫn của chất điểm (M), khi (m) chuyển dời từ một điểm A đến một điểm B trên quỹ đạo của nó.



Hình 5-4

Công của lực $\vec{F}$ trong chuyển dời vi phân $d\vec{s} = \vec{PQ}$ là

$$dA = \vec{F} \cdot \vec{PQ} = F \cdot \overline{PQ} \cos \alpha.$$

Nếu ta vẽ $QH \perp OP$ thì theo hình vẽ $\overline{PQ} \cos \alpha = -\overline{PH}$, ($\overline{PH}$ là độ dài đại số với quy ước chiều dương là chiều $O \rightarrow P$).

$$\text{Vậy } dA = -F \cdot \overline{PH},$$

nhưng vì $\vec{PQ}$ là một chuyển dời vi phân nên nếu ta đặt

$$\overline{OP} = r \text{ thì } \overline{OH} = \overline{OQ} = r + dr,$$

và

$$\overline{PH} = \overline{OH} - \overline{OP} = r + dr - r = dr.$$

Vậy

$$dA = -Fdr = -G \frac{Mm}{r^2} dr.$$

Công của lực $\vec{F}$ trong chuyển dời của (m) từ A đến B cho bởi tích phân :

$$A_{AB} = - \int_{r_A}^{r_B} Fdr = \int_{r_A}^{r_B} -G \frac{Mm}{r^2} dr,$$

$$A_{AB} = G \frac{Mm}{r_B} - G \frac{Mm}{r_A},$$

$$A_{AB} = \left(-G \frac{Mm}{r_A} \right) - \left(-G \frac{Mm}{r_B} \right); \quad (5-12)$$

công của lực hấp dẫn $\vec{F}$ không phụ thuộc đường dịch chuyển AB mà chỉ phụ thuộc vị trí điểm đầu A và điểm cuối B.

Vậy, trường hấp dẫn của chất điểm (M) là một trường lực thế.

Tổng quát, người ta chứng minh được rằng : *trường hấp dẫn Niuton là một trường thế.*

Hệ quả : Ta có thể định nghĩa thế năng của chất điểm (m) trong trường hấp dẫn của chất điểm (M). Thế năng của (m) tại vị trí A :

$$W_t(A) = -G \frac{Mm}{r_A} + C,$$

tại vị trí B :
$$W_t(B) = -G \frac{Mm}{r_B} + C$$

thoả mãn hệ thức $A_{BA} = W_t(A) - W_t(B)$.

Tổng quát : thế năng của (m) tại vị trí cách O một khoảng r :

$$W_t(r) = -G \frac{Mm}{r} + C, \quad (5-13)$$

C là một hằng số tùy ý chọn, có giá trị bằng thế năng tại ∞ :

$$W_t(\infty) = C. \quad (5-14)$$

4. Bảo toàn cơ năng trong trường hấp dẫn

Vì trường hấp dẫn là một trường thế nên khi chất điểm (m) chuyển động trong trường hấp dẫn, cơ năng của nó được bảo toàn

$$\begin{aligned} W &= W_d + W_t = \\ &= \frac{mv^2}{2} + \left(-G \frac{Mm}{r} \right) = \text{không đổi}, \end{aligned} \quad (5-15)$$

(để đơn giản ta chọn $C = 0$).

Hệ quả : khi r tăng thế năng tăng thì động năng giảm và ngược lại

§3. Chuyển động trong trường hấp dẫn của quả đất

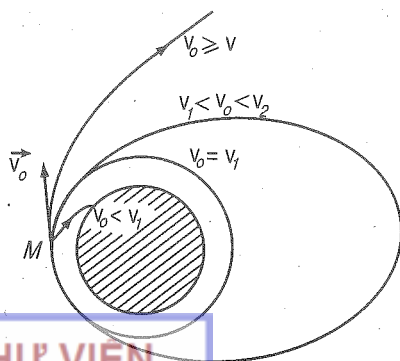
Nếu từ một điểm A nào đó trong trường hấp dẫn của quả đất, ta bắn đi một viên đạn khối lượng m với vận tốc đầu là v_0 thì lý thuyết và thực nghiệm chứng tỏ rằng tùy theo trị số của v_0 có thể xảy ra một trong những trường hợp sau :

a) Viên đạn rơi trở về quả đất ;

b) Viên đạn bay vòng quanh quả đất theo một quỹ đạo kín (tròn hay elip) ;

c) Viên đạn bay ngày càng xa quả đất.

Trị số vận tốc ban đầu v_0 cần thiết để bắn viên đạn bay vòng quanh quả đất theo một quỹ đạo tròn gọi là *vận tốc vũ trụ cấp I*.



Hình 5-5

Trị số tối thiểu của vận tốc ban đầu v_0 cần thiết để bắn viên đạn bay ngày càng xa quả đất gọi là *vận tốc vũ trụ cấp II*. Dưới đây chúng ta tính hai vận tốc đó.

1. Tính vận tốc vũ trụ cấp I

Ta tính vận tốc v_1 khi viên đạn chuyển động tròn xung quanh quả đất. Giả thiết viên đạn bay cách mặt đất không xa lắm để ta có thể coi bán kính quỹ đạo của nó bằng bán kính R của quả đất. Vận tốc v_1 của viên đạn trong chuyển động tròn có liên hệ với gia tốc hướng tâm, (ở đây là gia tốc trọng trường) bởi (5-4a)

$$a_o = g_o = \frac{v^2}{R}.$$

Từ đó suy ra :

$$v_I = \sqrt{g_o R}. \quad (5-16)$$

Tính cụ thể bằng số được : $v_I = 7,9 \text{ km/s} \approx 8 \text{ km/s}$.

Nếu bắn với vận tốc đầu $v_o < 8 \text{ km/s}$ viên đạn sẽ rơi trở về quả đất, nếu bắn với vận tốc đầu $v_o > 8 \text{ km/s}$ (nhưng nhỏ hơn v_{II}) thì viên đạn chuyển động xung quanh quả đất theo quỹ đạo elip.

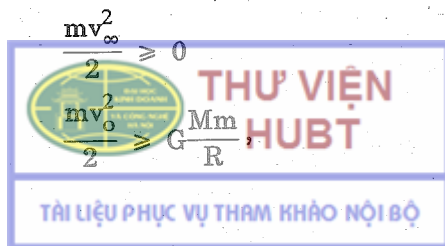
2. Tính vận tốc vũ trụ cấp II

Giả sử viên đạn xuất phát từ A cách tâm của quả đất một khoảng bằng bán kính quả đất R , với vận tốc đầu v_o và bay ngày càng xa quả đất đến ∞ . Định luật bảo toàn cơ năng áp dụng đối với viên đạn cho ta :

$$\frac{mv_o^2}{2} + \left(-G \frac{Mm}{R} \right) = \frac{mv_\infty^2}{2} + \underbrace{\left(-\frac{GMm}{\infty} \right)}_0 ;$$

vì

nên



$$v_o \geq \sqrt{\frac{GM \cdot 2}{R}}$$

Nhưng theo (5 - 4a)

$$\frac{GM}{R^2} = g_o,$$

vậy

$$v_o \geq \sqrt{2g_o R};$$

giá trị tối thiểu của v_o chính là vận tốc vũ trụ cấp II

$$v_{II} = \sqrt{2g_o R}; \quad (5-17)$$

giá trị cụ thể

$$v_{II} = 11,2 \text{ km/s.}$$

CHƯƠNG 6

CƠ HỌC CHẤT LƯU

§1. Những khái niệm mở đầu

Chất lưu bao gồm các chất lỏng và các chất khí. Về mặt cơ học, một chất lưu có thể quan niệm là một môi trường liên tục tạo thành bởi các chất điểm liên kết với nhau bằng những nội lực tương tác (nói chung đó là các lực hút). Các chất lưu có những tính chất tổng quát sau :

1. Chúng không có hình dạng nhất định như một vật rắn.
2. Các chất lưu bao gồm các chất lưu dễ nén (chất khí) và các chất lưu khó nén (chất lỏng).
3. Khi một chất lưu chuyển động, các lớp của nó chuyển động với những vận tốc khác nhau, nên giữa chúng có những lực tương tác gọi là *lực nội ma sát* hay *lực nhớt* : nếu có 2 lớp chất lưu chuyển động với những vận tốc lần lượt bằng v_1

và v_2 và giả sử $v_1 > v_2$, khi đó lực nội ma sát tác dụng lên lớp chất lưu vận tốc v_1 ngược chiều chuyển động và tác dụng lên lớp chất lưu vận tốc v_2 cùng chiều chuyển động.

Chất lưu lí tưởng : một chất lưu gọi là *lí tưởng* khi chất ấy hoàn toàn không nén được và trong chất ấy không có các lực nhớt.

Một chất lưu không lí tưởng gọi là *một chất lưu thực*.

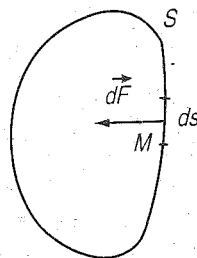
Theo định nghĩa trên đây, mọi chất lưu đều là các chất lưu thực. Tuy nhiên một chất lỏng rất lưu động (không nhớt) có thể tạm coi như một chất lưu lí tưởng.

Ngoài ra, theo trên, lực nội ma sát chỉ xuất hiện trong chất lưu chuyển động, vậy một chất lưu ở trạng thái nằm yên có gần đây đủ các tính chất của một chất lưu lí tưởng.

§2. Tính học chất lưu

1. Áp suất

Xét trong lòng một chất lưu một khối chất lưu nằm trong một mặt kín S , gọi dS là một diện tích vi phân bao quanh một điểm M bất kì của S (h.6-1).



Hình 6-1

Thực nghiệm chứng tỏ rằng phần chất lưu ở ngoài mặt kín S tác dụng lên dS một lực $d\vec{F}$ gọi là *áp lực* (lực nén) trên dS . Trong trường hợp chất lưu nằm yên, áp lực $d\vec{F}$ vuông góc với dS và ta có thể định nghĩa áp suất tại điểm M trong chất lưu là tỉ số

$$p = \frac{dF}{dS} \quad (6-1)$$

Thực nghiệm cũng chứng tỏ rằng với một chất lưu lí tưởng, áp suất p tại điểm M là một đại lượng xác định (chỉ phụ thuộc vị trí M) không phụ thuộc hướng của $d\vec{F}$. Biểu hiện cụ thể của áp suất là khi một vật nhúng trong một chất lưu thì trên

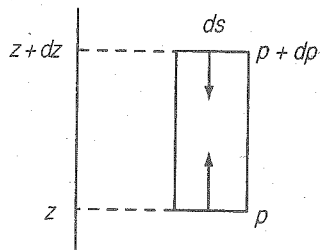
bề mặt của vật ấy xuất hiện các lực nén (áp lực) do chất lưu tác dụng.

2. Công thức cơ bản của tĩnh học chất lưu

Xét một chất lưu nằm yên trong trọng trường (h.6-2). Lấy khối chất lưu chứa trong một hình trụ thẳng đứng độ cao dz đáy là dS . Gọi áp suất ở đáy dưới là p , ở đáy trên là $p + dp$. Tổng áp lực nén vào hai đáy của khối chất lưu là :

$$pdS - (p + dp)dS.$$

Đó cũng là tổng áp lực nén vào khối chất lưu hình trụ (vì tổng áp lực nén vào mặt bên triệt tiêu nhau). Khi chất lưu nằm cân bằng, tổng áp lực nén vào khối chất lưu phải cân bằng với trọng lực của khối chất lưu



Hình 6-2

$$dP = (dm)g = (\rho dSdz)g,$$

trong đó ρ là khối lượng riêng của chất lưu và $dSdz$ là thể tích khối chất lưu. Ta có phương trình

$$pdS - (p + dp) dS = \rho g dSdz,$$

$$dp = -\rho g dz.$$

(6-2)

Đó là công thức cơ bản của tĩnh học chất lưu.

Hệ quả. Nếu trong chất lưu nằm cân bằng có hai điểm ở độ cao z_0 và z , hai điểm ấy có áp suất liên hệ với nhau bởi phương trình

$$p(z) - p(z_0) = - \int_{z_0}^z \rho g dz. \quad (6-3)$$

Nếu chất lưu hoàn toàn không nén được (ρ = không đổi) và gia tốc trọng trường coi như không đổi ta có

$$p(z) - p(z_0) = -\rho g(z - z_0),$$

$$\text{hay :} \quad p(z) = p(z_0) - \rho g \Delta z. \quad (6-4)$$

Cũng có thể viết

$$p(z) + \rho g z = p(z_0) + \rho g z_0, \quad (6-5)$$

như vậy điểm nào càng ở dưới thấp thì áp suất ở đó càng lớn.

Từ (6 - 5) suy ra :

a) Hai điểm trong chất lưu trên cùng một mặt phẳng ngang ($z = z_0$) thì áp suất tương ứng bằng nhau.

b) Mặt thoáng ($p =$ hằng số) của một chất lỏng nằm yên phải là một mặt phẳng ngang ($z =$ hằng số) (nguyên tắc bình thông nhau). Tuy nhiên kết quả này chỉ đúng với các mặt thoáng cỡ trung bình : mặt thoáng của các đại dương uốn cong theo mặt cong của quả đất, mặt thoáng của các chất lưu đựng trong các ống nhỏ do hiện tượng mao dẫn bị trôi lên hay sụt xuống (học trong chương sau).

§3. Động lực học chất lưu lí tưởng

1. Định luật bảo toàn dòng

Khi khảo sát chuyển động của một khối chất lưu quan niệm như một môi trường liên tục, ta có thể xét theo hai cách :

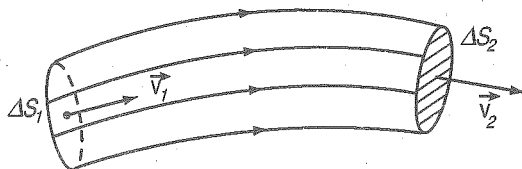
a) Theo dõi từng chất điểm của khối chất lưu : nghiên cứu quỹ đạo, vận tốc, gia tốc của từng chất điểm ấy ;

b) Lấy một vị trí M xác định trong khối chất lưu và xét các chất điểm khác nhau chuyển qua vị trí M tại những thời điểm khác nhau. Tại mỗi thời điểm t , vận tốc của chất điểm của khối chất lưu chuyển qua M là $\vec{v}$. Nói chung $\vec{v}$ là một hàm số của vị trí M và của thời gian t :

$$\vec{v} = \vec{v}(M, t)$$

Nếu $\vec{v}$ chỉ phụ thuộc vị trí M mà không phụ thuộc t ta nói chất lưu chuyển động dừng. Trong chương này ta chỉ xét chuyển động dừng của chất lưu.

Quỹ đạo của các chất điểm của chất lưu chuyển động được gọi là các đường dòng, đó là những đường cong mà tiếp tuyến tại mỗi điểm có phương trùng với phương của vectơ vận tốc của chất điểm của chất lưu tại điểm ấy. Các đường dòng tựa trên một đường cong kín tạo thành một ống dòng - khi chất lưu chuyển động trong một cái ống thì bản thân ống đó là một ống dòng.



Hình 6-3

Xét chất lưu chuyển động trong một ống dòng rất nhỏ (h.6-3) : gọi ΔS_1 và ΔS_2 là 2 tiết diện thẳng bất kì của ống dòng ấy.

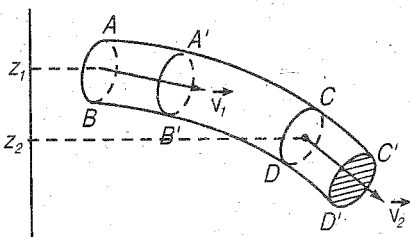
Trong một đơn vị thời gian, lượng chất lưu chảy qua ΔS_1 và ΔS_2 (lưu lượng) là $\Delta S_1 v_1$ và $\Delta S_2 v_2$, v_1 và v_2 lần lượt là vận tốc chuyển động của chất lưu tại vị trí ΔS_1 và ΔS_2 (có phương lần lượt vuông góc với ΔS_1 và ΔS_2). Vì chất lưu lí tưởng, nghĩa là hoàn toàn không nén được, nên khối lượng chất lưu chứa trong ống dòng giới hạn bởi 2 tiết diện ΔS_1 và ΔS_2 là không đổi, do đó lưu lượng chất lưu chuyển qua ΔS_1 và ΔS_2 phải bằng nhau

$$v_1 \Delta S_1 = v_2 \Delta S_2 \quad (6-6)$$

Công thức trên đây biểu thị định luật bảo toàn dòng chất lưu.

Hệ quả. Vì trong một ống dòng, tích $v \Delta S$ không đổi nên v và ΔS tỉ lệ nghịch với nhau : ΔS càng nhỏ thì v càng lớn và ngược lại.

2. Định luật Becnuli (định luật cơ bản của động lực học chất lưu lí tưởng). Xét một khối chất lưu ABCD chuyển động trong một ống dòng nhỏ giới hạn bởi hai tiết diện $(AB) = \Delta S_1$ và $(CD) = \Delta S_2$, dưới tác dụng của trọng trường đều của quả



Hình 6-4

đất, gọi v_1 và v_2 lần lượt là vận tốc chất lưu tại (AB) và (CD), z_1 và z_2 là các độ cao của 2 vị trí (AB) và (CD). Trong khoảng thời gian Δt , khối chất lưu ABCD chuyển đến vị trí A'B'C'D'. Vì ở đây không có lực ma sát (chất lưu lí tưởng) nên công của áp lực sẽ bằng độ

biến thiên cơ năng của khối chất lưu. Áp lực tại (AB) là $p_1 \Delta S_1$, tại (CD) là $p_2 \Delta S_2$ công của áp lực tác dụng lên khối chất lưu trong quá trình chuyển động

$$ABCD \rightarrow A'B'C'D'$$

là

$$\mathcal{A} = (p_1 \Delta S_1) \cdot \overline{AA'} - (p_2 \Delta S_2) \overline{CC'} ;$$

Độ biến thiên cơ năng W của khối chất lưu trong quá trình ấy là

$$\Delta W = W_{A'B'C'D'} - W_{ABCD} ;$$

nhưng (ABCD) và (A'B'C'D') có phần chung là (A'B'CD), vậy có thể viết

$$\Delta W = W_{CDC'D'} - W_{ABA'B'} ,$$

$$\text{trong đó } W_{CDC'D'} = \frac{1}{2} \rho (\Delta S_2 \cdot \overline{CC'}) v_2^2 + \rho (\Delta S_2 \cdot \overline{CC'}) g z_2 ;$$

$$W_{ABA'B'} = \frac{1}{2} \rho (\Delta S_1 \cdot \overline{AA'}) v_1^2 + \rho (\Delta S_1 \cdot \overline{AA'}) g z_1 .$$

Thay các biểu thức tìm được vào phương trình

$$\Delta W = \mathcal{A} ,$$

và chú ý rằng do tính không nén được của chất lưu : $\Delta S_1 \cdot \overline{AA'} = \Delta S_2 \overline{CC'}$, ta được phương trình sau

$$\frac{1}{2} \rho v_2^2 + \rho g z_2 = \left(\frac{1}{2} \rho v_1^2 + \rho g z_1 \right) = p_1 - p_2 ;$$

$$p_2 + \frac{1}{2}\rho v_2^2 + \rho g Z_2 = p_1 + \frac{1}{2}\rho v_1^2 + \rho g Z_1 \quad (6-7)$$

là phương trình Becnuli - phương trình cơ bản của động lực học chất lưu lí tưởng trong trọng trường đều.

Nói cách khác khi một chất lưu lí tưởng chuyển động trong trọng trường đều thì

$$p + \frac{1}{2}\rho v^2 + \rho g z = \text{không đổi} \quad (6-8)$$

3. Vài hệ quả của phương trình Becnuli

a) Trường hợp chất lưu chảy trong một ống nằm ngang $z_2 = z_1$

$$p_1 + \frac{1}{2}\rho v_1^2 = p_2 + \frac{1}{2}\rho v_2^2$$

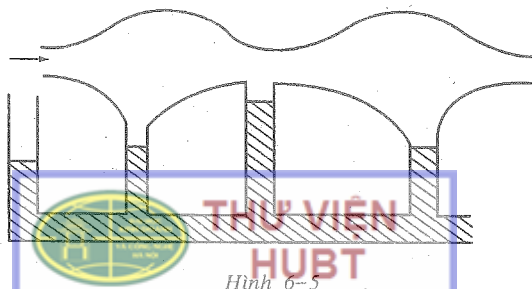
Gọi tiết diện của ống tại 2 vị trí (1) và (2) lần lượt là S_1 và S_2 , lưu lượng chất lưu trong ống không đổi và bằng

$$Q = v_1 S_1 = v_2 S_2$$

Phương trình trên có thể viết

$$p_1 + \frac{1}{2}\rho \frac{Q^2}{S_1^2} = p_2 + \frac{1}{2}\rho \frac{Q^2}{S_2^2} \quad (6-9)$$

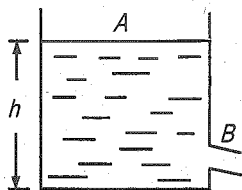
Nếu $S_1 \geq S_2$ từ phương trình trên rút ra $p_1 > p_2$.



Vậy khi chất lưu chuyển động trong một ống nằm ngang có tiết diện thay đổi thì *chỗ nào tiết diện lớn, áp suất cũng lớn và ngược lại* (hiện tượng Venturi).

Thí nghiệm sau đây minh họa hiện tượng trên :

b) Công thức Toricelli



Hình 6-6

Một bình đầy rộng chứa một chất lỏng ; gần đáy bình có một lỗ nhỏ, tại đó có một dòng chất lỏng chảy ra. Ta hãy tính vận tốc chảy ra của chất lỏng tại đó. Tại một thời điểm t gọi h là độ cao của chất lỏng trung bình, ta áp dụng phương trình Becnuli cho 2 vị trí : A trên mặt chất lỏng và B tại chỗ chất lỏng chảy ra (h.6-6).

$$p_A + \frac{1}{2}\rho v_A^2 + \rho g z_A = p_B + \frac{1}{2}\rho v_B^2 + \rho g z_B.$$

Vì A và B đều trong khí quyển không cách xa nhau nên $p_A = p_B =$ áp suất khí quyển ; mặt khác vì mặt thoáng rộng nên vận tốc chảy ở A nhỏ $v_A \approx 0$. Vậy ta có

$$\rho g z_A = \frac{1}{2}\rho v_B^2 + \rho g z_B ;$$

$$v^2 = 2gh ,$$

(6-10)

trong đó $v = v_B$ và $h = z_A - z_B$.

§4. Hiện tượng nội ma sát (nhớt)

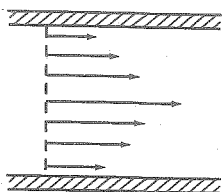
Trong mục này ta nghiên cứu chuyển động của chất lưu thực.

1. Hiện tượng nội ma sát và định luật Niuton

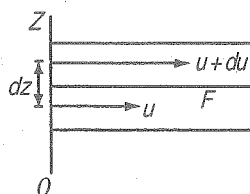
Giả sử có một dòng chất lưu chuyển động theo một hướng xác định Ox trong một môi trường có những vật cản ; khi đó

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 khác nhau. Thí dụ 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.

Thực nghiệm chứng tỏ rằng lực nội ma sát F giữa hai lớp chất lưu vuông góc với Oz có cường độ tỉ lệ với độ biến thiên của vận tốc định hướng u theo phương z và tỉ lệ với diện tích tiếp xúc ΔS giữa hai lớp khí (h.6-8).



Hình 6-7



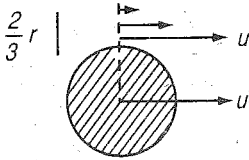
Hình 6-8

$$\Delta F = \eta \frac{du}{dz} \Delta S, \quad (6-11)$$

η là một hệ số tỉ lệ gọi là hệ số nội ma sát hay hệ số nhớt. Công thức (6-11) gọi là định luật Niuton. Trong hệ đơn vị SI, hệ số nội ma sát η tính ra $\text{Ns/m}^2 = \text{kg/ms}$.

2. 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. Do có hiện tượng



Hình 6-9

nội ma sát, quả cầu lôi kéo một lớp chất lưu ở gần mặt của nó chuyển động theo. Thực nghiệm chứng tỏ rằng 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 $\frac{2}{3}r$ vận tốc ấy bằng 0. Vậy có thể tính độ biến thiên của u theo z :

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

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

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

$$F = 6\pi\eta ru. \quad (6-12)$$

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

CHƯƠNG 7

THUYẾT TƯƠNG ĐỐI HỢP ANHXTANH (EINSTEIN)

§1. Khái niệm mở đầu

Trong một thời gian dài, cơ học Niuton, hay còn gọi là cơ học cổ điển, đã chiếm một địa vị thống trị trong sự phát triển của khoa học. Trên cơ sở của cơ học Niuton, đã hình thành

những quan niệm về không gian, thời gian và vật chất. Theo những quan niệm đó thì không gian, thời gian và vật chất không phụ thuộc vào chuyển động, cụ thể là khoảng thời gian của một hiện tượng xảy ra, kích thước của một vật và khối lượng của nó đều như nhau trong mọi hệ quy chiếu đứng yên hay chuyển động. Tóm lại, theo Niuton thời gian không gian là tuyệt đối, không phụ thuộc vào chuyển động, khối lượng của vật là bất biến.

Nhưng đến cuối thế kỉ 19 đầu thế kỉ 20, khoa học và kĩ thuật phát triển rất mạnh, người ta bắt đầu gặp những vật chuyển động nhanh với vận tốc vào cỡ vận tốc ánh sáng c trong chân không ($c = 300.000 \text{ km/s}$) khi đó xuất hiện sự mâu thuẫn với các quan điểm của cơ học Niuton, cụ thể là : không gian, thời gian, khối lượng m đều phụ thuộc vào chuyển động. Những khó khăn đó, cơ học Niuton không giải quyết được. Từ đó rút ra kết luận là : cơ học Niuton chỉ áp dụng được cho các vật chuyển động với vận tốc nhỏ so với vận tốc ánh sáng ($v \ll c$). Như vậy, cần phải xây dựng một môn cơ học tổng quát hơn áp dụng được cho cả các vật chuyển động với vận tốc v vào cỡ c và coi trường hợp các vật chuyển động với vận tốc $v \ll c$ như một trường hợp giới hạn. Đó là môn cơ học tương đối tính hay còn gọi là *thuyết tương đối hẹp Anhxtanh*.

§2. Các tiên đề Anhxtanh

Để xây dựng nên thuyết tương đối của mình, năm 1905 Anhxtanh đã đưa ra hai nguyên lí sau :

1. Nguyên lí tương đối

Mọi định luật vật lí đều như nhau trong các hệ quy chiếu quán tính.

2. Nguyên lí về sự bất biến của vận tốc ánh sáng

Vận tốc ánh sáng trong chân không đều bằng nhau đối với mọi hệ quán tính. Nó có giá trị bằng $c = 3.10^8 \text{ m/s}$ và là giá trị vận tốc cực đại trong tự nhiên.

Ở đây cần phân biệt với nguyên lý tương đối Galilê (Galileo) trong cơ học cổ điển. Theo nguyên lý này chỉ các định luật cơ học là bất biến khi chuyển từ một hệ quán tính này sang một hệ quán tính khác. Điều đó có nghĩa là phương trình mô tả một định luật cơ học nào đó, biểu diễn qua tọa độ và thời gian, sẽ giữ nguyên dạng trong tất cả các hệ quán tính. Như vậy nguyên lý tương đối Anhtanh đã mở rộng nguyên lý tương đối Galilê từ các hiện tượng cơ học sang các hiện tượng vật lý nói chung.

Trong cơ học cổ điển Niuton, tương tác được mô tả dựa vào thế năng tương tác. Đó là một hàm của các tọa độ những hạt tương tác. Từ đó suy ra các lực tương tác giữa một chất điểm nào đó với các chất điểm còn lại, tại mỗi thời điểm, chỉ phụ thuộc vào vị trí của các chất điểm tại cùng thời điểm đó. Sự thay đổi vị trí của một chất điểm nào đó trong hệ chất điểm, tương tác sẽ ảnh hưởng ngay tức thời đến các chất điểm khác tại cùng thời điểm. Như vậy tương tác được truyền đi tức thời. Nếu chia khoảng cách giữa hai chất điểm cho thời gian truyền tương tác Δt ($\Delta t = 0$, vì là truyền tức thời) ta sẽ thu được vận tốc truyền tương tác. Từ đó suy ra rằng trong cơ học cổ điển vận tốc truyền tương tác lớn vô hạn.

Tuy nhiên thực nghiệm đã chứng tỏ, trong tự nhiên không tồn tại những tương tác tức thời. Nếu tại một chất điểm nào đó của hệ chất điểm có xảy ra một sự thay đổi nào đó, thì sự thay đổi này chỉ ảnh hưởng tới một chất điểm khác của hệ sau một khoảng thời gian Δt nào đó ($\Delta t > 0$). Như vậy vận tốc truyền tương tác có giá trị hữu hạn. Theo thuyết tương đối của Anhtanh vận tốc truyền tương tác là như nhau trong tất cả các hệ quán tính. Nó là một hằng số phổ biến. Thực nghiệm chứng tỏ vận tốc không đổi này là cực đại và bằng vận tốc truyền ánh sáng c trong chân không ($c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$). Trong thực tế hàng ngày chúng ta thường gặp các vận tốc rất nhỏ so với vận tốc ánh sáng ($v \ll c$) do đó trong cơ học cổ điển ta có thể coi vận tốc truyền tương tác là vô hạn mà vẫn thu được những kết quả đủ chính xác. Như vậy về mặt hình thức có thể chuyển từ thuyết tương đối Anhtanh sang cơ học cổ điển bằng cách cho $c \rightarrow \infty$ ở trong các công thức của cơ học tương đối tính.

§3. Động học tương đối tính - Phép biến đổi Loren (Lorentz)

1. Sự mâu thuẫn của phép biến đổi Galilê với thuyết tương đối Anhtanh

Theo các phép biến đổi Galilê, thời gian diễn biến của một quá trình vật lí trong các hệ quy chiếu quán tính K và K' đều như nhau.

$$t = t'.$$

Khoảng cách giữa hai điểm 1 và 2 nào đó đo trong các hệ K và K' đều bằng nhau

$$\Delta l = x_2 - x_1 = \Delta l' = x'_2 - x'_1,$$

(các đại lượng có dấu phẩy đều được xét trong hệ K').

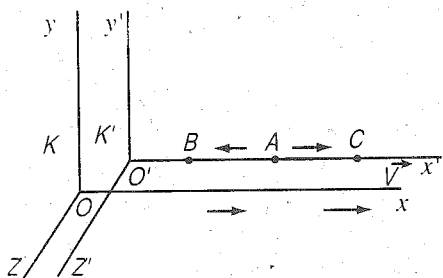
Vận tốc tuyệt đối v của chất điểm bằng tổng vectơ các vận tốc tương đối v' và vận tốc theo V của hệ quán tính K' đối với hệ K

$$v = v' + V. \quad (7-1)$$

Tất cả những kết quả đó đều đúng đối với các chuyển động chậm ($v \ll c$). Nhưng rõ ràng là chúng mâu thuẫn với các tiên đề của thuyết tương đối Anhtanh. Thực vậy theo thuyết tương đối thời gian không có tính chất tuyệt đối, khoảng thời gian diễn biến của một quá trình vật lí phụ thuộc vào các hệ quy chiếu. Đặc biệt các hiện tượng xảy ra đồng thời ở trong hệ quán tính này sẽ không xảy ra đồng thời ở trong hệ quán tính khác. Để minh họa chúng ta xét một thí dụ sau :

Giả sử có hai hệ quán tính K và K' với các trục tọa độ tương ứng x, y, z và x', y', z' ; hệ K' chuyển động thẳng đều với vận tốc V so với hệ K theo phương x (h.7-1)

Từ một điểm A bất kì, trên trục x' có đặt một bóng đèn phát tín hiệu sáng theo hai phía ngược nhau của trục x . Đối với hệ K' bóng đèn là đứng yên vì nó cũng chuyển động với hệ K'. Do vận tốc tín hiệu sáng truyền theo mọi phương đều bằng c , nên ở trong hệ K' các tín hiệu sáng sẽ tới các điểm B



Hình 7-1

và C ở cách đều A cùng một lúc. Nhưng các tín hiệu sáng tới các điểm B và C sẽ xảy ra không đồng thời ở trong hệ K. Thực vậy theo nguyên lý tương đối Anhxtanh vận tốc truyền của tín hiệu sáng ở trong hệ K' vẫn bằng c . Nhưng vì đối với hệ K, điểm B chuyển động đến gặp tín

hiệu sáng gửi từ A đến B còn điểm C chuyển động ra xa khỏi tín hiệu gửi từ A đến C, do đó ở trong hệ K tín hiệu sáng sẽ tới điểm B sớm hơn.

Định luật cộng vận tốc (7-1), hệ quả của nguyên lý tương đối Galilê cũng không áp dụng được ở đây. Thực vậy theo nguyên lý này vận tốc truyền của ánh sáng theo chiều dương của trục x sẽ bằng $c + V$, và theo chiều âm của trục x sẽ bằng $c - V$. Điều đó mâu thuẫn với thuyết tương đối Anhxtanh.

2. Phép biến đổi Loren

Qua trên ta nhận thấy, phép biến đổi Galilê không thoả mãn các yêu cầu của thuyết tương đối. Phép biến đổi các toạ độ không gian và thời gian khi chuyển từ hệ quán tính này sang hệ quán tính khác, thoả mãn các yêu cầu thuyết tương đối Anhxtanh, do Loren tìm ra được mang tên ông. Để cụ thể ta xét hai hệ quán tính K và K' nói trên. Giả sử lúc đầu hai gốc O và O' của hai hệ trùng nhau, hệ K' chuyển động so với K với vận tốc v theo phương x . Gọi $xyzt$ và $x'y'z't'$ là các toạ độ không gian và thời gian lần lượt xét trong các hệ K và K'. Vì theo thuyết tương đối thời gian không có tính chất tuyệt đối mà trái lại phụ thuộc vào hệ quy chiếu nên thời gian trôi đi trong hai hệ sẽ khác nhau, nghĩa là :

$$t \neq t'.$$

Giả sử tọa độ x' liên hệ với x và t theo phương trình :

$$x' = f(x, t). \quad (7-2)$$

Để tìm dạng của phương trình $f(x, t)$ chúng ta viết phương trình chuyển động của các gốc tọa độ O và O' ở trong hai hệ K và K' . Đối với hệ K , gốc O' chuyển động với vận tốc V . Ta có

$$x - Vt = 0 \quad (7-3)$$

trong đó x là tọa độ của gốc O' xét với hệ K . Còn đối với hệ K' gốc O' là đứng yên. Tọa độ x' của nó trong hệ K' bao giờ cũng bằng không. Ta có :

$$x' = 0.$$

Muốn cho phương trình (7-2) áp dụng đúng cho hệ K' , nghĩa là khi thay $x' = 0$ vào (7-2) ta phải thu được (7-3), thì $f(x, t)$ chỉ có thể khác $(x - Vt)$ một số nhân α nào đó

$$x' = \alpha(x - Vt). \quad (7-4)$$

Đối với hệ K' gốc O chuyển động với vận tốc $-V$. Nhưng đối với hệ K gốc O là đứng yên. Lập luận tương tự như trên ta có

$$x = \beta(x' + Vt'), \quad (7-5)$$

trong đó β là hệ số nhân.

Theo tiên đề thứ nhất của Anhtanh mọi hệ quán tính đều tương đương nhau, nghĩa là từ (7-4) có thể suy ra (7-5) và ngược lại bằng cách thay thế $V \rightarrow -V$, $x' \rightleftharpoons x$, $t' \rightleftharpoons t$. Ta dễ dàng rút ra : $\alpha = \beta$.

Theo tiên đề thứ hai, ta có trong hệ K và K' :

nếu $x = ct$ thì $x' = ct'$, thay các biểu thức này vào (7-4) và (7-5) ta thu được :



$$\alpha = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} \quad (7-6)$$

TÀI LIỆU PHỤC VỤ THAM KHẢO NỘI BỘ

Như vậy ta có

$$x' = \frac{x - Vt}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}, \quad x = \frac{x' + Vt'}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}},$$

và

$$t' = \frac{t - \frac{V}{c^2}x}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}, \quad t = \frac{t' + \frac{V}{c^2}x'}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}.$$

Vì hệ K' chuyển động dọc theo trục x nên rõ ràng là $y = y'$ và $z = z'$. Tóm lại ta thu được công thức biến đổi Lorentz :

$$x' = \frac{x - Vt}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}; y' = y; z' = z; t' = \frac{t - \frac{V}{c^2}x}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} \quad (7-7)$$

cho phép biến đổi toạ độ và thời gian từ hệ K sang hệ K' và

$$x = \frac{x' + Vt'}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}; y = y'; z = z'; t = \frac{t' + \frac{V}{c^2}x'}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} \quad (7-8)$$

cho phép biến đổi toạ độ và thời gian từ hệ K' sang hệ K . Các công thức (7-7) (7-8) được gọi là phép biến đổi Lorentz. Qua đó ta thấy được mối liên hệ mật thiết giữa không gian và thời gian.

Từ các kết quả trên ta nhận thấy rằng khi $c \rightarrow \infty$ hay khi $\frac{V}{c} \rightarrow 0$ thì các công thức (7-7), (7-8) sẽ chuyển thành :

$$\begin{aligned} x' &= x - Vt; y' = y; z' = z; t' = t; \\ x &= x' + Vt'; y = y'; z = z'; t = t'; \end{aligned}$$

nghĩa là chuyển thành các công thức của phép biến đổi Galilê. Điều kiện $c \rightarrow \infty$ tương ứng với quan niệm tương tác tức thời, điều kiện thứ hai $\frac{V}{c} \rightarrow 0$ tương ứng với sự gần đúng cổ điển.

Khi $V > c$, trong các công thức trên các tọa độ x, t trở nên ảo, điều đó chứng tỏ không thể có các chuyển động với vận tốc lớn hơn vận tốc ánh sáng c . Cũng không thể dùng hệ quy chiếu chuyển động với vận tốc bằng vận tốc ánh sáng, vì khi đó mẫu số trong các công thức (7-7) (7-8) sẽ bằng không.

§4. Các hệ quả của phép biến đổi Lorentz

1. Khái niệm về tính đồng thời và quan hệ nhân quả

Giả sử rằng ở trong hệ quán tính K có hai hiện tượng (hoặc còn gọi là biến cố); hiện tượng $A_1 (x_1, y_1, z_1, t_1)$ và hiện tượng $A_2 (x_2, y_2, z_2, t_2)$ với $x_2 \neq x_1$. Chúng ta hãy tìm khoảng thời gian $t_2 - t_1$ giữa hai hiện tượng đó trong hệ K' , chuyển động với vận tốc V dọc theo trục x . Từ các công thức biến đổi Lorentz ta thu được :

$$t'_2 - t'_1 = \frac{t_2 - t_1 - \frac{V}{c^2}(x_2 - x_1)}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} \quad (7-9)$$

Từ đó suy ra rằng các hiện tượng xảy ra đồng thời ở trong hệ K ($t_1 = t_2$) sẽ không đồng thời ở hệ K' và $t'_2 - t'_1 \neq 0$ chỉ có một trường hợp ngoại lệ là khi cả hai biến cố xảy ra đồng thời tại những điểm có cùng giá trị của x (tọa độ y có thể khác nhau).

Như vậy khái niệm đồng thời chỉ là một khái niệm tương đối, hai biến cố có thể đồng thời ở trong một hệ quy chiếu này nói chung có thể không đồng thời ở trong một hệ quy chiếu khác.

Công thức (7-9) cũng chứng tỏ rằng đối với các biến cố đồng thời trong hệ K , dấu của $t'_2 - t'_1$ được xác định bởi dấu của

biểu thức $(x_2 - x_1) V$. Do đó, trong các hệ quán tính khác nhau (với các giá trị khác nhau của V), hiệu $t'_2 - t'_1$ sẽ không những khác nhau về độ lớn mà còn khác nhau về dấu. Điều đó có nghĩa là thứ tự của các biến cố A_1 và A_2 có thể bất kì (A_1 có thể xảy ra trước A_2 hoặc ngược lại).

Tuy nhiên điều vừa trình bày không được xét cho các biến cố có *liên hệ nhân quả* với nhau. Liên hệ nhân quả là một liên hệ giữa nguyên nhân và kết quả. Nguyên nhân bao giờ cũng xảy ra trước kết quả, quyết định sự ra đời của kết quả. Thí dụ : một viên đạn được bắn ra (nguyên nhân), viên đạn trúng đích (kết quả). Thứ tự của các biến cố có quan hệ nhân quả bao giờ cũng được bảo đảm trong mọi hệ quán tính. Nguyên nhân xảy ra trước, kết quả xảy ra sau. Ta xét chi tiết hơn thí dụ vừa nêu. Gọi $A_1 (x_1 t_1)$ là biến cố - viên đạn được bắn ra, và $(A_2 x_2 t_2)$ là biến cố - viên đạn trúng đích. Coi hai biến cố đều xảy ra trên trục x . Trong hệ K , $t_2 > t_1$. Gọi v là vận tốc viên đạn và giả sử $x_2 > x_1$, ta có :

$$x_1 = vt_1, x_2 = vt_2.$$

Thay biểu thức này vào (7-9) ta thu được :

$$t'_2 - t'_1 = \frac{(t_2 - t_1) \left[1 - \frac{Vv}{c^2} \right]}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}.$$

Ta luôn có $v < c$, do đó nếu $t_2 > t_1$ thì ta cũng có $t'_2 > t'_1$. Nghĩa là trong cả hai hệ K và K' bao giờ biến cố viên đạn trúng đích cũng xảy ra sau biến cố viên đạn được bắn ra ; thứ tự nhân quả bao giờ cũng được tôn trọng.

2. Sự co ngắn Loren

Bây giờ dựa vào các công thức (7-7) hoặc (7-8) chúng ta so sánh độ dài của một vật và khoảng thời gian của một quá trình ở trong hai hệ K và K' .

Giả sử có một thanh đứng yên trong hệ K' đặt dọc theo trục x' , độ dài của nó trong hệ K' bằng

$$l_0 = x'_2 - x'_1,$$

gọi l là độ dài của nó đo trong hệ K . Muốn vậy ta phải xác định vị trí các đầu của thanh trong hệ K tại cùng thời điểm. Từ phép biến đổi Lorentz ta viết được :

$$x'_2 = \frac{x_2 - \frac{V}{c^2} t_2}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}; \quad x'_1 = \frac{x_1 - \frac{V}{c^2} t_1}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}$$

Trừ hai đẳng thức trên vế với vế và chú ý rằng $t_2 = t_1$ ta được :

$$x'_2 - x'_1 = \frac{x_2 - x_1}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}};$$

Suy ra : $l = l_0 \sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}} \quad (7-10)$

Vậy "Độ dài (đọc theo phương chuyển động) của thanh trong hệ quy chiếu mà thanh chuyển động ngắn hơn độ dài của thanh ở trong hệ mà thanh đứng yên".

Nói một cách khác, khi vật chuyển động, kích thước của nó bị co ngắn theo phương chuyển động.

Thí dụ quả đất chuyển động quanh Mặt Trời với vận tốc $v = 30 \text{ km/s}$, đường kính của nó ($\approx 12700 \text{ km}$) chỉ co ngắn $6,5 \text{ cm}$). Nhưng nếu một vật có vận tốc gần bằng vận tốc ánh sáng $V = 260000 \text{ km/s}$ thì

$$\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}} \approx 0,5.$$

Khi đó $l' = 0,5 l_0$ kích thước của vật sẽ bị co ngắn đi một nửa. Nếu quan sát một vật hình hộp vuông chuyển động với vận tốc V lớn như vậy ta sẽ thấy nó có dạng một hình hộp chữ nhật, một khối cầu chuyển động nhanh như vậy ta sẽ thấy nó có dạng một elipxôit tròn xoay.

Như vậy kích thước của một vật sẽ khác nhau tùy thuộc vào chỗ ta quan sát nó ở trong hệ đứng yên hay chuyển động. Điều đó nói lên tính chất của không gian trong các hệ quy chiếu đã thay đổi. Nói một cách khác không gian có tính chất tương đối. Nó phụ thuộc vào chuyển động. Trường hợp vận tốc của chuyển động nhỏ ($V \ll c$) từ công thức (7-10) ta trở lại kết quả trong cơ học cổ điển, ở đây không gian được coi là tuyệt đối, không phụ thuộc vào chuyển động.

Cũng từ các công thức biến đổi Loren chúng ta tìm được khoảng thời gian của một quá trình đó trong hai hệ K và K'. Giả sử có một đồng hồ đứng yên trong hệ K'. Ta xét hai biến cố xảy ra tại cùng một điểm A có các toạ độ $x'y'z'$ trong hệ K'. Khoảng thời gian giữa hai biến cố trên trong hệ K' bằng $\Delta t' = t'_2 - t'_1$. Bây giờ chúng ta tìm khoảng thời gian giữa hai biến cố trên ở hệ K. Ta viết được :

$$t_2 = \frac{t'_2 + \frac{V}{c^2}x'}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}; \quad t_1 = \frac{t'_1 + \frac{V}{c^2}x'}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}.$$

Từ đó rút ra :

$$\Delta t = t_2 - t_1 = \frac{t'_2 - t'_1}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}},$$

$$\text{hay} \quad \Delta t' = \Delta t \sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}} < \Delta t. \quad (7-11)$$

Kết quả đó được phát biểu như sau : "khoảng thời gian $\Delta t'$ của một quá trình trong hệ K' chuyển động bao giờ cũng nhỏ hơn khoảng thời gian Δt xảy ra của cùng quá trình đó trong hệ K đứng yên. Nếu trong hệ K' chuyển động có gắn một đồng hồ và trong hệ K cũng gắn một đồng hồ, thì khoảng thời gian của cùng một quá trình xảy ra được ghi trên đồng hồ của hệ K' sẽ nhỏ hơn khoảng thời gian ghi trên đồng hồ của hệ K.

Ta có thể nói "đồng hồ chuyển động chạy chậm hơn đồng hồ đứng yên". Như vậy khoảng thời gian để xảy ra một quá trình sẽ khác nhau tùy thuộc vào chỗ ta quan sát quá trình đó ở trong hệ đứng yên hay chuyển động.

Điều đó nói lên tính chất của khoảng thời gian trong các hệ quán tính đã thay đổi. Nói cách khác khoảng thời gian có tính chất tương đối. Nó phụ thuộc vào chuyển động. Trường hợp vận tốc của chuyển động rất nhỏ $V \ll c$, từ công thức (7-11) ta có $\Delta t' \approx \Delta t$, ta trở lại kết quả trong cơ học cổ điển, ở đây khoảng thời gian được coi là tuyệt đối không phụ thuộc vào chuyển động. Nhưng nếu v càng lớn thì $\Delta t'$ càng nhỏ so với Δt .

Nếu khoảng thời gian $\Delta t'$ xảy ra trên con tàu chuyển động là 6 phút thì khoảng thời gian Δt xảy ra trong hệ quán tính gắn với mặt đất là 10 phút. Nếu $V = 260000 \text{ km/s}$ thì

$\Delta t' = \frac{1}{2} \Delta t$, khoảng thời gian để xảy ra một quá trình nếu tính

trong hệ con tàu chuyển động là 5 năm thì ở trong hệ quy chiếu gắn liền với mặt đất khoảng thời gian tương ứng đã trôi đi là 10 năm. Đặc biệt nếu nhà du hành ngồi trên một con tàu chuyển động với vận tốc rất gần với vận tốc ánh sáng

$V = 299960 \text{ km/s}$ (khi đó $\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}} \approx 10^{-2}$) trong mười năm

để tới một hành tinh rất xa thì trên Trái Đất đã 1000 năm trôi qua và nếu nhà du hành lại ngồi trên con tàu đó để trở về đến Trái Đất, người đó mới già thêm 20 tuổi, nhưng trên Trái Đất đã 2000 năm trôi qua.

Có một điểm cần chú ý ở đây là để đạt tới vận tốc lớn như vậy, cần phải tốn rất nhiều năng lượng, mà hiện nay con người chưa thể đạt được. Nhưng sự trôi chậm của thời gian do hiệu ứng của thuyết tương đối thì đã được thực nghiệm xác nhận.

3. Định lý tổng hợp vận tốc

Giả sử u là vận tốc của một chất điểm đối với hệ O ; u' là vận tốc của cùng chất điểm đó đối với hệ O' . Ta hãy tìm định lý tổng hợp vận tốc liên hệ giữa u và u' .

Từ (7-7) ta có :

$$dx' = \frac{dx - Vdt}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}, dt' = \frac{dt - \frac{V}{c^2}dx}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}$$

Vậy :

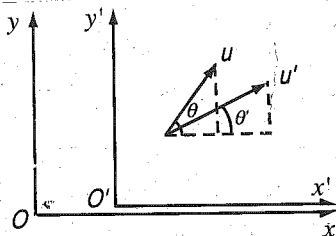
$$u'_x = \frac{dx'}{dt'} = \frac{dx - Vdt}{dt - \frac{V}{c^2}dx} = \frac{u_x - V}{1 - \frac{V}{c^2}u_x} \quad (7-12)$$

Tương tự, ta thu được

$$u'_y = \frac{u_y \sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}{1 - \frac{V}{c^2}u_x}, u'_z = \frac{u_z \sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}{1 - \frac{V}{c^2}u_x} \quad (7-13)$$

Các công thức (7-12) và (7-13) chính là các công thức biểu diễn định lý tổng hợp vận tốc trong thuyết tương đối. Từ các công thức này ta có thể suy ra tính bất biến của vận tốc ánh sáng trong chân không đối với các hệ quán tính. Thực vậy, nếu $u_x = c$, thì từ (7-12) ta tìm được :

$$u'_x = \frac{c - V}{1 - \frac{V}{c^2}c} = c.$$



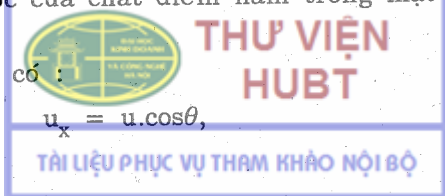
Hình 7-2.

Sơ đồ biểu diễn các thành phần của vận tốc của chất điểm.

Ta hãy tìm công thức cho biết sự thay đổi hướng vận tốc khi chuyển từ hệ này sang hệ khác. Ta hãy chọn các trục tọa độ sao cho lúc đang xét vận tốc của chất điểm nằm trong mặt phẳng xOy (h.7-2).

Theo hình vẽ ta có :

$$u_x = u \cdot \cos \theta,$$



$$\begin{aligned}u_y &= u \cdot \sin \theta, \\u'_x &= u' \cdot \cos \theta', \\u'_y &= u' \cdot \sin \theta'.\end{aligned}$$

Từ (7-12) và (7-13) ta rút ra các biểu thức :

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{u' \sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}} \cdot \sin \theta'}{u' \cdot \cos \theta + V}, \quad \sin \theta = \frac{u' \sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}} \cdot \sin \theta'}{u \left(1 + \frac{V}{c^2} u' \cdot \cos \theta' \right)} \quad (7-14)$$

Các công thức này cho biết sự thay đổi hướng của vận tốc khi chuyển hệ quy chiếu. Dựa vào công thức (7-14) ta có thể giải thích được hiện tượng quang sai ánh sáng, nghĩa là hiện tượng lệch tia sáng khi chuyển từ hệ quy chiếu này sang hệ quy chiếu khác. Trong trường hợp này : $u = u' = c$, công thức (7-14) có dạng :

$$\sin \theta = \frac{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}} \cdot \sin \theta'}{1 + \frac{V}{c} \cdot \cos \theta'}.$$

Nếu $v \ll c$, thì : $\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}} \approx 1,$

$$\left(1 + \frac{V}{c} \cos \theta' \right)^{-1} \approx 1 - \frac{V}{c} \cdot \cos \theta'.$$

Như vậy ta rút ra biểu thức :

$$\sin \theta - \sin \theta' \approx - \frac{V}{c} \sin \theta' \cdot \cos \theta'.$$

Đặt $\Delta \theta = \theta - \theta'$ sử dụng hệ thức lượng giác :

$\sin a - \sin b = -2 \sin \frac{a-b}{2} \cos \frac{a+b}{2}$ và chú ý rằng $\Delta \theta$ khá nhỏ, ta có thể viết biểu thức trên dưới dạng :

$$\Delta \theta = \frac{V}{c} \sin \theta', \quad (7-15)$$

nghĩa là khi chuyển từ hệ quy chiếu này sang hệ quy chiếu khác, vận tốc ánh sáng bị lệch một góc $\Delta \theta$ được xác định bởi (7-15). Góc $\Delta \theta$ gọi là *góc quang sai*, và công thức (7-15) là *công thức quang sai ánh sáng*.

§5. Động lực học tương đối tính

1. Phương trình cơ bản của chuyển động chất điểm

Theo thuyết tương đối, phương trình biểu diễn định luật Niuton thứ hai :

$\vec{F} = m \frac{d\vec{v}}{dt}$ không thể mô tả chuyển động của chất điểm với vận tốc lớn được.

Để mô tả chuyển động, cần phải có phương trình khác tổng quát hơn. Theo TTD phương trình đó có dạng (2-5) :

$$\vec{F} = \frac{d}{dt}(\vec{mv}), \quad (7-16)$$

trong đó khối lượng m của chất điểm bằng :

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad (7-17)$$

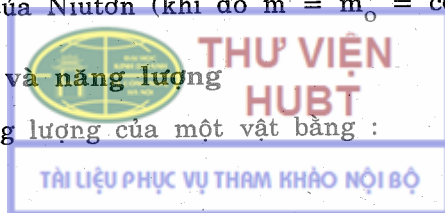
m là khối lượng của chất điểm đó trong hệ mà nó chuyển động với vận tốc v được gọi là *khối lượng tương đối* ; m_0 là khối lượng của cũng chất điểm đó đo trong hệ mà nó đứng yên ($v = 0$) được gọi là *khối lượng nghỉ*.

Ta thấy rằng theo thuyết tương đối, khối lượng của một vật không còn là một hằng số nữa ; nó tăng khi vật chuyển động ; giá trị nhỏ nhất của nó ứng với khi vật đứng yên. Cũng có thể nói rằng : khối lượng có tính tương đối ; nó phụ thuộc hệ quy chiếu.

Phương trình (7-16) bất biến đối với phép biến đổi Loren và trong trường hợp $v \ll c$ nó trở thành phương trình biểu diễn định luật thứ hai của Niuton (khi đó $m = m_0 = \text{const}$).

2. Động lượng và năng lượng

Theo (7-14) động lượng của một vật bằng :



$$\vec{p} = m\vec{v} = \frac{m_0 \vec{v}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (7-18)$$

Khi $v \ll c$, ta thu được biểu thức cổ điển : $\vec{p} = m_0 \vec{v}$. Như vậy, phương trình cơ bản (7-16) có thể viết dưới dạng khác :

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt}$$

Ta hãy tính năng lượng của vật. Theo định luật bảo toàn năng lượng, độ tăng năng lượng của vật bằng công của ngoại lực tác dụng lên vật :

$$dW = dA.$$

Để đơn giản, giả sử ngoại lực $\vec{F}$ cùng phương với chuyển dời $\vec{ds}$. Khi đó :

$$dW = dA = \vec{F} \cdot \vec{ds} = F \cdot ds.$$

Theo (7-16) ta có :

$$dW = \frac{d}{dt} \left[\frac{m_0 v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \right] \cdot ds,$$

$$dW = \left[\frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \cdot \frac{dv}{dt} + \frac{m_0 v^2}{c^2 \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{3/2}} \frac{dv}{dt} \right] \cdot ds.$$

Nhưng :

$$\frac{dv}{dt} \cdot ds = dv \cdot \frac{ds}{dt} = v \cdot dv.$$

Do đó

$$dW = \frac{m_0 \cdot v dv}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \left[1 + \frac{v^2}{c^2 \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)} \right] = \frac{m_0 v dv}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{3/2}}.$$

Mặt khác từ (7-17) ta có :

$$dm = \frac{m_0 \cdot v dv}{c^2 \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{3/2}}$$

So sánh hai biểu thức trên ta rút ra :

$$dW = c^2 \cdot dm,$$

hay : $W = mc^2 + C,$

trong đó C là một hằng số tích phân. Do điều kiện $m = 0$ thì $W = 0$, ta rút ra $C = 0$. Vậy :

$$W = mc^2. \quad (7-19)$$

Hệ thức này thường được gọi là *hệ thức Anhxtanh*.

3. Các hệ quả

a) Từ hệ thức Anhxtanh ta tìm được năng lượng nghỉ của vật nghĩa là năng lượng lúc vật đứng yên ($m = m_0$) :

$$W = m_0 c^2.$$

Lúc vật chuyển động, vật có thêm động năng W_d

$$W_d = mc^2 - m_0 c^2 = m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - 1 \right). \quad (7-20)$$

Biểu thức này khác với biểu thức động năng của vật thường gặp trong cơ học cổ điển. Trong trường hợp $v \ll c$:

$$\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \approx 1 + \frac{1}{2} \cdot \frac{v^2}{c^2}.$$

Do đó : $W_d \approx m_0 c^2 \left(1 + \frac{1}{2} \cdot \frac{v^2}{c^2} - 1 \right) \approx \frac{m_0 v^2}{2}$ ta lại tìm được biểu thức động năng trong cơ học cổ điển.

b) Khi bình phương biểu thức $m_0 c^2$ ta được :

$$m_0^2 c^4 = W^2 \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right) = W^2 - \frac{W^2 v^2}{c^2}.$$

Thay $W = mc^2$ vào biểu thức trên, và chú ý $\vec{p} = m\vec{v}$, ta sẽ được :

$$W^2 = m_0^2 \cdot c^4 + p^2 c^2. \quad (7-21)$$

Đó là biểu thức liên hệ giữa năng lượng và động lượng của vật.

c) Ta hãy ứng dụng các kết quả trên vào hiện tượng phân rã hạt nhân. Giả sử một hạt nhân phân rã thành hai hạt thành phần. Theo định luật bảo toàn năng lượng ta có :

$$W = W_1 + W_2,$$

với W là năng lượng của hạt nhân trước khi phân rã, W_1 và W_2 là năng lượng của hai hạt thành phần.

Thay (7-19) vào biểu thức trên ta sẽ được :

$$mc^2 = \frac{m_1 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v_1^2}{c^2}}} + \frac{m_2 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v_2^2}{c^2}}}, \quad (7-22)$$

trong đó, ta đã xem hạt nhân như không chuyển động trước khi phân rã, còn m , m_1 , m_2 là khối lượng nghỉ của các hạt. Vì

$$\frac{m_1 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} > m_1 c^2 \text{ và } \frac{m_2 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} > m_2 c^2, \text{ nên từ (7-22) ta}$$

rút ra :

$$m > m_1 + m_2,$$

nghĩa là khối lượng của hạt nhân trước khi tự phân rã lớn hơn tổng khối lượng của các hạt thành phần.

Theo công thức Anhtanh, phân năng lượng tương ứng với độ hụt của khối lượng này bằng :

$$W = [m - (m_1 + m_2)].c^2 = \Delta m.c^2.$$

Phần năng lượng này thường được toả ra dưới dạng nhiệt và bức xạ.

4. Ý nghĩa triết học của hệ thức Anhxtanh

Nhiều nhà vật lí duy tâm đã lợi dụng hệ thức Anhxtanh về sự tương đương giữa khối lượng và năng lượng để làm sống lại thuyết "năng lượng học". Họ cho rằng khối lượng là số đo lượng vật chất chứa trong vật, như vậy theo hệ thức Anhxtanh vật chất "biến thành" năng lượng. Do đó vật chất dần dần sẽ bị tiêu hủy (!).

Nhưng như chúng ta đã biết, vật chất tồn tại khách quan, khối lượng và năng lượng chỉ là hai đại lượng vật lí đặc trưng cho quán tính và mức độ vận động của vật chất. Không có gì chứng tỏ vật chất mất đi mà tính chất của nó vẫn tồn tại, cho nên điều khẳng định vật chất "biến thành" năng lượng là vô căn cứ. Hệ thức Anhxtanh không phải nối liền vật chất với năng lượng mà nối liền hai tính chất của vật chất : quán tính và mức độ vận động. Hệ thức cho ta thấy rõ, trong điều kiện nhất định, một vật có khối lượng nhất định thì cũng có năng lượng nhất định tương ứng với khối lượng đó.

Thuyết tương đối hẹp của Anhxtanh đã đưa khoa học vật lí tiến lên một bước mới. Về sau, vào năm 1915, Anhxtanh đã phát triển sâu thêm một bước nữa thuyết tương đối và đưa ra thuyết tương đối rộng. Thuyết tương đối rộng áp dụng cho các hệ quy chiếu chuyển động có gia tốc, giúp ta nghiên cứu trường hấp dẫn. Thuyết tương đối rộng giúp ta hiểu một cách sâu sắc hơn sự liên hệ của không gian và thời gian với vật chất trong trường hấp dẫn gây ra bởi một vật khối lượng lớn, không gian "bị cong" đi. Các vật chuyển động theo quán tính trong không gian này không còn chuyển động thẳng nữa, mà chuyển động theo đường cong. Thời gian ở nơi trường hấp dẫn mạnh thì trôi chậm hơn so với thời gian ở nơi trường hấp dẫn yếu.

Nhờ có thuyết tương đối rộng, trong thiên văn người ta đã giải thích được nhiều sự kiện như tia sáng bị cong đi khi đi gần mặt trời, sự dịch chuyển của các vạch quang phổ về phía đỏ do hấp dẫn v.v.

PHẦN THỨ HAI

NHIỆT HỌC

BÀI MỞ ĐẦU*)

Trong phần cơ học ta đã nghiên cứu dạng chuyển động cơ, đó là sự thay đổi vị trí của các vật vĩ mô trong không gian. Khi nghiên cứu chuyển động đó ta chưa chú ý đến những quá trình xảy ra bên trong vật, chưa xét đến những quá trình liên quan đến cấu tạo của vật.

Thực tế có nhiều hiện tượng liên quan đến các quá trình xảy ra bên trong vật ; thí dụ vật có thể nóng chảy hoặc bốc hơi khi bị đốt nóng : vật nóng lên khi ma sát... Những hiện tượng này liên quan đến một dạng chuyển động mới của vật chất, đó là *chuyển động nhiệt*. Chuyển động nhiệt chính là đối tượng nghiên cứu của nhiệt học.

Để nghiên cứu chuyển động nhiệt người ta dùng hai phương pháp :

- *Phương pháp thống kê* : phương pháp này ứng dụng trong phần vật lí phân tử.

Ta biết rằng các chất cấu tạo bởi nguyên tử, phân tử. Phương pháp thống kê phân tích các quá trình xảy ra đối với từng phân tử, nguyên tử riêng biệt rồi đưa vào các quy luật thống kê để

*) Bài này để sinh viên tự đọc

tìm các quy luật chung của cả tập hợp phân tử và giải thích các tính chất của vật. Phương pháp thống kê dựa trên cấu tạo phân tử của các chất, nó cho biết một cách sâu sắc bản chất của hiện tượng. Tuy nhiên, trong một số trường hợp việc ứng dụng phương pháp này tương đối phức tạp.

- *Phương pháp nhiệt động* : phương pháp này được ứng dụng trong phần *nhiệt động học*.

Nhiệt động học là ngành vật lí nghiên cứu điều kiện biến hoá năng lượng từ dạng này sang dạng khác và nghiên cứu những biến đổi đó về mặt định lượng. Phương pháp nhiệt động dựa trên hai nguyên lí cơ bản rút ra từ thực nghiệm gọi là nguyên lí thứ nhất và nguyên lí thứ hai của nhiệt động học. Nhờ các nguyên lí này, không cần chú ý đến cấu tạo phân tử của vật ta cũng có thể rút ra nhiều kết luận về tính chất của các vật trong những điều kiện khác nhau.

Mặc dù có những hạn chế ở chỗ không giải thích sâu sắc bản chất của hiện tượng, nhưng trong nhiều vấn đề thực tế nhiệt động học cho ta cách giải quyết rất đơn giản.

Sau đây ta nhắc lại một số khái niệm cơ bản đã học ở các lớp trung học.

§1. Một số khái niệm

1. Thông số trạng thái và phương trình trạng thái

Khi nghiên cứu một vật nếu thấy tính chất của nó thay đổi ta nói rằng *trạng thái* của vật đã thay đổi. Như vậy các tính chất của một vật biểu hiện trạng thái của vật đó và ta có thể dùng một tập hợp các tính chất để xác định trạng thái của một vật. Mỗi tính chất thường được đặc trưng bởi một đại lượng vật lí và như vậy trạng thái của một vật được xác định bởi một tập hợp xác định các đại lượng vật lí. Các đại lượng vật lí này được gọi là *các thông số trạng thái*.

Trạng thái của một vật được xác định bởi nhiều thông số trạng thái. Tuy nhiên trong số đó chỉ có một số thông số độc

lập với nhau, còn những thông số khác phụ thuộc vào các thông số nói trên. Những hệ thức giữa các thông số trạng thái của một vật gọi là những *phương trình trạng thái* của vật đó.

Để biểu diễn trạng thái của một khối khí nhất định, người ta thường dùng ba thông số trạng thái : thể tích V , áp suất p và nhiệt độ T của khối khí. Thực nghiệm chứng tỏ rằng trong ba thông số đó chỉ có hai thông số độc lập, nghĩa là giữa ba thông số có một liên hệ được biểu diễn bởi một phương trình trạng thái với dạng tổng quát như sau

$$f(p, V, T) = 0. \quad (1)$$

Việc khảo sát dạng cụ thể của phương trình trạng thái là một trong những vấn đề cơ bản của nhiệt học. Sau đây ta hãy xét chi tiết hai thông số : áp suất và nhiệt độ.

2. Khái niệm áp suất và nhiệt độ

a) *Áp suất* : Áp suất là một đại lượng vật lí có giá trị bằng lực nén vuông góc lên một đơn vị diện tích. Nếu kí hiệu F là lực nén vuông góc lên diện tích ΔS thì áp suất p cho bởi

$$p = \frac{F}{\Delta S}. \quad (2)$$

Trong hệ SI đơn vị áp suất là *niuton trên mét vuông* (N/m^2), hay *pátxcan* (Pa). Ngoài ra để đo áp suất, người ta còn dùng các đơn vị sau :

- *atmôtpe kĩ thuật* (gọi tắt là *atmôtpe*) là áp suất bằng

$$9,80665 \cdot 10^4 \approx 9,81 \cdot 10^4 N/m^2,$$

- *milimét thủy ngân* (viết tắt là *mmHg*, còn gọi là *tor*) bằng áp suất tạo bởi trọng lượng cột thủy ngân cao 1mm.

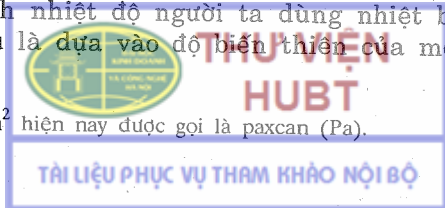
Để đổi các đơn vị ta dùng hệ thức sau :

$$1 \text{at} = 736 \text{mmHg} = 9,81 \cdot 10^4 N/m^2.*)$$

b) *Nhiệt độ* : Nhiệt độ là đại lượng vật lí đặc trưng cho mức độ chuyển động hỗn loạn phân tử của các vật.

Để xác định nhiệt độ người ta dùng nhiệt biểu. Nguyên tắc của nhiệt biểu là dựa vào độ biến thiên của một đại lượng nào

*) Đơn vị N/m^2 hiện nay được gọi là paxcan (Pa).



đầy (chiều dài, thể tích, độ dẫn điện...) khi đốt nóng hoặc làm lạnh rồi suy ra nhiệt độ tương ứng.

Nhiệt biểu thường dùng là nhiệt biểu thủy ngân. Trong nhiệt biểu này nhiệt độ được xác định bởi thể tích một khối thủy ngân nhất định.

Để chia độ một nhiệt biểu thủy ngân người ta nhúng nó vào hơi nước đang sôi ở áp suất 1,033at (bằng áp suất khí quyển ở điều kiện bình thường) và ghi mức thủy ngân là 100. Sau đó nhúng vào nước đá đang tan (cũng ở áp suất 1,033at) và ghi mức thủy ngân là 0. Dem chia đoạn trên thành 100 phần đều nhau, mỗi độ chia tương ứng với một độ. Như vậy ta có một thang nhiệt độ gọi là thang nhiệt độ bách phân (hay thang nhiệt độ Xenxiuyt). Trong thang này, nhiệt độ kí hiệu là $^{\circ}\text{C}$.

Ngoài thang bách phân, còn dùng thang nhiệt độ tuyệt đối (còn gọi là thang nhiệt độ Kelvin) ; mỗi độ chia của thang tuyệt đối bằng một độ chia của thang bách phân nhưng độ không của thang tuyệt đối ứng với $-273,16$ của thang bách phân. Trong thang này, đơn vị nhiệt độ là kelvin, kí hiệu là K.

Gọi T là nhiệt độ trong thang tuyệt đối, t là nhiệt độ trong thang bách phân, ta có công thức :

$$T = t + 273,16. \quad (3)$$

Trong các tính toán đơn giản ta thường lấy :

$$T = t + 273.$$

§2. Các định luật thực nghiệm về chất khí

Nghiên cứu tính chất của các chất khí bằng thực nghiệm, người ta đã tìm ra các định luật nêu lên sự liên hệ giữa hai trong ba thông số áp suất, thể tích và nhiệt độ. Cụ thể người ta xét các quá trình biến đổi trạng thái của một khối khí trong đó một thông số có giá trị được giữ không đổi ; đó là các quá trình :

- a) *dãn nhiệt* : nhiệt độ không đổi,
- b) *dãn tích* : thể tích không đổi.
- c) *dãn áp* : áp suất không đổi.

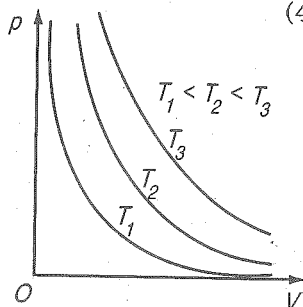
1. Định luật Bôilơ-Mariôt

Bôilơ (1669) và Mariôt (1676) nghiên cứu quá trình đẳng nhiệt của các chất khí, đã tìm ra định luật sau đây :

Trong quá trình đẳng nhiệt của một khối khí, thể tích tỉ lệ nghịch với áp suất, hay nói cách khác : tích số của thể tích và áp suất của khối khí là một hằng số

$$pV = \text{const.} \quad (4)$$

Nếu dùng hệ trục vuông góc OpV thì với một nhiệt độ không đổi, liên hệ giữa áp suất và thể tích của một khối khí nhất định được biểu diễn bằng một đường hypecbôn vuông. Đường hypecbôn đó gọi là đường đẳng nhiệt. Ứng với các nhiệt độ khác nhau ta được các đường đẳng nhiệt khác nhau. Nhiệt độ càng cao, đường đẳng nhiệt càng xa điểm gốc. Tập hợp các đường đẳng nhiệt gọi là họ đường đẳng nhiệt (h. N-1).



Hình N-1
Họ đường đẳng nhiệt.

2. Các định luật Gay-Luytxác

Năm 1800, nghiên cứu các quá trình đẳng tích và đẳng áp của các chất khí Gay- Luytxác đã tìm ra những định luật sau đây :

a) Trong quá trình đẳng tích của một khối khí, áp suất tỉ lệ với nhiệt độ tuyệt đối :

$$\frac{p}{T} = \text{const.} \quad (5)$$

b) Trong quá trình đẳng áp của một khối khí, thể tích tỉ lệ với nhiệt độ tuyệt đối

$$\frac{V}{T} = \text{const.} \quad (6)$$

Trên đồ thị dùng toạ độ V, p đường biểu diễn quá trình đẳng tích là một đường thẳng song song với trục Op ; đường biểu diễn quá trình đẳng áp là một đường thẳng song song với trục OV .

Các phương trình (5) và (6) còn có thể viết dưới dạng :

$$\frac{p}{T} = \frac{p_0}{T_0} \quad (V = \text{const}),$$

và

$$\frac{V}{T} = \frac{V_0}{T_0} \quad (p = \text{const}),$$

trong đó T_0 là một nhiệt độ xác định, còn p_0 và V_0 là áp suất và thể tích khối khí ở nhiệt độ T_0 . Thông thường ta chọn

$$T_0 = 273\text{K} = \frac{1}{a} \text{ khi đó}$$

$$p = p_0 a T \quad (V = \text{const}), \quad (7)$$

$$V = V_0 a T \quad (p = \text{const}). \quad (8)$$

Hệ số a gọi là hệ số dẫn nở nhiệt của chất khí.

3. Giới hạn ứng dụng của các định luật Bôilơ-Mariôt và Gay-Luytxác

Khi thiết lập các định luật trên đây, Bôilơ-Mariôt và Gay-Luytxác, đã nghiên cứu các chất khí ở nhiệt độ và áp suất thông thường của phòng thí nghiệm ; vì vậy các định luật trên chỉ đúng trong những điều kiện đó. Nếu áp suất khí quá lớn hoặc nhiệt độ khí quá thấp, các chất khí không còn tuân theo các định luật đó nữa.

Bảng N-1

p(at)	pV			
	H ₂	O ₂	N ₂	Không khí
1	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000
100	1,0690	1,0690	0,9941	0,9730
200	1,1380	0,9140	1,0183	1,0100
500	1,3565	1,1560	1,3900	1,3400
1000	1,7200	1,7355	2,0685	1,9920

Bảng N-1 cho giá trị thực nghiệm của tích số pV ở nhiệt độ không đổi 0°C. Lúc đầu khối khí có thể tích 1 lít và áp suất 1at. Như vậy tích số pV = 1 và theo định luật Bôilơ-Mariôt khi thay đổi áp suất, tích số đó vẫn luôn luôn không đổi.

Theo bảng trên, trong giới hạn của áp suất từ 1at đến 100at, sự sai lệch so với định luật Bôilơ-Mariôt không lớn ; tích số pV vẫn gần bằng đơn vị. Nhưng khi áp suất từ 500 at trở lên, sự sai lệch rất rõ rệt. Với áp suất 15000at, đối với nitơ, tích số pV sẽ có giá trị gấp 16 lần so với giá trị suy từ định luật Bôilơ-Mariôt.

Thực nghiệm còn chứng tỏ áp suất và thể tích khí không hoàn toàn tỉ lệ bậc nhất với nhiệt độ tuyệt đối. Nghiên cứu hệ số dẫn nở nhiệt của các chất khí người ta thấy nó không phải là hằng số mà phụ thuộc vào khoảng nhiệt độ ta xét. Đối với các chất khí khác nhau hệ số dẫn nở nhiệt có khác nhau. Bảng N-2 cho hệ số dẫn nở nhiệt của không khí ở áp suất 1,3 atmôphe.

Bảng N-2

	Khoảng nhiệt độ			
	0-50°C	0-100°C	0-150°C	0-200°C
a.10 ⁶	3676	3674	3673	3662

Với các nhiệt độ thấp và ở áp suất thông thường, hầu hết các chất khí đều đã hoá lỏng. Lúc đó không thể áp dụng định luật Bôilơ-Mariôt và Gay-Luytxác được nữa.

§3. Phương trình trạng thái của khí lí tưởng

Ở áp suất lớn và trong một giới hạn rộng của nhiệt độ, các chất khí không hoàn toàn tuân theo định luật Bôilơ-Mariôt và Gay-Luytxác. Tuy nhiên nếu áp suất không lớn quá và nhiệt độ không thấp quá thì các chất khí tuân theo khá đúng hai định luật đó. Vì vậy, để đơn giản trong việc nghiên cứu, người ta định nghĩa : *khí lí tưởng là khí tuân theo hoàn toàn chính*

xác hai định luật Bôilơ-Mariôt và Gay-Luytxắc. Nhiều chất khí ở áp suất và nhiệt độ trong phòng đã có thể coi là khí lí tưởng.

Khi xét đến cấu tạo phân tử của chất khí, ta sẽ thấy một chất khí được coi là khí lí tưởng nếu bỏ qua lực tương tác giữa các phân tử và kích thước của chúng.

Các định luật thực nghiệm trên đây đã cho mỗi liên hệ giữa hai thông số. Dựa vào các định luật đó, ta có thể tìm mối liên hệ của ba thông số : áp suất, thể tích, nhiệt độ, nghĩa là tìm được phương trình trạng thái của khí lí tưởng.

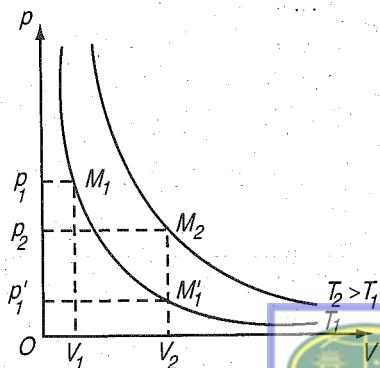
Đối với một kilômol khí (kilômol khí là một khối khí chứa $N = 6,023 \cdot 10^{26}$ phân tử, nghĩa là có khối lượng $m = \mu \text{kg}$, với μ là khối lượng phân tử). Clapêrôn và Mendêlêep đã tìm ra phương trình sau :

$$pV = RT, \quad (9)$$

trong đó p , V , T là áp suất, thể tích và nhiệt độ của kilômol khí ở một trạng thái bất kì ; R là một hằng số gọi là *hằng số khí lí tưởng*.

Đối với một khối khí có khối lượng m , nếu gọi v là thể tích của nó thì : $V = \frac{\mu}{m}v$ và từ (9) sẽ suy ra :

$$pv = \frac{m}{\mu}RT. \quad (9a)$$



Hình N-2

Để thiết lập phương trình trạng thái.

1. Thiết lập phương trình trạng thái khí lí tưởng

Giả sử kilômol khí lúc đầu có trạng thái xác định bởi các thông số p_1 , V_1 , T_1 ; sau đó khi biến đổi sang trạng thái p_2 , V_2 , T_2 . Trên đồ thị OpV trạng thái đầu và cuối được biểu diễn bằng hai điểm M_1 , M_2 trên hai đường đẳng nhiệt T_1 và T_2 ($\mu \cdot N - 2$).

Để tìm liên hệ giữa các thông số, ta giả sử rằng sự biến đổi khí từ trạng thái đầu

sang trạng thái cuối theo hai giai đoạn. Trong giai đoạn đầu nhiệt độ khí T_1 được giữ nguyên và kilômol khí biến đổi sang trạng thái trung gian M'_1 , có các thông số p'_1, V_2, T_1 . Theo định luật Bôilơ-Mariôt :

$$p_1 V_1 = p'_1 V_2$$

Trong giai đoạn sau khối khí giữ nguyên thể tích và biến đổi sang trạng thái M_2 . Theo định luật Gay-Luyt-xắc khi thể tích không đổi thì :

$$p'_1 = p_o \alpha . T_1 ,$$

$$p_2 = p_o \alpha . T_2 .$$

Từ đây rút ra :

$$p'_1 = \frac{T_1 p_2}{T_2}$$

Thay giá trị của p' vào trên ta được :

$$\frac{p_1 V_1}{T_1} = \frac{p_2 V_2}{T_2} \quad (10)$$

Từ (10) ta suy ra rằng đối với kilômol khí đã cho, lượng $\frac{pV}{T}$ là một số không đổi :

$$\frac{pV}{T} = R \text{ nghĩa là } pV = RT.$$

2. Giá trị của hằng số khí R

Theo định luật Avôgadrô, ở nhiệt độ và áp suất giống nhau, một kilômol các chất khí khác nhau đều chiếm cùng một thể tích. Khi $T_o = 273,16 \text{ K}(= 0^\circ\text{C})$, $p_o = 1,033 \text{at} = 1,013 \cdot 10^6 \text{ N/m}^2$ thì một kilômol khí chiếm thể tích là $V_o = 22,410 \text{m}^3$. Trạng thái này chung cho mọi chất khí gọi là trạng thái tiêu chuẩn. Với trạng thái tiêu chuẩn ta có :

$$\frac{p_o V_o}{T_o} = R = \frac{1,013 \cdot 10^5 \text{N/m}^2 \cdot 22,4 \cdot 10 \text{m}^3/\text{kmol}}{273,16 \text{K}}$$

$$R = 8,31 \cdot 10^3 \frac{\text{J}}{\text{kmol} \cdot \text{K}}$$

Nếu p đo bằng atmôtphe, thì :

$$R = 0,0848 \cdot \frac{\text{m}^3 \cdot \text{at}}{\text{kmol} \cdot \text{K}}$$

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

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

3. Khối lượng riêng của khí lí tưởng

Từ phương trình trạng thái (9a) có thể suy ra khối lượng riêng ρ của khí lí tưởng (tức là khối lượng ứng với một đơn vị thể tích). Thay $m = \rho$ và $v = 1$, (9a) cho là :

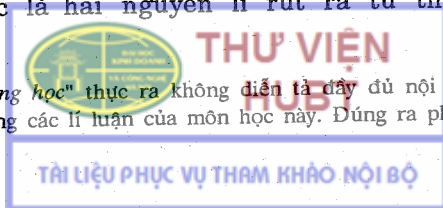
$$\rho = \frac{\mu p}{RT} \quad (11)$$

CHƯƠNG 8

NGUYÊN LÝ THỨ NHẤT CỦA NHIỆT ĐỘNG HỌC

Bắt đầu từ chương này chúng ta nghiên cứu nhiệt động học*). Nhiệt động học nghiên cứu các điều kiện và quan hệ biến đổi định lượng của năng lượng từ dạng này qua dạng khác. Cơ sở của nhiệt động học là hai nguyên lí rút ra từ thực nghiệm.

*) Danh từ "Nhiệt động học" thực ra không diễn tả đầy đủ nội dung của phần đặc biệt của nhiệt độ trong các lí luận của môn học này. Đúng ra phải gọi là *Nhiệt động lực học*.



Trong nhiệt động học, người ta thiết lập những hệ thức giữa các đại lượng vĩ mô của hệ vật lí mà không quan tâm đến việc giải thích vi mô của các đại lượng đó.

Những nguyên lí của nhiệt động học có tính chất rất tổng quát, nên ngày nay người ta ứng dụng có hiệu quả lớn trong việc nghiên cứu các quá trình vật lí và hoá học, các tính chất của vật liệu và bức xạ.

Trước khi đi vào nội dung nguyên lí thứ nhất của nhiệt động học, ta hãy xét một số khái niệm cơ bản.

§1. Nội năng của một hệ nhiệt động. Công và nhiệt

1. Hệ nhiệt động

Mọi tập hợp các vật được xác định hoàn toàn bởi một số các thông số vĩ mô, độc lập đối với nhau, được gọi là *hệ vĩ mô* hay *hệ nhiệt động* (hoặc vắn tắt hơn được gọi là *hệ* ^{*)}).

Tất cả các vật còn lại, ngoài hệ của ta là *ngoại vật* đối với hệ hay *môi trường xung quanh* của hệ.

Mọi hệ đều có thể chia thành *hệ cô lập* và *hệ không cô lập*. Hệ không cô lập nếu nó tương tác với môi trường bên ngoài. Trong những sự tương tác này nói chung sẽ có trao đổi *công* và *nhất*. Nếu hệ và môi trường không trao đổi nhiệt thì *hệ là cô lập đối với ngoại vật về phương diện nhiệt*. Trong trường hợp đó, ta nói rằng giữa hệ và ngoại vật có một vỏ cách nhiệt. Nếu hệ và ngoại vật trao đổi nhiệt nhưng không sinh ra công do sự nén hoặc giãn nở (thí dụ như làm lạnh hoặc đốt nóng một hệ khi thể tích không đổi) thì *hệ là cô lập về phương diện cơ học*.

Hệ gọi là *cô lập* nếu nó hoàn toàn không tương tác và trao đổi năng lượng với môi trường bên ngoài.

2. Nội năng

Ta đã biết vật chất luôn luôn vận động và năng lượng của một hệ là một đại lượng xác định mức độ vận động của vật

*) Về cấu tạo, có thể định nghĩa hệ vĩ mô là một hệ cấu tạo bởi một số rất lớn các hạt (phân tử, nguyên tử...).

chất ở trong hệ đó. Ở mỗi trạng thái, hệ có các dạng vận động xác định và do đó, có một năng lượng xác định. Khi trạng thái của hệ thay đổi thì năng lượng của hệ có thể thay đổi và thực nghiệm xác nhận rằng độ biến thiên năng lượng của hệ trong một quá trình biến đổi chỉ phụ thuộc vào trạng thái đầu và trạng thái cuối mà không phụ thuộc vào quá trình biến đổi. Như vậy năng lượng chỉ phụ thuộc vào trạng thái của hệ. Ta nói rằng năng lượng là một *hàm trạng thái*.

Năng lượng của một hệ gồm động năng ứng với chuyển động có hướng (chuyển động cơ) của cả hệ, thế năng của hệ trong trường lực và phần năng lượng ứng với vận động bên trong hệ tức là nội năng của hệ :

$$W = W_d + W_t + U. \quad (8-1)$$

Tuỳ 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 :

- a) động năng chuyển động hỗn loạn của các phân tử (tịnh tiến và quay) ;
- b) thế năng gây bởi các lực tương tác phân tử ;
- c) động năng và thế năng chuyển động dao động của các nguyên tử trong phân tử ;
- d) năng lượng các vỏ điện tử của các nguyên tử và ion, năng lượng trong hạt nhân nguyên tử.

Đối với khí lí tưởng nội năng là tổng động năng chuyển động nhiệt của các phân tử cấu tạo nên hệ.

Trong nhiệt động học, ta giả thiết rằng chuyển động có hướng của hệ không đáng kể và hệ không đặt trong trường lực nào, do đó năng lượng của hệ đúng bằng nội năng của hệ. Cũng giống như năng lượng, *nội năng U của hệ là một hàm trạng thái*. Gốc để tính toán nội năng, nghĩa là trạng thái của hệ mà ở đó ta coi U là bằng không, được chọn rất tuỳ ý, giống như gốc tính thế năng trong cơ học. Nhưng trong nhiệt động học điều quan trọng không phải là chính nội năng U, mà là độ biến thiên ΔU của nó, khi hệ biến đổi từ trạng thái này sang trạng

thái khác. Do đó việc chọn gốc tính nội năng không quan trọng. Thông thường, người ta giả thiết rằng nội năng của hệ bằng không ở nhiệt độ không tuyệt đối ($T = 0K$).

3. Công và nhiệt

Tiếp theo khái niệm về nội năng, *công* và *nhiệt* là hai khái niệm quan trọng trong nhiệt động học.

Thí nghiệm chứng tỏ rằng khi các hệ khác nhau tương tác với nhau thì chúng trao đổi với nhau một năng lượng nào đó. Có hai dạng truyền năng lượng :

Một là dạng truyền năng lượng làm tăng mức độ chuyển động có trật tự của một vật. Điều này xảy ra khi có tương tác giữa các vật vĩ mô, nghĩa là các vật có kích thước lớn hơn kích thước của từng phân tử rất nhiều. Trong nhiệt động học cũng như trong cơ học, người ta gọi dạng truyền năng lượng này là *công*. Thí dụ, khí dẫn nở trong xy lanh làm pittông chuyển động. Như vậy khí đã truyền năng lượng cho pittông dưới dạng công.

Hai là, năng lượng được trao đổi trực tiếp giữa các phân tử chuyển động hỗn loạn của những vật tương tác với nhau. Khi hệ được trao đổi năng lượng như vậy mức độ chuyển động hỗn loạn của các phân tử của hệ và do đó nội năng của hệ tăng lên hay giảm đi. Trong nhiệt động học, người ta gọi dạng truyền năng lượng này là *nhiệt*. Thí dụ, cho vật lạnh tiếp xúc với vật nóng, các phân tử chuyển động nhanh của vật nóng va chạm với các phân tử chuyển động chậm hơn của vật lạnh và truyền cho chúng một phần động năng của mình. Do đó nội năng của vật lạnh được tăng lên, nội năng của vật nóng giảm đi. Quá trình tăng và giảm này sẽ dừng lại khi nào nhiệt độ của hai vật bằng nhau.

Như vậy ta thấy rằng công và nhiệt đều là những đại lượng do mức độ trao đổi năng lượng giữa các hệ. Sự khác nhau sâu sắc giữa công và nhiệt là ở chỗ công liên quan tới chuyển động có trật tự, còn nhiệt liên quan tới chuyển động hỗn loạn của các phân tử của hệ. Nhưng chúng có mối liên hệ chặt chẽ với nhau và có thể chuyển hoá lẫn nhau : công có thể biến thành

nhệt và ngược lại. Thí dụ khi cọ sát hai vật, chúng nóng lên tương tự như chúng đã nhận nhiệt ; khi đốt nóng một vật, nghĩa là truyền nhiệt cho vật thì vật nóng lên, nội năng của vật tăng lên nhưng đồng thời vật giãn nở, nghĩa là một phần nhiệt đã biến thành công làm giãn nở vật.

Thực nghiệm chứng tỏ rằng sự chuyển hoá giữa công và nhiệt luôn luôn tuân theo một hệ thức định lượng xác định. Jun là người đầu tiên, vào năm 1845, đã xác định được rằng cứ tốn một công bằng $4,18\text{J}$ thì sẽ được một nhiệt lượng $1\text{cal}^*)$. Việc tìm ra sự tương đương giữa nhiệt và công là một sự kiện quan trọng đối với khoa học và kĩ thuật, đặc biệt là đối với việc thiết lập định luật bảo toàn và chuyển hoá năng lượng.

Cần chú ý rằng công và nhiệt đều là những đại lượng dùng để đo mức độ trao đổi năng lượng, nhưng chúng không phải là một dạng của năng lượng. Do đó, thật là sai lầm nếu ta dùng khái niệm "lượng nhiệt dự trữ trong vật".

Công và nhiệt chỉ xuất hiện trong quá trình biến đổi trạng thái của hệ. Ở mỗi trạng thái, hệ chỉ có một giá trị xác định của năng lượng, chứ không thể có công và nhiệt nếu hệ biến đổi từ một trạng thái này qua một trạng thái khác theo những con đường khác nhau thì công và nhiệt trong quá trình biến đổi đó sẽ có những giá trị khác nhau. Vậy công và nhiệt không phải là những hàm trạng thái mà là những hàm của quá trình.

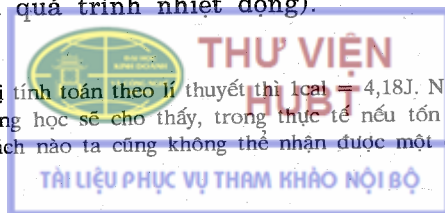
Trong phần sau ta sẽ nói rõ hơn về vấn đề này.

§2. Nguyên lí thứ nhất của nhiệt động học

1. Phát biểu

Nguyên lí thứ nhất là một trường hợp riêng của định luật bảo toàn và biến đổi năng lượng vận dụng vào các quá trình vĩ mô, (còn gọi là quá trình nhiệt động).

*) Như vậy, về số trị tính toán theo lí thuyết thì $1\text{cal} = 4,18\text{J}$. Nhưng như nguyên lí thứ hai của nhiệt động học sẽ cho thấy, trong thực tế nếu tốn một nhiệt lượng 1cal , thì bằng bất cứ cách nào ta cũng không thể nhận được một công bằng $4,18\text{J}$.



Độ biến thiên năng lượng toàn phần ΔW của hệ trong một quá trình biến đổi vì mô có giá trị bằng tổng của công A và nhiệt Q mà hệ nhận được trong quá trình đó

$$\Delta W = A + Q. \quad (8-2)$$

Trong biểu thức này, các đại lượng đều đo bằng các đơn vị giống nhau.

Ở trên ta đã giả thiết rằng cơ năng của hệ không đổi ($W_d + W_t = \text{const}$), do đó theo (8-1), $\Delta W = \Delta U$ và hệ thức (8-2) trở thành :

$$\Delta U = A + Q, \quad (8-3)$$

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.

Đây chính là phát biểu của nguyên lý thứ nhất của nhiệt động học.

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

a) 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.

b) Từ (8-3), có thể viết

$$Q = \Delta U + A', \quad (8-3')$$

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.*

Các đại lượng ΔU , A , Q có thể dương hay âm.

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 toả nhiệt ra bên ngoài thì nội năng của hệ giảm.

2. Hệ quả

Từ nguyên lý thứ nhất ta có thể suy ra mấy hệ quả sau đây :



THƯ VIỆN
HUYẾT

TÀI LIỆU PHỤC VỤ THAM KHẢO NỘI BỘ

a) Đối với hệ cô lập, tức là hệ không trao đổi công và nhiệt với bên ngoài : $A = Q = 0$, theo (8-3), ta được

$$\Delta U = 0$$

hay

$$U = \text{const.}$$

Vậy : *Nội năng của một hệ cô lập được bảo toàn.*

Nếu hệ cô lập gồm hai vật chỉ trao đổi nhiệt với nhau và giả sử Q_1 , Q_2 là nhiệt lượng mà chúng nhận được thì

$$Q = Q_1 + Q_2 = 0$$

hay

$$Q_1 = -Q_2.$$

Nếu $Q_1 < 0$ (vật 1 toả nhiệt) thì $Q_2 > 0$ (vật 2 thu nhiệt) và ngược lại.

Vậy : *Trong một hệ cô lập gồm hai vật chỉ trao đổi nhiệt, nhiệt lượng do vật này toả ra bằng nhiệt lượng mà vật kia thu vào.*

b) Một trường hợp rất quan trọng : Hệ là một máy làm việc tuần hoàn, nghĩa là nó biến đổi theo một *quá trình kín hay chu trình*. Sau một dãy các biến đổi, hệ lại trở về trạng thái ban đầu. Như vậy sau một chu trình $\Delta U = 0$ và từ (8-3) ta có

$$A = -Q.$$

Nếu $A > 0$ thì $Q < 0$ và ngược lại, $A < 0$ thì $Q > 0$, còn về giá trị tuyệt đối : $|A| = |Q|$. Vậy, *trong một chu trình, công mà hệ nhận được có giá trị bằng nhiệt do hệ toả ra bên ngoài hay công do hệ sinh ra có giá trị bằng nhiệt mà hệ nhận vào từ bên ngoài.*

Khi hệ thực hiện một quá trình biến đổi vô cùng nhỏ, biểu thức của nguyên lý thứ nhất sẽ có dạng :

$$dU = \delta A + \delta Q, \quad (8-3'')$$

trong đó dU là độ biến thiên nội năng của hệ δA và δQ là công và nhiệt mà hệ nhận được trong quá trình biến đổi đó.

Cách viết trên có một ý nghĩa vật lý sâu sắc vì nội năng U là một hàm trạng thái, độ biến thiên của nó không phụ thuộc quá trình nên vi phân dU của nó là một vi phân toàn phần,

còn công và nhiệt là những hàm của quá trình nên vi phân δA và δQ của chúng là những vi phân không toàn chỉnh (viết δ thay cho d).

Ta tìm hiểu thêm vấn đề này :

a) *Nội năng là một hàm trạng thái.*

Ta chứng minh rằng dU là một vi phân toàn phần, nghĩa là nội năng của hệ là một hàm trạng thái. Điều này xuất phát từ định luật bảo toàn năng lượng, nó khẳng định rằng ở mỗi trạng thái hệ chỉ có một giá trị của nội năng. Nếu hệ có nhiều giá trị khác nhau của nội năng thì chúng ta có thể làm mất sự khác nhau ấy mà hệ vẫn không thay đổi và như thế hệ có thể dùng làm nguồn năng lượng mà hệ vẫn không bị suy suyển gì. Nhưng điều này trái với định luật bảo toàn năng lượng. Vì vậy phải thừa nhận rằng ứng với mỗi trạng thái, nội năng U chỉ có một giá trị nghĩa là U là một hàm trạng thái và dU là một vi phân toàn chỉnh.

b) *Điều kiện của vi phân toàn phần*

Trong nhiệt động học, ta thường gặp những phương trình có dạng :

$$dz = M(x, y)dx + N(x, y)dy, \quad (1)$$

trong đó dz là một vi phân toàn phần nếu điều kiện sau đây được thoả mãn :

$$\left(\frac{\partial M}{\partial y} \right)_x = \left(\frac{\partial N}{\partial x} \right)_y, \quad (2)$$

Thật vậy, nếu $z = z(x, y)$ là một hàm trạng thái thì vi phân toàn phần của nó là :

$$dz = \left(\frac{\partial z}{\partial x} \right)_y dx + \left(\frac{\partial z}{\partial y} \right)_x dy. \quad (3)$$

So sánh (1) và (3), ta rút ra

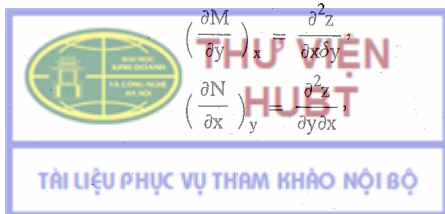
$$M = \left(\frac{\partial z}{\partial x} \right)_y \quad (4)$$

$$N = \left(\frac{\partial z}{\partial y} \right)_x \quad (5)$$

Nếu lấy đạo hàm (4) theo y và (5) theo (x) , ta được :

$$\left(\frac{\partial M}{\partial y} \right)_x = \frac{\partial^2 z}{\partial x \partial y}, \quad (6)$$

$$\left(\frac{\partial N}{\partial x} \right)_y = \frac{\partial^2 z}{\partial y \partial x} \quad (7)$$



nghĩa là :

$$\left(\frac{\partial M}{\partial y}\right)_x = \left(\frac{\partial N}{\partial x}\right)_y$$

Đó là điều phải chứng minh.

Nếu dz là vi phân toàn phần của hàm z thì giá trị tích phân của dz theo một quá trình nào đó được xác định qua các giá trị ban đầu và cuối cùng của thông số của hệ

$$\int_1^2 dz = z_2(x_2, y_2) - z_1(x_1, y_1). \quad (8)$$

Do đó ta suy ra tích phân của một vi phân toàn phần dọc theo một quá trình kín bằng :

$$\oint dz = 0. \quad (9)$$

Từ (9) có thể nói ngược lại là nếu tích phân của một đại lượng dọc theo một quá trình kín bất kì mà bằng không thì đại lượng dưới dấu tích phân phải là một vi phân toàn phần.

3. Ý nghĩa của nguyên lí thứ nhất

Nguyên lí thứ nhất đóng một vai trò rất quan trọng trong việc nhận thức tự nhiên cũng như trong khoa học và kĩ thuật.

Nguyên lí này được phát hiện từ lâu. Nhiều người đã nghiên cứu nó, nhưng chỉ có Ăngghen là người đầu tiên đã nêu lên tính tổng quát của nguyên lí đó. Với quan niệm cho rằng năng lượng là thước đo mức độ ứng với một hình thức vận động nhất định của vật chất, Ăngghen khẳng định : nguyên lí thứ nhất chính là *định luật bảo toàn và biến đổi vận động*, một cơ sở của chủ nghĩa duy vật biện chứng. Ông viết "Bất cứ một dạng vận động nào cũng đều có thể và bắt buộc phải biến sang một dạng vận động khác. Nhờ những phát minh mới, ta có thể làm được những chứng minh mới và phong phú hơn cho định luật nói trên nhưng về bản thân định luật đã phát biểu thì ta không thể thêm vào đó một điều gì". Ông kết luận : "Nguyên lí thứ nhất là một quy luật tuyệt đối của thiên nhiên".

Thực tế lịch sử đã chứng tỏ rằng mọi hiện tượng vĩ mô đều tuân theo nguyên lí thứ nhất và nguyên lí đó đã giúp cho các

nhà khoa học và triết học giải quyết đúng đắn các vấn đề gọi là "khủng hoảng" của khoa học và nhận thức.

Mặt khác, từ hệ quả thứ hai của nguyên lí, ta thấy rằng không thể có một máy nào làm việc tuần hoàn sinh công mà lại không nhận thêm năng lượng từ bên ngoài hoặc sinh công lớn hơn năng lượng truyền cho nó. Những máy này được gọi là *động cơ vĩnh cửu loại một*.

Như vậy nguyên lí thứ nhất của nhiệt động học khẳng định rằng : "*Không thể nào chế tạo được động cơ vĩnh cửu loại một*".

Trong lịch sử đã có rất nhiều người vì không nắm vững nguyên lí thứ nhất, nên đã mất nhiều công để nghiên cứu vấn đề chế tạo loại động cơ đó. Tất nhiên họ đã gặp thất bại.

§3. Dùng nguyên lí thứ nhất để khảo sát các quá trình cân bằng của khí lí tưởng

Nguyên lí thứ nhất được ứng dụng rộng rãi trong mọi ngành khoa học để khảo sát các quá trình nhiệt động của các hệ khác nhau. Ở đây, chúng ta giới hạn vấn đề trong việc khảo sát các quá trình cân bằng, đặc biệt của khí lí tưởng.

1. Trạng thái cân bằng và quá trình cân bằng

a) *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.

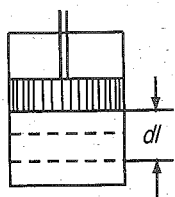
Một trạng thái cân bằng được xác định bằng một số thông số nhiệt động nào đấy. Nếu hệ là một khối khí nhất định, mỗi trạng thái cân bằng của nó được xác định bằng hai trong ba thông số p , V , $T^*)$. Do đó người ta hiểu trạng thái cân bằng của hệ trên đồ thị Clapayrôn (p , V) bằng một điểm.

Một hệ không tương tác với ngoại vật nghĩa là không trao đổi công và nhiệt bao giờ cũng tự chuyển tới trạng thái cân

*) Trong chương sau chúng ta sẽ gặp các thông số khác nữa.

bằng và trạng thái này tồn tại mãi. 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. Nếu trong hệ còn có những thăng giáng, nghĩa là những sai lệch nhỏ đối với trạng thái cân bằng, nó không làm thay đổi trạng thái cân bằng vĩ mô, thì trong nhiệt động học ta bỏ qua những thăng giáng này.

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



Hình 8-1
Khí nén trong
xylanh chịu nén.

Quá trình cân bằng, theo định nghĩa này, chỉ là một quá trình lý tưởng, không có trong thực tế ; vì trong quá trình biến đổi, hệ chuyển từ trạng thái cân bằng này sang trạng thái cân bằng tiếp theo thì trạng thái cân bằng trước cũng bị phá hủy, nó thay đổi theo thời gian. Tuy nhiên nếu quá trình được thực hiện rất chậm, hoặc nói một cách chặt chẽ vô cùng chậm, để có đủ thời gian thiết lập lại sự cân bằng mới của hệ thì quá trình

đó được coi là quá trình cân bằng. Thí dụ : khảo sát quá trình nén khí trong xylanh có pittông (h. 8-1). Khi pittông đứng yên, khí ở trạng thái cân bằng với môi trường xung quanh. Áp suất, nhiệt độ và mật độ khí ở mọi nơi trong khối khí là như nhau. Khi pittông chuyển động xuống dưới do tác dụng của các ngoại lực thì áp suất của khối khí tại các điểm khác nhau sẽ khác nhau vì sự thay đổi áp suất sẽ lan truyền với một vận tốc hữu hạn (như ta sẽ biết, vận tốc đó bằng vận tốc truyền âm). Như vậy ở sát pittông, áp suất sẽ tăng nhanh hơn chỗ khác. Sự cân bằng áp suất tại mọi nơi trong khối khí bị phá hủy càng mạnh khi pittông chuyển động càng nhanh. Trạng thái đó là trạng thái không cân bằng vì nó không thể tồn tại được lâu khi pittông dừng lại. Vậy quá trình nén khí trong thực tế là một quá trình không cân bằng. Các thông số trạng thái của hệ trong quá trình không cân bằng luôn luôn thay đổi, do đó không thể biểu diễn các trạng thái, các quá trình không cân bằng trên đồ thị được.

Tuy nhiên, nếu nén khí rất chậm thì sự chênh lệch giữa các áp suất (cũng như về nhiệt độ) và mật độ ở các phần khác nhau của khối khí có thể bỏ qua. Khi đó mỗi trạng thái của hệ và do đó quá trình biến đổi của hệ có thể coi là cân bằng.

Trên đồ thị (p, V) quá trình cân bằng được biểu diễn bằng một đường cong liên tục (h. 8-2).

b) Công của áp lực trong quá trình cân bằng

Ta trở lại thí dụ trên (h. 8-1). Giả sử khối khí 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 pittông là F . Khi pittông dịch chuyển một đoạn dL , thì khối khí nhận được công (từ bên ngoài) :

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

Vế phải có dấu trừ vì khi nén ($dL < 0$), khối khí thực sự nhận công ($\delta A > 0$).

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

$$F = pS.$$

Do đó ta có

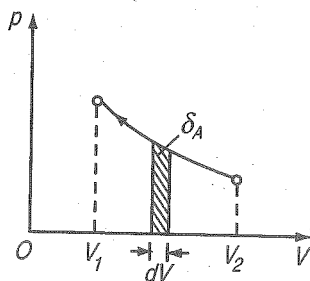
$$\delta A = -pS dL = -pdV,$$

trong đó $dV = SdL$ 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 :

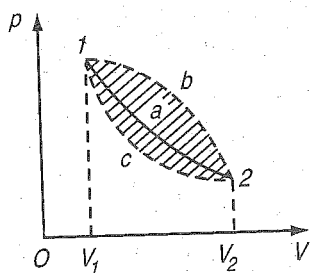
$$A = \int \delta A = - \int_{V_1}^{V_2} p dV$$

(8-4)



Hình 8-2.

Công mà khí nhận được trong quá trình nén có giá trị dương



Hình 8-3
Công phụ thuộc quá trình.

Hình 8-3 diễn tả cách biểu diễn công này trên đồ thị. Công A có giá trị dương và trị số tuyệt đối của nó đúng bằng diện tích giới hạn bởi đường cong biểu diễn quá trình cân bằng, trục hoành và hai tung độ ứng với V_1 và V_2 .

Nếu khối khí đó giãn nở, thể tích của khí tăng lên, do đó công mà khối khí nhận được tính theo (8-4) có giá trị âm, nghĩa là khối khí đã sinh công. Giả sử quá trình giãn từ trạng thái 1 đến trạng thái 2 theo đường 1a2 (h. 8-3), công mà khối khí sinh ra có giá trị tuyệt đối bằng diện tích 1a2 V_2V_1 .

Từ trạng thái 1, khối khí cũng có thể biến đổi đến trạng thái 2 theo một con đường khác, thí dụ đường 1b2. Rõ ràng là công mà khối khí sinh ra trong hai quá trình đó là khác nhau. Điều đó chứng tỏ công là một hàm của quá trình như ta đã nói trong §1.

Nếu quá trình tiến hành theo một đường cong kín (chu trình) 1b2 c1, khi trở về trạng thái ban đầu thì công toàn phần do khối khí sinh ra có giá trị tuyệt đối bằng diện tích của phần có gạch chéo trên đồ thị (h. 8-3). Dễ dàng chứng minh điều đó nếu ta chia chu trình ra hai quá trình : giãn khí theo đường 1b2 và nén khí theo đường 2c1.

Nếu khối khí biến đổi theo một chu trình ngược lại, 1c2b1, nó sẽ nhận công có giá trị cũng bằng diện tích đó.

a) 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.

Nếu gọi m là khối lượng của vật, Q là nhiệt lượng truyền cho vật trong một quá trình cân bằng nào đó và dT là độ biến thiên nhiệt độ của vật trong quá trình đó thì :

$$c = \frac{\delta Q}{m \cdot dT} \text{ hay } \delta Q = m \cdot c dT. \quad (8-5)$$

Theo định nghĩa này, nhiệt dung riêng không đơn giá vì nhiệt δQ không phải là một vi phân toàn phần. Do sự phụ thuộc vào điều kiện tiến hành quá trình cân bằng, giá trị của nhiệt dung riêng có thể có giá trị từ $-\infty$ đến $+\infty$. Nhiệt dung riêng chỉ có một giá trị xác định nếu hệ nhận nhiệt trong các điều kiện xác định.

Người ta còn dùng khái niệm nhiệt dung mol C của một chất. Nó là một đại lượng, về trị số bằng nhiệt lượng cần truyền cho một mol chất đó để nhiệt độ của nó tăng một độ.

Rõ ràng : $C = \mu \cdot c, \quad (8-6)$

trong đó μ là khối lượng của một mol chất đó.

Trong hệ SI, đơn vị của c là $J/kg \cdot K$ còn đơn vị của C là $J/mol \cdot K$.

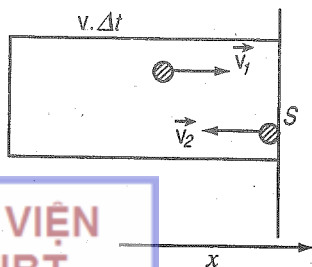
Từ (8-6), ta có thể viết biểu thức (8-5) như sau :

$$\delta Q = \frac{m}{\mu} C \cdot dT. \quad (8-5')$$

2. Nội năng khí lí tưởng

Để xác định nội năng của khí lí tưởng phải đi sâu vào cấu tạo phân tử của khí lí tưởng. Theo quan điểm của thuyết động học phân tử, một khối khí lí 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



Hình 8-4

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.

Xét một phân tử khí chuyển động với vận tốc $\vec{v}_1$ theo phương x đập thẳng góc vào một diện tích S của thành bình. Trong trường hợp phân tử khí có cấu tạo đơn nguyên tử thì mọi phân tử khí có thể được biểu thị bằng một quả cầu nhỏ, khối lượng m, chuyển động với vận tốc v_1 . Sau va chạm phân tử khí bắn ra với vận tốc $\vec{v}_2$, va chạm ở đây được giả thiết là hoàn toàn đàn hồi, do đó

$$|\vec{v}_1| = |\vec{v}_2| = v_x.$$

Áp dụng định lí về động lượng ta được

$$m\vec{v}_2 - m\vec{v}_1 = \vec{f}\Delta t,$$

$\vec{f}$ là lực tác dụng của thành bình lên phân tử khí và Δt là thời gian va chạm trung bình. Chiếu đẳng thức vectơ trên đây lên phương x ta được

$$-mv_x - mv_x = +f\Delta t,$$

$$f = -\frac{2mv_x}{\Delta t}.$$

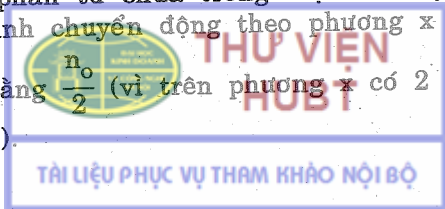
Lực nén do phân tử tác dụng lên thành bình

$$f' = -f = \frac{2mv}{\Delta t}.$$

Trong khoảng thời gian Δt , số phân tử đập vào diện tích S của thành bình nằm trong một hình trụ đáy S, chiều cao $v_x\Delta t$: gọi n_{ox} là mật độ phân tử có vận tốc v_x số phân tử chứa trong hình trụ nói trên bằng

$$n_{ox} (v_x \Delta t.S).$$

Trong số n_{ox} phân tử chứa trong một đơn vị thể tích, số phân tử trung bình chuyển động theo phương x đến đập vào thành bình chỉ bằng $\frac{n_{ox}}{2}$ (vì trên phương x có 2 chiều chuyển động ngược nhau).



Vậy số phân tử có vận tốc v_x đến va chạm vào diện tích S của thành bình, gây nên áp lực

$$f'_x = \frac{n_{ox}}{2} (v_x \Delta t \cdot S) \frac{2mv_x}{\Delta t} = n_{ox} mv_x^2 S.$$

Nhưng các phân tử có vận tốc v_x khác nhau : vậy chúng gây nên áp lực tổng cộng lên thành bình S là

$$F = \left(\sum_{v_x} n_{ox} mv_x^2 \right) S.$$

Đặt

$$\overline{v_x^2} = \frac{\sum_{v_x} n_{ox} v_x^2}{n_o}.$$

Với n_o là tổng số phân tử trong một đơn vị thể tích (mà vận tốc v_x có mọi giá trị) : $\overline{v_x^2}$ gọi là giá trị trung bình của v_x^2 ; kết quả ta được

$$F = n_o \overline{mv_x^2} S.$$

Thực ra vận tốc của các phân tử có mọi phương hướng, không phải tất cả đều theo phương x , tổng quát, vận tốc $\vec{v}$ của phân tử có 3 thành phần v_x ; v_y ; v_z sao cho

$$v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2.$$

Lấy trung bình của 2 vế :

$$\overline{v^2} = \overline{v_x^2} + \overline{v_y^2} + \overline{v_z^2},$$

và do tính chất hoàn toàn hỗn loạn của chuyển động phân tử ta có :

$$\overline{v_x^2} = \overline{v_y^2} = \overline{v_z^2} = \frac{\overline{v^2}}{3}.$$

Tóm lại biểu thức của áp lực là



THƯ VIỆN
HUBT

F = \frac{1}{3} n_o \overline{mv^2} S

TÀI LIỆU PHỤC VỤ THAM KHẢO NỘI BỘ

và áp suất

$$p = \frac{F}{S} = \frac{1}{3} n_0 m \bar{v}^2.$$

Ta có thể viết

$$p = \frac{2}{3} n_0 \left(\frac{m \bar{v}^2}{2} \right),$$

trong đó $\frac{m \bar{v}^2}{2} = \bar{W}_d$ là giá trị trung bình của động năng phân tử.

$$\text{Vậy } p = \frac{2}{3} n_0 \bar{W}_d.$$

Theo phương trình trạng thái của khí lí tưởng

$$pV = RT \text{ (mol),}$$

$$\text{do đó } \frac{2}{3} n_0 V \bar{W}_d = RT,$$

trong đó $n_0 V$ = số phân tử trong một mol = số Avôgadrô N

$$\text{Vậy } \frac{2}{3} N \bar{W}_d = RT,$$

$$\bar{W}_d = \frac{3}{2} \frac{R}{N} T,$$

$$\text{tỉ số } \frac{R}{N} = k_B = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$$

được gọi là hằng số Bônxman. Cuối cùng ta được

$$\bar{W}_d = \frac{3}{2} k_B T.$$

Biểu thức trên đây của động năng trung bình của phân tử được thiết lập cho các phân tử khí có cấu tạo đơn nguyên tử.

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

$$\bar{W}_d = \frac{i}{2} k_B T$$

THƯ VIỆN
HUBT
TÀI LIỆU PHỤC VỤ THAM KHẢO NỘI BỘ

trong đó hệ số t 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 $i = 6$.

Kết quả ta có thể tính được nội năng của khí lí tưởng. Vì các phân tử khí lí tưởng không tương tác nhau nên nội năng khí lí tưởng bằng tổng động năng của các phân tử khí.

Xét một mol khí lí 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 lí tưởng là

$$U = N\overline{W}_d = \frac{i}{2} Nk_B T$$

hay
$$U = \frac{i}{2} RT.$$

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

$$U = \frac{m}{\mu} \frac{i}{2} RT.$$

Qua hai biểu thức trên đây của nội năng U ta kết luận :

Nội năng của một khối khí lí tưởng chỉ phụ thuộc vào nhiệt độ của khối khí ấy. Tính chất này cũng được tìm ra bằng thực nghiệm.

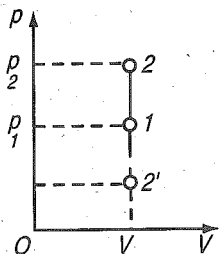
3. Quá trình đẳng tích

Đó là quá trình trong đó thể tích của hệ không đổi. Phương trình của quá trình đẳng tích là :

$$V = \text{const.} \quad (8-7)$$

Thí dụ : quá trình hơi nóng hoặc làm lạnh một khối khí trong một bình lớn kín có hệ số giãn nở không đáng kể.

Trên đồ thị (p, V) , quá trình đẳng tích được biểu diễn bằng một đoạn thẳng song song với trục Op (h. 8-5). Đoạn 1-2 biểu



Hình 8-5
Biểu diễn
quá trình đẳng tích.

diễn quá trình hơi nóng đẳng tích, đoạn 2-1-2' quá trình làm lạnh đẳng tích. Theo định luật Gay-Luytxắc, trong quá trình đẳng tích, áp suất và nhiệt độ của một khối khí lí tưởng xác định tuân theo hệ thức :

$$\frac{p}{T} = \text{const} ; \text{ nghĩa là } \frac{p_1}{T_1} = \frac{p_2}{T_2}.$$

Phương trình này cho ta xác định áp suất và nhiệt độ của khí lúc đầu và lúc cuối của quá trình đẳng tích.

Bây giờ 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 theo (8-4)

$$A = - \int_{v_1}^{v_2} p dV = 0. \quad (8-8)$$

Nếu nhiệt độ khối khí lúc đầu là T_1 , lúc cuối là T_2 thì nhiệt lượng khối khí nhận được tính theo (8-5').

$$Q = \int \delta Q = \frac{m}{\mu} C_v \int_{T_1}^{T_2} dT = \frac{m}{\mu} C_v (T_2 - T_1) = \frac{m}{\mu} C_v \Delta T, \quad (8-9)$$

trong đó $\Delta T = T_2 - T_1$ và C_v là nhiệt dung mol đẳng tích của chất khí. Dùng nguyên lí thứ nhất ta có thể tính được độ biến thiên nội năng. Từ (8-3) ta thấy, đối với quá trình đẳng tích :

$$\Delta U = A + Q = Q. \quad (8-10)$$

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

Trong đoạn trên, ta đã tính được nội năng U của khí lí tưởng :

$$U = \frac{m}{\mu} \cdot \frac{i}{2} RT.$$

Nội năng của khí lí tưởng chỉ phụ thuộc vào nhiệt độ của khí đó.

Do đó, ta cũng có thể tính độ biến thiên nội năng của khí lí tưởng như sau :

$$\Delta U = \frac{m}{\mu} \cdot \frac{i}{2} R \Delta T \quad (8-11)$$

và tìm được biểu thức nhiệt dung mol đẳng tích của khí lí tưởng bằng cách so sánh (8-9) với (8-11) :

$$C_v = \frac{i}{2} R. \quad (8-12)$$

4. Quá trình đẳng áp

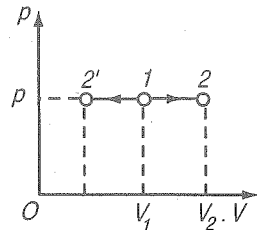
Đó là quá trình trong đó áp suất của khối khí không đổi

$$p = \text{const}. \quad (8-13)$$

Thí dụ : quá trình đốt nóng hoặc làm lạnh khối khí đựng trong một xylanh với pittông có thể di chuyển tự do (đảm bảo áp suất của khối khí luôn luôn bằng áp suất không đổi của khí quyển bên ngoài).

Trên đồ thị (p, V) quá trình đẳng áp được biểu diễn bằng một đoạn thẳng song song với trục hoành OV (h. 8-6). Đoạn 1-2 ứng với quá trình giãn đẳng áp, đoạn 1-2' quá trình nén đẳng áp.

Theo định luật Gay - Luytxác ta cũng có phương trình của quá trình đẳng áp như sau :



Hình 8-6
Biểu diễn quá trình đẳng áp

$$\frac{V}{T} = \text{const, nghĩa là : } \frac{V_1}{T_1} = \frac{V_2}{T_2}.$$

Nhờ đó ta xác định được thể tích và nhiệt độ của khối khí lúc đầu và lúc cuối của quá trình đẳng áp.

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

$$A = - \int_{V_1}^{V_2} p dV = p(V_1 - V_2). \quad (8-14)$$

Nhiệt khối khí nhận được trong quá trình đẳng áp :

$$Q = \int \delta Q = \frac{m}{\mu} C_p \int_{T_1}^{T_2} dT = \frac{m}{\mu} C_p \Delta T, \quad (8-15)$$

trong đó C_p là nhiệt dung mol đẳng áp của khí.

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

$$\Delta U = A + Q = p(V_1 - V_2) + \frac{m}{\mu} C_p \Delta T. \quad (9-16)$$

Vì nội năng của khí lí 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 (8-11) :

$$\Delta U = \frac{m}{\mu} \cdot \frac{i}{2} R \Delta T.$$

Do đó ta tính được nhiệt dung mol đẳng áp của khí lí tưởng.

Từ phương trình trạng thái của khí lí tưởng : $pV = \frac{m}{\mu} RT$ đối với quá trình đẳng áp ta có :

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

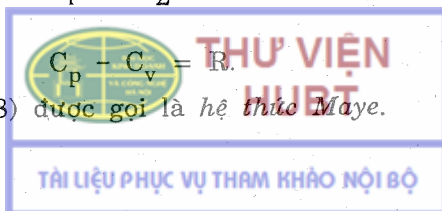
Thay biểu thức này vào (8-16), rồi so sánh với (8-11), ta được :

$$C_p = \frac{i+2}{2} R. \quad (8-17)$$

Ta suy ra :

$$C_p - C_v = R. \quad (8-18)$$

Công thức (8-18) được gọi là hệ thức Mayer.



Tỉ số

$$\frac{C_p}{C_v} = \gamma = \frac{i+2}{i} \quad (8-19)$$

được gọi là *hệ số Poatxông* (hay gọi là *chỉ số đoạn nhiệt*).

Chú ý : Lí thuyết cổ điển về nhiệt dung.

Nguyên lí thứ nhất của nhiệt động học nêu ở trên cho ta các hệ thức (8-12) (8-17), (8-18), (8-19). Chúng chứng tỏ rằng nhiệt dung mol của một khí lí tưởng chỉ phụ thuộc vào số bậc tự do của phân tử khí đó chứ không phụ thuộc vào nhiệt độ của khối khí. Các chất khí có cấu tạo phân tử giống nhau đều có cùng một giá trị nhiệt dung mol. Thí dụ : đối với các loại khí cấu tạo bởi các phân tử hai nguyên tử ($i = 5$), ta có :

$$C_v = \frac{i}{2} R = \frac{5}{2} \cdot 8,31 \cdot \frac{J}{\text{mol.K}} \approx 5 \frac{\text{cal}}{\text{mol.K}},$$

$$C_p = \frac{i+2}{2} = \frac{7}{2} \cdot 8,31 \cdot \frac{J}{\text{mol.K}} \approx 7 \frac{\text{cal}}{\text{mol.K}},$$

$$\gamma = \frac{i+2}{i} = 1,40.$$

So sánh với thực nghiệm thì lí thuyết cổ điển về nhiệt dung khá đúng đối với những khí có cấu tạo phân tử một nguyên tử và hai nguyên tử ở nhiệt độ bình thường. Tuy nhiên, đối với những khí có cấu tạo phân tử ba nguyên tử hoặc nhiều nguyên tử, những kết quả lí thuyết không phù hợp với thực nghiệm (xem bảng (8-1).

Bảng 8-1

NHIỆT DUNG MOL CỦA CÁC CHẤT KHÍ (tính bằng $\frac{\text{cal}}{\text{mol.K}}$)

Khí	i	Lí thuyết		Thực nghiệm		
		C_v	C_p	Nhiệt độ	C_v	C_p
Heli He	3	3	5	15°C	3,00	5,00
Nêôn Ne	3	3	5	15°C	2,99	5,00
Hidro H ₂	5	5	7	0°C	4,85	6,83
Ôxi O ₂	5	5	7	0°C	5,01	6,99
Hơi nước H ₂ O	6	6	8	0°C	6,02	8,00
Hơi Benzen C ₆ H ₆	6	6	8	0°C	15,61	17,60
Hơi rượu êtylic C ₂ H ₅ OH	6	6	8	0°C	14,75	16,74

Ngoài ra, thực nghiệm còn cho biết nhiệt dung mol phụ thuộc vào nhiệt độ. Trong phạm vi nhiệt độ thường và nhiệt độ cao nó là hằng số, nhưng ở các nhiệt độ thấp nó giảm theo nhiệt độ.

Muốn giải thích đúng đắn các kết quả thực nghiệm đó, người ta phải dựa vào lí thuyết lượng tử.

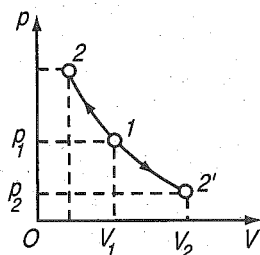
5. Quá trình đẳng nhiệt

Đó là quá trình trong đó nhiệt độ không thay đổi ($T = \text{const}$).
Thí dụ : quá trình nén hoặc giãn một khối khí tiếp xúc với một môi trường lớn có nhiệt độ không đổi hay *bình điều nhiệt*. Phương trình của quá trình đẳng nhiệt, theo định luật Bôi - Mariôt là :

$$pV = \text{const}, \quad (8-20)$$

nghĩa là :

$$p_1 V_1 = p_2 V_2.$$



Hình 8-7.

Biểu diễn quá trình đẳng nhiệt.

Phương trình này cho ta xác định được áp suất và thể tích của khối khí lúc đầu và lúc cuối của quá trình đẳng nhiệt.

Trên đồ thị (p, V), quá trình đẳng áp được biểu diễn bằng một đoạn hypecbol (h. 8-7). Đoạn 1-2 ứng với quá trình giãn đẳng nhiệt, đoạn 1-2' - quá trình nén đẳng nhiệt.

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

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

Theo phương trình trạng thái của khí lí tưởng :

$$p = \frac{m}{\mu} \cdot \frac{RT}{V}$$

THƯ VIỆN
HUBT

TÀI LIỆU PHỤC VỤ THAM KHẢO NỘI BỘ

ta có :

$$A = -\frac{m}{\mu} RT \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V} = \frac{m}{\mu} RT \ln \frac{V_1}{V_2} \quad (8-21)$$

Dựa vào (8-20), ta còn có thể viết :

$$A = \frac{m}{\mu} RT \ln \frac{P_2}{P_1} \quad (8-21')$$

Vì nội năng của khí lí tưởng chỉ phụ thuộc vào nhiệt độ nên trong quá trình đẳng nhiệt, nội năng của khối khí không đổi ; nghĩa là :

$$\Delta U = 0. \quad (8-22)$$

Theo nguyên lí thứ nhất :

$$\Delta U = A + Q,$$

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

$$Q = -A = \frac{m}{\mu} RT \ln \frac{V_2}{V_1} = \frac{m}{\mu} RT \ln \frac{P_1}{P_2} \quad (8-23)$$

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 toả nhiệt, còn trong quá trình giãn đẳng nhiệt, khối khí sinh công và nhận nhiệt.

6. Quá trình đoạn nhiệt

Đó là quá trình trong đó hệ không trao đổi nhiệt với bên ngoài.

$$Q = 0 \text{ (hay } \delta Q = 0\text{)}. \quad (8-24)$$

Thí dụ : quá trình nén hoặc giãn khí trong một bình có vỏ cách nhiệt lí tưởng.

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

$$\Delta U = A = \frac{m}{\mu} \cdot \frac{i}{2} R \Delta T, \quad (8-25)$$

hoặc dùng (8-3'), ta được :

$$dU = \delta A = \frac{m}{\mu} \cdot \frac{i}{2} R dT. \quad (8-25')$$

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

Ta đã biết $\delta A = -pdV$ và $C_v = \frac{i}{2} R$, nên (8-25') sẽ là :

$$-pdV = \frac{m}{\mu} \cdot C_v dT. \quad (8-25'')$$

Theo phương trình trạng thái khí lí tưởng : $p = \frac{m}{\mu} \cdot \frac{RT}{V}$,
thay vào (8-25'') ta được :

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

hay :

$$\frac{dT}{T} + \frac{R}{C_v} \cdot \frac{dV}{V} = 0. \quad (8-26)$$

Biết $\frac{R}{C_v} = \frac{C_p - C_v}{C_v} = \gamma - 1$. Tích phân phương trình (8-26)

ta có.

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

hay :

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

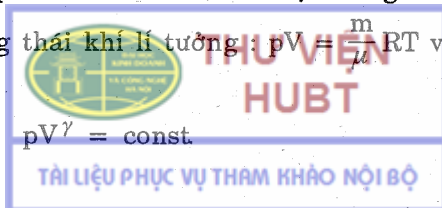
do đó

$$TV^{\gamma-1} = \text{const} \quad (8-27)$$

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 lí tưởng : $pV = \frac{m}{\mu} RT$ vào (8-27), ta được :

$$pV^{\gamma} = \text{const}. \quad (8-28)$$



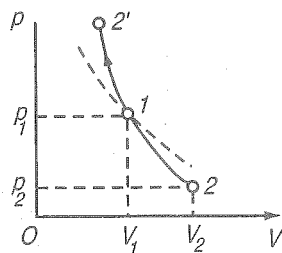
Nếu thay V từ phương trình trạng thái khí lí tưởng vào (8-27) hay (8-28) ta được mối liên hệ giữa T và p trong quá trình đoạn nhiệt :

$$T \cdot p^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} = \text{const} \quad (8-29)$$

Trên đồ thị (p, V) quá trình đoạn nhiệt được biểu diễn bằng một đoạn đường cong tuân theo phương trình $pV^\gamma = \text{const}$. Đoạn 1-2 ứng với quá trình giãn đoạn nhiệt, đoạn 1-2' - quá trình nén đoạn nhiệt. Ta thấy rằng đường đoạn nhiệt dốc hơn đường đẳng nhiệt ($pV_1 = \text{const}$) (h. 8-8). Điều này được giải thích như sau : 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 : $\delta A > 0$, theo (8-25') ta thấy $dU > 0$, 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 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.

CHÚ THÍCH : Dựa vào (8-27), (8-28) và (8-29) ta có thể tính biểu thức của công $A = \frac{m}{\mu} \frac{i}{2} R \Delta T$ từ (8-25) như sau :

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



Hình 8-8

Vì $pV^\gamma = p_1V_1^\gamma$ nên $p = \frac{p_1V_1^\gamma}{V^\gamma}$, thay

vào tích phân trên :

$$A = -p_1V_1^\gamma \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V^\gamma} = \frac{p_1V_1^\gamma}{\gamma-1} [V_2^{1-\gamma} - V_1^{1-\gamma}]$$

hay

$$A = \frac{p_1V_1}{\gamma-1} \left[\left(\frac{V_2}{V_1} \right)^{1-\gamma} - 1 \right] \quad (8-30)$$

hoặc thay $p_1 V_1' = p_2 V_2'$ ta được :

$$A = \frac{p_2 V_2 - p_1 V_1}{\gamma - 1} \quad (8-31)$$

Cũng có thể thay $p_1 V_1 = \frac{m}{\mu} RT_1$ vào (8-30) :

$$A = \frac{m}{\mu} \cdot \frac{RT_1}{\gamma - 1} \left[\left(\frac{V_2}{V_1} \right)^{\gamma-1} - 1 \right] \quad (8-32)$$

và :

$$A = \frac{m}{\mu} \frac{RT_1}{\gamma - 1} \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right] \quad (8-33)$$

Ta có thể tóm tắt các biểu thức chính trong các quá trình đã khảo sát trong bảng 8-2 sau đây :

Bảng 8-2

ỨNG DỤNG NGUYÊN LÝ THỨ NHẤT
KHẢO SÁT CÁC QUÁ TRÌNH CÂN BẰNG CỦA KHÍ LÝ TƯỜNG

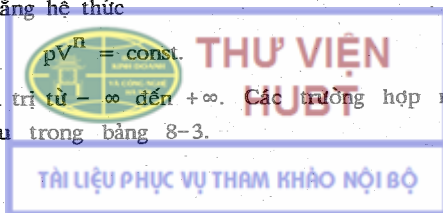
Quá trình	Phương trình của quá trình	A	Q	$\Delta U = A + Q$
Đẳng tích	$\frac{p}{T} = \text{const}$	0	$\frac{m}{\mu} C_V \Delta T$	$\frac{m}{\mu} C_V \Delta T$
Đẳng áp	$\frac{V}{T} = \text{const}$	$p(V_1 - V_2)$	$\frac{m}{\mu} C_p \Delta T$	$\frac{m}{\mu} C_V \Delta T$
Đẳng nhiệt	$pV = \text{const}$	$\frac{\mu}{m} RT \ln \frac{V_1}{V_2}$	$\frac{m}{\mu} RT \ln \frac{V_2}{V_1}$	0
Đoạn nhiệt	$pV^\gamma = \text{const}$	$\frac{m}{\mu} C_V \Delta T$	0	$\frac{m}{\mu} C_V \Delta T$

Quá trình đa biến

Tất cả các quá trình mà ta vừa xét ở trên đều là những trường hợp riêng của quá trình *đa biến*. Quá trình đa biến là quá trình mà áp suất và thể tích khí lý tưởng liên hệ với nhau bằng hệ thức

$$pV^n = \text{const} \quad (8-34)$$

trong đó n có thể lấy giá trị từ $-\infty$ đến $+\infty$. Các trường hợp riêng của quá trình đa biến được nêu trong bảng 8-3.



Bảng 8 - 3

n	Quá trình
0	Đẳng áp
1	Đẳng nhiệt
γ	Đoạn nhiệt
$\pm \infty$	Đẳng tích

Từ (8-34) ta có thể suy ra quá trình đẳng tích như sau :

$$p_1 V_1^n = p_2 V_2^n \quad (8-35)$$

trong đó các chỉ số 1 và 2 chỉ hai trạng thái tùy ý nào đó.

Từ (8-35), lấy căn bậc n :

$$p_1^{\frac{1}{n}} V_1 = p_2^{\frac{1}{n}} V_2$$

Khi $n \rightarrow \pm \infty$, ta được

$$V_1 = V_2$$

nghĩa là quá trình biến đổi từ trạng thái 1 sang trạng thái 2 là quá trình đẳng tích.

CHƯƠNG 9

NGUYÊN LÝ THỨ HAI CỦA NHIỆT ĐỘNG HỌC

§1. Những hạn chế của nguyên lý thứ nhất của nhiệt động học

Trong chương trước chúng ta đã nghiên cứu nguyên lý thứ nhất của nhiệt động học. Nội dung của nguyên lý đó chính 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. Ta hãy xét một vài thí dụ :

1. Xét một hệ cô lập gồm hai vật có nhiệt độ khác nhau. Khi đặt hai vật tiếp xúc nhau thì chúng sẽ trao đổi nhiệt với nhau. Theo nguyên lý thứ nhất nhiệt lượng toả ra từ vật này

bằng nhiệt lượng mà vật kia thu vào ; còn trong hệ xảy ra quá trình truyền nhiệt từ vật nóng sang vật lạnh hoặc từ vật lạnh sang vật nóng thì nguyên lí thứ nhất đều không bị vi phạm. Tuy nhiên, thực tế cho biết rằng trong hệ cô lập, quá trình truyền nhiệt từ vật lạnh sang vật nóng không xảy ra mà chỉ xảy ra quá trình truyền nhiệt từ vật nóng sang vật lạnh.

2. Một hòn đá có khối lượng m được nâng lên độ cao Z trong chân không, thế năng của nó là mgZ . Nếu nó rơi xuống đất, thế năng giảm dần, còn động năng của nó tăng dần. Lúc va chạm với đất động năng của nó đạt được giá trị mgZ . Sau khi va chạm động năng này biến đi nhưng làm đất nóng lên. Hiện tượng xảy ra theo đúng nguyên lí thứ nhất. Nếu ta hình dung hiện tượng ngược lại : hòn đá đang nằm trên mặt đất, lấy một lượng nhiệt đúng bằng lượng nhiệt nói ở trên, đưa nó lên được một độ cao Z . Trong quá trình này, nguyên lí thứ nhất không bị vi phạm. Tuy nhiên, trong thực tế không xảy ra quá trình đó.

Qua hai thí dụ trên ta thấy nguyên lí thứ nhất không cho ta biết chiều diễn biến của quá trình thực tế xảy ra...

Trong vấn đề này, nguyên lí thứ nhất cũng nêu lên sự khác nhau trong quá trình chuyển hoá giữa công và nhiệt. Theo nguyên lí thứ nhất, công và nhiệt tương đương nhau và có thể chuyển hoá lẫn nhau ; nhưng thực tế chỉ rõ rằng 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 lí 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.

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

Về mặt kĩ thuật, nguyên lí thứ hai đóng một vai trò rất quan trọng trong việc chế tạo các động cơ nhiệt.

Trong chương này chúng ta sẽ dần dần giải quyết các vấn đề nêu ở trên. Để hiểu được bản chất nguyên lí thứ hai, trước hết ta phải xét khái niệm về quá trình thuận nghịch và quá trình không thuận nghịch.

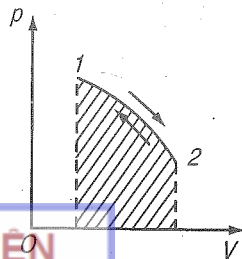
§2. Quá trình thuận nghịch và quá trình không thuận nghịch

Dựa vào đặc tính của các quá trình người ta chia chúng ra làm hai loại : quá trình thuận nghịch và quá trình không thuận nghịch.

1. Định nghĩa

Một quá trình biến đổi của hệ từ trạng thái 1 sang trạng thái 2 được gọi là thuận nghịch, khi nó có thể tiến hành theo chiều ngược lại và trong quá trình ngược đó, hệ đi qua các trạng thái trung gian như trong quá trình thuận.

Căn cứ vào định nghĩa này ta thấy quá trình thuận nghịch cũng là quá trình cân bằng. Thật vậy, trong chương trước chúng ta đã biết rằng quá trình cân bằng là một chuỗi liên tiếp những trạng thái cân bằng. Quá trình này phải tiến hành rất chậm để mỗi thông số trạng thái của hệ tại mọi phần của hệ có giá trị như nhau, nghĩa là hệ chuyển từ trạng thái cân bằng này sang trạng thái cân bằng khác. Tất nhiên quá trình đó có thể tiến hành theo chiều thuận cũng như theo chiều nghịch. Nếu mỗi trạng thái của hệ là không cân bằng thì các thông số trạng thái của hệ không có giá trị xác định và thực nghiệm chứng tỏ rằng khi trạng thái



Hình 9-1
Quá trình thuận nghịch.

đó thay đổi thì không thể lập lại trạng thái như cũ được. Như vậy theo định nghĩa trên trong quá trình thuận nghịch không thể có một trạng thái nào không cân bằng hoặc nói cách khác, quá trình thuận nghịch là một quá trình cân bằng.

Với một quá trình thuận nghịch, khi tiến hành theo chiều nghịch hệ qua tất cả các trạng thái trung gian như trong quá trình thuận. Do đó nếu biểu diễn bằng đồ thị thì đồ thị của quá trình thuận và của quá trình nghịch trùng nhau (h. 9-1). Công mà hệ nhận được trong quá trình nghịch (1-2) sẽ bằng và ngược dấu với công do hệ cung cấp cho bên ngoài trong quá trình thuận. Trở lại trạng thái cũ, nội năng của hệ không thay đổi. Nhiệt mà hệ nhận vào trong quá trình nghịch cũng bằng nhiệt mà hệ toả ra bên ngoài trong quá trình thuận.

Vậy : *đối với quá trình thuận nghịch, sau khi tiến hành quá trình thuận và quá trình nghịch để đưa hệ về trạng thái ban đầu thì môi trường xung quanh không xảy ra một biến đổi nào cả.*

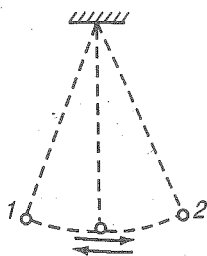
Rất khó thực hiện những quá trình cân bằng (hay thuận nghịch). Trong thực tế thường xảy ra các quá trình mà hệ biến đổi qua một số trạng thái không cân bằng. Như ta đã biết ở trên : khi trạng thái không cân bằng đã thay đổi thì không thể tạo lại trạng thái như thế được nữa. Những quá trình như thế được gọi là quá trình không thuận nghịch. Vì vậy ta có thể định nghĩa : *quá trình không thuận nghịch là quá trình mà khi tiến hành theo chiều ngược lại, hệ không qua đầy đủ các trạng thái trung gian như trong quá trình thuận.*

Đối với một quá trình không thuận nghịch, công và nhiệt mà hệ nhận vào từ bên ngoài trong quá trình ngược không bằng công và nhiệt mà hệ cung cấp cho bên ngoài trong quá trình thuận. Kết quả là *đối với quá trình không thuận nghịch, sau khi tiến hành quá trình thuận và quá trình ngược lại để đưa hệ trở về trạng thái ban đầu thì môi trường xung quanh bị biến đổi.*

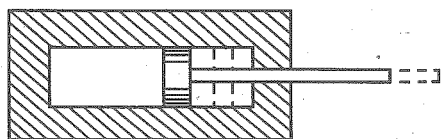
2. Thí dụ

a) Về quá trình thuận nghịch

Ta xét một con lắc dao động không ma sát và nhiệt độ của nó bằng nhiệt độ của môi trường (h. 9-2). Do các điều kiện này nên không có sự trao đổi nhiệt với bên ngoài. Trong nửa chu kì đầu, con lắc đi được quãng đường từ vị trí 1 đến vị trí 2 và trong nửa chu kì sau, con lắc lại đi đoạn đường ngược lại từ 2 về 1. Sau quá trình thuận và quá trình nghịch, công của trọng lực sinh ra bằng không. Kết quả là môi trường xung quanh không bị biến đổi.



Hình 9-2
Con lắc dao động
không ma sát.



Hình 9-3
Giãn khí đoạn nhiệt vô cùng chậm
trong một xylanh.

- Quá trình nén, giãn khí đoạn nhiệt vô cùng chậm cũng là một quá trình thuận nghịch. Xét một khối khí đựng trong một xilanh đặt trong vỏ cách nhiệt với bên ngoài (h. 9-3). Giả sử khối khí giãn vô cùng chậm từ thể tích V_1 đến thể tích V_2 để quá trình có thể được coi là quá trình cân bằng. Nếu tiến hành quá trình ngược lại : nén khí vô cùng chậm từ thể tích V_2 đến thể tích V_1 , khối khí sẽ đi qua các trạng thái cân bằng trung gian như trong quá trình giãn (thuận). Công mà khối khí nhận được trong quá trình nén bằng công do khối khí sinh ra trong quá trình giãn. Do đó sau khi trở về trạng thái ban đầu, khối khí không trao đổi công với bên ngoài. Vì có vỏ cách nhiệt nên khối khí không trao đổi nhiệt với bên ngoài (quá trình đoạn nhiệt). Kết quả là sau khi trở về trạng thái ban đầu môi trường xung quanh không bị biến đổi.

Có thể nói rằng mọi quá trình cơ học không có ma sát đều là quá trình thuận nghịch.

b) Về quá trình không thuận nghịch

Ta thấy trong các quá trình cơ học và nhiều quá trình khác, sự thuận nghịch chỉ tồn tại khi không có nhiệt trao đổi. Nhưng thực nghiệm chứng tỏ rằng mọi quá trình vĩ mô thực, bao giờ cũng có trao đổi nhiệt với bên ngoài. Vì vậy, mọi quá trình vĩ mô thực đều là những quá trình không thuận nghịch.

Thí dụ : các quá trình xảy ra có ma sát. Do có ma sát, trong quá trình thuận, một phần công biến thành nhiệt và nếu tiến hành quá trình ngược thì một phần công nữa lại biến thành nhiệt. Kết quả cuối cùng là có một phần công biến thành nhiệt và thực nghiệm xác nhận, nhiệt đó chỉ làm nóng các vật khác chứ không tự nó biến thành công được. Do đó sau khi tiến hành quá trình thuận và quá trình ngược lại, môi trường xung quanh bị biến đổi.

Vậy các quá trình có ma sát đều là không thuận nghịch.

Quá trình truyền nhiệt từ vật nóng sang vật lạnh cũng là một quá trình không thuận nghịch. Quá trình này xảy ra một cách tự phát, không cần có một tác dụng nào của bên ngoài. Quá trình này sẽ chấm dứt khi nhiệt độ của hai vật đó cân bằng nhau. Muốn có một quá trình ngược lại : nhiệt từ vật lạnh truyền lại cho vật nóng thì phải có tác dụng bên ngoài. Kết quả là sau khi vật nóng truyền nhiệt cho vật lạnh và lấy nhiệt từ vật lạnh trả lại cho vật nóng để hai vật trở về trạng thái ban đầu thì môi trường xung quanh bị biến đổi.

3. Ý nghĩa của việc nghiên cứu các quá trình thuận nghịch và không thuận nghịch

Qua việc nghiên cứu các quá trình thuận nghịch và không thuận nghịch kể trên, ta thấy rằng các quá trình thuận nghịch kể trên đều là những quá trình lí tưởng và trong thực tế chỉ xảy ra các quá trình không thuận nghịch. Việc nghiên cứu đó đóng một vai trò rất quan trọng trong công trình xây dựng nguyên lí thứ hai của nhiệt động học.

Những thí dụ về quá trình không thuận nghịch chỉ rõ rằng trong hai chiều diễn biến của một quá trình vĩ mô, chỉ có một

chiều quá trình xảy ra một cách tự phát, không cần có tác dụng bên ngoài. Chiều diễn biến tự phát này bảo đảm cho hệ tiến tới trạng thái cân bằng. Khi hệ đã ở trạng thái cân bằng rồi thì trong hệ không thể tự phát xảy ra quá trình đưa hệ tới những trạng thái (vĩ mô) không cân bằng.

Cần chú ý rằng tuy các quá trình thuận nghịch là những quá trình lý tưởng nhưng việc nghiên cứu chúng rất quan trọng đối với việc thiết lập biểu thức định lượng của nguyên lý thứ hai. Ta đã biết muốn thực hiện được các quá trình thuận nghịch, cần phải loại trừ ma sát và ngăn không cho nhiệt truyền từ chỗ nóng sang chỗ lạnh. Vì vậy, so với quá trình bất thuận nghịch, quá trình thuận nghịch là quá trình lợi nhất về phương diện công và nhiệt vì công do hệ sinh ra không bị mất mát vì ma sát và nhiệt mà hệ nhận vào cũng không bị hao hụt do toả nhiệt cho môi trường xung quanh. Điều này được ứng dụng trong kỹ thuật chế tạo động cơ nhiệt mà ta sẽ nói tới ở phần sau. Tất nhiên máy hoạt động theo những quá trình càng gần quá trình thuận nghịch thì càng có lợi.

§3. Nguyên lý thứ hai của nhiệt động học

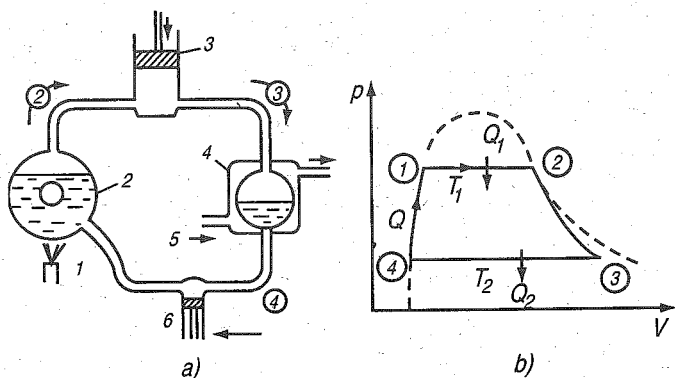
Để phát biểu nguyên lý thứ hai, ta hãy xét đến các máy nhiệt.

1. Máy nhiệt

Máy nhiệt là một hệ hoạt động tuần hoàn biến công thành nhiệt hoặc biến nhiệt thành công.

Trong các máy nhiệt có các chất vận chuyển làm nhiệm vụ biến nhiệt thành công hoặc ngược lại. Chúng được gọi là các *tác nhân*. Khi máy hoạt động, tác nhân trao đổi nhiệt với các vật có nhiệt độ khác nhau. Các vật này được gọi là các *nguồn nhiệt*. Người ta coi nguồn nhiệt có nhiệt độ không đổi và sự trao đổi nhiệt không ảnh hưởng tới nhiệt độ của nó. Thông thường máy nhiệt trao đổi nhiệt với hai nguồn nhiệt. Nguồn có nhiệt độ cao hơn được gọi là *nguồn nóng*, còn nguồn có nhiệt độ thấp hơn là *nguồn lạnh*. Tất cả các máy nhiệt đều hoạt động tuần hoàn, do đó tác nhân trong máy biến đổi theo các chu trình.

a) *Động cơ nhiệt*. Đó là loại máy nhiệt biến nhiệt thành công. Thí dụ máy hơi nước, các loại động cơ đốt trong. Trong máy hơi nước, tác nhân là hơi nước, nguồn nóng là nồi súp de và nguồn lạnh là bình ngưng hơi (h.9-4, a).



Hình 9 - 4

Máy hơi nước và chu trình lí tưởng hoá của nó

1. Đốt nóng ; 2. Nồi súp de ; 3. Xylanh làm việc ;
4. Bình ngưng ; 5. Nước làm lạnh ; 6. Bơm.

Trong các động cơ đốt trong, tác nhân có thể là chất hơi như hơi đốt, hơi mêtan ; có thể là nhiên liệu lỏng như : ết xăng, dầu madút...

Tác nhân trong các động cơ nhiệt biến đổi theo chu trình *thuận nghịch* nghĩa là đường cong biểu diễn chu trình có chiều theo chiều kim đồng hồ (sinh công). Thí dụ : chu trình của máy hơi nước (h. 9-4, b).

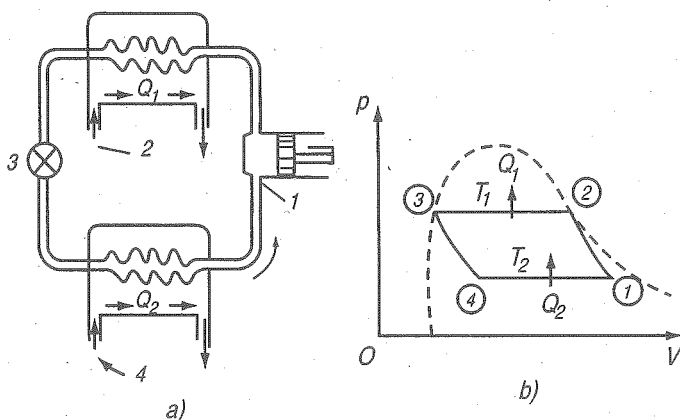
Nếu trong một chu trình, tác nhân nhận của nguồn nóng một nhiệt lượng Q_1 và nhả cho nguồn lạnh một nhiệt lượng Q_2 và sinh công A' thì người ta định nghĩa *hiệu suất* η của động cơ nhiệt là tỉ số giữa công sinh ra A' và nhiệt nhận vào Q_1 :

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

(9-1)

Theo nguyên lí thứ nhất của nhiệt động học thì trong một chu trình công do tác nhân sinh ra bằng nhiệt mà nó thực sự nhận vào, nghĩa là $A' = Q_1 - Q_2'$. Vì vậy hiệu suất còn được tính theo biểu thức sau :

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2'}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2'}{Q_1}$$



Hình 9-5

Máy làm lạnh dùng khí ép (a)

1. Máy ép ; 2. Nước làm lạnh ; 3. Van ;
4. Chất làm lạnh lưu chuyển và chu trình của nó (b).

b) *Máy làm lạnh.* Đó là loại máy tiêu thụ công để vận chuyển nhiệt từ nguồn lạnh sang nguồn nóng. Thí dụ : máy làm lạnh dùng khí ép (h. 9-5, a).

Trong máy này, tác nhân thường dùng là amôniac hoặc anhydric sulfur. Tác nhân trong các máy làm lạnh biến đổi theo chu trình ngược nghĩa là đường cong biểu diễn chu trình có chiều ngược với chiều kim đồng hồ. Hình (9-5, b) biểu diễn chu trình của máy làm lạnh có tác nhân là amôniac.

Khí amôniac được nén đoạn nhiệt bằng máy ép. Trong thời gian nén, nhiệt độ khí tăng lên, vì vậy khí được đưa qua bộ phận trao đổi nhiệt, ở đó nó được nước, làm lạnh tới nhiệt độ phòng T_1 và nhờ có áp suất cao, nó hoá lỏng hoàn toàn. (Đoạn $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3$ trên (h.9-5, b). Sau đó amôniac lỏng đi qua van 3 và bốc hơi. Vì thế nhiệt độ của nó giảm nhanh tới nhiệt độ T_2 ($3 \rightarrow 4 \rightarrow 1$). Hơi nước này làm lạnh chất làm nguội quay vòng. Chất này chảy quanh vật cần được làm lạnh.

Nếu trong một chu trình, tác nhân tiêu thụ một công A và lấy một nhiệt lượng Q_2 từ nguồn lạnh thì *hệ số làm lạnh a* của máy làm lạnh được định nghĩa bằng tỉ số

$$a = \frac{Q_2}{A} \quad (9-3)$$

2. Phát biểu nguyên lí thứ hai

Nguyên lí thứ hai được rút ra từ thực nghiệm. Nghiên cứu các quá trình xảy ra trong tự nhiên, có nhiều cách phát biểu nguyên lí thứ hai. Ở đây, ta nêu ra hai cách phát biểu :

a) Phát biểu của Claodius : Nhiệt không thể tự động truyền từ vật lạnh sang vật nóng hơn.

Như vậy, quá trình truyền nhiệt từ vật lạnh hơn sang vật nóng hơn không tự phát xảy ra, nó bắt buộc phải có tác dụng của bên ngoài, nghĩa là môi trường xung quanh bị biến đổi. Vì thế, người ta cũng có thể hiểu cách phát biểu của Claodius như sau : *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.*

b) Phát biểu của Tôm-xơn : 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.

Ta gọi những máy này là *những động cơ vĩnh cửu loại hai* và phát biểu trên có thể nêu như sau : *không thể chế tạo được động cơ vĩnh cửu loại hai.*

Thực vậy, nếu chế tạo được một động cơ như thế thì chỉ việc cho nó tiếp xúc và lấy nhiệt ở một nguồn nhiệt vô cùng lớn như nước của đại dương hoặc khí quyển của Trái Đất chẳng hạn, nó sẽ sinh ra công mãi mãi. Người ta tính rằng nếu tất cả các động cơ dùng trên Trái Đất đều là động cơ loại đó và cho tiếp xúc với các đại dương thì phải sau 2000 năm hoạt động chúng mới làm cho nhiệt độ nước của đại dương giảm đi một phần trăm độ.

Về phương diện năng lượng động cơ vĩnh cửu loại hai không mâu thuẫn với nguyên lí thứ nhất của nhiệt động học và ích

lợi của nó thật là to lớn. Vì thế nhiều người đã cố gắng chế tạo các động cơ đó. Nhưng họ đều hoàn toàn thất bại. Điều đó chứng tỏ sự đúng đắn của nguyên lý thứ hai.

CHÚ THÍCH. Hai cách phát biểu trên, thực ra hoàn toàn tương đương nhau. Ta có thể dễ dàng chứng minh điều này. Giả sử có một vật sinh công A' bằng cách lấy nhiệt từ một nguồn có nhiệt độ T_2 nào đó (vi phạm nguyên lý hai trong cách phát biểu của Tômxơn). Có thể đem công A' cung cấp cho một vật có nhiệt độ $T_1 > T_2$; bằng một quá trình ma sát, công A' được biến hoàn toàn thành nhiệt, nghĩa là vật có nhiệt độ T_1 nhận được nhiệt lượng đúng bằng Q . Cuối cùng, kết quả duy nhất của dãy quá trình trên là đã truyền được năng lượng dưới dạng nhiệt từ vật lạnh hơn sang vật nóng hơn. Điều này vi phạm nguyên lý hai trong cách phát biểu của Claodiu.

Như vậy, chứng minh trên chứng tỏ hai cách phát biểu tương đương nhau. Chính Tômxơn đã viết : "phát biểu này so với phát biểu kia chỉ khác nhau về hình thức và là kết quả của nhau".

Qua phần trên ta thấy rằng vấn đề chế tạo các máy nhiệt liên quan chặt chẽ với nguyên lý thứ hai. Việc trình bày vấn đề này về mặt định lượng được nêu trong phần dưới đây.

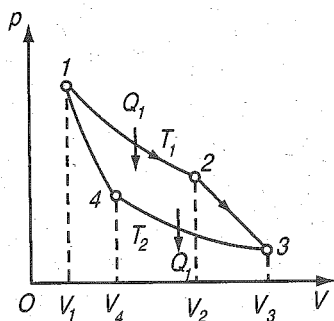
§4. Chu trình Cacnô và định lý Cacnô

Các máy nhiệt đều hoạt động theo những chu trình. Chu trình có lợi nhất là *chu trình Cacnô*. Điều này đã được nêu trong lý thuyết về chu trình của Sadi Cacnô (1824).

Chu trình Cacnô đóng một vai trò to lớn trong sự phát triển nhiệt động học và kỹ thuật nhiệt vì nó cho phép ta lập nên biểu thức định lượng của nguyên lý thứ hai, phân tích hiệu suất của các máy nhiệt và định nghĩa được nhiệt độ nhiệt động học tuyệt đối, không phụ thuộc một vật nhiệt biểu nào.

1. Chu trình Cacnô (thuận nghịch)

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



Hình 9-6
Chu trình Cacnô thuận.

Hình 9-6 biểu diễn chu trình Cacnô thuận nghịch theo chiều thuận, gọi tắt là *chu trình Cacnô thuận*.

Ta có thể hình dung cách thực hiện chu trình Cacnô như sau (h.9-7).

Để tính hiệu suất của chu trình Cacnô thuận nghịch, ta hãy xét trường hợp tác nhân là khí lí tưởng : Theo (9-2) :

$$\eta = 1 - \frac{Q_2'}{Q_1}$$

Có thể tính Q_1 và Q_2' trong hai quá trình đẳng nhiệt theo công thức (8-23) trong chương trước :

$$Q_1 = \frac{m}{\mu} RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1} ;$$

$$Q_2' = - Q_2 = \frac{m}{\mu} RT_2 \ln \frac{V_3}{V_4},$$

Hình 9-7

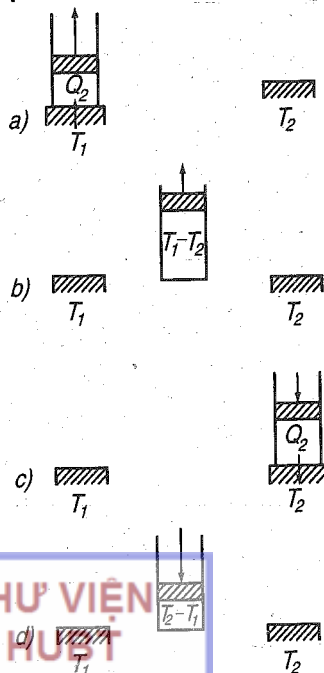
Bốn bước thực hiện chu trình Cacnô thuận với tác nhân là chất khí :

a) Giãn đẳng nhiệt ở T_1 ; tác nhân thu nhiệt Q_1 (đoạn 1-2 trên đồ thị hình 9-6).

b) Giãn đoạn nhiệt ; nhiệt độ từ T_1 giảm xuống T_2 (đoạn 2-3).

c) Nén đẳng nhiệt ở T_2 ; tác nhân toả nhiệt Q_2' (đoạn 3-4).

d) Nén đoạn nhiệt ; nhiệt độ tăng từ T_2 lên T_1 (đoạn 4-1).



(Q_2 là kí hiệu đại số của nhiệt mà tác nhân thu vào trong quá trình tiếp xúc với nguồn lạnh T_2 . Vì tác nhân thực sự toả nhiệt nên $Q_2 < 0$).

Từ đó :

$$\eta = 1 - \frac{T_2 \ln \frac{V_3}{V_4}}{T_1 \ln \frac{V_2}{V_1}}$$

Mặt khác, trong các quá trình đoạn nhiệt 2-3 và 4-1, liên hệ giữa nhiệt độ và thể tích được biểu diễn theo hệ thức :

$$T_1 V_2^{\gamma-1} = T_3 V_3^{\gamma-1},$$

$$T_1 V_1^{\gamma-1} = T_2 V_4^{\gamma-1}.$$

Chia hai đẳng thức này cho nhau ta được :

$$\left(\frac{V_2}{V_1}\right)^{\gamma-1} = \left(\frac{V_3}{V_4}\right)^{\gamma-1}.$$

Ta suy ra :

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{V_3}{V_4}.$$

Thay đẳng thức này vào biểu thức của hiệu suất, ta được

$$\eta = 1 - \frac{T_2}{T_1}. \quad (9-4)$$

Như vậy, hiệu suất của chu trình Cacbô thuận nghịch đối với khí lí tưởng chỉ phụ thuộc vào nhiệt độ của nguồn nóng và nguồn lạnh.

Chú thích. a) Ở phần sau ta cũng chứng minh (9-4) là hiệu suất của chu trình Cacbô thuận nghịch đối với bất kì tác nhân nào.

b) Chu trình Cacbô đi qua một trạng thái không cân bằng được gọi là chu trình Cacbô không thuận nghịch và không thể biểu diễn nó trên đồ thị.

Nếu chu trình Cacnô thuận nghịch tiến hành theo chiều ngược lại thì ta có *chu trình Cacnô ngược* (h.9-8). Trong chu trình đó, khí nhận của nguồn lạnh nhiệt lượng $Q_2 (Q_2 > 0)$ trong quá trình 4-3, nhận công A và nhả cho nguồn nóng nhiệt lượng Q_1 trong quá trình 2-1.

Hệ số làm lạnh của chu trình Cacnô ngược bằng :

$$\varepsilon = \frac{Q_2}{A}$$

Ta đã biết, theo nguyên lí thứ nhất thì trong một chu trình, công mà khí nhận vào bằng nhiệt toả ra nghĩa là :

$$A = Q'_1 - Q_2,$$

do đó

$$\varepsilon = \frac{Q_2}{Q'_1 - Q_2}.$$

Cũng chứng minh như trên, ta được biểu thức của Q_2 , Q'_1 và hệ thức giữa các giá trị của thể tích khí :

$$Q_2 = -Q'_2 = \frac{m}{\mu} RT_2 \ln \frac{V_4}{V_3},$$

$$Q'_1 = -Q_1 = \frac{m}{\mu} RT_1 \ln \frac{V_1}{V_2}; \quad \frac{V_4}{V_3} = \frac{V_1}{V_2}.$$

Ta suy ra :

$$\varepsilon = \frac{T_2}{T_1 - T_2}. \quad (9-5)$$

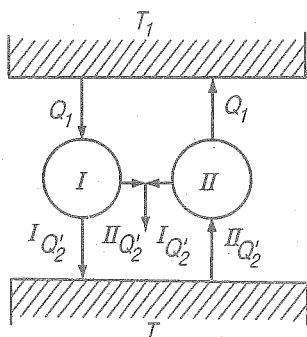
Như vậy hệ số làm lạnh của chu trình Cacnô ngược cũng chỉ phụ thuộc vào nhiệt độ của nguồn lạnh và nguồn nóng.

2. Định lí Cacnô

Từ nguyên lí thứ hai ta có thể chứng minh được định lí Cacnô sau đây :

"Hiệu suất của tất cả các động cơ thuận nghịch chạy theo chu trình Cacnô 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".

Giả thiết rằng ta có hai động cơ thuận nghịch I và II chạy theo chu trình Cacnô, với cùng nguồn nóng và nguồn lạnh. Nếu nhiệt chúng lấy ở nguồn nóng đều là Q_1 và nhiệt nhả cho nguồn



Hình 9-8
Động cơ ghép.

Giả sử $I'Q_2 < II'Q_2$ ta suy ra : $\eta_I > \eta_{II}$ nghĩa là trong một chu trình, động cơ I nhả cho nguồn lạnh ít nhiệt hơn nhưng lại sinh công nhiều hơn so với động cơ II.

Ta chứng minh rằng không thể xảy ra điều đó.

Vì các động cơ là thuận nghịch, nên ta có thể thực hiện một động cơ ghép gồm động cơ I chạy theo chu trình thuận ghép với động cơ II chạy theo chu trình ngược (h.9-8). Trong một chu trình, động cơ I lấy của nguồn nóng nhiệt lượng Q_1 và nhả cho nguồn lạnh nhiệt lượng $I'Q_2$, và sinh công có giá trị bằng $Q_1 - I'Q_2$ động cơ II lấy nguồn lạnh nhiệt lượng $II'Q_2$, nhả cho nguồn nóng nhiệt lượng Q_1 và sinh công có giá trị bằng : $II'Q_2 - Q_1$. Kết quả là sau một chu trình, động cơ này không trao đổi nhiệt với nguồn nóng, nhận của nguồn lạnh nhiệt lượng $II'Q_2 - I'Q_2 > 0$ và sinh công tổng cộng :

$$(Q_1 - I'Q_2) + (II'Q_2 - Q_1) = II'Q_2 - I'Q_2 > 0.$$

Nội năng của cả hai động cơ không thay đổi bởi vì chúng thực hiện những chu trình.

Như vậy động cơ ghép không vi phạm nguyên lý thứ nhất. Sau một chu trình, toàn bộ nhiệt nhận được đều sinh công ; nhưng nó vi phạm nguyên lý thứ hai, vì nó sinh công mà chỉ bằng nhiệt trao đổi với một nguồn nhiệt (lạnh).

Do đó, không thể có động cơ này, nghĩa là không xảy ra trường hợp : $\eta_I > \eta_{II}$ như giả thiết đã nêu ra.

lạnh, đối với động cơ I là $I'Q_2$ đối với động cơ II là $II'Q_2$ thì hiệu suất của chúng lần lượt là :

$$\eta_I = 1 - \frac{I'Q_2}{Q_1},$$

và

$$\eta_{II} = 1 - \frac{II'Q_2}{Q_1}.$$

Hiệu suất η_I và η_{II} sẽ khác nhau nếu $I'Q_2$ và $II'Q_2$ khác nhau.

Ta lại giả sử $\eta_I < \eta_{II}$. Lí luận hoàn toàn tương tự như trên, nhưng trong trường hợp này ta lại cho động cơ I chạy theo chu trình ngược. Kết quả là ta thấy cũng không xảy ra trường hợp này.

Vì vậy, bắt buộc ta phải đi đến kết luận là : $\eta_I = \eta_{II}$ nghĩa là : đối với các động cơ chạy theo chu trình Cacnô 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 kì một động cơ nào khác.

Ở trên ta đã tìm được hiệu suất của chu trình Cacnô thuận nghịch đối với khí lí tưởng (biểu thức 9-4). Do kết luận trên ta thấy đó cũng là hiệu suất của chu trình Cacnô thuận nghịch đối với bất kì chất tác nhân nào :

$$\eta = 1 - \frac{T_2}{T_1} \quad (9-6)$$

Bây giờ ta chứng minh rằng hiệu suất của động cơ chạy theo chu trình Cacnô không thuận nghịch bé hơn hiệu suất của động cơ chạy theo chu trình Cacnô thuận nghịch.

Giả sử rằng cả hai động cơ này cùng lấy ở nguồn nóng nhiệt lượng Q_1 . Động cơ không thuận nghịch nhả cho nguồn lạnh nhiệt lượng Q'_2 . Hiệu suất của nó là

$$\eta = \frac{A'}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q'_2}{Q_1}.$$

Trong chu trình không thuận nghịch, ngoài việc nhả nhiệt cho nguồn lạnh tác nhân còn mất năng lượng do truyền nhiệt cho những vật khác và chống lại ma sát, nên công có ích sinh ra sẽ nhỏ hơn trong chu trình thuận nghịch. Như vậy :

$$\eta_{ktn} < \eta_{tn}.$$

Đối với chu trình Cacnô :

$$\eta_{ktn} < 1 - \frac{T_2}{T_1}$$

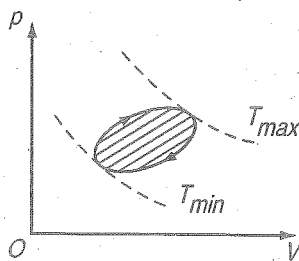
(9-7)

Gộp hai biểu thức (9-6) và (9-7) ta có :

$$\eta \leq 1 - \frac{T_2}{T_1}, \quad (9-8)$$

trong đó dấu = ứng với chu trình Cacnô thuận nghịch còn dấu < ứng với chu trình Cacnô không thuận nghịch.

CHÚ THÍCH. Ta cũng có thể chứng minh được rằng, hiệu suất của một chu trình thuận nghịch bất kì (h.9-9) không thể lớn hơn hiệu suất của chu trình Cacnô thuận nghịch thực hiện giữa hai nguồn nhiệt có nhiệt độ cực trị của tác nhân trong chu trình thuận nghịch bất kì đó :



Hình 9-9
Chu trình thuận nghịch bất kì.

$$\eta_{tn} \leq \eta_{tnCacnô} = 1 - \frac{T_2}{T_1} = 1 - \frac{T_{min}}{T_{max}}. \quad (9-9)$$

Cũng chứng minh được hiệu suất của chu trình thuận nghịch bất kì 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 Cacnô thuận nghịch thực hiện giữa hai nguồn nhiệt có nhiệt độ cực trị đó :

$$\eta_{tnbất\,kì} < \eta_{tnCacnô} = 1 - \frac{T_2}{T_1} = 1 - \frac{T_{min}}{T_{max}}. \quad (9-10)$$

Từ định lí Cacnô, ta rút ra mấy nhận xét quan trọng sau đây :

a) *Nhiệt không thể biến hoàn toàn thành công.* Thực vậy ngay với một động cơ lí tưởng chạy theo chu trình Cacnô thuận nghịch, hiệu suất cũng chỉ bằng $1 - T_2/T_1$ nghĩa là luôn luôn nhỏ hơn 1, vì T_1 không thể bằng vô cùng và T_2 không thể bằng không*).

*) Cho đến ngày nay kĩ thuật chưa đạt được $T = 0K$. Định lí Necso (§7) khẳng định rằng không bao giờ đạt được nhiệt độ đó.

Từ $\eta < 1$ ta suy ra $A' < Q_1$, nghĩa là công sinh ra luôn luôn nhỏ hơn lượng nhiệt nhận vào hay nói cách khác, nhiệt không thể hoàn toàn biến thành công.

b) 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. Trong thực tế việc hạ nhiệt độ của nguồn lạnh gặp nhiều khó khăn hơn việc tăng nhiệt độ của nguồn nóng, nên để tăng hiệu suất của động cơ nhiệt người ta thường chọn cách làm thứ hai.

Bảng 9-1

GIÁ TRỊ CỰC ĐẠI CỦA HIỆU SUẤT

$$T_2 = 293K$$

T_1K	373	673	1073	1273	2273
$\eta_{\max}$	0,21	0,56	0,73	0,77	0,81

Nếu ta có hai động cơ nhiệt hoạt động với nguồn lạnh có cùng nhiệt độ thì động cơ nào có nhiệt độ nguồn nóng cao hơn sẽ có hiệu suất lớn hơn, nghĩa là nhiệt lượng nhận vào (Q_1) có khả năng biến thành công có ích (A') lớn hơn. Từ đó ta suy ra rằng nhiệt lượng lấy từ vật có nhiệt độ cao có chất lượng cao hơn nhiệt lượng lấy từ vật có nhiệt độ thấp hơn.

c) 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.

§5. Biểu thức định lượng của nguyên lí thứ hai

Từ biểu thức hiệu suất của động cơ nhiệt thuận nghịch chạy theo chu trình Carnô ta có :

$$T_2/T_1 = Q_2/Q_1 \quad (9-11)$$

Như ta đã thấy ở trên, định lí Carnô là một hệ quả của nguyên lí thứ hai. Nhờ đó ta đã giải quyết những vấn đề về

sự hạn chế của nguyên lý thứ nhất nêu ra trong §1, và dưới đây ta nêu được biểu thức định lượng của nguyên lý thứ hai.

Từ biểu thức của hiệu suất của chu trình Carnô (9-8) và định nghĩa của hiệu suất (9-2), ta được :

$$\frac{Q_1 - Q'_2}{Q_1} \leq \frac{T_1 - T_2}{T_1} \quad (9-12)$$

Đây chính là biểu thức định lượng của nguyên lý thứ hai. Từ biểu thức này dễ dàng suy lại các phát biểu định tính của nguyên lý thứ hai (§3).

Bây giờ ta có thể xét trường hợp phức tạp hơn và thiết lập biểu thức định lượng tổng quát của nguyên lý thứ hai :

Từ (9-12), ta suy ra :

$$\frac{Q'_2}{Q_1} \geq \frac{T_2}{T_1}, \quad (9-13)$$

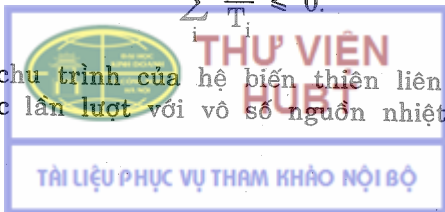
trong đó Q'_2 là nhiệt mà hệ (tác nhân) nhả cho nguồn lạnh. Nếu gọi Q_2 là nhiệt mà hệ nhận của nguồn lạnh thì $Q_2 = - Q'_2$ và sau khi thay vào (9-13) và chuyển vế, (9-13) trở thành :

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} \leq 0. \quad (9-14)$$

Hệ thức (9-11) 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 (9-11) :

$$\sum_i \frac{Q_i}{T_i} \leq 0. \quad (9-15)$$

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 độ T



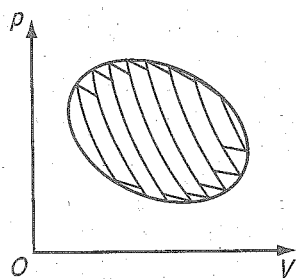
vô cùng gần nhau và biến thiên liên tục ; mỗi quá trình tiếp xúc với một nguồn nhiệt là một quá trình vi phân trong đó hệ nhận nhiệt δQ . Phép cộng trong (9-15) sẽ trở thành một phép tích phân :

$$\oint \frac{\delta Q}{T} \leq 0, \quad (9-16)$$

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

Hệ thức (9-16) là biểu thức định lượng tổng quát của nguyên lý thứ hai.

Xét một chu trình thuận nghịch bất kì. Nó được biểu diễn bằng một đường



Hình 9-10

Chu trình thuận nghịch bất kì.

cong kín trên đồ thị (p, V) (h. 9-10). Dùng nhiều đường đẳng nhiệt và đoạn nhiệt chia nhỏ chu trình đó, ta sẽ được các chu trình Carnot thuận nghịch nhỏ. Khi thực hiện tất cả các chu trình Carnot đó, những phần đi hai lượt theo hai chiều ngược nhau của mỗi đường đoạn nhiệt không đóng một vai trò gì cả, chỉ còn lại các đoạn đường đẳng nhiệt ở phía trên và phía dưới của mỗi chu trình nhỏ. Tất cả các đoạn này tạo thành một đường gãy khúc khép kín. Nếu số chu trình nhỏ nhiều vô cùng thì đường gãy khúc đó

trùng với đường cong kín. Đối với mỗi chu trình Carnot nhỏ, ta dùng (9-16) với dấu =, do đó đối với tổng vô hạn các chu trình Carnot ta có :

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

Nếu chu trình là không thuận nghịch thì trong cách chia nhỏ ở trên ta sẽ được một số chu trình Carnot không thuận nghịch không biểu diễn được trên đồ thị (p, V). Đối với mỗi chu trình không thuận nghịch ta dùng được bất đẳng thức trong (9-16). Như vậy đối với cả chu trình gồm vô số các chu trình nhỏ (không thuận nghịch và cả thuận nghịch), ta có :

$$\oint \frac{\delta Q}{T} < 0.$$

THƯ VIỆN
HUBT

TÀI LIỆU PHỤC VỤ THAM KHẢO NỘI BỘ

§6. Hàm entrôpi *) và nguyên lí tăng entrôpi

1. Hàm entrôpi

Theo (9-16), khi một hệ biến đổi theo một chu trình thuận nghịch thì :

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = 0. \quad (9-16')$$

Bây giờ 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 2b1 qua những trạng thái trung gian như cũ. Kết quả ta có chu trình thuận nghịch 1a2b1. Áp dụng hệ thức (9-16') cho chu trình đó ta có :

$$\oint_{1a2b1} \frac{\delta Q}{T} = 0$$

hay :

$$\int_{1a2} \frac{\delta Q}{T} + \int_{2b1} \frac{\delta Q}{T} = 0$$

hay :

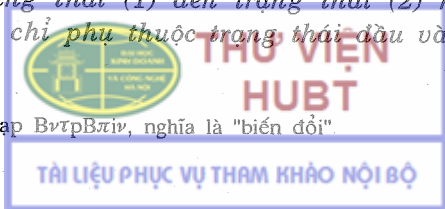
$$\int_{1a2} \frac{\delta Q}{T} + \int_{1b2} \frac{-\delta Q}{T} = 0,$$

do đó :

$$\int_{1a2} \frac{\delta Q}{T} = \int_{1b2} \frac{\delta Q}{T} ;$$

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.

*) Từ chữ Hylap BvtpBzin , nghĩa là "biến đổi".



Từ đó ta có thể định nghĩa một 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 :

$$\Delta S = S_2 - S_1 = \int_{(1)}^{(2)} \frac{\delta Q}{T} \quad (9-17)$$

Hàm S đó gọi là *hàm entropi* của hệ. Theo (9-17), vi phân của hàm S cho bởi :

$$dS = \frac{\delta Q}{T} \quad (9-18)$$

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

a) 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.

b) 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.

c) Từ (9-18) ta suy ra rằng entropi được xác định sai kém một hằng số cộng :

$$S = S_0 + \int \frac{\delta Q}{T}, \quad (9-19)$$

trong đó S_0 là giá trị entropi tại gốc tính toán ; người ta thường qui 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.

Xét một quá trình không thuận nghịch của hệ từ trạng thái (1) đến trạng thái (2), ta có thể thực hiện một quá trình thuận nghịch cùng có trạng thái đầu và trạng thái cuối (h. 9-11). Bấy

giờ cho hệ biến đổi theo một chu trình gồm một quá trình không thuận nghịch (hình dung bằng đường chấm chấm 1a2) và tiếp theo là một quá trình thuận nghịch 2b1. Như vậy chu trình này là không thuận nghịch. Do đó theo (9-16) :

$$\oint \frac{\delta Q}{T} < 0.$$

Chia tích phân này thành hai tích phân theo hai quá trình :

$$\int_{1a2} \frac{\delta Q}{T} + \int_{2b1} \frac{\delta Q}{T} < 0. \quad (9-20)$$

Vì quá trình 2b1 là thuận nghịch nên nếu tiến hành theo chiều ngược 1b2), ta được :

$$\int_{2b1} \frac{\delta Q}{T} = - \int_{1b2} \frac{\delta Q}{T}.$$

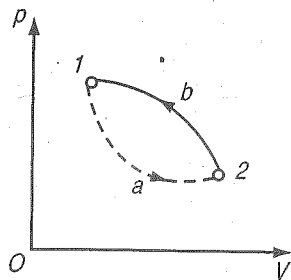
Thay giá trị này của $\int_{2b1} \frac{\delta Q}{T}$ vào (9-20) rồi chuyển vế, ta được :

$$\int_{1a2} \frac{\delta Q}{T} < \int_{1b2} \frac{\delta Q}{T}. \quad (9-21)$$

Vì 1b2 là quá trình thuận nghịch, ta áp dụng được (9-17) còn 1a2 là quá trình không thuận nghịch, do đó bất đẳng thức (9-21) trở thành :

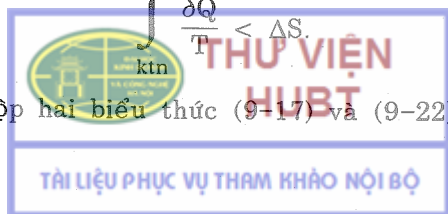
$$\int_{ktn} \frac{\delta Q}{T} < \Delta S. \quad (9-22)$$

Có thể gộp hai biểu thức (9-17) và (9-22) lại như sau :



Hình 9-11

Các quá trình thuận nghịch và không thuận nghịch cùng có trạng thái đầu và trạng thái cuối.



$$\Delta S \geq \int \frac{\delta Q}{T}, \quad (9-23)$$

trong đó, dấu $=$ ứng với quá trình thuận nghịch, còn dấu $>$ ứng với quá trình không thuận nghịch.

Có thể viết dưới dạng vi phân :

$$dS \geq \frac{\delta Q}{T}. \quad (9-23')$$

Biểu thức (9-23) cũng là một biểu thức định lượng của nguyên lý thứ hai.

2. Nguyên lý tăng entropi

Biểu thức (9-23) 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, theo (9-23), bằng :

$$\Delta S \geq 0. \quad (9-24)$$

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 ($\Delta S > 0$).

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

"Với quá trình nhiệt động thực tế xảy ra trong một hệ cô lập, entropi của hệ luôn luôn tăng". Điều này có nghĩa là : *một hệ cô lập không thể hai lần đi qua cùng một trạng thái* (vì giá trị S của nó không trở lại giá trị ban đầu). Vì vậy đôi khi người ta gọi nguyên lý này là "nguyên lý tiến hoá".

Ta biết rằng 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.*

Sai lầm của thuyết chết nhiệt Vũ trụ

Claudiut là người có công lao to lớn trong việc thiết lập nguyên lý thứ hai của nhiệt động học, nhưng khi mở rộng phạm vi ứng dụng của nguyên lý đó cho Vũ trụ, ông đã đi đến những kết luận triết học sai lầm. Năm 1865 ông viết : "Năng lượng của Vũ trụ không đổi. Entropi của Vũ trụ sẽ tiến tới cực đại". Claodiut và Tômxơn khẳng định rằng Vũ trụ sẽ đến trạng thái cân bằng nhiệt. Lúc đó trong Vũ trụ không còn quá trình biến đổi năng lượng nào nữa và Vũ trụ ở trong một trạng thái bất động tuyệt đối. Con người và mọi sinh vật sẽ bị tiêu diệt vì không còn những quá trình trao đổi năng lượng để duy trì sự sống. Đó chính là nội dung của thuyết chết nhiệt Vũ trụ.

Các nhà vật lý và triết học duy tâm vội bám lấy thuyết chết nhiệt Vũ trụ để đề cao tôn giáo và tấn công chủ nghĩa duy vật. Nhưng Ăngghen là người đầu tiên và sau đó là một số nhà khoa học, đã vạch trần được các cơ sở sai lầm của thuyết đó.

Trước hết thuyết đó mâu thuẫn với định luật bảo toàn và biến đổi năng lượng, một quy luật tuyệt đối của tự nhiên. Theo định luật này, vận động của vật chất là vĩnh cửu, không thể tiêu diệt được mà chỉ có thể biến đổi từ dạng này sang dạng khác.

Một sai lầm quan trọng khác của thuyết chết nhiệt Vũ trụ là ở chỗ mở rộng một cách vô nguyên tắc phạm vi ứng dụng của nguyên lý thứ hai cho toàn Vũ trụ. Vì Vũ trụ là vô hạn nên không thể ở trạng thái cân bằng nhiệt động. Landao và Lipsitx viết : "Vũ trụ, xét như một thể đơn nhất thì không thể coi như một hệ kín, mà là một hệ trong trường hấp dẫn biến thiên". Teclétxki cũng chỉ ra rằng với những điều kiện xác định trong hệ có các tương tác hấp dẫn, có thể có thăng giáng lớn với xác suất xuất hiện khá lớn.

Thuyết chết nhiệt còn bao hàm những quan điểm tôn giáo phản khoa học. Chẳng hạn như thừa nhận rằng có một khởi điểm, lúc đó Vũ trụ đang chết và bàn tay của thượng đế (đứng ngoài Vũ trụ cô lập) đã làm cho Vũ trụ sống lại xoay vần rồi lại tiến đến một ngày tận thế ! Như vậy thuyết chết nhiệt Vũ trụ phủ nhận sự tồn tại khách quan của vật chất vận động.

Trong thực tế, Vũ trụ không ngừng biến đổi. Những quan sát thiên văn gần đây chứng tỏ luôn luôn có các ngôi sao mới xuất hiện. Có nhiều cơ sở khoa học để nói rằng trong vũ trụ ngoài những quá trình biến đổi sang trạng thái cân bằng nhiệt độ, còn có những vùng có nhiệt độ cao, trong đó các quá trình biến đổi ứng với sự giảm của entropi. Sinh vật học cũng luôn luôn phát hiện được các vi sinh vật mới và trong quá trình phát triển chúng là những chiến sĩ chống sự tăng entropi một cách tích cực.

Qua phân trình bày ở trên, ta thấy rằng nguyên lý tăng entropi là một cách phát biểu khác của nguyên lý thứ hai. Từ đó ta lại hiểu thêm ý nghĩa của việc đưa ra hàm entropi S . Thực vậy, ta hãy so sánh entropi S với nội năng U : tuy chúng đều là những hàm trạng thái nhưng khi xét một quá trình xảy ra trong một hệ cô lập thì nếu chỉ dựa vào nguyên lý thứ nhất, ta thấy nội năng không biến thiên ($\Delta U = 0$) do đó không biết được chiều diễn biến của quá trình. Nếu dùng nguyên lý tăng entropi ($\Delta S > 0$) thì ta dễ dàng biết được chiều đó.

3. Entropi của khí lí tưởng

Giả sử ta tính ΔS của một khối khí lí tưởng trong một quá trình biến đổi cân bằng từ trạng thái 1 (p_1, V_1, T_1) sang trạng thái 2 (p_2, V_2, T_2).

a) Quá trình là đoạn nhiệt ($\delta Q = 0$)

$$\Delta S = \int \frac{\delta Q}{T} = 0, \quad (9-25)$$

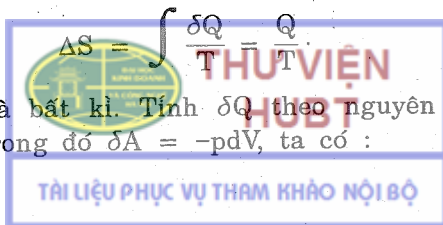
nghĩa là $S = \text{const.}$

Do đó quá trình đoạn nhiệt cũng được gọi là *quá trình đẳng entropi*.

b) Quá trình là đẳng nhiệt ($T = \text{const}$)

$$\Delta S = \int \frac{\delta Q}{T} = \frac{Q}{T}. \quad (9-26)$$

c) Quá trình là bất kì. Tính δQ theo nguyên lý thứ nhất $\delta Q = dU - \delta A$ trong đó $\delta A = -pdV$, ta có :



$$\delta Q = dU + p dV.$$

Mặt khác :

$$dU = \frac{m}{\mu} C_v dT, \quad p = \frac{m}{\mu} \frac{RT}{V},$$

nên :

$$\delta Q = \frac{m}{\mu} C_v dT + \frac{m}{\mu} RT \frac{dV}{V},$$

và

$$\begin{aligned} \Delta S &= \int \frac{\delta Q}{T} = \frac{m}{\mu} C_v \int_{T_1}^{T_2} \frac{dT}{T} + \frac{m}{\mu} R \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V} = \\ &= \frac{m}{\mu} C_v \ln \frac{T_2}{T_1} + \frac{m}{\mu} R \ln \frac{V_2}{V_1}. \end{aligned} \quad (9-27)$$

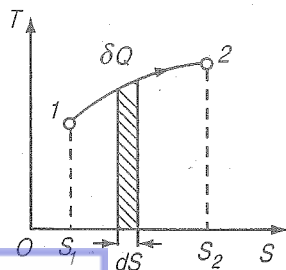
Nếu lấy thông số là p và V thì :

$$\Delta S = \frac{m}{\mu} C_v \ln \frac{p_2}{p_1} + \frac{m}{\mu} C_p \ln \frac{V_2}{V_1}. \quad (9-27')$$

CHÚ THÍCH. Trước đây muốn tính công bằng đồ thị người ta đã dùng đồ thị (p, V) . Bây giờ để tính nhiệt, ta dùng đồ thị (T, S) : Trục tung ghi nhiệt độ T , trục hoành ghi entropi S .

Với cách chọn giá trị của entropi tại gốc bằng không thì trên đồ thị ta biểu diễn mỗi trạng thái cân bằng của hệ bằng một điểm và một quá trình cân bằng bằng một đường (h. 9-12).

Nhiệt mà hệ nhận được trong một quá trình nhỏ : $\delta Q = T dS$ được biểu diễn bằng diện tích nhỏ và nhiệt nhận được trong quá trình biến đổi từ 1 đến 2 có giá trị bằng diện tích hình 12S₂S₁. Nhiệt đó là số dương nếu quá trình tiến hành theo chiều dương của trục S ; còn nếu quá trình theo chiều ngược lại, nhiệt sẽ là số âm.



Hình 9-12

Đồ thị tính nhiệt trong một quá trình cân bằng.

4. Ý nghĩa thống kê của entropi và nguyên lý thứ hai

Nguyên lý thứ hai cho ta thấy rằng nhiệt không thể tự động truyền từ vật lạnh hơn sang vật nóng hơn và entropi của một hệ cô lập không thể giảm ; nói một cách khác, hệ đó biến đổi không thuận nghịch từ trạng thái không cân bằng đến trạng thái cân bằng và khi cân bằng rồi ($S_{\max}$) thì hệ không thể tự động trở lại các trạng thái không cân bằng trước được nữa.

Mặt khác, một điều hơi lạ lùng là ta có thể xem entropi như một thông số độc lập, mô tả trạng thái của hệ nhưng không có dụng cụ đo trực tiếp entropi mà chỉ có thể tính gián tiếp với độ chính xác tới một hằng số cộng (xem 9-28). Từ những điều kiện trên nảy ra một vấn đề : bản chất của entropi là gì ?

Muốn giải quyết vấn đề này ta phải đi vào cấu trúc vi mô của hệ, nghĩa là, đứng trên quan điểm động học phân tử, trong đó phương pháp thống kê được áp dụng. Qua đây ta cũng hiểu rõ thêm về mối liên hệ giữa phương pháp thống kê và phương pháp nhiệt động trong việc nghiên cứu các hiện tượng nhiệt.

Theo quan điểm động học thì *entropi là thước đo mức độ hỗn loạn của các phân tử trong hệ*. Điều này cho các kết quả rất phù hợp với cả hai nguyên lý nhiệt động học. Khi làm lạnh một hệ trong trường hợp thể tích không đổi hệ liên tục toả nhiệt ($Q < 0$) do đó entropi giảm ; khi đó tính hỗn loạn của chuyển động phân tử giảm đi hay nói cách khác, tính trật tự tăng lên. Khi khí ngưng tụ thành chất lỏng, các phân tử chiếm các vị trí xác định hơn đối với nhau, khác với trường hợp chúng ở pha khí, và độ giảm nhảy bậc của tính hỗn loạn của chúng tương ứng với độ giảm nhảy bậc của entropi. Nếu tiếp tục hạ nhiệt độ của chất lỏng thì chuyển động nhiệt tạo nên tính hỗn loạn sẽ yếu đi và entropi của hệ giảm dần xuống.

Khi chất lỏng đông đặc, các phân tử trong tinh thể chiếm những vị trí hoàn toàn xác định đối với nhau, tính mất trật tự của chúng giảm nhảy bậc và còn rất ít. Tương ứng với điều đó, khi chất lỏng đông đặc, nhiệt được toả ra và entropi giảm nhảy bậc.

Theo quan điểm động học phân tử, một trạng thái vĩ mô (gọi tắt là *vĩ thái*, trạng thái mà ta không phân biệt được phân tử này với phân tử kia) của một hệ mà các thông số có giá trị trung bình xác định là gồm những sự thay thế nhau không ngừng của một số trạng thái vi mô của hệ (gọi tắt là *vi thái*, trạng thái mà ta phân biệt được từng phân tử). Số các vi thái này cho ta biết khả năng tồn tại của vĩ thái đó trong tổng số các vĩ thái có thể xảy ra đối với hệ đó. Cụ thể là số vi thái đó càng nhiều thì khả năng xảy ra vĩ thái tương ứng càng nhiều. Nó được kí hiệu là w và gọi là *xác suất nhiệt động của vĩ thái đó*. Thuyết động học phân tử nêu ra phép tính chính xác w và công thức nổi tiếng của Bônzơman về quan hệ giữa w và entropi S :

$$S = k \ln w, \quad (9-28)$$

trong đó k là hằng số Bônzơman.

Đối với một hệ cô lập gồm một số lớn phân tử (hệ vĩ mô) thì các quá trình diễn biến tự phát của nó đi theo chiều tiến tới trạng thái cân bằng (quá trình không thuận nghịch) nghĩa là đi từ trạng thái ít có khả năng tồn tại hơn đến trạng thái có nhiều khả năng tồn tại hơn, hay nói theo quan điểm động học phân tử, quá trình tự phát diễn biến theo chiều tăng của xác suất nhiệt động w . Khi ở trạng thái cân bằng rồi thì xác suất đạt giá trị cực đại. Từ (9-28) ta có thể thấy rằng những lí luận trên dẫn đến kết quả :

$$\Delta S \geq 0 \quad (9-29)$$

chính là nguyên lí tăng entropi hay là nguyên lí thứ hai của nhiệt động học đối với các hệ cô lập.

Tuy nhiên, đối với hệ có ít phân tử thì có thể xảy ra những *thăng giáng* nghĩa là hệ tự phát biến đổi từ trạng thái có xác suất lớn sang trạng thái có xác suất nhỏ hơn ; nghĩa là entropi của hệ giảm. Thí dụ như hạt Brao trong chuyển động Brao chẳng hạn, hạt có thể chuyển động bằng cách lấy nhiệt từ một nguồn. Toàn bộ nhiệt đó đã chuyển thành công. Có trường hợp hạt tự chuyển động theo chiều ngược với phương của lực trọng trường.

Như vậy, ta thấy rằng nguyên lí thứ hai chỉ áp dụng cho hệ vĩ mô gồm một số lớn hạt trong đó ảnh hưởng của các thăng giáng có thể bỏ qua được.

§7. Định lí NERNST

Như ta đã biết, biểu thức (9-17) không xác định chính entropi mà xác định hiệu số entropi ở hai trạng thái, Nernst đã chứng minh một định lí cho phép ta xác định giá trị entropi ở bất kì trạng thái nào.

Định lí Nernst (hay gọi là *nguyên lí thứ ba của nhiệt động học*) phát biểu như sau : khi nhiệt độ tuyệt đối tiến tới không, entropi của bất kì vật nào cũng tiến tới không

$$\lim_{T \rightarrow 0} S = 0. \quad (9-30)$$

Nhờ định lí Nernst ta có thể tính được entropi của hệ ở bất kì nhiệt độ T nào.

$$S = \int_0^T \frac{\delta Q}{T}. \quad (9-31)$$

Chẳng hạn, nếu biết nhiệt dung đẳng áp của một vật là một hàm của nhiệt độ, entropi có thể tính theo công thức

$$S = \int_0^T \frac{C_p(T)dT}{T}.$$

§8. Các hàm thế nhiệt động

Trong việc nghiên cứu các hệ nhiệt động, ngoài phương pháp chu trình đã nêu ở trên, người ta còn dùng *phương pháp thế nhiệt động* (còn gọi là *phương pháp hàm đặc trưng*). Trong nhiều trường hợp cụ thể, phương pháp sau giải quyết vấn đề nhanh, gọn, dễ dàng hơn.

1. Các hàm thế nhiệt động

Hàm thế nhiệt động là hàm trạng thái, mà khi trạng thái thay đổi thì vi phân của nó là vi phân toàn chỉnh.

a) Tùy theo cách chọn các thông số trạng thái nào làm biến độc lập, dạng các hàm đặc trưng có thể khác nhau. Khi biết một trong các hàm đặc trưng, người ta có thể tính mọi đại lượng nhiệt động. Trước tiên ta hãy xét nội năng U của hệ. Theo nguyên lý thứ nhất của nhiệt động, ta có :

$$\delta Q = dU + \delta A'.$$

Đối với quá trình thuận nghịch, ta biết :

$$\delta Q = TdS,$$

$$\delta A' = pdV.$$

Vậy :

$$dU = TdS - pdV. \quad (9-35)$$

Như ta đã biết, dU là một vi phân toàn phần. Do đó, nội năng U là một hàm đặc trưng với hai biến độc lập là entropi S và thể tích V của hệ :

$$U = U(S, V) \quad (9-36)$$

Đối với hệ mà $S = \text{const}$, $V = \text{const}$, theo (9-35) ta có $dU = 0$ nghĩa là nội năng U của hệ không đổi trong quá trình thuận nghịch đẳng S và đẳng tích.

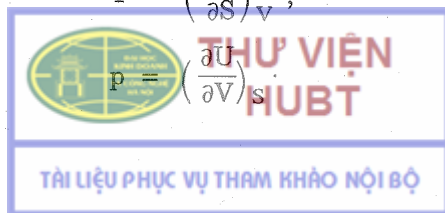
Khi biết dạng (9-36) của nội năng U , người ta có thể tính các đại lượng nhiệt động khác, thí dụ như T và p chẳng hạn. Thực vậy, khi lấy vi phân biểu thức (9-36), ta có :

$$dU = \left(\frac{\partial U}{\partial S} \right)_V dS + \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_S dV.$$

So sánh với (9-35), rút ra :

$$T = \left(\frac{\partial U}{\partial S} \right)_V, \quad (9-37)$$

$$p = \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_S. \quad (9-38)$$



b) Nếu chọn biến độc lập là nhiệt độ T và thể tích V , thì hàm thế nhiệt động bây giờ không phải là nội năng U mà là một hàm khác, gọi là *năng lượng tự do* ψ của hệ :

$$\psi = \psi(T, V) = U - TS. \quad (9-39)$$

Thực vậy, nếu lấy vi phân (9-39), sẽ được :

$$d\psi = dU - TdS - SdT.$$

Thay (9-35) vào đây, ta rút ra biểu thức vi phân toàn chỉnh :

$$d\psi = - SdT - pdV. \quad (9-40)$$

Trong quá trình đẳng nhiệt - tích thuận nghịch ($T = \text{const}$, $V = \text{const}$), năng lượng tự do ψ của hệ không đổi ($d\psi = 0$). Còn trong trường hợp tổng quát, người ta đã chứng minh được rằng :

$$d\psi \leq 0 \begin{cases} d\psi = 0 \text{ đối với quá trình đẳng nhiệt - tích thuận nghịch;} \\ d\psi < 0 \text{ đối với quá trình đẳng nhiệt - tích không thuận nghịch.} \end{cases}$$

Nghĩa là, đối với quá trình đẳng nhiệt - tích không thuận nghịch, hệ sẽ diễn biến theo chiều mà năng lượng tự do của nó giảm.

c) Tương tự, nếu chọn biến độc lập là nhiệt độ T , áp suất p , ta được hàm thế nhiệt động gọi là *thế nhiệt động Gips* :

$$G = G(T, p) = U - TS + pV, \quad (9-41)$$

$$\text{và} \quad dG = - SdT + Vdp. \quad (9-42)$$

Đối với quá trình đẳng nhiệt - áp ($T = \text{const}$, $p = \text{const}$) ta có :

$$dG \leq 0 \begin{cases} dG = 0 \text{ đối với quá trình đẳng nhiệt - áp thuận nghịch;} \\ dG < 0 \text{ đối với quá trình đẳng nhiệt - áp không thuận nghịch;} \end{cases}$$

nghĩa là đối với quá trình đẳng nhiệt - áp thuận nghịch thế nhiệt động G không đổi, còn đối với quá trình đẳng nhiệt - áp không thuận nghịch, hệ sẽ biến thiên theo chiều mà G giảm. Như vậy, ta thấy trong trường hợp các hệ trao đổi nhiệt với bên ngoài (hệ mở), năng lượng tự do ψ và thế nhiệt động G , một mặt đóng vai trò tương tự như nội năng U , mặt khác thay thế cho entropi S . Việc dùng các hàm đặc trưng này đối với các hệ mở phụ thuộc vào từng trường hợp cụ thể.

d) Ngoài ra người ta còn dùng một hàm nữa là entanpi H của hệ định nghĩa bởi :

$$H = H(S, p) = U + pV, \quad (9-43)$$

$$dH = TdS + Vdp. \quad (9-44)$$

Từ (9-44) ta nhận thấy, trong quá trình đẳng áp, lượng nhiệt mà hệ nhận được bằng độ biến thiên entanpi :

$$(\delta Q)_p = (TdS)_p = (dH)_p.$$

2. Thế hoá học

Trong nhiều trường hợp sự biến đổi trạng thái của hệ không những xảy ra với sự thay đổi một số thông số trạng thái của hệ mà ngay cả số lượng phân tử của hệ cũng thay đổi. Hệ như vậy gọi là *hệ có số hạt thay đổi*. Thí dụ hệ gồm có chất lỏng và hơi bão hoà của nó, các phân tử từ chất lỏng chuyển sang hơi bão hoà và ngược lại. Các hệ thực hiện phản ứng hoá học cũng là những hệ có số hạt thay đổi. Rõ ràng sự thay đổi số hạt n của hệ cũng làm cho các hàm đặc trưng của hệ, chẳng hạn như nội năng của hệ, biến đổi. Do đó biểu thức vi phân dU của nội năng trong trường hợp tổng quát phải viết :

$$dU = TdS - pdV + \sum_i \mu_i dn_i, \quad (9-45)$$

trong đó μ_i gọi là thế hoá học của loại hạt thứ i của hệ (giả sử trong hệ gồm nhiều loại hạt). Vật lí thống kê đã chỉ rõ thế hoá học có quan hệ với năng lượng của mỗi hạt. Từ phương trình trên, ta có thể suy ra những phương trình sau :

$$d\psi = -SdT - pdV + \sum_i \mu_i dn_i, \quad (9-46)$$

$$dG = -SdT + Vdp + \sum_i \mu_i dn_i, \quad (9-47)$$

$$dH = TdS + Vdp + \sum_i \mu_i dn_i. \quad (9-48)$$

Như vậy, thế hoá học μ sẽ bằng :

$$\mu_i = \left(\frac{\partial U}{\partial n_i} \right)_{SV} = \left(\frac{\partial F}{\partial n_i} \right)_{TV} = \left(\frac{\partial G}{\partial n_i} \right)_{Tp} = \left(\frac{\partial H}{\partial n_i} \right)_{Sp} \quad (9-49)$$

3. Điều kiện cân bằng nhiệt động

Nhờ các hàm thế nhiệt động, người ta có thể tìm các điều kiện cân bằng nhiệt động. Để đơn giản ta hãy xét một hệ gồm có chất lỏng và hơi bão hoà của nó. Hệ như vậy thường được gọi là hệ gồm hai *pha* ; pha lỏng và pha hơi. Từ đường đẳng nhiệt thực nghiệm *Ângđriu*, ta thấy ngay một số điều kiện để cho hai pha nằm cân bằng nhiệt động với nhau là :

$$P_1 = P_2, \quad (9-50)$$

$$T_1 = T_2. \quad (9-51)$$

Như vậy, khi có sự cân bằng nhiệt động giữa hai pha, áp suất p và nhiệt độ T không đổi. Ở trên ta đã biết, khi đó thế nhiệt động G của hệ không thay đổi nghĩa là :

$$dG = 0.$$

Mặt khác, từ biểu thức (9-45), khi $T = \text{const}$, $p = \text{const}$ ta có :

$$dG = \mu_1 dn_1 + \mu_2 dn_2 = 0,$$

trong đó chỉ số 1 ứng với pha lỏng, chỉ số 2 ứng với pha hơi.

Vì khi hệ ở trạng thái cân bằng, số hạt chuyển từ pha này sang pha kia bằng nhau :

$$dn_1 = -dn_2,$$

do đó, ta có :

$$(\mu_1 - \mu_2)dn_1 = 0,$$

nghĩa là :

$$\mu_1 = \mu_2. \quad (9-52)$$

Ba biểu thức (9-50), (9-51), (9-52) là các điều kiện cân bằng của hệ hai pha. Biểu thức (9-50) cho ta biết sự cân bằng về mặt cơ học. Biểu thức (9-51) thể hiện yêu cầu là năng lượng trao đổi giữa hai pha phải bằng nhau. Còn biểu thức (9-52) chỉ rõ rằng, khi trao đổi hạt, không những chỉ có số hạt chuyển vào và thoát khỏi một pha nào đó phải bằng nhau, mà cả năng lượng trung bình mang bởi các hạt cũng phải bằng nhau.

Tương tự, đối với hệ gồm nhiều pha, các điều kiện cân bằng sẽ là :

$$P_1 = P_2 = \dots = P_i = \dots$$

$$T_1 = T_2 = \dots = T_i = \dots$$

$$\mu_1 = \mu_2 = \dots = \mu_i = \dots$$

CHƯƠNG 10

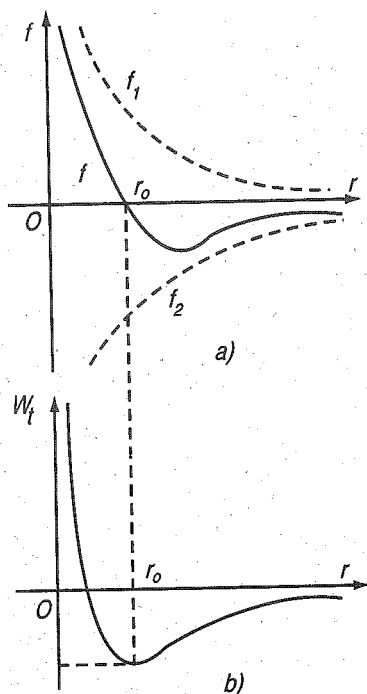
KHÍ THỰC

Khi nghiên cứu khí lí tưởng ta đã thiết lập các định luật và phương trình trạng thái của nó. Đối với các chất khí trong thực tế (khí thực) những phương trình và định luật trên chỉ gần đúng. Trong chương này ta sẽ nghiên cứu tính chất của khí thực và thiết lập phương trình trạng thái của nó.

§1. Lực tương tác phân tử và thế năng tương tác

1. Lực tương tác phân tử

Các phân tử đều cấu tạo từ những nguyên tử, mỗi nguyên tử gồm một hạt nhân mang điện dương và các electron mang điện âm chuyển động xung quanh. Do tương tác giữa các điện tích (trái dấu hoặc cùng dấu) nên giữa các phân tử có những lực tương tác : lực hút và lực đẩy. Những lực này phụ thuộc khoảng cách r giữa các phân tử. Quy ước lực đẩy là dương và lực hút là âm các đường chấm chấm trên hình (10-1, a) biểu diễn sự phụ thuộc của lực đẩy và lực hút theo r . Ta thấy lúc các phân tử gần nhau $|f_1| > |f_2|$, lực đẩy chiếm ưu thế ; lúc



Hình 10-1
Đường biểu diễn của lực
tương tác phân tử (a) và
thế năng tương tác (b).

xa nhau thì $|f_1| < |f_2|$, lực hút chiếm ưu thế. Gọi f là lực tương tác tổng hợp giữa hai phân tử ta có :

$$f = f_1 + f_2. \quad (10-1)$$

Trên hình (10-1) đường cong liên nét biểu diễn sự phụ thuộc của f theo r .

Lúc $r = r_0$ ($r_0 \approx 3.10^{-10}$ m, vào cỡ khoảng cách phân tử trong chất lỏng và rắn) lực tổng hợp bằng không.

Lúc $r < r_0$ lực đẩy chiếm ưu thế, lực tổng hợp là lực đẩy.

Lúc $r > r_0$ lực hút chiếm ưu thế, lực tổng hợp là lực hút.

Như vậy r_0 chính là khoảng cách giữa hai phân tử mà tại đó nếu không có chuyển động nhiệt thì các phân tử ở trạng thái cân bằng bền.

2. Thế năng tương tác giữa các phân tử

Biết lực tương tác phân tử ta có thể tìm được thế năng tương tác giữa các phân tử.

Gọi ΔA là công của lực tương tác trong dịch chuyển Δr , ta có :

$$\Delta A = f \cdot \Delta r. \quad (10-2)$$

Biết công của lực tương tác bằng độ giảm thế năng, do đó :

$$-\Delta W_t = f \cdot \Delta r. \quad (10-3)$$

ở đây W_t là thế năng tương tác. Lúc $r = \infty$, lực tương tác phân tử bằng không nên ta có thể chọn thế năng ở vô cùng

bằng không. Từ vô cùng, ta bắt đầu giảm khoảng cách r , lúc này lực tương tác là lực hút cùng chiều với chiều dịch chuyển nên $\Delta A > 0$, độ giảm thế năng $-\Delta W_t = W_{t1} - W_{t2} = \Delta A$ có giá trị dương, nghĩa là thế năng giảm dần. Vì ta đã chọn $F_{t\infty} = 0$, nên lúc bắt đầu giảm khoảng cách r thế năng có giá trị âm. Đến giá trị $r = r_0$, nếu tiếp tục giảm r thì lực tương tác là lực đẩy ngược chiều dịch chuyển nên $\Delta A < 0$ và $-\Delta W_t = \Delta A < 0$, thế năng bắt đầu tăng. Ở đây lực đẩy tăng rất nhanh nên thế năng cũng tăng rất nhanh. Như vậy lúc $r = r_0$ thế năng có giá trị cực tiểu. Kết quả đường cong biểu diễn sự phụ thuộc của thế năng theo r có dạng như trên hình (10-1, b).

Từ hình vẽ ta thấy : gần r_0 đồ thị thế năng có dạng một hố sâu gọi là *hố thế năng*. Lúc $r = r_0$ thì $W_t = W_{tmin}$ và khoảng cách đó tương ứng với vị trí cân bằng bền của các phân tử. Muốn các phân tử tách xa nhau ra vô cùng chúng cần phải có động năng lớn hơn giá trị tuyệt đối của W_{tmin} .

Ta biết rằng năng lượng chuyển động nhiệt của phân tử vào cỡ kT. Đối với vật rắn, năng lượng đó bé hơn nhiều so với W_{tmin} , vì vậy các phân tử nằm ở những vị trí cân bằng bền, chuyển động nhiệt chỉ làm các phân tử dao động quanh các vị trí đó. Hầu hết kim loại ở nhiệt độ thông thường, năng lượng chuyển động nhiệt đều bé hơn W_{tmin} nên chúng đều ở thể rắn.

Với chất lỏng, năng lượng chuyển động nhiệt vào cỡ W_{tmin} , các phân tử vừa dao động quanh vị trí cân bằng lại vừa có thể dịch chuyển trong cả khối chất lỏng.

Đối với chất khí, năng lượng chuyển động nhiệt lớn hơn W_{tmin} , vì vậy các phân tử khí có thể dịch chuyển tự do trong cả khối khí.

Việc nghiên cứu lực tương tác và thế năng tương tác giúp ta hiểu được cấu tạo và chuyển động phân tử trong các chất. Đối với các khí thực, dựa vào lực và thế năng tương tác ta có thể nghiên cứu các tính chất và thiết lập phương trình trạng thái của chúng.

§2. Khí thực và phương trình trạng thái của khí thực

1. Khí thực và khí lí tưởng

Trong các phần trên ta đã định nghĩa khí lí tưởng, đó là khí mà các phân tử không tương tác (trừ lúc va chạm) và kích thước phân tử không đáng kể. Khí lí tưởng tuân theo phương trình trạng thái :

$$pV = RT. \quad (10-4)$$

Đối với khí thực ở điều kiện bình thường, khoảng cách phân tử vào cỡ 3.10^{-9} mét $\approx 10r_0$, ở khoảng cách này lực tương tác hầu như bằng không, còn thể tích riêng của các phân tử vào khoảng $\frac{1}{1000}$ thể tích khối khí. Vì vậy trong những điều kiện này, áp dụng phương trình (10-4) cho khí thực ta không phạm sai lầm đáng kể.

Tuy nhiên khi nén, hoặc hạ nhiệt độ, thể tích khối khí giảm ; lúc đó các phân tử lại gần nhau và không thể bỏ qua lực tương tác giữa chúng ; đồng thời thể tích riêng của các phân tử cũng chiếm một phần đáng kể so với thể tích toàn bộ và cũng không thể bỏ qua nó. Vì vậy phương trình (10-4) không thể áp dụng cho khí thực trong mọi giới hạn của áp suất và nhiệt độ. Dưới đây ta sẽ thiết lập một phương trình có thể áp dụng cho khí thực trong một giới hạn rộng rãi hơn.

2. Phương trình Vandecvan

a) *Cộng tích và nội áp* : Ta đã nêu lên những nguyên nhân làm cho khí thực không tuân theo phương trình (10-4), những nguyên nhân đó liên quan đến thể tích và áp suất của khối khí.

Đối với khí lí tưởng các phân tử khí coi như những chất điểm, chúng có thể ở bất kì chỗ nào trong thể tích của khối khí, vì vậy thể tích của khí lí tưởng (thể tích V trong phương trình (10-4)) chính là thể tích mà các phân tử chuyển động tự

do trong đó. Còn đối với khí thực, các phân tử có kích thước : mỗi phân tử chiếm một khoảng không gian nào đấy ; vì vậy ; nếu gọi V_1 là thể tích của một kilômol khí thực, thì thể tích dành cho chuyển động tự do của các phân tử sẽ nhỏ hơn V_1 và bằng :

$$V = V_1 - b, \quad (10-5)$$

b là số hiệu chỉnh về thể tích được gọi là *cộng tích*. Đơn vị của nó là $m^3/\text{kilômol}$. Lí thuyết tính được :

$$b = 4N \left(\frac{1}{6} \cdot \pi d^3 \right). \quad (10-6)$$

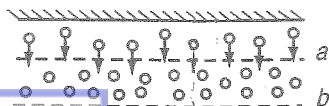
Ở đây N là số Avôgadrô và d là đường kính phân tử. Như vậy b bằng bốn lần thể tích riêng của các phân tử.

Đối với khí lí tưởng ta coi các phân tử không tương tác nên trong phương trình (10-4), p là áp suất của khí lúc các phân tử không hút nhau. Với khí thực, do hút nhau nên lúc các phân tử tới va chạm vào thành bình thì chúng sẽ bị các phân tử bên trong kéo lại : so với trường hợp khí lí tưởng, lực do các phân tử khí thực tác dụng vào thành bình sẽ nhỏ hơn, do đó áp suất khí thực nhỏ hơn áp suất khí lí tưởng. Nếu gọi p_1 là áp suất khí thực thì :

$$p = p_1 + p_i, \quad (10-7)$$

trong đó p_i là số hạng hiệu chỉnh về áp suất gọi là *nội áp*.

Để tính p , ta chú ý rằng p_i phụ thuộc vào lực hút tác dụng lên các phân tử ở gần thành bình. Lực hút này càng lớn nếu số phân tử trong một đơn vị thể tích gần thành bình càng lớn. Vậy lực hút đó tỉ lệ với mật độ phân tử n_0 . Lực hút đó cũng càng lớn nếu số phân tử làm nhiệm vụ kéo về càng lớn ; vì lực tương tác giảm khá nhanh theo khoảng cách nên các phân tử làm nhiệm vụ kéo về chỉ nằm trong một lớp ab nào đấy (h.10-2) ; lực hút này tỉ lệ với mật độ phân tử nằm trong lớp ab , nghĩa là lại tỉ lệ với n_0 . Kết quả



Hình 10-2

Mô hình tương tác phân tử giữa lớp a và b gần thành bình.

lực tác dụng lên các phân tử nằm sát thành bình tỉ lệ với n_o^2 và hướng vào trong chất khí. Lực hút đó ứng với một đơn vị diện tích, chính là nội áp p_i vậy p_i tỉ lệ với n_o^2 . Vì mật độ phân tử tỉ lệ nghịch với thể tích khối khí, nên

$$p_i = \frac{a}{V_t^2}, \quad (10-8)$$

a là hệ số tỉ lệ phụ thuộc vào loại khí. Đơn vị của nó trong hệ SI là $Niuton.m^4/kmol^2$.

b) *Phương trình Vandecvan* : Phương trình (10-4) hoàn toàn đúng, khi V là thể tích tự do và p là áp suất không kể lực hút phân tử.

Thay V và p tìm được từ biểu thức (10-5) và (10-7) vào (10-4) ta được :

$$\left(p_t + \frac{a}{V_t^2} \right) (V_t - b) = RT. \quad (10-9)$$

Bỏ các chỉ số t nhưng hiểu rằng p , V là áp suất và thể tích của khí thực, ta được phương trình trạng thái sau đây :

$$\left(p + \frac{a}{V^2} \right) (V - b) = RT. \quad (10-10)$$

Phương trình này do Vandecvan thiết lập năm 1873 và gọi là *phương trình Vandecvan*.

Phương trình (10-10) đúng với một kilômol khí. Đối với một khối khí bất kì (khối lượng m thể tích V) ta có $V = \frac{\mu}{m} v$.

Thay giá trị của V vào (10-10) ta được :

$$\left(p + \frac{m^2}{\mu^2} \cdot \frac{a}{v^2} \right) \left(v - \frac{m}{\mu} b \right) = \frac{m}{\mu} RT. \quad (10-11)$$

c) *Đường đẳng nhiệt Vandecvan*. Từ phương trình (10-10) ta rút ra :

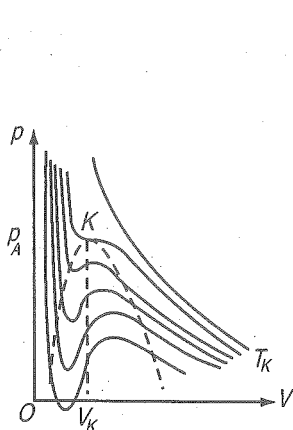
TÀI LIỆU PHỤC VỤ THAM KHẢO NỘI BỘ

$$p = \frac{RT}{V-b} - \frac{a}{V^2} \quad (10-12)$$

Nếu giữ T không đổi và biểu diễn sự phụ thuộc của p theo V trong hệ trục OpV ta sẽ được một đường cong gọi là *đường đẳng nhiệt Vandecvan*. Ứng với các nhiệt độ khác nhau, các đường đẳng nhiệt sẽ khác nhau. Kết quả ta được một họ đường đẳng nhiệt (h. 10-3). Nhìn đồ thị ta thấy ứng với nhiệt độ T_k đường đẳng nhiệt có một điểm uốn K , tiếp tuyến với đường đẳng nhiệt tại K song song với trục hoành.

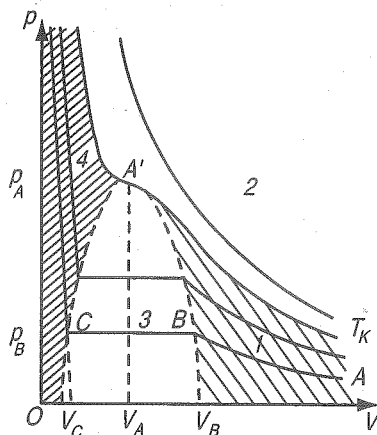
Lúc $T > T_k$, đường đẳng nhiệt có dạng gần giống như đường đẳng nhiệt của khí lí tưởng.

Lúc $T < T_k$, đường đẳng nhiệt rất khác đường đẳng nhiệt của khí lí tưởng ; nó có một đoạn lồi lõm.



Hình 10-3

Họ đường đẳng nhiệt Vandecvan.



Hình 10-4

Họ đường đẳng nhiệt thực nghiệm.

§3. Nghiên cứu khí thực bằng thực nghiệm

1. Đường đẳng nhiệt Ängdriu

Để thấy được sự đúng đắn của phương trình Vandecvan, ta so sánh với thực nghiệm.

Năm 1866, Ăngđriu lấy một mol khí CO_2 và nghiên cứu sự phụ thuộc của áp suất theo thể tích khi nén đẳng nhiệt khối khí ở một nhiệt độ xác định, Ăngđriu vẽ được một đường biểu diễn gọi là *đường đẳng nhiệt Ăngđriu*. Với các nhiệt độ khác nhau Ăngđriu vẽ được các đường đẳng nhiệt khác nhau. Hình (10-4) biểu diễn họ đường đẳng nhiệt thực nghiệm Ăngđriu.

Lúc nhiệt độ của CO_2 nhỏ hơn $T_k = 304\text{K}$, Ăngđriu nhận thấy :

- Thoạt tiên, khi nén khí thì áp suất tăng, thể tích giảm ; trên đường đẳng nhiệt quá trình này được biểu diễn bởi đoạn AB.

- Đến một áp suất p_B xác định (ứng với thể tích V_B), nếu tiếp tục nén khí, áp suất giữ nguyên không tăng nữa và quá trình hoá lỏng bắt đầu. Càng giảm thể tích, CO_2 hoá lỏng càng nhiều và lúc $V = V_c$, toàn bộ CO_2 đã hoá lỏng. Quá trình này trên đồ thị biểu diễn một trạng thái hỗn hợp : CO_2 tồn tại vừa ở thể lỏng, vừa ở thể hơi. Hơi CO_2 lúc đó gọi là hơi bão hoà . Ở mỗi trạng thái hỗn hợp đều xảy ra hiện tượng cân bằng động : số phân tử hoá lỏng bằng số phân tử bay hơi. Vì vậy hơi bão hoà là hơi tồn tại ở trạng thái cân bằng động với chất lỏng của nó. p_B gọi là áp suất của hơi bão hoà ở nhiệt độ đã cho.

- Lúc toàn bộ khí đã hoá lỏng, thì do chất lỏng khó nén nên khi tiếp tục nén, thể tích CO_2 không giảm bao nhiêu. Đường biểu diễn của quá trình đó là đoạn CD gần thẳng đứng.

Nếu nén đẳng nhiệt khí ở nhiệt độ càng gần T_k , Ăngđriu nhận thấy áp suất hơi bão hoà càng tăng và đoạn nằm ngang càng ngắn lại. Lúc $T = T_k$ đoạn nằm ngang thu về điểm uốn K. Điểm K ứng với một trạng thái đặc biệt của CO_2 , gọi là trạng thái tới hạn. Nhiệt độ T_k gọi là nhiệt độ tới hạn. Áp suất và thể tích ứng với trạng thái tới hạn (p_k, V_k) gọi là áp suất và thể tích tới hạn.

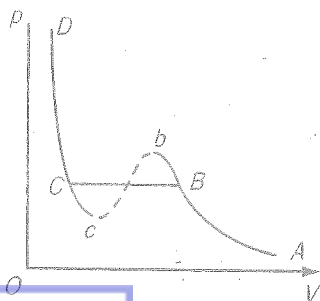
Với $T > T_k$ khi nén đẳng nhiệt, CO_2 không hoá lỏng được và đường đẳng nhiệt có dạng gần giống đường hypecbôn.

Nếu nối đầu của các đoạn nằm ngang lại, ta được một đường cong có dạng hình chuông. Trên đồ thị, hình chuông và đường đẳng nhiệt tới hạn chia mặt phẳng OpV ra làm 4 miền : miền 1 và 2 ứng với các trạng thái khí (các trạng thái trong miền 1 ở nhiệt độ nhỏ hơn T_k và có thể hoá lỏng bằng cách nén đẳng nhiệt ; miền đó đôi khi được gọi là miền hơi) ; miền 3 ứng với các trạng thái hỗn hợp ; vừa lỏng, vừa hơi bão hoà ; miền 4 ứng với các trạng thái lỏng.

Với các loại khí khác nhau đường đẳng nhiệt thực nghiệm cũng có dạng như đối với CO_2 , tuy nhiên nhiệt độ tới hạn T_k của các khí khác nhau.

2. So sánh đường đẳng nhiệt Ăngđriu và Vandecvan

Đối chiếu hai họ đường đẳng nhiệt, ta thấy ở các nhiệt độ ($T > T_k$), đường đẳng nhiệt thực nghiệm giống như đường đẳng nhiệt lí thuyết Vandecvan. Thực nghiệm cũng chứng tỏ, đối với mỗi loại khí có một nhiệt độ tới hạn T_k và ứng với nhiệt độ đó đường đẳng nhiệt có một điểm uốn. Ở những nhiệt độ $T < T_k$ ta thấy có sự khác nhau (h. 10-5) : đường đẳng nhiệt lí thuyết có đoạn lõm, còn thực nghiệm lại là đoạn nằm ngang. Tuy nhiên nhiều trạng thái ứng với một số điểm của đoạn lõm có thể quan sát được trong thực nghiệm. Thí dụ, với một khối khí tinh khiết không có các điện tích tự do và các hạt bụi, ta có thể nén đến áp suất lớn hơn áp suất hơi bão hoà mà khí chưa hoá lỏng. Hơi ở trạng thái này gọi là *hơi quá bão hoà*. Hiện tượng trên gọi là hiện tượng *chậm hoá lỏng*. Trên đường biểu diễn, các trạng thái hơi quá bão hoà ứng với các điểm của đoạn Bb. Chỉ cần xuất hiện những hạt bụi hoặc những điện tích tự do là hơi quá bão hoà bắt đầu ngưng tụ. Cũng có



Hình 10-5

Các đoạn cong Bb và Cc biểu thị trạng thái chậm hoá lỏng và chậm bay hơi.

thể tạo được chất ở trạng thái lỏng với áp suất nhỏ hơn áp suất hơi bão hoà mà chưa biến sang thể hơi.

Hiện tượng đó gọi là hiện tượng *chậm bay hơi*. Các trạng thái chậm bay hơi ứng với các điểm trên đoạn Cc của đường đẳng nhiệt. Chỉ có các trạng thái ứng với đoạn bc là không quan sát được.

3. Trạng thái tới hạn và các thông số tới hạn

a) *Trạng thái tới hạn* : Đồ thị trên hình (10-4) đoạn nằm ngang ứng với các trạng thái hỗn hợp ; hai điểm B, C của đoạn đó ứng với hai trạng thái giới hạn của khối khí : điểm B ứng với trạng thái hoàn toàn hơi bão hòa, còn điểm C ứng với trạng thái đã hoàn toàn hóa lỏng. Lúc tăng nhiệt độ, hai điểm B, C gần lại và đến nhiệt độ tới hạn, chúng trùng nhau tại điểm K. Điểm K ứng với trạng thái tới hạn. Vậy trạng thái tới hạn là trạng thái vừa có thể coi là lỏng, vừa có thể coi là hơi bão hoà. Nói cách khác, đó là trạng thái mà mọi sự khác nhau về chất lỏng và hơi bão hoà của nó không còn nữa. Ở trạng thái tới hạn, nhiệt hoá hơi bằng không, sức căng mặt ngoài cũng bằng không.

Gần trạng thái tới hạn trong chất khí luôn luôn xuất hiện các trung tâm ngưng tụ rồi lại biến mất, vì vậy các chất gần trạng thái tới hạn thường có màu trắng đục gọi là *màu bạch thạch*.

b) *Các thông số tới hạn* : Dựa vào phương trình Vandezvan ta có thể xác định các thông số tới hạn.

Điểm K nằm trên đường đẳng nhiệt, vậy các thông số tới hạn phải thoả mãn phương trình Vandezvan :

$$\left(p + \frac{a}{V^2}\right) (V - b) = RT. \quad (10-13)$$

Tại K, tiếp tuyến với đường đẳng nhiệt song song với trục hoành đồng thời tại đó có điểm uốn ; vì vậy các thông số tới hạn còn thoả mãn hai phương trình sau :

$$\frac{dp}{dV} = \frac{RT}{(V-b)^2} + \frac{2a}{V^3} = 0, \quad (10-14)$$

$$\frac{d^2p}{dV^2} = \frac{2RT}{(V-b)^3} - \frac{6a}{V^4} = 0. \quad (10-15)$$

Giải ba phương trình (10-13), (10-14), (10-15), ta tìm được các giá trị p , V , T ứng với trạng thái tới hạn :

$$V_k = 3b, \quad (10-16)$$

$$p_k = \frac{a}{27 \cdot b^2}, \quad (10-17)$$

$$T_k = \frac{8a}{27 \cdot bR}. \quad (10-18)$$

§4. Nội năng của khí thực. Hiệu ứng Joule-Thomson

1. Nội năng của khí thực

Trong chương 8 ta đã biết rằng nội năng của khí lí tưởng bằng tổng động năng chuyển động nhiệt của các phân tử. Đối với khí thực, các phân tử tương tác với nhau nên nội năng khí thực gồm tổng động năng chuyển động nhiệt W_d ($W_d = \sum W_{id}$) của các phân tử và tổng thế năng tương tác W_t ($W_t = \sum W_{it}$) giữa các phân tử :

$$W = W_d + W_t. \quad (10-19)$$

Tổng động năng chuyển động nhiệt của các phân tử chính bằng nội năng của khí lí tưởng. Đối với một kilômol khí, ta có :

$$W_d = \frac{i}{2} \cdot RT.$$

Vậy :

$$W = \frac{i}{2} RT + W_t. \quad (10-20)$$

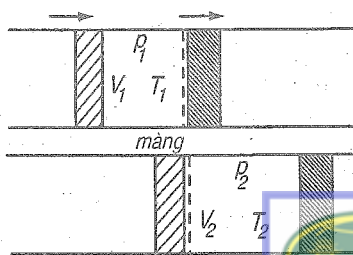
Thế năng tương tác phụ thuộc khoảng cách phân tử. Khi thay đổi thể tích khối khí, khoảng cách phân tử thay đổi, do đó thế năng tương tác phụ thuộc thể tích khối khí.

2. Hiệu ứng Joule-Thomson

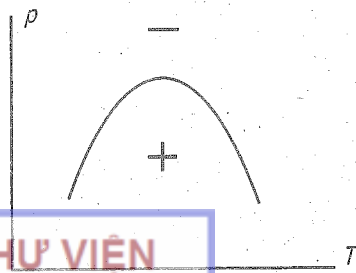
Hiệu ứng Joule-Thomson là một trong những hiện tượng chứng tỏ thể năng tương tác của khí thực phụ thuộc thể tích.

Đó là một trong những hiện tượng đặc thù của khí thực. Với khí lí tưởng không có hiện tượng này.

a) *Hiện tượng* : chúng ta làm thí nghiệm sau. Có một khối khí đựng trong xilanh có vỏ cách nhiệt với hai pittông và một màng xốp M ngăn sao cho khí chỉ thấm qua chậm và giữ cho áp suất hai bên màng luôn luôn khác nhau (h.10-6). Ta cho các pittông dịch chuyển từ trái sang phải (h.10-6a) chậm tới mức có thể coi quá trình là cân bằng và giữ sao cho áp suất bên trái màng p_1 là không đổi và áp suất bên phải màng p_2 là không đổi ($p_1 = \text{const}$, $p_2 = \text{const}$). Khi toàn bộ khối khí đã chuyển sang bên phải màng xốp (h.10-6b) ($V_2 > V_1$: giãn khí), ta thấy nhiệt độ khối khí bên phải màng T_2 khác nhiệt độ bên trái màng T_1 . *Hiện tượng nhiệt độ của một khối khí thay đổi khi khối khí giãn đoạn nhiệt vô cùng chậm gọi là hiệu ứng Joule-Thomson.* Nếu $T_2 < T_1$ ta có hiệu ứng Joule-Thomson dương, nếu $T_2 > T_1$ ta có hiệu ứng Joule - Thomson âm. Tùy theo nhiệt độ và thể tích ban đầu ($T_1 V_1$) và tùy theo chất khí là khí nào, chất khí có thể có hiệu ứng dương hoặc âm. Ở điều kiện nhiệt độ phòng và áp suất không quá lớn đa số các chất khí có hiệu ứng dương. Với cùng một chất khí khi thay đổi nhiệt độ và áp suất, đại lượng $\Delta T = T_2 - T_1$ thay đổi : ΔT có thể từ âm chuyển thành dương và ngược lại nghĩa



Hình 10-6



Hình 10-7

là hiệu ứng có thể từ hiệu ứng dương chuyển thành hiệu ứng âm, và ngược lại. Trạng thái ứng với $\Delta T = 0$ (khi không có hiệu ứng) gọi là điểm đảo. Tập hợp các điểm đảo tạo thành đường cong đảo (h.10-7), các trạng thái ứng với các điểm ở dưới đường cong đảo cho ta hiệu ứng Joule - Thomson dương, còn các điểm trên đường cong - hiệu ứng âm.

b) *Giải thích hiệu ứng Joule - Thomson* : chúng ta chú ý rằng quá trình của hiệu ứng là quá trình đoạn nhiệt ($Q = 0$) vì xilanh có vỏ cách nhiệt, nên theo nguyên lí I biến thiên nội năng ΔU của khối khí bằng công A mà khối khí nhận vào. Công A này bằng công do pittông bên trái A_1 cộng với công do pittông A_2 gây ra : $A_1 = p_1(V_1 - 0) = p_1V_1$; $A_2 = p_2(0 - V_2) = -p_2V_2$; do đó

$$A = p_1V_1 - p_2V_2. \text{ Đối với khí lí tưởng } \Delta U = \frac{i}{2} \frac{m}{\mu} R\Delta T;$$

$$p_1V_1 = \frac{m}{\mu} RT_1 ; p_2V_2 = \frac{m}{\mu} RT_2, \text{ do đó } A = \frac{-m}{\mu} R\Delta T ; \text{ từ } \Delta U = A$$

chúng ta nhận được $\Delta T = 0$; nghĩa là đối với khí lí tưởng không có hiệu ứng Joule - Thomson.

Đối với khí thực, do có tương tác giữa các phân tử (thể hiện ở đại lượng a trong phương trình Vanđecvan) và kích thước của các phân tử không thể bỏ qua (số hạng chứa b trong phương trình Vanđecvan), nội năng của khí thực, do đó, phụ thuộc vào thể tích, nên ΔU không chỉ phụ thuộc vào ΔT mà còn phụ thuộc vào biến thiên thể tích $\Delta V = V_2 - V_1$; công A mà khối khí thực nhận vào bây giờ cũng không chỉ phụ thuộc vào ΔT mà còn phụ thuộc vào ΔV nữa, vì thế ΔT phụ thuộc biến thiên thể tích ΔV ; khi $\Delta V \neq 0$ thì ΔT có thể khác không (âm hoặc dương). Với các giá trị P_1, V_1 xác định, hiệu ứng phụ thuộc bản thân chất khí thực, tức phụ thuộc vào các đại lượng a và b . Chúng ta có thể giải thích định tính sự phụ thuộc này như sau :

+ *Khi vai trò của b là lớn còn a là không đáng kể* : Vai trò của kích thước của phân tử (đại lượng b) là đáng kể, khi khoảng cách trung bình giữa các phân tử là nhỏ ; mặt khác vai trò a không đáng kể, khi đó lực đẩy là chủ yếu và thế năng của phân tử khí thực sẽ giảm khi khoảng cách giữa chúng tăng

(xem hình 10.6) ; vì vậy khi giãn khí thế năng giảm và phần thế năng này chuyển thành động năng của các phân tử, làm cho nhiệt độ của khối khí tăng lên (hiệu ứng âm).

+ Khi vai trò của a là lớn còn b là không đáng kể. Khi đó kích thước của các phân tử có thể bỏ qua, khoảng cách trung bình của các phân tử là lớn và thế năng của phân tử tăng khi khoảng cách giữa chúng tăng ; vì thế khi giãn khí, thế năng tăng, và động năng phải giảm đi, do đó nhiệt độ khối khí giảm (hiệu ứng dương).

Khi thay đổi giá trị của các thông số trong p , V , vai trò của a và b sẽ thay đổi theo và như đã nói ở trên hiệu ứng âm có thể chuyển thành hiệu ứng dương và ngược lại.

Một trong những ứng dụng quan trọng của hiệu ứng Joule-Thomson là làm lạnh và hoá lỏng khí.

c) *Làm lạnh và hoá lỏng khí.* Các chất khí ở thể lỏng có nhiều ứng dụng quan trọng trong phòng thí nghiệm, trong đời sống và trong kĩ thuật. Người ta dùng các chất khí ở thể lỏng để tạo môi trường nhiệt độ thấp (heli lỏng : tạo nhiệt độ $> 4K$; hiđrô lỏng tạo nhiệt độ trên $20K$, nitơ lỏng trên $78K$, ôxi lỏng dùng để cung cấp ôxi cho phi công, thợ lặn, cho bệnh nhân, tạo các hỗn hợp cháy dùng trong nhiều lĩnh vực kĩ thuật v.v.). Để hoá lỏng khí như ta đã biết từ họ đường đẳng nhiệt Ăngđriu phải hạ nhiệt độ của khí xuống dưới nhiệt độ tới hạn. Người ta đã sử dụng hiệu ứng Joule-Thomson để trước hết giảm nhiệt độ của khí (làm lạnh), và sau đó hoá lỏng khí. Với các khí ở nhiệt độ phòng có hiệu ứng Joule-Thomson dương thì có thể làm lạnh và hoá lỏng trực tiếp bằng cách dùng bơm để tăng áp suất của khí, sau đó cho khí giãn nở để giảm nhiệt độ, lại tăng áp suất và giãn nở tiếp, quá trình lặp đi lặp lại nhiều lần sẽ làm giảm nhiệt độ của khí và làm hóa lỏng khí. Với các chất khí ở nhiệt độ phòng có hiệu ứng Joule-Thomson âm (hiđrô, heli) thì phải làm lạnh sơ bộ để trạng thái của khí ứng với các điểm ở dưới đường cong đảo (h.10-7) sau đó mới làm lạnh và hoá lỏng khí theo nguyên tắc của hiệu ứng Joule-Thomson dương.

§5. Hiện tượng khuếch tán

Hiện tượng khuếch tán là hiện tượng phân tử khí ở những chỗ có mật độ khác nhau xâm nhập vào nhau. Kết quả là có một khối lượng khí chuyển từ chỗ mật độ cao đến chỗ mật độ thấp.

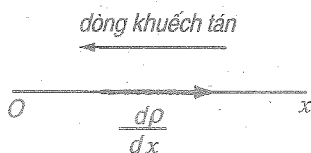
Vậy điều kiện để hiện tượng khuếch tán xảy ra trong một chất khí là mật độ ρ của khí không đồng đều trong khối khí ; ρ thay đổi từ điểm này sang điểm khác, nói cách khác ρ là hàm của tọa độ không gian x, y, z

$$\rho = \rho(x, y, z).$$

Dưới đây để đơn giản ta giả thiết ρ chỉ thay đổi theo một phương x (và không thay đổi theo y và z)

$$\rho = \rho(x). \quad (10-21)$$

Giả sử rằng theo chiều Ox mật độ khí ρ tăng lên (h.10-8) ; khi đó có một dòng khí khuếch tán theo chiều ngược với Ox nghĩa là theo chiều giảm của mật độ ρ . Rõ ràng là theo phương x nếu ρ thay đổi càng nhiều thì khối lượng khí khuếch tán càng lớn. Đại lượng đặc trưng cho sự thay đổi của mật độ ρ theo phương x chính là đạo hàm của ρ theo x : $\frac{d\rho}{dx}$; đại lượng này được gọi là gradien của ρ (theo phương x , kí hiệu là



Hình 10-8

$$\text{grad} \rho = \frac{d\rho}{dx}. \quad (10-22)$$

Gradien của ρ theo phương x biểu thị độ biến thiên của ρ trên một đơn vị dài theo phương x .

Nếu ta xét một diện tích ΔS vuông góc với phương Ox thì thực nghiệm chứng tỏ rằng :

Khối lượng khí khuếch tán qua ΔS trong một đơn vị thời gian tỉ lệ với gradien của ρ (theo phương x) và tỉ lệ với diện tích ΔS .

Gọi khối lượng khí khuếch tán qua ΔS trong một đơn vị thời gian là ΔM , ta có thể viết

$$\Delta M = - D \frac{d\rho}{dx} \Delta S, \quad (10-23)$$

trong đó D là một hệ số tỉ lệ gọi là hệ số khuếch tán : dấu trừ biểu thị rằng ΔM khuếch tán theo chiều giảm của ρ . Công thức (10-23) gọi là định luật Fic. Trong hệ đơn vị

SI : $\text{grad} \rho = \frac{d\rho}{dx}$ đo bằng $\text{kg/m}^3/\text{m} = \text{kg/m}^4$; D đo bằng m^2/s .

Trong công thức (10-23) đại lượng

$$-D \frac{d\rho}{dx} = - D \text{grad} \rho = J_{kt} \quad (10-24)$$

gọi là mật độ dòng khuếch tán, nó biểu thị khối lượng khí khuếch tán theo phương x qua một đơn vị diện tích trong một đơn vị thời gian.

CHƯƠNG 11

CHẤT LỎNG

§1. Cấu tạo và chuyển động phân tử của chất lỏng

1. Trạng thái lỏng của các chất

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.

Tính chất hai mặt trên đây của chất lỏng liên quan đến cấu tạo và chuyển động phân tử của nó.

2. Cấu tạo và chuyển động phân tử của chất lỏng

Ta đã biết rằng năng lượng chuyển động nhiệt của các phân tử chất lỏng vào cỡ độ sâu của hố thế năng. Như vậy năng lượng ứng với một bậc tự do $\frac{1}{2} kT$ sẽ bé hơn độ sâu của hố, do đó trong chất lỏng các phân tử không thể chuyển động tự do mà chúng chỉ thực hiện những dao động quanh các vị trí cân bằng. Tuy nhiên giá trị $\frac{1}{2} kT$ không nhỏ hơn độ sâu của hố thế năng nhiều quá, vì vậy do thăng giáng, thỉnh thoảng động năng phân tử lại có thể đủ lớn và phân tử có thể vượt qua hố thế năng để di chuyển đến một vị trí cân bằng mới. Người ta nói rằng các phân tử chất lỏng sống một cuộc đời "du mục", sau một thời gian "định cư", phân tử lại "nhỏ lẻu" đi chỗ khác.

Thời gian dao động quanh vị trí cân bằng của phân tử chất lỏng phụ thuộc vào nhiệt độ. Khi tăng nhiệt độ, thời gian đó giảm, ở nhiệt độ gần nhiệt độ đông đặc, thời gian đó rất lớn. Nghiên cứu về chuyển động phân tử trong chất lỏng người ta đã tìm ra công thức :

$$\bar{\tau} = \tau_0 e^{\frac{W}{kT}}$$

(11-1)

trong đó $\bar{\tau}$ là thời gian dao động trung bình của phân tử quanh một vị trí cân bằng, k là hằng số Boltzman ; T là nhiệt độ

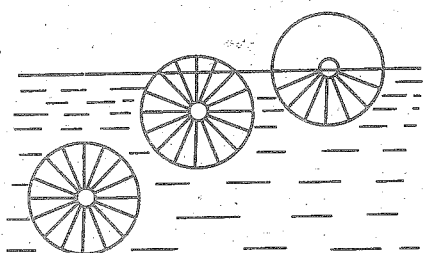
tuyệt đối, τ_0 là chu kì dao động trung bình của phân tử quanh vị trí cân bằng, còn W là năng lượng hoạt động của phân tử.

Với nước, ở nhiệt độ thông thường $\bar{\tau} \approx 10^{-11}$ giây, trong khi đó $\tau_0 = 10^{-13}$ giây. Như vậy, cứ dao động khoảng 100 chu kì, phân tử nước lại dịch đi chỗ khác.

§2. Các hiện tượng mặt ngoài của chất lỏng

1. Áp suất 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 $2r$ vào cỡ 10^{-9} mét mới tác dụng lên nhau.



Hình 11-1
Mặt cầu bảo vệ.

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. Mặt cầu như vậy được gọi là *mặt cầu bảo vệ* (h.11-1).

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 bù trừ nhau. 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 (h.11-1) và mỗi phân tử chịu tác dụng của một lực tổng hợp hướng vào trong chất lỏng. Lực này ép lên phân tử chất lỏng phía trong và gây nên một áp suất gọi là *áp suất phân tử*. Áp suất đó chính là nội áp p_i trong phương trình Vanđơvan. Đối với nước, áp suất phân tử có giá trị đến hàng vạn atmôtphe.

Mặc dầu áp suất phân tử rất lớn nhưng nó không nén được các phân tử ở phía trong sát nhau lại. 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 lí 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. Năng lượng mặt ngoài và sức căng mặt ngoài của chất lỏng

a) *Năng lượng mặt ngoài của chất lỏng* : lớp mặt ngoài chất lỏng có những tính chất khác với các phần bên trong của chất lỏng. Ta biết rằng các phân tử lớp mặt ngoài bị các phân tử ở phía trong hút, vì vậy năng lượng của chúng, ngoài động năng chuyển động nhiệt, còn có thế năng quy định bởi các lực hút đó. Nếu nhiệt độ đồng đều thì năng lượng trung bình chuyển động nhiệt của phân tử ở lớp mặt ngoài và ở phía trong giống nhau ; còn về thế năng thì khi đem phân tử từ các lớp trong ra mặt ngoài, ta cần phải thực hiện một công chống lại lực hút phân tử, công đó làm tăng thế năng phân tử. Do đó các phân tử lớp mặt ngoài có thế năng lớn hơn so với thế năng của các phân tử ở phía trong. Như vậy các phân tử ở lớp mặt ngoài của chất lỏng có năng lượng tổng cộng lớn hơn so với thế năng của các phân tử ở phía trong. Phần năng lượng lớn hơn đó được gọi là *năng lượng mặt ngoài* của chất lỏng.

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

$$\Delta E = \sigma \Delta S,$$

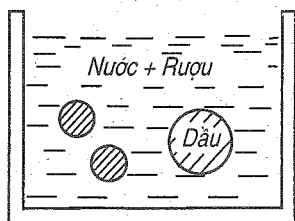
(11-2)



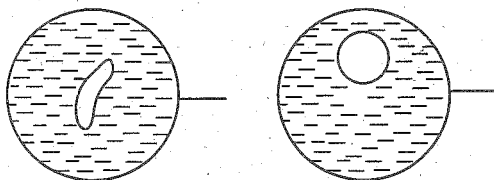
THƯ VIỆN
HUBI

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 *Jun trên mét vuông* (J/m^2).

Ta biết rằng 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. Thí nghiệm sau đây cho ta thấy điều đó. Bỏ một ít giọt dầu vào trong dung dịch rượu cùng tỉ trọng (không hoà 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 (h.11-2).



Hình 11-2
Những giọt dầu trong
dung dịch rượu có
dạng hình cầu.

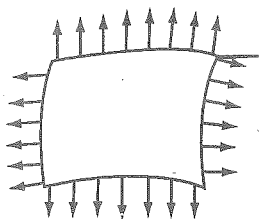


Hình 11-3
Vòng chỉ có dạng vòng tròn.

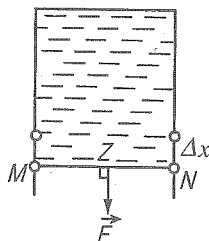
Nếu lấy một khung dây thép nhúng vào nước xà phòng ta sẽ được một màng xà phòng phủ kín khung. Thả vào đó một vòng chỉ rồi chọc thủng màng xà phòng ở phía trong vòng chỉ, vòng chỉ sẽ trở thành vòng tròn (h.11-3). Sở dĩ như vậy là vì do điều kiện năng lượng cực tiểu, diện tích màng xà phòng còn lại phải nhỏ nhất tức là diện tích thủng phải lớn nhất. Muốn vậy thì diện tích thủng phải là hình tròn, vì trong các hình cùng chu vi, hình tròn là hình có diện tích lớn nhất.

b) *Sức căng mặt ngoài*. Các thí nghiệm trên đây chứng tỏ 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* (h.11-4).



Hình 11-4
Sức căng mặt ngoài.



Hình 11-5
Để tính sức căng mặt ngoài.

Để tính giá trị sức căng mặt ngoài ta dùng thí nghiệm sau : lấy một khung dây thép cố cạnh MN dài bằng l có thể linh động được (h.11-5).

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

$$\Delta S = 2 \cdot l \Delta x. \quad (11-3)$$

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

Công thực hiện bởi lực F trong dịch chuyển Δx là :

$$\Delta A = F \Delta x. \quad (11-4)$$

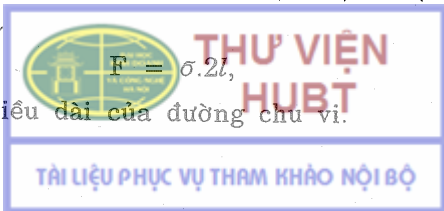
Công này dùng để làm tăng diện tích mặt ngoài lên ΔS , tức là đã làm tăng năng lượng mặt ngoài lên một lượng ΔE . Theo (11-2) ta có :

$$\Delta E = \Delta A = \sigma \Delta S. \quad (11-5)$$

Thay giá trị của ΔA và ΔS từ (11-3) và (11-4) vào (11-5), ta tìm được :

$$F = \sigma \cdot 2l, \quad (11-6)$$

$2l$ chính 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 :

$$\Delta F = \sigma \cdot \Delta l, \quad (11-7)$$

trong đó ΔF là sức căng tác dụng lên đoạn Δl .

Từ (11-7) ta thấy nếu Δl bằng một 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 lí vô tri số bằng sức căng tác dụng lên một đơn vị của đường chu vi mặt ngoài. Trong hệ SI, σ đo bằng đơn vị niuton/mét.

Bảng 11-1

Chất lỏng ở 20°C	σ (niuton/mét)
Nước	0,073
Thủy ngân	0,540
Glixêrin	0,065
Ête	0,017

Với một chất lỏng cho trước, σ phụ thuộc nhiệt độ, khi nhiệt độ tăng thì σ giảm. Bảng 11-1 cho giá trị sức căng mặt ngoài của một số chất lỏng ở 20°C.

Nhiều hiện tượng đặc biệt của trạng thái lỏng, thí dụ sự tạo thành lớp bọt trong chất lỏng, sự tạo thành giọt khi chất lỏng chảy qua một lỗ nhỏ... là do tác dụng của sức căng mặt ngoài.



Hình 11-6

Bọt khí dưới mặt chất lỏng.



Hình 11-7

Giọt chất lỏng

khí ra khỏi ống thẳng đứng.

Giả sử có một bọt không khí ở trong chất lỏng, nó sẽ nổi lên mặt. Tới mặt chất lỏng, bọt khí sẽ đội một lớp mỏng chất lỏng có dạng hình vòm (h.11-6). Nếu bọt không khí đủ nhỏ thì

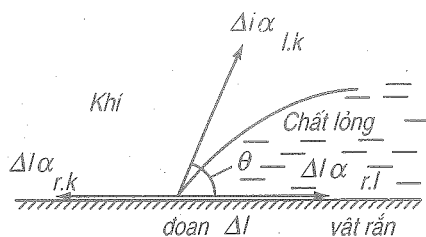
nó không thể xé rách lớp mặt ngoài và chịu ở dưới mặt chất lỏng. Những bọt nhỏ như vậy tạo thành lớp bọt.

Khi chất lỏng chảy ra khỏi một ống thẳng đứng thì do sức căng mặt ngoài, chất lỏng không thể ngay một lúc chảy ra khỏi ống. Chất lỏng chảy ra từ từ và phía trên giọt chất lỏng bị thắt lại (h.11-7). Lúc trọng lượng giọt chất lỏng thắng sức căng mặt ngoài thì chỗ thắt bị đứt và tạo thành một giọt nước rơi xuống. Nếu lỗ rất nhỏ và áp suất chất lỏng không đủ lớn, giọt chất lỏng sẽ không chảy ra ngoài được. Thí dụ nước mưa không chảy qua được các lỗ nhỏ của vải bạt...

c) Hiện tượng làm ướt và không làm ướt

Khi nghiên cứu các hiện tượng trên mặt phân cách các môi trường khác nhau, ta phải chú ý rằng năng lượng mặt ngoài của chất lỏng hoặc chất rắn không chỉ phụ thuộc vào chính chất đó, mà còn phụ thuộc vào các tính chất của chất bao bọc chất đó. Nói một cách chặt chẽ, ta phải xét tổng năng lượng mặt ngoài a_{12} của hai chất giới hạn nhau. Nếu một chất là chất khí không có phản ứng hoá học với chất kia và không hoà tan vào chất kia thì ta có thể chỉ nói tới năng lượng mặt ngoài (hoặc hệ số sức căng mặt ngoài) của chất lỏng hoặc chất rắn :

Nếu có ba chất giới hạn nhau là chất rắn, chất lỏng và chất khí thì toàn hệ sẽ có cấu hình ứng với cực tiểu của thế năng toàn phần. Nói riêng, đường cong kín giới hạn ba chất đó có dạng trên mặt vật rắn sao cho tổng các hình chiếu của các lực căng mặt ngoài tác dụng vào mỗi phần tử của đường



Hình 11-8

cong kín đó, lên phương mà phần tử ấy có thể dịch chuyển (nghĩa là phương tiếp tuyến với mặt vật rắn) phải bằng không.

Từ hình 11-8 ta suy ra điều kiện cân bằng của đoạn Δl trên đường giới hạn là

$$\Delta l \cdot \alpha_{r,k} = \Delta l \cdot \alpha_{r,l} + \Delta l \cdot \alpha_{l,k} \cdot \cos \theta, \quad (11-8)$$

trong đó $\alpha_{r,k}$, $\alpha_{r,l}$ và $\alpha_{l,k}$ lần lượt là các hệ số sức căng mặt ngoài trên các mặt giới hạn ; rắn - khí, rắn - lỏng và lỏng - khí.

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

Từ (11-8) ta có

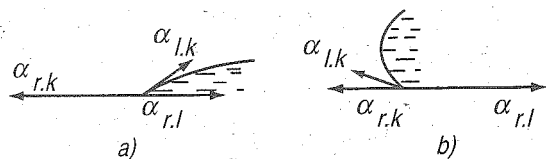
$$\cos \theta = \frac{\alpha_{r,k} - \alpha_{r,l}}{\alpha_{l,k}}. \quad (11-9)$$

Góc mép phải thoả mãn điều kiện

$$\frac{|\alpha_{r,k} - \alpha_{r,l}|}{\alpha_{l,k}} \leq 1. \quad (11-10)$$

Nếu (11-10) không được thoả mãn, nghĩa là $|\alpha_{r,k} - \alpha_{r,l}| > \alpha_{l,k}$ thì không thể có sự cân bằng. Điều này xảy ra ở hai trường hợp :

1) $\alpha_{r,k} > \alpha_{r,l} + \alpha_{l,k}$. Dù θ nhỏ đến thế nào lực $\alpha_{r,k}$ vẫn lớn hơn hai lực kia (h.11-9a). 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, góc mép $\theta = 0$.



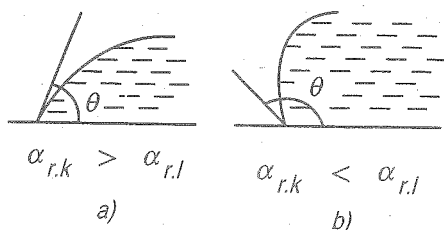
Hình 11-9

2) $\alpha_{r,l} > \alpha_{r,k} + \alpha_{l,k}$. Dù θ gần trị số π như thế nào, lực $\alpha_{r,l}$ vẫn lớn hơn hai lực kia (h.11-9,b). Khi đó mặt giới hạn chất lỏng với vật 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 bằng π .

Khi điều kiện (11-10) được thoả mãn, góc mép có thể nhọn hoặc tù, tùy theo quan hệ giữa $\alpha_{r,k}$ và $\alpha_{r,l}$. Nếu $\alpha_{r,k} > \alpha_{r,l}$ thì

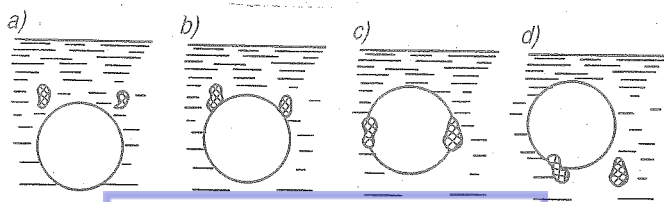
$\cos\theta > 0$ và góc θ là nhọn (h.11-10, a). Đó là sự dính ướt một phần. Nếu $\alpha_{r,k} < \alpha_{r,l}$ thì $\cos\theta < 0$ và góc θ là tù (h.11-10, b). Đó là sự không dính ướt một phần.



Hình 11-10

Hiện tượng làm ướt và không làm ướt thường hay gặp trong thực tế ; mực làm ướt ngòi bút nên mới dính vào ngòi bút, nước mưa không làm ướt một số lá cây (lá môn, lá khoai)...

Hiện tượng làm ướt và không làm ướt được ứng dụng trong kĩ thuật tuyển khoáng để làm giàu quặng. Quặng nhỏ thiên nhiên thường lẫn nhiều tạp chất, do đó chưa có thể đem vào nhà máy để tinh luyện thành kim loại ngay được (đặc biệt là các kim loại màu) ; vì vậy trước khi tinh luyện, cần phải làm giàu quặng. Sơ lược quá trình làm nổi chất bẩn trong quặng (tuyển nổi) như sau : quặng mỏ lẫn tạp chất được nghiền thành các hạt nhỏ và bỏ vào trong một chất lỏng. Người ta chọn chất lỏng làm ướt quặng nhưng không làm ướt tạp chất. Phóng một luồng bọt không khí vào trong chất lỏng đó. Đối với những hạt quặng đã bị chất lỏng làm ướt thì các phân tử chất lỏng ngăn cản không cho các phân tử khí bám vào ; còn đối với các hạt tạp chất không bị làm ướt thì các phân tử khí tác dụng với các phân



Hình 11-11

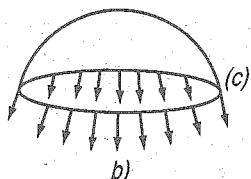
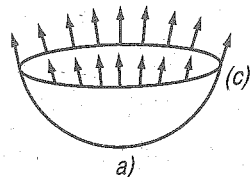
Làm giàu quặng

tử của hạt và bột khí dính vào các hạt đó (h. 11-11a, b, c). Lúc trọng lượng của hạt đủ nhỏ thì do sức đẩy Ac-si-mét, bột khí kéo theo hạt nổi lên. Kết quả tạp chất nổi lên còn quặng lắng xuống dưới (h.11-11d).

§3. Hiện tượng mao dẫn

1. Áp suất dưới mặt khum

Do hiện tượng làm ướt và không làm ướt nên mặt ngoài của một chất lỏng đựng trong bình thường có dạng một mặt khum.



Hình 11-12

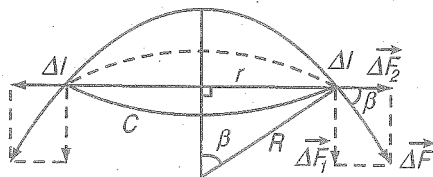
Áp suất dưới mặt khum.

Mặt khum lõm lên hay lõm xuống tùy thuộc vào chất lỏng và thành bình ; thí dụ mặt thủy ngân trong ống thủy tinh sẽ lõm lên, còn mặt nước trong ống thủy tinh sẽ lõm xuống. Xét đường chu vi C của mặt khum, khi chất lỏng ở trạng thái cân bằng, xung quanh C có sức căng tác dụng (h.11-12). Trường hợp mặt khum lõm, sức căng có tác dụng ép phần chất lỏng phía dưới và gây ra một áp suất hướng từ trên xuống ; còn trường hợp mặt khum lõm, sức căng gây ra một áp suất phụ hướng lên trên và có giá trị âm.

Ta tính áp suất phụ này. Xét trường hợp mặt khum lõm có dạng một chòm cầu bán kính R và khẩu kính r (h.11-13). Xét một phần tử Δl trên chu vi C , nó chịu tác dụng một lực căng $\Delta \vec{F}$, $\Delta \vec{F}$ vuông góc với Δl , tiếp tuyến với mặt cong và theo (11-7) thì $\Delta F = \sigma \cdot \Delta l$. Phân tích $\Delta \vec{F}$ ra hai thành phần : thành phần thẳng đứng $\Delta \vec{F}_1$ và thành phần nằm ngang $\Delta \vec{F}_2$. Từ hình 11-13, ta có :

$$\Delta F_1 = \Delta F \sin \beta \text{ và } \Delta F_2 = \Delta F \cos \beta \quad (11-8)$$

Ta thấy các lực $\vec{\Delta F}_2$ tác dụng lên các phần tử Δl của chu vi C theo phương nằm ngang, cho nên không cần xét. Vì vậy sức căng $\vec{F}$ nén lên chất lỏng bằng tổng các lực $\vec{\Delta F}_1$ và có độ lớn :



Hình 11-13

Để tính áp suất phụ.

$$F = \sum \Delta F_1 = \sum \Delta F \sin \beta = \sum \sigma \cdot \Delta l \cdot \frac{r}{R} = \frac{\sigma r}{R} \sum \Delta l. \quad (11-9)$$

Vì rằng $\sum \Delta l$ bằng chu vi vòng tròn C, nên ta có :

$$F = \frac{\sigma r}{R} \cdot 2\pi r = \sigma \cdot \frac{2\pi r^2}{R}. \quad (11-10)$$

Lực nén này ép lên diện tích $S = \pi r^2$ (diện tích vòng tròn trên hình 11-13. Vậy áp suất phụ gây ra bởi mặt khum là :

$$\Delta p = \frac{F}{S} = \frac{2\sigma}{R}. \quad (11-11)$$

Trường hợp mặt khum lõm :

$$\Delta p = - \frac{2\sigma}{R}. \quad (11-12)$$

Nếu quy ước bán kính mặt cầu hướng về phía chất lỏng là dương và hướng ra khỏi chất lỏng là âm hai công thức (11-11) và (11-12) có thể viết chung như sau :

$$\Delta p = \frac{2\sigma}{R}. \quad (11-13)$$

Trường hợp mặt phẳng ($R = \infty$) áp suất phụ bằng không.

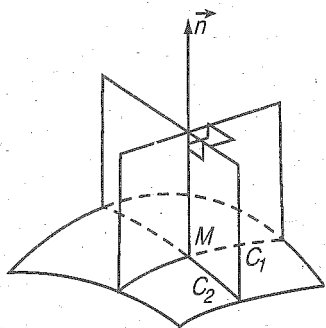
Trong trường hợp tổng quát mặt khum có dạng bất kì (h.11-14), Laplace đã chứng minh được công thức sau :



THƯ VIỆN
HUBT

$$\Delta p = \sigma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right),$$

(11-14)



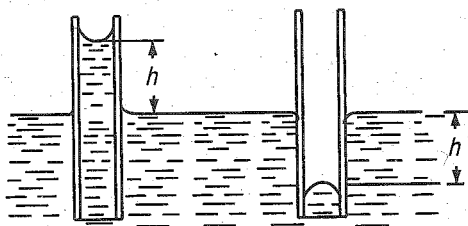
Hình 11-14

Tính áp suất phụ trong trường hợp tổng quát.

trong đó Δp là áp suất phụ tại điểm M, còn R_1 và R_2 là bán kính cong của hai tiếp tuyến vuông góc bất kì C_1 , C_2 tại điểm ta xét M (tiếp tuyến của mặt cong tại điểm M là giao tuyến của mặt cong với mặt phẳng chứa pháp tuyến tại đó). Những quy ước về dấu của Δp và R_1 , R_2 vẫn như trên.

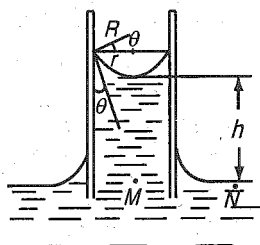
2. Hiện tượng mao dẫn

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 (thủy ngân và thủy tinh) thì mực chất lỏng trong ống thấp hơn (h.11-15). Hiện tượng mực chất lỏng trong ống dâng lên hay sụt xuống đó gọi là *hiện tượng mao dẫn*. Các ống gây nên hiện tượng mao dẫn gọi là *mao quản*.



Hình 11-15

Hiện tượng mao dẫn.



Hình 11-16

Để tính chiều cao mực nước trong ống.

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 (h. 11-6). 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 :

$$p_N = H. \quad (11-15)$$

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 ρgh , ta có :

$$p_M = H + \rho gh + \Delta p. \quad (11-16)$$

Vì M và N cùng nằm trên một mực ngang, cho nên :

$$p_M = p_N. \quad (11-17)$$

Thay giá trị của p_M và p_N từ (11-15) và (11-16) vào (11-17), ta có :

$$\begin{aligned} \rho gh + \Delta p &= 0, \\ h &= -\frac{\Delta p}{\rho g}. \end{aligned} \quad (11-18)$$

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

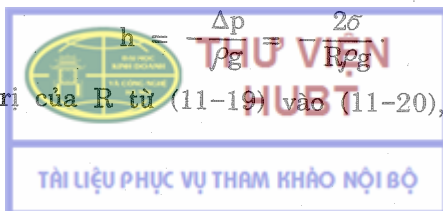
$$R = -\frac{r}{\cos\theta}, \quad (11-19)$$

R có giá trị âm vì mặt khum lõm, θ là góc mép.

Biết $\Delta p = \frac{2\sigma}{R}$, ta có :

$$h = -\frac{\Delta p}{\rho g} = -\frac{2\sigma}{R\rho g} \quad (11-20)$$

Thay giá trị của R từ (11-19) vào (11-20), ta được :



$$h = \frac{2\sigma \cos \theta}{r\rho g}. \quad (11-21)$$

Công thức (11-21) gọi là *công thức Juyranh*.

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 $\theta = 0$ (làm ướt hoàn toàn)

$$h = \frac{2\sigma}{r\rho g}. \quad (11-22)$$

Hiện tượng mao dẫn đóng vai trò quan trọng trong thiên nhiên và trong kĩ thuật. Nhờ mao dẫn, nhựa cây có thể vận chuyển đến các bộ phận của cây, dầu hoả mới có thể ngấm vào bấc đèn. Nếu giữa nền và tường nhà không đặt những vật liệu cách ẩm thì hơi trong đất sẽ theo những ống mao dẫn trong gạch dâng lên và ẩm ướt nhà cửa. Hiện tượng mao dẫn đóng vai trò quan trọng trong quá trình trao đổi độ ẩm của đất. Trong đất luôn luôn có những rãnh nhỏ, dài tạo thành những ống mao dẫn. Nước có thể từ dưới sâu theo những ống đó thấm lên trên mặt, rồi bốc hơi và đất bị giảm nhiều độ ẩm. Để tránh mất mát đó, người ta thường cuốc xới đất, phá hoại những ống mao dẫn ở phía trên, ngăn không cho hơi ẩm thoát ra ngoài.

CHƯƠNG 12

CHUYỂN PHA

§1. Khái niệm về chuyển pha

Định nghĩa : Tập hợp tất cả các "phần" có các tính chất vật lí và hoá học như nhau của một hệ nhiệt động gọi là *pha*.

Các "phân" theo nghĩa rộng, vì trong nhiều trường hợp chúng không phân cách nhau về không gian. Hai pha có thể đồng thời tồn tại trong cùng một không gian của hệ.

Sự chuyển từ pha này sang pha khác của một hệ gọi là *sự chuyển pha*. Định nghĩa trên rất chung và mang ý nghĩa tổng quát, điều đó nói lên rằng lĩnh vực nghiên cứu các chuyển pha là một lĩnh vực rất rộng, nó bao gồm các hiện tượng trong chất khí, chất lỏng, chất rắn, các hiện tượng chuyển từ khí sang lỏng, lỏng sang rắn và ngược lại. Ví dụ về pha và chuyển pha thường gặp hàng ngày là sự chuyển từ pha rắn sang pha lỏng hoặc từ pha lỏng sang pha khí của nước. Nước có thể tồn tại ở pha rắn (nước đá) ở pha lỏng hoặc ở pha khí (hơi nước). Ở những điều kiện nhất định nước có thể chuyển từ pha này sang pha kia (chuyển pha), chẳng hạn khi ta hạ nhiệt độ đến 0°C thì pha lỏng của nước chuyển thành pha rắn, còn khi ta tăng nhiệt độ lên đến 100°C thì pha lỏng của nước lại chuyển thành pha khí. Để dễ hình dung về các điều kiện chuyển pha chúng ta có thể diễn giải như sau. Khi một hệ ở trạng thái cân bằng, các tính chất của hệ là ổn định nghĩa là các đại lượng đặc trưng cho trạng thái của hệ đều có một giá trị xác định. Tuy nhiên trên thực tế giá trị xác định vừa nói của một đại lượng vật lý nào đó đặc trưng cho tính chất của hệ chỉ là giá trị trung bình... Giá trị thực của đại lượng có thể lệch khỏi giá trị trung bình này. Thường khi hệ ở trạng thái cân bằng thì độ lệch này gọi là thăng giáng, là không đáng kể và không ảnh hưởng một cách cơ bản đến tính chất của hệ. Khi các điều kiện liên quan đến hệ thay đổi, các thăng giáng này có thể phát triển cả về độ lớn và lan ra khắp nơi trong hệ thì hệ trở nên không ổn định và sẽ chuyển sang một pha khác, với tính chất mới ổn định.

§2. Phân loại các chuyển pha

Hiện tượng chuyển pha có kèm theo sự thay đổi đột ngột của một số thông số trạng thái hoặc một số hàm trạng thái của hệ. Các thông số trạng thái và hàm trạng thái đó thường

được tính theo các đạo hàm riêng bậc 1 hay bậc 2 của các hàm thế nhiệt động :

Thí dụ :

$$\begin{aligned} T &= \left(\frac{\partial U}{\partial S} \right)_V, & P &= \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_S, \\ S &= - \left(\frac{\partial \psi}{\partial T} \right)_V, & P &= - \left(\frac{\partial \psi}{\partial V} \right)_T, \\ S &= - \left(\frac{\partial G}{\partial T} \right)_P, & V &= + \left(\frac{\partial G}{\partial P} \right)_T, \\ T &= \left(\frac{\partial H}{\partial S} \right)_P, & V &= \left(\frac{\partial H}{\partial P} \right)_S, \\ C_P &= -T \left(\frac{\partial^2 G}{\partial T^2} \right)_P. \end{aligned}$$

1. Chuyển pha loại I là hiện tượng chuyển pha trong đó thể tích, nội năng, entropi... của hệ biến đổi đột ngột (có bước nhảy). Nói một cách tổng quát : chuyển pha loại I là chuyển pha khi các đạo hàm bậc nhất của các hàm thế nhiệt động biến đổi không liên tục (có bước nhảy).

Đó là các quá trình chuyển pha giữa các trạng thái kết tập (khí-lỏng-rắn) của vật chất.

2. Chuyển pha loại II là hiện tượng chuyển pha trong đó thể tích, nội năng, entropi... của hệ biến đổi liên tục (không có bước nhảy) nghĩa là những thông số trạng thái tính được theo đạo hàm bậc một của các hàm thế nhiệt động biến thiên liên tục, còn những thông số trạng thái tính được theo đạo hàm bậc hai của các hàm thế nhiệt động biến thiên gián đoạn (có bước nhảy).

Thí dụ : chuyển pha kim loại - siêu dẫn.

Thực nghiệm chứng tỏ rằng khi nhiệt độ xuống thấp đến gần độ không tuyệt đối $T < T_0$ (gần độ 0) thì một số kim loại có điện trở giảm đột ngột đến 0. Khi đó ta nói kim loại ở trạng thái - siêu dẫn. Nhiệt độ T_0 gọi là nhiệt độ chuyển pha siêu dẫn.

Trong quá trình chuyển pha kim loại - siêu dẫn, các thông số thể tích, nội năng, entropi của hệ biến thiên liên tục, trái lại nhiệt dung

$$C_p = -T \left(\frac{\partial^2 G}{\partial T^2} \right)_p$$

lại có bước nhảy.

Trong chuyển pha loại II các thông số trạng thái của hệ (thể tích V , áp suất P , entropi S ...) biến đổi liên tục có nghĩa là trạng thái của hệ biến đổi liên tục. Vì thế chuyển pha loại II còn được gọi là *chuyển pha liên tục* nghĩa là *chuyển pha trong đó trạng thái của hệ biến đổi liên tục* để phân biệt với chuyển pha loại I là chuyển pha trong đó trạng thái của hệ có đột biến.

§3. Sự cân bằng pha

1. Điều kiện cân bằng 2 pha. Như ta đã biết từ các chương trước điều kiện để một hệ ở cân bằng là nhiệt độ và áp suất của hệ phải như nhau ở mọi phần của hệ. Trong trường hợp hệ có hai pha tồn tại cân bằng với nhau thì nhiệt độ và áp suất của hai pha cũng phải như nhau, ta có :

$$T_1 = T_2 ; p_1 = p_2 ;$$

(chỉ số ở phía dưới chỉ thứ tự pha).

Ngoài ra còn cần một điều kiện nữa. Để dẫn ra chúng ta xuất phát từ điều kiện cực tiểu của hàm thế nhiệt động Gibbs G khi hệ ở cân bằng $dG = 0$.

Xét hệ gồm hai pha với số hạt ở mỗi pha là N_1 và N_2

$$N_1 + N_2 = N = \text{const},$$

$$dG = Vdp - SdT + \sum_{i=1}^2 \mu_i dN_i$$

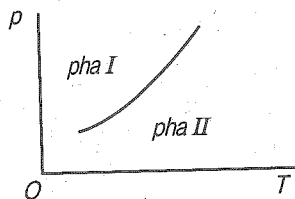
Vì áp suất và nhiệt độ không đổi nên $dp = 0$ và $dT = 0$ chúng ta có

$$dG = \mu_1 dN_1 + \mu_2 dN_2 = 0.$$

TÀI LIỆU PHỤC VỤ THAM KHẢO NỘI BỘ

Vì $dN = dN_1 + dN_2 = 0$ nên ta có : $\mu_1 = \mu_2$ với các biến p và T , μ là hàm của p và T do đó phương trình $\mu_1(p_1, T) = \mu_2(p_2, T)$ xác định sự phụ thuộc của P vào T .

Trên giản đồ (p, T) phương trình trên cho ta một đường gọi là đường cong cân bằng pha ; ở 2 phía của đường cong là trạng thái của 2 pha. Các trạng thái nằm trên đường cong là trạng thái đồng thời tồn tại 2 pha. Sự chuyển từ pha I sang pha II và ngược lại thực hiện qua đường cong cân bằng pha.



Hình 12-1

2. Điều kiện cân bằng 3 pha

Tương tự ta có :

$$T_1 = T_2 = T_3,$$

$$p_1 = p_2 = p_3,$$

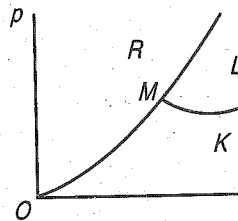
$$\mu_1 = \mu_2 = \mu_3$$

Với các biến p và T hai phương trình $\mu_1(p, T) = \mu_2(p, T)$,

$$\mu_1(p, T) = \mu_3(p, T),$$

đồng thời xác định một điểm tại đó thoả mãn điều kiện cân bằng 3 pha. Điểm đó gọi là *điểm ba M*.

Đối với các pha lỏng (L), rắn (R) và khí (K) của một chất đường cong cân bằng pha (L, K) tận cùng ở C. Trạng thái C là trạng thái tới hạn.



Hình 12-2

Chuyển pha qua các đường cong cân bằng kèm theo biến thiên trạng thái đột ngột là chuyển pha không liên tục: chuyển pha RL, RK, LK ở $T < T_c$. Với $T > T_c$ có thể có chuyển pha lỏng-khí liên tục.

3. Điều kiện cân bằng nhiều pha. Qui tắc pha

Để đi đến qui tắc pha cần biết khái niệm *cấu tử*. "Cấu tử là một thành phần của hệ với điều kiện lượng chất của thành phần đó không phụ thuộc lượng chất của thành phần khác".

Ví dụ : - Dung dịch muối : hệ 2 cấu tử (muối và nước không phụ thuộc nhau) ;

- Nước : hệ 1 cấu tử (O_2 và H_2 có phụ thuộc nhau).

Nồng độ C_i của cấu tử k ở pha i :

$$C_i^{(k)} = \frac{N_i^{(k)}}{\sum_k N_i^{(k)}} \quad k = 1, 2, 3, \dots n \text{ cấu tử,}$$
$$i = 1, 2, 3, \dots r \text{ pha.}$$

Vì $\sum_k C_i^{(k)} = 1$ nên chỉ có $(n - 1)r$ nồng độ độc lập ; nếu kể cả 2 biến p và T , số biến độc lập sẽ là $2 + (n - 1)r$.

Số phương trình xác định cân bằng pha $\mu_1^k = \mu_2^k = \dots = \mu_r^k$ là $(r - 1)n$ phương trình. Để có nghiệm, số biến phải $>$ số phương trình, do đó

$$2 + r(n - 1) \geq (r - 1)n,$$

suy ra :

$$r \leq n + 2.$$

Kết quả trên gọi là *qui tắc pha Gibbs*.

Qui tắc pha cho biết quan hệ giữa số pha có thể tồn tại với số cấu tử : 1 cấu tử ($n = 1$) số pha $r \leq 3$,

2 cấu tử ($n = 2$) số pha $r \leq 4$.

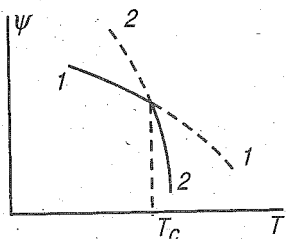
§4. Chuyển pha loại I

1. Ảnh hưởng của nhiệt độ và áp suất đến sự biến đổi trạng thái nhiệt động trong chuyển pha loại I



THƯ VIỆN
HUBT

TÀI LIỆU PHỤC VỤ THAM KHẢO NỘI BỘ



Hình 12-3

Như đã nói ở trên khi có sự chuyển pha loại I từ pha 1 sang pha 2 bản thân hàm thế nhiệt động biến đổi một cách liên tục, nhưng đạo hàm của nó sẽ có bước nhảy, để hình dung rõ điều này chúng ta xét hàm thế nhiệt động năng lượng tự do ψ . Đối với pha 1 sự phụ thuộc của ψ theo nhiệt

độ T biểu thị trên đường cong 1; còn sự phụ thuộc của ψ theo T ở pha 2 biểu thị bằng đường cong 2 (h.12-13) ở nhiệt độ $T < T_c$, vì ψ pha 1 = $\psi_1 < \psi$ pha 2 = ψ_2 nên việc tồn tại pha 1 có lợi về mặt năng lượng; vì thế ở $T < T_c$ pha 1 tồn tại với hàm thế nhiệt động ψ_1 , còn ở $T > T_c$ ta lại có $\psi_2 < \psi_1$ nên việc tồn tại pha 2 lại có lợi hơn, do đó ở $T > T_c$ sẽ tồn tại tại pha 2 với hàm thế nhiệt động ψ_2 . Xét chung lại chúng ta thấy sự phụ thuộc của hàm thế nhiệt động của hệ theo nhiệt độ được biểu thị bằng đường liền nét và

$$\psi = \begin{cases} \psi_1 & \text{khi } T < T_c, \\ \psi_2 & \text{khi } T > T_c. \end{cases}$$

Tại nhiệt độ $T = T_c$ có sự chuyển từ pha 1 sang pha 2. Xét đường cong $\psi(T)$ (đường liền nét) ta thấy bản thân ψ vẫn liên tục, nhưng đạo hàm của ψ theo T sẽ gián đoạn (có bước nhảy)

$$\text{ở } T = T_c; \quad \frac{\partial \psi}{\partial T(T=T_{c-0})} = \frac{\partial \psi_1}{\partial T} \neq \psi \frac{\partial \psi}{\partial T(T=T_{c+0})} = \frac{\partial \psi_2}{\partial T}; \quad \text{pha 2}$$

với ψ_2 ở $T < T_c$ và pha 1 với ψ_1 ở $T > T_c$ vì không lợi về mặt năng lượng nên trên thực tế hầu như không tồn tại và vì thế được gọi là pha giả bền (không bền vững, không tồn tại lâu trên thực tế).

Việc chuyển từ pha nọ sang pha kia xảy ra ở một giá trị xác định của nhiệt độ $T = T_c = \text{const}$, như đã nói ở trên đường cong cân bằng pha, nghĩa là tại đó 2 pha đồng thời tồn tại. Vì trên đường cong cân bằng pha nên ứng với một giá trị $T = T_c$ sẽ có một giá trị xác định $p = p_c = \text{const}$. Điều đó có nghĩa là quá trình chuyển pha loại I xảy ra là quá trình vừa đẳng nhiệt ($T = \text{const}$) vừa đẳng áp ($P = \text{const}$).

Một đặc điểm rất quan trọng nữa của chuyển pha loại I là luôn luôn tồn tại ẩn nhiệt. Để thấy rõ ẩn nhiệt là gì và tại sao có ẩn nhiệt, chúng ta trở lại đồ thị trên hình (12-1). Như ta đã nói ở trên tại điểm chuyển pha $T = T_c$, đạo hàm của hàm ψ theo T có gián đoạn, nghĩa là entropi $S = -\frac{\partial\psi}{\partial T}$ biến đổi đột ngột :

S pha 1 ($= S_1$) $\neq$ S pha 2 ($= S_2$) nghĩa là $\Delta S = S_2 - S_1 \neq 0$. Do đó trong quá trình chuyển pha hệ sẽ nhận hoặc toả ra một lượng nhiệt $Q = T\Delta S$ (tuỳ theo S là dương hay âm). *Lượng nhiệt mà hệ nhận vào hay toả ra trong quá trình chuyển pha loại I gọi là ẩn nhiệt.*

Ẩn nhiệt được tính theo công thức

$$Q = T(S_2 - S_1) \quad (12-1)$$

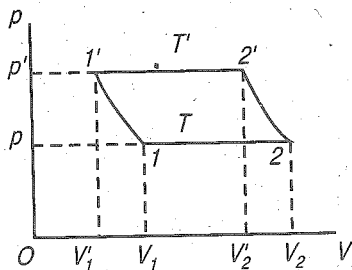
hoặc theo công thức của nguyên lí thứ nhất của nhiệt động học

$$\begin{aligned} Q &= \Delta U - A = U_2 - U_1 + p(V_2 - V_1) = \\ &= U_2 + pV_2 - (U_1 + pV_1) = H_2 - H_1 = \Delta H \end{aligned} \quad (12-2)$$

biến thiên của hàm thế nhiệt động entanpi.

Để làm ví dụ chúng ta có thể xét chuyển pha loại I của nước - hơi nước. Khi T tăng ta có chuyển pha nước $\rightarrow$ hơi nước trên hình (12-1) từ pha 1 $\rightarrow$ pha 2 và $\frac{\partial\psi_1}{\partial T} > \frac{\partial\psi_2}{\partial T} \rightarrow S_1 < S_2 \rightarrow Q > 0$ nghĩa là để biến nước thành hơi nước cần nhận nhiệt. Ngược lại khi giảm nhiệt độ, hơi nước-nước, pha sau là nước S_1 , pha trước là hơi nước S_2 , ẩn nhiệt $Q = T(S_1 - S_2) < 0$, tức hệ nhả ra một lượng nhiệt.

2. Phương trình Clapeyron-Clausius là phương trình cho biết sự phụ thuộc của nhiệt độ chuyển pha vào áp suất và ngược lại. Trong suốt quá trình chuyển pha loại I cả áp suất và nhiệt độ đều không đổi nhưng khi ta thay đổi áp suất thì nhiệt độ chuyển pha cũng thay đổi theo. Để xét mối quan hệ này, chúng ta coi quá trình chuyển pha của một hệ từ pha 1



Hình 12-4

sang pha 2 như là một quá trình biến đổi trạng thái 1-2. Giả dụ quá trình này xảy ra ở áp suất và nhiệt độ T , trên giản đồ OpV (h.12-4) biểu thị bằng một đường thẳng 1-2, nếu quá trình xảy ra chậm đến mức có thể coi là cân bằng và thuận nghịch, khi đó ta có công của quá

trình bằng

$$A = p(V_1 - V_2), \quad (12-3)$$

nhệt của quá trình bằng ẩn nhiệt

$$Q = T(S_2 - S_1). \quad (12-4)$$

Bây giờ ta lại xét quá trình chuyển pha của cùng hệ trên nhưng ở áp suất $p' = p + dp$ và nhiệt độ $T' = T + dT$ (cũng coi là cân bằng và thuận nghịch) dp và dT là các biến thiên vô cùng nhỏ của p và T .

Vì với áp suất và nhiệt độ khác trước nên trạng thái của hệ bây giờ sẽ là 1' và 2'. Trạng thái 1' có thể coi là nhận được từ trạng thái 1 và trạng thái 2' từ 2 bằng những quá trình đoạn nhiệt thuận nghịch vô cùng ngắn. Khi đó công trong quá trình 1' - 2, sẽ bằng

$$A' = (p + dp)(V'_1 - V'_2) \quad (12-5)$$

$$\text{Ẩn nhiệt : } Q' = (T + dT)(S_2 - S_1) \quad (12-6)$$

Vì 1' và 2' nhận được từ 1 và 2 bằng đoạn nhiệt, nên $S'_2 = S_2$; $S'_1 = S_1$

Bây giờ chúng ta tưởng tượng một chu trình 122'1'1 thuận nghịch và áp dụng nguyên lý thứ nhất của nhiệt động học chúng ta sẽ được :

$$0 = \Delta U = Q - Q' + A - A' + \delta A, \quad (12-7)$$

trong đó A là công trong 2 quá trình đoạn nhiệt 22' và 1'1.

Thay các công thức (12-3) (12-6) vào (12-7) ta được ;

$$\begin{aligned} T(S_2 - S_1) - (T + dT)(S_2 - S_1) + p(V_1 - V_2) - \\ - (p + dp)(V'_1 - V'_2) + \delta A = 0, \\ -dT(S_2 - S_1) + dp(V'_2 - V'_1) - p(V'_1 - V'_2) - \\ - (V_1 - V_2) + \delta A = 0. \end{aligned}$$

Vì các quá trình 22' và 1'1 là các quá trình vô cùng ngắn nên ta có thể coi $V'_1 = V_1 + dV$; $V'_2 = V_2 + dV$ còn công $\delta A = \delta A_{22'} + \delta A_{1'1}$ là công của 2 quá trình nén và giãn đẳng nhiệt vô cùng ngắn và một cách gần đúng có thể coi $\delta A_{22'} = \delta A_{1'1} \Rightarrow \delta A = 0$.

Cuối cùng ta có $dT(S_2 - S_1) = dp(V_2 - V_1)$,

$$\frac{dT}{dp} = \frac{V_2 - V_1}{S_2 - S_1} = \frac{T(V_2 - V_1)}{Q}. \quad (12-8)$$

Công thức (12-8) gọi là phương trình Clapeyron-Clausius.

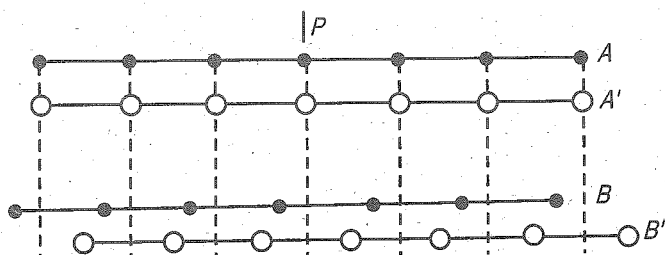
Để thấy rõ sự phụ thuộc của nhiệt độ chuyển pha vào áp suất ta trở lại ví dụ chuyển pha nước-hơi nước. Khi nước chuyển thành hơi nước ở nhiệt độ sôi T_c ta thấy $V_2 > V_1$ và $Q > 0$, do đó $\frac{dT}{dp} > 0$ nghĩa là khi áp suất tăng thì T_c tăng. Kết quả này được áp dụng để chế tạo nồi áp suất bằng cách làm kín nồi để tăng áp suất trong nồi, nhiệt độ sôi của nước trong nồi sẽ tăng lên đáng kể.

§5. Chuyển pha loại II

Như trên đã nói chuyển pha loại II là chuyển pha khi trạng thái của hệ biến đổi liên tục, vì thế chuyển pha loại II còn gọi là chuyển pha liên tục. Nhưng sự biến đổi trạng thái liên tục không thể mô tả chuyển pha loại II. Vì thế để mô tả chuyển pha loại II chúng ta chú ý đến đặc điểm là tại điểm chuyển pha đạo hàm bậc II của các hàm thế nhiệt động có bước nhảy mà các đạo hàm này cũng lại xác định các đại lượng vật lý

biểu thị tính chất của hệ như nhiệt dung, hệ số giãn nở, hệ số nén v.v...

- Các đại lượng vật lí này lại liên quan hết sức chặt chẽ với tính đối xứng (hoặc tính trật tự) của hệ. Để dễ hình dung chúng ta có thể lấy một ví dụ sau. Xét một hệ có cấu tạo mạng hai chiều gồm hai loại nguyên tử A và B sắp xếp tuần hoàn như hình 12-5.



Hình 12-5

Ở trạng thái ổn định các nguyên tử dao động xung quanh vị trí cân bằng được vẽ trên hình bằng màu đen. Coi các vị trí cân bằng này là vị trí của các nguyên tử thì rõ ràng là các nguyên tử được sắp xếp một cách đối xứng, chẳng hạn đối xứng qua đường P. Khi ta thay đổi nhiệt độ và đến một nhiệt độ xác định nào đó vị trí cân bằng của các nguyên tử sẽ dịch đến các vị trí khác, chẳng hạn A', B' được vẽ bằng màu trắng. Vì sự dịch chuyển của A và B là khác nhau nên P không còn là trục đối xứng của hệ nữa, nói chung, dù sự dịch chuyển là liên tục và nhỏ tính đối xứng của hệ khi có dịch chuyển đã thay đổi. Nói một cách khác tính đối xứng của hệ ở hai pha khác nhau là khác nhau. Người ta nói rằng chuyển pha loại II liên quan đến sự thay đổi tính đối xứng của hệ. Vì thế để mô tả chuyển pha loại II người ta thường đưa ra một đại lượng, gọi là thông số trật tự (kí hiệu η). Thông số trật tự đặc trưng cho tính đối xứng của hệ: khi $\eta \neq 0$ hệ ứng với một đối xứng nào

đó còn khi $\eta = 0$ thì không có đối xứng ấy. Việc chuyển từ một đối xứng nọ sang đối xứng kia tương ứng với việc chuyển từ $\eta \neq 0$ sang $\eta = 0$ và ngược lại, nghĩa là có thể dùng đại lượng thông số trật tự η để mô tả chuyển pha loại II. Tuy nhiên việc mô tả định lượng chuyển pha loại II vượt ra ngoài phạm vi yêu cầu chương trình.

CHƯƠNG 13

VẬT LÝ THỐNG KÊ CỔ ĐIỂN

Vật lý thống kê nghiên cứu các hệ gồm một số rất lớn các hạt giống hệt nhau (đồng nhất) (phân tử, nguyên tử, electron, photon...) bằng công cụ của phương pháp thống kê.

Vật lý thống kê cổ điển quan niệm chuyển động của mỗi hạt trong hệ tuân theo các định luật của cơ học cổ điển Niu tơn. Tuy nhiên nếu ta viết các phương trình chuyển động cho từng hạt của hệ thì với hệ N hạt, ta phải viết và giải $3N$ phương trình : thí dụ với 1 mol khí có $N_A = 6,02 \cdot 10^{23}$ phân tử thì số phương trình là $\approx 18 \cdot 10^{23}$ phương trình ! Số này quá lớn không một máy tính nào (ở trình độ hiện nay) giải được. Vì vậy tất yếu phải dùng phương pháp thống kê.

Trong chương này ta dùng phương pháp của vật lý thống kê cổ điển để nghiên cứu một hệ đơn giản nhất là khí lí tưởng. Cấu tạo của khí lí tưởng được mô tả bằng những nội dung sau đây gọi là thuyết động học phân tử khí lí tưởng

§1. Thuyết động học phân tử khí lí tưởng

Thuyết động học phân tử các chất khí là thuyết dựa trên cấu tạo phân tử của chất khí và sự chuyển động hỗn loạn không ngừng của các phân tử để giải thích tính chất của các chất

khí. Dựa vào các sự kiện thực nghiệm người ta đã xây dựng nên thuyết động học phân tử các chất khí gồm các giả thuyết sau đây :

1. Các chất khí có cấu tạo gián đoạn và gồm một số rất lớn phân tử.

2. Các phân tử chuyển động hỗn loạn không ngừng. Khi chuyển động chúng va chạm vào nhau và va chạm vào thành bình.

3. Cường độ chuyển động phân tử biểu hiện ở nhiệt độ của khối khí. Chuyển động phân tử càng mạnh thì nhiệt độ càng cao. Nhiệt độ tuyệt đối tỉ lệ với động năng trung bình của phân tử.

4. Kích thước của các phân tử rất nhỏ so với khoảng cách giữa chúng. Trong nhiều trường hợp tính toán ta có thể bỏ qua kích thước phân tử và mỗi phân tử được coi như một chất điểm.

5. Các phân tử không tương tác với nhau trừ lúc va chạm. Sự va chạm giữa các phân tử và giữa phân tử với các thành bình tuân theo những quy luật của va chạm đàn hồi.

Những giả thuyết này dựa trên cơ sở thực nghiệm. Tuy nhiên một số giả thuyết cũng chỉ đúng khi áp suất khối khí không lớn quá và nhiệt độ khối khí không bé quá (giả thuyết 3, 4, 5). Vì vậy những giả thuyết này chỉ hoàn toàn đúng đối với khí lí tưởng. Dưới đây ta sẽ dùng các giả thuyết này để nghiên cứu khí lí tưởng.

§2. Phương pháp thống kê. Định luật phân bố phân tử theo vận tốc của Mácxoen

1. Xác suất và giá trị trung bình

Số phân tử trong chất khí rất lớn. Chúng chuyển động hỗn loạn không ngừng. Thực nghiệm chứng tỏ rằng những đại lượng vật lí đặc trưng cho chuyển động của các phân tử như vận tốc, động lượng, động năng... rất khác nhau đối với các phân tử.

Và vì số phân tử rất lớn nên người ta không thể khảo sát chuyển động của từng phân tử mà xét chuyển động của cả tập thể phân tử trong đó người ta đã lấy *giá trị trung bình* của các đại lượng vật lý đặc trưng cho chuyển động phân tử.

Để hiểu rõ khái niệm giá trị trung bình, ta xét một thí dụ đơn giản dưới đây (thí dụ này chỉ có tính chất minh họa). Giả sử ta có $n = 1000$ phân tử trong đó giá trị vận tốc của chúng như sau :

$$n_1 = 100 \text{ phân tử có vận tốc } v_1 = 100\text{m/s,}$$

$$n_2 = 300 \text{ phân tử có vận tốc } v_2 = 200\text{m/s,}$$

$$n_3 = 400 \text{ phân tử có vận tốc } v_3 = 300\text{m/s,}$$

$$n_4 = 200 \text{ phân tử có vận tốc } v_4 = 400\text{m/s.}$$

Giá trị trung bình của vận tốc phân tử kí hiệu là $\bar{v}$ được tính như sau

$$\bar{v} = \frac{\overbrace{(100 + 100 + \dots + 100)}^{100 \text{ lần}} + \overbrace{(200 + 200 + \dots + 200)}^{300 \text{ lần}} + \overbrace{(300 + \dots + 300)}^{400 \text{ lần}} + \overbrace{(400 + \dots + 400)}^{200 \text{ lần}}}{1000},$$

$$\bar{v} = \frac{(100 \times 100) + (300 \times 200) + (400 \times 300) + (200 \times 400)}{1000}$$

$$\bar{v} = 270\text{m/s.}$$

Ta có thể viết công thức

$$\bar{v} = \frac{n_1 v_1 + n_2 v_2 + n_3 v_3 + n_4 v_4}{n} = \frac{n_1 v_1 + n_2 v_2 + n_3 v_3 + n_4 v_4}{n_1 + n_2 + n_3 + n_4}$$

hay tổng quát hơn

$$\bar{v} = \frac{1}{n} \sum_i n_i v_i = \frac{\sum_i n_i v_i}{\sum_i n_i} \quad (13-1)$$

Trở lại thí dụ trên, nếu ta lấy một phân tử bất kì trong số $n = 1000$ phân tử đã cho thì ta không thể xác định chắc chắn

rằng phân tử đó có vận tốc bằng bao nhiêu (điều này càng hiển nhiên khi n rất lớn) ; nhưng biết rằng vận tốc của phân tử đó có thể lấy một trong các giá trị v_1, v_2, v_3, v_4 . Và chắc chắn rằng, chẳng hạn như vận tốc của phân tử đó có *nhiều khả năng* lấy giá trị v_3 hơn là lấy giá trị v_1 . Trong toán học, đại lượng đặc trưng cho khả năng xảy ra của một sự kiện được gọi là *xác suất* của sự kiện đó. Ở thí dụ trên đây xác suất để vận tốc của một phân tử bất kì lấy giá trị v_1, v_2, v_3, v_4 lần lượt là

$$P(v_1) = \frac{100}{1000} = \frac{1}{10} ; \quad P(v_2) = \frac{300}{1000} = \frac{3}{10} ;$$

$$P(v_3) = \frac{400}{1000} = \frac{4}{10} ; \quad P(v_4) = \frac{200}{1000} = \frac{2}{10}.$$

Theo định nghĩa, xác suất là một đại lượng bao hàm giữa 0 và 1 ; xác suất 0 ứng với sự kiện không thể xảy ra còn xác suất 1 ứng với sự kiện chắc chắn xảy ra. Ta có thể viết công thức (13-1) dưới dạng sau

$$\bar{v} = \sum_i \frac{n_i}{n} v_i$$

hay
$$\bar{v} = \sum_{v_i} P(v_i) v_i \quad (13-2)$$

Chú ý rằng giữa các xác suất $P(v_i)$ ta có hệ thức

$$\sum_{v_i} P(v_i) = 1 \quad (13-3)$$

Muốn tính giá trị trung bình của một hàm của v , chẳng hạn như v^2 ta cũng tiến hành tương tự như trên. Phép tính cho kết quả sau đây :

$$\bar{v}^2 = \sum_{v_i} P(v_i) v_i^2 \quad (13-2a)$$

Trong thí dụ cụ thể đã nêu ở trên, ta có

$$\bar{v}^2 = \frac{1}{10} 100^2 + \frac{3}{10} 200^2 + \frac{4}{10} 300^2 + \frac{2}{10} 400^2,$$

$$\bar{v}^2 = 81000.$$

Chú ý rằng :

$$\bar{v}^2 \neq (\bar{v})^2,$$

người ta chứng minh được rằng :

$$\bar{v}^2 \geq (\bar{v})^2. \quad (13-4)$$

Trên đây ta đã định nghĩa khái niệm xác suất và giá trị trung bình thông qua một đại lượng vật lí cụ thể là vận tốc của phân tử. Dĩ nhiên những định nghĩa đó là tổng quát nghĩa là có thể áp dụng đối với một đại lượng động lực bất kì đặc trưng cho chuyển động của phân tử.

2. Định luật phân bố Mắcxoen

Nhiều thí nghiệm đã xác định vận tốc của các phân tử (chẳng hạn như thí nghiệm của Stern). Kết quả cho thấy rằng vận tốc của các phân tử của một khối khí lấy mọi giá trị từ 0 đến những giá trị rất lớn. Vì vận tốc của phân tử có thể lấy các giá trị biến thiên một cách liên tục cho nên không thể xác định số phân tử mà vận tốc có một giá trị nhất định mà chỉ có thể xác định số phân tử mà vận tốc có giá trị nằm trong một khoảng nào đó. Thí dụ với khí ôxi ở 0°C, thực nghiệm đã đo được số phần trăm phân tử có vận tốc lấy giá trị trong các khoảng khác nhau ; kết quả được ghi trong bảng 13-1 sau :

Bảng 13-1

Khoảng vận tốc (m/s)	Số % phân tử có vận tốc trong khoảng đó
0 - 100	1,4
100 - 200	8,1
200 - 300	16,5
300 - 400	21,4
400 - 500	20,6
500 - 600	15,1
600 - 700	9,2
700 - 800	4,8
800 - 900	2,0
900 - 1000	0,6
lớn hơn 1000	0,3

Nhìn vào kết quả đó, ta có một số nhận xét sau :

a) Vận tốc của các phân tử có thể lấy mọi giá trị biến thiên một cách liên tục

$$0 < v < \infty.$$

b) đa số phân tử có vận tốc trong khoảng từ $(200 \div 600)\text{m/s}$, đặc biệt nếu so sánh tương đối, khoảng vận tốc $(300 \div 400)\text{m/s}$ tương ứng với số phân tử nhiều hơn cả.

c) số phân tử có vận tốc gần 0 và số phân tử có vận tốc lớn chiếm một tỉ số rất ít.

Trong số n phân tử, gọi dn là số phân tử có giá trị vận tốc ở trong khoảng $(v, v+dv)$ thì số % phân tử dn/n có vận tốc trong khoảng $(v, v+dv)$ có thể viết dưới dạng

$$\frac{dn}{n} = F(v)dv, \quad (13-5)$$

trong đó $F(v)$ là một hàm phụ thuộc vận tốc v (và phụ thuộc nhiệt độ) ; hàm $F(v)$ gọi là *hàm phân bố*. Ta nhận thấy tỷ số $\frac{dn}{n}$ có thể xem là *xác suất để vận tốc của một phân tử có giá trị nằm trong khoảng $(v, v+dv)$* .

Hàm phân bố $F(v)$ phải thoả mãn một hệ thức mà ta sẽ thiết lập dưới đây. Từ (13-5) ta suy ra

$$dn = nF(v) dv. \quad (13-6)$$

Muốn tính số phân tử có giá trị vận tốc trong một khoảng bất kì (v_1, v_2) ta tích phân vế phải theo v từ v_1 đến v_2 :

$$\Delta n (v_1 \leq v \leq v_2) = n \int_{v_1}^{v_2} F(v)dv. \quad (13-7)$$

Nếu ta tích phân theo v từ 0 đến ∞ thì ta lại được tổng số phân tử n

$$\Delta n (0 \leq v < \infty) = n \int_0^{\infty} F(v)dv = n.$$



Từ đó ta suy ra hệ thức :

$$\int_0^{\infty} F(v)dv = 1. \quad (13-8)$$

Hệ thức này (gọi là *điều kiện chuẩn hoá* của xác suất) có ý nghĩa tương tự như hệ thức (13-3) đã viết ở đoạn trên.

Mắcxoen (Maxewll) đã tìm ra dạng cụ thể của hàm phân bố $F(v)$ như sau :

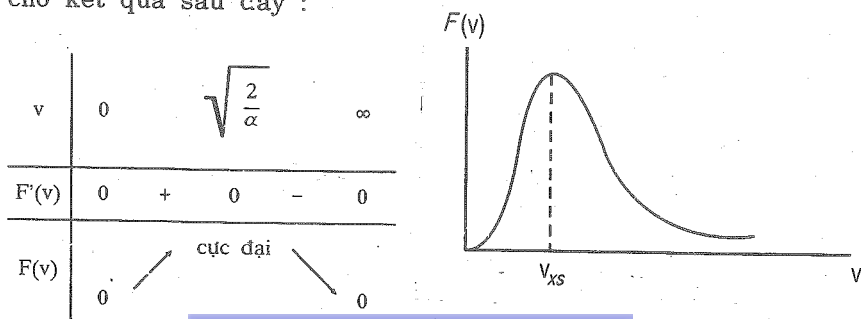
$$F(v) = 4\pi \left(\frac{\alpha}{2\pi} \right)^{3/2} e^{-\frac{\alpha v^2}{2}} v^2, \quad (13-9)$$

trong đó α là một đại lượng phụ thuộc nhiệt độ được xác định bằng thực nghiệm. Hàm phân bố Mắcxoen hoàn toàn phù hợp với những kết quả về thí nghiệm đo vận tốc phân tử. Ta có thể viết lại (13 - 9) như sau

$$\frac{dn}{n} = 4\pi \left(\frac{\alpha}{2\pi} \right)^{3/2} e^{-\frac{\alpha v^2}{2}} v^2 dv. \quad (13-10)$$

Công thức này được gọi là *định luật phân bố phân tử theo vận tốc Mắcxoen*.

Việc khảo sát sự biến thiên của hàm phân bố $F(v)$ theo v cho kết quả sau đây :



Hình 13-1

Đồ thị của $F(v)$ theo v có một điểm cực đại ứng với giá trị sau đây của vận tốc :

$$v_{xs} = \sqrt{\frac{2}{\alpha}}, \quad (13-11)$$

v_{xs} gọi là vận tốc có xác suất lớn nhất ; đó là giá trị vận tốc ứng với đa số phân tử.

3. Động năng trung bình của phân tử

Từ định luật phân bố phân tử theo vận tốc của Mắcxoen, ta có thể tính được những giá trị trung bình của v và của v^2 theo những công thức sau đây, tương tự như các công thức (13-2) (13-2a) :

$$\bar{v} = \int_0^{\infty} F(v)v dv, \quad (13-12)$$

$$\overline{v^2} = \int_0^{\infty} F(v)v^2 dv. \quad (13-12a)$$

Các phép tính tích phân cho ta những kết quả

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8}{\pi\alpha}}, \quad (13-13)$$

$$\overline{v^2} = \frac{3}{\alpha}. \quad (13-14)$$

Từ (8-14) ta có thể suy ra biểu thức động năng trung bình của phân tử :

$$\bar{W} = \frac{mv^2}{2} = \frac{m\overline{v^2}}{2},$$

m là khối lượng của một phân tử :

$$\bar{W} = \frac{3}{2} \frac{m}{\alpha}. \quad (13-15)$$

Trong chương 8, §3 dựa vào những giả thuyết cơ bản của thuyết động học phân tử khí lí tưởng, đã thiết lập được biểu thức động năng trung bình của phân tử (đơn nguyên tử)

$$\overline{W}_d = \frac{3}{2} k_B T,$$

trong đó

$$k_B = \frac{R}{N_A} = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$$

là hằng số Bônzman.

Vậy ta có thể đặt
$$\frac{m}{\alpha} = k_B T. \quad (13-16)$$

Với biểu thức (13-16) của α ta có thể viết lại các công thức (13-10) (13-11) (13-13) (13-14) (13-15) như sau

$$\frac{dn}{n} = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} e^{-\frac{mv^2}{2k_B T}} v^2 dv, \quad (13-10')$$

$$v_{xs} = \sqrt{\frac{2k_B T}{m}}, \quad (13-11')$$

$$\overline{v} = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m}}, \quad (13-13')$$

$$\overline{v^2} = \frac{3k_B T}{m}. \quad (13-14')$$

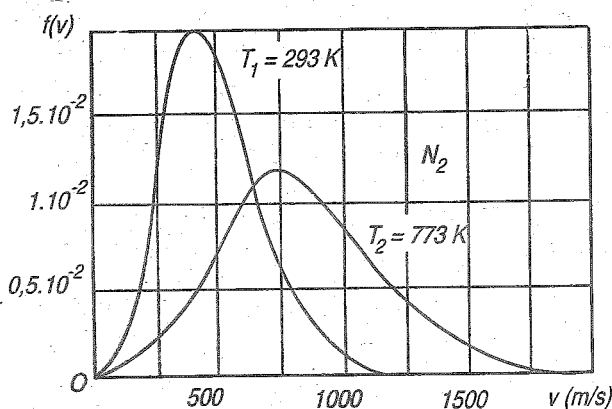
Căn bậc hai của $\overline{v^2}$ là một đại lượng có thứ nguyên vận tốc được gọi là *vận tốc căn quân phương*

$$v_c = \sqrt{\overline{v^2}} = \sqrt{\frac{3k_B T}{m}}. \quad (13-17)$$

Chú ý rằng :

$$v_{xs} < \overline{v} < v_c. \quad (13-18)$$

Ta nhận thấy các giá trị vận tốc v_{xs} , $\overline{v}$ và v_c đều tăng khi nhiệt độ tăng. Nếu vẽ trên cùng đồ thị những đường cong biểu diễn hàm phân bố ứng với những nhiệt độ khác nhau thì thấy rằng khi nhiệt độ tăng số phân tử có vận tốc lớn tăng lên và số phân tử có vận tốc gần v_{xs} giảm xuống (h.13-2).



Hình 13-2

Đường cong phân bố ứng với hai nhiệt độ khác nhau.

Trong các công thức (13-11'), (13 - 12') và (13 - 17)

nếu thay $k_B = \frac{R}{N_A}$ và chú ý $N_A m = \mu =$ khối lượng một

mol khí, ta còn có thể viết $v_{xs} = \sqrt{\frac{2RT}{\mu}}$, $\bar{v} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi\mu}}$

$$v_c = \sqrt{v^2} = \sqrt{\frac{3RT}{\mu}}$$

§3. Định luật phân bố Bônzman

1. Công thức khí áp

Ta hãy xét trường hợp khí lí tưởng đặt trong một trường lực, thí dụ như trọng trường đều. Vì có ngoại lực tác dụng lên các phân tử nên áp suất của chất khí không đồng đều và thay đổi từ điểm này đến điểm khác.

Ta chọn phương Oz thẳng đứng và hướng lên. Xét hai điểm có độ cao z và $z + dz$: giữa hai điểm này có một hiệu áp suất dp , về giá trị bằng trọng lượng của một cột khí chiều cao dz và đáy bằng một đơn vị diện tích.

$$dp = -\rho g dz.$$

TÀI LIỆU PHỤC VỤ THAM KHẢO NỘI BỘ

Trong công thức trên ρ là khối lượng riêng của chất khí ; dấu - biểu thị rằng khi z tăng thì p giảm. Theo (7-16) ta có biểu thức của ρ :

$$\rho = \frac{p\mu}{RT}$$

$$\text{Vậy } dp = -\frac{p\mu}{RT} g dz,$$

$$\frac{dp}{p} = -\frac{\mu g}{RT} dz.$$

Tích phân hai vế từ chiều cao 0 đến chiều cao z tương ứng với các áp suất $p(0)$ và $p(z)$ ta được.

$$\int_{p(0)}^{p(z)} \frac{dp}{p} = -\frac{\mu g}{RT} z,$$

$$p(z) = p(0)e^{-\frac{\mu g}{RT} z}. \quad (13-19)$$

Công thức này gọi là công thức khí áp ; nó cho ta biết sự thay đổi của áp suất p (chẳng hạn của không khí) theo độ cao z ; khi z tăng thì p giảm theo mũ của z .

2. Định luật phân bố Bônzman

Ta biết rằng áp suất khí tỉ lệ với mật độ phân tử (trong điều kiện nhiệt độ không đổi). Vì vậy khi chất khí đặt trong một trường lực, áp suất khí thay đổi từ điểm này sang điểm khác thì kết quả mật độ phân tử khí cũng thay đổi từ điểm này sang điểm khác. Gọi $n_0(0)$ và $n_0(z)$ là các mật độ phân tử khí tương ứng với các áp suất $p(0)$ và $p(z)$ ta có

$$\frac{n_0(z)}{p(z)} = \frac{n_0(0)}{p(0)}$$

nghĩa là (13-19) có thể viết thành ra :

$$n_0(z) = n_0(0)e^{-\frac{\mu g}{RT} z}$$

$$(13-20)$$



Nhận xét rằng $\frac{\mu}{R} = \frac{mN}{R} = \frac{m}{k}$ nên ta có

$$n_o(z) = n_o(o) e^{-\frac{mgz}{kT}} \quad (13-21)$$

Nhưng : $mgz = W_t$ = thế năng của một phân tử (coi như một chất điểm khối lượng m) trong trọng trường và

$n_o(z) = n_o(W_t)$ = mật độ phân tử tại vị trí thế năng W_t ;

$n_o(o) = n_o(W_t = 0)$ = mật độ phân tử tại vị trí thế năng

$$W_t = 0.$$

Vậy ta có thể viết

$$n_o(W_t) = n_o(o) e^{-\frac{W_t}{kT}} \quad (13-22)$$

Công thức này gọi là định luật phân bố Bônzman : nó biểu thị sự thay đổi của mật độ phân tử theo thế năng khi chất khí đặt trong một trường lực thế. Công thức này được thiết lập trong một trường hợp riêng là trọng trường đều ; tuy nhiên người ta chứng minh rằng nó vẫn đúng khi chất khí đặt trong một trường lực thế bất kì. Nếu gọi $n_o(1)$ và $n_o(2)$ là các mật độ phân tử tại hai vị trí thế năng tương ứng là W_{t1} và W_{t2} , từ (13-22) dễ dàng suy ra :

$$\frac{n_o(1)}{n_o(2)} = e^{\frac{W_{t2} - W_{t1}}{kT}} \quad (13-23)$$

Như vậy khi chất khí đặt trong một trường lực thế, chỗ nào thế năng càng nhỏ thì mật độ phân tử càng lớn.

§4. Phân bố Mácxoén - Bônzman

Ta có thể kết hợp hai định luật phân bố Mácxoén và Bônzman thành một định luật phân bố chung gọi là phân bố Mácxoén - Bônzman.

Ứng dụng định lý sau đây : "Xác suất để hai hiện tượng độc lập xảy ra đồng thời bằng tích các xác suất xảy ra hai hiện tượng ấy", ta dễ dàng suy ra rằng : trong tổng số N phân tử, số phân tử có toạ độ nằm trong khoảng

$$(x, x+dx), (y, y+dy), (z, z+dz),$$

và có các thành phần của vectơ vận tốc $\vec{v}$ nằm trong khoảng

$$(v_x, v_x+dv_x), (v_y, v_y+dv_y), (v_z, v_z+dv_z)$$

cho bởi

$$\begin{aligned} dN &= ANe^{-\frac{1}{k_B T} \left(\frac{mv^2}{2} + W_t \right)} dx dy dz dv_x dv_y dv_z = \\ &= ANe^{-\frac{W}{k_B T}} dx dy dz dv_x dv_y dv_z, \end{aligned}$$

trong đó $\frac{mv^2}{2} = W_d =$ động năng phân tử,

$W_t = W_t(x, y, z) =$ thế năng phân tử,

và : $W = W_d + W_t =$ cơ năng phân tử.

Hằng số A gọi là hằng số chuẩn hoá được xác định bởi điều kiện chuẩn hoá :

$$\int \frac{dN}{N} = A \iiint \iiint e^{-\frac{W}{k_B T}} dx dy dz dv_x dv_y dv_z = 1,$$

tích phân trong toàn không gian toạ độ và vận tốc.



MỤC LỤC

Trang

BÀI MỞ ĐẦU

§1. Đối tượng và phương pháp vật lí học	5
§2. Các đại lượng vật lí	9
§3. Đơn vị và thứ nguyên của các đại lượng vật lí	14

Phần thứ nhất – CƠ HỌC

Chương 1. ĐỘNG HỌC CHẤT ĐIỂM

§1. Những khái niệm mở đầu	18
§2. Vận tốc	20
§3. Gia tốc	23
§4. Một số dạng chuyển động cơ đặc biệt	29

Chương 2. ĐỘNG LỰC HỌC CHẤT ĐIỂM

§1. Các định luật Niuton	39
§2. Các định lí về động lượng	42
§3. Ứng dụng phương trình cơ bản của cơ học để khảo sát chuyển động của các vật	45
§4. Mômen động lượng	50
§5. Chuyển động tương đối và nguyên lí Galilê	54

Chương 3. ĐỘNG LỰC HỌC HỆ CHẤT ĐIỂM

§1. Khối tâm	61
§2. Định luật bảo toàn động lượng	65



§3. Chuyển động của vật rắn	68
§4. Phương trình cơ bản của chuyển động quay của vật rắn quanh một trục cố định	70
§5. Mômen động lượng của một hệ chất điểm	78
§6. Định luật bảo toàn mômen động lượng	81
§7. Con quay	83

Chương 4. NĂNG LƯỢNG

§1. Công và công suất	86
§2. Năng lượng	89
§3. Động năng	92
§4. Va chạm	95
§5. Trường lực thế	97
§6. Thế năng	100
§7. Định luật bảo toàn cơ năng trong trường lực thế	101

Chương 5. TRƯỜNG HẤP DẪN

§1. Định luật Niuton về lực hấp dẫn vũ trụ	105
§2. Trường hấp dẫn	108
§3. Chuyển động trong trường hấp dẫn của quả đất	111

Chương 6. CƠ HỌC CHẤT LƯU

§1. Những khái niệm mở đầu	113
§2. Tĩnh học chất lưu	114
§3. Động lực học chất lưu lí tưởng	116
§4. Hiện tượng nội ma sát (nhớt)	120

Chương 7. THUYẾT TƯƠNG ĐỐI HEP ANHXTANH (EINSTEIN)

§1. Khái-niệm mở đầu	122
§2. Các tiên đề Anhtanh	123
§3. Động học tương đối tính - Phép biến đổi Loren (Lorentz)	125

§4. Các hệ quả của phép biến đổi Loren	129
§5. Động lực học tương đối tính	136

Phần thứ hai – NHIỆT HỌC

BÀI MỞ ĐẦU

§1. Một số khái niệm	142
§2. Các định luật thực nghiệm về chất khí	144
§3. Phương trình trạng thái của khí lí tưởng	147

Chương 8. NGUYÊN LÝ THỨ NHẤT CỦA NHIỆT ĐỘNG HỌC

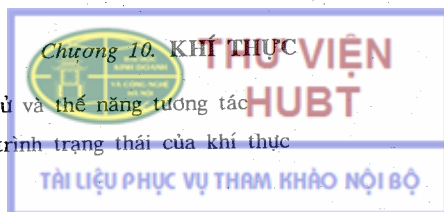
§1. Nội năng của một hệ nhiệt động. Công và nhiệt	151
§2. Nguyên lý thứ nhất của nhiệt động học	154
§3. Dùng nguyên lý thứ nhất để khảo sát các quá trình cân bằng của khí lí tưởng	159

Chương 9. NGUYÊN LÝ THỨ HAI CỦA NHIỆT ĐỘNG HỌC

§1. Những hạn chế của nguyên lý thứ nhất của nhiệt động học	177
§2. Quá trình thuận nghịch và quá trình không thuận nghịch	179
§3. Nguyên lý thứ hai của nhiệt động học	183
§4. Chu trình Cacnô và định lí Cacnô	187
§5. Biểu thức định lượng của nguyên lý thứ hai	194
§6. Hàm entropi và nguyên lý tăng entropi	197
§7. Định lí Nernst	206
§8. Các hàm thế nhiệt động	206

Chương 10. KHÍ THỰC

§1. Lực tương tác phân tử và thế năng tương tác	211
§2. Khí thực và phương trình trạng thái của khí thực	214



§3. Nghiên cứu khí thực bằng thực nghiệm	217
§4. Nội năng của khí thực. Hiệu ứng Joule – Thomson	221
§5. Hiện tượng khuếch tán	225

Chương 11. CHẤT LỎNG

§1. Cấu tạo và chuyển động phân tử của chất lỏng	226
§2. Các hiện tượng mặt ngoài của chất lỏng	228
§3. Hiện tượng mao dẫn	236

Chương 12. CHUYỂN PHA

§1. Khái niệm về chuyển pha	240
§2. Phân loại các chuyển pha	241
§3. Sự cân bằng pha	243
§4. Chuyển pha loại I	245
§5. Chuyển pha loại II	249

Chương 13. VẬT LÝ THỐNG KÊ CỎ ĐIỀN

§1. Thuyết động học phân tử khí lí tưởng	251
§2. Phương pháp thống kê. Định luật phân bố phân tử theo vận tốc của Mắcxoen	252
§3. Định luật phân bố Bônzman	260
§4. Phân bố Mắcxoen – Bônzman	262



Chịu trách nhiệm xuất bản:

Chủ tịch Hội đồng Thành viên NGUYỄN ĐỨC THÁI

Phó Tổng Giám đốc phụ trách HOÀNG LÊ BÁCH

Phó Tổng Giám đốc kiêm Tổng biên tập TS. PHAN XUÂN THÀNH

Tổ chức bản thảo và chịu trách nhiệm nội dung:

Phó tổng biên tập NGUYỄN HIỀN TRANG

Giám đốc Công ty CP Dịch vụ xuất bản Giáo dục Hà Nội

PHẠM THỊ HỒNG

Biên tập lần đầu: NGUYỄN QUANG HẬU

Biên tập tái bản : ĐINH THỊ THÁI QUỲNH

Trình bày bìa : HOÀNG MẠNH DŨA

Chế bản : CÔNG TY CP DỊCH VỤ XUẤT BẢN GIÁO DỤC HÀ NỘI

Công ty CP Dịch vụ xuất bản Giáo dục Hà Nội – Nhà xuất bản Giáo dục Việt Nam
giữ quyền công bố tác phẩm.

VẬT LÝ ĐẠI CƯƠNG - TẬP MỘT

(DÙNG CHO CÁC TRƯỜNG ĐẠI HỌC KHỐI KỸ THUẬT CÔNG NGHIỆP)

Mã số: 7K098h7-DAI

In 3.000 bản (QĐ in số : 60), khổ 14,5 x 20,5 cm.

Đơn vị in : In tại Công ty CP in Phúc Yên.

Đường Trần Phú, Thị xã Phúc Yên, Tỉnh Vĩnh Phúc.

Số ĐKXB : 199-2017/CXBIPH/59-86/GD.

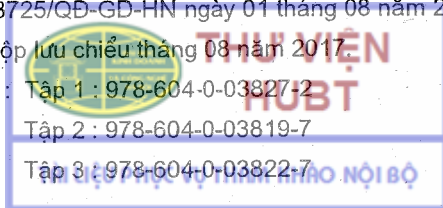
Số QĐXB : 3725/QĐ-GD-HN ngày 01 tháng 08 năm 2017.

In xong và nộp lưu chiểu tháng 08 năm 2017.

Mã số ISBN : Tập 1 : 978-604-0-03827-2

Tập 2 : 978-604-0-03819-7

Tập 3 : 978-604-0-03822-7





**CÔNG TY CỔ PHẦN SÁCH ĐẠI HỌC - DẠY NGHỀ
HEVOBCO**

25 HÀN THUYỀN – HÀ NỘI

Website : www.hevobco.com.vn ; Tel : 043. 9724715



**VƯƠNG MIỆN KIM CƯƠNG
CHẤT LƯỢNG QUỐC TẾ**

TÌM ĐỌC SÁCH THAM KHẢO ĐẠI HỌC - BỘ MÔN VẬT LÝ CỦA NHÀ XUẤT BẢN GIÁO DỤC VIỆT NAM

☞ VẬT LÝ ĐẠI CƯƠNG (3 tập)

LƯƠNG DUYÊN BÌNH (Chủ biên)

☞ BÀI TẬP VẬT LÝ ĐẠI CƯƠNG (3 tập)

LƯƠNG DUYÊN BÌNH (Chủ biên)

☞ CƠ SỞ VẬT LÝ (6 tập)

ĐÀM TRUNG ĐỒN – NGÔ QUỐC QUỲNH ... (dịch)

☞ GIẢI BÀI TẬP VÀ BÀI TOÁN CƠ SỞ VẬT LÝ (4 tập)

LƯƠNG DUYÊN BÌNH – NGUYỄN QUANG HẬU

☞ BÀI TẬP VẬT LÝ LÝ THUYẾT (2 tập)

NGUYỄN HỮU MINH – LÊ TRỌNG TƯỜNG

☞ GIÁO TRÌNH THIÊN VĂN

PHẠM VIỆT TRINH

*Bạn đọc có thể mua tại các Công ty Sách - Thiết bị trường học ở các địa phương
hoặc các Cửa hàng sách của Nhà xuất bản Giáo dục Việt Nam :*

Tại Hà Nội: 25 Hàn Thuyên, Quận Hai Bà Trưng, Tel: 043.9718437;

Tại Đà Nẵng: 76 – 78 Bạch Đằng;

*Tại Thành phố Hồ Chí Minh: Chi nhánh Công ty CP Sách Đại học, Dạy nghề,
462A/3 Trần Hưng Đạo, Phường 2, Quận 5, Tel:
083. 8380332;*

Tại Thành phố Cần Thơ: 162D, đường 3/2, quận Ninh Kiều;

Website: www.nxbgd.vn

ISBN : 978-604-0-03820-3



9 786040 038203

Giá : 25.000 đ



**THƯ VIỆN
HUBT**

TÀI LIỆU PHỤC VỤ THAM KHẢO NỘI BỘ