

www.mientayvn.com

Dịch tiếng anh chuyên ngành khoa học tự nhiên và kỹ thuật.

Dịch các bài giảng trong chương trình học liệu mở của học viện MIT, Yale.

Tìm và dịch tài liệu phục vụ cho sinh viên làm seminar, luận văn.

Tại sao mọi thứ đều miễn phí và chuyên nghiệp ???

Trao i tr c tuy n t i:

www.mientayvn.com/chat_box_li.html

BỘ GIÁO DỤC VÀ ĐÀO TẠO
TRƯỜNG ĐẠI HỌC ĐÀ LẠT



TS. LƯU THẾ VINH

ĐIỆN TỬ HỌC



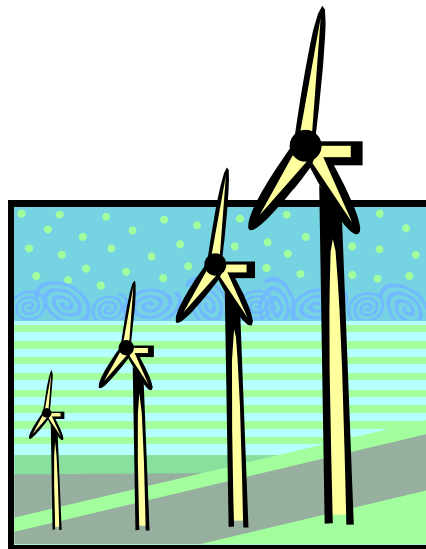
Đà Lạt 2006

**BỘ GIÁO DỤC VÀ ĐÀO TẠO
TRƯỜNG ĐẠI HỌC ĐÀ LẠT**



TS. LƯU THẾ VINH

ĐIỆN TỬ HỌC



Đà Lạt 2006

LỜI NÓI ĐẦU

Giáo trình “Điện tử học” được biên soạn theo chương trình khung của Bộ Giáo dục & Đào tạo ban hành năm 2004 dành cho hệ đào tạo cử nhân Vật lý, dựa vào các bài giảng mà tác giả đã trình bày cho sinh viên khoa Vật lý trường Đại học Đà Lạt trong những năm gần đây và dựa vào cuốn giáo trình Điện học mà tác giả đã viết năm 1987. Để giúp cho sinh viên dễ dàng nắm bắt được các vấn đề cốt lõi của kiến thức về điện tử học, tài liệu được trình bày ngắn gọn, xúc tích, chú trọng nhiều đến bản chất vật lý của hiện tượng mà không đi sâu vào mô tả các quá trình thực nghiệm cũng như những minh họa kèm theo (sinh viên có thể tìm đọc trong các tài liệu tham khảo). Những tính toán lý thuyết trong giáo trình sử dụng các kiến thức toán học giải tích tối thiểu mà sinh viên đã được trang bị trong các học phần về toán học. Các ví dụ trong sách ngoài việc minh họa ứng dụng các định luật còn nhằm mục đích rèn luyện kỹ năng tính toán, củng cố kiến thức và khả năng giải quyết các bài toán thực tiễn. Nội dung giáo trình được chuẩn bị cho 5 đơn vị học trình tương ứng với 75 tiết lên lớp, trong đó có 60 tiết lý thuyết và 15 tiết bài tập. Nội dung bài tập sinh viên sẽ được trang bị trong các sách bài tập riêng.

Giáo trình là tài liệu học tập cho sinh viên khoa Vật lý, đồng thời có thể sử dụng để tham khảo cho sinh viên các ngành kỹ thuật khi học chương trình Vật lý đại cương.

Đà Lạt, 2006

TÁC GIẢ

*Chương 1.***ĐIỆN TRƯỜNG TRONG CHÂN KHÔNG****§ 1.1. ĐIỆN TÍCH, ĐỊNH LUẬT BẢO TOÀN ĐIỆN TÍCH
VẬT DẪN ĐIỆN VÀ VẬT CÁCH ĐIỆN****I. Khái niệm điện tích, điện tích nguyên tố.**

- Các hiện tượng về sự nhiễm điện đã được biết đến từ thời cổ xưa, chúng cho thấy một vài tính chất điện của vật chất: Một số vật liệu (thủy tinh, êbônít, ...) sau khi cọ sát vào lông thú có thể hút được các vật nhẹ. Ta nói chúng đã bị nhiễm điện.

- Tương tác giữa các vật nhiễm điện cho thấy trong tự nhiên tồn tại 2 loại điện tích: điện tích dương và điện tích âm. Các điện tích cùng dấu thì đẩy nhau, khác dấu thì hút nhau. Điện tích tồn tại dưới dạng các hạt sơ cấp mang điện. Điện tích bé nhất tồn tại trong tự nhiên gọi là điện tích nguyên tố (ký hiệu là e : elementary), có giá trị: ^(a)

$$e = 1,6 \times 10^{-19} \text{ C} \quad 1.1)$$

- Hạt cơ bản mang điện tích nguyên tố âm là electron: cấu thành vỏ nguyên tử.

- Hạt cơ bản mang điện tích nguyên tố dương là prôtôn (p): là một trong hai thành phần cấu tạo nên hạt nhân nguyên tử.

- Hạt cơ bản không mang điện cùng prôtôn cấu thành hạt nhân nguyên tử là nơtrôn (n) (trừ nguyên tử Hydrô).

- Ở trạng thái bình thường nguyên tử trung hòa về điện: số prôtôn bằng số electron. Khi nguyên tử thu thêm electron nó trở thành ion âm, ngược lại khi nguyên tử bị mất electron nó biến thành ion dương.

Một vật mang điện khi nguyên tử của nó thừa hoặc thiếu electron, hoặc do sự phân bố lại các điện tích chứa trong vật hoặc trong các phần khác nhau của vật (nhiễm điện do cọ sát, do tiếp xúc, do hưởng ứng ...).

^(a) Điện tích nguyên tố là một trong các hằng số vật lý quan trọng của tự nhiên. Hiện nay, khoa học đã biết rằng các hạt quark là thành phần cuối cùng của vật chất hạt nhân. Chúng mang các điện tích $\pm e/3$ hoặc $\pm 2e/3$. Nhưng các hạt này (các hạt thành phần của prôtôn và nơtrôn) không thể tồn tại một cách riêng biệt, nên không thể lấy chúng làm điện tích nguyên tố.

Điện tích của một vật bao giờ cũng bằng một bội số nguyên lần điện tích nguyên tố e :

$$|q| = ne, \quad (n = 1, 2, 3 \dots) \quad (1.2)$$

II. Định luật bảo toàn điện tích.

Mọi hiện tượng về điện được biết cho đến nay đều tuân theo định luật bảo toàn điện tích: “*Trong một hệ cô lập tổng điện tích của hệ là một lượng bảo toàn*”.

III. Vật dẫn điện và vật cách điện.

Vật dẫn điện là những vật có chứa các hạt tích điện (các electron, các ion âm, ion dương), các điện tích này có thể di chuyển dễ dàng bên trong vật. Chẳng hạn trong kim loại, do cấu trúc của nguyên tử một số electron nằm ở lớp ngoài cùng liên kết yếu với hạt nhân có thể bứt ra khỏi nguyên tử trở thành điện tử tự do. Các điện tử này có thể chuyển động tự do bên trong khối kim loại. Ta nói kim loại là vật dẫn điện. Trong chất điện phân các hạt tải điện là các ion dương và các ion âm. v.v....

Vật cách điện là vật mà trong nó không chứa các điện tích tự do.

§ 1.2. TƯƠNG TÁC TÍNH ĐIỆN, ĐỊNH LUẬT COULOMB.

1. **Điện tích điểm.** Những vật tích điện mà có kích thước nhỏ hơn rất nhiều so với khoảng cách giữa chúng.

2. **Tương tác tĩnh điện. Định luật Coulomb .**

Thực nghiệm chứng tỏ rằng: Các điện tích cùng dấu thì đẩy nhau, các điện tích khác dấu thì hút nhau. Năm 1785 C. A. Coulomb bằng thực nghiệm trên cân xoắn đã tìm ra định luật tương tác giữa hai điện tích điểm q_1 và q_2 đặt cách nhau một khoảng r (Hình 1.1):

$$F = k \frac{q_1 q_2}{r^2} \quad (1.3)$$

Trong đó k là hệ số tỷ lệ, có giá trị phụ thuộc vào hệ đơn vị đo.

Trong hệ CGSE : $k = 1$

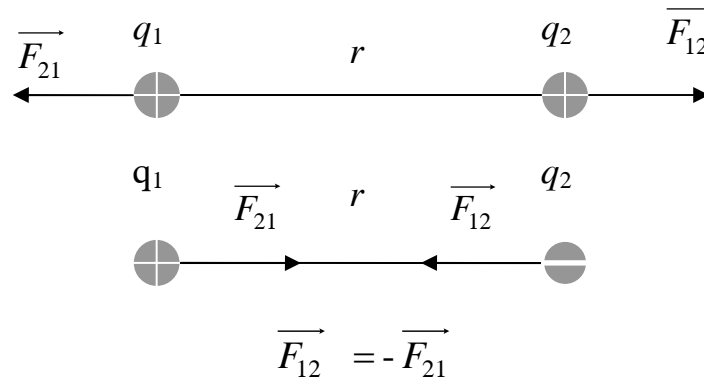
Trong hệ SI : $k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} = 9.10^9 \text{ N. m}^2 / \text{C}^2$ (1.4)

Trong đó: $\epsilon_0 = 8,86.10^{-12} \text{ C}^2 / \text{N. m}^2$: Hằng số điện.

Biểu diễn cả về phương chiều và độ lớn:

$$\vec{F}_{12} = k \frac{q_1 q_2}{r_{12}^2} \cdot \frac{\vec{r}_{12}}{r_{12}} : \text{Lực } q_1 \text{ tác dụng lên } q_2. \quad (1.5)$$

$$\vec{F}_{21} = k \frac{q_1 q_2}{r_{21}^2} \cdot \frac{\vec{r}_{21}}{r_{21}} : \text{Lực } q_2 \text{ tác dụng lên } q_1. \quad (1.6)$$



Hình 1.1

Định luật coulomb: Lực tác dụng tương hỗ giữa hai điện tích điểm có độ lớn tỷ lệ nghịch với bình phương khoảng cách giữa chúng, tỷ lệ với tích độ lớn của các điện tích; có phương là đường thẳng nối hai điểm tích, có chiều phụ thuộc vào dấu của hai điện tích.

3. Áp dụng.

Ta hãy so sánh tương tác tĩnh điện và tương tác hấp dẫn. Định luật Coulomb (1-3) có dạng toán học giống hệt như định luật vạn vật hấp dẫn. Tuy nhiên cường độ của chúng lại rất khác nhau. Ta áp dụng cho trường hợp tương tác giữa 2 electron.

- Hằng số hấp dẫn $G = 6,67 \cdot 10^{-11} \text{ N} \cdot \text{m}^2 / \text{kg}^2$
- Hằng số tương tác tĩnh điện: $k = 9 \cdot 10^9 \text{ N} \cdot \text{m}^2 / \text{C}^2$
- Điện tích của electron: $e = -1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$.
- Khối lượng của electron: $m = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$.

Tương tác hấp dẫn giữa 2 electron:

$$F_g = G \frac{m_1 m_2}{r^2} = G \frac{m^2}{r^2}$$

Tương tác tĩnh điện giữa 2 electron:

$$F_c = k \frac{q_1 q_2}{r^2} = k \frac{e^2}{r^2}$$

$$\frac{F_c}{F_g} = \left(\frac{e}{m}\right)^2 \left(\frac{k}{G}\right) = \left(\frac{-1,6 \cdot 10^{-19}}{9,1 \cdot 10^{-31}}\right)^2 \left(\frac{9 \cdot 10^9}{6,67 \cdot 10^{-11}}\right) = 4,2 \cdot 10^{42}$$

Kết quả cho thấy cường độ tương tác hấp dẫn vô cùng bé so với tương tác tĩnh điện. Điều này giải thích tại sao khi nghiên cứu chuyển động của các điện tích ta không quan tâm tới tương tác hấp dẫn.

1.5. ĐIỆN TRƯỜNG TRONG CHÂN KHÔNG

1. Khái niệm điện trường.

Để giải thích cơ chế tương tác giữa các điện tích trong lịch sử Vật lý học xuất hiện 2 thuyết:

- Thuyết tác dụng xa: Cho rằng tương tác giữa các điện tích không cần một môi trường vật chất trung gian nào và tương tác được truyền đi một cách tức thời. Khi chỉ có một điện tích thì môi trường xung quanh không xảy ra biến đổi nào.
- Thuyết tác dụng gần: Cho rằng tương tác giữa các điện tích phải thông qua một môi trường vật chất trung gian bao quanh các điện tích. Lực tương tác được truyền từ phần này sang phần khác của môi trường với vận tốc hữu hạn (vận tốc truyền tương tác). Khi chỉ có một điện tích thì môi trường xung quanh đã có những biến đổi.

Theo quan điểm duy vật biện chứng ta thấy rõ thuyết tác dụng xa đã công nhận tồn tại chuyển động phi vật chất. Điều này không thể có được. Vật lý học hiện đại đã bác bỏ thuyết tác dụng xa và công nhận thuyết tác dụng gần. Để giải thích cơ chế tương tác giữa các điện tích cần phải công nhận một thực thể vật lý làm môi trường trung gian truyền tương tác giữa chúng. Thực thể vật lý này chính là điện trường. Khi có mặt điện tích thì xung quanh nó xuất hiện một điện trường. Điện trường này lan truyền trong không gian với tốc độ hữu hạn.

- Tính chất cơ bản của điện trường: tác dụng lực lên bất kỳ điện tích nào đặt trong nó. Cơ chế tác dụng này được giải thích như sau: Mỗi điện tích tạo ra xung quanh nó một điện trường, điện trường này tác dụng lực lên điện tích đặt trong nó và ngược lại.

Trong phần sau khi nghiên cứu từ trường và trường điện từ ta sẽ thấy điện trường chỉ là một biểu hiện của trường điện từ. Đó là một dạng của vật chất có đầy đủ các thuộc tính xác định mà con người có thể nhận thức được: năng lượng, khối lượng và xung lượng.

2. Cường độ điện trường.

Để đặc trưng cho trường về phương diện tác dụng lực người ta đưa ra khái niệm cường độ điện trường.

Xét điện trường tạo ra bởi một điện tích Q .

Ta hãy dùng một điện tích thử q_0 đặt vào trong điện trường, q_0 sẽ chịu tác dụng một lực F_0 .

Bây giờ nếu tại cùng một điểm của trường ta lần lượt thay q_0 bằng các điện tích thử q_1, q_2, \dots thì tác dụng lực lên các điện tích tương ứng là F_1, F_2, \dots Giá trị các lực là khác nhau. Nhưng nếu lập tỷ số:

$$\frac{F_0}{q_0} = \frac{F_1}{q_1} = \frac{F_2}{q_2} = \dots = \text{const} .$$

Tỷ số trên tại mỗi điểm của trường là không đổi, nó đặc trưng cho trường về phương diện tác dụng lực và được gọi là cường độ điện trường $E = F / q$, hay dưới dạng véc tơ:

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q} \tag{1.7}$$

Cường độ điện trường gây bởi một điện tích điểm Q được xác định theo định luật Coulomb.

– Tương tác giữa Q và q :

$$F = k \frac{qQ}{r^2} = q E$$

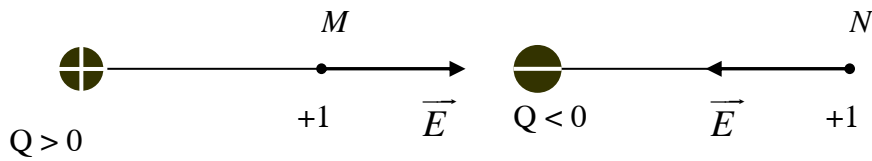
Từ đó:
$$E = \frac{F}{q} = k \frac{Q}{r^2}$$

Hay dưới dạng véc tơ:
$$\vec{E} = k \frac{Q}{r^2} \cdot \frac{\vec{r}}{r} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Q}{r^3} \cdot \vec{r} \tag{1.8}$$

– Nếu $Q = 1$ đ.v.đ.t. thì $E = F$.

Như vậy: Cường độ điện trường tại một điểm là một đại lượng vật lý đặc trưng cho trường về phương diện tác dụng lực, có độ lớn bằng lực tác dụng lên 1 đơn vị điện tích dương đặt tại điểm đó và có hướng của lực này (hình 1-2).

Đơn vị của điện trường: Vôn / mét (V/m)



Hình 1-2

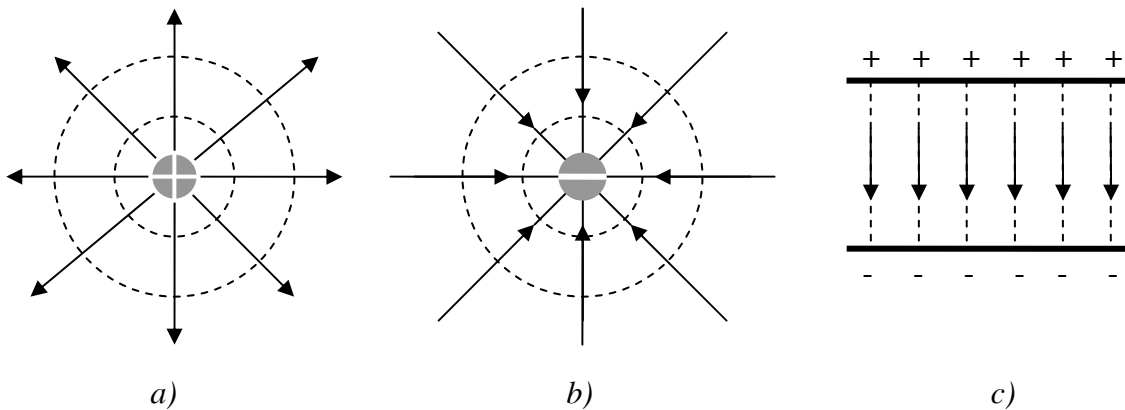
3. Đường sức điện trường.

Dùng để mô tả hình ảnh điện trường. Đó là những đường mà tiếp tuyến với nó tại mỗi điểm có phương trùng với véc tơ cường độ điện trường tại điểm đó. Chiều của đường sức chỉ chiều của điện trường.

Các tính chất của đường sức:

- Đường sức điện trường là những đường cong hở, chúng bắt đầu trên các điện tích dương và kết thúc trên các điện tích âm (hình 1-3).
- Các đường sức không cắt nhau.
- Mật độ đường sức (số đường sức đi qua một đơn vị diện tích đặt vuông góc với trường) cho biết giá trị của cường độ điện trường tại mỗi điểm.

Trên hình 1-3 là sơ đồ đường sức điện trường của một số hệ điện tích: điện tích điểm dương (a), điện tích điểm âm (b) và điện trường giữa 2 mặt phẳng song song tích điện đều trái dấu (c).



Hình 1-3

4. Nguyên lý chồng chất điện trường.

Xét một hệ điện tích điểm $q_1, q_2, \dots, q_i, \dots, q_n$. Lực tác dụng của hệ lên một điện tích thử q_0 bằng tổng véc tơ các lực thành phần:

$$\vec{F} = \sum \vec{F}_i = \sum q_i \vec{E}_i = q_0 \sum \vec{E}_i$$

Hay:
$$\vec{E} = \sum \vec{E}_i \tag{1-9}$$

Nếu hệ điện tích phân bố liên tục trên một miền S nào đó thì điện trường của hệ sẽ là:

$$\vec{E} = \int_S \vec{dE} \quad (1-10)$$

– Nếu điện tích phân bố dọc một dây dẫn với mật độ dài : $\lambda = \frac{dq}{dl}$

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_{\mathcal{L}} \frac{\lambda dl}{r^3} \vec{r} \quad (1-11)$$

– Nếu điện tích phân bố trên bề mặt vật dẫn với mật độ điện mặt $\sigma = \frac{dq}{ds}$

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \iint_S \frac{\sigma dS}{r^3} \vec{r} \quad (1-12)$$

– Nếu điện tích phân bố theo thể tích vật dẫn với mật độ điện khối $\rho = \frac{dq}{d\Omega}$

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \iiint_{\Omega} \frac{\rho d\Omega}{r^3} \vec{r} \quad (1-13)$$

5. Điện trường của một số hệ điện tích.

Áp dụng nguyên lý chồng chất ta có thể xác định được điện trường của một số hệ điện tích phân bố đơn giản sau đây.

a) Ví dụ 1. Tính cường độ điện trường gây bởi một mặt phẳng tích điện đều vô hạn, với mật độ điện mặt σ , tại một điểm M cách mặt phẳng một đoạn h .

Ta hãy chia mặt phẳng thành các nguyên tố hình vành khăn, có tâm là chân đường vuông góc hạ từ M xuống mặt phẳng (O). Dùng hệ trục tọa độ trụ, có trục $Oz \cong OM$, bán kính cực r , góc φ (hình 1-4).

Xét nguyên tố $dS = r dr d\varphi$ chứa điện tích $dq = \sigma r dr d\varphi$ gây ra tại M một điện trường vi phân:

$$dE = k \frac{dq}{l^2} = k \cdot \frac{\sigma r dr d\varphi}{l^2}$$

\vec{dE} có phương là đường thẳng nối dS và M , chiều hướng từ dS đến M nếu $\sigma > 0$ và ngược lại.

Điện trường do toàn mặt phẳng gây ra tại M là:

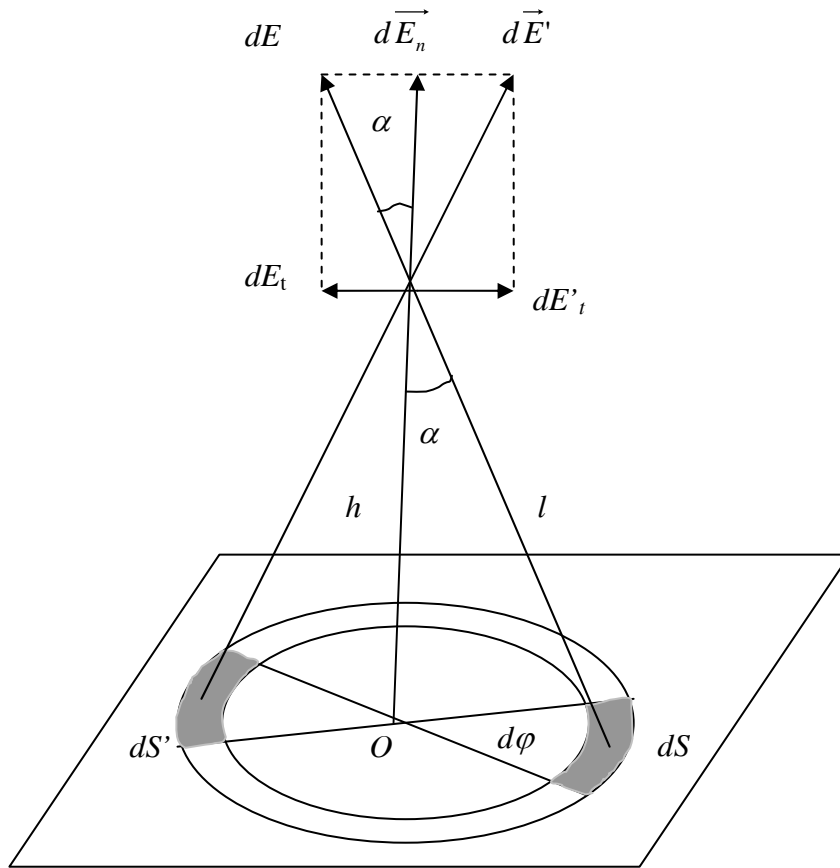
$$\vec{E} = \int_S \vec{dE} = \int_S \vec{dE}_n + \int_S \vec{dE}_t$$

Do tính chất đối xứng nên dễ thấy rằng: Nếu lấy một nguyên tố dS' đối xứng với dS qua O thì trường do nó sinh ra là $d\vec{E}'$ có cùng độ lớn với $d\vec{E}$ nhưng khác phương chiều. Phân tích $d\vec{E}' = d\vec{E}'_n + d\vec{E}'_t$. Dễ thấy rằng:

$$d\vec{E}'_t = -d\vec{E}_t$$

Xét cho toàn mặt phẳng thì: $\int_S d\vec{E}_t = 0$. Từ đó:

$$\vec{E} = \int d\vec{E}_n, \text{ và } E = \int dE_n$$



Hình 1-4

Từ hình vẽ ta có: $dE_n = dE \cos \alpha = k \cdot \frac{\sigma r dr d\varphi}{l^2} \cdot \cos \alpha$

Thay: $l^2 = r^2 + h^2$, $\cos \alpha = \frac{h}{\sqrt{r^2 + h^2}}$ ta có:

$$dE_n = k \cdot \frac{\sigma r dr d\varphi}{(r^2 + h^2)^{3/2}} \cdot h$$

$$\text{Và: } E = \frac{\sigma h}{4\pi\epsilon_0} \cdot \int_0^{2\pi} d\varphi \cdot \int_0^\infty \frac{r dr}{(r^2 + h^2)^{3/2}} = \frac{\sigma h}{4\pi\epsilon_0} \cdot 2\pi \left[-\frac{1}{\sqrt{r^2 + h^2}} \right]_0^\infty$$

$$E = \frac{\sigma}{2\epsilon_0} \tag{1-14}$$

Nhận xét: Giá trị điện trường E không phụ thuộc vị trí điểm M , do đó điện trường tại mọi điểm là như nhau, điện trường là đều.

Véc tơ điện trường \vec{E} vuông góc với mặt phẳng và hướng ra xa nếu $\sigma > 0$ và hướng về mặt phẳng nếu $\sigma < 0$.

Dựa vào nguyên lý chồng chất ta cũng tính được điện trường của các hệ điện tích sau:

b) Điện trường gây ra bởi một hệ các điện tích điểm $q_1, q_2, \dots, q_i, \dots, q_n$:

$$\vec{E} = \sum_i \vec{E}_i = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_{i=1}^n \frac{q_i}{r_i^2} \cdot \frac{\vec{r}_i}{r_i} \tag{1-15}$$

c) Điện trường gây ra bởi một quả cầu tích điện đều trên bề mặt với mật độ điện mặt σ trùng với điện trường gây bởi một điện tích điểm q đặt tại tâm quả cầu:

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \cdot \frac{\vec{r}}{r} \tag{1-16}$$

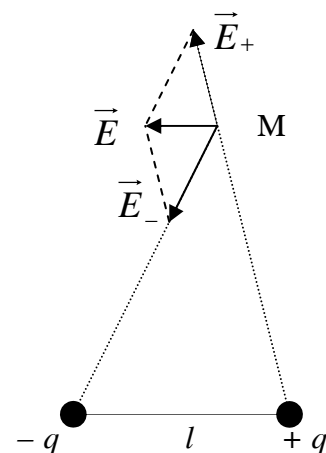
d) Điện trường gây bởi lưỡng cực điện.

Lưỡng cực điện là hệ hai điện tích bằng nhau về độ lớn nhưng ngược nhau về dấu đặt cách nhau một khoảng cố định l (hình 1-5).

$$\vec{E} = \frac{3(\vec{P}_e \vec{r}) \vec{r}}{4\pi\epsilon_0 r^3} - \frac{\vec{P}_e}{4\pi\epsilon_0 r^3} \tag{1-17}$$

Trong đó $\vec{P}_e = ql$ gọi là mômen lưỡng cực điện.

e) Điện trường giữa 2 mặt phẳng vô hạn, song song, tích điện đều, trái dấu:



Hình 1-5

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \quad (1-18)$$

f) Điện trường gây bởi một quả cầu tích điện đều theo thể tích với mật độ điện khối ρ :

$$\begin{aligned} r \geq R: \vec{E} &= \frac{\rho}{3\epsilon_0} \left(\frac{R}{r}\right)^3 \vec{r} \\ r \leq R: \vec{E} &= \frac{\rho}{3\epsilon_0} \vec{r} \end{aligned} \quad (1-19)$$

§ 1.4. ĐIỆN DỊCH THÔNG – ĐỊNH LÝ OXTRÔGRATXKI – GAUSS.

1) Véc tơ điện dịch

Ngoài véc tơ cường độ điện trường \vec{E} , khi xác định điện trường trong một môi trường bất kỳ người ta thường sử dụng véc tơ điện dịch \vec{D} (còn gọi là véc tơ cảm ứng điện \vec{D}).

- Trong chân không: $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E}$.
- Trong môi trường bất kỳ: $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$

Trong đó \vec{P} là véc tơ phân cực điện môi (xem trong chương điện môi).

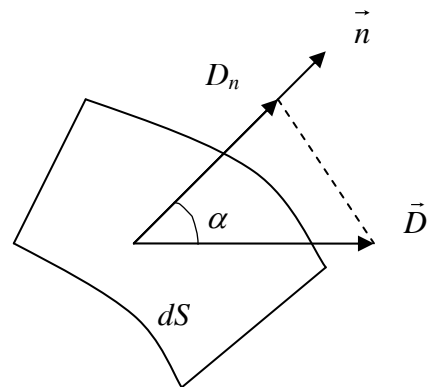
2) Điện dịch thông.

Điện dịch thông là thông lượng của véc tơ điện dịch \vec{D} xuyên qua một đơn vị diện tích đặt vuông góc với điện trường.

- Dòng véc tơ điện dịch gửi qua một diện tích nguyên tố dS là (hình 1-6):

$$d\Phi = \vec{D} \cdot d\vec{S} = DdS \cos \alpha = D_n dS \quad (1-20)$$

Điện dịch thông đi qua một diện tích S bất kỳ:



Hình 1-6

$$\Phi = \int_S d\Phi = \int_S \vec{D} \cdot d\vec{S} = \int_S DdS \cos \alpha. \quad (1-21)$$

Nếu điện trường là đều và mặt phẳng S vuông góc với điện trường thì:

$$\Phi = D \cdot S \quad (1-22)$$

3) Định lý Ostrogradski - Gauss

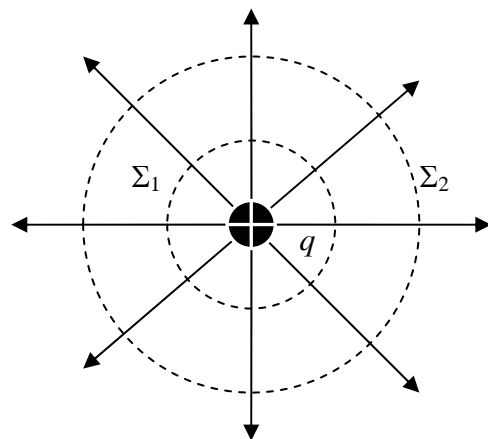
Bài toán cơ bản của tĩnh điện là xác định cường độ điện trường \vec{E} và điện dịch \vec{D} tại mỗi điểm của trường tạo bởi hệ điện tích đã cho. Trong nhiều trường hợp khi hệ điện tích có tính chất đối xứng, để tính điện trường ngoài phương pháp dùng nguyên lý chồng chất ta có thể sử dụng định lý O-G.

Xét một điện tích điểm $q > 0$. Bao quanh điện tích bằng một mặt cầu Σ_1 có tâm tại điểm đặt điện tích (hình 1-7).

Do tính chất đối xứng nên ta thấy điện trường tại mọi điểm của mặt cầu là như nhau và có phương vuông góc với mặt cầu. Giá trị của véc tơ điện cảm D tại mọi điểm của mặt cầu là:

$$D = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} = \epsilon_0 E$$

Điện dịch thông qua mặt cầu có giá trị:



Hình 1-7

$$\Phi = \int_S D_n dS = D_n \int_S dS = \frac{q}{4\pi r^2} \cdot 4\pi r^2 = q$$

Giá trị của điện dịch thông không phụ thuộc vào bán kính của mặt cầu r . Do đó điện dịch thông đi qua mọi mặt cầu đồng tâm đều như nhau.

Xét một mặt kín Σ_2 bất kỳ bao quanh điện tích q . Dễ thấy rằng điện dịch thông qua nó cũng bằng q , không phụ thuộc vào vị trí của điện tích q bên trong nó.

Nếu xét một mặt kín Σ_3 không bao quanh điện tích q , ta thấy rằng có bao nhiêu đường sức đi vào thì cũng có bấy nhiêu đường sức đi ra khỏi nó. Do vậy điện dịch thông toàn phần qua Σ_3 là bằng 0.

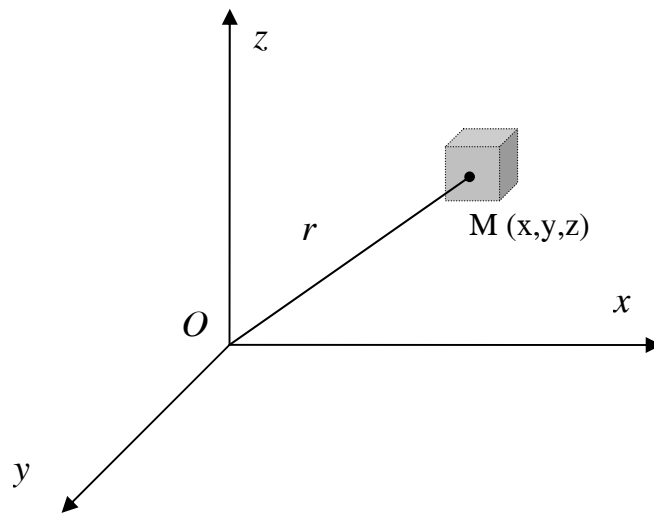
Tóm lại: Điện dịch thông qua một mặt kín bất kỳ không phụ thuộc vào vị trí của điện tích đặt trong nó. Kết quả trên cũng đúng với trường hợp khi có nhiều điện tích chứa trong mặt kín với $q = \Sigma q_i$.

Ta có định lý Ostrogradski – Gauss: *Dòng véc tơ điện dịch gửi qua một mặt kín bất kỳ bằng tổng đại số các điện tích tự do chứa trong mặt kín đó.*

$$\Phi = \oint_S \vec{D} d\vec{S} = \sum_i q_i \tag{1-23}$$

4) Dạng vi phân của định lý O-G. Phương trình Poisson.

Áp dụng định lý O-G cho một thể tích vô cùng bé $dV = dxdydz$. Trong đó dx, dy, dz là 3 vi phân độ dài hướng theo 3 trục x, y, z của hệ tọa độ Đề các, có gốc là $M(x, y, z)$. Tại M , véc tơ điện cảm có giá trị: $D = D(x, y, z)$. Ta hãy tính điện dịch thông qua các mặt xung quanh hình hộp dV (hình 1-8).



Hình 1-8

- Qua mặt 1 (dy, dz): $d\Phi_1 = -D_x dy dz$
(có dấu - vì $\cos \pi = -1$)
- Qua mặt 2 (dy, dz): $d\Phi_2 = \left(D_x + \frac{\partial D_x}{\partial x} dx \right) dy dz$

Điện thông qua cả hai mặt 1 và 2 là:

$$d\Phi_{12} = -D_x dxdy + \left(D_x + \frac{\partial D_x}{\partial x} dx \right) dy dz = \frac{\partial D_x}{\partial x} dV$$

Tương tự, điện thông qua các mặt 3, 4 và 5, 6 sẽ là:

$$d\Phi_{34} = \frac{\partial D_y}{\partial y} dV$$

$$d\Phi_{56} = \frac{\partial D_z}{\partial z} dV$$

Tổng điện dịch thông qua toàn mặt kín sẽ là:

$$d\Phi = \left(\frac{\partial D_x}{\partial x} + \frac{\partial D_y}{\partial y} + \frac{\partial D_z}{\partial z} \right) dV$$

Nếu trong thể tích dV chứa điện tích với mật độ điện khối $\rho = \rho(x,y,z)$ thì độ lớn điện tích chứa trong dV là : $dq = \rho dV$.

Áp dụng định lý O-G ta có:

$$d\Phi = \left(\frac{\partial D_x}{\partial x} + \frac{\partial D_y}{\partial y} + \frac{\partial D_z}{\partial z} \right) dV = \rho dV$$

Hay:
$$\operatorname{div} \vec{D} = \rho \tag{1-23}$$

Phương trình (1-23) chính là phương trình Poisson.

5) Ví dụ áp dụng.

a) Tính điện trường của một mặt phẳng tích điện đều vô hạn với mật độ điện mặt σ .

Do tính chất đối xứng của hệ, ta chọn mặt kín là mặt trụ đứng có các đường sinh vuông góc với mặt phẳng, hai đáy có diện tích S song song và cách đều mặt phẳng (hình 1-9).

Điện dịch thông toàn phần qua mặt trụ bằng tổng điện dịch thông đi qua 2 đáy:

$$\Phi = 2 D S.$$

Điện tích chứa trong mặt trụ:

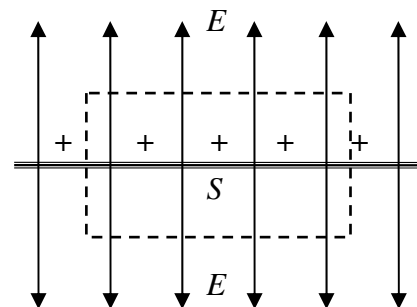
$$q = \sigma S$$

Áp dụng định lý O-G ta có:

$$\Phi = 2DS = \sigma S$$

Từ đó:

$$D = \frac{\sigma}{2}; E = \frac{\sigma}{2\epsilon_0}$$



Hình 1-9

b) Tính điện trường của hai mặt phẳng song song vô hạn tích điện đều trái dấu (hình 1-10).

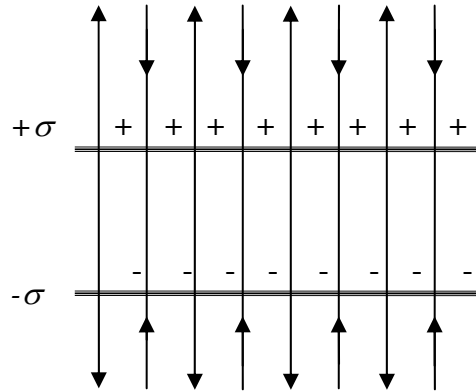
Vẽ đường sức điện trường của 2 mặt phẳng tích điện ta thấy rằng có thể áp dụng nguyên lý chồng chất hoặc định lý O-G để tính điện trường của hệ. Sử dụng nguyên lý chồng chất, từ sơ đồ ta thấy: bên ngoài 2 mặt phẳng các đường sức ngược chiều nhau từng đôi một, nên điện trường tổng bằng không.

$$E = 0$$

Bên trong 2 mặt phẳng các đường sức cùng chiều nên điện trường tăng lên gấp đôi. Do đó:

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0}$$

Dùng định lý O-G ta cũng dễ dàng tìm lại kết quả trên.



Hình 1-10

c) Tính điện trường của một quả cầu tích điện đều theo thể tích với mật độ điện khối ρ .

Do tính chất đối xứng cầu nên ta chọn mặt phẳng lấy tích phân là mặt cầu có tâm trùng với tâm quả cầu.

Theo định lý O-G ta có:

$$\Phi = \int_S \vec{D} d\vec{S} = \int_S D dS = \sum q_i$$

1- Nếu $r < R$ (bên trong quả cầu).

$$\Phi_1 = \int_S D_1 dS = D_1 \cdot 4\pi r_1^2 = \rho \cdot \frac{4}{3}\pi r_1^3$$

Hay: $D_1 = \frac{\rho}{3}r_1$, và $E_1 = \frac{\rho}{3\epsilon_0}r_1$

Điện trường trong quả cầu là hàm tuyến tính của r (hình 1-11)

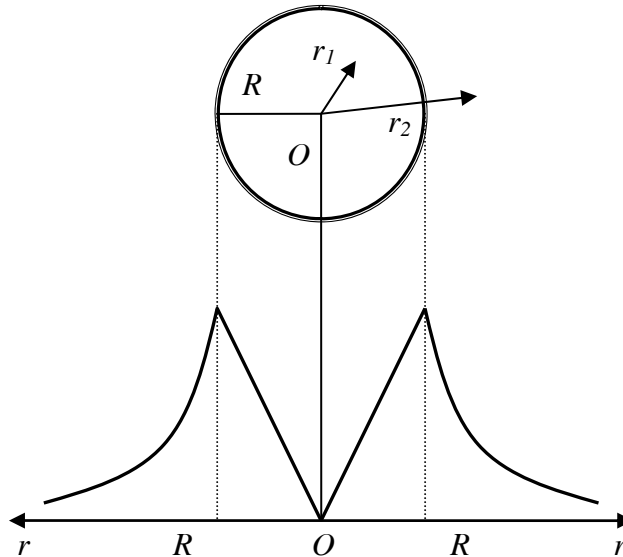
2- Nếu $r > R$ (bên ngoài quả cầu).

$$\Phi_2 = \int_S D_2 dS = D_2 \cdot 4\pi r_2^2 = \rho \cdot \frac{4}{3}\pi R^3 = q$$

Từ đó ta có: $D_2 = \frac{\rho \cdot R^3}{r_2^2} = \frac{q}{4\pi r_2^2}$

$$E_2 = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r_2^2}$$

Điện trường bên ngoài trùng với điện trường của một điện tích điểm q đặt tại tâm quả cầu.



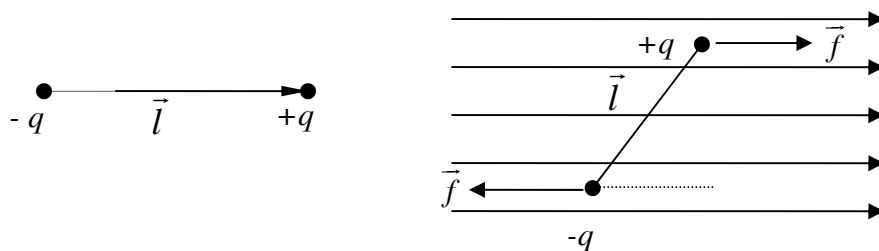
Hình 1-11

§1.5. LŨNG CỰC ĐIỆN.

1) Định nghĩa.

Lưỡng cực điện là một hệ 2 điện tích cùng độ lớn, ngược dấu, đặt cách nhau một khoảng cố định l (hình 1-12).

Lưỡng cực điện được đặc trưng bằng mômen lưỡng cực $\vec{p} = q\vec{l}$. Trong đó \vec{l} là véc tơ hướng từ điện tích $-q$ đến điện tích $+q$.



Hình 1-12

2) Tác dụng của điện trường lên lưỡng cực.

a- Lưỡng cực trong điện trường đều.

Mỗi điện tích chịu tác dụng của một lực $\vec{f} = q\vec{E}$. Các lực tác dụng lên 2 điện tích có độ lớn bằng nhau, nhưng ngược hướng nhau, nên tạo ra một ngẫu lực có mômen:

$$M = q E l \sin (\vec{l} \vec{E}) \quad (1-24)$$

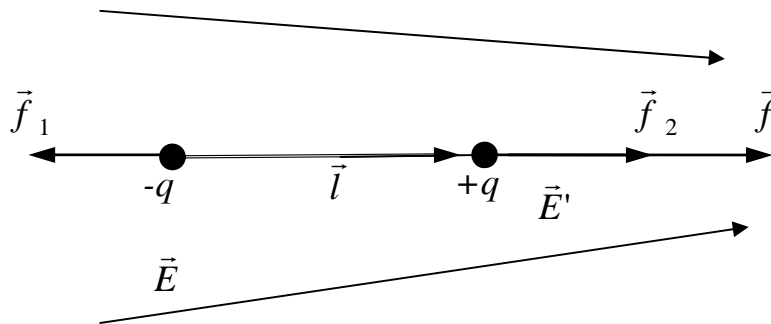
Hay dưới dạng véc tơ $\vec{M} = [\vec{P} \vec{E}]$

Ngẫu lực làm cho lưỡng cực quay trong điện trường, có xu hướng sao cho véc tơ lưỡng cực về song song với điện trường. ($\vec{P} \uparrow \uparrow \vec{E}$).

- Nếu $\alpha = (\vec{P} \vec{E}) = 0$, ta có trạng thái cân bằng bền: ($\vec{P} \uparrow \uparrow \vec{E}$).
- Nếu $\alpha = \pi$, ta có trạng thái cân bằng không bền: ($\vec{P} \uparrow \downarrow \vec{E}$).

a- *Lưỡng cực trong điện trường không đều..*

Giả sử ban đầu lưỡng cực nằm song song với một đường sức điện trường. Mỗi điện tích sẽ chịu tác dụng của một lực, nhưng độ lớn của lực đặt lên 2 điện tích không bằng nhau (hình 1-13).



Hình 1-13

Lực tác dụng của điện trường lên điện tích $-q$ là:

$$\vec{f}_1 = -q\vec{E},$$

Trong đó \vec{E} là điện trường tại điểm đặt điện tích $-q$.

Lực tác dụng của điện trường lên điện tích $+q$ là:

$$\vec{f}_2 = +q\vec{E}' = q \left(\vec{E} + \frac{\partial \vec{E}}{\partial l} \vec{l} \right);$$

$\frac{\partial \vec{E}}{\partial l}$ – là biến thiên của cường độ điện trường dọc theo trục lưỡng cực.

Lực tổng hợp đặt lên lưỡng cực sẽ là:

$$\vec{f} = \vec{f}_1 + \vec{f}_2 = -q\vec{E} + q\left(\vec{E} + \frac{\partial\vec{E}}{\partial l}\vec{l}\right) = q\vec{l} \cdot \frac{\partial\vec{E}}{\partial l} = \vec{p} \cdot \frac{\partial\vec{E}}{\partial l}$$

Hay:
$$\vec{f} = \text{grad}(\vec{p}\vec{E}) \tag{1-25}$$

Lực này có hướng về phía điện trường mạnh nên tác dụng của nó sẽ kéo lưỡng cực về phía điện trường mạnh.

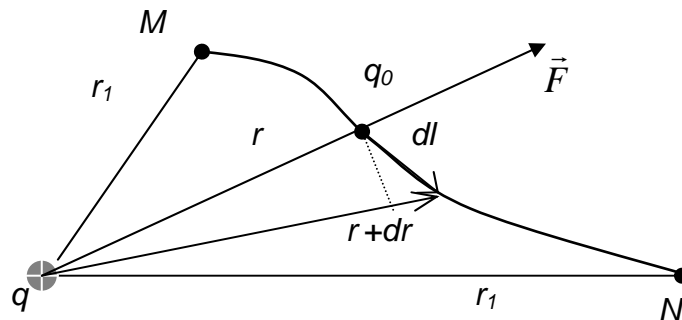
Trong trường hợp tổng quát, khi lưỡng cực có vị trí bất kỳ trong điện trường thì ngoài tác dụng của lực $\vec{f} = \text{grad}(\vec{p}\vec{E})$, lưỡng cực còn chịu tác dụng của một ngẫu lực làm cho nó quay về hướng song song với điện trường.

Nói cách khác, khi đặt trong điện trường, lưỡng cực sẽ bị quay về hướng song song với điện trường và bị hút về phía điện trường mạnh. Điều này giải thích hiện tượng hút giữa vật tích điện và vật trung hòa, chẳng hạn đĩa thủy tinh hay Ebonít nhiễm điện có thể hút được các vật nhẹ.

§1.6. ĐIỆN THẾ.

1) Công của lực điện trường.

Xét chuyển động của một điện tích thử q_0 trong điện trường do điện tích điểm q tạo ra theo một đường cong MN (hình 1-14).



Hình 1-14

Lực điện trường tác dụng lên điện tích q_0 là:

$$|\vec{F}| = q_0 |\vec{E}| = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon_0 r^2}$$

Công nguyên tố trong di chuyển vô cùng bé dl :

$$dA = \vec{F} \cdot d\vec{l} = Fdl \cos(\vec{F} \cdot d\vec{l}) = F \cdot dr = q_0 E dr$$

Công toàn phần trên đoạn đường \overline{MN} :

$$A = \int_{\overline{MN}} dA = \int_{r_1}^{r_2} F \cdot dr = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon_0} \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r^2} = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right] \quad (1-26)$$

Biểu thức (1-26) cho thấy công A không phụ thuộc vào dạng đường đi, chỉ phụ thuộc vào điểm đầu và điểm cuối đường đi (r_1 & r_2). Điện trường có tính chất của một trường thế.

• Lưu số của véc tơ \vec{E} . Xét trường hợp điện tích thử q_0 di chuyển theo một đường cong khép kín.

Công nguyên tố trong di chuyển vô cùng bé dl là:

$$dA = \vec{F} \times d\vec{l} = Fdl \cos(\vec{F} \times d\vec{l}) = q_0 E dl \cos(\vec{E} \times d\vec{l})$$

Công di chuyển một đơn vị điện tích dương theo một công tua kín \mathcal{L} là:

$$A = \oint_{\mathcal{L}} \vec{E} d\vec{l} = \oint_{\mathcal{L}} E dl \cos(\vec{E} \times d\vec{l}) = \oint_{\mathcal{L}} E_r dl$$

Theo tính chất thế của trường tĩnh điện ta có:

$$A = \oint_{\mathcal{L}} \vec{E} d\vec{l} = 0 \quad (1-27)$$

Trong trường hợp tổng quát, tính chất thế của trường tĩnh điện được viết:

$$\text{rot } \vec{E} = 0 \quad (1-28)$$

2) Điện thế, hiệu điện thế.

a. Thế năng của điện tích trong điện trường.

Điện tích đặt trong điện trường sẽ có thế năng (tương tác). Công di chuyển điện tích trong điện trường bằng độ giảm thế năng của nó.

$$A = W_1 - W_2 \quad (1-29)$$

Trong đó: W_1 – thế năng của điện tích q_0 tại điểm M

W_2 – thế năng của điện tích q_0 tại điểm N

Từ (1-29) và (1-26) ta có:

$$A = W_1 - W_2 = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon_0 r_1} - \frac{qq_0}{4\pi\epsilon_0 r_2}$$

Hay
$$W_1 = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon_0 r_1} + C_1 \quad \& \quad W_2 = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon_0 r_2} + C_2$$

Tổng quát, thế năng của điện tích q_0 trong trường ở tọa độ r là:

$$W = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon_0 r} + C$$

Trong đó C là một hằng số tùy.

Người ta quy ước khi $r = \infty, W = 0$,
ta tính được $C = 0$.

Từ đó:

$$W = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (1-30)$$

Đồ thị biểu diễn thế năng của hệ hai điện tích cùng dấu và khác dấu trình bày trên hình 1-15.

b. Điện thế.

Ta hãy lần lượt đưa các điện tích thử q_0, q_1, q_2, \dots vào cùng một điểm của trường do điện tích q gây ra. Các điện tích sẽ có thế năng tương ứng W_0, W_1, W_2, \dots khác nhau. Tuy nhiên ta thấy các tỷ số:

$$\frac{W_0}{q_0} = \frac{W_1}{q_1} = \frac{W_2}{q_2} = \dots = const$$

Tỷ số trên không đổi tại mỗi điểm của trường, nó đặc trưng cho trường về mặt năng lượng, người ta sử dụng đại lượng này và gọi là điện thế:

$$\varphi = \frac{W}{q_0} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (1-31)$$

c. Hiệu điện thế.

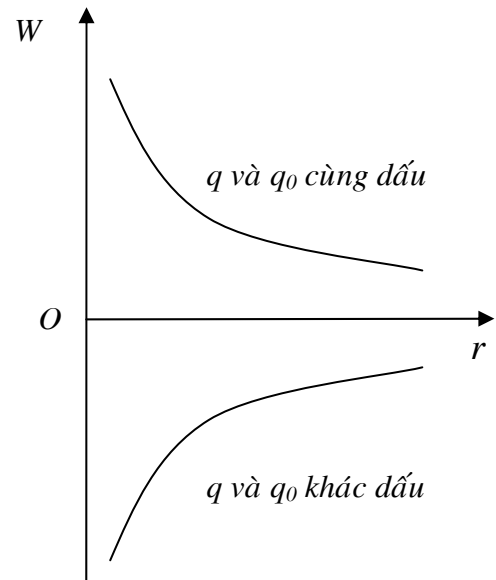
Để ý đến biểu thức công (1-29) ta có:

$$A = W_1 - W_2 = q_0 (\varphi_1 - \varphi_2) = q_0 U_{12}$$

Đại lượng $U_{12} = \varphi_1 - \varphi_2$ gọi là hiệu điện thế giữa 2 điểm MN. Ta có:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{A}{q_0} \quad (1-32)$$

Nếu $q_0 = +1$ thì $\varphi_1 - \varphi_2 = A$



Hình 1-15

Như vậy: “Hiệu điện thế giữa hai điểm có giá trị bằng công của lực tĩnh điện làm di chuyển một đơn vị điện tích dương giữa hai điểm đó.”

Ta lại có:
$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{A_{MN}}{q_0}.$$

Nếu điểm N ở vô cùng thì $\varphi_2 = 0$. Từ đó: $\varphi_1 = \frac{A_{M\infty}}{q_0}$. Tổng quát ta có:

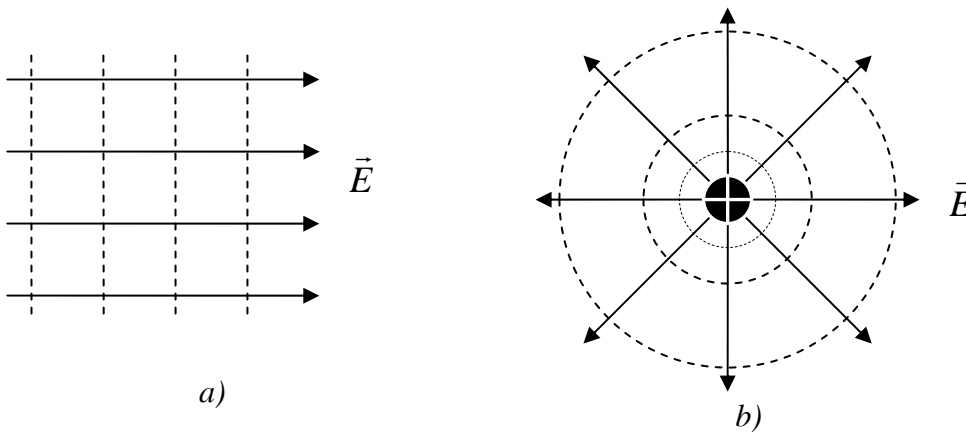
$$\varphi = \frac{A_{M\infty}}{q_0} \quad (1-33)$$

Vậy: “Điện thế tại một điểm có giá trị bằng công của lực trường khi di chuyển một đơn vị điện tích dương từ điểm ta xét ra vô cùng.”

3) Mặt đẳng thế.

Quỹ tích hình học của những điểm có cùng điện thế được gọi là mặt đẳng thế. Phương trình của mặt đẳng thế:

$$\varphi(\vec{r}) = \varphi(x, y, z) = \text{const } \varphi \quad (1-34)$$



Hình 1-16

Các tính chất đặc trưng:

– Công di chuyển điện tích trên mặt đẳng thế bằng 0.

$$A_{MN} = q_0 (\varphi_M - \varphi_N) = 0$$

– Véc tơ điện trường vuông góc với mặt đẳng thế tại mọi điểm.

Thật vậy, ta hãy xét công di chuyển một điện tích q_0 trên mặt đẳng thế giữa hai điểm M và N .

$$A = \vec{F} \cdot \overrightarrow{MN} = q_0 E \cdot MN \cdot \cos \alpha = 0$$

$$q_0, E, \text{ và } MN \neq 0, \Rightarrow \cos \alpha = 0, \text{ hay } \alpha = 90^\circ$$

Quy ước: Mật độ đường đẳng thế cho biết sự biến thiên của điện thế trong không gian. Khi đó ta có:

- Điện trường đều: Mặt đẳng thế là các mặt phẳng song song cách đều, vuông góc với các đường sức điện trường (hình 1-16, a).
- Mặt đẳng thế của điện trường do điện tích điểm tạo ra là mặt cầu đồng tâm (hình 1-16, b).

4) Liên hệ giữa điện thế và điện trường.

- Véc tơ cường độ điện trường \vec{E} đặc trưng cho điện trường về phương diện tác dụng lực.
- Điện thế φ đặc trưng cho trường về mặt công, năng lượng.

Do vậy hai đại lượng này phải có mối liên hệ với nhau.

Xét 2 mặt đẳng thế rất gần nhau φ_1 và φ_2 , cách nhau một khoảng dx . Giả sử có một điện tích thử q_0 di chuyển theo đường sức điện trường từ mặt φ_1 sang mặt φ_2 (hình 1-17).

Công thực hiện trong di chuyển này là:

$$dA = F_x dx = q_0 E_x dx$$

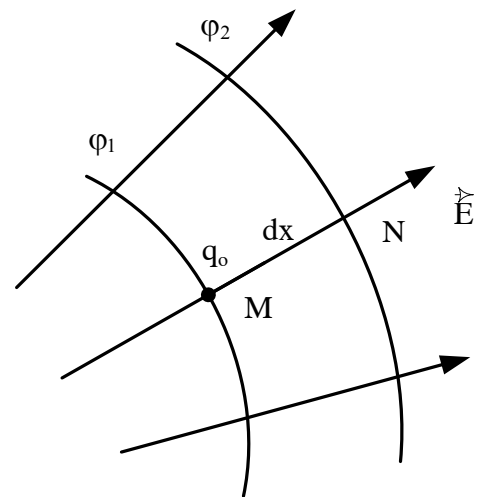
Mặt khác: $dA = q_0 (\varphi_1 - \varphi_2) = -q_0 d\varphi$.

Do đó: $q_0 E_x dx = -q_0 d\varphi$.

Hay: $E_x = -\frac{d\varphi}{dx}$ (1-35)

Tỷ số $\frac{d\varphi}{dx}$ biểu diễn sự biến thiên của điện thế theo phương x được gọi là gradien (grad) điện thế theo phương x . Trong trường hợp tổng quát ta có:

$$\vec{E} = -\overrightarrow{grad\varphi} \tag{1-36}$$



Hình 1-17

5) Thế năng của hệ điện tích điểm.

Giữa các điện tích điểm luôn luôn có tương tác Coulomb. Khi di chuyển các điện tích cần thực hiện công. Do đó các điện tích có dự trữ năng lượng dưới dạng thế năng tương tác, nó chính bằng công để thiết lập nên hệ.

Xét hệ 2 điện tích điểm q_1 và q_2 .

- Khi 2 điện tích ở cách xa nhau ($r_{12} = \infty$) thế năng tương tác giữa chúng bằng 0.

– Khi đưa chúng lại gần nhau ta phải thực hiện một công để thắng công cản của lực trường. Công này sẽ biến thành thế năng của hệ điện tích.

Ta có: công thực hiện để đưa điện tích q_1 từ ∞ về cách q_2 một đoạn r_{12} là:

$$A_1 = -q_1 (\varphi_\infty - \varphi_1) = q_1 \varphi_1$$

Trong đó φ_1 là điện thế tại điểm đặt q_1 do q_2 gây ra.

$$\varphi_1 = \frac{q_2}{4\pi\epsilon_0 r_{12}}$$

$$\text{Do đó: } A_1 = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 r_{12}} \quad (1-37)$$

Tương tự, công để đưa điện tích q_2 từ ∞ về cách q_1 một đoạn r_{12} là:

$$A_2 = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 r_{12}} \quad (1-38)$$

Từ (1-37) và (1-38) ta có:

$$A_1 = A_2 = \text{thế năng tương tác } W_t \text{ của hệ 2 điện tích.}$$

$$A_1 = A_2 = q_1 \varphi_1 = q_2 \varphi_2 = W_t \quad (1-39)$$

Hoặc viết dưới dạng đối xứng:

$$W_t = \frac{1}{2}(q_1 \varphi_1 + q_2 \varphi_2) \quad (1-40)$$

Nếu bây giờ đưa thêm một điện tích q_3 về cách q_1 một khoảng r_{13} , cách q_2 một khoảng r_{23} thì công cần thực hiện sẽ phải là:

$$A_3 = q_3 \varphi_3 = q_3 \left[\frac{q_1}{4\pi\epsilon_0 r_{13}} + \frac{q_2}{4\pi\epsilon_0 r_{23}} \right] \quad (1-41)$$

Trong đó: $\varphi_3 = \frac{q_1}{4\pi\epsilon_0 r_{13}} + \frac{q_2}{4\pi\epsilon_0 r_{23}}$ là điện thế do q_1 và q_2 gây ra tại

điểm đặt q_3 .

Công toàn phần hợp nên hệ 3 điện tích bằng thế năng tương tác của hệ, có giá trị:

$$\begin{aligned} W_t = A = A_1 + A_3 = A_2 + A_3 &= \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 r_{12}} + q_3 \left[\frac{q_1}{4\pi\epsilon_0 r_{13}} + \frac{q_2}{4\pi\epsilon_0 r_{23}} \right] = \\ &= \frac{1}{2} \left[q_1 \left(\frac{q_2}{4\pi\epsilon_0 r_{12}} + \frac{q_3}{4\pi\epsilon_0 r_{13}} \right) + q_2 \left(\frac{q_1}{4\pi\epsilon_0 r_{12}} + \frac{q_3}{4\pi\epsilon_0 r_{23}} \right) + q_3 \left(\frac{q_1}{4\pi\epsilon_0 r_{13}} + \frac{q_2}{4\pi\epsilon_0 r_{23}} \right) \right] \\ W_t &= \frac{1}{2} (q_1 \varphi_1 + q_2 \varphi_2 + q_3 \varphi_3). \quad (1-42) \end{aligned}$$

Trong đó: φ_1 – điện thế do q_2 và q_3 gây ra tại điểm đặt q_1 .

φ_2 – điện thế do q_1 và q_3 gây ra tại điểm đặt q_2 .

φ_3 – điện thế do q_1 và q_2 gây ra tại điểm đặt q_3 .

Tổng quát, trường hợp hệ gồm n điện tích, thế năng tương tác của hệ:

$$W_t = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n q_i \varphi_i = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n \sum_{k=1}^n \frac{q_i q_k}{4\pi\epsilon_0 r_{ik}}. \quad (i \neq k). \quad (1-43)$$

Tổng lấy theo mọi giá trị của i, k từ 1 đến n trừ giá trị $i=k$

– Nếu hệ điện tích phân bố bất kỳ, liên tục trong miền không gian nào đó với mật độ điện mặt σ và mật độ điện khối ρ thì thế năng của hệ:

$$W_t = \frac{1}{2} \int_V \rho \varphi dV + \frac{1}{2} \int_S \sigma \varphi dS \quad (1-44)$$

φ – điện thế do toàn bộ hệ điện tích gây ra tại điểm đặt của dV và dS .

6) Nguyên lý chồng chất điện thế.

Xét một hệ điện tích điểm $q_1, q_2, \dots, q_i, \dots, q_n$. Giả sử có một điện tích thử q_0 di chuyển trong điện trường do hệ gây ra. Lực tổng hợp của trường tác dụng lên q_0 là:

$$\vec{f} = \vec{f}_1 + \vec{f}_2 + \dots + \vec{f}_n = \sum_i \vec{f}_i$$

Công lực trường di chuyển q_0 từ M đến N là:

$$A_{MN} = \int_{MN} \vec{f} d\vec{l} = \int_{MN} \vec{f}_1 d\vec{l} + \int_{MN} \vec{f}_2 d\vec{l} + \dots + \int_{MN} \vec{f}_n d\vec{l} = \sum_i A_i$$

Theo (1-26) ta có:

$$A_i = q_0 \left(\frac{q_i}{4\pi\epsilon_0 r_{i1}} - \frac{q_i}{4\pi\epsilon_0 r_{i2}} \right)$$

Trong đó r_{i1} và r_{i2} là khoảng cách từ q_i tới M và N .

$$\begin{aligned} \text{Mặt khác: } A_{MN} = W_M - W_N &= \left[q_0 \sum \frac{q_i}{4\pi\epsilon_0 r_{i1}} - q_0 \sum \frac{q_i}{4\pi\epsilon_0 r_{i2}} \right] \\ &= q_0 (\varphi_M - \varphi_N). \end{aligned}$$

$$\text{Từ đó ta có: } \varphi_M = \sum_{i=1}^n \frac{q_i}{4\pi\epsilon_0 r_{i1}}, \quad \varphi_N = \sum_{i=1}^n \frac{q_i}{4\pi\epsilon_0 r_{i2}}.$$

Vì M và N là bất kỳ, nên điện thế gây bởi hệ điện tích điểm tại một điểm xác định bởi bán kính r_i sẽ là:

$$\varphi = \sum_{i=1}^n \frac{q_i}{4\pi\epsilon_0 r_i} \quad (1-45)$$

Nếu hệ điện tích phân bố trên bề mặt với mật độ điện mặt σ :

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_S \frac{\sigma dS}{r} \quad (1-46)$$

Nếu hệ điện tích phân bố theo thể tích với mật độ điện khối ρ :

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_V \frac{\rho dV}{r} \quad (1-47)$$

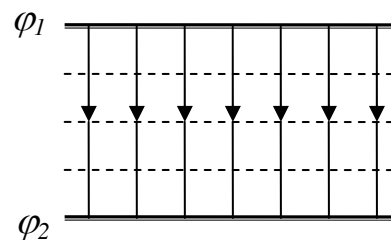
7) Các ví dụ áp dụng.

Ví dụ 1. Tính cường độ điện trường giữa 2 bản phẳng song song vô hạn, tích điện đều với hiệu điện thế $U = \varphi_1 - \varphi_2$. (hình 1-18).

Ta có mặt đẳng thế là các mặt phẳng song song cách đều nhau và vuông góc với các đường sức điện trường. Áp dụng công thức:

$$\vec{E} = -grad\varphi$$

Ta có:



Hình 1-18

$$E = -\frac{d\varphi}{dn} \Rightarrow Edn = -d\varphi \Rightarrow \int_0^d Edn = -\int_{\varphi_1}^{\varphi_2} d\varphi$$

$$Ed = \varphi_1 - \varphi_2, \text{ hay } E = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{d} = \frac{U}{d}$$

Ví dụ 2

Tính cường độ điện trường gây bởi lưỡng cực điện tại một điểm bên ngoài cách xa lưỡng cực (hình 1-19).

Điện thế gây bởi lưỡng cực tại M là:

$$\varphi = \sum_{i=1}^2 \frac{q_i}{4\pi\epsilon_0 r_i} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1} \right)$$

$$\varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{r_1 - r_2}{r_1 r_2}$$

Vì $r_1, r_2 \gg l$ nên có thể lấy:

$$r_1 - r_2 \approx l \cos \theta; r_1 r_2 \approx r^2, \text{ với } \theta = (\vec{p}, \vec{r})$$

ta có:

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{p \cos \theta}{r^2}, \quad (p = ql)$$

Theo hệ thức $\vec{E} = -\text{grad} \varphi$, ta có:

$$\vec{E} = \vec{E}_r + \vec{E}_t$$

$$\text{Trong đó: } E_r = -\frac{d\varphi}{dr} = \frac{p \cos \theta}{2\pi\epsilon_0 r^3}$$

$$\text{và } E_t = -\frac{d\varphi}{dt}$$

Xét di chuyển vô cùng bé MM' theo phương E_t . Ta có: $MM' = dt = rd\theta$.

$$\text{Từ đó: } E_t = -\frac{d\varphi}{rd\theta} = \frac{p \sin \theta}{4\pi\epsilon_0 r^3}$$

$$\text{Vậy: } E = \sqrt{E_r^2 + E_t^2} = \frac{p}{4\pi\epsilon_0 r^3} \sqrt{1 + 3 \cos^2 \theta}$$

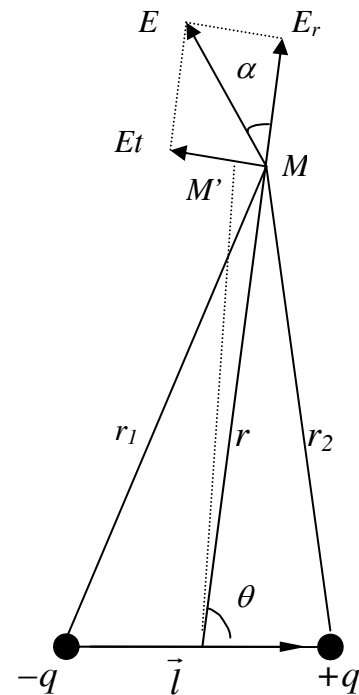
Véc tơ \vec{E} hợp với phương r một góc α , với $\text{tg } \alpha = E_t / E_r = 1/2 \text{ tg } \theta$.

– Khi $\theta = 0$, điểm M nằm trên trục lưỡng cực (vị trí chính Gauss thứ 1)

$$E = \frac{p}{2\pi\epsilon_0 r^3}$$

– Khi $\theta = 1/2$, điểm M nằm trên đường trung trực của lưỡng cực (vị trí chính Gauss thứ 2):

$$E = \frac{p}{4\pi\epsilon_0 r^3}$$



Hình 1-19

Chương 2.
VẬT DẪN ĐIỆN

§ 2.1. CÂN BẰNG TĨNH ĐIỆN, NHỮNG TÍNH CHẤT CỦA VẬT DẪN
CÂN BẰNG TĨNH ĐIỆN

2.1.1. Vật dẫn cân bằng tĩnh điện.

Vật dẫn điện là những vật có chứa các điện tích tự do. Đối với kim loại các điện tích tự do là các electron dẫn.

Khi đặt trong điện trường, dưới tác dụng của lực trường các điện tích trong vật dẫn sẽ phân bố lại. Ở trạng thái cân bằng tĩnh điện cường độ điện trường tại một điểm bất kỳ bên trong vật dẫn bằng không.

$$\vec{E} = 0$$

Theo (1-36) ta có $\vec{E} = -grad\varphi = 0$, từ đó: $\varphi = const$, như vậy:

– Vật dẫn cân bằng tĩnh điện là vật đẳng thế.

Mặt khác, theo định lý OG thì: $div \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} = 0, \Rightarrow \rho = 0$.

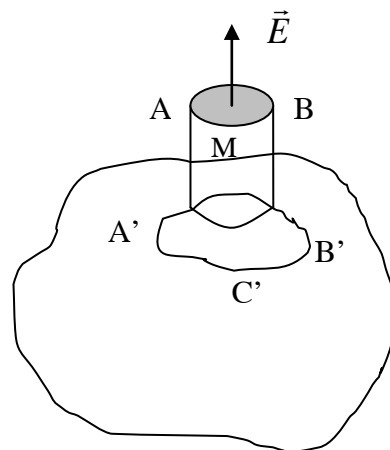
– Trong vật dẫn cân bằng tĩnh điện không chứa điện tích phân bố theo thể tích. Các điện tích phân bố thành một lớp mỏng trên bề mặt vật dẫn. Vì mặt vật dẫn là mặt đẳng thế nên véc tơ cường độ điện trường phải vuông góc với bề mặt vật dẫn tại mọi điểm. Giá trị của véc tơ \vec{E} tại một điểm sát bề mặt vật dẫn bằng bao nhiêu?

Ta hãy chọn mặt kín Σ bao gồm:

- một mặt trụ thẳng đứng, vuông góc với mặt vật dẫn;
- có đáy AB đi qua M, đáy kia là một phần mặt A'C'B' tùy ý bao bên trong vật dẫn (hình 2-1).

Tính điện dịch thông toàn phần đi qua mặt kín Σ .

- Qua mặt bên của hình trụ điện dịch thông bằng 0.
- Qua mặt đáy A'C'B' điện dịch thông cũng bằng 0 vì trong vật dẫn $\vec{E} = 0$.
- Điện dịch thông toàn phần qua mặt Σ bằng điện dịch thông đi qua mặt đáy AB:



Hình 2-1

$$\Phi = D \cdot S = q = \sigma \cdot S$$

$$D = \sigma; \text{ và như vậy: } E = \frac{\sigma}{\epsilon_0}.$$

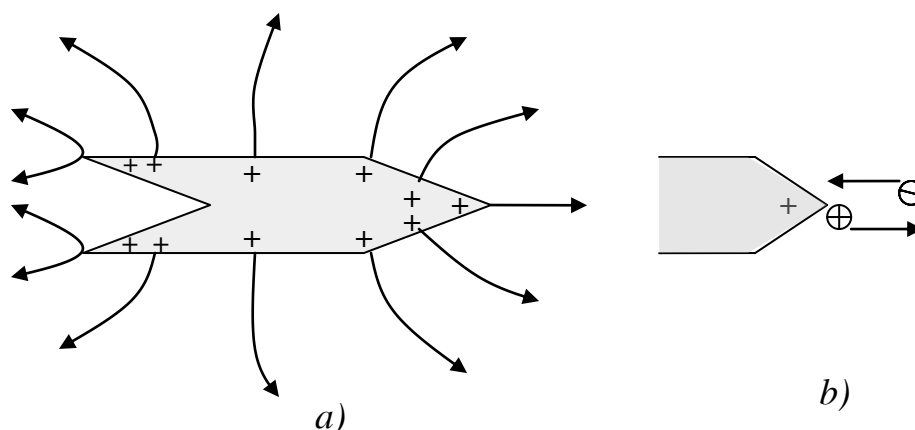
Điện trường ở sát mặt vật dẫn có giá trị lớn gấp 2 lần điện trường do một mặt phẳng mang điện gây ra.

Nguyên nhân. Mỗi một phần của diện tích S luôn gây ra về 2 phía một điện trường có giá trị $\sigma / 2\epsilon_0$. Nhưng các điện tích trong vật dẫn phải phân bố sao cho điện trường do chúng sinh ra trong vật dẫn phải bằng 0. Muốn thế các điện tích bên ngoài S phải gây ra một điện trường $\sigma / 2\epsilon_0$ ngược chiều với điện trường do các điện tích ở S gây ra trong vật dẫn làm triệt tiêu nó. Bên ngoài vật dẫn 2 điện trường trùng nhau. Kết quả điện trường tổng cộng bên ngoài vật dẫn tăng lên gấp đôi.

2.1.2. Hiện tượng điện ở mũi nhọn.

Ở trạng thái cân bằng tĩnh điện các điện tích phân bố thành một lớp mỏng trên bề mặt vật dẫn, nhưng sự phân bố này phụ thuộc vào hình dạng bề mặt vật dẫn. Thực nghiệm cho thấy rằng điện tích phân bố tập trung nhiều nhất tại những chỗ lồi (mũi nhọn) của vật. Do đó, cường độ điện trường có giá trị cực đại tại chỗ mũi nhọn. Hiện tượng trên dẫn đến hiệu ứng “rò điện” ở mũi nhọn.

Nguyên nhân: Tại mũi nhọn do \vec{E} lớn, gây ion hóa không khí xung quanh làm xuất hiện các ion dương (+) và các ion âm (-). Các ion cùng dấu với điện tích ở mũi nhọn bị lực đẩy Coloumb sẽ đi rời xa nó, ngược lại các ion khác dấu với điện tích của mũi nhọn sẽ bị hút và làm trung hòa dần điện tích của mũi nhọn (hình 2-2). Kết quả, điện tích của mũi nhọn sẽ mất dần.



Hình 2-2. Hiện tượng điện ở mũi nhọn

Hiện tượng điện ở mũi nhọn được ứng dụng nhiều trong kỹ thuật:

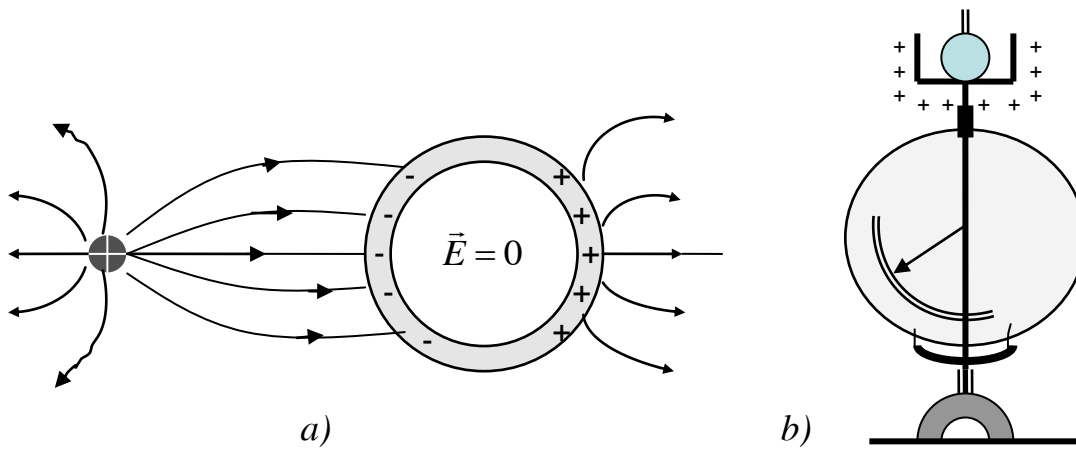
- Chế tạo các máy phát tĩnh điện;

- Chống sét;
- Chống rò điện trong các máy, động cơ làm việc với điện cao thế, các bộ phận kim loại của động cơ được chế tạo dưới dạng tròn, nhẵn.

2.1.3. Màn chắn tĩnh điện – Nối đất.

Ở trạng thái cân bằng tĩnh điện bên trong vật dẫn không chứa điện tích Điện trường trong lòng vật dẫn bằng 0. Kết quả này đúng cả đối với vật dẫn rỗng ở giữa và không phụ thuộc vào cách làm xuất hiện điện tích trên vật dẫn.

Ví dụ: Một vật dẫn rỗng đặt trong điện trường, trong vật dẫn sẽ xuất hiện các điện tích hưởng ứng. Các điện tích này phân bố trên bề mặt của vật dẫn đó mà không gây ra điện trường bên trong vật. Như vậy, một vật dẫn rỗng



Hình 2-3

có tác dụng như một “màn chắn tĩnh điện” (hình 2-3,a). Chúng bảo vệ cho các dụng cụ đặt bên trong phần rỗng sẽ không chịu tác dụng của điện trường.

Hiệu ứng trên còn được dùng trong việc truyền điện tích từ vật dẫn này sang vật dẫn khác. Ví dụ, cần truyền điện tích cho một tĩnh điện kế, ta nối điện kế với một hình trụ kim loại (hình trụ Faraday). Đưa vật tích điện vào trong lòng hình trụ. Điện tích sẽ chạy hết ra ngoài hình trụ rồi truyền cho điện kế (hình 2-3,b).

Ứng dụng nữa trong kỹ thuật là “nối đất”. Thường nối đất vỏ máy để phòng khi bị rò điện thì điện thế giữa vỏ máy và đất bằng nhau, tránh bị điện giật khi sử dụng.

§2.2. ĐIỆN DUNG – TỤ ĐIỆN.

2.2.1. Điện dung của vật dẫn.

Khi truyền cho vật dẫn một điện tích q thì mật độ điện mặt của vật dẫn tỷ lệ với điện tích q .

$$\sigma = k q$$

k – hệ số tỷ lệ, nó là một hàm của tọa độ điểm bề mặt vật dẫn.

Điện thế tạo ra bởi các điện tích là:

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_S \frac{\sigma dS}{r} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \int_S \frac{kdS}{r} \quad (2-1)$$

Với một vật dẫn cô lập tích điện, điện thế φ của nó tỷ lệ với điện tích q .

$$\varphi = \frac{q}{C}; \text{ hay : } C = 4\pi\epsilon_0 \left(\int_S \frac{kdS}{r} \right)^{-1} \quad (2-2)$$

C được gọi là điện dung của vật dẫn cô lập, có giá trị bằng điện tích cần truyền cho vật dẫn để làm tăng điện thế vật dẫn lên 1 vôn.

Ví dụ: điện dung của một quả cầu cô lập bán kính R có giá trị:

$$C = 4\pi\epsilon_0 R \quad (2-3)$$

2.2.2. Tụ điện.

Hệ thống 2 vật dẫn đặt cách điện, gần nhau, tích điện trái dấu có cùng độ lớn, sao cho điện trường tạo bởi hệ tập trung trong miền không gian giới hạn bởi chúng tạo ra một tụ điện. Hai vật dẫn gọi là 2 bản tụ.

Điện trường giữa 2 bản tụ luôn tỷ lệ với độ lớn của các điện tích:

$$E \sim q.$$

Mà theo (1-36) thì $\vec{E} = -grad\varphi$, tức điện thế φ hay hiệu điện thế U tỷ lệ với điện tích q . Ta có thể viết:

$$q = C (\varphi_1 - \varphi_2) = C U$$

Hệ số C đặc trưng cho khả năng tích điện của tụ được gọi là điện dung của tụ:

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} = \frac{q}{U} \quad (2-4)$$

Nếu $\varphi_1 - \varphi_2 = 1V$ thì $C = q$. Như vậy:

“Điện dung của tụ điện có trị số bằng bằng điện tích trên tụ khi thế hiệu giữa hai bản là 1 vôn.”

Đơn vị: Trong hệ SI điện dung C có đơn vị là Fara (F).

$$1 \text{ Fara (F)} = 1 \text{ Culông trên vôn (C/V)}.$$

Điện dung phụ thuộc vào vị trí, hình dạng, kích thước của các bản tụ, vào môi trường cách điện giữa hai bản tụ. Khi giữa 2 bản tụ là chất điện môi, điện dung của tụ điện tăng lên ϵ lần. (ϵ được gọi là hằng số điện môi).

2.2.3. Điện dung của một vài tụ điện đơn giản.

1) Tụ điện phẳng (hình 2-4.a).

Điện trường giữa hai bản tụ là đều và có giá trị:

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0}$$

Hiệu điện thế giữa 2 bản tụ:

$$U = Ed = \frac{\sigma d}{\epsilon_0}$$

Điện tích của bản tụ:

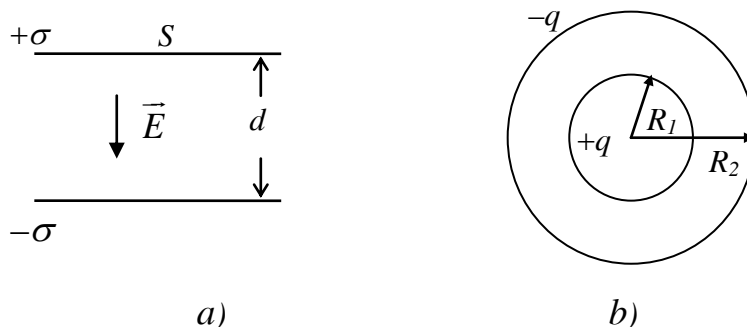
$$q = \sigma S$$

Từ đó:

$$C = \frac{q}{U} = \frac{\epsilon_0 S}{d}$$

Nếu giữa 2 bản là điện môi (ϵ) thì:

$$C = \frac{\epsilon \epsilon_0 S}{d} \tag{2-5}$$



Hình 2-4

2) Tụ điện cầu (hình 2-4,b).

Điện tích trên 2 bản tụ là $-q$ và $+q$. Do tính chất đối xứng nên điện trường giữa 2 bản tụ tại những điểm cách đều tâm là như nhau và hướng vuông góc với mặt cầu.

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2}$$

Véc tơ \vec{E} trùng phương với pháp tuyến của mặt đẳng thế và trùng phương bán kính của 2 mặt cầu nên:

$$E = -\frac{d\varphi}{dn} = -\frac{d\varphi}{dr} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2}$$

Từ đó:
$$d\varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{dr}{r^2}$$

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \int_{R_1}^{R_2} \frac{dr}{r^2} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right)$$

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} = \frac{4\pi\epsilon_0}{\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}} \quad (2-6)$$

– Nếu $R_2 \gg R_1$, hay $R_2 \rightarrow \infty$, ta có:

$$C = 4\pi\epsilon_0 R_1 - \text{bằng điện dung của một quả cầu cô lập.}$$

– Nếu $R_2 - R_1 = d \ll r$ thì:

$$C = 4\pi\epsilon_0 \frac{R_1 R_2}{R_2 - R_1} \approx 4\pi\epsilon_0 \frac{r^2}{d} = \frac{\epsilon_0 S}{d}.$$

Trong đó: $S = 4\pi r^2 \approx$ diện tích của mặt tụ. Kết quả trên trùng với điện dung của tụ điện phẳng.

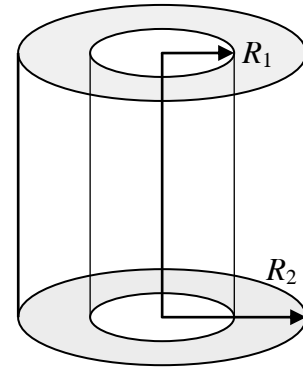
3) Tụ điện hình trụ (hình 2-5).

Gọi điện tích trên 1 đơn vị dài của hình trụ là $+q$ và $-q$. Điện thế trên 2 bản tụ là φ_1 và φ_2 . Dùng định lý Gauss và biểu thức liên hệ (1-36) $\vec{E} = -\text{grad}\varphi$, ta có:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{q}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{R_2}{R_1}$$

Và:

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} = \frac{2\pi\epsilon_0}{\ln \frac{R_2}{R_1}} \quad (2-6)$$



Hình 2-5

Nói riêng, kết quả trên là điện dung của một dây cáp bọc kim (ruột kim loại, xung quanh là cáp lưới), trong trường hợp này ta nhân thêm hằng số điện môi ϵ .

$$C = \frac{2\pi\epsilon\epsilon_0}{\ln \frac{R_2}{R_1}} \quad (2-7)$$

2.2.4. Ghép tụ điện thành bộ.

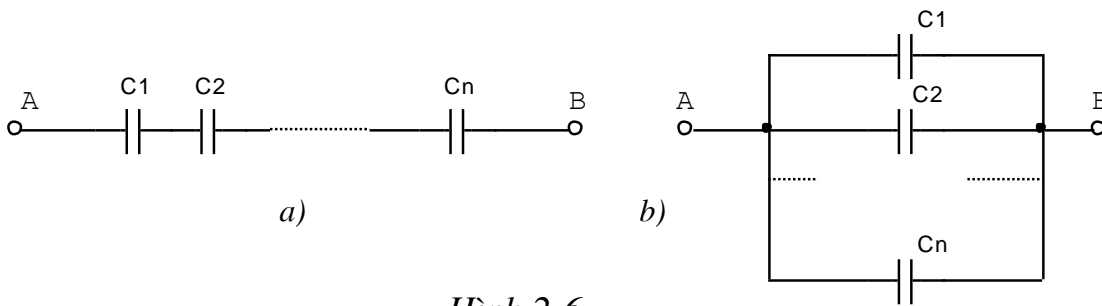
Mỗi tụ điện đều có 2 tham số định mức là điện dung của tụ và điện áp làm việc lớn nhất cho phép.

Điện áp làm việc lớn nhất cho phép của tụ là giá trị điện áp lớn nhất có thể đặt vào tụ mà không gây ra sự đánh thủng lớp điện môi giữa 2 bản tụ. Giá trị này phụ thuộc vào bề dày lớp điện môi, tính chất và hình dạng của các bản tụ.

Trong thực tế sử dụng, để đạt được các yêu cầu về điện dung và điện áp sử dụng, người ta phải tiến hành ghép các tụ điện.

1) Ghép nối tiếp (hình 2-6, a).

Ghép nối tiếp nhằm làm tăng điện áp sử dụng của bộ tụ.



Hình 2-6

Thực vậy, do hưởng ứng toàn phần nên điện tích của các tụ đều bằng nhau và bằng Q và bằng điện tích của bộ tụ.

$$Q_1 = Q_2 = \dots = Q_n = Q = Q_{AB} \quad (2-8)$$

Hiệu điện thế trên từng tụ là:

$$U_1 = \frac{Q}{C_1}, U_2 = \frac{Q}{C_2}, \dots, U_n = \frac{Q}{C_n}$$

Điện áp của bộ tụ bằng tổng các điện áp riêng phần:

$$U_{AB} = U_1 + U_2 + \dots + U_n \quad (2-9)$$

$$U_{AB} = Q \left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \dots + \frac{1}{C_n} \right) = \frac{Q}{C_{AB}}$$

Trong đó C_{AB} – là điện dung tương đương của bộ tụ:

$$\frac{1}{C_{AB}} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \dots + \frac{1}{C_n} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{C_i} \quad (2-10)$$

2) Ghép song song (hình 2-6, b)

Ghép song song nhằm làm tăng điện dung tương đương của bộ tụ. Thực vậy, giả sử ta có n tụ ghép song song với nhau. Tất cả các tụ đều chịu cùng một hiệu điện thế U .

$$U_1 = U_2 = \dots = U_n = U = U_{AB} \quad (2-11)$$

Ta lần lượt có: $Q_1 = C_1 U, Q_2 = C_2 U, \dots, Q_n = C_n U$.

Điện tích của bộ tụ bằng tổng các điện tích riêng phần:

$$Q_{AB} = Q_1 + Q_2 + \dots + Q_n = Q \quad (2-12)$$

$$Q_{AB} = (C_1 + C_2 + \dots + C_n) U = C_{AB} U$$

Trong đó C_{AB} là điện dung tương đương của bộ tụ:

$$C_{AB} = C_1 + C_2 + \dots + C_n = \sum_{i=1}^n C_i \quad (2-13)$$

§2.3. NĂNG LƯỢNG ĐIỆN TRƯỜNG

2.3.1. Năng lượng của hệ điện tích.

Năng lượng của một hệ điện tích đứng yên hay thế năng tương tác tĩnh điện của hệ bằng công để thiết lập nên hệ. Với hệ gồm các điện tích $q_1, q_2, \dots, q_i, \dots, q_n$ năng lượng của hệ có giá trị:

$$W_t = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n q_i \varphi_i = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n \sum_{k=1}^n \frac{q_i q_k}{4\pi\epsilon_0 r_{ik}} \quad (i \neq k) \quad (2-14)$$

φ_i – điện thế tại điểm đặt điện tích q_i do toàn hệ (trừ q_i) gây ra.

r_{ik} – khoảng cách giữa các điện tích q_i và q_k .

2.3.2. Năng lượng của vật dẫn tích điện.

Là thế năng tương tác giữa các điện tích định xứ trong vật dẫn. Nếu vật dẫn không chịu tác dụng của trường ngoài (cô lập) thì năng lượng riêng tương ứng của các điện tích trong nó là:

$$W = \frac{1}{2} q\varphi = \frac{q^2}{2C} = \frac{1}{2} C\varphi^2 \quad (2-15)$$

Trong đó C là điện dung của vật dẫn.

2.3.3. Năng lượng của tụ điện đã tích điện.

Một hệ điện tích bất kỳ đều có năng lượng theo (2-14) và (2-15). Năng lượng đó chính bằng công để thiết lập nên hệ.

Ta hãy xét một tụ điện được tích điện.

Gọi u là hiệu điện thế tức thời trên tụ ở thời điểm t trong quá trình nạp cho tụ, tương ứng với điện tích trên tụ là q .

Ta có: $q = Cu, dq = C du.$

Công của nguồn để đưa thêm một điện tích dq tới bản tụ là:

$$dA = u dq = Cu du$$

Công toàn phần để thiết lập nên hệ điện tích trên tụ là:

$$A = \int dA = \int_1^U C u du = \frac{1}{2} CU^2 \quad (2-16)$$

Công này biến thành thế năng của hệ điện tích trên tụ, tức năng lượng của tụ điện.

$$W = \frac{1}{2} CU^2 = \frac{1}{2} \frac{Q^2}{C} = \frac{1}{2} QU \quad (2-17)$$

2.3.4. Năng lượng của điện trường.

Một hệ điện tích bất kỳ đều có mang năng lượng. Năng lượng này được định xứ ở đâu? Bằng thực nghiệm và lý thuyết khi nghiên cứu trường điện từ (gồm cả \vec{E} và \vec{H} biến thiên theo thời gian) chứng tỏ rằng trường điện từ có mang năng lượng.

Năng lượng của một hệ điện tích định xứ trong khoảng không gian có điện trường. Nói cách khác điện trường mang năng lượng.

Xét điện trường đều giữa 2 bản của một tụ điện phẳng. Năng lượng của hệ theo (2-17) là:

$$W = \frac{1}{2} CU^2 = \frac{1}{2} \frac{\epsilon \epsilon_0 S}{d} U^2$$

$$\text{hay} \quad W = \frac{1}{2} \epsilon \epsilon_0 \frac{S}{d} U^2 = \frac{1}{2} \epsilon \epsilon_0 \left(\frac{U}{d} \right)^2 Sd = \frac{1}{2} \epsilon \epsilon_0 E^2 V$$

Trong đó $V = Sd$ – thể tích của miền không gian chứa điện trường. Như vậy, năng lượng của một điện trường đều là:

$$W = \frac{1}{2} \epsilon \epsilon_0 E^2 V \quad (2-18)$$

Mật độ năng lượng điện trường:

$$w = \frac{W}{V} = \frac{1}{2} \epsilon \epsilon_0 E^2 \quad (2-19)$$

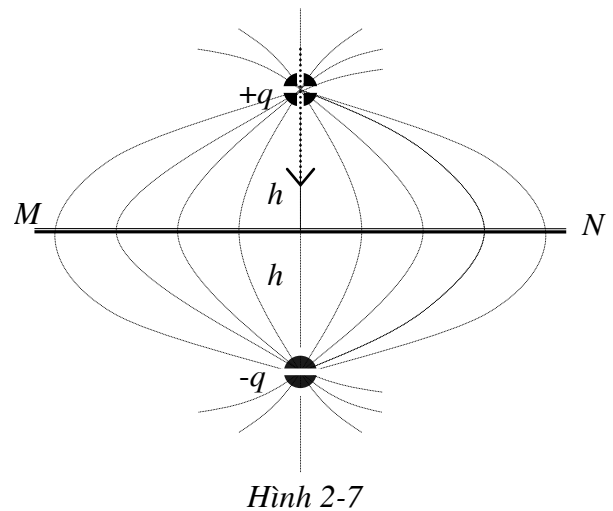
Với điện trường không đồng nhất giá trị mật độ năng lượng trường thay đổi từ điểm này sang điểm khác. Năng lượng toàn phần của trường được xác định bằng biểu thức:

$$W_E = \int_V dW = \frac{1}{2} \epsilon_0 \int_V \epsilon E^2 dV \quad (2-20)$$

2.3.5. Phương pháp ảnh gương.

Ta hãy xét hiệu ứng sau đây: Giả sử trong một điện trường nào đó, ta thay thế một mặt đẳng thế bằng một vật dẫn có cùng hình dạng và có điện thế bằng điện thế của mặt đẳng thế thì sự phân bố điện trường xung quanh không hề thay đổi.

Dùng hiệu ứng trên đây xét cho trường gây bởi 2 điện tích điểm $-q$ và $+q$ đặt cách nhau một khoảng $2h$. Bức tranh đường sức điện trường cho thấy điện trường do chúng tạo ra có 2 phần đối xứng với nhau qua mặt phẳng MN . Vì MN vuông góc với các đường sức tại mọi điểm nên MN là một mặt đẳng thế. Dễ thấy điện thế của mặt đẳng thế $\varphi_{MN} = 0$.



Nếu bây giờ ta thay MN bằng một mặt phẳng dẫn vô hạn và nối đất mặt phẳng dẫn (để tạo thế $\varphi_{MN} = 0$) thì ta thấy phần điện trường giữa điện tích $+q$ và mặt phẳng không thay đổi. Hiệu ứng này cho phép ta đơn giản hóa việc tính toán cường độ điện trường giữa một điện tích $+q$ và các điện tích cảm ứng trên mặt phẳng dẫn. Có thể xem $-q$ là ảnh gương của điện tích $+q$ qua mặt phẳng dẫn: “Điện trường giữa điện tích điểm và mặt phẳng dẫn vô hạn trùng với điện trường tạo bởi điện tích khảo sát và ảnh gương của nó qua mặt phẳng dẫn”.

Nói cách khác: “Tác dụng giữa một điện tích điểm với các điện tích cảm ứng của nó trên mặt phẳng dẫn có thể thay thế bằng tác dụng giữa điện tích khảo sát với ảnh gương của nó qua mặt phẳng dẫn”.

Chương 3.

ĐIỆN TRƯỜNG TRONG CHẤT ĐIỆN MÔI**§3.1. HIỆN TƯỢNG PHÂN CỰC ĐIỆN MÔI****3.1.1. Phân loại điện môi.**

Điện môi là những chất không dẫn điện, trong chúng không chứa các điện tích tự do.

Về tính chất điện môi mỗi phân tử điện môi tương đương như một lưỡng cực điện, có mômen lưỡng cực $\vec{p} = q\vec{l}$. Trong đó q là điện tích tổng cộng của các điện tích dương (hoặc âm) trong phân tử, còn l là khoảng cách giữa trọng tâm các điện tích dương và điện tích âm.

Khi không có điện trường ngoài tác dụng, nếu $l = 0$, phân tử được gọi là không có cực. Ngược lại, nếu $l \neq 0$, phân tử được gọi là có cực

Đối với các phân tử của điện môi không có cực (H_2 , N_2 , CCl_4 , các hydrôcacbon v.v...) khi không có điện trường ngoài, tâm của các điện tích dương và điện tích âm trùng nhau, mômen điện bằng 0. Khi đặt trong trường ngoài xảy ra sự biến dạng các phân tử (nguyên tử), tức xảy ra sự dịch chuyển có hướng của các điện tích trong trường làm trọng tâm của các điện tích lệch nhau và xuất hiện mômen điện cảm ứng tỷ lệ với cường độ điện trường \vec{E} .

$$\vec{p} = \beta \epsilon_0 \vec{E} \quad (3-1)$$

Trong đó β – hệ số phân cực hay độ phân cực của phân tử hay nguyên tử điện môi, nó chỉ phụ thuộc vào thể tích của điện môi mà không phụ thuộc vào nhiệt độ. Chuyển động nhiệt của các phân tử điện môi không ảnh hưởng đến sự xuất hiện mômen lưỡng cực trong chúng.

Đối với các điện môi có cực (H_2O , NH_3 , HCl , CH_3Cl , v.v...) mỗi phân tử có mômen điện riêng không đổi $\vec{p} = \text{const}$, gắn với tính đối xứng trong sự phân bố của các đám mây electron và hạt nhân của các nguyên tử này. Trọng tâm của các điện tích âm và dương không trùng nhau mà luôn cách nhau một khoảng l cố định. Chúng gọi là các lưỡng cực cứng.

Khi đặt trong điện trường ngoài, mỗi lưỡng cực cứng có mômen \vec{p} sẽ chịu tác dụng một ngẫu lực với mômen:

$$\vec{M} = [\vec{p} \cdot \vec{E}] \quad (3-2)$$

Ngẫu lực này có xu hướng làm quay lưỡng cực về định hướng song song với điện trường.

Nếu điện trường không đều, lưỡng cực còn chịu tác dụng của một lực:

$$\vec{F} = \text{grad}(\vec{p} \cdot \vec{E}) = p \frac{\partial \vec{E}}{\partial l} \quad (3-3)$$

Trong đó: $\frac{\partial \vec{E}}{\partial l}$ – biến thiên của điện trường dọc theo trục lưỡng cực.

Lực \vec{F} hướng dọc theo véc tơ $\partial \vec{E} / \partial l$ và kéo lưỡng cực về phía điện trường mạnh.

Thế năng của lưỡng cực cứng trong trường ngoài \vec{E} là:

$$W_i = -(\vec{p} \cdot \vec{E}) = -pE \cos\theta \quad (3-4)$$

Trong đó $\theta = (\vec{p}, \vec{E})$ – góc giữa trục lưỡng cực và hướng của điện trường \vec{E} . Dấu (-) chứng tỏ vị trí cân bằng bền của lưỡng cực ứng với vị trí có thế năng cực tiểu.

3.1.2. Sự phân cực điện môi.

Khi không có trường ngoài, mô men lưỡng cực của các phân tử điện môi hoặc bằng 0 (với điện môi không có cực) hoặc định hướng hỗn loạn (với điện môi có cực). Kết quả mômen điện tổng cộng của điện môi theo một phương bất kỳ là bằng 0. Điện môi không phân cực.

Khi đặt trong trường ngoài, điện môi bị phân cực, tức là lúc này tổng mômen điện của chúng đã khác không. Người ta chia ra các loại phân cực sau đây:

– *Phân cực định hướng*: Xảy ra với các điện môi có cực. Các lưỡng cực cứng khi chưa có điện trường phân bố hỗn loạn do chuyển động nhiệt. Khi có trường ngoài, dưới tác dụng của mômen ngẫu lực (3-2) các lưỡng cực sẽ quay về định hướng song song với điện trường. Kết quả xuất hiện sự định hướng ưu tiên của lưỡng cực dọc theo hướng điện trường. Sự phân cực càng mạnh khi tăng cường độ điện trường và giảm khi tăng nhiệt độ. Hiện tượng phân cực định hướng xảy ra với hàng loạt các chất lỏng và chất khí.

– *Phân cực electron*: Xảy ra với các điện môi không có cực khí và lỏng. Khi không có trường ngoài các điện tích phân bố đối xứng, mômen tổng sẽ bằng 0. Khi đặt trong trường ngoài xảy ra sự dịch chuyển của các điện tích âm và dương theo hướng ngược chiều nhau. Mômen điện càng lớn nếu sự dịch chuyển của các electron trong nguyên tử càng dễ.

– *Phân cực iôn*: Xảy ra với các điện môi tinh thể như NaCl, CsCl,... có cấu trúc mạng tinh thể ion. Khi đặt trong trường ngoài, hai mạng ion trái dấu sẽ dịch chuyển ngược chiều nhau và xuất hiện mômen điện.

3.1.3. Véc tơ phân cực.

Để đo mức độ phân cực điện môi người ta đưa vào khái niệm véc tơ phân cực \vec{P} có giá trị bằng tổng mômen điện trong một đơn vị thể tích.

$$\vec{P} = \frac{\sum_{i=1}^n \vec{p}_i}{\Delta V} \quad (3-5)$$

Trong đó: n – số phân tử (lưỡng cực) chứa trong thể tích điện môi ΔV

\vec{p}_i – mômen lưỡng cực của phân tử điện môi thứ i

– Với điện môi đồng chất, đẳng hướng loại không có cực khi đặt trong điện trường đều thì:

$$\vec{P} = n_0 \vec{p}$$

n_0 – mật độ phân tử chất điện môi.

\vec{p} – mômen điện cảm ứng của một phân tử.

Theo (3-1) ta có $\vec{p} = \beta \epsilon_0 \vec{E}$, nên có thể viết:

$$\vec{P} = n_0 \beta \epsilon_0 \vec{E} = \chi \epsilon_0 \vec{E} \quad (3-6)$$

Trong đó: $\chi = n_0 \beta$ – hệ số nhiễm điện hay độ cảm điện

– Với điện môi có cực, đồng chất đặt trong điện trường đều :

$$\vec{P} = n_0 \vec{p} \quad (3-7)$$

Trong đó: \vec{p} – giá trị trung bình dọc theo hướng điện trường của mômen điện riêng của các phân tử tính theo phân bố Boltzmann đối với các hạt trong trường lực:

$$\vec{p} = \frac{p_i^2}{3kT} E \quad (3-8)$$

p_i – mômen điện riêng không đổi của mỗi phân tử,

T – nhiệt độ tuyệt đối của chất điện môi,

$k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ J/độ – hằng số Boltzmann,

E – cường độ điện trường tác dụng lên lưỡng cực.

3.1.4. Điện tích phân cực.

Khi chưa phân cực mật độ điện tích liên kết khối và bề mặt của điện môi là bằng không. Quá trình phân cực xảy ra sự dịch chuyển của các điện tích liên kết. Giá trị của véc tơ mật độ điện tích liên kết khối ρ' và bề mặt σ'

phụ thuộc vào véc tơ phân cực \vec{P} . Các điện tích liên kết tương ứng với sự phân cực gọi là điện tích phân cực.

Điện tích phân cực thể tích xuất hiện khi điện môi không đồng nhất:

$$\rho' = -\text{div} \vec{P} \quad (3-9)$$

Nếu điện môi là đồng nhất, đẳng hướng và ở trong điện trường đều thì mật độ điện tích liên kết khối sẽ bằng 0: $\rho' = -\text{div} \vec{P} = 0$

Trên bề mặt điện môi xuất hiện điện tích liên kết bề mặt với mật độ σ' . Xét một mẫu điện môi có dạng một hình trụ xiên, đáy S , cạnh l song song với véc tơ \vec{P} (hình 3-1).

Trên một đáy xuất hiện điện tích với mật độ $-\sigma'$, đáy kia $+\sigma'$.

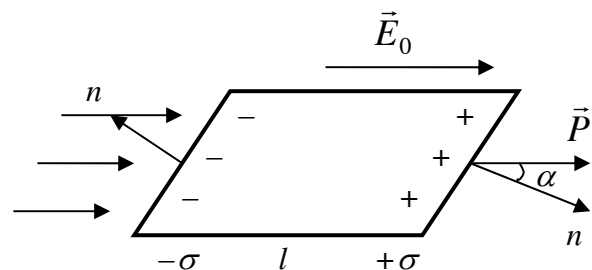
Mômen điện của hình trụ:

$$p' = \sigma' S l$$

Thể tích hình trụ:

$$V = S l \cos \alpha$$

Độ lớn của véc tơ phân cực:



Hình 3-1

$$P = \frac{p'}{V} = \frac{\sigma' S l}{S l \cos \alpha} = \frac{\sigma'}{\cos \alpha} \quad (3-10)$$

Hay: $\sigma' = P \cos \alpha = P_n \quad (3-11)$

Với P_n – Hình chiếu của véc tơ \vec{P} trên pháp tuyến ngoài đáy hình trụ.

Theo (3-11) ta có:

- Trên đáy phải $\alpha < \pi/2 \rightarrow \cos \alpha > 0 \rightarrow \sigma' > 0$.
- Trên đáy trái $\alpha > \pi/2 \rightarrow \cos \alpha < 0 \rightarrow \sigma' < 0$.

Khi xét liên hệ giữa điện tích phân cực với véc tơ điện trường \vec{E} ta có:

$$\sigma' = P_e \cos \alpha = \chi \epsilon_0 E \cos \alpha = \chi \epsilon_0 E_n \quad (3-12)$$

Theo (3-12) ta có:

Tại nơi đường sức đi vào: $\alpha > \pi/2, E_n < 0$, xuất hiện $\sigma' < 0$

Tại nơi đường sức đi ra: $\alpha < \pi/2, E_n > 0$, xuất hiện $\sigma' > 0$

§3.2. ĐIỆN TRƯỜNG TRONG CHẤT ĐIỆN MÔI.

Khi phân cực điện môi do xuất hiện các điện tích liên kết $+\sigma'$ và $-\sigma'$ nên sẽ hình thành một điện trường phụ \vec{E}' hướng ngược chiều với điện trường ngoài \vec{E}_0 . Kết quả điện trường trong chất điện môi sẽ là tổng hợp của 2 điện trường nói trên:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}' \quad (3-13)$$

3.2.1. Điện trường giữa 2 bản của một tụ điện phẳng.

Xét khối điện môi đồng chất giữa 2 bản của một tụ điện phẳng. Các bản tụ được tích điện đều trái dấu với mật độ điện mặt là $+\sigma$ và $-\sigma$.

Lớp điện môi được phân cực với mật độ điện mặt tương ứng là $+\sigma'$ và $-\sigma'$. Ta có:

$$E_0 = \frac{\sigma}{\epsilon_0}, \text{ và } E' = \frac{\sigma'}{\epsilon_0}$$

Do E_0 và E' cùng phương, ngược chiều nên điện trường tổng hợp sẽ là:

$$E = E_0 - E' = \frac{\sigma - \sigma'}{\epsilon_0} = \frac{\sigma - P_n}{\epsilon_0} = \frac{\sigma - P}{\epsilon_0}$$

vì $\sigma' = P_n = P$ ($\cos \alpha = 1$). Do đó:

$$E = \frac{\sigma - \chi \epsilon_0 E}{\epsilon_0} \Rightarrow E(1 + \chi) \epsilon_0 = \sigma.$$

$$\text{Hay: } E = \frac{\sigma}{\epsilon_0(1 + \chi)} = \frac{\sigma}{\epsilon \epsilon_0} = \frac{E_0}{\epsilon} \quad (3-14)$$

Trong đó: $\epsilon = (1 + \chi)$ – gọi là hằng số điện môi tương đối của môi trường. Vì $\chi \geq 0$ nên $\epsilon \geq 1$ đối với mọi môi trường.

3.2.2. Liên hệ giữa các véc tơ \vec{D} , \vec{E} và \vec{P} .

Trong chân không ta đã định nghĩa véc tơ điện cảm:

$$\vec{D}_0 = \epsilon_0 \vec{E}_0$$

$$\text{Trong điện môi ta có: } \vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (3-15)$$

Với điện môi đồng chất \vec{P} tỷ lệ với \vec{E} và trùng với \vec{E} về hướng, vì vậy ta có:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \chi \epsilon_0 \vec{E} = \epsilon_0(1 + \chi) \vec{E} = \epsilon_0 \epsilon \vec{E} \quad (3-16)$$

Ta lại có:

$$E = \frac{\sigma - \sigma'}{\epsilon_0} = \frac{\sigma}{\epsilon_0 \epsilon}$$

$$\sigma(\epsilon - 1) = \sigma' \epsilon \Rightarrow \sigma' = \frac{\epsilon - 1}{\epsilon} \sigma \quad (3-17)$$

3.2.3. Định lý Ostrogradsky - Gauss cho điện môi.

Khi viết định lý Ostrogradsky - Gauss cho véc tơ cảm ứng điện \vec{D} trong một môi trường bất kỳ ta có:

$$\int_S D_n dS = \sum_i q_i \text{ tự do} \tag{3-18}$$

Nếu viết cho véc tơ cường độ điện trường \vec{E} thì:

$$\int_S \epsilon_0 E_n dS = \sum_i q_i \text{ tự do} + \sum_k q_k \text{ liên kết} \tag{3-19}$$

Hay
$$\text{div } \vec{E} = \frac{1}{\epsilon_0} (\rho \text{ tự do} + \rho \text{ liên kết}) \tag{3-20}$$

Trong đó: $\int_S D_n dS$ là điện thông xuyên qua mặt kín S ; $\sum_i q_i$ tự do – tổng số điện tích tự do chứa trong mặt kín S ; $\sum_k q_k$ liên kết – tổng các điện tích liên kết chứa trong S .

$$\sum_k q_k \text{ liên kết} = - \oint_S P_n dS \tag{3-21}$$

P_n – hình chiếu của véc tơ phân cực \vec{P} trên phương pháp tuyến ngoài của nguyên tố diện tích bề mặt dS .

3.2.4. Điện trường gây bởi một vật mang điện hình cầu đặt trong điện môi đồng chất và đẳng hướng.

Xét một vật mang điện hình cầu tích điện $+q$ đặt trong một chất điện môi đồng chất, đẳng hướng, vô hạn, có hằng số điện môi ϵ . Tìm cường độ điện trường tại điểm M cách tâm quả cầu một khoảng r .

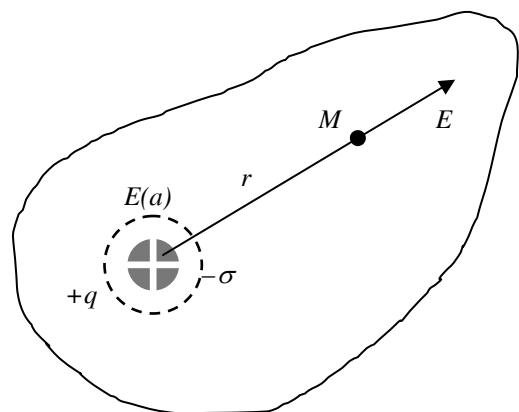
Do phân cực nên lớp điện môi sát bề mặt quả cầu xuất hiện một lớp điện tích phân cực có mật độ $-\sigma$ có giá trị:

$$\sigma' = \chi \epsilon_0 E(a) = (\epsilon - 1) \epsilon_0 E(a)$$

Trong đó $E(a)$ – cường độ điện trường trong điện môi tại một điểm cách tâm quả cầu một khoảng a , với a là bán kính quả cầu.

Điện tích liên kết toàn phần:

$$q' = \sigma' \times 4\pi a^2 = 4\pi a^2 \epsilon_0 (\epsilon - 1) E(a)$$



Hình 3-2

Do tính chất đối xứng cầu, các đường sức là xuyên tâm, mật độ giảm tỷ lệ nghịch với bình phương khoảng cách tới tâm quả cầu. Tức là:

$$\frac{E(a)}{E(r)} = \frac{r^2}{a^2}$$

Do đó: $q' = 4\pi r^2 \epsilon_0 (\epsilon - 1)E(r) \Rightarrow \frac{q'}{4\pi \epsilon_0 r^2} = (\epsilon - 1)E(r)$

Theo nguyên lý chồng chất, trường tại M là tổng của 2 trường do q và q' gây ra, tức là:

$$E(r) = E_0(r) - E'(r) = \frac{1}{4\pi \epsilon_0} \frac{q}{r^2} - \frac{1}{4\pi \epsilon_0} \frac{q'}{r^2} = \frac{1}{4\pi \epsilon_0} \frac{q}{r^2} - (\epsilon - 1)E(r)$$

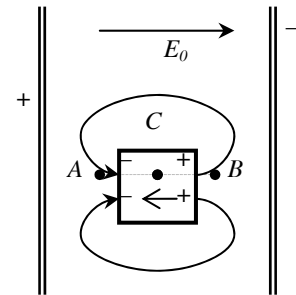
$$E(r) = \frac{1}{4\pi \epsilon \epsilon_0} \frac{q}{r^2} = \frac{E(r)}{\epsilon} \tag{3-22}$$

Như vậy: Điện trường trong chất điện môi đồng chất gây bởi một vật mang điện hình cầu nhỏ hơn trong chân không ϵ lần.

Giá trị của véc tơ điện cảm D :

$$D = \epsilon \epsilon_0 E = \frac{q}{4\pi r^2} \equiv D_0 \tag{3-23}$$

Kết luận: Khi lấp đầy tụ điện bằng một điện môi đồng chất (đã ngắt tụ khỏi nguồn nạp) thì véc tơ điện cảm \vec{D} không thay đổi, còn cường độ điện trường $E = D/\epsilon \epsilon_0$ ở một điểm bất kỳ sẽ giảm đi ϵ lần.



Hình 3-3

Nếu điện môi không lấp đầy tụ điện thì kết quả trên sẽ không đúng. Ví dụ trên hình vẽ (3-3) ta thấy tại B thì $E < E_0$, còn tại A & C thì $E > E_0$.

§3.3. LỰC TÁC DỤNG LÊN ĐIỆN TÍCH ĐẶT TRONG ĐIỆN MÔI.

Trong chân không lực tác dụng của điện trường lên điện tích q là:

$$\vec{f} = q\vec{E}$$

Trong điện môi. Khi mang một điện tích vào trong điện môi ta phải tạo một lỗ hổng trong điện môi đó. Nếu điện môi lỏng và khí thì lỗ hổng sẽ có dạng bề mặt của vật mang điện. Trên bề mặt lỗ hổng sẽ xuất hiện các điện tích liên kết. Kết quả điện trường tác dụng lên điện tích sẽ khác trong chân không.

Nếu điện môi rắn thì hình dạng lỗ hổng do ta quyết định. Sự phân bố các điện tích liên kết phụ thuộc hình dạng lỗ hổng, cho nên lực tác dụng lên điện tích trong từng trường hợp cụ thể sẽ khác nhau.

Đối với điện môi lỏng và khí còn xảy ra hiện tượng “điện giảo”, là hiện tượng điện môi khi bị phân cực sẽ biến dạng.

Nguyên nhân: Khi phân cực các phân tử trở thành các lưỡng cực điện. Trong điện trường (nói chung là không đều) các lưỡng cực sẽ chịu tác dụng của những lực điện. Kết quả trong chất điện môi và ở mặt giới hạn chất điện môi và vật mang điện sẽ xuất hiện các lực cơ học.

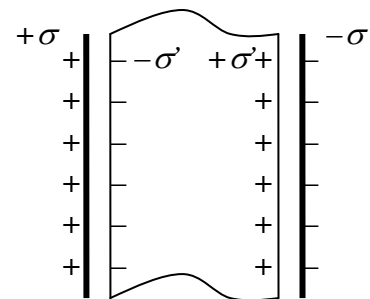
Ví dụ: Xét một tụ điện phẳng chứa đầy điện môi lỏng hoặc khí. Trên bề mặt điện môi có các điện tích liên kết σ' (Hình 3-4). Tính lực tác dụng giữa 2 bản tụ.

Khi chưa có điện môi, điện trường của mỗi bản tụ sinh ra là đều và có giá trị:

$$E_0 = \frac{\sigma}{2\epsilon_0} = \frac{Q}{2\epsilon_0 S}$$

Lực tác dụng giữa 2 bản tụ có giá trị:

$$F_0 = QE_0 = \frac{Q^2}{2\epsilon_0 S}$$



Hình 3-4

Khi lấp đầy điện môi vào tụ, lực F sẽ thay đổi. Ta dùng phương pháp công ảo để tính lực này. Ta có năng lượng của tụ điện là:

$$W = \frac{Q^2}{2C} = \frac{Q^2}{2\epsilon\epsilon_0} \cdot \frac{d}{S}$$

Giả sử di chuyển một bản tụ sang phải một đoạn ∂d , năng lượng tụ sẽ biến thiên một lượng:

$$\partial W = \frac{Q^2}{2\epsilon\epsilon_0 S} \cdot \partial d$$

Biến thiên năng lượng của tụ bằng công di chuyển bản tụ:

$$F\partial d = \partial W = \partial A$$

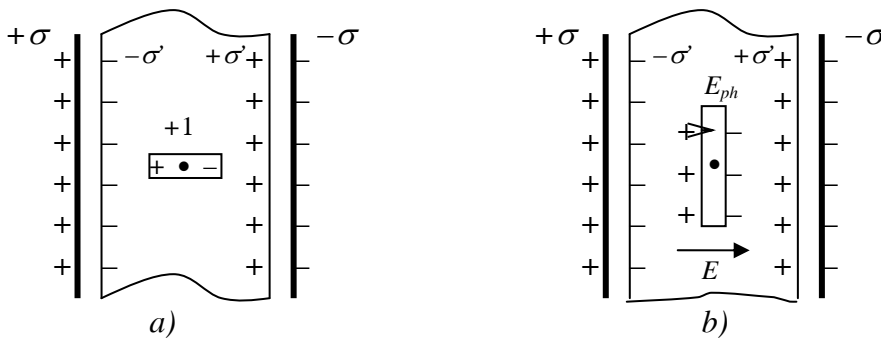
Hay:
$$F = \frac{\partial W}{\partial d} = \frac{Q^2}{2\epsilon\epsilon_0 S} = \frac{F_0}{\epsilon} \tag{3-24}$$

Như vậy: Lực tác dụng giữa các bản tụ nhỏ hơn trong chân không ϵ lần.

Đối với điện môi rắn: Tùy thuộc vào hình dạng lỗ hổng tạo ra bên trong điện môi. Ta xét một số trường hợp sau đây:

- Lỗ hổng có dạng một hình trụ đứng dài.

Giả sử trong điện môi đồng chất, phân cực đều, ta tạo một lỗ hổng có dạng một hình trụ đứng dài, có đáy nhỏ và có đường sinh song song với véc tơ phân cực \vec{P} (hình 3-5, a).



Hình 3-5

Trên 2 đáy xuất hiện các điện tích phân cực mật độ $+\sigma'$ và $-\sigma'$, với $\sigma' = P_n = P$.

Đặt một điện tích thử $q = +1$ đơn vị vào giữa hình trụ. Vì đáy hình trụ bé và cách xa điện tích q nên tác dụng của các điện tích liên kết lên q rất nhỏ so với tác dụng của trường ngoài. Do đó lực đặt vào điện tích q có thể xác định theo biểu thức:

$$\vec{F} = q\vec{E} \tag{3-25}$$

Trong đó \vec{E} là cường độ điện trường trong chất điện môi.

• Lỗ hổng có dạng một hình trụ đứng ngắn, đáy rộng và vuông góc với \vec{P} (hình 3-5, b) thì khi đó tác dụng của các điện tích liên kết lên điện tích q không thể bỏ qua. Trên đáy có các điện tích liên kết:

$$\sigma' = P_n = P.$$

Vì đáy rộng và khoảng cách giữa 2 đáy bé nên các điện tích liên kết gây ra giữa hình trụ một điện trường phụ có hướng trùng với \vec{E} và có giá trị:

$$E_{ph} = \frac{\sigma'}{\epsilon_0} = \frac{P}{\epsilon_0}$$

Do vậy cường độ điện trường toàn phần tác dụng lên điện tích thử đặt ở tâm hình trụ có giá trị:

$$\vec{E}' = \vec{E} + \frac{\vec{P}}{\epsilon_0} \quad (3-26)$$

Lực tác dụng lên điện tích thử sẽ là:

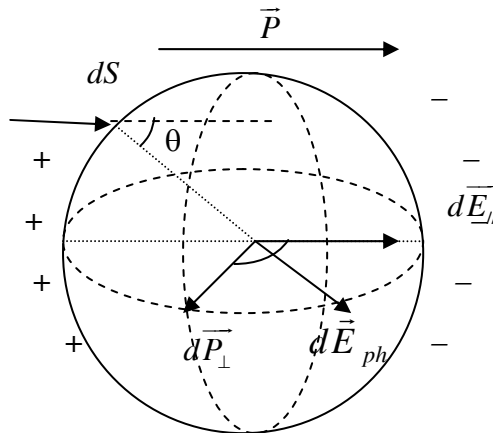
$$\vec{F} = q \left(\vec{E} + \frac{\vec{P}}{\epsilon_0} \right) \quad (3-27)$$

Mặt khác: $\vec{P} = \chi \epsilon_0 \vec{E}$ nên:

$$\vec{F} = q(1 + \chi) \vec{E} = q \epsilon \vec{E} = q \frac{\vec{D}}{\epsilon_0} \quad (3-28)$$

- *Lỗ hổng có dạng một hình cầu.* (hình 3-6)

Trên bề mặt cầu xuất hiện điện tích liên kết σ' có giá trị phụ thuộc vào vị trí ta xét, bởi vì \vec{P} có giá trị và phương chiều như nhau, nhưng thành phần \vec{P}_n trên mặt cầu thay đổi theo vị trí trên mặt cầu.



Hình 3-6

Dùng tọa độ góc cực θ và góc phương vị φ để định vị trí mỗi điểm trên mặt cầu. Ta có:

$$\sigma' = P_n = P \cos \theta \quad (3-29)$$

Do tính đối xứng cầu, nên ta thấy điện trường gây bởi các điện tích liên kết trên mặt cầu tại tâm hình cầu có thể phân tích thành 2 thành phần:

$$d\vec{E}_{ph} = d\vec{E}_{ph\perp} + d\vec{E}_{ph\parallel} \quad (3-30)$$

- Các thành phần $d\vec{E}_{ph\perp}$ sẽ triệt tiêu lẫn nhau.

– Các thành phần $d\vec{E}_{ph//}$ song song với \vec{P} sẽ cộng lại với nhau. Do vậy ta chỉ cần xét các thành phần $d\vec{E}_{ph\perp}$.

Xét một vi phân bề mặt $dS = R^2 \sin\theta d\theta d\varphi$ có chứa điện tích liên kết là

$$q = \sigma' dS = \sigma' R^2 \sin\theta d\theta d\varphi \quad (3-31)$$

Điện tích này gây ra tại tâm hình cầu một điện trường nguyên tố:

$$|d\vec{E}_{ph}| = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\sigma' dS}{R^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\sigma' R^2 \sin\theta d\theta d\varphi}{R^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sigma' \sin\theta d\theta d\varphi$$

Hay:
$$dE_{ph} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} P \sin\theta d\theta d\varphi \cos\theta \quad (3-32)$$

Và
$$dE_{ph//} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} P \cos^2\theta \sin\theta d\theta d\varphi \quad (3-33)$$

$$E_{ph} = \int_{(Mặt\ cầu)} dE_{ph//} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} P \int_0^\pi \cos^2\theta \sin\theta d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi$$

$$E_{ph} = \frac{1}{3} \frac{P}{\epsilon_0} \quad (3-34)$$

Cường độ điện trường tổng hợp ở tâm quả cầu là:

$$\vec{E}_{ph} = \vec{E} + \vec{E}_{ph} = \vec{E} + \frac{1}{3} \frac{\vec{P}}{\epsilon_0} \quad (3-35)$$

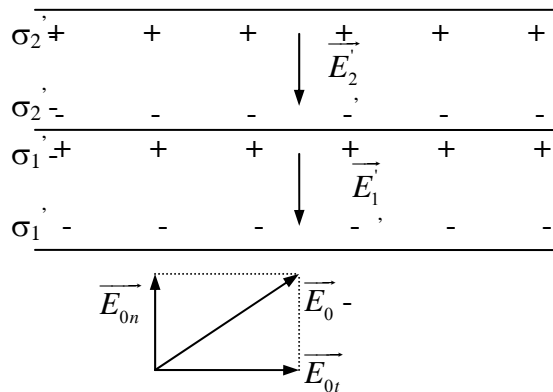
Kết quả này đặc biệt quan trọng khi xét các chất điện môi rắn có cấu trúc tinh thể lập phương. Mỗi phân tử điện môi nằm ở giữa các phân tử khác một cách trung bình có thể xem như phân tử nằm ở tâm một lỗ hổng hình cầu. Kết quả trên được áp dụng để tính lực tác dụng lên một phân tử chất điện môi phân cực đều.

§3.4. BIẾN THIÊN CỦA ĐIỆN TRƯỜNG Ở MẶT GIỚI HẠN CHẤT ĐIỆN MÔI.

Để biểu diễn điện trường có thể dùng véc tơ \vec{E} hoặc $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$. Trong điện môi đồng chất giá trị của hằng số điện môi ϵ thay đổi từ điểm này đến điểm khác dẫn đến giá trị của các véc tơ \vec{E} và \vec{D} cũng thay đổi.

Ta hãy xét hai lớp điện môi đồng chất có hằng số điện môi tương ứng ϵ_1 và ϵ_2 đặt trong một điện trường đều \vec{E}_0 (hình 3-7, a). Do phân cực trên 2 lớp điện môi xuất hiện các điện tích trái dấu σ_1' và σ_2' . Các điện tích này gây ra các điện trường phụ:

$$E_1 = \frac{\sigma_1'}{\epsilon_0} ; E_2 = \frac{\sigma_2'}{\epsilon_0} \quad (3-36)$$



Hình 3-7, a

Nếu \vec{E}_0 hợp với pháp tuyến mặt giới hạn một góc nào đó ta có:

$$\vec{E}_0 = \vec{E}_{on} + \vec{E}_{ot} \quad (3-37)$$

Điện trường tổng hợp trong điện môi sẽ là:

$$E_{1n} = E_{on} - E_1' = E_{on} - \frac{\sigma_1'}{\epsilon_0} \quad (3-38)$$

$$E_{2n} = E_{on} - E_2' = E_{on} - \frac{\sigma_2'}{\epsilon_0}$$

Thành phần tiếp tuyến phụ thuộc vào điện tích liên kết nên:

$$E_{ot} = E_{1t} = E_{2t} \quad (3-39)$$

Mặt khác $\sigma_1' = \chi_1 \epsilon_0 E_{1n}; \sigma_2' = \chi_2 \epsilon_0 E_{2n}$. Do đó:

$$E_{1n} = E_{on} - \chi_1 E_{1n} \quad (3-40)$$

$$E_{2n} = E_{on} - \chi_2 E_{2n}$$

$$E_{1n} = \frac{E_{on}}{1 + \chi_1} = \frac{E_{on}}{\epsilon_1} \quad (3-41)$$

Hay:

$$E_{2n} = \frac{E_{on}}{1 + \chi_2} = \frac{E_{on}}{\epsilon_2}$$

Như vậy: Khi đi qua mặt phân cách thành phần pháp tuyến của véc tơ \vec{E} thay đổi, còn thành phần tiếp tuyến của nó không thay đổi.

- Xét véc tơ \vec{D} .

Ta có: $\vec{D} = \epsilon \epsilon_0 \vec{E}$, trong đó:

$$D_{1n} = \epsilon_1 \epsilon_0 E_{1n} = \epsilon_0 E_{on}$$

$$D_{2n} = \epsilon_2 \epsilon_0 E_{2n} = \epsilon_0 E_{on}$$

$$D_{1t} = \varepsilon_1 \varepsilon_0 E_{1t} = \varepsilon_1 \varepsilon_0 E_{ot}$$

$$D_{2t} = \varepsilon_2 \varepsilon_0 E_{2t} = \varepsilon_2 \varepsilon_0 E_{ot}$$

Như vậy ta có:

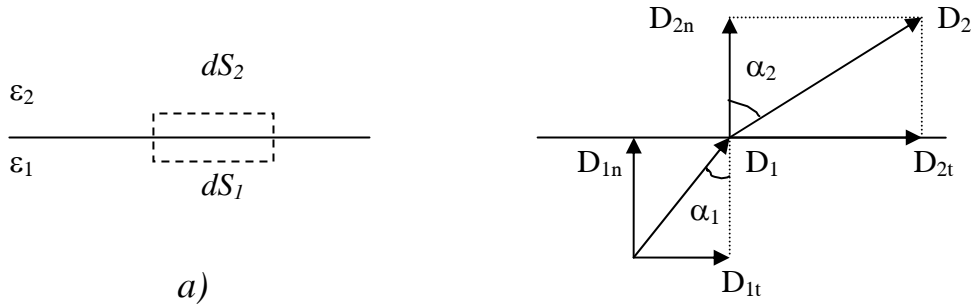
$$D_{1n} = D_{2n} \quad \& \quad \frac{D_{1t}}{D_{2t}} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \tag{3-42}$$

$$E_{1t} = E_{2t} \quad \& \quad \frac{E_{1n}}{E_{2n}} = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}$$

(3-42) được gọi là các điều kiện biên của các véc tơ \vec{E} & \vec{D} .

Ý nghĩa: Từ các phương trình (3-42) ta thấy rằng: Khi qua mặt phân cách các lớp điện môi biến thiên của các véc tơ \vec{E} & \vec{D} là khác nhau.

Ta hãy xét thông lượng của các véc tơ \vec{E} & \vec{D} qua một diện tích dS nằm tại phân giới của 2 lớp điện môi (hình 3-7, b).



Hình 3-7, b

– Xét véc tơ \vec{E} , ta có: $dN_{E1} = E_{1n} dS_1 = E_{1n} dS$

$$dN_{E2} = E_{2n} dS_2 = E_{2n} dS \tag{3-43}$$

Vì $E_{1n} \neq E_{2n}$ nên $dN_{E1} \neq dN_{E2}$. Như vậy đường sức véc tơ \vec{E} bị gián đoạn khi đi qua mặt phân cách.

– Xét véc tơ \vec{D} , ta có: $dN_{D1} = D_{1n} dS_1 = D_{1n} dS$

$$dN_{D2} = D_{2n} dS_2 = D_{2n} dS \tag{3-44}$$

Vì $D_{1n} = D_{2n}$ nên $dN_{D1} = dN_{D2}$. Như vậy đường sức véc tơ \vec{D} không bị gián đoạn khi đi qua mặt phân cách.

Bây giờ ta hãy viết định lý O-G cho các véc tơ \vec{E} & \vec{D} .

– Với véc tơ \vec{D} . Do đường sức liên tục, độ lớn của \vec{D} chỉ phụ thuộc vào các điện tích tự do, nên ta có :

$$N_{DS} = \oint_S \vec{D} d\vec{S} = q_{\text{tự do}}$$

$$\text{div } \vec{D} = \rho_{\text{tự do}} \tag{3-45}$$

– Với véc tơ \vec{E} . Đường sức bị gián đoạn do bị ảnh hưởng của các điện tích liên kết, do đó độ lớn của \vec{E} phụ thuộc cả vào các điện tích tự do và cả các điện tích liên kết, nên ta có :

$$N_{\vec{E}} = \oint_S \vec{E} d\vec{S} = \frac{1}{\epsilon_0} (q_{\text{tự do}} + q_{\text{liên kết}})$$

$$N_E = \frac{1}{\epsilon_0} \int_V (\rho_{\text{tự do}} + \rho_{\text{liên kết}}) \quad (3-46)$$

$$diV \vec{E} = \frac{1}{\epsilon_0} (\rho_{\text{tự do}} + \rho_{\text{liên kết}})$$

Trong thực tế khi xét các bài toán về điện môi ta thường xử dụng véc tơ \vec{D} thay cho véc tơ \vec{E} .

– Định luật khúc xạ :

Từ các điều kiện (3-42) ta có thể xác định được đường đi của các véc tơ \vec{E} & \vec{D} khi đi qua mặt phân cách 2 lớp điện môi bằng các biểu thức sau (xem hình 3-7):

$$tg \alpha_1 = \frac{D_{1t}}{D_{1n}} ; tg \alpha_2 = \frac{D_{2t}}{D_{2n}} \quad (3-47)$$

$$\frac{tg \alpha_1}{tg \alpha_2} = \frac{D_{1t}}{D_{1n}} \cdot \frac{D_{2n}}{D_{2t}} = \frac{D_{1t}}{D_{2t}} = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}$$

Các biểu thức (3-47) còn được gọi là định luật khúc xạ đối với véc tơ \vec{D} .

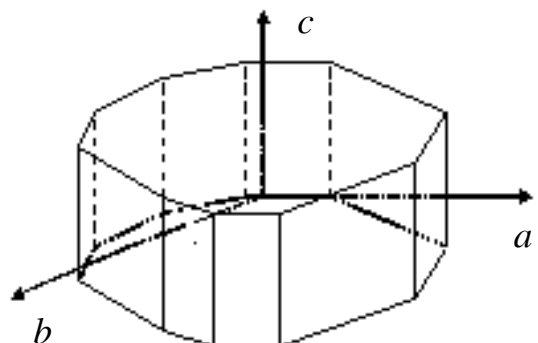
§3.5. XÊNHÉT ĐIỆN VÀ ÁP ĐIỆN

3.5.1. Xênhét điện.

Là hiệu ứng xảy ra đối với một số tinh thể. Đầu tiên người ta tìm thấy ở muối xênhét, sau đó các chất có tính chất tương tự đều được gọi là các chất xênhét.

Muối xênhét có công thức hóa học là : $\text{NaK} \cdot \text{C}_4\text{H}_4\text{O}_6 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$ (bitácrat natri kali ngâm nước). Cấu trúc tinh thể của nó có dạng bất đẳng hướng trong không gian (Hình 3-8).

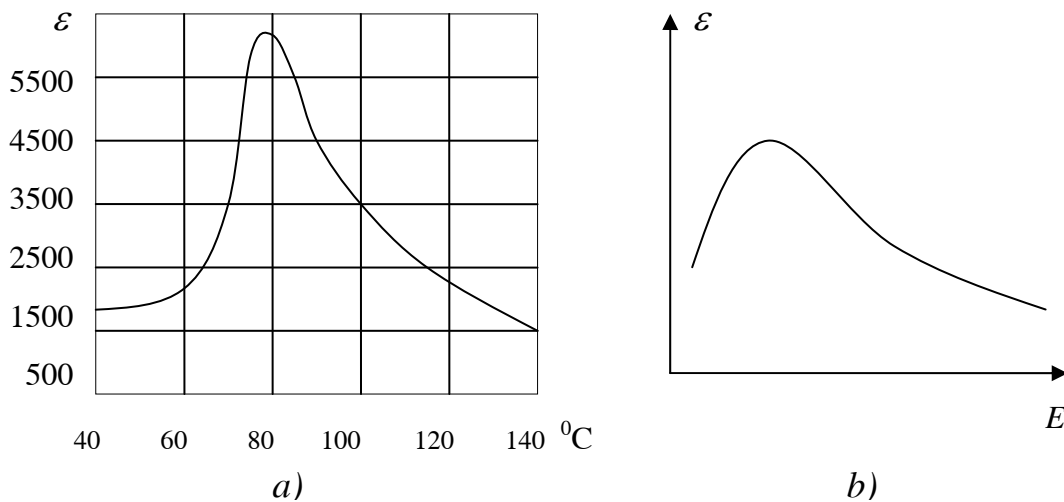
Hiệu ứng xênhét xảy ra khi ta đặt điện môi trong một điện trường ngoài sao cho hướng của trường song song với



Hình 3-8

một trục a hoặc b của tinh thể : $\vec{E} // a$, hoặc b . Các tính chất của hiệu ứng thể hiện như sau :

1. Trong một khoảng nhiệt độ xác định nào đó, hằng số điện môi đặc biệt lớn, có thể đạt tới khoảng $(10^3 \div 10^4)$. Trên hình (3-9,a) biểu diễn sự phụ thuộc của hằng số điện môi ϵ của titanát bari ($BaTiO_3$) vào nhiệt độ. Đồ thị cho thấy trong khoảng $120^{\circ}C$, ϵ có giá trị gần 2000. Khi giảm nhiệt độ tới $80^{\circ}C$ hằng số điện môi tăng vọt tới gần 6000, sau đó nếu tiếp tục giảm nhiệt độ thì ϵ lại giảm xuống.



Hình 3-9

2. Hằng số điện môi ϵ và do đó véc tơ điện cảm \vec{D} trong điện môi không tỉ lệ với \vec{E} mà phụ thuộc vào \vec{E} một cách phức tạp. Giá trị của hằng số điện môi ϵ không phải là hằng số (xem hình 3-9,b).

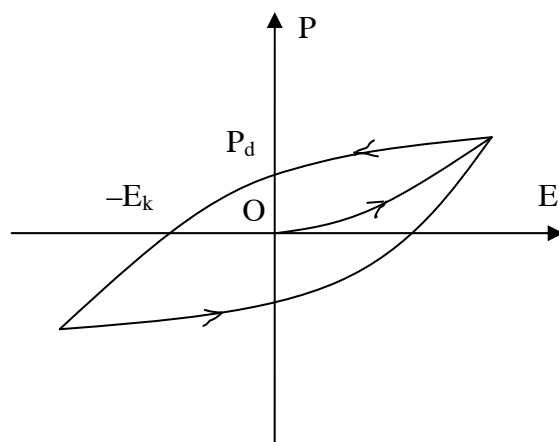
3. Sự phân cực điện môi không chỉ phụ thuộc vào \vec{E} mà còn phụ thuộc vào trạng thái phân cực trước đó của điện môi. Hiện tượng này gọi là *hiện tượng điện trễ*. Độ phân cực P khi thay đổi tuần hoàn điện trường phân cực phụ thuộc vào \vec{E} theo một đường cong khép kín « *chu trình điện trễ* » (hình 3-10).

Trong đó :

P_d – độ phân cực dư

E_K – điện trường khử phân cực.

4. Hiệu ứng xênhét phụ thuộc rất nhiều vào nhiệt độ, nó chỉ xảy ra trong



Hình 3-10

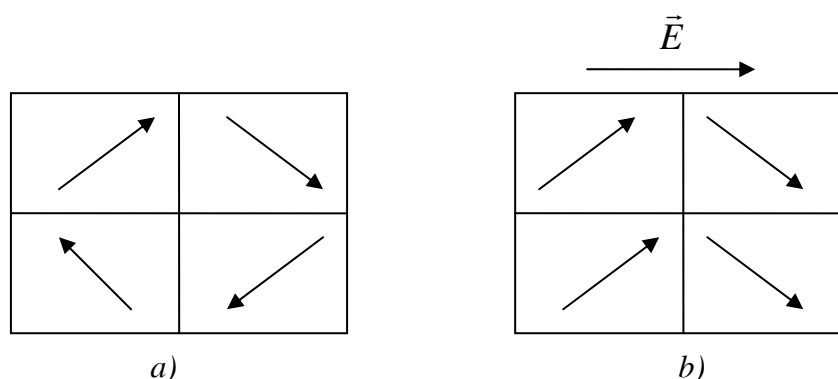
một khoảng nhiệt độ xác định giới hạn bởi các điểm Curie. Ví dụ với muối xênhét, hiệu ứng chỉ xảy ra trong khoảng nhiệt độ giữa $+22,5^{\circ}\text{C}$ và -15°C . Ngoài khoảng nhiệt độ trên xênhét trở thành điện môi thường.

Một số chất như phốt phát kali (KH_2PO_4); Asenát kali (KH_2AsO_4); Titanát bari (BaTiO_4) là những chất xênhét.

Ứng dụng. Các chất xênhét được sử dụng rộng rãi trong kỹ thuật điện và vô tuyến điện. Với hằng số điện môi lớn xênhét được sử dụng như một chất điện môi có ϵ cao để chế tạo các tụ điện có kích thước nhỏ nhưng điện dung lớn.

3.5.2. Giải thích.

Nguyên nhân của hiệu ứng xênhét điện là do sự phân cực tự phát trong từng miền riêng biệt của điện môi (gọi là các đômen). Trong mỗi đômen các mômen điện sắp xếp sao cho về toàn bộ mômen của điện môi bằng 0. (Ví dụ một phân bố thể hiện như hình 3-11).



Hình 3-11

Khi có trường ngoài mômen điện trong từng đômen sẽ định hướng ưu tiên theo phương của điện trường. Sự định hướng càng mạnh khi điện trường ngoài càng lớn. Kết quả điện môi bị phân cực.

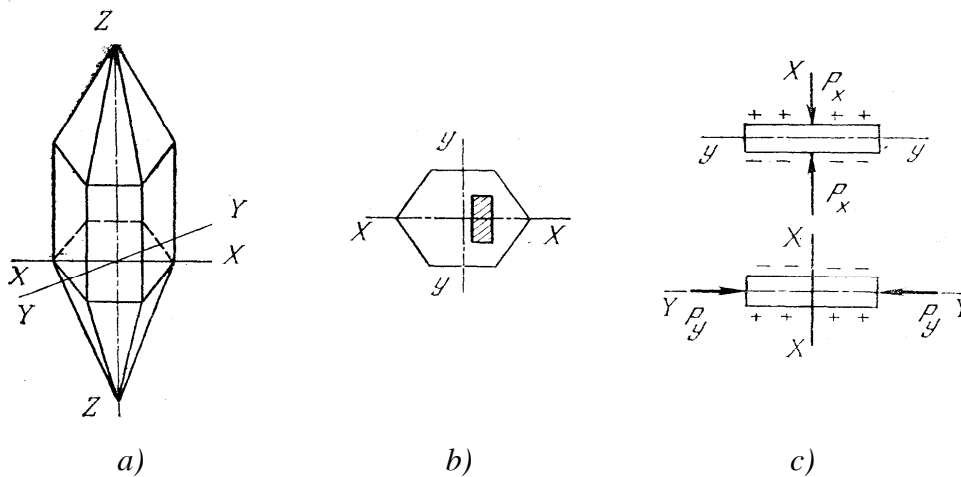
Khi nhiệt độ $T > T_C$ chuyển động nhiệt lớn có thể phá vỡ sự định hướng tự nhiên của các mômen điện trong các đômen dẫn đến làm mất hiệu ứng xênhét.

3.5.3. Hiệu ứng áp điện.

a) Hiệu ứng áp điện xảy ra đối với một số chất như thạch anh, muối xênhét, tuốcmalin, titanat bari, v.v.... Có 2 dạng:

- Hiệu ứng áp điện thuận: Khi bị biến dạng, trên bề mặt tinh thể xuất hiện các điện tích trái dấu.
- Hiệu ứng áp điện nghịch: Tinh thể áp điện khi đặt trong điện trường biến thiên sẽ bị biến dạng.

Tinh thể thạch anh có dạng lục lăng với 2 đầu là 2 hình chóp đối xứng như trên hình 3-12, a, Mỗi tinh thể thạch anh có 3 trục, mà mỗi trục có những hiệu ứng đặc biệt gắn với các hiện tượng quang, điện và cơ. Trục quang học Z là trục đi qua 2 đỉnh hình chóp. Trục điện X đi qua cạnh của lăng trụ và vuông góc với trục quang. Trục cơ Y là trục hướng vuông góc với mặt bên của lăng trụ.



Hình 3-12. Tinh thể thạch anh và các trục của nó: trục quang Z, trục điện X và trục cơ Y

Nếu cắt từ tinh thể thạch anh ra một khối hình hộp, có các cạnh định hướng theo các trục X, Y như hình 3-12, b thì khi tác dụng lực P_x lên tinh thể dọc theo hướng trục điện X, trên 2 bề mặt đối diện của tinh thể sẽ xuất hiện các điện tích trái dấu (hiệu ứng dọc):

$$Q_x = D P_x \tag{3-48}$$

Trong đó: D – là hằng số áp điện. Với thạch anh $D = 2,1 \cdot 10^{-12} \text{ C/N}$

Nếu tác dụng lực cơ học P_y dọc theo trục cơ Y, trên 2 bề mặt của tinh thể cũng xuất hiện các điện tích (hiệu ứng ngang), nhưng ngược dấu với hiệu ứng dọc:

$$Q_y = -D P_y \frac{S_y}{S_x} \tag{3-49}$$

Trong đó S_y và S_x tương ứng là các diện tích bề mặt bản tinh thể vuông góc với các trục Y và trục X.

Dấu của các điện tích xuất hiện sẽ thay đổi khi chuyển từ biến dạng nén sang giãn và ngược lại.

Hiệu ứng áp điện thuận nói trên được sử dụng để chế tạo các bộ chuyển đổi đo lường để đo chấn động, đo độ rung, đo áp lực. Ưu điểm là rất

b) Nguyên nhân:

Các điện môi tinh thể có cấu trúc mạng tinh thể iôn, chúng do nhiều mạng đơn giản hợp thành, các mạng này được cấu thành từ các iôn cùng loại đặt lệch nhau trong không gian. Khi bị biến dạng cơ học trong tinh thể xảy ra 2 biến đổi:

– Đầu tiên mỗi ô cơ bản bị biến dạng, chẳng hạn khi bị nén ô hình lập phương biến thành ô hình hộp xiên.

– Sau đó các mạng đơn giản bị dịch chuyển tương đối với nhau và làm xuất hiện mômen điện. Kết quả điện môi bị phân cực.

Theo vật lý chất rắn, sự dịch chuyển trên chỉ xảy ra với các tinh thể có cấu trúc mạng với tâm không đối xứng. Do đó hiện tượng áp điện chỉ xảy ra với các tinh thể có bậc đối xứng thấp.

c) Hiệu ứng áp điện nghịch.

Là hiện tượng tinh thể áp điện khi đặt trong điện trường biến thiên sẽ bị biến dạng. Chiều biến dạng phụ thuộc vào chiều điện trường. Như vậy nếu ta dán 2 lá kim loại vào 2 má của một bản thạch anh và đặt vào một điện trường biến thiên tuần hoàn thì bản thạch anh sẽ bị phân cực và biến dạng một cách tuần hoàn, tức là bản thạch anh sẽ dao động. Dao động sẽ càng mạnh nếu tần số kích thích bằng tần số dao động riêng của bản thạch anh.

Hiệu ứng áp điện nghịch được ứng dụng để chế tạo các biến tử trong máy phát sóng siêu âm, tạo dao động thạch anh trong các máy phát dao động, chuẩn tần số.

d) Tính chất vật lý của các vật liệu dùng trong chuyển đổi áp điện.

1. Thạch anh.

Hằng số áp điện: $D = 2,1 \cdot 10^{-12} \text{ C/N}$

Hằng số điện môi: $\epsilon = 39,8 \text{ F/m}$

Mô đun đàn hồi đối với tinh thể thạch anh theo hướng vuông góc với trục quay là $70 \div 90 \text{ kN/mm}^2$.

Ứng suất cơ học cho phép đối với bản thạch anh phụ thuộc vào chất lượng mài mặt tác dụng và có thể đạt $(0,7 \div 1,0) \cdot 10^8 \text{ N/m}^2$ hay $(70 \div 100) \text{ N/mm}^2$.

Điện trở suất của bản tinh thể thay đổi theo các hướng trục (bảng 3-1).

Bảng 3-1

Nhiệt độ ($^{\circ}\text{C}$)	Điện trở suất ($\Omega \cdot \text{m}$)	
	Dọc trục quang	Vuông góc với trục quang
20	$1 \cdot 10^{12}$	$2 \cdot 10^{14}$
100	$8 \cdot 10^9$	–
200	$7 \cdot 10^7$	–
300	$6 \cdot 10^3$	–

Ta thấy điện trở suất của thạch anh dọc theo trục quang phụ thuộc nhiều vào nhiệt độ trong khi không thay đổi dọc theo phương vuông góc với trục quang. Điện trở suất dọc theo trục quang nhỏ hơn nhiều theo phương vuông góc với nó.

Hằng số áp điện D thực tế không phụ thuộc vào nhiệt độ trong phạm vi đến 200°C . Trong khoảng từ $200^{\circ}\text{C} \div 500^{\circ}\text{C}$ giá trị của D thay đổi không nhiều. Khi nhiệt độ lớn hơn 500°C hằng số D giảm nhanh và ở nhiệt độ 573°C thạch anh bị mất tính chất áp điện.

2. *Muối xê nêhét*. Là loại có độ nhạy áp điện lớn nhất ($D \approx 300 \cdot 10^{-12} \text{ C/N}$), tuy nhiên nó có tính chất hút ẩm lớn, độ bền cơ học nhỏ và điện trở suất thấp, nên hạn chế việc sử dụng.

Chuyển đổi áp điện dùng xênhét chỉ được dùng trong các phép đo lực và áp lực thay đổi nhanh trong các môi trường có độ ẩm nhỏ và ở nhiệt độ trong phòng.

3. *Titanatbari*. Không sử dụng loại đơn tinh thể mà thường sử dụng gốm phân cực titanatbari. Tính chất áp điện của gốm titanatbari không những phụ thuộc vào thành phần và phương pháp sản xuất, mà còn phụ thuộc cả vào điện áp phân cực và ứng suất cơ học gây ra bởi đại lượng cần đo. Ngoài ra còn xảy ra sự thay đổi tính chất của nó theo thời gian, tức sự già hóa (thường khoảng 20 % sau 2 năm).

Lực cơ học nên đặt theo phương phân cực, điện tích phân cực xuất hiện trên mặt vuông góc với phương phân cực. Khi đó hằng số áp điện của gốm titanatbari có giá trị $D = 107 \cdot 10^{-12} \text{ C/N}$. Hằng số điện môi $\epsilon = 1240 \cdot 10^{-11} \text{ F/m}$. Môđun đàn hồi $E = 115 \text{ G N/m}^2 = 115 \text{ kN/mm}^2$. Gốm áp điện có độ bền cơ học cao và không phụ thuộc độ ẩm.

Chương 4.

DÒNG ĐIỆN KHÔNG ĐỔI

§4.1. NHỮNG KHÁI NIỆM CƠ BẢN

4.1.1. Dòng điện.

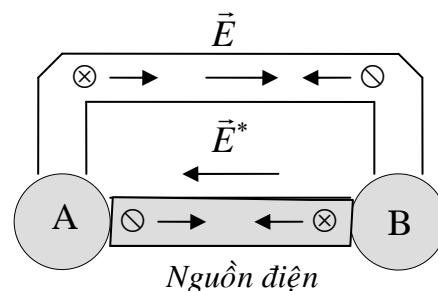
Dòng điện là dòng chuyển dời có hướng của các điện tích. Người ta phân biệt các trường hợp sau :

- * *Dòng dẫn* : là dòng chuyển dời có hướng của các điện tích tự do trong vật dẫn dưới tác dụng của điện trường. Tùy thuộc vào vật dẫn mà bản chất của các hạt tải điện sẽ khác nhau :
 - Trong kim loại : là dòng các electron tự do.
 - Trong bán dẫn : là dòng các electron và các " lỗ " dương.
 - Trong chất điện phân : là dòng các ion (+) và các ion (-).
 - Trong chất khí: là dòng các ion (+) , các ion (-) và các electron.
- * *Dòng đối lưu* (dòng kéo theo): là dòng tạo ra do chuyển động trong không gian của các vật dẫn tích điện.
- * *Quy ước* : Chiều dòng điện là chiều chuyển dời có hướng của các điện tích dương.

4.1.2. Điều kiện để duy trì dòng điện.

Ta hãy nối hai vật dẫn A và B với nhau, trong đó vật dẫn A có điện thế φ_A , vật dẫn B có điện thế φ_B với $\varphi_A > \varphi_B$, tức là giữa A và B tồn tại một hiệu điện thế $U_{AB} = \varphi_A - \varphi_B$ (hình 4-1). Trên dây nối A và B sẽ có một điện trường tĩnh (trường Coulomb) \vec{E} tác dụng lên các điện tích và làm chúng chuyển động có hướng. Sự dịch chuyển này sẽ dẫn tới sự phân bố lại điện tích của hệ, kết quả làm cân bằng điện thế và dòng điện trong mạch sẽ nhanh chóng triệt tiêu. Như vậy trường Coulomb không thể duy trì dòng điện.

Để duy trì dòng điện trong vật dẫn cần phải lập lại hiệu điện thế giữa A và B. Muốn vậy phải có một trường lực \vec{E}^* có bản chất khác với điện trường tĩnh (gọi là trường lực lạ) có chiều hướng từ B sang A để đưa các điện tích (+) từ B trở về A và các điện tích (-) từ A trở lại về B. Cơ chế đó được thực hiện nhờ một bộ phận gọi là nguồn suất điện động (nguồn điện). có chức năng biến các dạng năng lượng khác thành điện .



Hình 4-1

4.1.3. Mật độ dòng và cường độ dòng điện.

– *Đường dòng* : là đường mà dọc theo nó các điện tích chuyển động. Chiều đường dòng là chiều chuyển động của các điện tích dương.

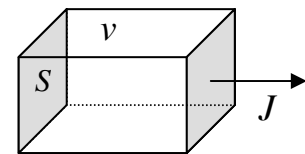
– *Ống dòng* : Tập hợp các đường dòng tựa trên hai chu vi nào đó.

Với quy ước như trên các điện tích khi chuyển động sẽ không cắt mặt bên của ống. Nghĩa là các điện tích trong ống không chui ra ngoài ống và ngược lại.

Để đặc trưng định lượng cho dòng điện người ta đưa ra khái niệm mật độ dòng và cường độ dòng điện.

– *Mật độ dòng điện* : Là một đại lượng vật lý có độ lớn bằng điện lượng chuyển qua một đơn vị diện tích đặt vuông góc với đường dòng trong một đơn vị thời gian.

Hãy tưởng tượng tách ra trong vật dẫn một diện tích S đặt vuông góc với phương của vận tốc \vec{v} . Điện lượng chuyển qua diện tích S trong một đơn vị thời gian sẽ bằng số điện tích chứa trong thể tích của hình hộp chữ nhật có đáy S , chiều cao v (hình 4-2).



Hình 4-2

$$J = nev.$$

Trong đó n – mật độ hạt tải điện.

Để biểu thị cả phương chiều của dòng điện ta dùng véc tơ mật độ dòng :

$$\vec{J} = ne\vec{v} \quad (4-1)$$

– *Cường độ dòng điện I* : Là một đại lượng vật lý có độ lớn bằng điện lượng chuyển qua tiết diện thẳng của vật dẫn trong một đơn vị thời gian :

$$I = \frac{dq}{dt} = \int_S \vec{J} d\vec{S} \quad (4-2)$$

Nếu $I = \frac{dq}{dt} = \text{const}$, dòng được gọi là dòng không đổi ;

Nếu $I = \frac{dq}{dt} \neq \text{const}$, dòng được gọi là dòng biến thiên.

Với dòng điện không đổi ta có thể viết :

$$I = \frac{q}{t} \quad (4-3)$$

– *Đơn vị* : Trong hệ SI đơn vị cường độ dòng điện là Ampe (A), đơn vị mật độ dòng điện là A/m^2 .

§4.2. ĐỊNH LUẬT OHM CHO ĐOẠN MẠCH ĐỒNG CHẤT

4.2.1. Định luật Ohm.

Với một đoạn mạch dẫn đồng chất, nếu đặt giữa 2 đầu của nó một hiệu điện thế $U = \varphi_1 - \varphi_2$ thì trong mạch sẽ xuất hiện một dòng điện có độ lớn tỷ lệ với U .

$$I = \lambda U \quad (4-4)$$

λ – hệ số tỷ lệ gọi là điện dẫn của vật.

4.2.2. Điện trở.

Trong biểu thức của định luật Ohm, đại lượng nghịch đảo của λ đặc trưng cho mức độ cản trở dòng điện được gọi là điện trở của vật dẫn :

$$R = \frac{1}{\lambda} \quad (4-5)$$

Với khái niệm điện trở, biểu thức của định luật Ohm (4-4) được viết lại :

$$I = \frac{U}{R} \quad (4-6)$$

Giá trị của R phụ thuộc vào hình dạng, bản chất, kích thước trạng thái của vật dẫn. Đối với một vật dẫn hình trụ đồng chất ta có :

$$R = \rho \frac{l}{S} = \frac{1}{\sigma} \cdot \frac{l}{S} \quad (4-7)$$

Trong đó : ρ – điện trở suất, đặc trưng cho bản chất của vật dẫn.

l – chiều dài dây dẫn.

S – tiết diện ngang dây dẫn.

σ – điện dẫn suất của mạch.

Khi nhiệt độ thay đổi, điện trở suất của vật sẽ thay đổi và được đặc trưng bằng hệ số nhiệt điện trở :

$$\alpha = \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} \quad (4-8)$$

Giá trị của α cho biết số gia của ρ khi nhiệt độ tăng lên 1°C , nó có giá trị khác nhau trong những khoảng nhiệt độ khác nhau, điều đó chứng tỏ sự phụ thuộc của ρ theo nhiệt độ là không tuyến tính. Tuy nhiên với một số chất như kim loại thì sự biến thiên này không lớn, và trong một khoảng nhiệt độ đủ nhỏ có thể xem $\alpha = \text{const}$. Ta có thể viết :

$$\rho = \rho_0 (1 + \alpha t). \quad (4-9)$$

Giá trị của α có thể âm, có thể dương. Đối với kim loại $\alpha > 0$, còn với các chất bán dẫn và chất điện phân có $\alpha < 0$.

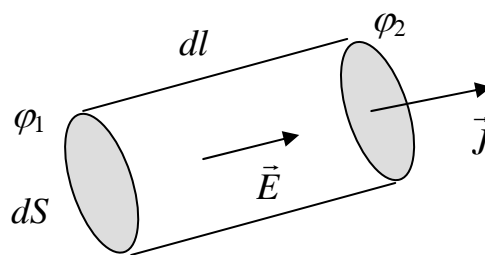
– Đơn vị : Trong hệ SI đơn vị của điện trở được định nghĩa :

$$[R] = \frac{[U]}{[I]} = V / A = \text{Ohm } (\Omega)$$

Đối với điện trở suất : $[\rho] = \Omega \cdot m$

4.2.3. Dạng vi phân của định luật Ohm.

Định luật Ohm biểu diễn theo (4-4) hoặc (4-6) áp dụng đối với một đoạn dây dẫn đồng chất. Để tìm biểu thức của định luật đối với từng điểm của một môi trường dẫn bất kỳ, ta phải viết biểu thức dưới dạng vi phân. Tưởng tượng tách ra một đoạn ống dòng có chiều dài vô cùng bé dl giới hạn bởi hai tiết diện ngang dS ở các điện thế tương ứng là φ_1 và φ_2 (với $\varphi_1 > \varphi_2$) đặt vuông góc với các đường dòng (hình 4-2).



Hình 4-2

Nếu \vec{J} là mật độ dòng tại điểm đang xét, ta có dòng đi qua dS sẽ là :

$$I = \vec{J} \cdot d\vec{S} = J \cdot dS \tag{4-10}$$

Thế hiệu giữa 2 đầu ống là : $\varphi_1 - \varphi_2 = \vec{E}d\vec{l} = Edl$ (4-11)

Điện trở của đoạn ống dòng : $R = \rho \frac{dl}{dS}$ (4-12)

Theo định luật Ohm áp dụng cho đoạn ống dòng ta có:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = RI \tag{4-13}$$

Từ (4-13) và (4-11) kết hợp với (4-10) và (4-12) ta có :

$$Edl = \rho \frac{dl}{dS} \cdot JdS$$

Suy ra : $J = \frac{1}{\rho} E = \sigma E$

Hay dưới dạng véc tơ: $\vec{J} = \sigma \vec{E}$ (4-14)

Biểu thức (4-14) được gọi là dạng vi phân của định luật Ohm.

§4.3. SUẤT ĐIỆN ĐỘNG - ĐỊNH LUẬT OHM TỔNG QUÁT.

1. Trường tĩnh điện không tạo ra được dòng điện không đổi trong mạch. Để duy trì dòng điện cần tác dụng lên các điện tích một lực có bản chất phi tĩnh điện gọi là các lực lạ \vec{F}^* . Lực lạ này do nguồn điện tạo ra.

Trường tạo ra các lực lạ gọi là trường lực lạ \vec{E}^* . Như vậy trong một đoạn mạch có nguồn điện tác dụng, qua mạch có dòng điện không đổi chạy qua, tại mỗi điểm của mạch luôn tồn tại 2 trường :

- Trường lực Coulomb : \vec{E} .
- Trường lực lạ : \vec{E}^* .

2. Định luật Ohm trong trường hợp này sẽ có dạng :

$$\vec{J} = \sigma(\vec{E} + \vec{E}^*) \quad (4-15)$$

Xét một đoạn mạch vi phân dl có dòng điện không đổi I chạy qua. Khi đó có thể viết phương trình (4-15) dưới dạng vô hướng :

$$J = \sigma(E + E^*) \quad (4-15,a)$$

Bây giờ nhân hai vế của phương trình (4-15,a) với ρdl ta có :

$$\frac{I}{S} \cdot \rho dl = \sigma \cdot \rho dl (E + E^*) = Edl + E^* dl$$

$$I \int_1^2 \rho \frac{dl}{S} = \int_1^2 Edl + \int_1^2 E^* dl \quad (4-16)$$

$$IR_{12} = \varphi_1 - \varphi_2 + \mathcal{E}_{12} \quad (4-17)$$

Trong đó : $R_{12} = \int_1^2 \rho \frac{dl}{S}$ – Điện trở của đoạn mạch AB

$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_1^2 Edl$ – Hiệu điện thế giữa 2 điểm 1-2

$\mathcal{E}_{12} = \int_1^2 \vec{E}^* dl$ – Suất điện động tác dụng trên đoạn 1-2.

Như vậy ta có : $\varphi_1 - \varphi_2 = IR_{12} - \mathcal{E}_{12} \quad (4-18)$

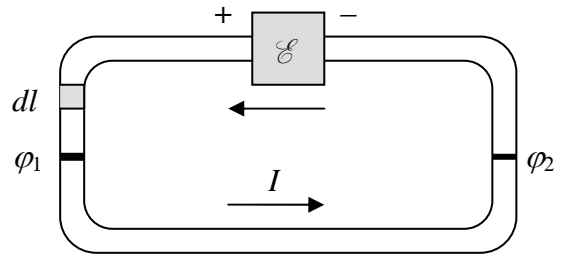
Biểu thức (4-18) biểu diễn định luật Ohm dưới dạng tổng quát.

Quy ước về dấu : Khi đi từ 1 đến 2 : $I > 0$ nếu cùng chiều, ngược lại $I < 0$.

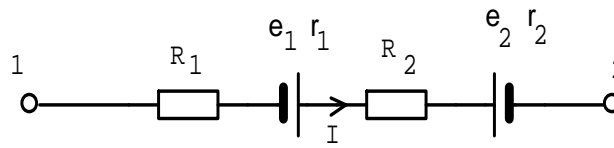
$\mathcal{E}_{12} > 0$ nếu đi từ 1 đến 2 đi từ cực (+) sang cực (-), ngược lại $\mathcal{E}_{12} < 0$.

Ví dụ : Với mạch điện trên hình 4-4 ta có :

$$\varphi_1 - \varphi_2 = I(R_1 + R_2 + r_1 + r_2) - e_1 + e_2$$



Hình 4-3



Hình 4-4

3. Với mạch điện kín $\varphi_1 = \varphi_2$ do đó ta có thể viết :

$$I = \frac{\sum e_i}{R + r} \tag{4-20}$$

Trong đó $\sum_i e_i$ – tổng các suất điện động tác động trong mạch.

§4.4. MẠCH PHÂN NHÁNH – ĐỊNH LUẬT KIRCHHOFF.

4.4.1. Mạch phân nhánh.

Mạch từ nhiều nhánh ghép lại tạo thành các nút và mắt.

– *Nút*. Nơi gặp nhau của ít nhất 3 nhánh trở lên.

– *Mắt*. Mạch vòng khép kín bởi các nhánh.

Để giải các bài toán với mạch phân nhánh phức tạp thường sử dụng 2 định luật Kirchhoff sau đây.

4.4.2. Hai định luật Kirchhoff.

1) Định luật Kirchhoff 1 (Viết cho nút). Tại mỗi nút theo định luật bảo toàn điện tích thì tổng số điện tích tới nút và tổng số điện tích đi khỏi nút sau một đơn vị thời phải bằng nhau. Nói cách khác tổng các dòng điện tới nút phải bằng tổng dòng điện đi khỏi nút.

Nếu quy ước dòng tới nút lấy dấu dương, dòng đi khỏi nút lấy dấu âm ta có thể viết biểu thức của định luật Kirchhoff 1 cho nút như sau :

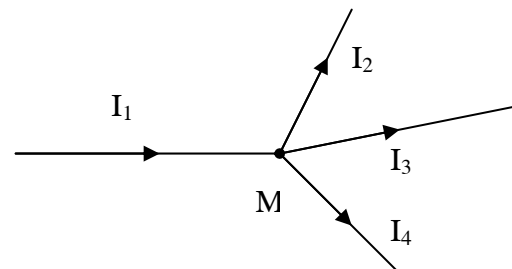
$$\sum_k I_k = 0 \tag{4-21}$$

« Tổng đại số các dòng điện đi qua một nút bằng 0 »

Ví dụ với nút M trên hình 4-5 ta có thể viết :

$$I_1 - I_2 - I_3 - I_4 = 0$$

1) Định luật Kirchhoff 2 (Viết cho mắt).



Hình 4-5

Ta hãy khảo sát một mạch phân nhánh phức tạp như trên hình 4-6. Xét mạch vòng ABCD. Viết biểu thức của định luật Ohm tổng quát cho từng đoạn mạch theo chiều dương của mắt ta có :

$$\varphi_A - \varphi_B = I_1 R_1 + e_1$$

$$\varphi_B - \varphi_C = -I_2 R_2 - e_2$$

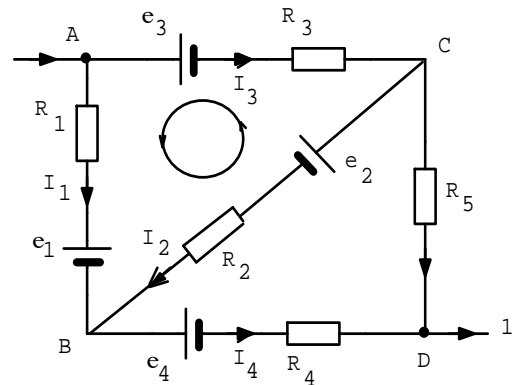
$$\varphi_C - \varphi_A = -I_3 R_3 - e_3$$

Cộng các phương trình trên vế với vế ta có :

$$I_1 R_1 - I_2 R_2 - I_3 R_3 + e_1 - e_2 - e_3 = 0$$

hay :

$$I_1 R_1 - I_2 R_2 - I_3 R_3 = -e_1 + e_2 + e_3$$



Hình 4-6

$$\sum_i I_i R_i = \sum_I e_I \quad (4-22)$$

Quy ước : $-I > 0$ nếu chạy cùng chiều dương của mắt, ngược lại $I < 0$;

$-e > 0$ nếu tác động theo chiều dương của mắt, ngược lại $e < 0$.

§4.5. CÔNG VÀ CÔNG SUẤT CỦA DÒNG ĐIỆN.

4.5.1. Công và công suất của dòng điện.

Xét một đoạn mạch không chứa nguồn điện giữa hai điểm 1-2 đặt vào hiệu điện thế U_{12} .

$$U_{12} = \varphi_1 - \varphi_2 = \frac{A}{q} = \frac{A}{It} \quad (4-23)$$

$$A = (\varphi_1 - \varphi_2)It = U_{12}It \quad (4-24)$$

Nếu đoạn mạch có chứa nguồn, công di chuyển điện tích q bao gồm cả công của trường lực lạ và công của lực điện Coulomb :

$$A = U_{12}It + \mathcal{E}It = (U_{12} + \mathcal{E})It \quad (4-25)$$

Nếu mạch kín $U_{12} = \varphi_1 - \varphi_2 = 0$. Ta có công trong mạch do nguồn điện sinh ra : $A = \mathcal{E}It$.

- Công suất của nguồn điện.

- Với đoạn mạch không có nguồn : $P = \frac{A}{t} = UI \quad (4-26)$

- Với đoạn mạch có nguồn : $P = UI + \mathcal{E}I \quad (4-27)$

- Với mạch kín : $P = \mathcal{E}I \quad (4-28)$

- Đơn vị : Công : $[A] = [UI]t = \text{V.A.s} = \text{J}$

Công suất : $[P] = [UI] = \text{V.A.} = \text{W}$

4.5.2. Định luật Joule – Lenx.

Tác dụng nhiệt của dòng điện do Joule và Lenx tìm ra. Giả sử trên đoạn mạch 1-2 có dòng chạy qua. Nếu dây dẫn đứng yên, công cơ học sẽ bằng 0 và nếu không xảy ra một phản ứng hóa học nào thì công của dòng điện hoàn toàn biến thành nhiệt :

$$Q = A = UI t = I^2 R t \quad (J) = 0,24 I^2 R t \quad (Cl) \quad (4-29)$$

Nếu dòng qua mạch biến thiên theo thời gian thì nhiệt lượng tỏa ra trong thời gian t sẽ là :

$$Q = \int_0^t i^2 R dt \quad (4-30)$$

- *Dạng vi phân của định luật Joule-Lenx.*

Với một môi trường dẫn bất kỳ xét một đoạn ống dòng $dV = dS \cdot dl$. Nhiệt lượng tỏa ra trên dV trong thời gian dt là :

$$dQ = I^2 R dt = (JdS)^2 \left(\rho \frac{dl}{dS} \right) dt = J^2 \rho dS dl dt = J^2 \rho dV dt$$

Mật độ công suất nhiệt :

$$w = \frac{dQ}{dV \cdot dt} = J^2 \rho = \sigma E^2$$

$$w = \sigma E^2 \quad (4-31)$$

4.5.3. Công suất mạch ngoài, hiệu suất của nguồn điện.

Xét mạch kín chứa nguồn (\mathcal{E}, r) và mạch ngoài có điện trở R . Dòng trong mạch :

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R+r} \Rightarrow \mathcal{E} = IR + Ir$$

$$\mathcal{E} I = I^2 R + I^2 r \quad (4-32)$$

$P_e = \mathcal{E} I$ – Công suất toàn phần do nguồn sinh ra.

$P_o = I^2 R$ – Công suất thoát ra ở mạch ngoài (công suất hữu ích).

$P_i = I^2 r$ – Công suất tiêu hao trong nguồn (công suất vô ích).

*Hiệu suất :

$$\eta = \frac{P_o}{P_e} = \frac{I^2 R}{\mathcal{E} I} = \frac{\mathcal{E} R}{\mathcal{E} (R+r)} = \frac{R}{R+r} (\%) \quad (4-33)$$

Chương 5.

CÁC HIỆN TƯỢNG ĐIỆN TỬ VÀ IÔN

§5.1. THUYẾT ELECTRÔN CỔ ĐIỂN

5.1.1. Bản chất của các hạt tải điện trong kim loại

Thực nghiệm chứng tỏ rằng các phần tử tải điện trong kim loại chính là các electron tự do. Nguyên nhân là khi tạo thành mạng tinh thể, các electron hóa trị do liên kết yếu với hạt nhân nguyên tử nên chúng dễ dàng thoát ra khỏi liên kết để trở thành tự do và trở thành “*tài sản tập thể*” của toàn bộ khối kim loại. Khi có điện trường ngoài tác dụng, các electron tự do sẽ chuyển động định hướng để tạo nên dòng điện.

Mật độ electron tự do (gọi là electron dẫn) với kim loại hóa trị một xác định theo biểu thức:

$$n_o = \frac{N}{A} \delta \tag{5.1}$$

δ - khối lượng riêng của kim loại, N – số Avôgađrô, A– nguyên tử gam

Giá trị của n_0 vào khoảng $10^{22} \div 10^{23} \text{ cm}^{-3}$.

5.1.2. Thuyết electron cổ điển về kim loại

– Trong kim loại tồn tại các electron tự do (electron dẫn), chuyển động của chúng được khảo sát như là “*khí electron*” giống như khí lý tưởng. Tương tác giữa các electron với nhau không đáng kể. Tương tác giữa các electron với nút mạng tinh thể chỉ thể hiện khi va chạm. Các va chạm dẫn đến thiết lập sự cân bằng nhiệt giữa khí electron và mạng tinh thể.

– Khí electron tuân theo chặt chẽ các định luật của khí lý tưởng. Mỗi electron có 3 bậc tự do, mỗi bậc tự do ứng với một động năng là $1/2KT$. Do đó động năng trung bình của chuyển động nhiệt hỗn độn của mỗi electron là:

$$W_d = \frac{1}{2} m\bar{v}_T^2 = \frac{3}{2} kT \tag{5.2}$$

$k = 1,38.10^{-23} \text{ J/độ}$ – Hằng số Boltzmann

T – Nhiệt độ tuyệt đối

\bar{v}_T^2 – Trung bình bình phương của vận tốc chuyển động nhiệt.

– Mỗi nguyên tử kim loại cho một electron tự do, mật độ electron tự do xấp xỉ bằng mật độ nguyên tử trong kim loại:

$$n_o = \frac{N}{A} \delta \approx 10^{22} \div 10^{23} \text{ cm}^{-3} \quad (5.3)$$

5.1.3. Giải thích về tính dẫn điện và điện trở kim loại

– Bình thường các electron tự do trong kim loại chuyển động nhiệt hỗn loạn không có phương ưu tiên. Khi có điện trường ngoài tác dụng chúng sẽ tham gia chuyển động định hướng dưới tác dụng của lực điện trường.

– Khi chuyển động định hướng các electron va chạm với nút mạng tinh thể. Năng lượng của nó truyền cho nút mạng và biến thành nhiệt năng. Đó chính là nguyên nhân gây ra điện trở của kim loại. Mỗi kim loại có cấu trúc mạng tinh thể khác nhau nên tác dụng “ngăn cản” chuyển động định hướng của các electron cũng khác nhau, do đó điện trở suất của các kim loại khác nhau.

– Khi nhiệt độ tăng làm chuyển động nhiệt hỗn loạn của các electron tự do tăng lên, đồng thời nhiệt độ tăng làm cho dao động của ion ở các nút mạng cũng tăng lên dẫn tới xác suất va chạm giữa electron với các nút mạng tăng lên. Do đó điện trở kim loại tăng theo nhiệt độ.

5.1.4. Định luật Ohm trong thuyết electron.

Theo thuyết electron cổ điển ta coi quãng đường tự do trung bình $\bar{\lambda}$ là quãng đường các electron đi được sau 2 va chạm liên tiếp.

Nếu trong kim loại tồn tại một điện trường \vec{E} thì mỗi electron sẽ chịu một lực điện trường $\vec{f} = e\vec{E}$. Lực này gia tốc cho electron làm cho vận tốc của nó tăng lên từ 0 đến giá trị v_{\max} :

$$\vec{v}_{\max} = \frac{e\vec{E}}{m} \tau \quad (5.4)$$

trong đó τ là khoảng thời gian electron đi hết quãng đường $\bar{\lambda}$.

Tính trung bình electron chuyển động định hướng với vận tốc:

$$\vec{v}_{\text{tb}} = \frac{\vec{v}_{\max}}{2} = \frac{1}{2} \frac{e\vec{E}}{m} \tau = \frac{1}{2} \frac{e\vec{E} \bar{\lambda}}{m u} \quad (5.5)$$

Trong đó u là vận tốc trung bình của chuyển động trong chuyển động hỗn loạn.

Mật độ dòng điện dẫn là:

$$\vec{J} = n_o e \vec{v}_{\text{tb}} = \frac{n_o e^2 \bar{\lambda}}{2m u} \vec{E} = \sigma \vec{E} \quad (5.6)$$

Trong đó:

$$\sigma = \frac{n_o e^2 \bar{\lambda}}{2m u} = \frac{1}{\rho} \quad (5.7)$$

5.1.5. Định luật Joule-Lenx trong thuyết electron.

Ở cuối quãng đường tự do trung bình $\bar{\lambda}$, electron thu được động năng cực đại:

$$\frac{1}{2}mv_{\max}^2 = \frac{e^2E^2}{2m}t^2 = \frac{e^2\bar{\lambda}^2E^2}{2m\bar{u}^2} \quad (5.8)$$

Khi va chạm, toàn bộ năng lượng này truyền cho mạng tinh thể và biến thành nhiệt. Trong mỗi đơn vị thời gian, mỗi electron chịu $\frac{\bar{u}}{\lambda}$ va chạm (tần số va chạm), do đó nhiệt lượng tỏa ra cũng bất nhiều lần lớn hơn.

Nhiệt lượng tỏa ra trong một đơn vị thể tích kim loại sau mỗi giây là:

$$Q = n_0 \frac{e^2\bar{\lambda}^2E^2}{2m\bar{u}^2} \cdot \frac{\bar{u}}{\lambda} = \frac{n_0e^2\bar{\lambda}}{2m\bar{u}} \cdot E^2 = \sigma E^2$$

$$Q = \sigma E^2 = \frac{1}{\rho} E^2 \quad (5.9)$$

§5.2. LÝ THUYẾT LƯỢNG TỬ VỀ TÍNH DẪN ĐIỆN CỦA VẬT RẮN

5.2.1. Những hạn chế của thuyết electron cổ điển.

Thuyết electron cổ điển đã có những thành công đáng kể trong việc giải thích các tính chất dẫn điện của kim loại và nói chung các vật dẫn loại một. Tuy nhiên giới hạn áp dụng của nó hạn chế, trong nhiều trường hợp nó mâu thuẫn với thực nghiệm. Chẳng hạn theo thuyết electron cổ điển thì điện dẫn suất $\sigma = \frac{n_0e^2\bar{\lambda}}{2m\bar{u}}$ tức $\sigma \sim \frac{1}{\sqrt{T}}$. Nhưng thực nghiệm lại cho kết quả $\sigma \sim \frac{1}{T}$.

Hoặc theo lý thuyết trên thì tỷ nhiệt của nguyên tử kim loại (tức nhiệt dung riêng của nguyên tử) cũng sai lệch xa so với thực nghiệm.

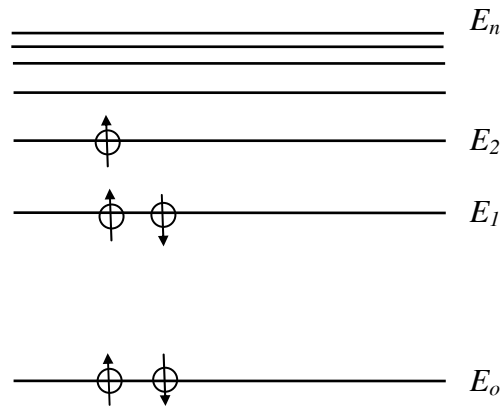
Sở dĩ có những mâu thuẫn đó là vì trong vật rắn chuyển động của electron không tuân theo các quy luật của cơ học cổ điển, mà nó tuân theo các quy luật phức tạp hơn của cơ học lượng tử. Sự phân bố các electron không tuân theo phân bố Maxwell-Boltzmann của thống kê cổ điển mà tuân theo phân bố lượng tử Fermi-Dirac.

5.2.2. Thuyết miền năng lượng về vật rắn.

1. Năng lượng của các electron trong vật rắn (nói riêng kim loại), cũng như năng lượng của các electron trong nguyên tử bị lượng tử hóa. Chúng chỉ nhận những giá trị gián đoạn, được biểu diễn bằng các mức năng lượng xác định (hình 5-1).

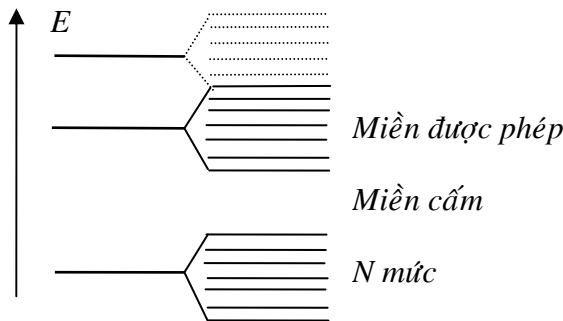
2. Với một nguyên tử cô lập, năng lượng các electron phân bố trên các mức tương ứng với xu hướng ở trạng thái có năng lượng thấp nhất nhưng tuân theo chặt chẽ nguyên lý Pauli:

“Mỗi mức năng lượng chỉ có thể có tối đa 2 electron với spin đối song”. Do vậy các mức năng lượng được lấp đầy từ dưới lên trên. Khi bị kích thích các electron có thể nhảy lên mức năng lượng cao hơn.



Hình 5.1. Sự lượng tử hóa các mức năng lượng

3. Xét nguyên tử trong mạng tinh thể vật rắn, các electron còn tương tác với các nguyên tử khác, do đó mỗi mức năng lượng sẽ bị tách ra làm N mức nhỏ (N là số nguyên tử vật rắn). Các mức cách nhau cỡ 10^{-22} eV. Trong miền này electron có thể ở bất kỳ một mức nhỏ nào, gọi là miền “được phép”. Giữa các miền được phép ngăn cách nhau một khoảng gọi là “miền cấm”. Các electron không thể có giá trị năng lượng nằm trong miền cấm (hình 5.2).



Hình 5.2. Sự tách các mức năng lượng



Hình 5.3. Trạng thái e^- trong hố thế năng

4. Theo thuyết electron cổ điển, ở 0^0K vận tốc của các electron trong kim loại bằng 0, và do đó electron sẽ nằm ở mức năng lượng thấp nhất. Tuy nhiên theo thuyết lượng tử, sự phân bố các electron tuân theo nguyên lý Pauli, do đó các electron sẽ lấp đầy các mức năng lượng từ dưới lên. Các mức trên chỉ có 1 electron hoặc bỏ trống hoàn toàn. Do đó trạng thái của electron trong hố thế năng bị lượng tử hóa, và khoảng cách từ mức cao nhất bị electron chiếm tới bờ hố thế sẽ nhỏ hơn chiều sâu hố thế. Do vậy công thoát bề mặt của electron sẽ nhỏ hơn nhiều chiều sâu hố thế. Mức cao nhất bị electron chiếm gọi là mức Fermi (hình 5-3).

5. Theo thuyết lượng tử ở 0^0K các electron chuyển động với vận tốc rất lớn. Ở mức fermi vận tốc của electron cỡ 10^6m/s . Trong khi theo lý thuyết electron cổ điển vận tốc này chỉ có thể có ở nhiệt độ 5.10^4K .

5.2.3. Phân loại vật dẫn và điện môi theo thuyết miền năng lượng.

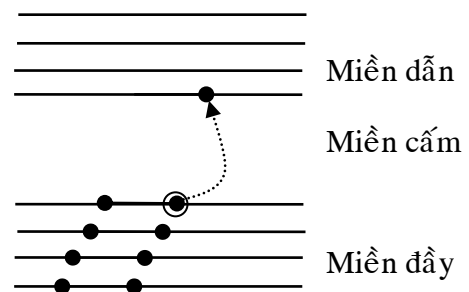
Theo thuyết miền năng lượng thì tính chất điện của vật rắn khác nhau do hai nguyên nhân:

- Thứ nhất: do chiều rộng của miền cấm
- Thứ hai: do sự lấp đầy các electron trong miền được phép khác nhau.

Điều kiện để một vật rắn dẫn điện là phải tồn tại các mức năng lượng tự do để cho các electron có thể chuyển động tự do giữa các mức đó.

- Trong kim loại: các electron hóa trị chưa chiếm hết các mức năng lượng trong miền được phép, còn trống các mức năng lượng cao hơn và miền được phép này trở thành “miền dẫn”. Nghĩa là khi có điện trường tác dụng các electron dễ dàng nhảy lên các mức năng lượng cao hơn, tức là chuyển động định hướng, do đó kim loại là vật dẫn điện.

- Trong điện môi. (ví dụ NaCl) ở 0^0K các miền năng lượng được phép phía dưới (ứng với năng lượng thấp) bị lấp đầy hoàn toàn. Các miền phía trên bỏ trống (miền tự do). Bề rộng miền cấm khá lớn (trên 3 eV). Do vậy khi có điện trường, các electron chưa đủ năng lượng để nhảy qua miền cấm lên miền tự do trở thành electron dẫn. Kết quả không có sự dịch chuyển electron, và điện môi là chất cách điện. Tuy nhiên nếu điện trường đặt vào điện môi quá lớn, lúc đó electron có thể đủ năng lượng để nhảy qua miền cấm lên miền tự do trở thành electron dẫn, lúc đó ta nói điện môi bị “đánh thủng”.



Hình 5.4. Bán dẫn tinh khiết

§5.3. SỰ DẪN ĐIỆN CỦA CHẤT BÁN DẪN

5.3.1. Chất bán dẫn.

Giữa kim loại và điện môi tồn tại một nhóm các nguyên tố có điện trở suất nằm trong khoảng từ $10^{-5} \div 10^{-8} \Omega\text{m}$, gọi là các chất bán dẫn, điển hình là các nguyên tố Ge, Si, Te. Ở nhiệt độ thấp các chất bán dẫn là không dẫn điện. Ở nhiệt độ bình thường các chất bán dẫn trở thành dẫn điện, đặc biệt khi

bán dẫn có lẫn tạp chất nhỏ thì tính chất điện của nó thay đổi rất lớn. Tùy thuộc vào loại tạp chất mà có 2 loại bán dẫn p và n.

5.3.2. Sự dẫn điện của bán dẫn tinh khiết.

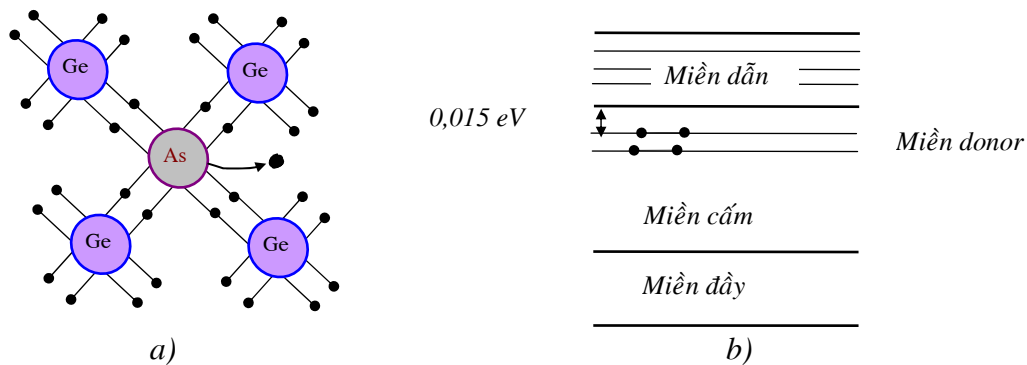
Theo thuyết miền năng lượng, bề rộng miền cấm của các bán dẫn không lớn lắm. Ví dụ, với Ge khoảng 0,72V, với Si khoảng 1,1V. Do vậy, ở trạng thái bình thường các mức năng lượng ở miền được phép đã bị lấp đầy, nhưng một số electron ở mức cao nhất của miền đầy có thể nhảy qua miền cấm lên miền dẫn trở thành electron tự do. Tuy nhiên khi electron nhảy lên miền dẫn nó để lại một “lỗ trống”, dưới tác dụng của điện trường ngoài một electron ở mức dưới có thể dễ dàng nhảy lên chiếm chỗ “lỗ trống” đó, và bản thân nó lại để lại “lỗ trống”, một electron bên dưới lại sẵn sàng nhảy lên chiếm chỗ vị trí đó. Cứ như thế sự dịch chuyển của electron lên phía trên tương đương với sự dịch chuyển “lỗ trống” theo chiều ngược lại. Quá trình đó hình thành nên sự dẫn điện của bán dẫn theo 2 cách:

- Dẫn điện bằng electron dẫn trên miền tự do (với các electron đã nhảy lên miền dẫn)
- Dẫn điện bằng “lỗ trống” trong miền đầy (hình 5.4)

5.3.3. Bán dẫn loại n và loại p.

Khi bị pha tạp tính chất điện của bán dẫn thay đổi rất mạnh, tùy thuộc vào loại tạp chất mà có hai loại bán dẫn loại p và n.

a) *Bán dẫn loại n.* Xảy ra khi pha một lượng nhỏ Asen (As) vào Gecmani (Ge) tinh khiết. Ge có 32 electron với 4 electron hóa trị. Trong mạng tinh thể mỗi nguyên tử Ge dùng 4 electron hóa trị để liên kết với nhau tạo thành từng cặp liên kết đồng hóa trị. Asen có 33 electron, trong đó có 5 electron hóa trị. Khi lọt vào mạng tinh thể Ge nó góp 4 electron hóa trị vào liên kết, còn lại electron thứ 5 sẽ thừa, do đó sẽ liên kết rất yếu với hạt nhân và dễ dàng bứt ra khỏi nguyên tử để trở thành electron tự do, bán dẫn có khả năng dẫn điện.

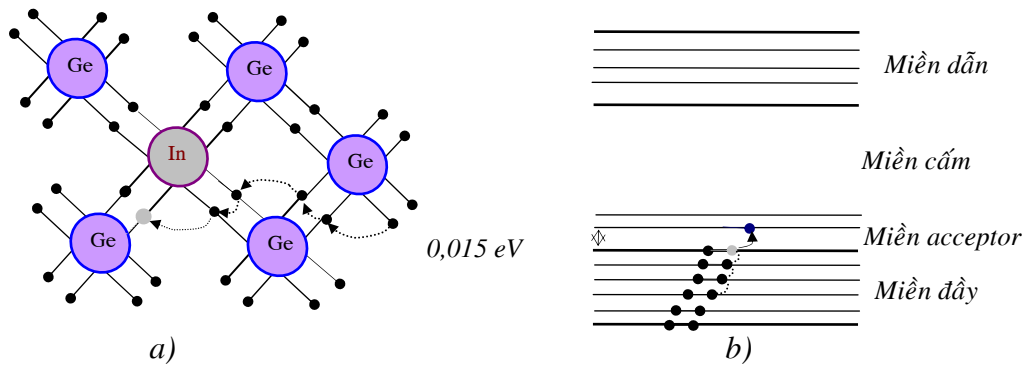


Hình 5.5. Cơ chế dẫn điện của bán dẫn n
 c) Nguyên tử As trong mạng tinh thể Ge
 d) Giản đồ năng lượng của bán dẫn n

Theo thuyết miền năng lượng, khi pha As vào Ge trong sơ đồ năng lượng xuất hiện một miền năng lượng hẹp nằm gần sát dưới miền dẫn cỡ 0,015eV. Miền này chứa đầy các electron hóa trị của As. Các mức năng lượng ở miền này gọi là “mức cho” (donor). Ở nhiệt độ bình thường các electron ở miền này có thể dễ dàng nhảy lên miền dẫn để trở thành tự do. Quá trình này không kèm theo việc xuất hiện “lỗ trống” trong miền đầy, nên sự dẫn điện của bán dẫn chủ yếu là bằng electron (hình 5.5). Vì các electron là các hạt tích điện âm nên bán dẫn loại này gọi là bán dẫn n (negative).

b. Bán dẫn loại p. Nếu pha lẫn vào Ge một lượng nhỏ In thì ta sẽ được bán dẫn loại p. Vì In hóa trị 3 nên khi tham gia mạng tinh thể với Ge nó sẽ bỏ trống một mối liên kết. Do trống mối liên kết này nên In dễ dàng nhận thêm một electron từ một nguyên tử Ge bên cạnh nếu ta cung cấp cho nó năng lượng cỡ chừng 0,015 eV. Nhưng khi electron vừa nhảy đi sẽ để lại một “lỗ trống” và một electron khác lại dễ dàng nhảy vào chiếm vị trí đó. Dòng electron nhảy đi này tương đương với một dòng “lỗ trống” theo chiều ngược lại (hình 5.6,a).

Theo thuyết miền năng lượng, khi pha In vào Ge trên sơ đồ năng lượng xuất hiện một miền năng lượng hẹp nằm sát ngay phía trên miền đầy, cách nó cỡ 0,015 eV. Miền này gồm các mức năng lượng bỏ trống gọi là miền nhận (acceptor). Các electron ở miền đầy dễ dàng nhảy lên chiếm các mức này. Quá trình đó làm xuất hiện các “lỗ trống” mà không làm xuất hiện các electron dẫn. Do vậy bán dẫn loại này dẫn điện chủ yếu bằng lỗ nên gọi là bán dẫn loại p (positive)(hình 5.6,b).



Hình 5.5. Cơ chế dẫn điện của bán dẫn n
 a) Nguyên tử As trong mạng tinh thể Ge
 b) Giải đồ năng lượng của bán dẫn n

§5.4. HIỆN TƯỢNG ĐIỆN CHỖ TIẾP XÚC GIỮA CÁC KIM LOẠI

5.4.1. Công thoát, thế hiệu mặt ngoài.

Công cần thiết để một electron có thể thoát ra khỏi bề mặt kim loại gọi là công thoát bề mặt, xác định theo biểu thức:

$$A = e\varphi \tag{5.10}$$

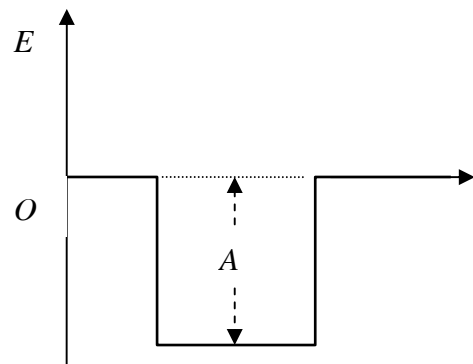
Trong đó: φ - Thế hiệu mặt ngoài của kim loại
 e - điện tích của electron

Công thoát được đo bằng electron-volt (eV), $1\text{eV} = 1,6 \cdot 10^{-19}\text{J}$

Nguyên nhân tồn tại công thoát:

- Thứ nhất: Khi rời khỏi kim loại electron gây ra trên bề mặt kim loại một điện tích cảm ứng dương. Do đó giữa electron và kim loại xuất hiện một lực hút ngăn không cho electron đi xa khỏi kim loại.

- Thứ hai: Do chuyển động nhiệt hỗn loạn các electron có thể vượt ra khỏi bề mặt kim loại một khoảng nhỏ tạo thành một lớp "mây electron" rất gần bề mặt. Kết quả hình thành một lớp điện kép giống như một tụ điện có bản âm là lớp "mây electron", bản dương là bề mặt kim loại, tạo nên một thế hiệu mặt ngoài φ . Khi muốn bứt ra khỏi kim loại electron cần thực hiện một công để thắng trường cản nói trên. Electron trong kim loại xem như bị nhốt trong một "hố thế" có



Hình 5.7. Hố thế giam electron

$$\frac{1}{2}mv^2 \geq A = e\phi \tag{5.11}$$

5.4.2. Hiệu điện thế tiếp xúc, định lý Volta.

Thực nghiệm chứng tỏ rằng: khi nối 2 kim loại khác chất giữa chúng xuất hiện một hiệu điện thế gọi là hiệu điện thế tiếp xúc có giá trị phụ thuộc vào bản chất, nhiệt độ các kim loại.

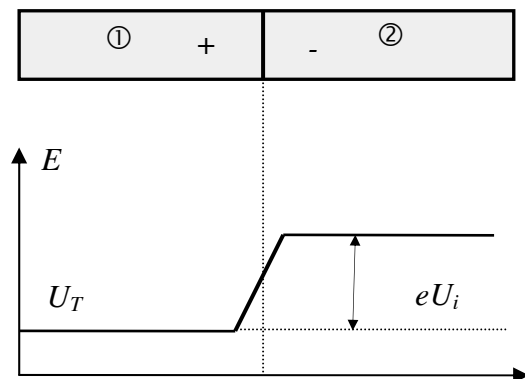
Hiệu điện thế giữa hai đầu của một đoạn mạch gồm nhiều kim loại khác nhau ghép nối tiếp chỉ phụ thuộc vào bản chất của kim loại ở hai đầu mà không phụ thuộc vào bản chất các kim loại ở giữa mạch. Có hai loại hiệu điện thế tiếp xúc trong và hiệu điện thế tiếp xúc ngoài.

a) Hiệu điện thế tiếp xúc trong.

Hiệu điện thế tiếp xúc trong xuất hiện do sự khuếch tán các electron dẫn qua chỗ tiếp xúc (mối hàn) xảy ra do sự chênh lệch nồng độ các electron dẫn trong hai kim loại. Giả sử ta có hai kim loại 1 và 2 được ghép với nhau. Do chuyển động nhiệt hỗn loạn các electron tự do trong 2 kim loại sẽ khuếch tán qua mối hàn. Do mật độ các electron dẫn là khác nhau (giả sử $n_1 > n_2$) ta có dòng electron khuếch tán từ kim loại 1 sang kim loại 2 sẽ lớn hơn dòng electron khuếch tán theo chiều ngược lại. Kết quả, kim loại 1 sẽ tích điện dương còn kim loại 2 sẽ tích điện âm. Tại chỗ tiếp giáp sẽ xuất hiện một điện trường hướng từ kim loại 1 sang kim loại 2. Điện trường này sẽ ngăn cản chuyển động của dòng các electron từ 1 sang 2 và thúc đẩy chuyển động của dòng các electron từ 2 sang 1. Quá trình đạt đến trạng thái cân bằng động và lúc đó giữa hai kim loại tồn tại một hiệu điện thế tiếp xúc U_i có giá trị cỡ 10^{-2} đến $10^{-3}V$.

Trên hình 5.8 biểu diễn đồ thị phân bố thế năng của các electron có sự nhảy mức khi qua mối hàn.

Theo thuyết electron cổ điển, ta có thể tính được giá trị của hiệu điện thế tiếp xúc trong. Ta có mật độ n của chất khí được tính theo phân bố Boltzmann:



Hình 5.8. Hiệu thế tiếp xúc trong

$$n = n_0 e^{-\frac{U_T}{kT}}$$

với U_T là thế năng của phân tử khí. Vì tập hợp các electron tự do trong kim loại được xem như là khí electron nên trong trường hợp 2 kim loại tiếp xúc ta có $U_T = eU_i$. Từ đó ta có:

$$n_1 = n_2 e^{-\frac{eU_i}{kT}}$$

Hay:

$$U_i = \frac{kT}{e} \ln \frac{n_2}{n_1} \tag{5.11}$$

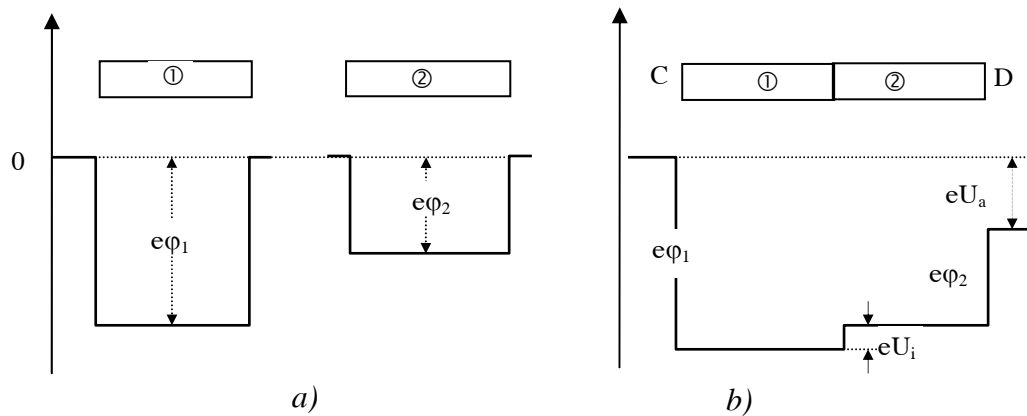
Trong đó: - n_1 và n_2 là mật độ electron trong hai kim loại
- k là hằng số Boltzmann.

Công thức (5.11) cho thấy hiệu điện thế tiếp xúc trong U_i phụ thuộc vào nhiệt độ và sự chênh lệch về mật độ n_2/n_1 của hai kim loại.

b) Hiệu điện thế tiếp xúc ngoài.

Là hiệu điện thế giữa hai đầu tự do của hai kim loại khác nhau ghép với nhau. Ta hãy xét trạng thái thiết lập ở các đầu tự do của hai kim loại tiếp xúc với nhau.

Khi hai thanh kim loại tách rời nhau, trạng thái năng lượng của các electron trong chúng được đặc trưng bằng các hố thế với độ sâu tương ứng $e\phi_1$ và $e\phi_2$. Khi cho hai thanh kim loại tiếp xúc với nhau, tại lớp tiếp giáp xảy ra quá trình khuếch tán của các electron và hình thành một thế hiệu tiếp xúc trong U_i . Đáy của 2 hố thế sẽ chênh nhau một khoảng đúng bằng eU_i . Do độ sâu của 2 hố thế khác nhau, nên bề ngoài của chúng sẽ lệch nhau. Nghĩa là giữa hai điểm C và D bất kỳ bên ngoài và sát bề mặt kim loại sẽ tồn tại một hiệu điện thế, gọi là hiệu điện thế tiếp xúc ngoài U_a (hình 5.9).



Hình 5.9. Cơ chế hình thành hiệu điện thế tiếp xúc ngoài

Từ hình (5.9) ta có:

$$eU_a = e\varphi_2 - e\varphi_1 \pm eU_i$$

Do đó:

$$U_a = \varphi_2 - \varphi_1 \pm U_i \tag{5.12}$$

Lấy dấu + hoặc - phụ thuộc vào dấu của U_i . Vì giá trị của hiệu điện thế tiếp xúc U_i rất nhỏ chỉ cỡ 10^{-2} đến $10^{-3}V$, trong khi giá trị của các điện thế thoát φ lại có giá trị cỡ vài vôn nên có thể coi gần đúng:

$$U_a = \varphi_2 - \varphi_1 \tag{5.13}$$

Lý thuyết lượng tử về kim loại chứng tỏ công thức trên là đúng.

Nếu đoạn mạch gồm nhiều kim loại ghép nối tiếp thì hiệu điện thế giữa hai đầu của một đoạn mạch chỉ phụ thuộc vào bản chất của kim loại ở hai đầu mà không phụ thuộc vào bản chất các kim loại ở giữa mạch.

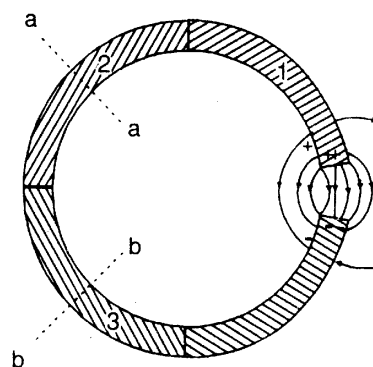
Thật vậy. Giả sử xét đoạn mạch gồm có bốn kim loại 1,2,3,4 ghép với nhau (hình 5.10). Ta hãy cắt tưởng tượng chúng theo các đường aa và bb. Hiệu điện thế tiếp xúc giữa các đầu tự do theo (5.13) sẽ lần lượt là:

$$U_{12} = \varphi_2 - \varphi_1$$

$$U_{23} = \varphi_3 - \varphi_2$$

$$U_{34} = \varphi_4 - \varphi_3$$

Hiệu điện thế tiếp xúc của cả mạch điện là:



Hình 5.10. Hiệu điện thế tiếp xúc ngoài

$$U_{12} + U_{23} + U_{34} = (\varphi_2 - \varphi_1) + (\varphi_3 - \varphi_2) + (\varphi_4 - \varphi_3) = \varphi_4 - \varphi_1 = U_{14} \quad (5.14)$$

Nghĩa là hiệu điện thế tiếp xúc của cả đoạn mạch chỉ được xác định bởi các kim loại ở hai đầu, không phụ thuộc vào các kim loại ở giữa.

§5.5. CÁC HIỆN TƯỢNG NHIỆT ĐIỆN

5.5.1. Hiện tượng Peltier

Do tồn tại hiệu điện thế tiếp xúc, nên ngoài nhiệt lượng Joule tỏa ra trong thể tích vật dẫn còn có một nhiệt lượng phụ nữa xảy ra ở chỗ tiếp xúc giữa hai kim loại khác nhau. Hiện tượng này được Peltier phát hiện vào năm 1834 và được gọi là hiện tượng Peltier.

Khi cho dòng điện đi qua chỗ tiếp xúc giữa hai kim loại, xảy ra sự hấp thụ hay tỏa ra nhiệt lượng Q gọi là *nhiệt lượng Peltier*, tùy thuộc vào chiều dòng điện, kết quả làm cho mối hàn lạnh đi hay nóng lên.

Thực nghiệm chứng tỏ rằng, nhiệt lượng Peltier tỷ lệ thuận với điện tích toàn phần đi qua mối hàn:

$$Q_{\pi} = \pi_{12}q = \pi_{12}It = -\pi_{21}It \quad (5.15)$$

Ở đây $\pi_{12} = -\pi_{21}$ gọi là *hệ số Peltier*.

Chú ý rằng hiện tượng Peltier khác hiện tượng tỏa nhiệt Joule-Lenx: Nhiệt lượng Joule tỷ lệ với I^2 và không phụ thuộc vào chiều dòng điện I , trong khi nhiệt lượng Peltier thì tỷ lệ với I và phụ thuộc vào chiều dòng điện. Nhiệt lượng Joule phụ thuộc vào điện trở R còn nhiệt lượng Peltier thì không.

Nguyên nhân: Do tồn tại thế hiệu tiếp xúc trong. Nếu điện trường tại mối hàn cùng chiều dòng điện nó sẽ cản trở chuyển động của các electron làm động năng của chúng giảm. Các electron phải lấy thêm năng lượng ở mạng tinh thể, kết quả làm cho mối hàn lạnh đi. Ngược lại, nếu điện trường ngược chiều dòng điện, các electron sẽ được gia tốc thêm, chúng tăng động năng và nhường bớt năng lượng cho mạng tinh thể, kết quả làm cho mối hàn nóng lên.

5.5.2. Hiện tượng Thomson

Khảo sát các hiện tượng nhiệt điện Thomson nhận thấy rằng: Ngay cả trong một vật dẫn đồng nhất, nếu nhiệt độ tại các phần khác nhau của vật dẫn là khác nhau, thì khi cho dòng điện một chiều chạy qua vật dẫn sẽ xảy ra hiện tượng có một nhiệt lượng phụ tỏa nhiệt (hay hấp thụ) ngoài nhiệt lượng Joule. Hiện tượng này gọi là hiện tượng Thomson.

Nhiệt lượng Thomson tỏa ra trong một đơn vị thể tích trong một đơn vị thời gian tỷ lệ với gradiênt nhiệt độ dT/dx và với mật độ dòng i :

$$Q_T = \tau \frac{dT}{dx} \cdot i \tag{5.16}$$

Trong đó τ là hệ số tỷ lệ gọi là hệ số Thomson.

Nguyên nhân: Năng lượng của các electron ở đầu nóng lớn hơn đầu lạnh, nên khi các electron chuyển động từ đầu nóng tới đầu lạnh (ngược chiều dòng điện) nó nhường bớt năng lượng cho mạng tinh thể làm vật dẫn nóng lên. Ngược lại, khi electron chuyển động từ đầu lạnh sang đầu nóng nó lấy thêm năng lượng từ mạng tinh thể làm vật dẫn lạnh đi.

5.5.3. Hiện tượng Seebeck.

a) Khi ghép các kim loại khác chất, nếu nhiệt độ các mối hàn khác nhau sẽ làm xuất hiện trong mạch một suất điện động nhiệt điện. Chẳng hạn với mạch kín gồm 2 kim loại khác chất ghép với nhau (gọi là cặp nhiệt điện), nếu nhiệt độ hai mối hàn khác nhau trong mạch sẽ xuất hiện dòng điện gọi là *dòng nhiệt điện*, hiện tượng nhiệt điện được Seebeck phát hiện vào năm 1821. Suất điện động nhiệt điện được xác định theo biểu thức:

$$\mathcal{E}_T = - \int_L \tilde{N} \mathbf{u} (grad T) dl = - \int_L \tilde{N} u dT \tag{5.17}$$

Nếu hiệu nhiệt độ hai mối hàn không lớn ta có thể viết:

$$\mathcal{E}_T = \alpha(T_1 - T_2) \tag{5.18}$$

α là hệ số nhiệt điện vi phân ($\alpha = \frac{d\mathcal{E}}{dT}$), có giá trị phụ thuộc vào bản chất của kim loại. Bảng (5.1) cho giá trị của α tính ra microvôn trên độ ($\mu V/K$) ở một số kim loại đối với Platin ở $0^\circ C$.

Bảng 5.1

Kim loại	α ($\mu V/K$)	Kim loại	α ($\mu V/K$)
Bixmut	-65,0	Kền (Ni)	-16,4
Sắt	+16,0	Antimôni	+47,0
Đồng	+7,40	Constantan	-34,4

Dấu (– hoặc +) trước trị số α chỉ rõ chiều của dòng nhiệt điện, cụ thể là ở mối hàn nóng dòng điện chạy từ kim loại có giá trị α nhỏ (giá trị đại số)

sang kim loại kia. Ví dụ, ở cặp Sắt – Constantan dòng điện ở mỗi hàn nóng chạy theo chiều từ constantan ($\alpha = -34,4 \mu\text{V/K}$) sang Sắt ($\alpha = 19,0 \mu\text{V/K}$).

c) Nguyên nhân của hiện tượng Seebeck.

Hiện tượng Seebeck xuất hiện do hai nguyên nhân sau đây:

- Tồn tại hiện tượng khuếch tán ưu tiên các electron từ đầu nóng sang đầu lạnh, làm cho đầu nóng tích điện dương, đầu lạnh tích điện âm.
- Sự phụ thuộc của hiệu điện thế tiếp xúc vào nhiệt độ làm cho tổng hiệu điện thế tiếp xúc trong khác không:

$$\mathcal{E}_T = U_{i1} + U_{i2} = \frac{kT_1}{e} \ln \frac{n_2}{n_1} + \frac{kT_2}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} = \frac{k(T_1 - T_2)}{e} \ln \frac{n_2}{n_1} \quad (5.19)$$

d) Ứng dụng của hiện tượng Seebeck.

- Hiện tượng Seebeck được ứng dụng để đo nhiệt độ. Từ công thức (5.18) ta thấy nếu giữ nhiệt độ một đầu cố định ($T_2 = T_0$), khi đo suất nhiệt điện động ta có thể biết được nhiệt độ của đầu kia ($T_1 = T$). Dụng cụ để đo nhiệt độ gọi là cặp nhiệt điện.

Cặp nhiệt điện được sử dụng để đo nhiệt độ rất cao cũng như rất thấp, có thể đo từ xa những nơi mà không thể cho phép đo trực tiếp bằng các nhiệt kế thông thường.

Trong bảng 5-2 cho giá trị suất nhiệt điện động tạo bởi các kim loại khác nhau với Platin khi nhiệt độ $t_0 = 0^\circ\text{C}$ và $t = 100^\circ\text{C}$.

Bảng 5-2

Vật liệu	Suất nhiệt điện E , (mV ở 100°C)	Vật liệu	Suất nhiệt điện E , (mV ở 100°C)
Nicrom	+2,2	Constantan	-3,4
Mangan	+0,76	Côpen	-3,6
Đồng	+0,76	Niken	-1,5
Crôm	+2,4	Alumen	-1,7

- Hiện tượng Seebeck còn được ứng dụng để làm pin nhiệt điện. Khi mắc nối tiếp nhiều cặp nhiệt điện ta có thể tạo ra một bộ pin với suất điện động cỡ vài vôn và dòng tới vài ampe. Tuy nhiên hiệu suất của pin rất thấp (0,1%) nên chỉ sử dụng trong một số trường hợp cần thiết.

§5.6. CÁC HIỆN TƯỢNG PHÁT XẠ ELECTRÔN

5.6.1. Phát xạ nhiệt electron.

Phát xạ nhiệt electron là hiện tượng phát xạ electron ra khỏi bề mặt kim loại nhờ đốt nóng.

Để bứt electron ra khỏi kim loại, năng lượng của electron phải lớn hơn công thoát bề mặt. Theo thuyết electron cổ điển, năng lượng trung bình của chuyển động nhiệt là $\frac{3}{2}kT$. Điều kiện để phát xạ electron nhiệt sẽ là:

$$\frac{3}{2}kT_k \geq e\varphi$$

Hay:
$$T_k \geq \frac{2}{3k}e\varphi \quad (5.20)$$

Giá trị của công thoát $e\varphi$ đối với các kim loại nằm trong khoảng từ 1 đến 4,5 eV. Nếu $\varphi = 2V$ thì $T_k \approx 15000K$.

Trong thực tế, ở nhiệt độ phòng cũng đã có một số electron phát xạ ra khỏi bề mặt kim loại, và bắt đầu ở nhiệt độ 1000 ÷ 3000K đã có một lượng đáng kể các electron thoát ra khỏi bề mặt kim loại. Sở dĩ như vậy là vì trong kim loại luôn tồn tại một số electron có năng lượng lớn hơn năng lượng chuyển động nhiệt trung bình và chúng có thể dễ dàng thoát ra khỏi kim loại ở nhiệt độ không cao lắm.

Hiện tượng phát xạ nhiệt electron đóng một vai trò đặc biệt quan trọng trong kỹ thuật điện và điện tử (chế tạo đèn điện tử, đèn ống tia âm cực,...)

5.6.2. Phát xạ quang electron.

Phát xạ quang electron là hiện tượng quang điện ngoài. Khi chiếu ánh sáng vào bề mặt kim loại, nếu thỏa mãn điều kiện quang điện các electron sẽ bứt ra khỏi bề mặt kim loại.

Điều kiện phát xạ là:
$$hf \geq e\varphi$$

Hay:
$$f \geq \frac{e\varphi}{h} \quad (5.21)$$

Trong đó: f là tần số ánh sáng kích thích, h là hằng số Planck.

5.6.3. Phát xạ electron thứ cấp.

Phát xạ electron thứ cấp là hiện tượng phát xạ electron từ bề mặt kim loại khi bị các electron bắn phá. Đặc trưng bằng hệ số phát xạ thứ cấp:

$$\delta = \frac{N_2}{N_1} \quad (5.22)$$

N_1 và N_2 là số hạt electron sơ cấp (hạt tới) và electron thứ cấp.

δ phụ thuộc vào bề mặt kim loại, vào động năng của electron sơ cấp.

Với kim loại $\delta_{\max} < 2$, với bán dẫn $\delta > 10$ hoặc hơn.

Hiện tượng phát xạ thứ cấp được dùng trong các ống nhân quang điện để khuếch đại tín hiệu ánh sáng yếu trong việc đo bức xạ với độ nhạy cao.

5.6.4. Tự phát xạ electron hay phát xạ catốt lạnh.

Là hiện tượng phát xạ electron khỏi bề mặt kim loại khi có một điện trường rất mạnh tác dụng. Nếu ở bề mặt kim loại có một điện trường tăng tốc thì nó sẽ “hút” các electron trong nguyên tử ở mặt ngoài kim loại làm chúng vượt qua hàng rào thế năng và bứt ra khỏi kim loại.

Hiện tượng phát xạ electron sinh ra do hàng rào thế trên mặt kim loại bị biến đổi khi chịu tác dụng của một điện trường rất mạnh ở bề mặt. Sự biến đổi đó dẫn tới làm giảm độ cao của hàng rào thế (hố thế), tức làm giảm công thoát $e\phi$, mặt khác làm thu hẹp bề rộng của hố thế, làm tăng xác suất chuyển electron qua hàng rào thế. Sự biến đổi công thoát dưới tác dụng của điện trường ngoài gọi là hiệu ứng Shottky. Theo cơ học lượng tử đó là hiệu ứng đường hầm (tunnel) có một xác suất để các electron có thể chui qua hàng rào thế, mặc dù năng lượng của nó nhỏ hơn bề cao hố thế.

Mật độ dòng phát xạ J phụ thuộc vào cường độ điện trường ngoài theo biểu thức:

$$j = \beta e^{-E_0/E} \quad (5.23)$$

Trong đó:
$$E_0 = \frac{8\pi}{3he} \sqrt{2mA}^3 \quad (5.24)$$

A – công thoát bề mặt: $A = e\phi$

β - hệ số tỷ lệ phụ thuộc vào bản chất bề mặt phát xạ.

§5.6. CÁC DẠNG PHÓNG ĐIỆN TRONG CHẤT KHÍ.

Ở điều kiện bình thường chất khí là chất cách điện tốt, trong chúng hầu như không có các phân tử mang điện (điện tích, ion). Trong những điều kiện xác định chất khí bị iôn hóa và trở thành chất dẫn điện.

5.6.1. Tính dẫn điện không tự lực.

Sự iôn hóa xảy ra do tác nhân bên ngoài (đốt nóng, chiếu bức xạ tử ngoại, tia X, v.v...) gọi là các tác nhân iôn hóa.

5.6.2. Tính dẫn điện duy trì.

Hiện tượng iôn hóa xảy ra do chính bản thân các phân tử mang điện được điện trường gia tốc va chạm với các phân tử trung hòa gây iôn hóa.

5.6.3. Sự iôn hóa và sự tái hợp các iôn.

Trong sự phóng điện của chất khí luôn có 2 quá trình xảy ra:

- Quá trình iôn hóa phân tử trung hòa.
- Quá trình tái hợp các iôn và các electron thành phân tử trung hòa.

Gọi $\Delta n_o'$ là số iôn tái hợp thành phân tử trung hòa thì

$$\Delta n_o' = \gamma n_o^2.$$

Với n_o là mật độ iôn dương (hay âm). Khi không có dòng điện, số iôn sinh ra Δn_o sẽ bằng số iôn tái hợp. Tức là ta có:

$$\Delta n_o = \gamma n_o^2$$

Do đó, số iôn cùng dấu trong một đơn vị thể tích sẽ là:

$$n_o = \sqrt{\frac{\Delta n_o}{\gamma}} \tag{5.25}$$

trong đó γ gọi là hệ số tái hợp.

5.6.4. Độ linh động của các iôn. Là vận tốc của các iôn khi điện trường tác dụng có cường độ bằng đơn vị.

- Với iôn dương: $u_+ = u_+^o E$

- Với iôn âm: $u_- = u_-^o E$

Trong đó: u_+^o , và u_-^o gọi là độ linh động của iôn khí dương và âm

5.6.5. Định luật Ohm cho chất khí.

Biểu thức định luật Ohm cho sự dẫn điện không tự lực của chất khí:

$$J = \sigma E = en_o(u_+^o + u_-^o)E \tag{5.26}$$

Trong đó: $\sigma = en_o(u_+^o + u_-^o)$ là điện dẫn suất của chất khí. Trong bảng (5.3) cho giá trị độ linh động của iôn một số chất khí.

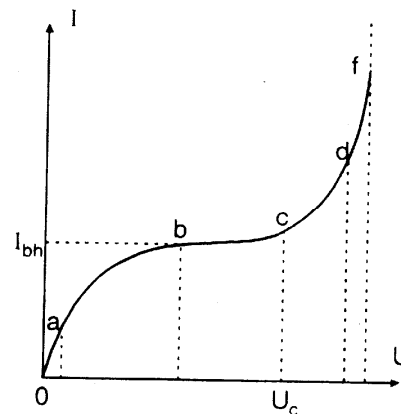
Bảng 5.3

Chất khí	Độ linh động của iôn tính ra $10^{-4} m^2/sV$
----------	---

	ở $p=700\text{mmHg}$ và $T = 18^\circ\text{C}$	
	u_+^o	u_-^o
Hydro (H_2)	5,91	8,26
Ôxy (O_2)	1,29	1,79
Nitơ (N_2)	1,27	1,84
Cacbon Ôxyt (CO_2)	1,10	1,14
Clo (Cl)	0,65	0,51

Biểu thức (5.26) chỉ đúng khi mật độ dòng điện nhỏ. Nếu mật độ dòng điện lớn tới mức sự tái hợp không kịp xảy ra thì dòng điện sẽ không phụ thuộc vào hiệu điện thế, dòng được gọi là bão hòa. Đồ thị $J = J(E)$ biểu diễn đặc tuyến vol-ampe của sự phóng điện không tự lực chỉ ra trên hình 5.11.

- Đoạn oa: tuân theo định luật Ohm
- Đoạn ab: không tuân theo định luật Ohm.
- Đoạn bc: dòng bão hòa
- Đoạn cd: dòng tăng đột ngột, ứng với sự iôn hóa do va chạm rất mạnh của các electron và iôn do điện trường rất lớn gia tốc. Sau đó là sự đánh thủng chất khí khi điện trường ứng với thế hiệu nổ U_d . Lúc đó chất khí tiếp tục dẫn điện khi đã ngắt tác nhân iôn hóa.



Hình 5.11. Đặc tuyến Vôn-Ampe

5.6.6. Định luật Paschen

Sự dẫn điện tự lực chỉ bắt đầu xảy ra ở một điện thế nào đó gọi là điện thế cháy (nổ) U_d . Dựa vào thực nghiệm Paschen đã đưa ra định luật sau:

Đối với mỗi chất khí nếu độ dài của khoảng phóng điện d và áp suất chất khí p biến đổi sao cho tích số $d.p$ không thay đổi thì độ lớn của hiệu điện thế cháy (nổ) giữ nguyên không đổi.

$$U_d = F(p.d) \tag{5.27}$$

Định luật này cho biết, nếu áp suất giảm đi bao nhiêu lần và khoảng cách giữa hai cực tăng lên bấy nhiêu lần thì hiệu điện thế nổ U_d đặt vào hai cực không thay đổi giá trị.

Định luật này có thể được giải thích đơn giản như sau: Ở áp suất thấp, quãng đường tự do trung bình của các electron lớn, do đó nó vẫn có thể dự trữ đủ năng lượng để iôn hóa chất khí ngay cả khi điện trường tăng tốc bé.

5.6.7. Sự phóng điện thành miền.

Sự phóng điện thành miền trong chất khí được quan sát xảy ra ở áp suất thấp ($\sim 10^{-3}$ at) khi không có nguồn ion hóa bên ngoài. Khi hiệu điện thế đặt vào hai cực A và K đạt giá trị “*điện thế cháy*” (khoảng vài trăm vôn) trong ống quan sát thấy chất khí phát sáng. Hình ảnh phóng điện trong ống được mô tả trên hình 5.12. gồm các miền sau:

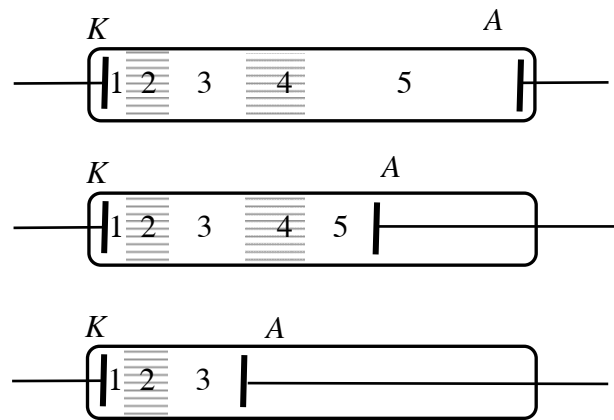
- 1- Lớp sáng âm cực
- 2- Miền tối Crookes
- 3- Miền sáng âm cực
- 4- Miền tối Faraday
- 5- Cột sáng dương cực

Trong nhiều trường hợp cột sáng dương cực có những lớp vằn.

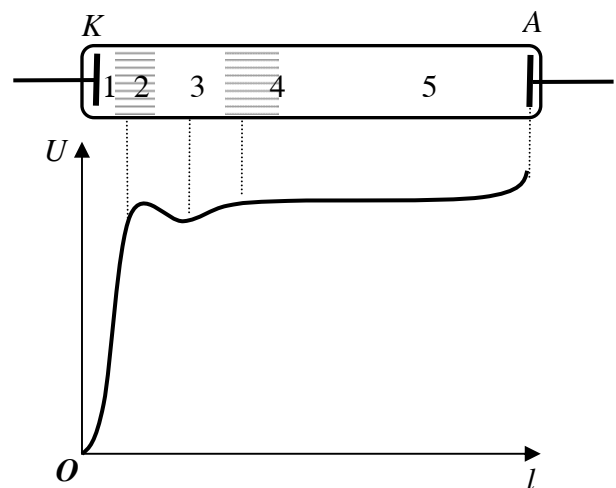
Nếu đưa A lại gần K thì tất cả các miền gần âm cực không có gì thay đổi mà chỉ có cột sáng dương cực ngắn dần. Nếu tiếp tục làm ngắn khoảng cách trên thì miền tối Faraday không còn nữa, sự phóng điện vẫn tiếp tục cho đến khi A tiến đến giới hạn của miền sáng âm cực và miền tối Crookes thì sự phóng điện sẽ tắt.

Đặc trưng của sự phóng điện thành miền là sự phân bố đặc biệt của điện thế dọc theo chiều dài ống (hình 5.13). Thí nghiệm cho thấy hầu hết độ giảm thế xảy ra trong miền tối Crookes, gọi là *độ giảm thế catốt* U_K .

Có thể giải thích sự phóng điện thành miền như sau: Khi điện áp giữa A và K đủ lớn các electron và ion có sẵn trong chất khí (dù ít) được gia tốc trên quãng đường tự do trung bình khá dài (vì ở áp suất thấp) nên có đủ năng lượng để gây ra ion hóa do va chạm tạo ra các ion mới làm tăng mật độ hạt tải điện và bắt đầu có dòng điện trong ống. Tiếp đến độ giảm thế catốt có tác dụng quan trọng. Các ion dương được tạo ra do va chạm (trong miền sáng âm cực và cột sáng dương cực) chuyển động về catốt, khi đi qua miền có độ giảm thế catốt chúng thu được năng lượng đủ lớn nên khi đập vào catốt gây ra phát xạ electron thứ cấp. Các electron thứ cấp sau khi phát xạ ra khỏi catốt lại



Hình 5.12. Sự phóng điện thành miền



Hình 5.13. Sự phân bố điện thế

chuyển động về phía anốt, chúng được tăng tốc mạnh trong vùng giảm thế catốt, nên khi va chạm với các phân tử khí chúng tiếp tục ion hóa chất khí tạo ra các ion dương mới, các ion này đến lượt chúng lại chuyển động về catốt và lại gây ra phát xạ electron thứ cấp mới. Quá trình cứ như thế tiếp diễn và sự phóng điện trong ống được duy trì.

Miền tối Crookes hình thành do các electron thứ cấp từ catốt chuyển động trên đoạn đường chưa xảy ra va chạm với các phân tử khí, và chúng cũng chưa đủ năng lượng để ion hóa chất khí. Chiều rộng miền tối Crookes xấp xỉ quãng đường tự do trung bình của electron.

Miền sáng catốt là miền trong đó xảy ra va chạm mạnh nhất của electron với các phân tử khí. Năng lượng mà electron truyền cho các phân tử khí khi va chạm không đàn hồi sẽ gây ra sự ion hóa hay kích thích phân tử khí. Ánh sáng xuất hiện do kết quả sự kích thích các phân tử khí. Quá trình ion hóa trong miền này tạo ra các ion dương cần thiết để duy trì sự phóng điện. Do đó khi ta rút ngắn khoảng cách giữa các điện cực cho đến khi không còn miền sáng này nữa thì sự phóng điện sẽ ngừng.

Các electron thứ cấp từ catốt sau khi va chạm với các phân tử khí trong miền sáng âm cực sẽ bị giảm vận tốc rất nhiều. Các electron mới sinh ra trong quá trình ion hóa cũng chưa có đủ năng lượng để ion hóa hoặc kích thích phân tử phát sáng, do vậy miền tiếp theo là miền tối Faraday. Trong miền này các electron di chuyển về Anốt với vận tốc bé hơn trong miền tối Crookes.

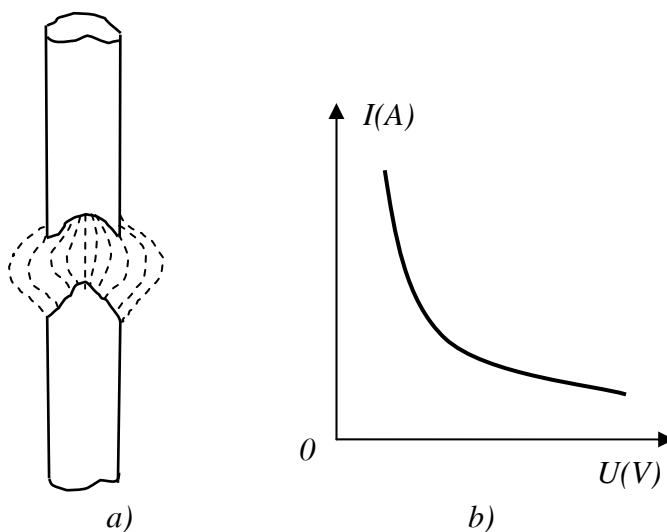
Sự phân bố mật độ ion dương và electron trong các miền của ống rất không đều. Vì ion dương chuyển động rất chậm so với electron nên ở gần catốt mật độ ion dương rất lớn so với mật độ electron, do đó ở gần catốt xuất hiện điện tích không gian dương rất lớn, dẫn đến độ giảm thế lớn gần catốt mà ta gọi là *độ giảm thế âm cực* U_K . Ngược lại trong cột sáng dương cực thì mật độ ion dương và electron gần bằng nhau, nên ở đây không có điện tích không gian. Do mật độ electron lớn nên cột sáng dương cực có tính dẫn điện tốt và độ giảm thế ở miền này rất nhỏ. Trong miền này xảy ra sự tái hợp rất mạnh của ion dương và các electron giải phóng ra năng lượng dưới dạng photon, do vậy miền này phát sáng thành cột sáng dương cực.

Hiện tượng phóng điện thành miền được ứng dụng rộng rãi để chế tạo các loại đèn ống: đèn neon, đèn thủy ngân,...

5.6.8. Phóng điện hồ quang.

Phóng điện hồ quang được tạo thành khi mật độ dòng phóng lớn và được duy trì bởi sự phát xạ các electron từ catốt bị nung nóng do các va chạm của những ion cũng như bởi sự ion hóa cao do nhiệt độ cao.

Hồ quang điện xảy ra trong mọi trường hợp khi mà catốt do đốt nóng, sự phát xạ nhiệt electron là nguyên nhân căn bản của sự ion hóa chất khí.



Hình 5.13. Sự phóng điện hồ quang

Hồ quang điện thông thường được tạo ra bởi những điện cực đặc biệt bằng than chế tạo bằng cách nén graphít. Trên hình 5.13,a cho ta hình ảnh hồ quang xảy ra ở áp suất khí quyển. Khoảng cách giữa 2 điện cực khoảng 5mm với dòng điện từ 10 đến 20A và thế hiệu giữa chúng khoảng 40 đến 50V. Do phóng điện hồ quang thanh than ở âm cực nhọn dần, và ở miêng thanh than dương cực càng lõm vào tạo thành cái hố gọi là miêng hồ quang. Nhiệt độ trong miêng hồ quang ở áp suất khí quyển lên đến 4000°C và ở áp suất cao có thể lên tới 10⁴ °C. Trên hình 5.13,b là đặc trưng vôn-ampe của sự phóng điện hồ quang.

Hồ quang điện được ứng dụng để thắp sáng trong các đèn hồ quang, các máy chiếu hồ quang, các lò hồ quang, ...

5.6.8. Sự phóng điện hình tia trong chất khí.

Trong sự phóng điện thành miền ta thấy: với hiệu điện thế không lớn, sự phóng điện bắt đầu xảy ra khi giảm áp suất chất khí giữa hai điện cực đến một giá trị nào đó. Bây giờ nếu áp suất chất khí bằng áp suất khí quyển, ta tăng dần hiệu điện thế giữa hai điện cực. Khi hiệu điện thế đạt đến một giá trị nào đó ta thấy xuất hiện tia lửa điện. Tia lửa điện xuyên qua khoảng không gian phóng điện rất nhanh rồi tắt, song lại xuất hiện tia lửa khác. Ta thấy một mạch lửa nhỏ và rất sáng nối liền hai điện cực, thường có dạng dích dắc và có rất nhiều nhánh (hình 5.14).



Hình 5.14. Sự phóng điện hình tia

Trong sự phóng điện hình tia ta quan sát thấy các thác electron tạo thành các ống dẫn điện, vận tốc lan truyền thác electron nhỏ hơn vận tốc tạo thành ống dẫn điện. Điều đó liên quan tới sự quang ion hóa chất khí. Các nguyên tử bị kích thích bởi các thác electron sẽ phát ra các photon. Những photon này vì chuyển động với vận tốc ánh sáng nên vượt qua thác và ion hóa các nguyên tử trên đường lan truyền.

Hiện tượng phóng điện hình tia thường gặp trong điều kiện khí quyển là sét. Sét là một tia lửa điện khổng lồ do sự phóng điện giữa một đám mây và mặt đất hoặc giữa hai đám mây tích điện trái dấu khi giữa chúng tồn tại một điện trường đủ mạnh (cỡ $2 \cdot 10^5$ đến $3 \cdot 10^5 \text{V/m}$). Cường độ dòng điện trong sét rất lớn có thể đạt tới 10.000 đến 50.000 A. Hiệu điện thế giữa đám mây và mặt đất trước lúc phát sinh ra sét đạt tới $10^8 \div 10^9 \text{V}$. Sét là tia lửa hẹp độ 20 đến 30cm, còn chiều dài có thể tới hàng chục kilômét. Trong dải hẹp đó một áp suất rất cao của chất khí được tạo thành gây ra sự nổ. Sau khi sét đánh làm gãy cả dải này do đó sinh ra sấm.

Sét có thể gây ra nhiều thiệt hại cho nhà cửa, công trình kiến trúc và có khi nguy hiểm đến tính mạng con người. Do vậy các công trình cần có thiết bị chống sét. Một trong các thiết bị chống sét là *cột thu lôi*. Đó là một cột kim loại nhọn được nối đất và gắn lên chỗ cao nhất của công trình. Do hiệu ứng rò điện chỗ mũi nhọn (xem chương 2) mà ngăn ngừa được sét cho công trình.

5.6.9. *Plaxma.*

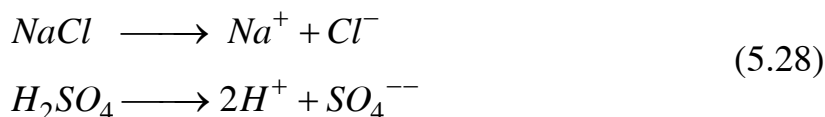
Plaxma là một trạng thái đặc biệt của vật chất trong đó môi trường bị ion hóa cao độ, mật độ ion dương xấp xỉ mật độ electron.

Trong ống phóng điện thành miền plaxma tạo ra trong cột sáng dương cực, còn trong sự phóng điện thành tia, plaxma được tạo ra trong đường phóng điện chính. Plaxma phát sinh do chất khí bị đốt nóng cao độ gọi là plaxma nhiệt độ cao (hay plaxma đẳng nhiệt), ví dụ trong lòng mặt trời, các vì sao ở nhiệt độ hàng chục triệu độ các chất đều ở trạng thái plaxma đẳng nhiệt. Các lớp khí quyển trên cao bị ion hóa mạnh bởi các tia bức xạ mặt trời và vũ trụ cũng ở dạng plaxma.

§5.7. HIỆN TƯỢNG ĐIỆN PHÂN

5.7.1. *Hiện tượng điện ly. Chất điện phân.*

Thực nghiệm chứng tỏ rằng dung dịch các muối, axit, bazơ là những chất dẫn điện tốt. Điều đó được lý giải rằng khi hòa tan trong dung môi các phân tử của chất hòa tan đã phân ly thành các ion âm và dương. Ví dụ:



Sự phân ly các phân tử thành các ion gọi là sự điện ly. Các dung dịch trên gọi là chất điện phân (hay vật dẫn điện loại 2). Thực nghiệm còn cho thấy sự phân ly xảy ra đối với cả các muối khi bị đun nóng chảy.

5.7.2. Sự điện phân. Định luật Faraday.

a) Sự điện phân.

Trong các chất điện phân do tồn tại các ion dương, ion âm, nên khi đặt trong điện trường các ion sẽ chuyển động có hướng tạo thành dòng điện. Khi có dòng điện chạy qua dung dịch sẽ xảy ra hiện tượng điện phân – hiện tượng thoát ra ở điện cực một thành phần cấu thành nên dung dịch chất điện phân.

Xét trường hợp bình điện phân có các điện cực bằng đồng (Cu) nhúng trong dung dịch đồng sunfát ($CuSO_4$). Khi có dòng điện chạy qua bình điện phân, các ion Cu^{++} chạy về catốt nhận thêm 2 electron trở thành nguyên tử trung hòa Cu bám vào điện cực. Ngược lại các ion SO^{--} chạy về anốt, tại đây chúng tác dụng với một nguyên tử đồng ở điện cực để tạo thành $CuSO_4$ và nhường 2 electron cho anốt. Muối $CuSO_4$ vừa tạo ra lại tan ngay vào dung dịch. Hiện tượng trên làm cho dương cực bị mòn dần (hiện tượng dương cực tan) trong khi âm cực được bồi đắp thêm (hiện tượng mạ điện). Ta có thể coi dòng điện đã có tác dụng “chuyên chở” đồng từ cực dương sang cực âm.

b) Định luật Faraday thứ nhất

Khối lượng m của chất thoát ra ở điện cực tỷ lệ với điện lượng q chuyển qua chất điện phân:

$$m = kq = kIt \quad (5.29)$$

k - là hệ số tỷ lệ gọi là đương lượng điện hóa phụ thuộc vào bản chất hóa học của chất thoát ra ở điện cực. Trong hệ SI đơn vị của đương lượng điện hóa là kg/C . Ví dụ với bạc (Ag) $k = 1,118 \cdot 10^{-6} kg/C$.

c) Định luật Faraday thứ hai.

Đương lượng điện hóa của một chất tỷ lệ với đương lượng hóa học

$$k = c \frac{A}{n} \quad (5.30)$$

Tỷ số $\frac{A}{n}$ gọi là đương lượng hóa học của nguyên tố, trong đó A là nguyên tử lượng, n là hóa trị của nguyên tố.

Hệ số tỷ lệ c có cùng giá trị với tất cả các chất. Người ta thường ký hiệu $1/c = F$ gọi là số Faraday. Thực nghiệm chứng tỏ rằng:

$$F = 9,65 \cdot 10^7 C/kmol$$

Từ (5.29) và (5.30) ta có công thức chung biểu diễn định luật Faraday:

$$m = \frac{1}{F} \cdot \frac{A}{n} \cdot q = \frac{1}{F} \cdot \frac{A}{n} \cdot It \quad (5.31)$$

5.7.3. Định luật Ohm cho chất điện phân.

Dòng điện trong chất điện phân được tạo nên bởi sự dịch chuyển có hướng của những ion khác dấu trong điện trường. Mật độ dòng điện trong chất điện phân bằng tổng số mật độ dòng điện tạo bởi sự dịch chuyển của các ion dương theo chiều điện trường và các ion âm theo chiều ngược lại.

$$J = F\eta\alpha(u_+ + u_-)E = \sigma E \quad (5.32)$$

Trong đó F là số Faraday; η là nồng độ tương đương (số gam đương lượng chất hòa tan trong 1 đơn vị thể tích dung môi); α là hệ số phân ly; u là độ linh động của các ion; $\sigma = F\eta\alpha(u_+ + u_-)$ là điện dẫn suất tương của chất điện phân.

Chương 6.

TỪ TRƯỜNG TRONG CHÂN KHÔNG

§6.1. Tương tác từ – Định lý Ampère

6.1.1. Tương tác từ.

Bằng thực nghiệm người ta đã khảo sát tương tác giữa các hệ:

Tương tác giữa nam châm – nam châm.

Tương tác giữa nam châm – dòng điện.

Tương tác giữa dòng điện – dòng điện.

Các tương tác trên có cùng bản chất: tương tác giữa các điện tích chuyển động (dòng điện) gọi là tương tác từ.

Tương tác từ khác với tương tác tĩnh điện:

– Tương tác tĩnh điện xảy ra giữa các điện tích đứng yên và nó phụ thuộc vào vị trí, độ lớn của các điện tích, xảy ra tuân theo định luật Coulomb.

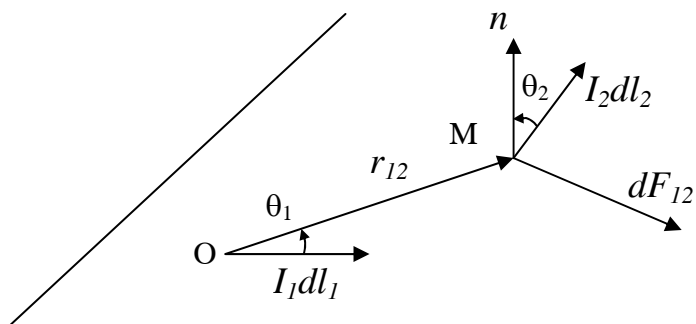
– Tương tác từ xảy ra giữa các điện tích chuyển động và nó phụ thuộc vào tính chất của chuyển động đó, xảy ra tuân theo định luật Ampère. Khi xét bản chất từ của nam châm ta sẽ thấy tính chất từ của nam châm là do các dòng điện phân tử khép kín trong các mẫu sắt từ tạo ra.

6.1.2. Định lý Ampère.

a) Phần tử dòng điện: là một phần vi phân của dòng điện có chiều dài dl , có độ lớn bằng tích số của dòng điện I với véc tơ $d\vec{l}$: $I d\vec{l}$.

b) Tương tác giữa 2 phần tử dòng điện.

Khảo sát 2 phần tử dòng điện $I_1 dl_1$ và $I_2 dl_2$ đặt cách nhau một khoảng \vec{r}_{12} (hình 6-1).



Hình 6-1

Bằng thực nghiệm cho thấy lực tác dụng của phần tử dòng điện $I_1 dl_1$ lên phần tử dòng điện $I_2 dl_2$ có giá trị:

$$dF_{12} \propto \frac{1}{r_{12}^2} \cdot I_1 dl_1 \cdot I_2 dl_2$$

$$dF_{12} \propto \sin \theta_1 \cdot \sin \theta_2$$

Hay ta viết:

$$dF_{12} = k \cdot \frac{I_1 dl_1 \cdot I_2 dl_2 \sin \theta_1 \sin \theta_2}{r_{12}^2} \quad (6-1)$$

Phương của $d\vec{F}_{12} \perp (I_2 dl_2, \vec{n})$

Chiều: nhìn từ nút của $d\vec{F}_{12}$ thấy $d\vec{l}_2$ quay cùng chiều kim đồng hồ về trùng với \vec{n} theo góc bé nhất. Như vậy ta có thể viết biểu thức véc tơ:

$$d\vec{F}_{12} = k \cdot \frac{[I_2 d\vec{l}_2 \times [I_1 d\vec{l}_1 \times \vec{r}_{12}]]}{r_{12}^3} \quad (6-2)$$

Trong đó: k là hệ số tỷ lệ có giá trị phụ thuộc vào hệ đơn vị. Trong hệ SI ta có: $k = \frac{\mu_0}{4\pi}$, với $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} H/m$ – hằng số từ.

Như vậy có thể viết lại (5-2) như sau:

$$d\vec{F}_{12} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{[I_2 d\vec{l}_2 \times [I_1 d\vec{l}_1 \times \vec{r}_{12}]]}{r_{12}^3} \quad (6-3)$$

Chú ý. Khái niệm phần tử dòng điện chỉ có ý nghĩa thuần túy toán học, nó giúp cho việc tính toán thuận lợi. Vì dòng điện bao giờ cũng khép kín, nên lực tác dụng lên toàn dòng điện sẽ là:

$$\vec{F} = \int_{(\text{Toàn dòng điện})} d\vec{F} \quad (6-4)$$

§6.2. Từ trường – Định lý Biot-Savart-Laplace.

6.2.1. Khái niệm từ trường.

Để giải thích cơ chế tương tác từ trong lịch sử Vật lý học đã xuất hiện 2 quan điểm khác nhau:

– *Thuyết tác dụng xa:* cho rằng tương tác từ được truyền đi một cách tức thời giữa các dòng điện và không cần thông qua một môi trường vật chất trung gian nào. Khi chỉ có một dòng điện thì môi trường xung quanh không xảy ra một biến đổi nào.

– *Thuyết tác dụng gần:* cho rằng tương tác từ phải thông qua một môi trường vật chất trung gian bao quanh các dòng điện. Lực tương tác được

truyền từ phần này sang phần khác của môi trường với vận tốc hữu hạn (vận tốc truyền tương tác). Khi chỉ có một dòng điện thì môi trường xung quanh đã có những biến đổi.

Theo quan điểm duy vật biện chứng ta thấy rõ thuyết tác dụng xa đã công nhận tồn tại chuyển động phi vật chất. Điều này không thể có được. Vật lý học hiện đại đã bác bỏ thuyết tác dụng xa và công nhận thuyết tác dụng gần. Để giải thích cơ chế tương tác từ giữa các dòng điện cần phải công nhận một thực thể vật lý làm môi trường trung gian truyền tương tác giữa chúng. Thực thể vật lý này chính là từ trường. Từ trường tồn tại xung quanh các dòng điện, thông qua từ trường mà từ lực được truyền đi với vận tốc truyền tương tác hữu hạn bằng vận tốc của ánh sáng trong chân không.

– *Tính chất căn bản của từ trường*: tác dụng lực từ lên một dòng điện bất kỳ nào đặt trong nó. Từ trường là dấu hiệu tổng quát nhất để nhận biết dòng điện.

Trong phần sau ta sẽ thấy từ trường cũng như điện trường chỉ là một biểu hiện của trường điện từ. Đó là một dạng của vật chất có đầy đủ các thuộc tính xác định mà con người có thể nhận thức được: năng lượng, khối lượng và xung lượng.

6.2.2. Cảm ứng từ \vec{B} và cường độ từ trường \vec{H} .

Để đặc trưng định lượng cho trường về mặt tác dụng lực người ta đưa ra khái niệm véc tơ cảm ứng từ \vec{B} .

Từ biểu thức của định luật Ampère (6-3) nếu tách riêng véc tơ :

$$d\vec{B}_1 = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{[I_1 d\vec{l}_1 \times \vec{r}_{12}]}{r_{12}^3} \quad (6-5)$$

Ta thấy $d\vec{B}_1$ chỉ phụ thuộc vào $I_1 d\vec{l}_1$ và vị trí ta xét r_{12} . Nó có thể dùng để đặc trưng cho $I_1 d\vec{l}_1$ về mặt tác dụng lực lên $I_2 d\vec{l}_2$. $d\vec{B}_1$ được gọi là véc tơ cảm ứng từ nguyên tố do $I_1 d\vec{l}_1$ gây ra tại tọa độ r_{12} .

Cảm ứng từ nguyên tố $d\vec{B}$ do một phần tử dòng điện bất kỳ gây ra:

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \cdot \frac{[d\vec{l} \times \vec{r}]}{r^3} \quad (6-6)$$

Biểu thức (6-6) được gọi là định lý Biot-Savart-Laplace. Chiều của véc tơ $d\vec{B}$ là chiều của tích véc tơ $[d\vec{l} \times \vec{r}]$.

- *Đơn vị*. Trong hệ SI cảm ứng từ đo bằng Tesla (T).
- *Nguyên lý chồng chất từ trường*.

Cũng giống như điện trường, từ trường tuân theo nguyên lý chồng chất. Do dòng điện bao giờ cũng khép kín, nên cảm ứng từ do toàn bộ dòng điện gây ra tại một điểm nào đó sẽ bằng tổng các cảm ứng từ nguyên tố do tất cả các phần tử dòng điện tạo ra:

$$\vec{B} = \int_{(\text{Toàn dòng điện})} d\vec{B} \quad (6-7)$$

Từ trường do nhiều dòng điện gây ra tại một điểm nào đó:

$$\vec{B} = \vec{B}_1 + \vec{B}_2 + \vec{B}_3 + \dots + \vec{B}_n = \sum_{i=1}^n \vec{B}_i \quad (6-8)$$

– Véc tơ cường độ từ trường \vec{H} . Ngoài véc tơ cảm ứng từ \vec{B} người ta còn dùng véc tơ cường độ từ trường \vec{H} .

– Trong chân không:
$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} \quad (6-9)$$

– Trong từ môi:
$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J} \quad (6-10)$$

(Trong đó \vec{J} – véc tơ từ hóa, sẽ xét trong chương 8)

6.2.3. Áp dụng định lý Biot-Savart-Laplace.

1) Tính từ trường do một dòng điện tròn gây ra tại một điểm nằm trên trục vòng dây.

Xét phần tử dòng $I d\vec{l}$ gây ra tại M một từ trường nguyên tố $d\vec{B}$:

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \cdot \frac{[d\vec{l} \times \vec{r}]}{r^3}$$

Từ trường toàn phần do dòng điện tròn gây ra:

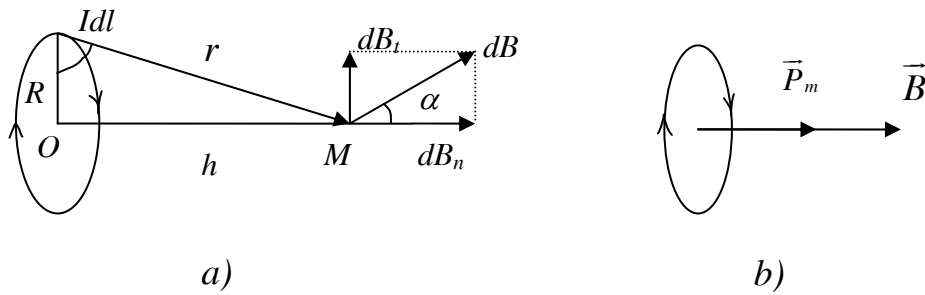
$$\vec{B} = \int_{\mathcal{L}} d\vec{B}$$

Do tính đối xứng có thể phân tích: $d\vec{B} = d\vec{B}_n + d\vec{B}_t$ (hình 6-2, a):

$$\vec{B} = \int_{\mathcal{L}} d\vec{B} = \int_{\mathcal{L}} d\vec{B}_n + \int_{\mathcal{L}} d\vec{B}_t$$

Ta có:
$$\int_{\mathcal{L}} d\vec{B}_t = 0 ; \int_{\mathcal{L}} d\vec{B}_n = \int_{\mathcal{L}} d\vec{B} \cos \alpha .$$

Vì tất cả các véc tơ $d\vec{B}_n$ đều cùng phương chiều nên có thể viết:



Hình 6-2

$$B = \int_{\mathcal{L}} dB \cos \alpha = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \cdot \frac{R}{r^3} \int_{\mathcal{L}} dl = \frac{\mu_0 I}{2\pi r^3} \cdot 2\pi R^2$$

Hay:
$$B = \frac{\mu_0}{2\pi r^3} \cdot IS = \frac{\mu_0 P_m}{2\pi(R^2 + h^2)^{3/2}} \quad (6-11)$$

Với : $P_m = IS$ – mômen từ của dòng điện tròn (hình 6-2, c)

$\vec{P}_m = IS\vec{n}$ – véc tơ mômen từ song song cùng chiều với \vec{B} .

– Nếu $h = 0$:
$$B_0 = \frac{\mu_0 P_m}{2\pi R^3} \quad (6-12)$$

– Nếu $R \ll h$:
$$B = \frac{\mu_0 P_m}{2\pi h^3} \quad (6-13)$$

2) Một cách tương tự ta có thể tính được từ trường của một dòng điện thẳng dài vô hạn gây ra tại một điểm cách dòng điện một khoảng r:

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}; \quad H = \frac{I}{2\pi r}. \quad (6-14)$$

Phương và chiều tuân theo quy tắc vụn nút chai: “Cho cái vụn nút chai tiến theo chiều dòng điện thì chiều quay của cái cán vụn nút chai chỉ chiều của từ trường”

§6.3. Từ thông – Định lý Oxtơgratxki – Gauss cho từ trường.

6.3.1. Đường cảm ứng từ

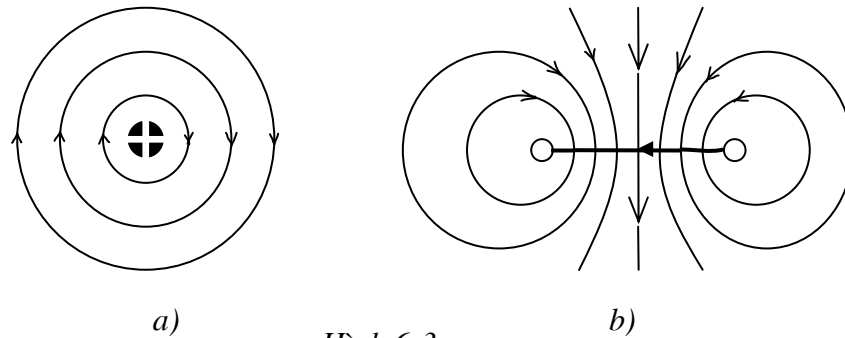
Tương tự như trong điện trường, để mô tả hình ảnh từ trường người ta dùng khái niệm đường sức từ trường hay đường cảm ứng từ. Đây là những đường vẽ trong trường mà tiếp tuyến tại mỗi điểm trùng với véc tơ cảm ứng từ tại điểm đó, có chiều là chiều của từ trường.

Tính chất của đường sức từ:

- Đường sức từ là những đường cong kín, chúng không có điểm bắt đầu và cũng không có điểm kết thúc. Từ trường là một trường xoáy.

- Mật độ đường sức (số đường sức xuyên qua một đơn vị diện tích đặt vuông góc với trường) cho biết độ lớn của véc tơ cảm ứng từ tại mỗi điểm.

Ví dụ: Đường sức từ trường của dòng điện thẳng (hình 6-3, a) và của dòng điện tròn (hình 6-3, b).



Hình 6-3

6.3.2. Từ thông.

Là thông lượng của véc tơ cảm ứng từ \vec{B} gửi qua một diện tích nào đó. Ta hãy xét một diện tích dS đặt trong trường. Từ thông gửi qua dS có giá trị:

$$d\phi = \vec{B} \cdot d\vec{S} = B dS \cos \alpha \tag{6-15}$$

Trong đó: $d\vec{S} = dS \cdot \vec{n}$ – véc tơ diện tích có độ lớn bằng dS , có hướng của pháp tuyến với diện tích \vec{n}

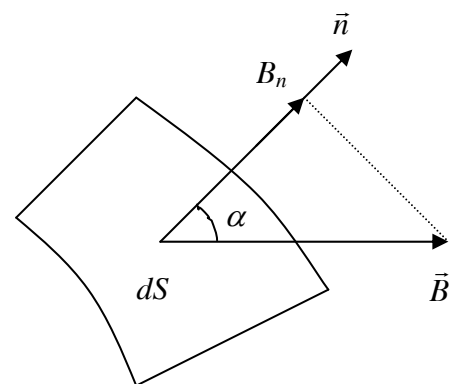
Từ thông toàn phần gửi qua một mặt hữu hạn nào đó có giá trị:

$$\phi = \int_S d\phi = \int_S \vec{B} d\vec{S} \tag{6-16}$$

Đơn vị: Trong hệ SI từ thông có đơn vị là Webe (Wb). Do đó ta định nghĩa đơn vị của cảm ứng từ B là Tesla từ công thức định nghĩa từ thông như sau:

$$[B] = \frac{[\Phi]}{[S]} = \frac{Wb}{m^2} = T$$

Tesla là cảm ứng từ của một từ thông đều 1 Vêbe xuyên vuông góc qua một mặt phẳng diện tích 1 mét vuông.

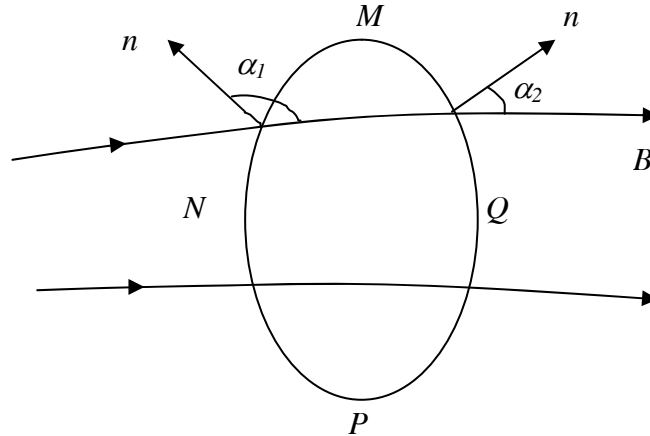


Hình 6-4

6.3.3. Định lý Oxtơgratxki – Gauss.

Ta hãy tính từ thông gửi qua một mặt kín Σ bất kỳ.

Quy ước. Vẽ pháp tuyến dương \vec{n} của mặt kín hướng từ trong ra ngoài mặt kín. Như vậy chỗ nào đường sức đi vào ($\alpha > 90^\circ$) nên từ thông sẽ có giá trị âm, còn chỗ nào đường sức đi ra ($\alpha < 90^\circ$) nên từ thông sẽ có dấu dương.



Hình 6-5

Ta có từ thông gửi qua toàn mặt kín sẽ là:

$$\Phi = \int_{\Sigma} \vec{B} d\vec{S} = \int_{\Sigma} B dS \cos \alpha = \Phi_1 + \Phi_2$$

- Phần mặt MNP (đường sức đi vào): $\Phi_1 = \int_{\Sigma} B dS \cos \alpha_1 < 0$ do $\alpha_1 > 90^\circ$
- Phần mặt PQM (đường sức đi ra): $\Phi_2 = \int_{\Sigma} B dS \cos \alpha_2 > 0$ do $\alpha_2 < 90^\circ$

Vì các đường sức từ là khép kín, nên có bao nhiêu đường sức đi vào mặt kín thì cũng có bấy nhiêu đường sức đi ra khỏi mặt kín. Nói cách khác về mặt độ lớn $\Phi_1 = \Phi_2$. Do vậy từ thông toàn phần gửi qua mặt kín sẽ là:

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 = \int_{MNP} B dS \cos \alpha_1 - \int_{PQM} B dS \cos \alpha_2 = 0$$

$$\Phi = \oint_{\Sigma} \vec{B} d\vec{S} = 0 \tag{6-17}$$

Biểu thức (6-17) thể hiện định lý O-G cho từ trường, nó cho thấy từ trường là một trường xoáy.

Trong giải tích toán ta đã chứng minh được rằng:

$$\oint_{\Sigma} \vec{B} d\vec{S} = \int_V \text{div} \vec{B} \cdot dV \tag{6-18}$$

Trong đó V là thể tích giới hạn bởi mặt kín Σ . Kết hợp (6-17) ta có:

$$\text{div} \vec{B} = 0 \quad (6-19)$$

Đây là dạng vi phân của định lý O-G.

Tương tự, nếu viết định lý O-G cho véc tơ cường độ từ trường \vec{H} ta có:

$$\oint_{\Sigma} \vec{H} d\vec{S} = 0, \quad \text{div} \vec{H} = 0 \quad (6-20)$$

Ý nghĩa: Các biểu thức (6-17, 6-19, 6-20) cho rằng thấy rằng từ trường là một trường xoáy. Đây là điểm cho thấy sự khác biệt cơ bản giữa từ trường và trường tĩnh điện. Đường sức điện trường là những đường cong hở, chúng bắt đầu và kết thúc trên các điện tích (hay ở vô cực). Các đường sức từ trường không có điểm bắt đầu và điểm kết thúc, chúng là những đường cong kín. Điều đó chứng tỏ rằng trong tự nhiên không tồn tại khái niệm “từ tích”.

6.3.4. Định lý dòng toàn phần (định lý về lưu số véc tơ B)

a) Định lý: Trong tĩnh điện ta có lưu số của véc tơ cường độ điện trường \vec{E} được định nghĩa là tích phân $\int \vec{E} d\vec{l}$. Với một đường cong kín thì: $\oint_{\mathcal{L}} \vec{E} d\vec{l} = 0$

Tương tự trong từ trường người ta định nghĩa lưu số của véc tơ cảm ứng từ \vec{B} theo một đường cong nào đó là tích phân: $\int \vec{B} d\vec{l}$.

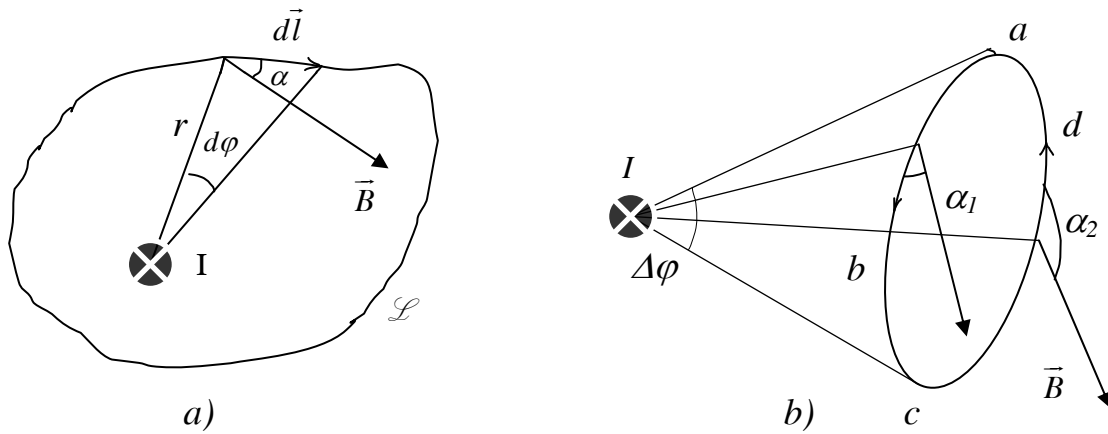
Ta hãy xét một đường cong phẳng, kín \mathcal{L} bao quanh một dòng điện thẳng dài vô hạn (hình 6-6, a). Đường cong nằm trong mặt phẳng vuông góc với dòng điện. Chọn chiều dương \mathcal{L} là chiều của từ trường \vec{B} , ta có:

$$\oint_{\mathcal{L}} \vec{B} d\vec{l} = \oint_{\mathcal{L}} B dl \cos(\vec{B}, d\vec{l}) = \int_{\mathcal{L}} B r d\varphi = \int_0^{2\pi} B r d\varphi$$

Trong đó: $B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r};$

Từ đó: $\oint_{\mathcal{L}} \vec{B} d\vec{l} = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi = \mu_0 I \quad (6-21)$

Dễ thấy, nếu chiều dương của \mathcal{L} ngược lại thì góc $\alpha > \pi/2$ khi đó giá trị của $dl \cos \alpha = r d\varphi < 0$.



Hình 6-6

Như vậy lưu số của véc tơ \vec{B} có thể có dấu dương hoặc âm tùy thuộc vào chiều của dòng điện. $I > 0$ nếu chiều của \mathcal{L} và I thuận chiều theo quy tắc vặn nút chai và ngược lại.

Nếu đường cong \mathcal{L} không bao quanh dòng điện I (hình 6-6, b) ta có:

Trên phần (abc) thì góc $\alpha < \pi/2$ nên $dl \cos \alpha = rd\varphi > 0$.

Trên phần (cda) thì góc $\alpha > \pi/2$ nên $dl \cos \alpha = rd\varphi < 0$.

$$\text{Do đó: } \oint_{\mathcal{L}} \vec{B} d\vec{l} = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \left[\int_{(abc)} d\varphi + \int_{(cda)} d\varphi \right] = \frac{\mu_0 I}{2\pi} [\Delta\varphi - \Delta\varphi] = 0$$

Trong đó: $\Delta\varphi$ – góc nhìn từ I tới \mathcal{L}

Như vậy, nếu \mathcal{L} không bao quanh dòng điện thì $\oint_{\mathcal{L}} \vec{B} d\vec{l} = 0$.

+ Trong trường hợp tổng quát, nếu \mathcal{L} là một đường cong có dạng bất kỳ (không phẳng), khi đó ta có thể chia $d\vec{l}$ thành 2 thành phần (hình 6-7):

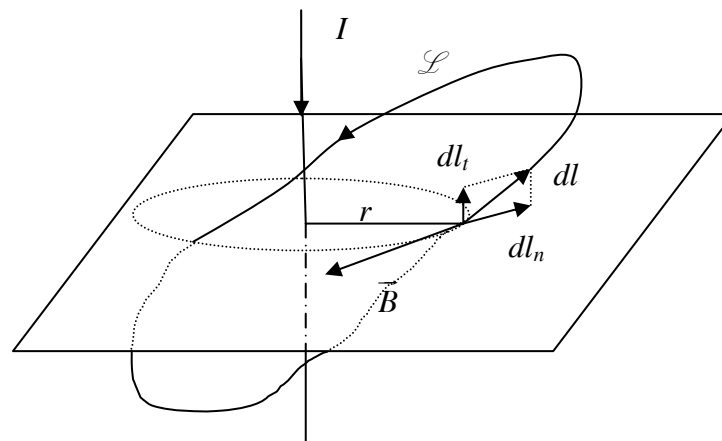
$$d\vec{l} = d\vec{l}_n + d\vec{l}_t$$

Trong đó thành phần $d\vec{l}_n \perp$ dòng điện I nên song song với \vec{B} ; còn thành phần $d\vec{l}_t$ song song với dòng điện I nên \perp với \vec{B} . Như vậy:

$$\oint_{\mathcal{L}} \vec{B} d\vec{l} = \oint_{\mathcal{L}} \vec{B} d\vec{l}_n + \oint_{\mathcal{L}} \vec{B} d\vec{l}_t = \int_{\mathcal{L}} B dl_n \cos \alpha + \int_{\mathcal{L}} B dl_t \cos 90^\circ$$

Kết quả: $\oint_{\mathcal{L}} \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 I$ – nếu \mathcal{L} bao quanh dòng điện I .

$\oint_{\mathcal{L}} \vec{B} d\vec{l} = 0$ – nếu \mathcal{L} không bao quanh dòng điện I .



Hình 6-7

Tổng quát: Xét cho trường hợp có nhiều dòng điện xuyên qua \mathcal{L} ta có thể áp dụng nguyên lý chồng chất từ trường. Định lý Amprère về dòng toàn phần được phát biểu như sau:

Lưu số của véc tơ cảm ứng từ theo một đường cong kín bất kỳ bằng tổng đại số cường độ dòng điện xuyên qua diện tích giới hạn bởi đường cong đó nhân với μ_0 .

$$\oint_{\mathcal{L}} \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 \sum_k I_k \quad (6-22)$$

Quy ước: $I_k > 0$ nếu thuận chiều \mathcal{L} theo quy tắc vặn nút chai.
 $I_k < 0$ nếu ngược chiều \mathcal{L} theo quy tắc vặn nút chai.

b) **Áp dụng:** Định lý dòng toàn phần được sử dụng để tính toán từ trường của một dòng điện nào đó một cách nhanh chóng. Ta hãy xét một số trường hợp điển hình sau đây:

Ví dụ 1. Tính từ trường của một dòng điện thẳng dài vô hạn, có đường kính $d=2R$ tại một điểm bên trong và tại một điểm bên ngoài dây dẫn.

Do tính chất đối xứng trụ nên đường sức từ trường là những đường tròn đồng tâm nằm trong mặt phẳng vuông góc với dòng điện I . Giá trị của véc tơ cảm ứng từ \vec{B} tại mọi điểm trên một đường sức từ là như nhau. Ta hãy chọn đường cong lấy tích phân \mathcal{L} trùng với một đường sức từ có bán kính r .

1- Xét điểm M ở bên ngoài dây dẫn ($r > R$):

$$\begin{aligned} \oint_{\mathcal{L}} \vec{B} d\vec{l} &= B \oint_{\mathcal{L}} dl = B \cdot 2\pi r = \mu_0 I \\ B &= \frac{\mu_0 I}{2\pi r}; \quad H = \frac{I}{2\pi r}. \end{aligned} \quad (6-23)$$

2- Xét điểm N bên trong dây dẫn ($r < R$).

$$\oint_{\mathcal{L}} \vec{B}' d\vec{l} = B' \oint_{\mathcal{L}} dl = B' \cdot 2\pi r = \mu_0 I'$$

$$I' = \frac{I}{\pi R^2} \cdot \pi r^2 = \frac{I r^2}{R^2}$$

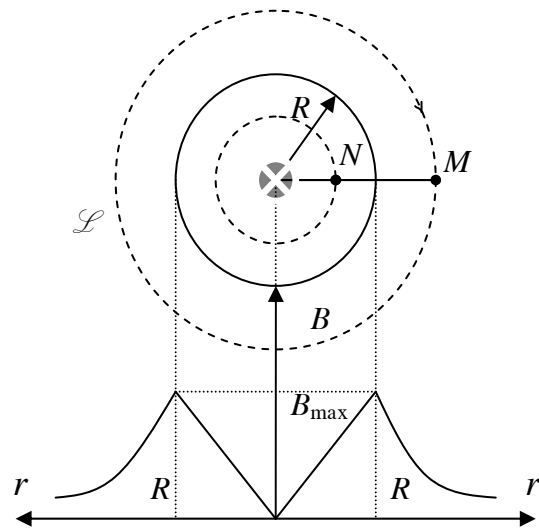
$$B' \cdot 2\pi r = \mu_0 \frac{I r^2}{R^2}$$

Như vậy:

$$B' = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \frac{r}{R^2};$$

$$H' = \frac{I}{2\pi} \frac{r}{R^2}$$

(6-24)



Hình 6-8

Ví dụ 2. Tính từ trường của một ống dây hình xuyên (tôrôit)

Do tính chất đối xứng nên đường sức từ là những đường tròn đồng tâm. Giá trị của véc tơ cảm ứng từ \vec{B} tại mọi điểm trên một đường sức từ là như nhau. Ta hãy chọn đường cong lấy tích phân \mathcal{L} trùng với một đường sức từ có bán kính r xuyên qua mọi vòng dây ($R_1 < r < R_2$) (hình 6-9).

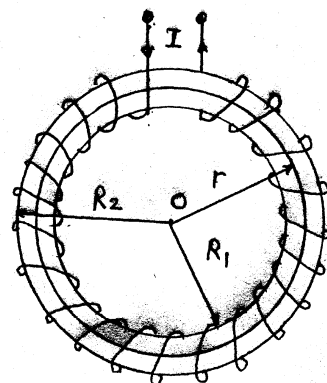
Lưu số của véc tơ \vec{B} trên đường \mathcal{L} là :

$$\oint_{\mathcal{L}} \vec{B} d\vec{l} = B \oint_{\mathcal{L}} dl = B \cdot 2\pi r = \mu_0 NI$$

$$B = \frac{\mu_0 NI}{2\pi r}. \tag{6-25}$$

Trong đó: N – số vòng dây quấn của tôrôit.

Do khoảng cách r tới tâm vòng xuyên là khác nhau, nên độ lớn của vảm ứng từ \vec{B} trong lõi là không đều theo phương bán kính. Từ (5-25) ta thấy rằng cảm ứng từ có giá trị cực đại ở mép trong cùng của vòng xuyên ứng với $r_{\min} = R_1$ và cảm ứng từ có giá trị nhỏ nhất ở mép ngoài cùng của vòng xuyên, ứng với $r_{\max} = R_2$.

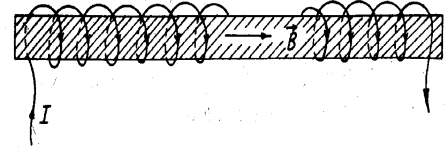


Hình 6-9

$$\left. \begin{aligned} B_{\max} = B_1 &= \frac{\mu_0 NI}{2\pi R_1} \\ B_{\min} = B_2 &= \frac{\mu_0 NI}{2\pi R_2} \end{aligned} \right\} \frac{B_1 - B_2}{B_1} = \frac{R_2 - R_1}{R_2} \quad (6-26)$$

Ví dụ 3. Tính từ trường của ống dây điện thẳng (xôlênit) (hình 6-10).

Ống dây điện thẳng dài có thể xem như là một đoạn của ống dây hình xuyên trong trường hợp giới hạn khi tăng bán kính hình xuyên lên vô hạn : $R_1, R_2 \rightarrow \infty$ khi đó theo (6-26) ta có:



Hình 6-10

$$\frac{B_1 - B_2}{B_1} = 0 \Rightarrow B_1 = B_2$$

Từ trường trong lòng ống dây được xem như đều, và có thể áp dụng kết quả (6-25) để tính từ trường:

$$B = \frac{\mu_0 NI}{2\pi r} = \mu_0 nI \quad (6-27)$$

Trong đó: $n = \frac{N}{2\pi r}$ – số vòng trên một đơn vị dài;

nI – số ampe vòng/mét.

Trong thực tế, những ống dây có chiều dài lớn hơn mười lần đường kính của nó có thể xem từ trường trong lòng ống là đều và có thể áp dụng kết quả (6-27) để tính.

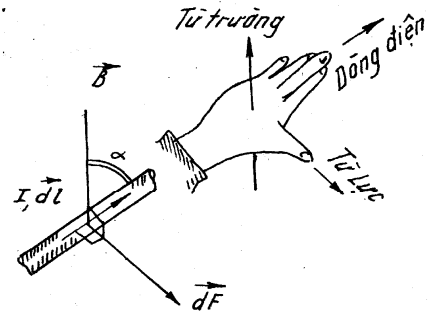
§6.4. Tác dụng của từ trường lên dòng điện.

6.4.1. Tác dụng của từ trường lên một phần tử dòng điện

Theo định lý Ampère lực tác dụng của từ trường có cảm ứng từ \vec{B} lên một phần tử dòng điện được xác định bởi phương trình:

$$d\vec{F} = I[d\vec{l} \cdot \vec{B}]$$

- Độ lớn: $dF = IdlB \sin(\vec{dl}, \vec{B})$;
- Phương vuông góc với mặt phẳng (\vec{dl}, \vec{B}) ;
- Chiều: Xác định theo quy tắc bàn tay trái:



Hình 6-11

“Cho đường sức từ xuyên qua lòng bàn tay,

chiều từ cổ tay tới ngón tay là chiều dòng điện thì chiều doãi ra của ngón cái chỉ chiều từ lực ” (hình 6-11).

6.4.2. Tác dụng giữa hai dòng điện thẳng song song, dài vô hạn.

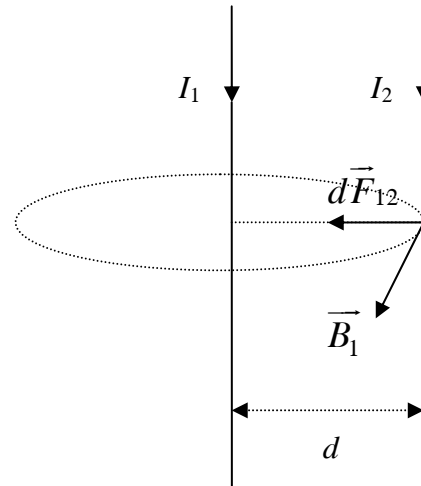
Xét hai dòng điện thẳng song song dài vô hạn, đặt cách nhau một khoảng d , có các dòng điện I_1 và I_2 chạy qua (hình 6-12).

Mỗi dòng điện tạo ra xung quanh một từ trường và tác dụng lực từ lên dòng điện kia. Cảm ứng từ do dòng điện I_1 gây ra tại điểm đặt của một phần tử bất kỳ $\vec{I}_2 d\vec{l}_2$ có giá trị:

$$B_1 = \frac{\mu_0 I_1}{2\pi d}$$

Có phương vuông góc với mặt phẳng chứa hai dòng điện, có chiều xác định theo quy tắc cặn nút chai (xem hình vẽ). $\vec{I}_2 d\vec{l}_2$ chịu tác dụng từ lực:

$$d\vec{F}_{12} = I_2 [d\vec{l}_2 \cdot \vec{B}_1]$$



Hình 6-12

Có độ lớn:

$$dF_{12} = \frac{\mu_0 I_1 I_2 dl_2}{2\pi d} \tag{6-28}$$

Phương của $d\vec{F}_{12}$ vuông góc với \vec{B}_1 và $d\vec{l}_2$, tức nằm trong mặt phẳng chứa hai dòng điện và có chiều xác định theo quy tắc bàn tay trái. Nếu dòng I_2 chạy cùng chiều với I_1 thì lực $d\vec{F}_{12}$ hướng về phía dòng I_1 (bị hút), ngược lại nếu hai dòng trái chiều nhau thì $d\vec{F}_{12}$ sẽ hướng ra xa (bị đẩy).

Một cách tương tự, lực tác dụng của dòng I_2 lên một phần tử dòng điện $\vec{I}_1 d\vec{l}_1$ có giá trị:

$$dF_{21} = \frac{\mu_0 I_1 I_2 dl_1}{2\pi d} = dF_{21} \tag{6-29}$$

Về mặt phương chiều: $d\vec{F}_{12} = -d\vec{F}_{21}$

Sau khi xác định về mặt phương chiều của $d\vec{F}_{12}$ theo như trên ta đi đến kết luận rằng nếu hai dòng điện I_1 và I_2 cùng chiều chúng sẽ hút nhau, ngược chiều chúng sẽ đẩy nhau.

Tương tác giữa hai dòng điện thẳng dài vô hạn được dùng để định nghĩa đơn vị đo cường độ dòng điện: Ampe.

“Ampe là cường độ của một dòng điện không đổi theo thời gian, khi chạy qua hai dây dẫn thẳng, song song, dài vô hạn, có tiết diện nhỏ không

đáng kể, đặt trong chân không cách nhau 1 mét, thì gây ra trên mỗi mét dài của mỗi dây dẫn một lực bằng $2 \cdot 10^{-7}$ Niuton”.

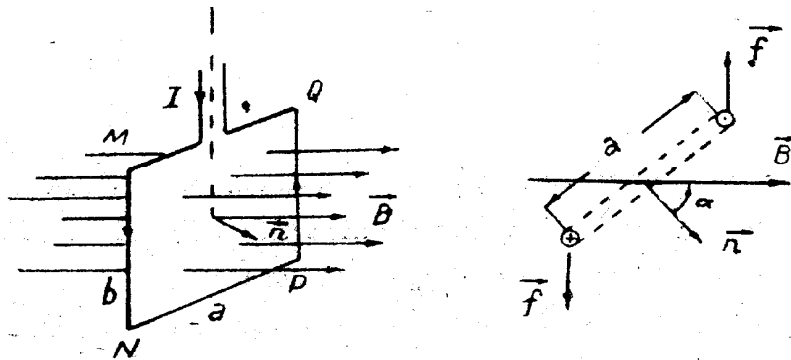
Từ định nghĩa Ampe, ta có thể xác định hằng số μ_0 như sau:

$$2 \cdot 10^{-7} = \mu_0 \cdot \frac{1 \cdot 1}{2\pi \cdot 1} \cdot 1$$

Từ đó: $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ đơn vị SI

6.4.3. Mạch điện kín trong từ trường đều.

Đặt trong từ trường đều \vec{B} một khung dây dẫn hình chữ nhật (a,b) có dòng điện I chạy qua, sao cho $\vec{B} \perp b$. Giả sử khung cứng không bị biến dạng. (hình 6-13).



Hình 6-13

Các cạnh a sẽ chịu các lực : $\vec{f}_a = I[\vec{a} \cdot \vec{B}]$, với $\vec{a} = a \cdot \vec{dl}$, trong đó \vec{dl} là véc tơ hướng dọc cạnh a theo chiều dòng điện. Chiều của các lực \vec{f}_a có xu hướng kéo giãn khung.

Các cạnh b nằm vuông góc với từ trường, nên mỗi cạnh sẽ chịu tác dụng một lực có độ lớn:

$$f = I b B$$

Các lực này vuông góc với b và hướng ngược chiều nhau tạo thành một ngẫu lực, có tác dụng quay khung về vị trí sao cho khung vuông góc với từ trường. Ngẫu lực M có độ lớn:

$$M = f \cdot a \cdot \sin\alpha = I B a b \sin\alpha = I B S \sin\alpha$$

$$M = P_m B \sin\alpha .$$

Với $P_m = IS$ – mômen từ của khung.

Để ý đến phương chiều của \vec{M} & \vec{P}_m ta có thể viết:

$$\vec{M} = [\vec{P}_m \cdot \vec{B}] \tag{6-30}$$

Mômen ngẫu lực M có xu hướng quay khung sao cho véc tơ mômen từ của khung \vec{P}_m về trùng với phương của từ trường \vec{B} .

- Nếu $\vec{P}_m \uparrow\uparrow \vec{B}$, $\alpha = 0$ – ta có vị trí cân bằng bền;
- Nếu $\vec{P}_m \uparrow\downarrow \vec{B}$, $\alpha = \pi$ – Ta có vị trí cân bằng không bền.

Kết quả trên đúng với một khung dây kín, phẳng, có hình dạng bất kỳ. Thật vậy, ta hãy chia nhỏ khung thành các dải hình chữ nhật nhỏ, sao cho dòng chạy trên các khung đó cùng chiều với vòng dây. Các dòng điện của các khung dây ở phía trong sẽ triệt tiêu lẫn nhau từng đôi một (hình 6-14) vì chúng chạy ngược chiều nhau. Trên mỗi “khung” hình chữ nhật sẽ chịu tác dụng của một mômen ngẫu lực:

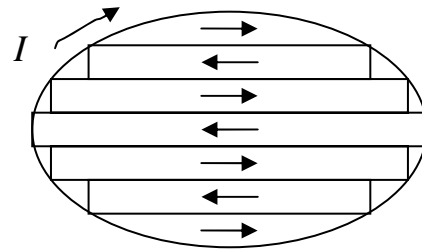
$$M_k = IBS_k \sin\alpha$$

Trong đó S_k – diện tích của khung thứ k . Do hướng của các mômen M_k là trùng nhau nên mômen toàn phần tác dụng lên vòng dây sẽ là:

$$M = IB \sin\alpha \sum S_k = IBS \sin\alpha$$

Trong đó $\sum S_k = S$ – diện tích toàn phần của vòng dây. Từ đó:

$$\vec{M} = [\vec{P}_m \cdot \vec{B}]$$



Hình 6-14

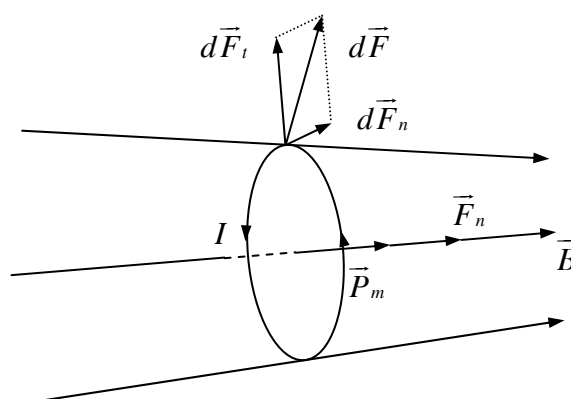
6.4.4. Mạch điện kín trong từ trường không đều

Xét một vòng dây dẫn kín, phẳng có dòng I chạy qua đặt trong một từ trường không đều \vec{B} . Mỗi phần tử của vòng dây chịu tác dụng của một lực $d\vec{F}$ vuông góc với vòng dây và với từ trường \vec{B} . Nhưng do các đường sức từ \vec{B} là không đều, nên các lực $d\vec{F}$ sẽ lập một góc khác 0 với mặt phẳng vòng dây. Ta hãy phân tích $d\vec{F}$ ra hai thành phần:

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

Các thành phần $d\vec{F}_t$ song song với mặt phẳng khung có tác dụng kéo giãn khung nếu $(\vec{P}_m \uparrow\uparrow \vec{B})$ và nén khung nếu $(\vec{P}_m \uparrow\downarrow \vec{B})$.

Các thành phần $d\vec{F}_n$ vuông góc với mặt phẳng khung, hợp lại thành lực tổng hợp \vec{F}_n có tác dụng dịch chuyển khung trong từ trường (hình 6-15). Nếu $\vec{P}_m \uparrow\uparrow \vec{B}$ khung bị hút về phía từ trường mạnh. Ngược lại, nếu $\vec{P}_m \uparrow\downarrow \vec{B}$ khung bị đẩy về phía từ trường yếu.



Hình 6-15

Ta có:

$$\vec{F}_n = \int_{\mathcal{L}} d\vec{F}_n$$

Về độ lớn của lực : $F_n = P_m \frac{\partial B}{\partial n}$, với $\frac{\partial B}{\partial n}$ – gradien từ trường theo phương pháp tuyến n. Như vậy ta có thể viết dưới dạng véc tơ:

$$\vec{F} = grad[\vec{P}_m \cdot \vec{B}] \tag{6-31}$$

– *Ứng dụng.* Kết quả nghiên cứu trên giúp ta giải thích được tại sao một nam châm hay một cuộn dây có dòng điện chạy qua hút được các magnet. Dưới tác dụng của từ trường của nam châm các magnet bị từ hóa, biến thành các nam châm nhỏ, có mômen từ xác định, và chúng bị hút về phía nam châm nơi có từ trường mạnh.

Lực tác dụng của từ trường lên dòng điện được ứng dụng nhiều trong kỹ thuật đo lường và trong kỹ thuật điện để chế tạo máy điện.

§6.5. Công của lực từ.

6.5.1. Công của lực từ khi di chuyển một phần tử dòng điện

Dòng điện đặt trong từ trường sẽ chịu tác dụng của lực từ $\vec{F} = I [d\vec{l} \cdot \vec{B}]$.

Khi dòng điện dịch chuyển lực từ sẽ sinh công.

Xét một mạch điện kín đặt trong từ trường (hình 6-16). Mạch có một phần MN có thể trượt được trên 2 cạnh kia. Đoạn mạch MN chịu tác dụng của từ lực: $F = I l B$.

Phương và chiều của lực xác định như trên hình vẽ 5-16 theo quy tắc bàn tay trái. Dưới tác dụng của từ lực \vec{F} , giả sử đoạn MN di chuyển một đoạn dx từ vị trí ① sang vị trí ②. Công thực hiện trong di chuyển đó sẽ là:

$$dA = Fdx = IlB \cdot dx = IB dS = I d\Phi$$

Trong đó dS là phần diện tích mà đoạn dây MN quét được trong quá trình di chuyển, $d\Phi$ là từ thông gửi qua phần diện tích dS .

Nếu từ trường không vuông góc với mặt phẳng của mạch điện, ta có thể phân tích \vec{B} ra hai thành phần: \vec{B}_n vuông góc với mạch và \vec{B}_t song song với mạch:

$$\vec{B} = \vec{B}_n + \vec{B}_t.$$

Lực tác dụng luôn vuông góc với từ trường, nên lực do thành phần song song \vec{B}_t gây ra vuông góc với dịch chuyển dx nên công của nó bằng không. Công của lực từ là công do thành phần vuông góc \vec{B}_n gây ra, do vậy:

$$dA = I B_n dS = I d\Phi \tag{6-32}$$

Trong đó $B_n dS = d\Phi$ là từ thông do đoạn MN quét được khi di chuyển. Nếu MN di chuyển một quãng đường hữu hạn từ vị trí ① sang vị trí ② thì công của lực từ sẽ là:

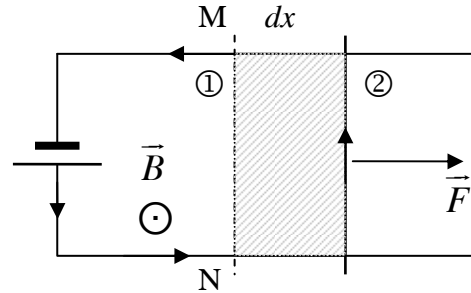
$$A = \int_1^2 dA = I \int_1^2 d\Phi = I(\Phi_2 - \Phi_1) = I\Delta\Phi \tag{6-33}$$

6.5.2. Mạch điện kín di chuyển trong từ trường.

Xét một mạch điện kín di chuyển trong từ trường, giả sử từ trường hướng vuông góc với mặt phẳng của mạch (hình 6-17).

Đoạn mạch abc chịu tác dụng lực F_1 tạo với phương dịch chuyển một góc $\alpha_1 > \pi/2$ nên công của lực sinh ra có dấu âm. Công này có giá trị bằng cường độ dòng điện chạy trong mạch, nhân với từ thông do phần mạch này quét trong quá trình di chuyển, tức là:

$$A_I = -I(\Phi_1 + \Phi_0) \tag{6-34}$$



Hình 6-16

Đoạn mạch cda chịu tác dụng của từ lực F_2 tạo với hướng dịch chuyển một góc nhọn, nên công sinh ra có dấu dương. Công này có giá trị bằng cường độ dòng điện chạy trong mạch, nhân với từ thông do phần mạch này quét trong quá trình di chuyển, tức là:

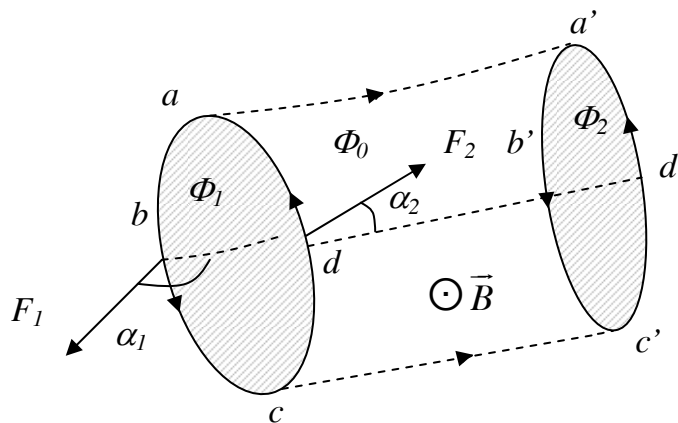
$$A_2 = I (\Phi_0 + \Phi_2) \tag{6-35}$$

Công toàn phần khi di chuyển mạch kín có giá trị:

$$A = A_1 + A_2 = I (\Phi_2 - \Phi_1) = I \Delta \Phi \tag{6-36}$$

Kết quả trên đúng cho trường hợp mạch kín di chuyển trong một từ trường đều bất kỳ. Từ đó ta có thể kết luận:

“Công của lực từ khi di chuyển một mạch điện kín trong từ trường có giá trị bằng tích số giữa cường độ dòng điện chạy trong mạch và độ biến thiên của từ thông gửi qua diện tích của mạch kín.



Hình 6-17

6.5.3. Thế năng của mạch điện kín trong từ trường.

Mạch điện kín đặt trong từ trường sẽ có một năng lượng xác định, có giá trị bằng công để mang nó vào trong từ trường. Giả sử ban đầu, mạch ở vô cực, từ trường nơi đó bằng không nên từ thông gửi qua mạch là $\Phi_1 = 0$. Khi ở trong từ trường, từ thông gửi qua mạch sẽ là $\Phi_2 = \Phi$. Công của lực từ đưa mạch vào từ trường là:

$$A = I (\Phi_2 - \Phi_1) = I \Phi$$

Công của ngoại lực cần thực hiện có dấu ngược với công của lực từ, nên có giá trị là $-I\Phi$. Công này biến thành năng lượng W của mạch điện:

$$W = -I\Phi = -IBS \cos \alpha = -\vec{P}_m \vec{B} \tag{6-37}$$

Chương 7.
**CHUYỂN ĐỘNG CỦA ĐIỆN TÍCH
TRONG ĐIỆN TRƯỜNG VÀ TỪ TRƯỜNG**

§7.1. Từ trường của điện tích chuyển động.

Dòng điện phát sinh ra từ trường, nhưng dòng điện là dòng chuyển dời có hướng của các điện tích, do đó điện tích chuyển động sẽ sinh ra từ trường.

Xét một phần tử dòng điện $I d\vec{l}$. Theo định lý Biot-Savart-Laplace thì từ trường nguyên tố do nó gây ra tại một điểm xác định bởi bán kính véc tơ \vec{r} sẽ là:

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I[d\vec{l} \cdot \vec{r}]}{r^3} \quad (7-1)$$

Mặt khác: $I = J.S$

$\vec{J} = n_0 e \vec{v}$, do đó:

$$I dl = n_0 e v \cdot S \cdot dl = N \cdot e v$$

Trong đó : $N = n_0 \cdot S \cdot dl = n_0 \cdot V$ – Số điện tử chứa trong thể tích V.

Từ đó:
$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot Ne \cdot \frac{[\vec{v} \cdot \vec{r}]}{r^3} \quad (7-2)$$

Độ lớn:

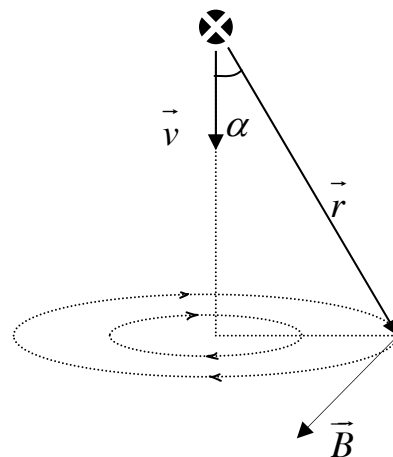
$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot Ne \cdot \frac{v \sin \alpha}{r} \quad (7-3)$$

Cảm ứng từ do một hạt gây ra sẽ là:

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot e \cdot \frac{[\vec{v} \cdot \vec{r}]}{r^3} \quad (7-4)$$

Về phương và chiều của \vec{B} là phương chiều của tích véc tơ $[\vec{v} \cdot \vec{r}]$ và phụ thuộc vào dấu của điện tích e.

Chú ý: Kết quả trên có được khi xét dây dẫn đứng yên với người quan sát có dòng điện chạy qua. Do đó \vec{v} là vận tốc tương đối của điện tích đối với người quan sát. Nói cách khác đó là vận tốc tương đối của điện tích trong hệ quy chiếu mà ta đo từ trường. Kết quả trên chỉ đúng với $v \ll c$ và r không lớn. Trong trường hợp tổng quát ta phải xét đến sự lan truyền của sóng điện từ.



Hình 7-1

§ 7.2. Tác dụng của điện trường và từ trường lên điện tích chuyển động.

Trong điện trường \vec{E} điện tích chịu tác dụng của lực Coulomb:

$$\vec{F}_e = e\vec{E} \tag{7-5}$$

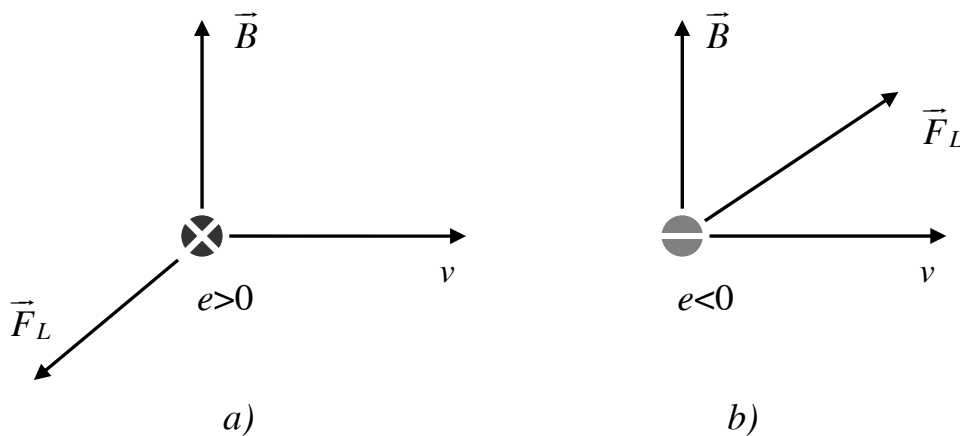
Trong từ trường \vec{B} điện tích chịu tác dụng của lực Lozentx

$$\vec{F}_L = e[\vec{v} \cdot \vec{B}] \tag{7-6}$$

Chiều của lực Lozentx phụ thuộc vào dấu của điện tích e (hình 7-2)

Nếu điện tích chuyển động trong không gian tồn tại cả điện trường và từ trường thì lực tác dụng lên hạt sẽ là:

$$\vec{F} = e \{ \vec{E} + [\vec{v} \cdot \vec{B}] \} \tag{7-7}$$



Hình 7-2

§7.3. Chuyển động của điện tích trong điện trường và từ trường.

Khi một hạt mang điện tích e chuyển động trong không gian, ở đó tồn tại cả điện trường và từ trường thì nó sẽ chịu tác dụng của cả lực điện và lực từ, xác định theo (7-7). Phương trình chuyển động của hạt sẽ có dạng:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = e\vec{E} + e[\vec{v} \cdot \vec{B}] \tag{7-8}$$

trong đó m là khối lượng của hạt, \vec{v} là vận tốc của hạt.

Phương trình (7-8) có thể phân tích thành 3 phương trình vô hướng diễn tả chuyển động của hạt theo các trục tọa độ tương ứng. Ta sẽ xét một số trường hợp đơn giản sau đây.

7.3.1. Chuyển động của hạt trong từ trường đều.

1. Trường hợp $\vec{v} \perp \vec{B}$. Khi một hạt mang điện tích e bay vào từ trường \vec{B} với vận tốc \vec{v} sẽ chịu tác dụng của một lực Lorentz:

$$\vec{F} = e[\vec{v} \times \vec{B}] \tag{7-9}$$

Nếu hạt bay vào từ trường đều theo phương vuông góc với véc tơ cảm ứng từ \vec{B} . Theo (7-9) lực Lorentz \vec{F} sẽ có giá trị:

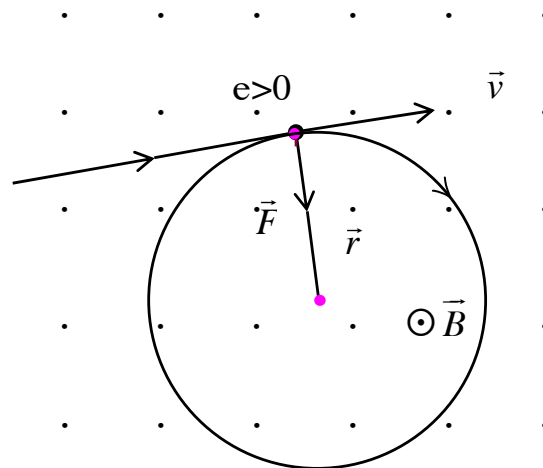
$$F = evB \sin 90^\circ = e v B$$

Vì phương của lực \vec{F} luôn luôn vuông góc với phương của véc tơ vận tốc \vec{v} và phương của từ trường \vec{B} , do đó \vec{F} sẽ đóng vai trò tác dụng của một lực hướng tâm. Dưới tác dụng của lực \vec{F} , hạt sẽ chuyển động theo một quỹ đạo tròn có bán kính r xác định như sau: (hình 7-3).

$$m \frac{v^2}{r} = evB$$

Từ đó:

$$r = \frac{v}{\frac{e}{m} \cdot B} \tag{7-10}$$



Hình 7-3

– Chu kỳ quay:
$$T = \frac{2\pi r}{v} = \frac{2\pi}{\frac{e}{m} \cdot B} \tag{7-11}$$

– Tần số góc của hạt:
$$\omega = \frac{2\pi}{T} = \frac{e}{m} \cdot B. \tag{7-12}$$

gọi là tần số Xyclôtrôn.

Ta thấy chu kỳ T và tần số góc ω chỉ phụ thuộc vào cảm ứng từ B và tỷ số e/m – gọi là điện tích riêng của hạt.

Từ (7-10) ta suy ra :

$$\frac{e}{m} = \frac{v}{r B} \quad (7-13)$$

Công thức (7-13) cho ta cơ sở để có thể đo điện tích riêng của electron e/m bằng thực nghiệm.

Trong thực nghiệm, chùm electron được tạo ra từ ống phóng electron. Các electron sau khi được bức xạ từ Katốt sẽ được gia tốc bởi điện trường giữa Anốt và Katốt nhờ giữa chúng có một hiệu điện thế gia tốc U .

Động năng của electron thu được trong điện trường là:

$$\frac{1}{2}mv^2 = eU \quad (7-14)$$

Từ đó vận tốc mà electron thu được sẽ là:

$$v = \sqrt{\frac{2eU}{m}} \quad (7-15)$$

Thay biểu thức của v vào (7-13) ta được :

$$\frac{e}{m} = \frac{2U}{B^2 r^2} \quad (7-16)$$

Nhờ các thiết bị chuyên dụng ta đo được U, B . Bán kính quỹ đạo r được quan sát và đo trên ống phóng electron. Thay các giá trị vào (7-16) ta tính được e/m .

1. Trường hợp \vec{v} tạo với \vec{B} một góc $\alpha \neq \pi/2$. (hình 7-4)

Ta phân tích \vec{v} thành hai thành phần : $\vec{v} = \vec{v}_n + \vec{v}_t$.

$$v_t = v \cos \alpha$$

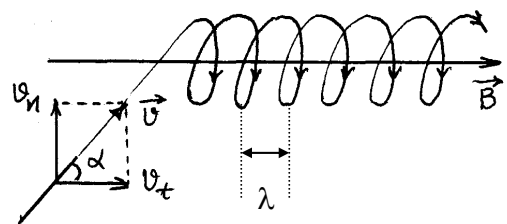
$$v_n = v \sin \alpha$$

Lực Lorentz tác dụng lên điện tích được xác định theo phương trình:

$$\vec{F} = e[\vec{v} \times \vec{B}] = e[\vec{v}_n \times \vec{B}] + e[\vec{v}_t \times \vec{B}]$$

Thành phần $\vec{F}_t = e[\vec{v}_t \times \vec{B}] = 0$. Thành phần $\vec{F}_n = e[\vec{v}_n \times \vec{B}]$ có độ lớn $F_t = evB \sin \alpha$ làm cho hạt chuyển động theo quỹ đạo tròn.

Do đó chuyển động của hạt sẽ là tổng hợp của 2 chuyển động:



Hình 7-4

1- Chuyển động tròn đều trong mặt phẳng vuông góc với từ trường \vec{B} , với vận tốc $v_n = v \sin \alpha$. Bán kính quỹ đạo, chu kỳ và tần số xác định theo các biểu thức (7-10, 7-11 và 7-12) giống như khi hạt bay vào theo phương vuông góc với từ trường.

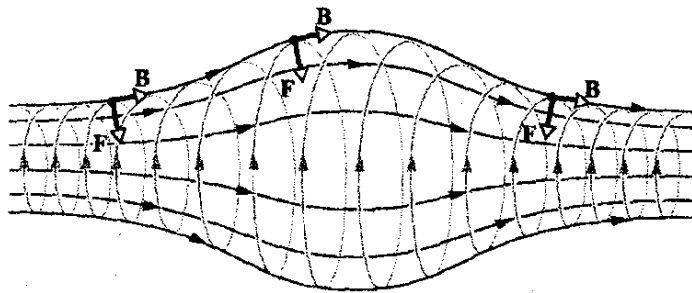
2 - Chuyển động đều theo quán tính dọc theo từ trường \vec{B} với vận tốc $v_t = v \cos \alpha$.

Kết quả quỹ đạo của hạt sẽ là một đường xoắn ốc (hình 7-4).

Bước đường xoắn:
$$\lambda = v_t \cdot T = \frac{2\pi v \cos \alpha}{\frac{e}{m} B} \cdot \frac{1}{B} \quad (7-17)$$

7.3.2. Bẫy từ – Hiện tượng cực quang.

Nếu hạt bay vào từ trường không đều theo một hướng tùy ý, quỹ đạo của hạt sẽ khá phức tạp. Trong một số trường hợp khi từ trường có tính chất đối xứng sẽ tạo ra các hiệu ứng rất đặc biệt.



Hình 7-5. Bẫy từ

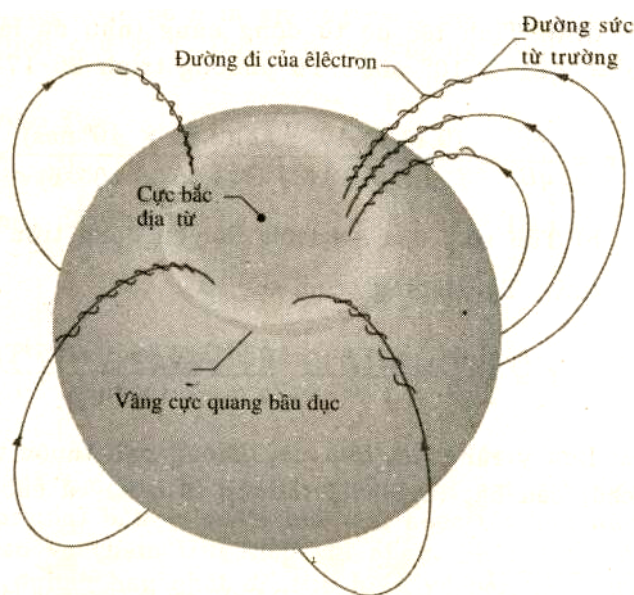
Trên hình (7-5) là quỹ đạo xoắn ốc của một điện tích dương trong một từ trường không đều. Các đường sức thắt hai bên như cổ chai cho thấy từ trường ở hai đầu mạnh hơn ở giữa. Nếu từ trường ở một đầu đủ mạnh hạt sẽ bị “phản xạ” ở đầu ấy. Nếu hạt bị phản xạ ở cả hai đầu ta nói nó bị bẫy ở trong một “chai từ”.

Như vậy, nếu từ trường có dạng như hình (7-5) sẽ tạo ra một “bẫy từ”. Khi điện tích rơi vào trong bẫy từ nó sẽ không thể thoát ra khỏi bẫy.

Từ trường của Trái Đất chúng ta cũng có dạng một cái bẫy từ khổng lồ. Các electron và prôtôn bị bẫy trên tầng cao khí quyển giữa hai địa cực Bắc và Nam tạo nên vành đai bức xạ Van Allen. Các hạt cứ chạy đi chạy lại giữa hai đầu của “chai từ” trong vòng vài giây.

Mỗi khi có sự bùng nổ của Mặt Trời, sẽ có thêm các electron và proton năng lượng cao rơi vào vành đai bức xạ và hình thành một điện trường ở nơi mà bình thường electron vẫn bị phản xạ. Điện trường này làm cho các electron không bị phản xạ nữa mà bị đẩy thẳng vào khí quyển, tại đây chúng va chạm với các phân tử, nguyên tử khí. Quá trình iôn hóa và làm phát quang sinh ra “hiện tượng cực quang” kỳ vĩ. Ánh sáng cực quang giống như một bức rèm sáng, treo từ độ cao khoảng 100 km rủ xuống. Nguyên tử Ôxy phát ra ánh sáng xanh lục, nguyên tử Nitơ phát ra màu hồng; nhưng thường các ánh sáng này mờ tối mức ta cảm nhận như một màu trắng “ma quái”.

Hiện tượng cực quang trải rộng thành cung trên cao tạo ra cái gọi là “vòng cực quang”. Trên hình (7-6) mô tả hình ảnh vòng cực quang ở Bắc cực (Bắc Greenland). Địa cực từ Bắc tương ứng với cực từ Nam, các đường sức hội tụ vào theo chiều thẳng đứng. Các electron từ bên ngoài khi đi vào Trái Đất sẽ “bị bẫy” và chuyển động xoắn ốc quanh các đường sức từ này và đi vào khí quyển Trái đất ở cùng vĩ độ phát sinh ra cực quang.



Hình 7-6. Hiện tượng “Cực quang”

7.3.3. Sự lệch của hạt mang điện trong điện trường và từ trường.

1- Trong điện trường.

Xét chuyển động của một hạt mang điện ($e > 0$) khi bay vào trong điện trường đều giữa hai bản của một tụ điện phẳng, dọc theo trục Ox với vận tốc ban đầu v_0 . Lực điện trường tác dụng lên hạt là $\vec{F} = e\vec{E}$. Phương trình chuyển động của hạt có dạng:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = e \vec{E} \quad (7-18)$$

Chiếu (7-18) lên 2 trục tọa độ Ox và Oy ta có:

$$\begin{aligned} a_x &= \frac{dv_x}{dt} = 0 \\ a_y &= \frac{dv_y}{dt} = \frac{eE}{m} \end{aligned} \quad (7-19)$$

Tích phân (7-19) ta có:

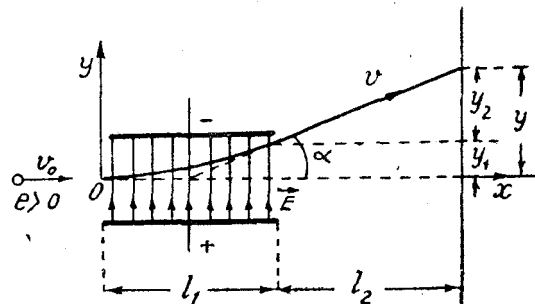
$$\begin{aligned} v_x &= \text{const} = v_0 \\ v_y &= \frac{eE}{m} t \end{aligned} \quad (7-20)$$

Kết quả hạt sẽ tham gia đồng thời 2 chuyển động:

- Theo phương Ox: hạt chuyển động đều theo quán tính với vận tốc v_0 ;

- Theo phương Oy: hạt chuyển động nhanh dần đều với gia tốc eE/m .

Quỹ đạo chuyển động của hạt có dạng parabol (hình 7-7).



Hình 7-7

Nếu gọi l_1 là chiều dài của bản tụ theo phương Ox, thì thời gian chuyển động của hạt trong điện trường sẽ là:

$$t_1 = \frac{l_1}{v_0}$$

Trong khoảng thời gian t_1 quãng đường chuyển động của hạt theo phương Oy là:

$$y_1 = \frac{1}{2} a t_1^2 = \frac{1}{2} \frac{eE}{m} \cdot \left(\frac{l_1}{v_0} \right)^2$$

Khi bay ra khỏi tụ điện, vận tốc của hạt là:

$$v_y = a t_1 = \frac{eE}{m} \cdot \frac{l_1}{v_0}$$

Bắt đầu từ đó, hạt chuyển động thẳng đều theo phương của vận tốc tổng hợp, lập với trục Ox một góc α xác định bởi:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{v_y}{v_x} = \frac{e}{m} \cdot \frac{l_1 E}{v_0^2} \quad (7-21)$$

Nếu khoảng cách từ tụ điện đến màn chắn là l_2 thì sau khi bay ra khỏi tụ, hạt bị lệch theo phương Oy một khoảng y_2 nữa:

$$y_2 = l_2 \cdot \operatorname{tg} \alpha = \frac{e}{m} \cdot \frac{l_1 l_2 E}{v_0^2}$$

Độ lệch tổng cộng của hạt là:

$$y = y_1 + y_2 = \frac{e}{m} \cdot E \frac{l_1}{v_0^2} \left(\frac{1}{2} l_1 + l_2 \right) \quad (7-22)$$

Hay:
$$y = \operatorname{tg} \alpha \cdot \left(\frac{1}{2} l_1 + l_2 \right) \quad (7-22,a)$$

Kết quả trên cho thấy, sau khi ra khỏi tụ điện hạt chuyển động thẳng giống như nó đã xuất phát từ giữa tụ điện, với phương chuyển động hợp với trục Ox một góc α .

2- Trong từ trường.

Bây giờ xét sự lệch của hạt khi bay vào một từ trường đều \vec{B} theo phương vuông góc. Giả sử hạt có vận tốc ban đầu theo phương Ox là \vec{v}_0 . Từ trường tác dụng trong khoảng chiều dài l_1 (hình 7-8),

Lực từ tác dụng lên hạt :

$$\vec{F} = e[\vec{v}_0 \times \vec{B}]$$

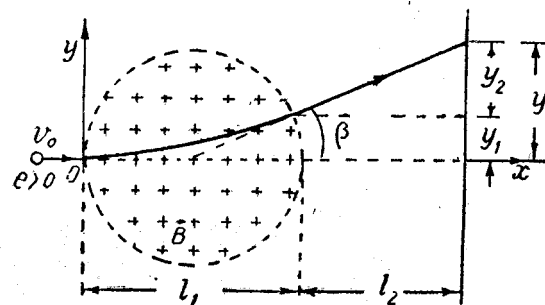
Vì $\vec{v}_0 \perp \vec{B}$ nên độ lớn của từ lực là:

$$F = e v_0 B$$

Lực này tác dụng theo phương Oy và gây ra gia tốc cho hạt :

$$a = \frac{F}{m} = \frac{e}{m} v_0 B$$

Phân tích tương tự như khi hạt bay vào điện trường, ta có độ lệch của hạt trong từ trường là:



Hình 7-8

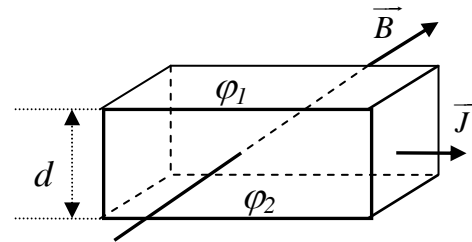
$$y = y_1 + y_2 = \frac{e}{m} \cdot B \frac{l_1}{v_0} \left(\frac{1}{2} l_1 + l_2 \right) = \operatorname{tg} \beta \cdot \left(\frac{1}{2} l_1 + l_2 \right) \quad (7-23)$$

Trong đó β là góc lệch của hạt so với phương ban đầu.

7.3.4. Hiệu ứng Hall.

Một chùm electron trong chân không có thể bị từ trường làm lệch. Các electron trong vật dẫn có dòng điện cũng bị từ trường làm lệch. Năm 1879 Edwin H Hall, một sinh viên cao học mới 24 tuổi tại trường đại học Johns Hopkins đã tìm ra hiệu ứng này.

Khi đặt một vật dẫn có dòng điện chạy qua trong một từ trường theo phương vuông góc với dòng điện, người ta thấy giữa hai mặt vật dẫn xuất hiện một thế hiệu. Hiện tượng trên gọi là hiệu ứng Hall, và thế hiệu gọi là thế hiệu Hall (hình 7-9).



Hình 7-9

Thực nghiệm cho thấy độ lớn của thế hiệu Hall: $U \sim j, d, B$

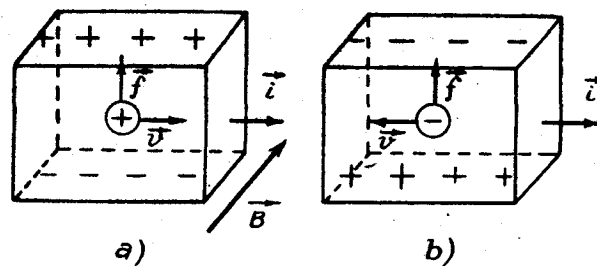
$$U = R d j B \tag{7-24}$$

Trong đó R là hệ số tỉ lệ, phụ thuộc vào bản chất của vật dẫn gọi là hằng số Hall.

– Giải thích.

Hiệu ứng Hall chính là hệ quả của lực Lozentx. Để đơn giản ta giả thiết các hạt mang điện trong vật dẫn chuyển động với vận tốc như nhau, bằng vận tốc trung bình của chuyển động định hướng v .

Khi đặt vật dẫn trong từ trường các hạt mang điện sẽ chịu tác dụng của lực Lozentx $\vec{F} = e[\vec{v} \cdot \vec{B}]$ nên sẽ có thêm chuyển động phụ theo phương của từ lực. Chiều chuyển động phụ thuộc vào dấu của điện tích e . (hình 7-10)



Hình 7-10

Kết quả làm cho một mặt vật dẫn tích điện dương, mặt kia tích điện âm và bên trong vật dẫn xuất hiện một điện trường \vec{E} . Điện trường này tác dụng

lực điện $e\vec{E}$ lên các điện tích có chiều ngược với chiều từ lực. Khi lực điện và lực từ cân bằng trạng thái của hệ sẽ được xác lập: $|e\vec{E}| = |e[\vec{v} \cdot \vec{B}]|$.

Hay: $eE = e v B$

Từ đó: $E = v B$

Thế hiệu Hall có giá trị:

$$U = E \cdot d = v B \cdot d = \frac{j}{n_0 e} \cdot B \cdot d = \frac{1}{n_0 e} \cdot d j B \quad (7-25)$$

Kết quả này trùng với công thức thực nghiệm (7-24). Do đó hằng số Hall có giá trị:

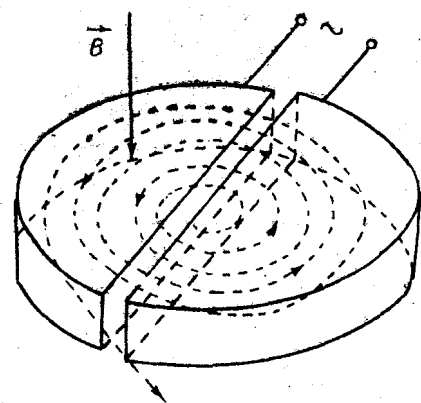
$$R = \frac{1}{n_0 e} \quad (7-26)$$

–*Ứng dụng.* Hiệu ứng Hall cho phép ta xác định được bản chất của các hạt tải điện trong vật dẫn mang điện tích dương hay âm. Xác định được mật độ điện tích n_0 . Có thể dùng hiệu ứng Hall để đo tốc độ hạt tải điện. Ứng dụng hiệu ứng Hall trong việc chế tạo các cảm biến đo từ trường \vec{B} .

7.3.5. Máy gia tốc cyclôtron.

Khi bay vào từ trường theo phương vuông góc hạt sẽ chuyển động theo một quỹ đạo tròn. Theo (7-11) thì chu kỳ quay của hạt không phụ thuộc vào vận tốc của nó. Tính chất này được áp dụng để tạo nên những máy gia tốc hạt gọi là *cyclôtron*. Máy gia tốc hạt được sử dụng để tạo ra những hạt có năng lượng lớn dùng trong nghiên cứu hạt nhân.

Nguyên lý cấu tạo của cyclôtron được mô tả như hình 7-11. Bộ phận chính của nó gồm hai điện cực để gia tốc hạt làm bằng đồng lá có dạng là hai nửa hình trụ tròn (gọi là Duan hay cực D). Hai điện cực được đặt giữa 2 cực của một nam châm điện lớn có từ trường ($B=1,5 \text{ T}$) hướng vuông góc với bề mặt điện cực. Giữa hai điện cực đặt vào một thế hiệu xoay chiều cao tần cỡ vài chục kilôvôn do một máy phát xoay chiều cung cấp. Hạt cần gia tốc được cung cấp từ nguồn đặt ở giữa tâm của Xyclôtron.



Hình 7-11

Quá trình gia tốc hạt được thực hiện nhiều lần liên tiếp. Giả sử một prôtôn được phóng ra ở tâm xyclôtrôn. Hạt được điện trường giữa 2 bản cực gia tốc và bay về phía bản âm. Khi bay vào khe của điện cực âm thì hạt sẽ chịu tác dụng của từ trường hướng theo phương vuông góc nên quỹ đạo của hạt sẽ là một đường tròn có bán kính tỉ lệ với vận tốc của hạt tính theo biểu thức (7-10): $r = mv/eB$.

Nếu ta chọn tần số của thế hiệu xoay chiều đặt vào bằng tần số xyclôtrôn (7-12) của hạt thì sau khi hạt quay được nửa vòng tròn đến khe hở giữa hai cực, đúng lúc thế hiệu đổi dấu (sau một nửa chu kỳ) và đạt giá trị cực đại. Hạt lại được gia tốc bởi điện trường giữa 2 khe và bay vào trong điện cực thứ 2 với vận tốc lớn hơn. Quỹ đạo của hạt có bán kính lớn hơn trước, nhưng thời gian chuyển động của hạt trong điện cực vẫn không thay đổi (bằng nửa chu kỳ). Quá trình cứ tiếp nối liên tục nhiều lần, vận tốc của hạt sẽ tăng lên mãi.

Gọi U là thế hiệu giữa hai cực, mỗi lần qua khe hạt thu thêm năng lượng bằng eU . Nếu hạt qua khe n lần thì năng lượng của hạt sẽ là neU .

Năng lượng cực đại có thể cung cấp cho hạt phụ thuộc vào độ lớn của cảm ứng từ B , vào bán kính cực đại r_{\max} của hạt, tức bán kính điện cực R . Theo (7-10) ta có:

$$r_{\max} = R = \frac{v_{\max}}{\frac{e}{m} \cdot B}$$

Động năng cực đại mà hạt thu được là:

$$\frac{mv_{\max}^2}{2} = \frac{1}{2} \frac{e^2}{m} \cdot R^2 B^2$$

Năng lượng của hạt tính ra eV sẽ là:

$$W = \frac{1}{2} \frac{e}{m} \cdot R^2 B^2 \quad (eV) \tag{7-27}$$

Ví dụ . Dùng Xyclôtrôn để gia tốc hạt prôtôn. Cho biết bán kính cực D là $R=0,5m$. Cảm ứng từ của nam châm là $B = 1T$. Tính năng lượng cực đại hạt thu được.

Ta có, prôtôn mang điện tích nguyên tố dương, có khối lượng gấp 1837 lần electron, do đó:

$$\frac{e}{m} = \frac{1,6 \cdot 10^{-19} C}{9,1 \cdot 10^{-31} \cdot 1837 kg} = 0,96 \cdot 10^8 C/kg$$

Theo (7-27) ta có:

$$W = \frac{1}{2} \frac{e}{m} \cdot R^2 B^2 = \frac{1}{2} \cdot 0,96 \cdot 10^8 \cdot 0,5^2 \cdot 1 \approx 12 \cdot 10^6 \text{ eV} = 12 \text{ MeV}.$$

Tuy nhiên ta không thể cứ tiếp tục mãi quá trình gia tốc. Để tạo hạt có năng lượng rất cao, máy xyclôtrôn bình thường không thể đáp ứng do không thể tăng B và R lên mãi. Nguyên nhân là khi vận tốc của hạt tăng lên thì khối lượng của hạt cũng tăng lên do hiệu ứng tương đối tính làm cho tỷ số e/m giảm. Khi vận tốc của hạt đạt giá trị đủ lớn thì tần số xyclôtrôn của nó sẽ giảm và mất đồng bộ với hiệu điện thế cao tần ta đặt vào. Quá trình gia tốc sẽ ngừng lại.

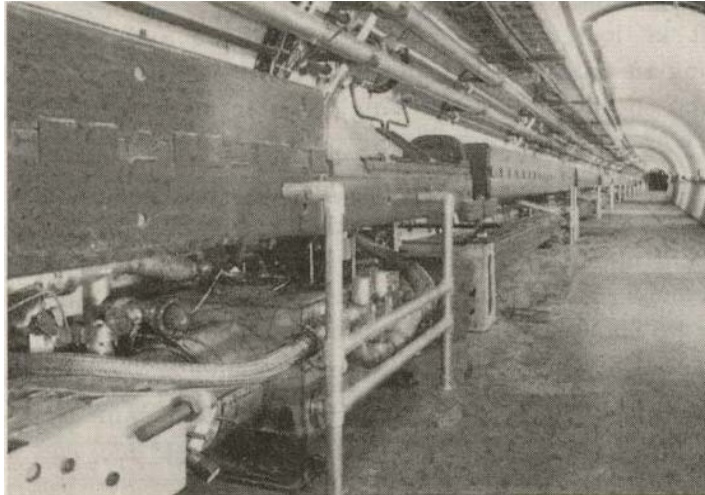
Để giải quyết mâu thuẫn này người ta dùng biện pháp điều chỉnh tần số của điện trường gia tốc sao cho nó luôn luôn phù hợp với sự biến đổi của tỷ số e/m của hạt (trong các máy như xincrô-yclôtrôn hay phazôtrôn). Trong máy xincrôtrôn cho prôtôn người ta điều chỉnh cả từ trường B và tần số của điện trường gia tốc. Bằng cách như vậy có thể thực hiện được:

- Tần số của prôtôn luôn đồng bộ với tần số của trường gia tốc.
- Prôtôn sẽ chạy theo quỹ đạo tròn thay cho quỹ đạo xoắn ốc.

Như vậy thì cấu trúc của điện cực sẽ có dạng vòng ống trụ thay cho hình trụ và chỉ cần đặt nam châm dọc theo quỹ đạo tròn của ống mà không phải đặt nam châm trên toàn bộ diện tích bao bởi vòng gia tốc (hình 7-12).

Tuy nhiên nếu cần năng lượng cao thì chiều dài của vòng ống gia tốc cũng phải rất lớn. Trong máy xincrôtrôn dùng cho prôtôn ở phòng thí nghiệm quốc tế mang tên Fermilab đường ống gia tốc có kích thước 2 inch với chu vi tổng cộng tới 4 dặm (6,3km). Trên hình 7-13 là ảnh chụp toàn cảnh từ trên không vòng từ của Fermilab và các tòa nhà của phòng thí nghiệm gắn với nó. Prôtôn phải thực hiện khoảng 400000 vòng để có năng lượng toàn phần là 1 TeV (10^{12} eV).

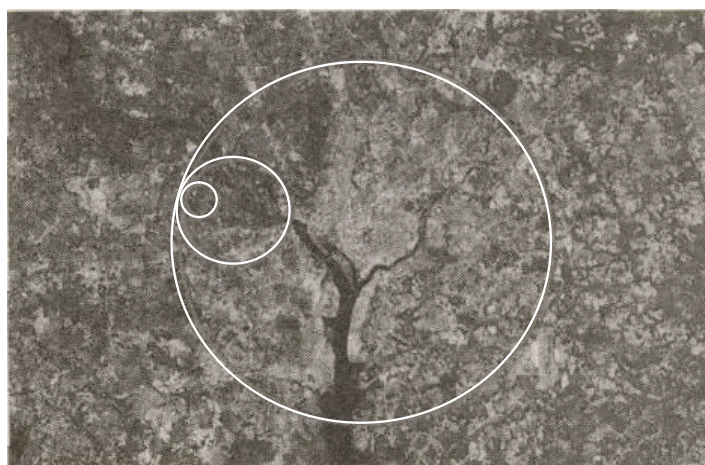
Nhu cầu về prôtôn có năng lượng cao hơn nữa trong nghiên cứu vật lý năng lượng cao. Trên hình 7-14 cho thấy hình ảnh vòng từ của Fermilab (vòng nhỏ) và vòng từ của máy gia tốc tại trung tâm nghiên cứu hạt nhân châu Âu CERN (vòng to hơn ngay bên cạnh). Vòng lớn nhất là của máy siêu va chạm siêu dẫn (SSC) có thể được xây dựng ở Texas, nó sẽ cho phép tạo ra quá trình va chạm prôtôn – phản prôtôn ở năng lượng 20TeV. Vòng từ – chu vi cỡ 52 dặm



Hình 7-12. Quang cảnh dọc theo đường hầm của Xincrôtron để gia tốc prôton ở Fermilab. Chu vi đường hầm dài 6,3 km.



Hình 7-13. Fermilab nhìn từ trên không



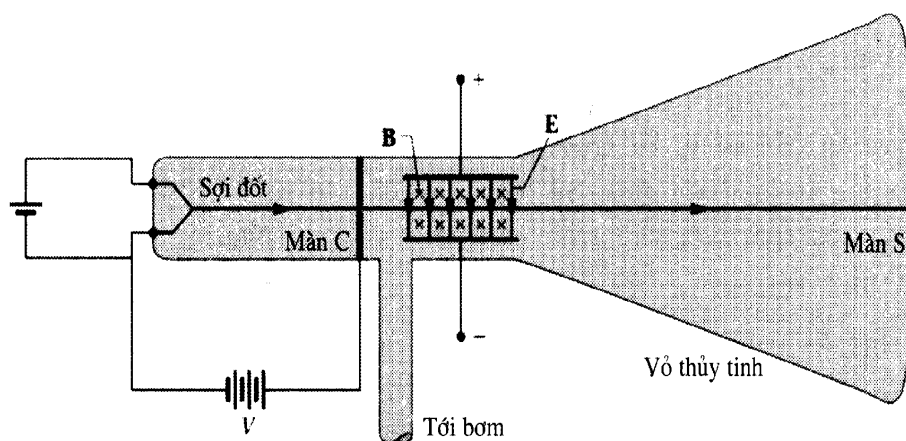
Hình 7-14.

Vòng tròn lớn nhất là của máy siêu va chạm siêu dẫn (SSC) đang chuẩn bị xây dựng vẽ đè lên ảnh thành phố Washington chụp từ vệ tinh. Vòng trung gian ở giữa là của máy gia tốc tại CERN Thụy sĩ. Vòng nhỏ nhất là của máy gia tốc tại Fermilab.

7.3.6. Xác định điện tích riêng của các điện tích, khối phổ ký.

1) Xác định điện tích riêng của tia âm cực.

Năm 1897 J. J. Thomson bằng thực nghiệm đo tỷ số e/m của các hạt trong chùm tia âm cực đã xác định được bản chất của tia âm cực chính là chùm các electron chuyển động. Trên hình (7-15) mô tả một dạng hiện đại của thiết bị thí nghiệm mà J. Thomson đã thực hiện. Các electron sau khi bức xạ nhiệt từ Katốt được gia tốc bằng thế hiệu V và hội tụ qua màn chắn C sẽ bay vào một vùng không gian có cả điện trường và từ trường tác dụng theo hai phương vuông góc với nhau (gọi là các trường bắt chéo), sau đó đập vào màn huỳnh quang.



Hình 7-15. Một dạng hiện đại của thiết bị J. Thomson dùng để đo tỷ số e/m của hạt

Từ hình vẽ ta thấy rằng bất luận hạt mang điện dấu gì thì điện trường và từ trường đều làm nó lệch theo hai chiều ngược nhau. Các thí nghiệm của Thomson thực hiện các bước sau:

- 1- Cho $E=0, B=0$ ghi lại vị trí vết sáng trên màn huỳnh quang.
- 2- Cho điện trường E tác dụng, đo độ lệch của vết sáng.
- 3- Giữ nguyên điện trường E , cho từ trường B tác dụng. Điều chỉnh từ trường sao cho vết sáng lại trở về vị trí ban đầu.

Quan sát chiều lệch của điện tích ở bước thứ 2 ta biết được dấu của hạt chuyển động. Để xác định vận tốc của hạt, từ bước thứ 3 ta thấy muốn để hạt không bị lệch tác dụng của điện trường lên hạt là eE phải cân bằng với tác dụng của từ trường evB , tức là:

$$eE = evB$$

Từ đó:
$$v = \frac{E}{B} \tag{7-28}$$

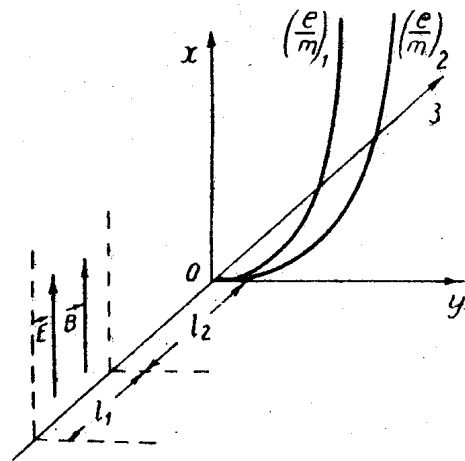
Bây giờ chỉ cần cho điện trường E , hoặc từ trường B tác dụng riêng biệt và quan sát độ lệch của chùm tia. Đo góc lệch của chùm tia và tính tỷ số e/m theo các công thức (7-21) hoặc (7-23).

Từ tỷ số e/m Thomson đã xác định được bản chất của tia âm cực chính là dòng các electron chuyển động.

1) Xác định điện tích riêng của Iôn.

Để xác định điện tích riêng của các iôn nói chung, năm 1907 J. Thomson đã đề xuất phương pháp parabol như sau:

Cho chùm iôn bay qua một khu vực có chiều dài l_1 trong đó có cả điện trường và từ trường tác dụng theo cùng một hướng song song với nhau, sau đó chuyển động tự do trên một quãng đường l_2 . Các véc tơ điện trường và từ trường song song với nhau và vuông góc với phương của chùm iôn (hình 7-16). Giả sử chùm tia chạy dọc theo trục Oz, các véc tơ \vec{E} và \vec{B} hướng theo phương Ox. Theo kết quả (7-22) và (7-23) nếu v là vận tốc của hạt, và giả sử hạt là iôn dương thì dưới tác dụng của điện trường hạt bị lệch theo phương trục Ox một đoạn:



Hình 7-16

$$x = \frac{e}{m} \cdot E \cdot \frac{l_1}{v^2} \left(\frac{1}{2} l_1 + l_2 \right) \tag{7-29}$$

Từ trường làm hạt lệch theo phương Oy một đoạn:

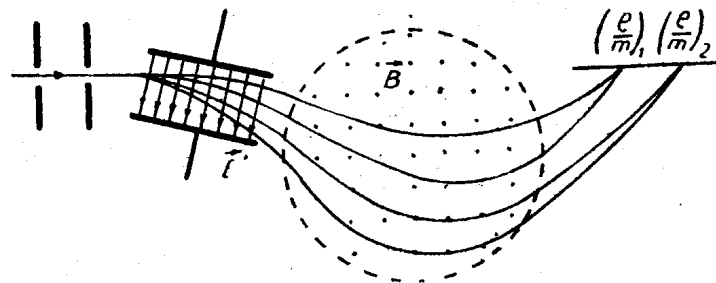
$$y = \frac{e}{m} \cdot B \cdot \frac{l_1}{v} \left(\frac{1}{2} l_1 + l_2 \right) \tag{7-29,a}$$

Các biểu thức (7-29) là tọa độ trên mặt phẳng vuông góc với trục Oz của những hạt có e/m và v xác định. Khử v từ (7-29) ta được phương trình quỹ đạo của các iôn cùng giá trị e/m là một đường parabol.

$$x = \left[\frac{E}{l_1 B^2 \left(\frac{1}{2} l_1 + l_2 \right)} \right] \cdot \frac{m}{e} \cdot y^2 \quad (7-30)$$

Nếu ta đặt một kính ảnh để hứng vết của chùm tia, thì trên kính ảnh những ion có tỷ số e/m khác nhau nằm trên những parabol khác nhau. Biết các thông số của thí nghiệm (l_1, l_2, E, B) ta có thể xác định được tỷ số e/m .

Dựa trên cơ sở của phương pháp trên Axtơn đã chế tạo ra khối phổ ký để xác định điện tích riêng của hạt. Sơ đồ nguyên tắc của khối phổ ký cho trên hình (7-17).



Hình 7-17. Khối phổ ký

Các ion được phóng qua những khe hẹp để tạo ra chùm tia mảnh, sau đó lần lượt cho đi qua một điện trường và từ trường được bố trí sao cho tác dụng làm lệch của chúng theo hai hướng ngược nhau. Khi qua điện trường hạt có cùng e/m bị lệch càng nhiều nếu vận tốc của nó càng nhỏ. Như vậy sau khi ra khỏi điện trường chùm tia bị phân kỳ thành nhiều dải theo vận tốc. Khi bay vào từ trường quỹ đạo của ion bị cong càng nhiều nếu vận tốc của nó càng nhỏ. Kết quả sau khi ra khỏi từ trường, các ion cùng loại sẽ hội tụ tại một điểm. các ion khác loại sẽ hội tụ tại những điểm khác nhau. Dùng kính ảnh để hứng ảnh của các vết tương ứng với các ion có e/m khác nhau.

Nhờ khối phổ ký ta có thể xác định một cách chính xác điện tích riêng của các ion.

Chương 8. TỪ TRƯỜNG TRONG VẬT CHẤT

§8.1. Sự từ hóa các chất – Phân loại từ môi.

8.1.1. Sự từ hóa các chất.

Mỗi dòng điện luôn sinh ra xung quanh nó một từ trường. Giá trị của từ trường trong chân không khác với từ trường trong môi trường vật chất. Điều đó được lý giải là bản thân môi trường đã bị từ hóa và bản thân nó cũng sinh ra một từ trường phụ \vec{B}' . Kết quả từ trường tổng cộng sẽ khác trong chân không. Các chất có khả năng từ hóa được gọi là từ môi (hay vật liệu từ).

Theo Ampère, từ trường phụ \vec{B}' là do các dòng điện phân tử khép kín trong phạm vi từng phân tử (nguyên tử) gây ra. Mỗi dòng điện phân tử có một mômen từ riêng \vec{P}_{mi} . Bình thường do chuyển động nhiệt nên chúng định hướng hỗn loạn không có phương ưu tiên, do đó từ trường tổng theo một phương nào đó là bằng không. Khi đặt trong từ trường ngoài, các mômen từ phân tử được định hướng ưu tiên theo phương của từ trường. Kết quả từ trường tổng theo phương trường ngoài khác không. Từ môi đã bị từ hóa.

8.1.2. Véc tơ từ hóa.

Khi bị từ hóa các mômen từ riêng của các dòng điện phân tử được định hướng theo phương của từ trường. Cường độ từ trường càng mạnh thì những dòng điện phân tử được định hướng càng mạnh. Do đó tổng các mômen từ phân tử trong một đơn vị thể tích từ môi càng lớn. Vì vậy để đặc trưng cho mức độ từ hóa từ môi người ta đưa vào khái niệm véc tơ từ hóa. Nó có giá trị bằng tổng mômen từ trong một đơn vị thể tích.

$$\vec{J} = \frac{\sum_{i=1}^N \vec{P}_{mi}}{V} \quad (8-1)$$

Trong đó N – số phân tử (nguyên tử) trong thể tích V

\vec{P}_{mi} – mômen từ của nguyên tử thứ i.

Nếu vật bị từ hóa không đều thì ta xét véc tơ từ hóa tại mỗi điểm của môi trường bằng cách xét giới hạn của (8-1).

$$\vec{J} = \lim_{V \rightarrow 0} \left[\frac{1}{V} \sum_{i=1}^N \vec{P}_{mi} \right] \quad (8-1,a)$$

Nếu sự từ hóa là đều, từ môi là đồng chất thì:

$$\vec{J} = \chi_m \vec{H} \quad (8-2)$$

χ_m – độ từ hóa từ môi, có giá trị phụ thuộc vào bản chất của từ môi.

8.1.3. Từ trường trong từ môi.

Khi bị từ hóa từ trường trong từ môi sẽ là chồng chất của từ trường \vec{B}_0 với từ trường \vec{B}' :

$$\vec{B} = \vec{B}' + \vec{B}_0 \quad (8-3)$$

Để tiện việc khảo sát, trong từ môi ngoài véc tơ cảm ứng từ \vec{B} người ta thường sử dụng véc tơ cường độ từ trường \vec{H} , được xác định bởi:

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J} \quad (8-4)$$

Trong chân không $\vec{J} = 0$ nên ta có:

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} = \vec{H}_0$$

Từ (8-2) và (8-4) ta có:

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \chi_m \vec{H}$$

Từ đó:
$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{(\chi_m + 1)\mu_0} = \frac{\vec{B}}{\mu \mu_0} \quad (8-5)$$

Trong đó: $\mu = \chi_m + 1$ – độ từ thẩm của môi trường. Giá trị của μ cho biết từ trường trong từ môi nhỏ hơn từ trường trong chân không bao nhiêu lần.

Như vậy, căn cứ vào χ_m hoặc độ từ thẩm μ ta có thể chia từ môi ra làm 3 loại sau:

- Nếu $\chi_m > 0 \rightarrow \mu > 1$, $\vec{B}' \uparrow \uparrow \vec{B}_0$ và $|\vec{B}'| < |\vec{B}_0|$ – từ môi là chất thuận từ .
- Nếu $\chi_m < 0 \rightarrow \mu < 1$, $\vec{B}' \uparrow \downarrow \vec{B}_0$ và $|\vec{B}'| < |\vec{B}_0|$ – từ môi là chất nghịch từ.
- Nếu $\chi_m \gg 1 \rightarrow \mu \gg 1$, $\vec{B}' \uparrow \uparrow \vec{B}_0$ và $|\vec{B}'| \gg |\vec{B}_0|$ – từ môi là chất sắt từ.

Công thức (8-5) thường được sử dụng dưới dạng:

$$\vec{B} = \mu \mu_0 \vec{H} = \mu_a \vec{H} \quad (8-6)$$

Từ (8-6) ta thấy, trong môi trường đồng chất và đẳng hướng thì hai véc tơ \vec{B} và \vec{H} cùng phương, cùng chiều.

§8.2. Các định luật cơ bản của từ môi.

8.2.1. Định lý Oxtơratxki – Gauss.

Ta biết rằng, các đường sức từ trong chân không là những đường khép kín. Trong từ môi, từ trường tổng hợp là chồng chất của từ trường \vec{B}_0 và từ trường phụ \vec{B}' , do đó các đường sức từ cũng phải là những đường khép kín. Như vậy từ thông gửi qua một mặt kín bất kỳ luôn luôn bằng không.

$$\oint_S \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0 \quad (8-7)$$

Đây chính là biểu thức của định lý O-G cho từ môi. Kết quả này một lần nữa cho thấy trong tự nhiên không tồn tại “từ tích”.

8.2.2. Định lý dòng toàn phần.

Trong chân không ta có lưu số của véc tơ cảm ứng từ theo một đường cong kín bất kỳ có giá trị bằng:

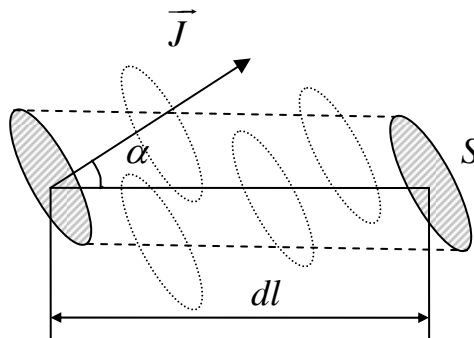
$$\oint_{\mathcal{L}} \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 \sum_k I_k$$

trong đó $\sum_k I_k$ là tổng đại số các dòng điện xuyên qua diện tích giới hạn bởi đường cong kín đó.

Trong từ môi, định lý về lưu số của véc tơ \vec{B} sẽ có dạng:

$$\oint_{\mathcal{L}} \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 \left(\sum_{k=1}^n I_k \text{ tự do} + \sum_{i=1}^m I_i \text{ phân tử} \right) \quad (8-8)$$

trong đó $\sum_{i=1}^m I_i \text{ phân tử}$ là tổng đại số các dòng điện phân tử bao lấy đường cong kín \mathcal{L} . Giả sử ta lấy lưu thông trên một đoạn vi phân dl trên đường cong \mathcal{L} , chiều lấy lưu thông hợp với véc tơ từ hóa \vec{J} một góc α (hình 8-1).



Hình 8-1

Trên hình 8 -1 cho thấy rằng số dòng điện bao quanh dl bằng tất cả các dòng điện phân tử có tâm nằm trong hình trụ có trục trùng với dl , có đáy S

bằng diện tích của một dòng điện phân tử.

$$\sum_{\substack{\text{phân tử} \\ \text{(bao quanh dl)}}} I = nI'S'dl \cos \alpha = nP_{mi} dl \cos \alpha = \vec{J} \cdot \vec{dl} \quad (8-9)$$

trong đó n là mật độ phân tử từ môi. I' là cường độ của một dòng điện phân tử. Như vậy, tổng các dòng điện phân tử bao quanh toàn bộ đường cong kín \mathcal{L} sẽ là:

$$\sum_{i=1}^m I_{i \text{ phân tử}} = \oint_{\mathcal{L}} \vec{J} \cdot \vec{dl} \quad (8-10)$$

Thay (8-10) vào (8-8) ta có:

$$\oint_{\mathcal{L}} \vec{B} \cdot \vec{dl} = \mu_0 \left(\sum_{k=1}^n I_{k \text{ tự do}} + \oint_{\mathcal{L}} \vec{J} \cdot \vec{dl} \right)$$

Hoặc ta biến đổi dưới dạng:

$$\oint_{\mathcal{L}} \left\{ \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J} \right\} \cdot \vec{dl} = \sum_{k=1}^n I_{k \text{ tự do}}$$

Mà $\frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J} = \vec{H}$ nên ta có:

$$\oint_{\mathcal{L}} \vec{H} \cdot \vec{dl} = \sum_{k=1}^n I_{k \text{ tự do}} \quad (8-11)$$

Như vậy, trong từ môi cũng như trong chân không lưu số của véc tơ \vec{H} chỉ phụ thuộc vào dòng tự do mà không phụ thuộc vào các dòng điện phân tử. Do vậy khi giải các bài toán trong từ môi, việc sử dụng véc tơ \vec{H} làm cho bài toán trở nên đơn giản hơn.

8.2.3. Điều kiện biên của các véc tơ \vec{B} và \vec{H} .

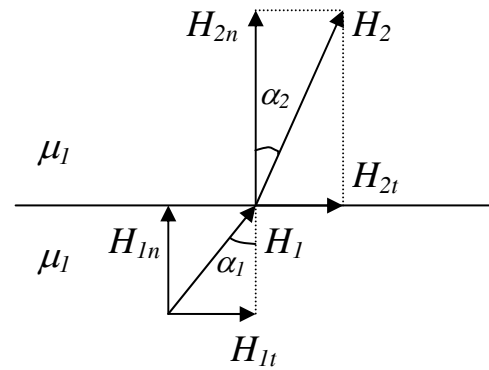
Khi đi qua mặt phân cách của hai môi trường các đường sức từ cũng giống như các đường sức điện trường sẽ bị khúc xạ (H. 8-2). Áp dụng các định lý O-G và định lý dòng toàn phần ta tìm được quy luật thay đổi của các thành phần pháp tuyến và tiếp tuyến của các véc tơ \vec{B} và \vec{H} như sau:

$$B_{1n} = B_{2n}; \quad \frac{B_{1t}}{B_{2t}} = \frac{\mu_1}{\mu_2} \quad (8-12, a)$$

$$H_{1t} = H_{2t}; \quad \frac{H_{1n}}{H_{2n}} = \frac{\mu_2}{\mu_1} \quad (8-12, b)$$

Các điều kiện (8-12) luôn được thực hiện trên mặt ngăn cách hai môi trường và được gọi là các điều kiện biên của các véc tơ \vec{B} và \vec{H} . Từ các điều kiện đó có thể rút ra định luật khúc xạ cho đường sức từ như sau:

$$\frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{\operatorname{tg} \alpha_2} = \frac{\mu_1}{\mu_2} \quad (8-13)$$



Hình 8-2

§8.3. Giải thích sự từ hóa từ môi.

8.3.1. Bản chất của những dòng điện phân tử.

Để giải thích sự từ hóa ta đã dựa vào giả thuyết Ampère về các dòng điện phân tử. Bản chất của các dòng điện phân tử này là gì?

Ta biết rằng trong nguyên tử, các electron chuyển động quanh hạt nhân theo các quỹ đạo khác nhau. Để giải thích nhiều hiện tượng điện từ ta có thể coi một cách gần đúng rằng các electron chuyển động quanh hạt nhân theo những quỹ đạo tròn hay elíp. Chuyển động của chúng tương đương như những dòng điện kín có mômen từ xác định.

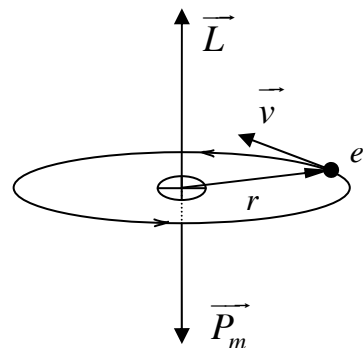
Giả sử rằng electron chuyển động quanh hạt nhân theo một quỹ đạo tròn bán kính r (hình 8-3). Gọi v và ν là vận tốc và tần số quay của hạt trên quỹ đạo, ta có:

$$\nu = \frac{v}{2\pi r} \quad (8-14)$$

Dòng điện do chuyển động của electron sinh ra có chiều ngược với chiều quay của hạt và có cường độ:

$$I = e\nu = \frac{ev}{2\pi r} \quad (8-15)$$

Nếu gọi $S = \pi r^2$ là diện tích của dòng điện tròn thì mômen từ quỹ đạo \vec{P}_m đặc trưng cho tác dụng từ của dòng điện này là:



Hình 8-3

$$\vec{P}_m = I S \vec{n} = \frac{ev}{2\pi r} \cdot \pi r^2 \cdot \vec{n}$$

$$\vec{P}_m = \frac{1}{2} evr \cdot \vec{n} \quad (8-16)$$

Trong đó \vec{n} là véc tơ pháp tuyến đơn vị của mặt S .

Mặt khác vì electron có khối lượng nên khi quay hạt nhân nó còn có mômen động lượng quỹ đạo \vec{L} .

$$\vec{L} = [\vec{r} \cdot m\vec{v}] \quad (8-17)$$

Véc tơ \vec{L} vuông góc với mặt phẳng quỹ đạo của electron, có chiều sao cho chiều quay của electron là chiều thuận xung quanh nó. Như vậy, hai véc tơ \vec{L} và \vec{P}_m ngược chiều nhau. Ta có thể viết:

$$\vec{L} = -mvr \cdot \vec{n} \quad (8-18)$$

Lập tỷ số giữa P_m và L ta có:

$$\gamma = \frac{P_m}{L} = -\frac{1}{2} \frac{e}{m} \quad (8-19)$$

Tỷ số γ được gọi là *hệ số từ cơ* (hay hệ số từ hồi chuyển) của electron. Công thức (8-19) đúng cho cả quỹ đạo elíp, trong đó tỷ số e/m chính là điện tích riêng của electron có giá trị $1,76.10^{11}$ C/kg. Dấu trừ do electron mang điện tích âm và cho biết hai véc tơ \vec{P}_m và \vec{L} ngược chiều nhau.

Theo cơ học lượng tử, electron trong nguyên tử chỉ chuyển động theo những quỹ đạo dừng nhất định với mômen động lượng bằng:

$$L_n = n \frac{h}{2\pi} = n \hbar. \quad (8-20)$$

Trong đó n là những số nguyên (1,2,3,...), còn $h = 6,625.10^{-34}$ J.s là hằng số Planck. Như vậy mômen từ nguyên tử chỉ có thể bằng một bội số nguyên lần mômen từ nguyên tố:

$$P_m = \gamma L = n \cdot \gamma \cdot \hbar$$

Với $n = 1$ ta có:

$$P_m = \frac{e}{2m} \cdot \frac{h}{2\pi} = \frac{1,6.10^{-19} \cdot 6,625.10^{-34}}{2,9.1.10^{-34} \cdot 2\pi} = 0,927.10^{-23} \text{ J/T} \quad (8-21)$$

Giá trị này gọi là *manhêto Bo*, ký hiệu μ_B :

$$\mu_B = \frac{e \hbar}{2m} = 0,927.10^{-23} \text{ J/T}. \quad (8-22)$$

Manhêto Bo là mômen từ nguyên tố ứng với chuyển động của electron theo quỹ đạo gần hạt nhân nhất của nguyên tử đơn giản nhất là Hydrô.

Thực nghiệm và lý thuyết chứng tỏ rằng ngoài mômen từ quỹ đạo và mômen động lượng quỹ đạo, electron còn có mômen từ riêng \vec{P}_{ms} và mômen động lượng riêng \vec{L}_s (gọi là spin của electron). Theo cơ học lượng tử, tỷ số giữa P_{ms} và L_s có giá trị:

$$\gamma_s = \frac{P_{ms}}{L_s} = -\frac{e}{m} = 2\gamma \quad (8-23)$$

Ngoài mômen từ của các electron, các hạt cấu thành hạt nhân nguyên tử là prôtôn và nơtrôn cũng có mômen từ. Tuy nhiên giá trị của chúng rất nhỏ so với mômen từ của các electron. Do đó, khi xét mômen từ của một nguyên tử ta xem như là mômen từ tổng cộng của Z electron:

$$\vec{P}_m = \sum_{i=1}^Z (\vec{P}_{mi} + \vec{P}_{msi}) \quad (8-24)$$

\vec{P}_m có thể đặc trưng cho một dòng điện tròn khép kín. Đó chính là dòng điện phân tử theo giả thiết của Ampère.

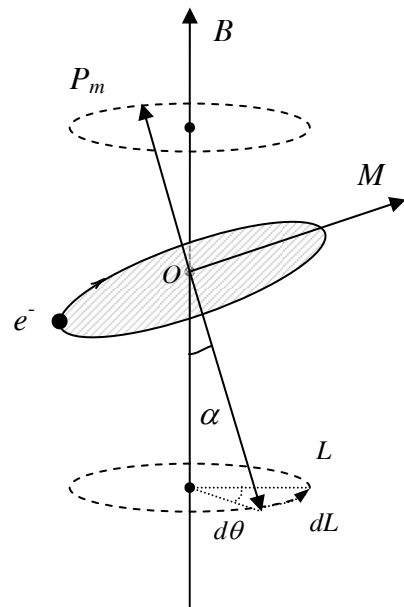
8.3.2. Hiệu ứng nghịch từ.

Chuyển động của electron xung quanh hạt nhân với mômen động lượng \vec{L} giống như chuyển động của một con quay. Do đó khi có ngoại lực tác động có thể phát sinh hiệu ứng tiến động.

Giả sử mặt phẳng quỹ đạo chuyển động của electron nằm nghiêng so với phương của từ trường ngoài. Khi đó trục chứa các véc tơ \vec{P}_m và \vec{L} lập với phương của từ trường \vec{B} một góc $\alpha \neq 0$.

Chuyển động của electron trên quỹ đạo tương đương một dòng điện tròn có mômen từ:

$$\vec{P}_m = -\frac{1}{2} \frac{e}{m} \cdot \vec{L}$$



Hình 8-4

Trong từ trường \vec{B} electron chịu tác dụng của mômen lực :

$$\vec{M} = [\vec{P}_m \cdot \vec{B}]$$

Dưới tác dụng của \vec{M} mặt phẳng quỹ đạo của electron sẽ bị chao đi chao lại, còn các véc tơ \vec{P}_m và \vec{L} sẽ đảo xung quanh xung quanh phương của từ trường \vec{B} nhưng vẫn giữ một góc nghiêng không đổi α . Quá trình này làm cho các véc tơ \vec{P}_m và \vec{L} vạch thành hai mặt nón tròn xoay có đỉnh O là gốc của các véc tơ và hai đáy vuông góc với từ trường \vec{B} (hình 8-4).

Theo định lý về mômen động lượng, trong khoảng thời gian dt véc tơ \vec{L} sẽ nhận gia số $d\vec{L} = \vec{M} dt$. Về độ lớn:

$$dL = P_m B \sin \alpha dt$$

Trong thời gian dt mặt phẳng chứa véc tơ \vec{L} quay quanh \vec{B} một góc:

$$d\theta = \frac{dL}{L \sin \alpha} = \frac{P_m B \sin \alpha dt}{L \sin \alpha} = \frac{P_m}{L} B dt$$

Từ đó vận tốc góc của chuyển động tiến động sẽ là:

$$\Omega_L = \frac{d\theta}{dt} = \frac{P_m}{L} B = \frac{e}{2m} B = \gamma B$$

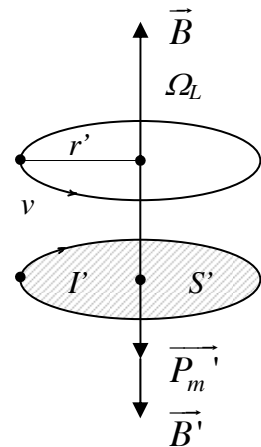
Nếu xét cả phương và chiều của các véc tơ ta có thể viết:

$$\vec{\Omega}_L = \gamma \vec{B} \tag{8-25}$$

Véc tơ vận tốc góc $\vec{\Omega}_L$ được gọi là véc tơ vận tốc góc Larmor (hay tần số Larmor). Chuyển động của các véc tơ \vec{P}_m và \vec{L} xung quanh từ trường gọi là chuyển động tiến động Larmor.

Do chuyển động tiến động Larmor của nên gây ra chuyển động phụ của electron xung quanh hướng từ trường. Vì véc tơ $\vec{\Omega}_L$ luôn song song cùng chiều với \vec{B} mà electron mang điện tích âm nên chuyển động phụ này tương đương một dòng điện có mômen từ phụ ngược chiều với \vec{B} (hình 8-5).

Giả sử rằng r' là khoảng cách trung bình từ electron đến trục quay là không đổi. Chuyển động tiến động của electron xảy ra theo chiều thuận xung quanh \vec{B} (đường tròn không có gạch chéo) sẽ tương đương một dòng điện tròn I' :



Hình 8-5

$$I' = e \cdot \frac{\Omega_L}{2\pi} \quad (8-26)$$

Dòng I' có mômen từ phụ \vec{P}'_m ngược chiều với \vec{B} (đường tròn có gạch chéo), có giá trị:

$$P'_m = I' S' = e \cdot \frac{\Omega_L}{2\pi} \cdot \pi r^2 \quad (8-27)$$

\vec{P}'_m gọi là mômen từ cảm ứng.

Như vậy, dưới tác dụng của trường ngoài, tất cả các electron trong nguyên tử đều tham gia chuyển động tiến động với tần số Larmor như nhau. làm phát sinh các dòng điện phụ có mômen từ cảm ứng ngược với hướng trường ngoài. Về mặt toàn bộ, nguyên tử khi đặt trong trường ngoài có một mômen từ phụ là:

$$\vec{P}'_m = \sum_{i=1}^Z \vec{P}'_{mi} \quad (8-28)$$

Đây là *hiệu ứng nghịch từ* chung cho mọi chất.

8.3.2. Giải thích sự từ hóa của chất nghịch từ.

Nghịch từ là những chất có mômen từ nguyên tử bằng không, tức là theo (8-24) tổng mômen từ quỹ đạo và mômen từ riêng là bằng không:

$$\vec{P}_m = \sum_{i=1}^Z (\vec{P}_{mi} + \vec{P}_{msi}) = 0 \quad (8-29)$$

Các chất nghịch từ trong thực tế như các khí hiếm (He, Ne, Ar, Xe, Rn) hoặc các ion (Na^+ , Cl^-) có các lớp electron giống như khí hiếm.

Khi đặt trong từ trường ngoài, do hiệu ứng nghịch từ, nguyên tử có một mômen từ phụ luôn ngược hướng với trường ngoài. Kết quả toàn bộ khối từ môi có một mômen từ tổng cộng khác không và ngược hướng với trường ngoài.

$$\vec{P}_m = \sum_{i=1}^Z \vec{P}'_{mi} \neq 0 \quad (8-30)$$

Tính chất nghịch từ cũng thể hiện cả ở những chất mà có mômen từ nguyên tử (hay phân tử) khác không. Tuy nhiên hiệu ứng nghịch từ chiếm ưu thế hơn so với hiệu ứng thuận từ. Các chất như Cu, Ag, Sb, Bi, Pb, Zn, Si, Ge, S, CO_2 , H_2O , thủy tinh và đa số các hợp chất hữu cơ cũng là những chất nghịch từ.

8.3.2. Giải thích sự từ hóa của chất thuận từ.

Thuận từ phải là những chất có mômen từ nguyên tử khác không. Khi chưa có trường ngoài, do chuyển động nhiệt nên các mômen từ nguyên tử sắp xếp hoàn toàn hỗn loạn, không có phương ưu tiên. Kết quả tổng mômen từ theo một phương nào đó là bằng không.

Khi trường ngoài tác dụng, các mômen từ nguyên tử sẽ có sự định hướng ưu tiên theo phương từ trường. Do đó tổng mômen từ theo phương của từ trường là khác không. Đó là hiệu ứng thuận từ.

Cùng với hiệu ứng thuận từ thì mọi nguyên tử đều có hiệu ứng nghịch từ, nghĩa là toàn bộ vật vẫn tồn tại một mômen từ cảm ứng ngược chiều từ trường ngoài. Tuy nhiên hiệu ứng thuận mạnh hơn hiệu ứng nghịch, do đó về mặt toàn bộ tổng hợp hai hiệu ứng thì từ trường phụ $\overline{B'}$ trong từ môi là cùng chiều với từ trường ngoài.

Các kim loại kiềm (Na, K, v.v...), NO, Al, Pt, O, N, êbonít, các nguyên tố đất hiếm là những chất thuận từ.

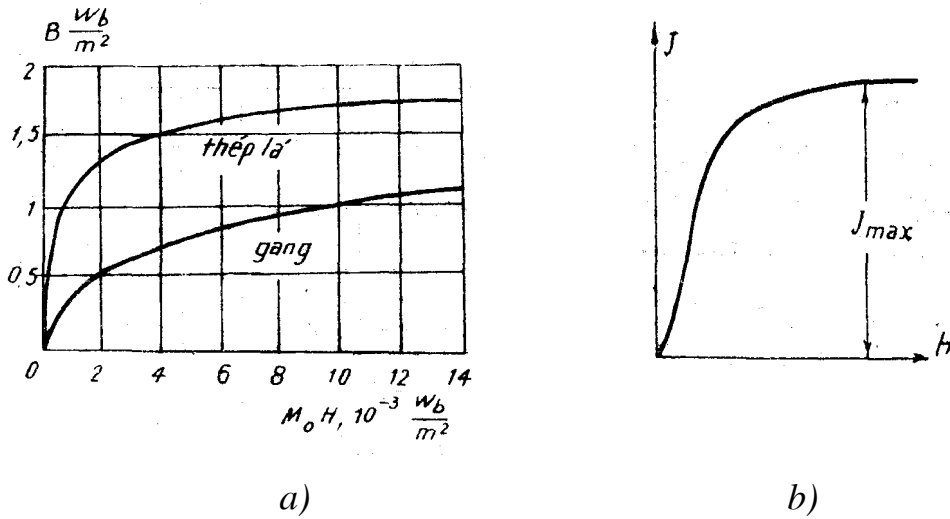
§8.4. Chất sắt từ.

Cùng với thuận từ và nghịch từ còn có một số chất có khả năng từ hóa rất mạnh. Độ từ thẩm của chúng rất lớn có thể đạt tới $10^4 \div 10^6$. Ngoài đặc tính từ hóa mạnh chất sắt từ còn có một số tính chất đặc biệt sau:

8.4.1. Đường cong từ hóa.

Sự phụ thuộc phi tuyến phức tạp của cảm ứng từ B trong vật liệu sắt từ vào cảm ứng từ B_0 của từ trường ngoài là đặc điểm nổi bật của chất sắt từ. Các giá trị của véc tơ từ hóa J , độ từ thẩm μ và χ đều cũng phụ thuộc một cách phức tạp vào B_0 . Các tính chất này lần đầu tiên được Stôlêtốp nghiên cứu. Các đường cong biểu diễn sự phụ thuộc của B và J vào B_0 được gọi là các đường cong từ hóa (hình 8-6. a, b), còn các đường cong biểu diễn sự phụ thuộc của μ và χ_m vào B_0 gọi là các đường Stôlêtốp (hình 8-7).

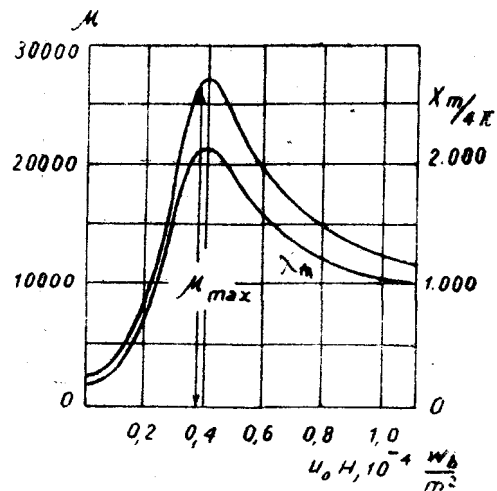
Trên hình vẽ (8-6) cho thấy cảm ứng từ B cũng như J lúc đầu tăng nhanh theo B_0 sau đó tăng chậm và đến một giới hạn nào đó thì hầu như chúng không phụ thuộc vào B_0 nữa. Khi đó chất sắt từ xảy ra trạng thái bão hòa từ.



Hình 8-6

Trên hình 8-7 là sự phụ thuộc của các hàm số $\mu(B_0)$ và $\chi_m(B_0)$. Thoạt đầu μ và χ_m tăng từ giá trị ban đầu tới một giá trị cực đại, sau đó giảm dần và μ giảm tiệm cận tới giá trị đơn vị, còn χ_m thì giảm dần tới 0.

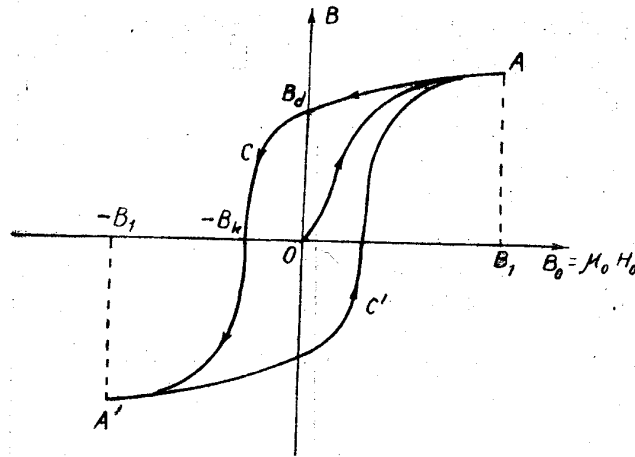
Đặc điểm sự phụ thuộc của μ vào B_0 cho thấy chỉ nên dùng lõi sắt từ trong một giới hạn biến thiên của từ trường. Quá giới hạn này μ sẽ giảm nhanh khi từ trường B_0 tăng. Thực nghiệm cho thấy chỉ nên dùng chất sắt từ khi cần có từ trường nhỏ hơn 2 Tesla, còn nếu cần tạo từ trường lớn hơn nữa thì thực tế việc dùng lõi sắt từ cũng vô ích.



Hình 8-7

8.4.2. Tính từ dư (từ trễ).

Các chất sắt từ đều có tính từ dư, nghĩa là khi ngắt từ trường ngoài trong chất sắt từ vẫn còn từ tính. Bằng thực nghiệm khi thay đổi từ trường từ hóa B_0 ta có đồ thị biểu diễn sự phụ thuộc của từ trường trong chất sắt từ vào từ trường từ hóa $B = f(B_0)$ xảy ra theo một đường cong kín gọi là chu trình từ trễ (hình 8-8). Trong đó B_k là từ trường khử từ, B_d là từ dư.



Hình 8-8. Chu trình từ trễ

Từ đồ thị ta thấy rằng ứng với một giá trị nào đó của B_0 có thể có nhiều giá trị của B . Cảm ứng từ tổng hợp trong vật liệu sắt từ sẽ có giá trị nào tùy thuộc vào trạng thái ban đầu của nó.

Căn cứ vào chu trình từ trễ người ta chia chất sắt từ ra làm 2 loại: sắt từ cứng và sắt từ mềm.

- Sắt từ cứng là loại có cảm ứng khử từ B_k lớn, tính từ dư mạnh và bền vững. Được sử dụng để làm nam châm vĩnh cửu.
- Sắt từ mềm là loại có cảm ứng khử từ B_k nhỏ, từ dư bé. Loại này làm tăng từ trường trong lòng nó lên rất lớn nên thường được sử dụng để làm lõi của nam châm điện, lõi biến thế,...

Đặc tính từ của một số vật liệu sắt từ chỉ ra trên bảng 8-1.

8.4.3. Nhiệt độ Curie.

Độ từ hóa của chất nghịch từ không phụ thuộc nhiệt độ, trong khi độ từ hóa của hầu hết các chất thuận từ lại phụ thuộc vào nhiệt độ theo công thức:

$$\chi_m = \frac{C}{T} \tag{8-31}$$

Trong đó C là hằng số Curie, có giá trị phụ thuộc vào bản chất của vật liệu từ.

Đối với chất sắt từ, độ từ hóa cũng phụ thuộc vào nhiệt độ nhưng phức tạp hơn. Khi nhiệt độ tăng khả năng từ hóa của vật sắt từ giảm. Đến một nhiệt độ giới hạn T_Q gọi là nhiệt độ Curie các tính chất sắt từ của vật liệu bị biến mất. Độ từ hóa của vật liệu sắt từ tuân theo công thức:

$$\chi_m = \frac{C}{T - T_Q} \tag{8-32}$$

Ví dụ: đối với sắt (Fe) $T_Q = 770^{\circ}\text{C}$; Niken (Ni) $T_Q = 360^{\circ}\text{C}$; Coban (Co) $T_Q=1150^{\circ}\text{C}$.

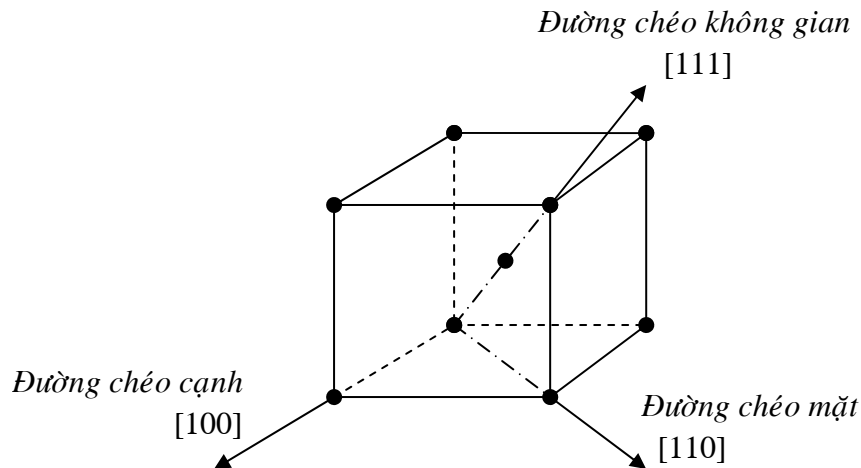
Bảng 8-1

Loại sắt từ		Cảm ứng khử từ B_k	Cảm ứng từ dư B_d
Sắt từ cứng	- Manhêtit (FeO, Fe ₂ O ₃)	$5 \cdot 10^{-3} \text{ T}$	0,6 T
	- Thép thường (1% C)	$(4\div 6) \cdot 10^{-3} \text{ T}$	(0,9÷0,7) T
	- Thép crôm (3%Cr, 1%C)	$(6\div 8) \cdot 10^{-3} \text{ T}$	(1,05÷0,85) T
	- Thép vonfram (6%W, 1%C)	$(6\div 8) \cdot 10^{-3} \text{ T}$	(1,15÷0,95) T
	- Thép coban (15÷30% Co, 5% W, 5% Cr, 1% Mo)	$(2\div 3) \cdot 10^{-3} \text{ T}$	(0,9÷0,8) T
Sắt từ mềm	- Sắt tinh khiết, sau khi luyện trong Hydrô	$0,025 \cdot 10^{-4} \text{ T}$	0,2 T
	- Sắt non	$0,5 \cdot 10^{-4} \text{ T}$	0,84 T
	- Sắt Silic dùng trong máy biến thế (1% Si)	$0,7 \cdot 10^{-4} \text{ T}$	1,5 T
	- Sắt Silic dùng trong máy biến thế (4% Si)	$0,35 \cdot 10^{-4} \text{ T}$	0,5 T
	- Pécmalôi (78% Ni, 22% Fe)	$0,06 \cdot 10^{-4} \text{ T}$	0,5 T

8.4.4. Tính bất đẳng hướng khi từ hóa.

Với các chất sắt từ có cấu trúc tiểu tinh thể và nếu những tiểu tinh thể trong nó phân bố hoàn toàn hỗn loạn thì tính bất đẳng hướng của vật sắt từ không thể hiện. Đối với loại này véc tơ từ hóa \vec{J} không phụ thuộc vào hướng của trường ngoài.

Nếu chất sắt từ là một tinh thể thống nhất thì véc tơ từ hóa \vec{J} phụ thuộc vào hướng của trường ngoài đối với trục tinh thể, do đó đường cong từ hóa sẽ khác nhau theo các hướng từ hóa khác nhau. Trên hình (8-9) mô tả một ô cơ bản của tinh thể sắt. Nó cho thấy hướng từ hóa dễ nhất là theo đường cạnh của ô cơ bản [100], còn hướng từ hóa khó nhất là theo đường chéo không gian [111].



Hình 8-9. Một ô cơ bản của tinh thể sắt

8.4.5. Hiện tượng từ giảo.

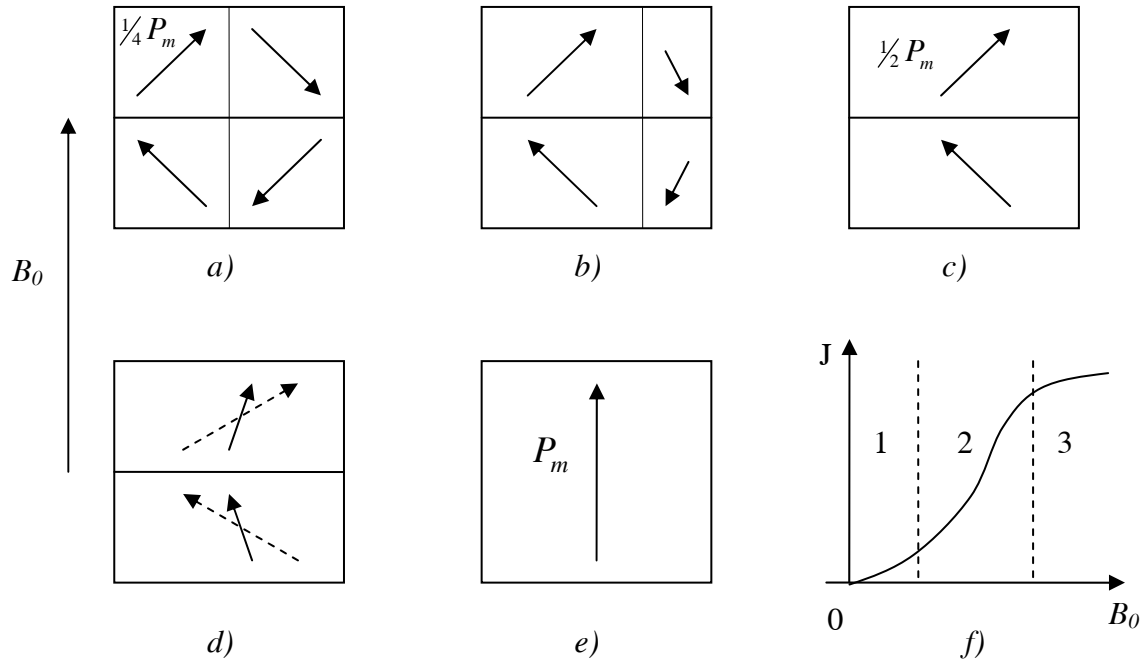
Trong điện môi chúng ta đã biết hiện tượng điện giảo, là hiện tượng điện môi bị biến dạng khi phân cực. Đối với các chất sắt từ xảy ra một hiện tượng tương tự, đó là chất sắt từ bị biến dạng khi từ hóa chúng. Hiện tượng này gọi là *hiện tượng từ giảo* được Joune phát hiện từ thế kỷ thứ XIX. Độ lớn của hiệu ứng và chiều biến dạng phụ thuộc vào độ lớn và hướng của từ trường từ hóa bên ngoài.

§8.5. Giải thích sự từ hóa của chất sắt từ.

Để giải thích bản chất của các chất sắt từ người ta đã dựa trên các cơ sở thực nghiệm tin cậy và lý thuyết hiện đại về vật liệu từ là thuyết “*miền tự hóa tự nhiên*”. Theo thuyết này thì trong vật liệu sắt từ tồn tại các miền riêng biệt trong đó xảy ra sự “*từ hóa tự phát*” gọi là các *đômen*. Trong mỗi *đômen* có sự định hướng rất mạnh các mômen từ riêng đến mức bão hòa mà không cần gì đến từ trường ngoài. Khi chưa bị từ hóa các *đômen* này phải phân bố sao cho mômen từ tổng cộng của vật sắt từ là bằng không. Trên hình 8-10 cho ta hình ảnh một kiểu thức sắp xếp các *đômen*, trong đó các miền đã được từ hóa đến mức bão hòa và mômen từ của mỗi miền đều bằng nhau và bằng $1/4 \overline{P}_m$. Ở đây \overline{P}_m là mômen từ toàn phần của vật sắt từ ở trạng thái bão hòa.

Khi đặt vật sắt từ vào từ trường ngoài thì năng lượng của các miền sẽ không như nhau. Các miền có véc tơ từ hóa lập với B_0 một góc nhọn sẽ có năng lượng nhỏ hơn các miền có góc tù. Do đó sẽ xảy ra *quá trình dịch chuyển ranh giới giữa các đômen* để phân bố lại năng lượng. Các miền có năng lượng nhỏ sẽ

nở ra và các miền có năng lượng lớn bị thu hẹp lại (H. 8-10, *b*). Lúc này mômen từ của vật sắt từ bắt đầu khác không, sắt từ bắt đầu bị từ hóa. Giai đoạn này có tính chất thuận nghịch (ứng với đoạn 1 của đường cong từ hóa trên H 8-10, *f*).



Hình 8-10

Khi từ trường ngoài B_0 tăng đến một giá trị nào đó thì các miền bị thu hẹp sẽ không còn nữa (H. 8-10, *c*) và giai đoạn dịch chuyển ranh giới kết thúc. Nếu tiếp tục tăng B_0 thì bắt đầu một giai đoạn mới. Ở giai đoạn này các mômen từ trong từng miền sẽ quay về theo hướng song song với từ trường (H. 8-9, *d*). Khi từ trường ngoài đủ mạnh thì tất cả các mômen từ trong các *đômen* đều định hướng song song với từ trường (H. 8-10, *e*). Vật sắt từ đạt trạng thái bão hòa từ (đoạn 3 trên H. 8-10, *f*).

Đặc tính của quá trình từ hóa từ đầu giai đoạn 2 trở đi không có tính thuận nghịch. Điều đó lý giải nguyên nhân gây ra hiệu ứng từ trễ. Khi bỏ từ trường ngoài B_0 , các mômen từ riêng trong từng *đômen* không thể quay trở lại trạng thái ban đầu, làm cho chất sắt từ có một lượng từ dư. Khi nung nóng vật sắt từ quá nhiệt độ Curie T_C , thì do chuyển động nhiệt của các nguyên tử mạnh đến mức không những làm mất hết từ tính của vật mà còn phá vỡ hoàn toàn các miền từ hóa tự nhiên. Khi đó vật sắt từ trở thành vật thuận từ bình thường.

§8.6. Phản sắt từ và Ferit.

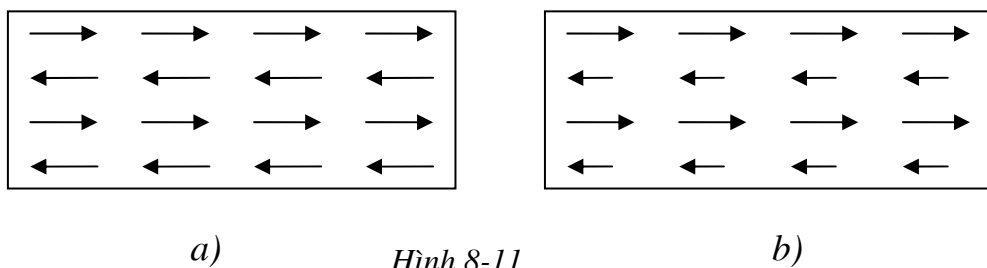
8.6.1. Phản sắt từ.

Tương tác trao đổi trong các chất sắt từ đã gây ra sự định hướng song song của các mômen từ riêng của các electron trong mỗi *đômen*. Bằng lý thuyết, từ năm 1933 Landau đã chứng minh sự tồn tại những chất trong đó Spin của các electron có thể được định hướng đối song do tác dụng của tương tác trao đổi mạnh. Sự phân bố đều đặn các Spin đối song trong các chất này làm cho mômen từ toàn phần của vật sắt từ bằng không (H. 8-11, a). Những chất đó gọi là các chất *phản sắt từ*.

Ví dụ, các hợp chất của Mangan (MnO, MnS), của Crôm (NiCr, Cr₂O₃), của Vanadi (VO₂), v.v... là các chất phản sắt từ.

8.6.2. Ferit.

Trong một số hợp chất bán dẫn sắt từ, tương tác trao đổi cũng tạo nên sự định hướng đối song của các Spin electron, nhưng mômen từ do chúng tạo ra theo hai chiều không triệt tiêu lẫn nhau (H. 8-11, b). Các hợp chất này gọi là các Ferít từ. Đó là các hợp chất có công thức hóa học tổng quát là MOFe₂O₃, trong đó M là một iôn kim loại hóa trị hai nào đó, chẳng hạn đồng (Cu⁺⁺), kẽm (Zn⁺⁺), niken (Ni⁺⁺), Coban (Co⁺⁺) v.v... .



Hình 8-11

Ferít được chế tạo bằng cách thiêu kết ở nhiệt độ 900 ÷ 1400⁰C những mảnh nhỏ oxýt đã trộn thật đều. Đặc điểm của Ferít là có cảm ứng từ dư lớn, cảm ứng khử từ nhỏ, đồng thời có điện trở suất rất lớn (có thể tới 10⁴ Ωm). Nhờ các tính chất đó mà Ferít được sử dụng nhiều trong các thiết bị cao tần để làm lõi các cuộn dây tự cảm do chúng có tổn hao Fuccô bé và công khi từ hóa ngược nhỏ.

Các Ferít magiê-mangan và một số vật liệu khác có chu trình từ trễ gần giống hình chữ nhật được sử dụng làm các phần tử nhớ hoặc sử dụng làm các phần tử logic trong kỹ thuật số.

§8.7. Mạch từ.

Mạch từ là tập hợp các vật hoặc một phần không gian mà trong đó tập trung từ trường. Mạch từ là một bộ phận quan trọng của hầu hết các máy điện và các thiết bị điện (khung biến thế, khung động cơ, máy phát điện, ...).

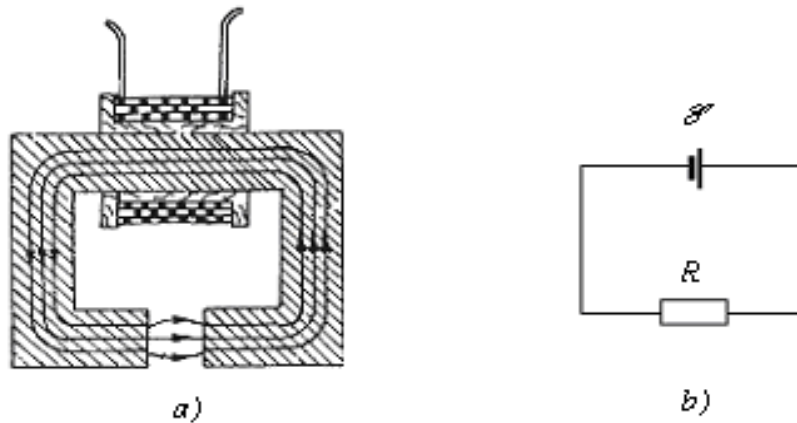
Dòng từ trong mạch từ đóng vai trò tương tự như dòng điện trong mạch điện. Sử dụng các định lý và các phương trình cơ bản của từ học và sự tương quan giữa mạch từ và mạch điện ta có thể giải được các bài toán về mạch từ.

8.7.1. Mạch từ không phân nhánh.

Xét mạch từ không phân nhánh đơn giản như hình 8-12. Mạch gồm 2 phần: phần mạch trong khung sắt từ có tiết diện ngang S và độ từ thẩm μ , và đoạn mạch là khe hở không khí nhỏ có cùng tiết diện và độ từ thẩm μ_k . Áp dụng định lý dòng toàn phần cho đường cảm ứng từ ở chính giữa ta có:

$$\oint_{\mathcal{L}} \vec{H} \cdot d\vec{l} = \int_{\text{khung sắt}} \vec{H} \cdot d\vec{l} + \int_{\text{khe}} \vec{H} \cdot d\vec{l} = Hl + H_k l_k = NI \quad (8-33)$$

Trong đó H và H_k tương ứng là cường độ từ trường trong khung và trong khe không khí. N là số vòng quấn trên khung, I là dòng điện trong cuộn dây.



Hình 8-12

Vì tại mọi tiết diện ngang của một mạch từ không phân nhánh dòng từ Φ là như nhau, nên ta có:

$$H = \frac{\Phi}{\mu\mu_0 S}; H_k = \frac{\Phi}{\mu_k\mu_0 S} \quad (8-34)$$

Kết hợp (8-34) và (8-33) ta có:

$$\Phi = \frac{NI}{\frac{l}{\mu\mu_0 S} + \frac{l_k}{\mu_k\mu_0}} = \frac{\mathcal{E}_m}{r_m + r_{mk}} = \frac{\mathcal{E}_m}{R_m} \quad (8-35)$$

Công thức (8-35) có dạng giống như định luật Ohm cho mạch kín, trong đó $\mathcal{E}_m = NI$ có vai trò giống như suất điện động, nên ta gọi là suất từ động của mạch. Đại lượng R_m có vai trò giống như điện trở toàn phần của mạch và được gọi là từ trở toàn phần của mạch.

$$R_m = r_m + r_{mk} = \frac{l}{\mu\mu_0 S} + \frac{l_k}{\mu_k\mu_0} \quad (8-36)$$

Một trong những ứng dụng của mạch từ không phân nhánh là chế tạo các nam châm điện, mà ứng dụng của nó hết sức rộng rãi trong công nghiệp điện: làm cuộn dây trong relay điện từ, cuộn dây nam châm điện trong các thiết bị nâng của cần cẩu v.v.... Lực cực đại mà nam châm điện có thể nâng trọng vật (H.8-13) tính gần đúng theo công thức:

$$F = \frac{1}{2\mu_0} B^2 S \quad (8-37)$$

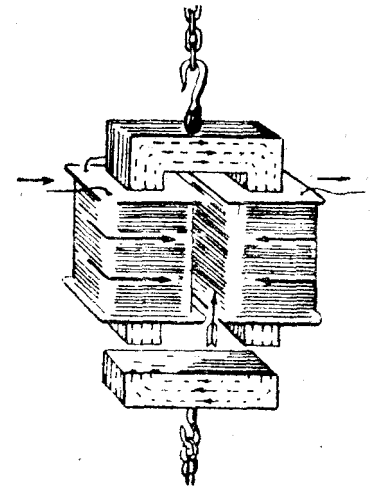
Cường độ từ trường trong khung sắt từ có thể coi là bằng cường độ từ trường trong chân không H_0 tạo ra bởi các vòng dây điện, do đó cảm ứng từ trong lõi bằng $B = \mu\mu_0 H_0$. Khi đi qua mặt giới hạn thành phần pháp tuyến của B không thay đổi, do đó:

$$H_k = \frac{B}{\mu_0\mu_k} = H_0 \frac{\mu_s}{\mu_k} \quad (8-38)$$

Do độ từ thẩm không khí $\mu_k \approx 1$, còn của khung sắt từ μ_s cỡ hàng nghìn, do đó cường độ từ trường trong khe hở không khí giữa hai cực từ của nam châm lớn hàng nghìn lần từ trường của cuộn dây khi không có lõi sắt từ.

8.7.2. Mạch từ phân nhánh.

Xét một mạch từ phân nhánh như trên hình 8-14. Gọi S_1 và l_1 tương ứng là tiết diện ngang và chiều dài của đoạn lõi giữa BC. Tiết diện ngang và chiều dài tổng cộng của khung CDAB bên ngoài tương ứng là S_2 và l_2 . Ta có:

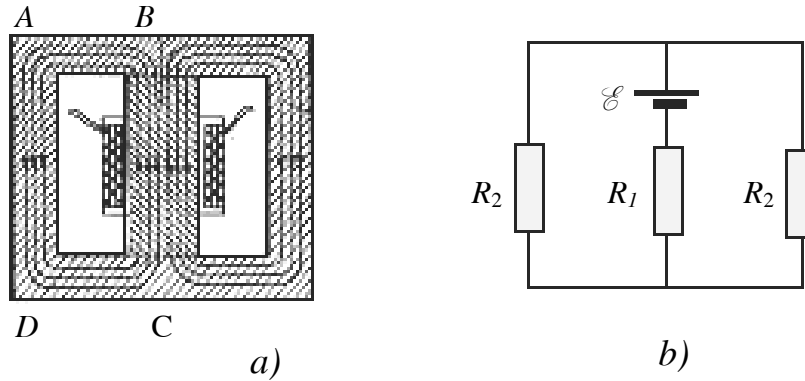


Hình 8-13

$$H_1 = \frac{\Phi_1}{\mu_1 \mu_0 S_1}, H_2 = \frac{\Phi_2}{\mu_2 \mu_0 S_2} \quad (8-39)$$

Từ đó , áp dụng định lý dòng toàn phần cho mạch từ ta có:

$$\oint_{\mathcal{L}} \vec{H} \cdot d\vec{l} = \frac{\Phi_1}{\mu_1 \mu_0 S_1} \cdot l_1 + \frac{\Phi_2}{\mu_1 \mu_0 S_2} \cdot l_2 = N_1 I_1 \quad (8-40)$$



Hình 8-14

Nhưng ta lại có: $\frac{l_1}{\mu_1 \mu_0 S_1} = R_1$; $\frac{l_2}{\mu_1 \mu_0 S_2} = R_2$ là từ trở tương ứng

của các đoạn BC và CDAB. Còn $N_1 I_1 = \mathcal{E}_1$ là sức từ động của mạch kín ta có thể viết (8-40) dưới dạng:

$$\Phi_1 R_1 + \Phi_2 R_2 = \mathcal{E} \quad (8-41)$$

Trường hợp tổng quát mạch từ có nhiều nhánh rẽ, các nhánh có từ trở tương ứng là R_i , dòng từ Φ_i thì (8-41) có dạng:

$$\sum_i \Phi_i R_i = \sum_k \mathcal{E}_k \quad (8-42)$$

Quy ước về dấu: $\Phi_i > 0$ nếu cùng chiều dương đã chọn, $\mathcal{E}_k > 0$ nếu cuộn dây sinh ra từ thông cùng chiều dương của mạch.

Công thức (8-42) có dạng giống biểu thức của định luật Kirchhoff viết cho mắt mạng. Một cách tương tự, khi viết định luật cho nút của mạch từ ta cũng có biểu thức tương tự định luật Kirchhoff cho nút:

$$\sum_i \Phi_i = 0 \quad (8-43)$$

Với quy ước dòng tới nút $\Phi_i > 0$, dòng đi khỏi nút $\Phi_i < 0$.

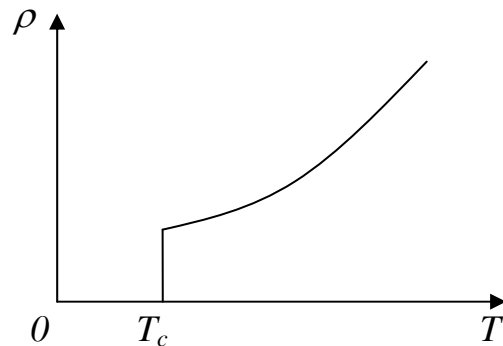
Như vậy, bài toán tính từ thông của một mạch từ bất kỳ cũng tương tự như bài toán tính dòng điện trong mạch điện, trong đó mỗi mạch từ có thể so sánh với mạch điện tương ứng (8-12, *b* và 8-14, *b*).

8.8. Hiện tượng siêu dẫn.

8.8.1. Hiện tượng.

Hiện tượng siêu dẫn được nhà bác học người Hà lan Kamerlingh-Onnes phát hiện ra lần đầu tiên vào năm 1911. Khi nghiên cứu điện trở của thủy ngân ông thấy rằng ở nhiệt độ 4K điện trở của thủy ngân đột ngột giảm xuống đến 0. Sau đó hiện tượng này được phát hiện ở nhiều kim loại và các hợp kim khác (bảng 8-2).

Nhiệt độ mà từ đó bắt đầu xảy ra hiện tượng siêu dẫn gọi là *hiệt độ tới hạn* T_c . Trạng thái của các chất ở nhiệt độ nhỏ hơn nhiệt độ tới hạn T_c với $\rho = 0$ gọi là *trạng thái siêu dẫn*. Sự phụ thuộc của điện trở suất của vật siêu dẫn vào nhiệt độ được biểu diễn trên hình 8-15.



Hình 8-15

Bảng 8-2

STT	Chất	T_c (K)	STT	Chất	T_c (K)
1	Vonfram (W)	0,01	10	Indi (In)	3,40
2	Iridi (Ir)	0,14	11	Thiếc (Sn)	3,72
3	Hafni (Hf)	0,16	12	Thủy ngân (Hg)	4,15
4	Titan (Ti)	0,49	13	Vanadi (V)	5,13
5	Cađimi	0,52	14	Chì (Pb)	7,23
6	Zirconi (Zr)	0,55	15	Niôbi (Nb)	9,26
7	Kẽm (Zn)	0,85	16	Nb-N	14,7
8	Molípden (Mo)	0,93	17	V_3Si	17,0
9	Nhôm (Al)	1,19	18	Nb_3Sn	18,2

8.8.2. Các tính chất của vật siêu dẫn.

Vật ở trạng thái siêu dẫn có những tính chất rất đặc biệt, khác hẳn những vật dẫn thông thường. Các tính chất đặc biệt đó là:

– *Vật siêu dẫn là một vật dẫn điện lý tưởng.* Do điện trở bằng không, nên nếu trong vật siêu dẫn có dòng điện thì nó có thể tồn tại rất lâu, vì không có sự tổn hao nhiệt Joule-Lenz.

– *Tính siêu dẫn chịu ảnh hưởng lớn của từ trường.* Khi có từ trường tác động thì nhiệt độ tới hạn T_c hạ xuống, nghĩa là vật trở nên siêu dẫn ở nhiệt độ thấp hơn. Nếu từ trường đủ mạnh nó có thể làm mất tính siêu dẫn của vật. Giá trị của từ trường làm mất tính siêu dẫn ở một nhiệt độ nào đó gọi là *từ trường tới hạn H_c* .

– *Vật siêu dẫn là vật nghịch từ lý tưởng.* Ở trạng thái siêu dẫn, mọi đường sức từ đều bị đẩy ra ngoài vật dẫn, trừ một lớp rất mỏng bên ngoài bề mặt, nghĩa là từ trường trong lòng vật siêu dẫn luôn luôn bằng không. Độ từ hóa của vật siêu dẫn $\chi = -1$, và độ từ thẩm $\mu = 1 + \chi = 0$. Hiện tượng này gọi là *hiệu ứng Meissner* được Meissner và Ochsenfeld phát hiện ra vào năm 1933. Đây là thuộc tính cơ bản thứ hai của siêu dẫn bên cạnh tính dẫn điện lý tưởng. Do tính nghịch từ lý tưởng nên khi đặt trong từ trường vật siêu dẫn sẽ chịu tác dụng của những lực có xu hướng đẩy nó ra khỏi từ trường. Người ta đã làm các thí nghiệm chứng minh hiện tượng này, trong đó một mẫu oxýt đồng, bari, yttri siêu dẫn bị đẩy nổi bồng bềnh bên trên một thanh nam châm vĩnh cửu.

8.8.3. Ứng dụng của siêu dẫn.

Do các tính chất đặc biệt kể trên, vật liệu siêu dẫn ngay từ khi mới phát hiện đã được triển khai áp dụng, mặc dù giá thành rất cao do phải làm các hệ thống làm lạnh phức tạp. Ứng dụng của siêu dẫn cực kỳ phong phú trong việc thay thế các kim loại thông thường bằng vật liệu siêu dẫn để tạo ra các máy móc thiết bị hiệu ứng cao. Có thể chia làm 2 nhóm sau:

1. Các thiết bị, máy móc có kích thước lớn như chế tạo các nam châm siêu dẫn cực mạnh dùng cho máy gia tốc hạt trong nghiên cứu hạt nhân; các động cơ, máy phát điện hiệu suất cao; tàu hỏa chạy trên đệm từ, v.v....
2. Các thiết bị, máy móc kích thước nhỏ, tinh xảo dùng trong kỹ thuật điện tử, máy tính; các máy đo có độ nhạy cao dùng trong kỹ thuật đo lường, điều khiển, tự động hóa, v.v....

Các máy móc thiết bị làm bằng vật liệu siêu dẫn có những đặc tính quý giá như :

a) *Hiệu suất cao.* Do điện trở bằng không nên không tiêu tốn năng lượng điện. Do tính nghịch từ lý tưởng nên có thể giảm ma sát tới mức tối đa. Nhờ

vậy chi phí tổn hao năng lượng giảm đến mức thấp nhất, và hiệu suất có thể đạt tới 98,8%.

b) *Chất lượng cao.* Các máy móc chế tạo bằng vật liệu siêu dẫn sẽ cho độ chính xác tối đa, độ nhạy cao, tốc độ làm việc lớn với độ ồn rất thấp. Tần số làm việc của các chuyển mạch siêu dẫn đạt tới 10^{10} Hz

c) *Gọn nhẹ.* Các linh kiện siêu dẫn kích thước nhỏ, do không tỏa nhiệt nên có thể đặt sát nhau. Chẳng hạn, một nam châm thường muốn tạo từ trường 1,5 T có khối lượng tới 16 000 tấn, trong khi một nam châm siêu dẫn để tạo từ trường 12,5 T có khối lượng nhỏ hơn 1 tấn.

8.8.4. Siêu dẫn nhiệt độ cao.

Ngay sau khi phát hiện ra hiện tượng siêu dẫn ở thủy ngân, nhiều nguyên tố khác trong bảng tuần hoàn đã được khảo sát và cho thấy hiện tượng này còn xảy ra ở nhiều kim loại và các hợp kim khác (bảng 8-2). Điều đặc biệt lý thú là quá trình tìm kiếm các chất siêu dẫn mà có nhiệt độ tới hạn T_c lớn. Theo khoảng nhiệt độ trong đó tồn tại trạng thái siêu dẫn, người ta chia các chất siêu dẫn ra hai loại:

- *Siêu dẫn nhiệt độ thấp.* Cho các chất có nhiệt độ tới hạn $T_c < 20$ K
- *Siêu dẫn nhiệt độ cao.* Cho các chất có nhiệt độ tới hạn $T_c \geq 80$ K.

Năm 1987 người ta đã tạo ra siêu dẫn trong khoảng nhiệt độ từ 80÷90K. Năm 1988 đã đạt được T_c trong khoảng 120÷130 K. Người ta hy vọng vào những năm tới có thể tạo ra được các chất siêu dẫn ở nhiệt độ tủ lạnh (~ 250 K) và nhiệt độ phòng (~300 K). (Bảng 8-3).

Bảng 8-3

Năm	Chất siêu dẫn	T_c (K)	Năm	Chất siêu dẫn	T_c (K)
1911	Hg	4,1	1973	Nb ₃ Ge	23,2
1913	Pb	7,2	1986	La _{2-x} Sr _x CuO ₄	40
1930	Nb	9,2	1987	Yba ₂ Cu ₃ O _{7-δ}	94
1954	Nb ₃ Sn	18,1	1988	BiSrCuCa ₂ O _x	110
1966	Nb ₃ (Al _{0,75} Ge _{0,25})	20-21	1988	Tl ₂ Ba ₂ Cu ₂ O _x	125
1971	Nb ₃ Ga	20,3			

Chương 9.

CẢM ỨNG ĐIỆN TỪ

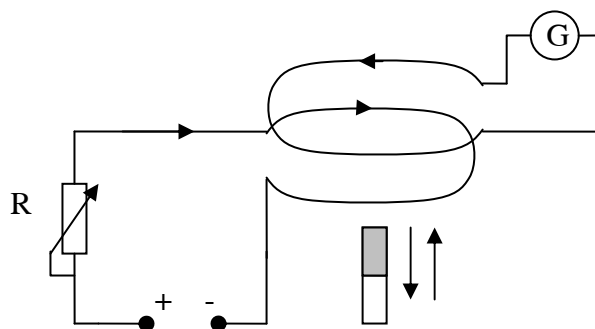
§ 9.1. Hiện tượng cảm ứng điện từ

9.1.1. Thí nghiệm Faraday.

Sau khi tìm ra tác dụng từ của dòng điện thì một vấn đề đặt ra là : dòng điện sinh ra từ trường, vậy ngược lại nhờ từ trường có sinh ra dòng điện hay không? Faraday đã chứng minh bằng thực nghiệm và sau đó Maxwell đã chứng minh bằng lý thuyết rằng từ trường biến thiên sẽ sinh ra dòng điện (hoặc điện trường).

Trong thí nghiệm của mình Faraday đã sử dụng hai vòng dây đặt gần nhau. Một vòng dây mắc với nguồn điện một chiều (gọi là mạch nguồn). Vòng thứ 2 nối với một điện kế G (gọi là mạch thử) (hình 9-1). Khi thay đổi cường độ dòng điện trong mạch nguồn thì thấy trong mạch thử xuất hiện dòng điện. Dòng điện trong mạch thử xuất hiện không phụ thuộc vào cách ta làm biến đổi dòng trong mạch nguồn, như bằng cách đóng hay ngắt nguồn hoặc điều chỉnh biến trở trong mạch. Như vậy sự biến thiên của dòng trong mạch nguồn đã tạo ra ở không gian xung quanh một từ trường biến thiên, và sự biến thiên của từ trường đã làm xuất hiện dòng trong mạch thử.

Hiệu ứng trên cũng xảy ra khi ta giữ nguyên dòng trong mạch nguồn và di chuyển vị trí tương đối giữa mạch nguồn và mạch thử, hoặc thay thế mạch nguồn bằng một thanh nam châm vĩnh cửu và di chuyển vị trí tương đối của thanh nam châm so với mạch thử.



Hình 9-1. Thí nghiệm Faraday

Phân tích các kết quả thí nghiệm ta thấy rằng: mỗi khi từ thông gửi qua một mạch kín thay đổi, trong mạch xuất hiện một dòng điện cảm ứng. Hiện tượng trên gọi là *hiện tượng cảm ứng điện từ*.

9.1.2. Quy tắc Lenx.

Trong thí nghiệm của Faraday, sự xuất hiện dòng cảm ứng trong mạch không phụ thuộc vào cách gây ra sự biến thiên từ thông. Tuy nhiên chiều của dòng cảm ứng lại phụ thuộc chặt chẽ vào sự tăng hay giảm của từ thông qua mạch. Lenx đã tìm ra quy tắc tổng quát để xác định chiều của dòng điện cảm ứng, gọi là quy tắc Lenx:

Dòng điện cảm ứng phải có chiều sao cho từ trường do nó sinh ra có tác dụng chống lại nguyên nhân sinh đã ra nó.

9.1.3. Suất điện động cảm ứng. Định luật Faraday.

Maxwell, sau khi phân tích các thí nghiệm của Faraday và quy tắc Lenx, đã trình bày định luật cơ bản của hiện tượng cảm ứng điện từ dưới dạng toán học:

$$\mathcal{E}_c = - \frac{dF}{dt} \tag{9-1}$$

Trong đó \mathcal{E}_c là suất điện động cảm ứng xuất hiện trong mạch. Công thức (9-1) là dạng toán học của định luật Faraday. Nó cho thấy trong mọi trường hợp suất điện động cảm ứng có giá trị bằng và ngược dấu với tốc độ biến thiên của từ thông gửi qua mạch kín. Vì $F = \int_S \vec{B} \cdot d\vec{S}$, nên:

$$\mathcal{E}_c = - \frac{dF}{dt} = - \frac{d}{dt} \int_S \vec{B} \cdot d\vec{S} \tag{9-1,a}$$

Phương trình (9-1,a) cho thấy để thay đổi từ thông có thể thay đổi từ trường \vec{B} hay thay đổi diện tích S.

Dấu (-) trong công thức thể hiện định luật Lenx.

1) Mạch đứng yên trong từ trường biến thiên theo thời gian.

Khi cho từ trường B biến thiên xuyên qua diện tích giới hạn bởi một vòng dây dẫn S, trong vòng dây xuất hiện một suất điện động cảm ứng và có dòng cảm ứng. Việc xuất hiện dòng cảm ứng chứng tỏ trong vòng dây xuất hiện một điện trường, nhưng điện trường này khác với điện trường tĩnh điện ở chỗ nó là một điện trường xoáy, có các đường sức khép kín. Maxwell khi khảo sát hiện tượng này đã viết ra một phương trình cơ bản của các hiện tượng điện từ gọi là phương trình Maxwell – Faraday.

2) Mạch chuyển động trong từ trường không đổi.

Khi chuyển động trong từ trường với vận tốc \vec{v} các điện tích tự do trong vật dẫn sẽ chịu tác dụng của từ lực Lorentz $\vec{F}_L = e[\vec{v} \times \vec{B}]$. Dưới tác dụng của từ lực các điện tích khác dấu sẽ dịch chuyển về hai đầu vật dẫn làm giữa hai đầu xuất hiện một hiệu điện thế.

Nếu mạch điện kín, trong mạch sẽ xuất hiện dòng cảm ứng, tức là xuất hiện suất điện động cảm ứng.

Việc xuất hiện suất điện động cảm ứng trong mạch kín cũng như thế hiệu ở hai đầu mạch hở chứng tỏ trong vật dẫn đã phát sinh trường lực lạ \vec{E}^* . Trong trường hợp này, bản chất lực tác dụng của trường lực lạ chính là lực Lorentz. Do vậy ta có thể viết:

$$\vec{E}^* = \frac{\vec{F}_L}{e} = [\vec{v} \times \vec{B}]. \tag{9-2}$$

Mặt khác ta biết rằng suất điện động trong mạch kín có giá trị bằng lưu số véc tơ trường lực lạ. Do đó:

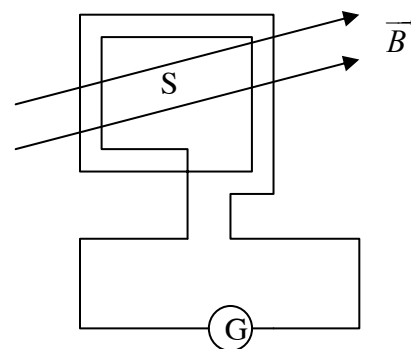
$$\mathcal{E} = \oint_{\mathcal{L}} \vec{E}^* \cdot d\vec{l} = \oint_{\mathcal{L}} [\vec{v} \cdot \vec{B}] dl \tag{9-3}$$

Công thức (9-3) cho phép ta tính suất điện động cảm ứng trong mọi trường hợp.

9.1.3. Ứng dụng.

1) Từ thông kế.

Hiện tượng cảm ứng điện từ được ứng dụng để chế tạo từ thông kế để đo từ trường. Nguyên lý cấu tạo của từ thông kế rất đơn giản, nó gồm một đầu đo có dạng một vòng dây dẫn nối với một điện kế. Khi từ trường gửi qua vòng dây dẫn biến thiên trong vòng dây sẽ xuất hiện suất điện động cảm ứng (hình 9-2). Qua mạch có dòng cảm ứng:



Hình 9-2

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R} = -\frac{1}{R} \frac{d\Phi}{dt}$$

Trong đó R là điện trở của toàn mạch. Nếu giảm từ thông qua mạch từ giá trị Φ về 0, điện lượng chuyển qua mạch sẽ là:

$$q = \int I dt = - \int_{\Phi}^0 \frac{1}{R} \frac{d\Phi}{dt} \cdot dt = - \frac{1}{R} \int_{\Phi}^0 d\Phi = \frac{\Phi}{R} \quad (9-4)$$

– Định luật Faraday: “Độ lớn của điện tích chuyển qua mạch kín tỷ lệ với độ biến thiên của từ thông gửi qua mạch đó”. Định luật Faraday là cơ sở để chế tạo các từ thông kế.

Điện tích q được đo nhờ điện kế xung kích.

$$q = \frac{\Phi}{R} = \frac{B \cdot S}{R} \Rightarrow B = \frac{q R}{S}$$

2) Phát điện xoay chiều.

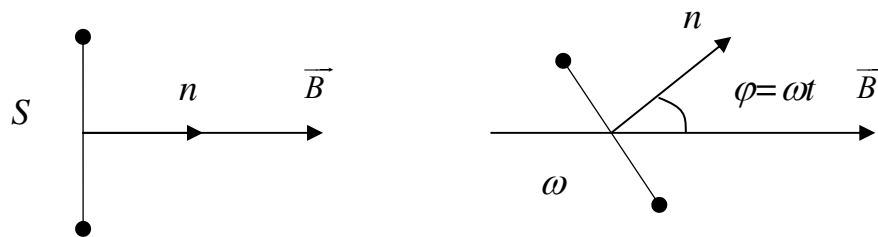
Hiện tượng cảm ứng điện từ là cơ sở để chế tạo các máy phát điện xoay chiều. Nguyên lý của máy phát điện xoay chiều gồm có một khung dây N vòng, diện tích S quay đều với vận tốc góc ω trong một từ trường đều \vec{B} (hình 9-3), trong khung dây sẽ xuất hiện một suất điện động cảm ứng:

$$\mathcal{E}_c = - \frac{d\Phi}{dt} = - \frac{d}{dt}(B S \cos \omega t) = \omega B S \sin \omega t \quad (9-4)$$

$$\mathcal{E}_c = E_0 \sin \omega t \quad (9-4,a)$$

Nối với mạch ngoài Z . Trong mạch sẽ có dòng xoay chiều:

$$i = \frac{\mathcal{E}_c}{Z} = \frac{E_0}{Z} \sin (\omega t \pm \varphi_i) \quad (9-5)$$



Hình 9-3

§9.2. Hiện tượng tự cảm.

9.2.1. Tự cảm.

Là hiện tượng phát sinh suất điện động cảm ứng trong mạch do chính sự biến thiên của dòng trong mạch đó gây ra. Suất điện động phát sinh gọi là suất điện động tự cảm. Dòng sinh ra gọi là dòng tự cảm.

9.2.2. Hệ số tự cảm.

Ta biết dòng điện phát sinh ra xung quanh nó một từ trường có độ lớn tỷ lệ với cường độ dòng điện. Mà từ thông Φ tỷ lệ với từ trường B tức là phải tỷ lệ với dòng điện i :

$$\Phi = L i \tag{9-6}$$

L là hệ số tỷ lệ gọi là hệ số tự cảm hay độ tự cảm của mạch. Độ tự cảm L phụ thuộc vào hình dạng, kích thước và vào độ từ thẩm μ của môi trường bao quanh mạch. Nếu mạch không có lõi sắt thì $L = \text{const}$, và khi đó Φ tỷ lệ thuận với I .

Khi dòng điện trong mạch biến thiên thì suất điện động tự cảm xuất hiện tính theo công thức:

$$\mathcal{E}_c = -\frac{d\Phi}{dt} = -L \frac{di}{dt} \quad (\text{với } L = \text{const}) \tag{9-7}$$

Nếu $L \neq \text{const}$ thì:

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_c &= -\frac{d}{dt}(Li) = -L \frac{di}{dt} - i \frac{dL}{dt} = -\left(L \frac{di}{dt} + i \frac{dL}{di} \cdot \frac{di}{dt}\right) \\ \mathcal{E}_c &= -\left(L + i \frac{dL}{di}\right) \frac{di}{dt} \end{aligned} \tag{9-8}$$

Ví dụ:

1) Tính độ tự cảm của một xôlênnôit có chiều dài l gồm N vòng dây tiết diện S .

Nếu coi chiều dài l của xôlênnôit đủ lớn thì có thể xem từ trường bên trong xôlênnôit là đều

$$B = \mu \mu_0 \frac{N}{l} I \tag{9-9}$$

$$\Phi = B S N = \mu \mu_0 \frac{N^2}{l} I S = \mu \mu_0 \frac{N^2}{l^2} I \cdot S l = \mu \mu_0 n^2 I \cdot V$$

$$L = \frac{\Phi}{I} = \mu \mu_0 n^2 \cdot V \tag{9-10}$$

2) Cáp đồng trục dài l :

$$L = \frac{\mu \mu_0}{2\pi} l \ln \frac{R_2}{R_1} \tag{9-11}$$

R_1 và R_2 là bán kính trong và bán kính ngoài của hình trụ.

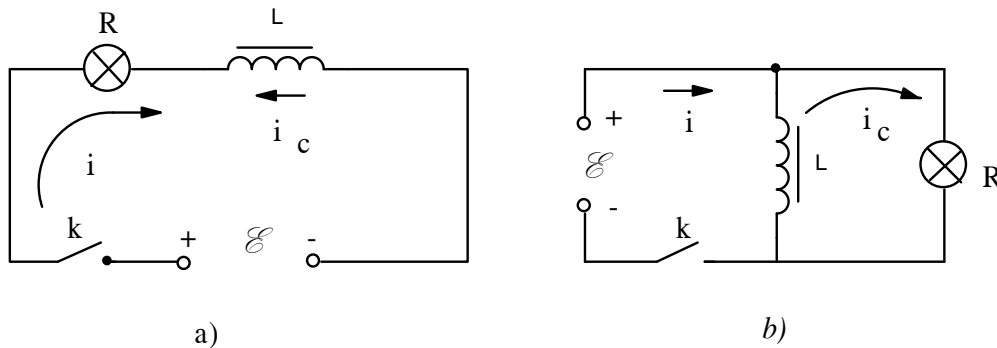
3) Đường song hành (cáp 2 dây):

$$L = \frac{\mu\mu_0}{\pi} l \ln \frac{d}{R} \quad (9-13)$$

Trong đó, d là khoảng cách giữa hai trục dây dẫn, R là bán kính tiết diện ngang của dây dẫn ($d/R \gg 1$).

9.2.2. Hiện tượng tự cảm khi đóng mạch và khi ngắt mạch.

Là hiện tượng phát sinh dòng tự cảm trong mạch có độ tự cảm L , nguồn suất điện động \mathcal{E} , điện trở R khi đóng mạch và khi ngắt mạch. Sơ đồ thí nghiệm hiện tượng tự cảm chỉ ra trên hình (9-4).



Hình 9-4

1) Tự cảm khi đóng mạch.

Khi đóng mạch (H. 9-4, a) bóng đèn sáng lên từ từ mà không đạt độ sáng bình thường ngay.

Gọi \mathcal{E}_c là s.đ.đ. tự cảm khi đóng mạch, theo định luật Ohm ta có:

$$IR = \mathcal{E} + \mathcal{E}_c = \mathcal{E} - L \frac{di}{dt}$$

Biểu diễn dòng điện i dưới dạng tổng các thành phần không đổi \mathcal{E}/R và dòng tự cảm i_c ta có:

$$i = \frac{\mathcal{E}}{R} + i_c \quad (9-14)$$

Khi đó i_c nghiệm đúng phương trình:

$$\frac{di_c}{dt} + \frac{R}{L} i_c = 0$$

Tích phân phương trình trên ta có:

$$i_c = -\frac{\mathcal{E}}{R} e^{-\frac{R}{L}(t-t_0)} \quad (9-15)$$

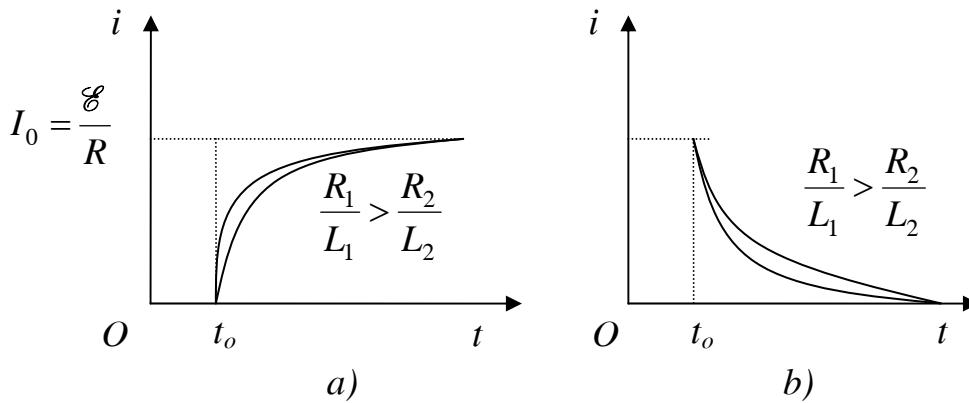
Do đó:
$$i = \frac{\mathcal{E}}{R} (1 - e^{-\frac{R}{L}(t-t_0)}) \quad (9-16)$$

Đồ thị biểu diễn (9-16) trên hình 9-5, a. Ta thấy do tự cảm nên dòng điện trong mạch không đạt ngay tới giá trị cực đại I_0 .

2) Tự cảm khi ngắt mạch.

Khi ngắt mạch bóng đèn loé lên rồi mới tắt (H. 9-4, b). Nếu ngay sau khi ngắt mạch, tức bỏ suất điện động trong mạch, ta đóng mạch lại ngay thì theo định luật Ohm ta có:

$$IR_0 = -L \frac{di}{dt} \quad (9-17)$$



Hình 9-5

Trong đó R_0 là điện trở của mạch khi không có suất điện động. Lấy tích phân phương trình (9-17) và chú ý các điều kiện ban đầu:

$$i \Big|_{t=t_0} = \frac{\mathcal{E}}{R} = I_0$$

Ta có:
$$i = I_0 e^{-\frac{R}{L}(t-t_0)} \quad (9-18)$$

Đồ thị biểu diễn trên hình (9-5, b). Nếu mạch không bị nối tắt mà để hở thì $R_0 \rightarrow \infty$, và:

$$\mathcal{E}_c = -L \frac{di}{dt} = R_0 \cdot \frac{\mathcal{E}}{R} (1 - e^{-\frac{R}{L}(t-t_0)})$$

Tại thời điểm ngắt mạch: $t = t_0 : \mathcal{E}_c = \mathcal{E} \cdot \frac{R_0}{R} \gg \mathcal{E}$

Như vậy, khi ngắt mạch, suất điện động tự cảm trong một khoảng thời gian ngắn trong mạch rất lớn. Hiện tượng này làm phát sinh tia lửa điện do phóng điện ở chỗ tiếp xúc làm cháy tiếp xúc. Để loại trừ người ta thường mắc song song với công tắc một tụ điện.

§9.3. Dòng điện Foucault.

Khi đặt một vật dẫn đặc trong một từ trường biến thiên thì trong vật dẫn xuất hiện những dòng điện cảm ứng khép kín gọi là các *dòng điện xoáy* hay *dòng Foucault*.

Các dòng xoáy gây hiệu ứng nhiệt Joule-lenx làm đốt nóng vật dẫn. Người ta lợi dụng tính chất này để chế tạo các lò điện cảm ứng có thể nấu chảy kim loại và sản xuất các hợp kim trong chân không. Nhờ đó hợp kim tránh được sự ôxy hóa trong không khí.

Dòng Foucault cũng phát sinh khi một vật dẫn đặc chuyển động trong từ trường. Chiều của dòng cảm ứng tuân theo định luật Lenx nên từ trường do nó sinh ra có tác dụng chống lại nguyên nhân đã sinh ra nó, tức là chống lại sự chuyển động của vật dẫn, như vậy phát sinh lực cản bằng từ trường. Lợi dụng tính chất này người ta chế tạo các bộ phận *cản dju* bằng từ trường dùng rộng rãi trong các dụng cụ đo điện.

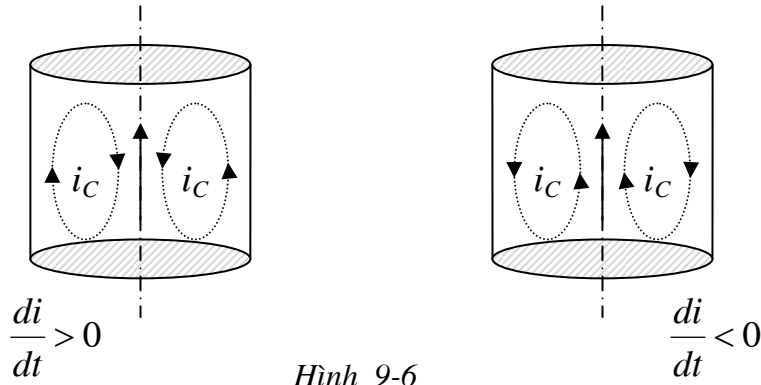
Tuy nhiên trong nhiều trường hợp, dòng Foucault gây tác hại do đốt nóng vật dẫn làm tổn hao năng lượng. Chẳng hạn, trong các máy biến thế, các động cơ, máy phát điện... lõi sắt chịu tác dụng của từ trường biến đổi làm phát sinh dòng Foucault nên bị đốt nóng. Kết quả, tổn hao năng lượng vô ích và làm giảm hiệu suất của máy.

Để giảm tác hại do dòng Foucault, người ta không để nguyên cả khối kim loại đúc lõi thép mà dùng nhiều lá kim loại sơn cách điện ghép lại với nhau, mặt khác dùng thép kỹ thuật có điện trở suất lớn để giảm dòng. Do bề dày mỗi lá rất mỏng, điện trở lớn nên cường độ dòng Foucault là rất nhỏ, làm giảm hầu hết tổn hao Foucault.

§9.4. Hiệu ứng Skin (hiệu ứng lớp da)

Khi qua vật dẫn có dòng biến thiên chạy qua sẽ làm phát sinh suất điện động tự cảm và dòng điện xoáy (H. 9-6). Các dòng điện xoáy phải có chiều sao cho từ trường do nó sinh ra chống lại sự biến thiên của từ trường sinh ra nó. Như vậy, dọc theo trục vật dẫn dòng cảm ứng có chiều ngược với chiều biến thiên của dòng xoáy chiều. Do hiệu ứng đó, điện trở của vật dẫn ở bên trong lõi lớn hơn điện trở trên bề mặt. Mật độ dòng xoáy chiều cực đại trên

bề mặt vật dẫn. Tần số biến đổi của dòng xoay chiều càng cao thì tác dụng của các dòng tự cảm trong dây càng mạnh, phần dòng điện chạy trong ruột dây dẫn càng yếu. Bằng thực nghiệm chứng tỏ rằng khi tần số của dòng cao tần cỡ 1000Hz thì dòng chỉ chạy trên một lớp mỏng của bề mặt chừng 2mm. Còn với tần số 100.000 Hz dòng chỉ chạy trên lớp bề mặt dày 0,2 mm. Hiệu ứng trên gọi là hiệu ứng Skin (hay hiệu ứng lớp da).



Hình 9-6

Do hiệu ứng Skin nên khi dùng dòng điện cao tần người ta chế tạo các dây dẫn rỗng để tiết kiệm kim loại. Hiệu ứng Skin dẫn đến dòng cao tần chỉ tỏa nhiệt trên một lớp mỏng bề mặt vật dẫn. Hệ quả này được ứng dụng để tô bề mặt các chi tiết máy bằng thép. Công thức gần đúng mô tả hiệu ứng Skin trong một dây dẫn hình trụ đồng chất như sau:

$$\frac{R_\omega}{R_0} = \begin{cases} 1 + \frac{k^4}{3} & \text{khi } k < 1 \\ 0,997k + 0,277 & \text{khi } 1,5 < k < 10 \\ k + \frac{1}{4} + \frac{3}{64k} & \text{khi } k > 10 \end{cases} \quad (9-19)$$

Trong đó:

R_ω – là điện trở hiệu ứng của vật dẫn có bán kính r đối với dòng xoay chiều tần số ω .

R_0 – là điện trở của vật dẫn đối với dòng không đổi.

$$k = \frac{r}{2\delta}, \text{ với } \delta = 2(2\mu\mu_0\gamma\omega)^{-\frac{1}{2}}.$$

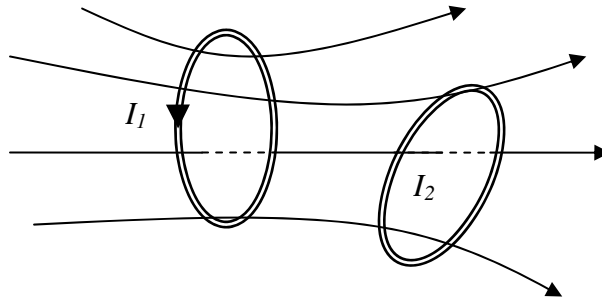
γ – điện trở suất của vật dẫn với dòng không đổi.

δ – Bề sâu của hiệu ứng : khoảng cách tính từ bề mặt vật dẫn tới điểm mà dòng giảm đi e lần so với dòng tại bề mặt.

§9.5. Hồ cảm.

Là hiện tượng xuất hiện suất điện động cảm ứng trong các mạch điện đặt gần nhau. Sự biến thiên dòng điện trong mạch này sẽ gây ra sự biến thiên từ thông gửi qua mạch kia và tạo ra trong mạch đó một suất điện động cảm ứng.

Khảo sát hai vòng dây dẫn kín có các dòng điện I_1 và I_2 tương ứng đặt gần nhau (H. 9-7).



Hình 9-7

Từ thông do dòng I_1 gửi qua mạch thứ 2 là :

$$\Phi_{12} = M_{12} I_1 \tag{9-20,a}$$

Trong đó M_{12} gọi là hệ số hỗ cảm giữa vòng 1 và vòng 2.

Một cách tương tự, từ thông do dòng điện I_2 gửi qua vòng dây 1 sẽ là:

$$\Phi_{21} = M_{21} I_2 \tag{9-20,b}$$

Trong đó M_{21} gọi là hệ số hỗ cảm giữa vòng 2 và vòng 1.

Đối với 2 vòng dây bất kỳ hệ số hỗ cảm giữa chúng phụ thuộc vào hình dạng, kích thước, vị trí tương hỗ đối với nhau và vào độ từ thẩm của môi trường xung quanh. Nếu giữa 2 vòng dây không có vật liệu sắt từ thì hỗ cảm giữa chúng có giá trị như nhau:

$$M_{12} = M_{21} = M \tag{9-21}$$

Theo định luật cảm ứng điện từ, nếu dòng điện trong các vòng dây biến thiên sẽ làm xuất hiện ở vòng dây kia suất điện động cảm ứng:

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_2 &= -\frac{d\Phi_{12}}{dt} = -M_{12} \frac{dI_1}{dt} = -M \frac{dI_1}{dt} \\ \mathcal{E}_1 &= -\frac{d\Phi_{21}}{dt} = -M_{21} \frac{dI_2}{dt} = -M \frac{dI_2}{dt} \end{aligned} \tag{9-22}$$

So sánh các công thức (9-7) và ((9-22) ta thấy hệ số hồ cảm M cũng có thứ nguyên giống hệ số tự cảm L . Trong hệ đơn vị SI hệ số hồ cảm M có thứ nguyên là Henry (H).

§9.6. Năng lượng từ trường.

9.6.1. Năng lượng riêng của dòng điện.

Đối với dòng điện không đổi, khi cho chạy qua một dây dẫn thì công suất của nguồn sẽ biến thành nhiệt Joule-Lenx. Đối với dòng điện biến đổi, do tồn tại hiện tượng tự cảm cho nên quá trình xảy ra có khác. Khi dòng điện đang tăng, trong mạch xuất hiện dòng tự cảm có chiều ngược lại, làm cho dòng điện thực tế qua mạch nhỏ hơn giá trị thực. Kết quả, chỉ có một phần điện năng do nguồn sinh ra biến thành nhiệt năng. Ngược lại, nếu dòng qua mạch đang giảm, dòng tự cảm xuất hiện cùng chiều làm cho nhiệt lượng tỏa ra trong mạch lớn hơn phần năng lượng do nguồn cung cấp.

Theo định luật bảo năng lượng, phần công khi dòng điện tăng thiếu hụt chỉ có thể biến thành một dạng năng lượng khác để khi dòng trong mạch giảm nó được giải phóng ra. Vì rằng khi dòng điện tăng từ trường do nó tạo ra cũng tăng và ngược lại khi dòng điện giảm thì từ trường cũng giảm, nên rõ ràng phần năng lượng này là năng lượng của từ trường.

Để tính năng lượng từ trường ta hãy trở lại hình (9-4) trong bài hiện tượng tự cảm khi đóng mạch. Xét quá trình thiết lập dòng khi dòng điện trong mạch đang tăng, nguồn điện phải thực hiện một công để chống lại công cản do xuất hiện suất điện động tự cảm. Nếu gọi \mathcal{E}_c là suất điện động tự cảm trong mạch thì công thiết lập dòng điện sẽ có giá trị:

$$A = - \int_0^I \mathcal{E}_c i dt = \int_0^I \frac{d\Phi}{dt} i dt = \int_0^I Li dt = \frac{1}{2} LI^2 \tag{9-23}$$

Công này biến thành năng lượng của ống dây trong mạch:

$$A = W = \frac{1}{2} LI^2 \tag{9-24}$$

Công thức (9-24) biểu diễn năng lượng từ trường của ống dây có dòng điện theo những tham số đặc trưng cho mạch điện: cường độ dòng điện I và độ tự cảm L . Do đó người ta còn gọi nó là năng lượng riêng của dòng điện.

Trong cơ học ta biết rằng động năng của một vật có khối lượng m chuyển động với vận tốc v có giá trị là $1/2 mv^2$, trong đó m đặc trưng cho

quán tính của vật. So sánh với năng lượng của ống dây ta có khái niệm tương tự là: độ tự cảm L đặc trưng cho quán tính của mạch điện.

9.6.2. Năng lượng từ trường.

Trong tĩnh điện ta biết rằng năng lượng điện trường định xứ trong khoảng không gian có điện trường. Lý thuyết và thực nghiệm đã chứng tỏ rằng năng lượng từ trường cũng được phân bố trong khoảng không gian có từ trường, nghĩa là định xứ trong từ trường.

Ta hãy xét năng lượng từ trường của một ống dây theo (9-24), khi thay giá trị của điện cảm L :

$$L = \mu\mu_0 \frac{N^2}{l} S = \mu\mu_0 \frac{N^2}{l^2} Sl = \mu\mu_0 n^2 V$$

ta có:
$$W = \frac{1}{2} LI^2 = \frac{1}{2} \mu\mu_0 n^2 VI^2$$

Nếu ống dây đủ dài, từ trường trong ống dây là đều và có giá trị:

$$H = nl,$$

do đó:
$$I = \frac{H}{n}$$

Từ đó:
$$W = \frac{1}{2} \mu\mu_0 n^2 \frac{H^2}{n^2} \cdot V = \frac{1}{2} \mu\mu_0 H^2 \cdot V \quad (9-25)$$

Vì có thể coi từ trường tập trung trong lòng ống dây, công thức (9-25) cho thấy rằng toàn bộ năng lượng từ trường phân bố đều trong thể tích V với mật độ năng lượng w :

$$w = \frac{W}{V} = \frac{1}{2} \mu\mu_0 H^2 = \frac{1}{2} BH \quad (9-26)$$

Đối với từ trường không đều, ta hãy chia nhỏ miền không gian chứa trường ra các thể tích nguyên tố dV , trong đó chứa năng lượng nguyên tố dW . Năng lượng từ trường định xứ trong toàn bộ thể tích V sẽ là:

$$W = \int_V dW = \int_V w dV = \frac{1}{2} \int_V \mu\mu_0 H^2 dV = \frac{1}{2} \int_V BH dV \quad (9-27)$$

Chương 10.

ĐIỆN TỬ TRƯỜNG – THUYẾT MAXWELL

**§ 10.1. ĐIỆN TRƯỜNG XOÁY,
PHƯƠNG TRÌNH MAXWELL - FARADAY.**

10.1.1. Điện trường xoáy.

Trong thí nghiệm về hiện tượng cảm ứng điện từ của Faraday ta thấy rằng: mỗi khi từ thông gửi qua một mạch điện kín biến thiên thì trong mạch sẽ xuất hiện một suất điện động cảm ứng. Có hai trường hợp xảy ra: hoặc là *mạch đứng yên trong một từ trường biến thiên*, hoặc là *mạch chuyển động trong từ trường không đổi*.

Ta hãy xét trường hợp mạch đứng yên trong từ trường biến thiên. Trong mạch xuất hiện suất điện động cảm ứng chứng tỏ rằng đã có những *lực lạ* tác dụng lên các điện tích, trong mạch tồn tại một *trường lực lạ*. Phân tích các kết quả thực nghiệm Maxwell đã cho rằng *trường lực lạ ở đây chính là điện trường*, nhưng khác với trường tĩnh điện, điện trường ở đây là *điện trường xoáy*, có các đường sức khép kín. Do đó, dưới tác dụng của lực điện trường các điện tích sẽ chuyển động theo quỹ đạo khép kín làm xuất hiện suất điện động trong mạch.

Trên cơ sở thực nghiệm, Maxwell thấy rằng sự xuất hiện suất điện động trong mạch không phụ thuộc vào trạng thái, bản chất và điều kiện vật lý của vật dẫn cấu tạo nên mạch. Nói cách khác, sự tồn tại của điện trường xoáy không phải do mạch điện quyết định mà do chính từ trường. Mạch điện chỉ là phương tiện giúp ta phát hiện sự có mặt của điện trường xoáy.

Một cách tổng quát, có thể xem “mạch” là một đường cong kín bất kỳ đặt trong từ trường. Mỗi khi từ trường biến thiên, từ thông gửi qua diện tích giới hạn bởi mạch kín biến thiên. Khi đó tại mỗi điểm trên đường cong đó xuất hiện một điện trường xoáy, mà lưu thông của điện trường này theo đường cong kín làm xuất hiện suất điện động cảm ứng trong mạch.

Maxwell kết luận: *Mọi từ trường biến thiên theo thời gian đều làm xuất hiện điện trường xoáy”*.

10.1.2. Phương trình Maxwell – Faraday.

Có thể diễn đạt định lượng kết luận của Maxwell bằng toán học. Theo định luật cảm ứng điện từ Faraday suất điện động cảm ứng xuất hiện trong mạch có giá trị bằng tốc độ biến thiên của từ thông qua diện tích giới hạn:

$$\mathcal{E}_c = - \frac{dF}{dt}$$

Trong đó: $F = \int_S \vec{B} \cdot d\vec{S}$ là từ thông gửi qua diện tích S giới hạn bởi đường cong kín \mathcal{L} . Xét trường hợp mạch đứng yên trong từ trường biến thiên ta có:

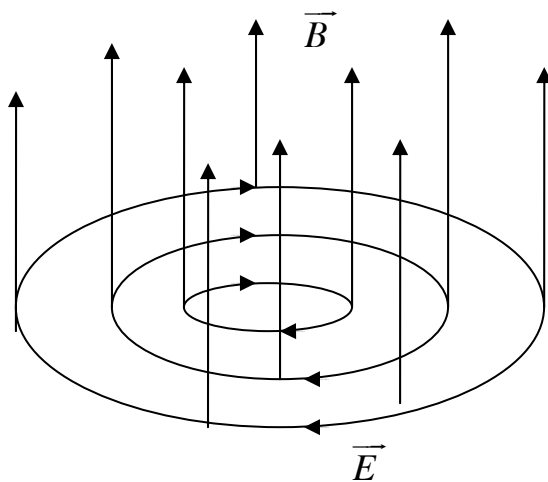
$$\frac{dF}{dt} = \frac{d}{dt} \int_S \vec{B} \cdot d\vec{S} = \int_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot d\vec{S}$$

Mặt khác, ta đã biết rằng suất điện động trong mạch có giá trị bằng lưu số véc tơ trường lực lạ dọc theo mạch:

$$\mathcal{E} = \oint_{\mathcal{L}} \vec{E}^* \cdot d\vec{l}$$

Trong trường hợp này trường lực lạ chính là điện trường xoáy, do đó ta có thể viết:

$$\oint_{\mathcal{L}} \vec{E} \times d\vec{l} = - \frac{dF}{dt} = - \int_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot d\vec{S} \quad (10-1)$$



Hình 10-1

Trên hình 10-1 biểu diễn các đường sức của điện trường xoáy là những đường cong khép kín, với từ trường B hướng từ dưới lên và có giá trị đang tăng theo thời gian.

Biểu thức (10-1) là phương trình biểu diễn mối liên hệ giữa tốc độ biến thiên của từ thông Φ và điện

trường xoáy. Nói cách khác nó nêu lên mối liên hệ giữa từ trường biến thiên và điện trường. Nó cũng diễn tả tính chất xoáy của điện trường. Thật vậy, vì từ trường biến thiên nên $\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \neq 0$, do đó từ (10-1) ta có: $\oint_{\mathcal{L}} \vec{E} \times d\vec{l} = - \frac{d}{dt} \int_{\mathcal{S}} \vec{B} \cdot d\vec{S}$. Điều đó chứng tỏ rằng \vec{E} là một trường xoáy.

Nếu viết dưới dạng vi phân thì (10-1) có dạng:

$$\text{rot } \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (10-1, a)$$

Phương trình (10-1) là một trong những phương trình cơ bản của thuyết Maxwell. Nó được rút ra từ định luật cảm ứng điện từ Faraday và có tên gọi là *phương trình Maxwell – Faraday*.

§ 10.2. DÒNG ĐIỆN DỊCH, PHƯƠNG TRÌNH MAXWELL - AMPERE

10.2.1. Dòng điện dịch.

Trên đây, ta đã thấy rằng mọi từ trường biến thiên theo thời gian đều làm xuất hiện điện trường xoáy. Phân tích các hiện tượng điện từ khác nhau, Maxwell đã đi đến kết luận rằng phải tồn tại hiện tượng ngược lại là: “*Mọi điện trường biến thiên theo thời gian đều làm xuất hiện từ trường*”.

Vì từ trường là dấu hiệu cơ bản và tất yếu của mọi dòng điện, cho nên nếu như điện trường biến thiên làm phát sinh từ trường thì nó cũng có tác dụng giống như một dòng điện. Maxwell gọi dòng điện đó là *dòng điện dịch*. Để phân biệt nó với dòng điện dẫn là dòng chuyển động của các điện tích.

Dòng điện dịch cũng có tính chất cơ bản giống dòng điện dẫn ở chỗ nó gây ra từ trường trong không gian quanh nó, nhưng khác dòng điện dẫn ở các tính chất khác.

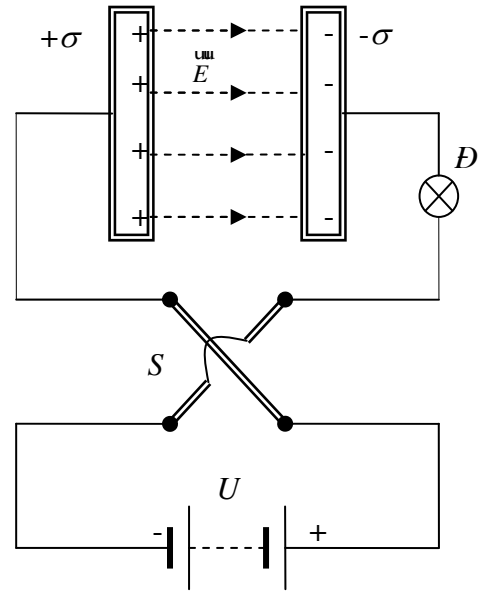
Để làm sáng tỏ bản chất khái niệm dòng điện dịch, chúng ta hãy xét thí nghiệm sau đây. Mắc một mạch điện như hình (10-1) gồm một tụ điện C được nối với nguồn điện một chiều U thông qua một khóa chuyển mạch S (là đảo điện cho phép đổi chiều nguồn điện trong mạch). Để phát hiện trong mạch có dòng điện hay không ta dùng một bóng đèn Đ làm chỉ thị. Vì tụ C làm hở mạch nên bóng đèn không sáng, trong mạch không có dòng điện.

Tuy nhiên nếu ta xét trong khoảng thời gian ngắn khi bắt đầu đóng mạch hiện tượng sẽ khác. Khi đóng công tắc, tụ sẽ được nạp, dòng nạp cho tụ chạy qua dây dẫn và làm cho bóng đèn loé sáng. Dòng nạp sẽ giảm về 0 khi

tụ đã nạp đầy. Bây giờ nếu ta đảo chiều nguồn điện nhờ đảo mạch thì các bản tụ sẽ được nạp điện ngược lại. Trong mạch lại có một dòng điện chạy qua nhưng theo chiều ngược lại. Nếu ta đảo chiều nguồn điện một cách liên tục thì trong mạch sẽ có một dòng điện xoay chiều chạy qua với tần số bằng tần số của chuyển mạch. Nếu tần số chuyển mạch bằng 50Hz thì dòng điện trong mạch tương đương như dòng điện xoay chiều công nghiệp.

Ta thấy trong quá trình đảo chiều nguồn điện, điện trường giữa 2 bản tụ biến thiên liên tục với cùng tần số. Dòng điện dẫn trong mạch được khép kín mạch bằng điện trường biến thiên giữa 2 bản tụ, vì lý do đó nên Maxwell đã gọi điện trường biến thiên này là dòng điện dịch. Như vậy, khác với dòng điện không đổi, dòng điện biến thiên có thể “chạy” qua được tụ điện nhờ dòng điện dịch.

Ta hãy tìm mối liên hệ giữa dòng điện dịch và điện trường biến thiên trong ví dụ trên. Giả sử ở một thời điểm nào đó sự phân bố điện tích trên 2 bản tụ như trên hình vẽ 10-2 với mật độ điện tích là $+\sigma$ và $-\sigma$. Ta có:



Hình 10-2

Cường độ điện trường trong khoảng giữa 2 bản tụ có giá trị:

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon\epsilon_0} \tag{10-2}$$

Cảm ứng điện (hay điện dịch): $D = \sigma$. (10-3)

Điện tích toàn phần trên một bản tụ là:

$$Q = \sigma S = DS \tag{10-4}$$

Giả sử tụ đang phóng điện. Dòng trong mạch có cường độ:

$$I = \frac{dQ}{dt} = S \cdot \frac{d\sigma}{dt} \tag{10-5}$$

Trên bản tụ có dòng điện với mật độ:

$$i = \frac{I}{S} = \frac{d\sigma}{dt} \quad (10-6)$$

Vì tụ đang phóng điện nên điện trường giữa 2 bản cũng biến thiên:

$$\frac{dD}{dt} = \frac{d\sigma}{dt} \quad (10-7)$$

Từ (10-6) và (10-7) ta có:

$$i = \frac{dD}{dt} \quad (10-8)$$

Như vậy về mặt độ lớn mật độ dòng điện dẫn trong mạch có giá trị bằng đại lượng $\frac{dD}{dt}$, đặc trưng cho tốc độ biến thiên của điện trường theo thời gian.

Nếu xét cả về phương chiều, trong trường hợp tổng quát véc tơ cảm ứng điện D còn phụ thuộc cả vào tọa độ, do vậy trong trường hợp này ta dùng đạo hàm riêng theo thời gian:

$$\frac{\partial D}{\partial t} = \frac{\partial D}{\partial t} \quad (10-10)$$

Maxwell đã gọi i_d là mật độ dòng điện dịch. Là đại lượng có độ lớn và hướng của đạo hàm véc tơ D theo thời gian, tức là:

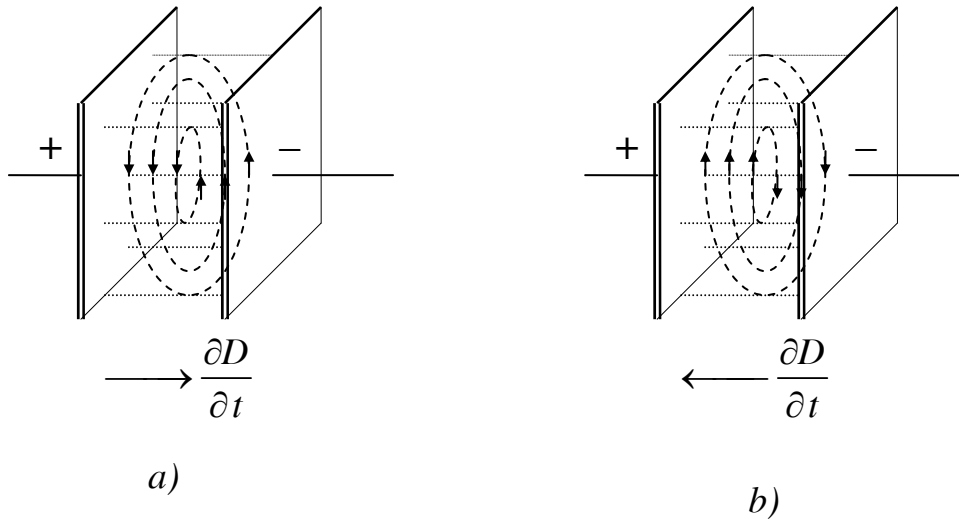
$$i_d = \frac{\partial D}{\partial t} = \frac{\partial D}{\partial t} \quad (10-10)$$

Với khái niệm dòng điện dịch ta thấy rằng trong trường hợp tổng quát dòng điện trong mạch bao giờ cũng được khép kín bằng *dòng điện toàn phần*. Dòng điện dịch không chỉ xuất hiện trong lớp điện môi giữa 2 bản tụ mà ngay cả trong vật dẫn. Thật vậy, nếu trong dây dẫn có dòng điện biến thiên tức là có từ trường biến thiên thì có điện trường biến thiên nghĩa là có dòng điện dịch. Dòng điện toàn phần có mật độ bằng tổng mật độ dòng điện dẫn và dòng điện dịch:

$$i_{tp} = i + i_d = i + \frac{\partial D}{\partial t} \quad (10-11)$$

10.2.2. Phương trình Maxwell - Ampère.

Giống như dòng điện dẫn, dòng điện dịch cũng gây ra từ trường mà chiều của nó cũng được xác định bằng quy tắc vụn nút chai. Trên hình vẽ 10-3 minh họa các đường sức từ gây ra bởi dòng điện dịch giữa hai bản của một tụ điện ứng với trường hợp tụ đang tích điện (a) và đang phóng điện (b).



Hình 10-3

Trong trường hợp tổng quát, từ trường được sinh ra bởi dòng điện toàn phần, bao gồm cả dòng dẫn và dòng dịch. Ta hãy tìm mối quan hệ định lượng giữa từ trường và dòng điện toàn phần nhờ định lý Ampère về lưu số của véc tơ cường độ từ trường.

Xét một vật dẫn có dòng biến thiên chạy qua. Lưu số của véc tơ cường độ từ trường dọc theo một đường cong kín \mathcal{L} xác định theo định lý Ampère:

$$\oint_{\mathcal{L}} \vec{H} \times d\vec{l} = I_{tp} \quad (10-12)$$

Trong đó I_{tp} là cường độ dòng điện toàn phần xuyên qua diện tích giới hạn bởi đường cong kín \mathcal{L}

Ta có:

$$I_{tp} = \int_S \vec{i}_{tp} \cdot d\vec{S} = \int_S \left(\vec{i} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) \cdot d\vec{S} \quad (10-13)$$

Do đó:

$$\oint_{\mathcal{L}} \vec{H} \cdot d\vec{l} = \int_S \left(\vec{i} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) \cdot d\vec{S} \quad (10-14)$$

Biểu thức (10-14) được gọi là *phương trình Maxwell – Ampère*. Đây là phương trình cơ bản thứ hai của thuyết Maxwell, nêu lên mối quan hệ định lượng giữa dòng điện toàn phần và từ trường, nói cách khác nó nói lên mối quan hệ giữa từ trường và điện trường biến thiên. Nếu biểu diễn dưới dạng vi phân (10-14) có dạng:

$$\text{rot } \vec{H} = \vec{i} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (10-14,a)$$

§ 10.3. HỆ PHƯƠNG TRÌNH MAXWELL. GIÁ TRỊ CỦA THUYẾT MAXWELL.

Theo luận điểm của Maxwell thì từ trường biến thiên theo thời gian làm xuất hiện điện trường xoáy, ngược lại điện trường biến thiên theo thời gian làm phát sinh ra từ trường, đến lượt mình từ trường biến thiên lại làm phát sinh ra điện trường. Cứ như thế điện trường và từ trường liên hệ chặt chẽ với nhau, chuyển hóa lẫn nhau, chúng đồng thời tồn tại trong không gian trong một trường thống nhất là *trường điện từ*. Khái niệm trường điện từ được Maxwell đưa ra lần đầu tiên, nó là một dạng tồn tại của vật chất, có những tính chất hoàn toàn xác định.

10.3.1. Hệ phương trình Maxwell.

1) Hệ phương trình Maxwell thứ nhất.

Hệ phương trình Maxwell thứ nhất thiết lập trên cơ sở phương trình Maxwell – Ampère kết hợp với phương trình của định lý Ostrogradski – Gauss và định luật Ohm dưới dạng vi phân:

$$\begin{aligned} \oint_{\mathcal{L}} \vec{H} \cdot d\vec{l} &= \int_S \left(\vec{i} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) \cdot d\vec{S} \\ \oint_S \vec{D} \cdot d\vec{S} &= q \\ \vec{D} &= \epsilon \epsilon_0 \vec{E} \\ \vec{J} &= \sigma \vec{E} \end{aligned} \quad (10-15)$$

Hoặc biểu diễn dưới dạng vi phân:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{H} &= \vec{i} + \frac{\partial D}{\partial t} \\ \operatorname{div} \vec{D} &= \rho \\ \vec{D} &= \epsilon \epsilon_0 \vec{E} \\ \vec{J} &= \sigma \vec{E} \end{aligned} \quad (10-15,a)$$

2) Hệ phương trình Maxwell thứ hai.

Hệ phương trình Maxwell thứ hai thiết lập trên cơ sở phương trình Maxwell – Faraday kết hợp với phương trình diễn tả tính chất xoáy của từ trường bằng định lý Ostrogradski – Gauss:

$$\begin{aligned} \oint_{\mathcal{L}} \vec{E} \times d\vec{l} &= - \oint_S \frac{\vec{B}}{t} dS \\ \oint_S \vec{B} dS &= 0 \\ \vec{B} &= m m_0 \vec{H} \end{aligned} \quad (10-16)$$

Hoặc biểu diễn dưới dạng vi phân:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{E} &= - \frac{\vec{B}}{t} \\ \operatorname{div} \vec{B} &= 0 \\ \vec{B} &= m m_0 \vec{H} \end{aligned} \quad (10-16,a)$$

Hệ phương trình Maxwell là hệ phương trình tổng quát của điện từ trường, nó giúp ta xác định được mọi tham số vật lý của trường.

10.3.2. Giá trị của thuyết Maxwell.

Thuyết Maxwell về điện từ trường có vai trò đặc biệt quan trọng trong sự phát triển của điện từ học. Trước Maxwell, những hiểu biết của con người về các hiện tượng điện và từ còn rời rạc. Ngay đến khoảng năm 1820, người ta vẫn còn quan niệm rằng điện và từ là hai hiện tượng khác nhau, không có liên hệ gì với nhau.

Năm 1820, thí nghiệm của Osted đã chứng tỏ rằng giữa điện và từ có liên quan với nhau, dòng điện cũng sinh ra từ trường. Sau đó là những nghiên cứu của Ampère về các hiện tượng điện từ, ông đã đưa ra giả thuyết về sự tồn tại của các dòng điện phân tử là nguyên nhân gây ra từ tính của các nam châm vĩnh cửu.

Tiếp đến là những phát minh lớn của Faraday về hiện tượng cảm ứng điện từ. Ông cho rằng nếu dòng điện sinh ra từ trường thì ngược lại từ trường cũng có thể sinh ra dòng điện. Bằng thực nghiệm Faraday đã chứng minh được điều đó. Định luật cảm ứng điện từ là một trong những định luật cơ bản của tất cả các máy điện.

Trên cơ sở các phát minh của Faraday, Ampère và những hiểu biết về điện từ trước đó, Maxwell đã tổng quát hóa các hiện tượng điện từ trong một lý thuyết định lượng, dùng công cụ toán học thể hiện bằng các phương trình Maxwell.

Các phương trình Maxwell bao gồm mọi định luật cơ bản của điện trường và từ trường. Do vậy nó là những phương trình cơ bản, tổng quát của điện từ trường trong các môi trường đứng yên.

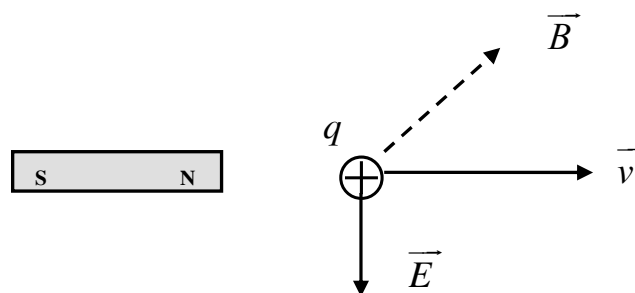
Thuyết Maxwell không những giải thích được các hiện tượng đã biết mà còn tiên đoán được nhiều hiện tượng mới, quan trọng. Giả thuyết hoàn toàn mới trong thuyết Maxwell là giả thuyết về từ trường của dòng điện dịch. Trên cơ sở đó, Maxwell đã tiên đoán bằng lý thuyết sự tồn tại của sóng điện từ, tức trường điện từ trường biến thiên, truyền trong không gian với vận tốc xác định.

Việc nghiên cứu bằng lý thuyết những tính chất của sóng điện từ đã đưa Maxwell đến việc xây dựng thuyết điện từ về ánh sáng. Theo thuyết này thì ánh sáng là sóng điện từ.

Những nghiên cứu bằng thực nghiệm sau đó của Hezt, Popop... đã khẳng định sự tồn tại của sóng điện từ. Các thí nghiệm về quang học cũng đã khẳng định sự đúng đắn về bản chất điện từ của ánh sáng. Đó là những bằng chứng cụ thể về những thành công của thuyết Maxwell.

§ 10.4. TÍNH TƯƠNG ĐỐI CỦA TRƯỜNG ĐIỆN TỪ

1) Sự chuyển hóa tương hỗ giữa điện trường và từ trường gây nên do sự biến thiên theo thời gian của các trường. Hiện tượng trên còn có thể xảy ra do chuyển động tương đối của các hệ quy chiếu quán tính.



Hình 10-4

Giả sử có một điện tích $q > 0$ chuyển động với vận tốc \vec{v} trong một từ trường \vec{B} (hình 10-4). Nếu người quan sát đứng yên so với từ trường thì điện tích q sẽ chịu tác dụng một lực Lorentz:

$$\vec{f} = q[\vec{v} \wedge \vec{B}] \quad (10-17)$$

Trong đó \vec{v} là vận tốc chuyển động tương đối của điện tích q đối với từ trường, còn véc tơ cảm ứng từ $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$.

Nếu người quan sát chuyển động cùng với điện tích thì đối với người quan sát điện tích q là đứng yên, nên trong hệ quy chiếu của người quan sát điện tích q sẽ tạo ra quanh nó một điện trường \vec{E} . Mặt khác vẫn tồn tại lực tác dụng \vec{f} như thế lên điện tích. Điều đó chứng tỏ rằng đối với người quan sát điện trường tác dụng, có giá trị:

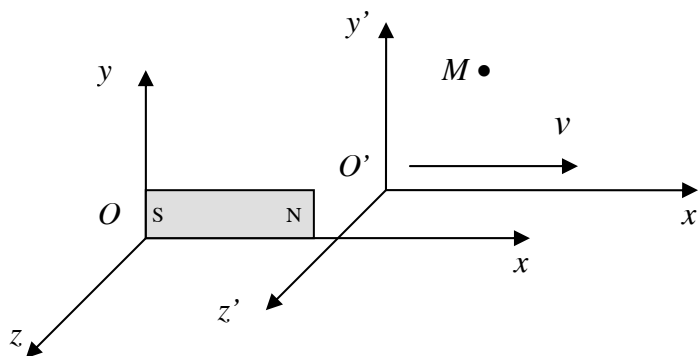
$$\vec{E} = \frac{\vec{f}}{q} = [\vec{v} \wedge \vec{B}] \quad (10-18)$$

Điện trường này có phương vuông góc với \vec{v} và \vec{B} .

Như vậy, trường điện từ phụ thuộc vào hệ quy chiếu ta xét. Nếu trong một hệ quy chiếu nào đó có từ trường thì trong một hệ quy chiếu khác chuyển động tương đối với nó có cả từ trường và điện trường.

1) *Biến đổi Lorentz của trường điện từ.*

Xét 2 hệ quy chiếu O và O' , trong đó O' chuyển động tương đối dọc theo trục Ox với vận tốc không đổi \vec{v} (hình 10-5).



Hình 10-5

Giả sử trong hệ quy chiếu O có một từ trường mà tại một điểm M nào đó có các giá trị $H_M (H_x, H_y, H_z)$. Cũng tại M nhưng nếu xét trong hệ quy chiếu O' do chuyển động tương đối với O nên sẽ xuất hiện điện trường có các thành

phần $E_M (E_x, E_y, E_z)$. Bây giờ áp dụng công thức (10-18) và chú ý rằng vận tốc v có các thành phần $\vec{v} \{v, 0, 0\}$, ta thấy rằng các thành phần của điện trường trong hệ quy chiếu O' sẽ có giá trị:

$$\begin{cases} E'_x = 0 \\ E'_y = -v B_z \\ E'_z = v B_z \end{cases} \quad (10-19)$$

Nếu trong hệ O còn có cả điện trường $\vec{E} \{E_x, E_y, E_z\}$ thì trong hệ O' điện trường toàn phần sẽ là:

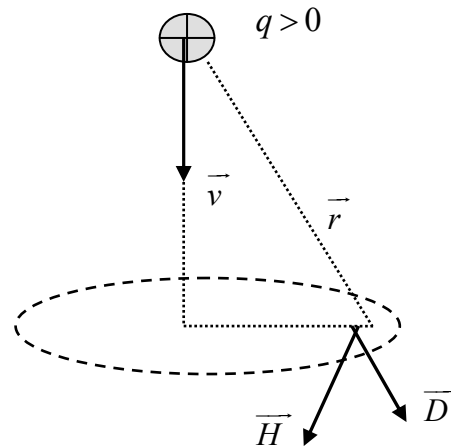
$$\begin{cases} E'_x = E_x \\ E'_y = E_y - v B_z \\ E'_z = E_z + v B_z \end{cases} \quad (10-20)$$

2) Một cách hoàn toàn tương tự như trên ta thấy rằng trong các hệ quy chiếu chuyển động tương đối đối với điện trường sẽ xuất hiện từ trường.

Thực vậy, ta hãy xét một điện tích q chuyển động với vận \vec{v} đối với người quan sát, điện tích này sẽ sinh ra một từ trường (hình 10-6):

$$\vec{H} = \frac{q}{4\pi} \cdot \frac{[\vec{v} \cdot \vec{r}]}{r^3} \quad (10-21)$$

trong hệ quy chiếu của người quan sát. Nhưng đối với người quan sát cùng chuyển động với điện tích q thì điện tích lại sinh ra một điện trường:



Hình 10-6

$$\vec{E} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^3} \cdot \vec{r} \quad (10-22)$$

hay:
$$\vec{D} = \frac{q}{4\pi r^3} \cdot \vec{r} \quad (10-22,a)$$

$$\text{Như vậy có thể viết: } \vec{H} = [\vec{v} \cdot \vec{D}] \quad (10-23)$$

trong đó \vec{v} là vận tốc tương đối của điện trường \vec{D} đối với hệ quy chiếu trong đó ta đo từ trường \vec{H} . Kết quả này có tính chất tổng quát cho một điện trường bất kỳ.

Vậy: “Nếu trong một hệ quy chiếu nào đó có điện trường thì trong các hệ quy chiếu chuyển động tương đối với nó có cả điện trường và từ trường”.

3) Ta hãy xét 2 hệ quy chiếu O và O', trong đó O' chuyển động tương đối đối với O với vận tốc \vec{v} theo trục Ox.

Trong hệ O có điện trường tác dụng, giá trị trường tại một điểm M nào đó có giá trị: $\{D_x, D_y, D_z\}$.

Nếu xét trong hệ quy chiếu O', ta thấy điện trường chuyển động tương đối với nó với vận tốc $-\vec{v} \{-v, 0, 0\}$. Do đó trong hệ này xuất hiện từ trường \vec{H}' với các thành phần $\{H_x', H_y', H_z'\}$. Áp dụng công thức (10-23), ta có:

$$\begin{aligned} H_x' &= 0 \\ H_y' &= +v D_z \\ H_z' &= -v D_y \end{aligned} \quad (10-24)$$

Nếu trong hệ O ngoài điện trường còn có cả từ trường \vec{H} tác dụng với các thành phần $\{H_x, H_y, H_z\}$ thì từ trường toàn phần trong hệ O' sẽ là:

$$\begin{aligned} H_x' &= H_x \\ H_y' &= H_y + v D_z \\ H_z' &= H_z - v D_y \end{aligned} \quad (10-25)$$

Các công thức (10-19), (10-20), (10-24) và (10-25) là các phép biến đổi thể hiện sự biến đổi của điện từ trường trong các hệ quy chiếu quán tính. Chúng chỉ đúng trong trường hợp các điện tích chuyển động chậm. Do đó các công thức trên chỉ là các công thức biến đổi trường điện từ trong các hệ quy chiếu chuyển động chậm (so với vận tốc ánh sáng).

Đối với các hệ chuyển động với vận tốc lớn, những biểu thức trên không áp dụng được. Trong trường hợp đó ta phải áp dụng các công thức biến đổi của thuyết tương đối. Theo nguyên lý tương đối của Einstein, các biểu thức biến đổi phải thỏa mãn những điều kiện bất biến tương đối tính, mà những biểu thức vừa thu được không thỏa mãn tính bất biến này.

Trong trường hợp tổng quát, bằng cách áp dụng nguyên lý tương đối đối với điện từ trường trong các hệ quy chiếu quán tính ta thu được các công thức biến đổi sau:

$$E'_x = E_x, E'_y = \frac{E_y - v B_z}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, E'_z = \frac{E_z + v B_y}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (10-26)$$

$$H'_x = H_x, H'_y = \frac{H_y + v D_z}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, H'_z = \frac{H_z - v D_y}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (10-27)$$

Đó là những công thức biến đổi Lorentz của trường điện từ. Các đại lượng E, D, B, H đo trong hệ O , còn E', D', B', H' đo trong hệ O' chuyển động tương đối với vận tốc v dọc theo trục Ox .

§ 10.5. DAO ĐỘNG ĐIỆN TỪ CỦA MẠCH

10.5.1. Dao động của mạch kín.

Xét một mạch dao động LC . Giả sử các tham số của mạch là tập trung, điện trở toàn bộ dây nối là R (hình 10-7). Để đơn giản ta giả sử các quá trình xảy ra trong mạch là chuẩn dừng, nghĩa là các giá trị tức thời của dòng điện là như nhau ở mọi điểm của mạch, và ta có thể áp dụng định luật Kirchhoff cho các giá trị tức thời của các đại lượng điện trong mạch.

Giả sử mạch đang dao động, xét thời điểm tụ đang phóng điện, gọi dòng phóng là i ta có:

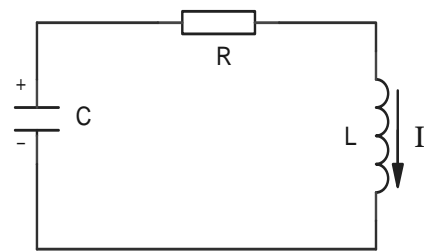
$$i = - \frac{dq}{dt}$$

(có dấu trừ vì điện tích q giảm theo thời gian)

Áp dụng định luật Kirchhoff cho mạch kín ta có:

$$u_C + i R = -L \frac{di}{dt} \quad (10-28)$$

Thay : $u_C = \frac{q}{C}; \frac{di}{dt} = - \frac{d^2q}{dt^2}$, ta được:



Hình 10-7

$$L \frac{d^2 q}{dt^2} + R \frac{dq}{dt} + \frac{q}{C} = 0$$

hay:
$$\frac{d^2 q}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{dq}{dt} + \frac{q}{LC} = 0 \quad (10-29)$$

Đặt:
$$\alpha = \frac{R}{2L}, \quad \omega^2 = \frac{1}{LC}, \quad \text{ta có:}$$

$$\ddot{q} + 2\alpha\dot{q} + \omega^2 q = 0 \quad (10-30)$$

Phương trình (10-30) là một phương trình vi phân tuyến tính bậc 2 đối với q , để giải cần xét các điều kiện ban đầu sau:

$$t = 0, \quad q = Q_0, \quad i = \left. \frac{dq}{dt} \right|_{t=0} = 0$$

Ta xét một số trường hợp sau:

1) **Giả thiết điện trở mạch bằng không:** $R = 0, \alpha = \frac{R}{2L} = 0,$

Phương trình (10-30) trở thành:

$$\ddot{q} + \omega^2 q = 0 \quad (10-31)$$

Nghiệm tổng quát của (10-31) có dạng:

$$q = A \cos(\omega t + \varphi) \quad (10-32)$$

Trong đó A là biên độ dao động, ω là tần số góc $\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}$.

Chu kỳ dao động : $T = \frac{2\pi}{\omega} = 2\pi \sqrt{LC}$. A và φ được xác định bằng các

điều kiện ban đầu:

$$t = 0, \quad q = A \cos \varphi = Q_0$$

$$\left. \frac{dq}{dt} \right|_{t=0} = -\omega A \sin(\omega t + \varphi) \Big|_{t=0} = -\omega A \sin \varphi = 0$$

$$\varphi = 0, \quad A = Q_0$$

Từ đó, nghiệm tổng quát của phương trình (10-31) sẽ là:

$$q = Q_0 \cos \omega t \quad (10-33)$$

Từ (10-33) ta có quy luật biến thiên của điện áp u và dòng điện i là:

$$u = \frac{q}{C} = \frac{Q_0}{C} \cos \omega t = U_0 \cos \omega t \quad (10-34)$$

$$i = \frac{dq}{dt} = -\omega Q_0 \sin \omega t = -I_0 \sin \omega t \quad (10-35)$$

Các kết quả (10-33) (10-34) và (10-35) cho thấy rằng trong mạch xảy ra quá trình dao động của các đại lượng q , u và i theo quy luật điều hòa, nhưng dòng điện nhanh pha hơn hiệu điện thế một góc $\pi/2$. Đây là trường hợp lý tưởng, mạch dao động tự do, điều hòa và không tắt.

2) Xét mạch dao động thực tế.

Với mạch dao động thực tế ($R \neq 0$). Phương trình dao động của mạch được viết dưới dạng đầy đủ:

$$\frac{d^2q}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{dq}{dt} + \frac{q}{LC} = 0 \quad \text{hay:}$$

$$\frac{d^2q}{dt^2} + 2\alpha \frac{dq}{dt} + \omega^2 q = 0 \quad (10-36)$$

Nghiệm (10-36) phụ thuộc tương quan giữa các đại lượng, ta xét các trường hợp sau:

a. Trường hợp : $\omega^2 > \alpha^2$.

Nghiệm (10-36) có dạng:

$$q = Z \cdot e^{-\alpha t} \quad (10-37)$$

Trong đó Z là một hàm số phụ thuộc thời gian. Lấy đạo hàm bậc nhất và bậc 2 của q theo thời gian t ta có:

$$\frac{dq}{dt} = -\alpha Z e^{-\alpha t} + \frac{dZ}{dt} e^{-\alpha t}$$

$$\frac{d^2q}{dt^2} = \alpha^2 Z e^{-\alpha t} - 2\alpha \frac{dZ}{dt} e^{-\alpha t} + \frac{d^2Z}{dt^2} e^{-\alpha t}$$

Thế vào phương trình (10-37) và rút gọn 2 vế cho $e^{-\alpha t}$ ta được :

$$\frac{d^2Z}{dt^2} + (\omega^2 - \alpha^2)Z = 0 \quad (10-38)$$

Phương trình (10-38) có nghiệm:

$$Z = A \cos(\omega_0 t + \varphi). \quad (10-39)$$

Với $\omega_0 = \sqrt{(\omega^2 - \alpha^2)}$; ta có nghiệm tổng quát:

$$q = A e^{-\alpha t} \cos(\omega_0 t + \varphi) \quad (10-40)$$

A và φ cũng được xác định từ các điều kiện ban đầu như trên ($A = Q_0$, $\varphi = 0$), do đó:

$$q = Q_0 e^{-\alpha t} \cos(\omega_0 t) \quad (10-41)$$

Nghiệm (10-41) cho thấy đây là một dao động tắt dần với biên độ giảm theo quy luật hàm mũ. α gọi là *hệ số tắt dần* của dao động, α càng lớn dao động tắt dần càng nhanh. Trên các hình (10-8, b, c) cho thấy 2 dao động tắt dần với α khác nhau. Biểu thức có chứa $\cos(\omega_0 t)$ chứng tỏ dao động tắt dần theo quy luật hình sin. Gọi T là chu kỳ của dao động tắt dần, ta có:

$$T = \frac{2\pi}{\omega_0} = \frac{2\pi}{\sqrt{\omega^2 - \alpha^2}} = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{1}{LC} - \left(\frac{R}{2L}\right)^2}} \quad (10-42)$$

So sánh với trường hợp mạch không có điện trở thuần ta thấy sự có mặt của R đã làm cho chu kỳ dao động của mạch tăng lên. Với $\alpha \ll \omega$, $R \ll L$ ta có kết quả:

$$T = 2\pi \sqrt{LC}$$

2. Trường hợp $\alpha^2 > \omega^2$.

Nghiệm phương trình (10-36) có dạng:

$$q = A_1 e^{-k_1 t} + A_2 e^{-k_2 t} \quad (10-43)$$

Trong đó: $k_1 = \alpha + \sqrt{\alpha^2 - \omega^2}$ và $k_2 = \alpha - \sqrt{\alpha^2 - \omega^2}$; A_1 và A_2 là các hằng số được xác định từ điều kiện ban đầu. Sau khi thay nghiệm này vào phương trình (10-36) và thay các điều kiện ban đầu nói trên ta có:

$$A_1 = -Q_0 \frac{k_1}{k_1 - k_2}; A_2 = Q_0 \frac{k_1}{k_1 - k_2}.$$

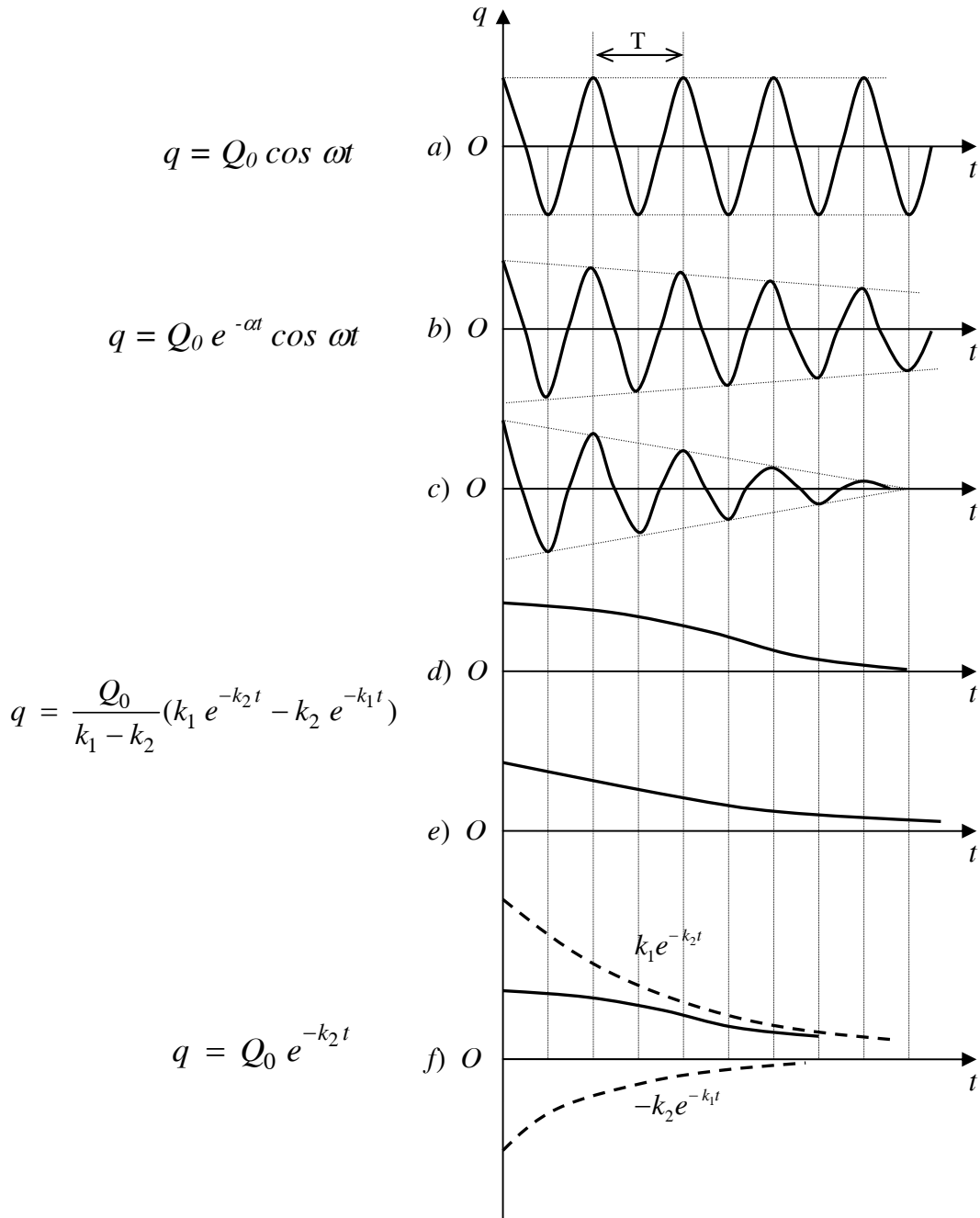
$$\text{và: } q = \frac{Q_0}{k_1 - k_2} (k_1 e^{-k_2 t} - k_2 e^{-k_1 t}) \quad (10-44)$$

Nghiệm (10-44) ứng với một quá trình không dao động (hình 10-7, d).

Nếu điện trở của mạch rất lớn, $\alpha^2 \gg \omega^2$ thì $k_1 \gg k_2$ nghiệm trên trở thành:

$$q = Q_0 e^{-k_2 t} \quad (10-45)$$

Đó là trường hợp biểu diễn trên hình (10-8, e).



Hình 10-8

Như vậy, điều kiện để mạch có thể dao động là: $\omega^2 > \alpha^2$, tức là:

$$\frac{1}{LC} > \frac{R^2}{4L^2}$$

Hay
$$R < 2\sqrt{\frac{L}{C}} \quad (10-46)$$

10.5.2. Sự chuyển hóa năng lượng trong dao động điện từ.

Xét về mặt năng lượng, quá trình dao động điện từ trong mạch LC là quá trình xảy ra sự chuyển hóa giữa năng lượng điện trường trên tụ điện và năng lượng từ trường trên cuộn dây.

Thực vậy, xét trường hợp mạch dao động lý tưởng ($R=0$). Giả sử trong mạch đang xảy ra dao động. Gọi i là dòng trong mạch ở thời điểm t tương ứng với điện tích trên tụ điện lúc này là q , ta có năng lượng toàn phần W trong mạch là:

$$W = W_H + W_E = \frac{1}{2} L i^2 + \frac{1}{2} \frac{q^2}{C} = const \quad (10-47)$$

Từ đó:
$$\frac{dW}{dt} = \frac{d}{dt} \left[\frac{1}{2} L i^2 + \frac{1}{2} \frac{q^2}{C} \right] = Li \frac{di}{dt} + \frac{q}{C} \frac{dq}{dt} = 0$$

Nếu thay : $\frac{dq}{dt} = i$ và $\frac{di}{dt} = \frac{d^2q}{dt^2}$ ta được:

$$L \frac{d^2q}{dt^2} + \frac{1}{C} q = 0, \text{ hay: } \frac{d^2q}{dt^2} + \frac{1}{LC} q = 0$$

Bây giờ đặt $\omega^2 = \frac{1}{LC}$ ta sẽ tìm lại được phương trình (10-31):

$$\frac{d^2q}{dt^2} + \omega^2 q = 0, \text{ tức là: } \ddot{q} + \omega^2 q = 0 \quad (10-48)$$

Nghiệm của (10-48) có dạng:

$$q = Q_0 \cos(\omega t + \varphi)$$

Dòng trong mạch tương ứng:

$$i = \frac{dq}{dt} = -\omega Q_0 \sin(\omega t + \varphi)$$

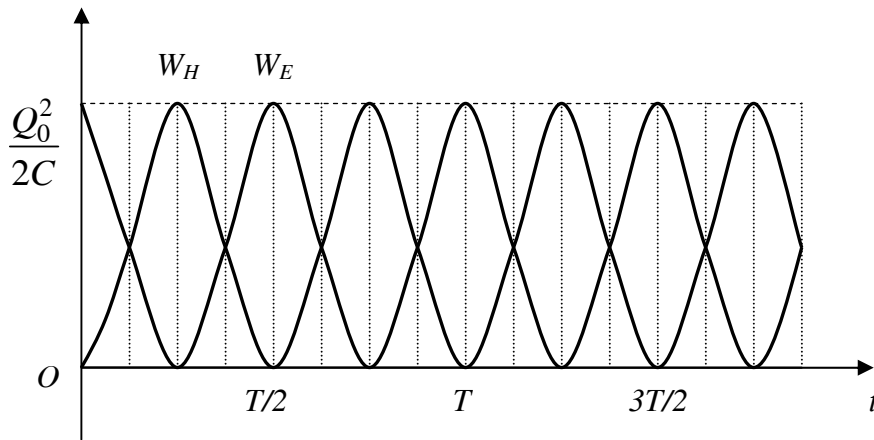
- Năng lượng điện dự trữ trong mạch dao động ở thời điểm t :

$$W_E = \frac{1}{2} \frac{q^2}{C} = \frac{Q_0^2}{2C} \cos^2(\omega t + \varphi) \quad (10-49)$$

- Năng lượng từ dự trữ trong mạch dao động ở thời điểm t tương ứng:

$$W_H = \frac{1}{2} L i^2 = \frac{1}{2} L \omega^2 \sin^2(\omega t + \varphi) = \frac{Q_0^2}{2C} \sin^2(\omega t + \varphi) \quad (10-50)$$

Đồ thị biểu diễn các hàm (10-49) và (10-50) trên hình (10-8) cho thấy quy luật biến thiên năng lượng điện từ ở trong mạch dao động LC.



Hình 10-9. Biến thiên năng lượng điện từ trong mạch dao động

Từ đồ thị hình (10-9) ta thấy rõ quá trình chuyển hóa năng lượng điện từ trong mạch dao động:

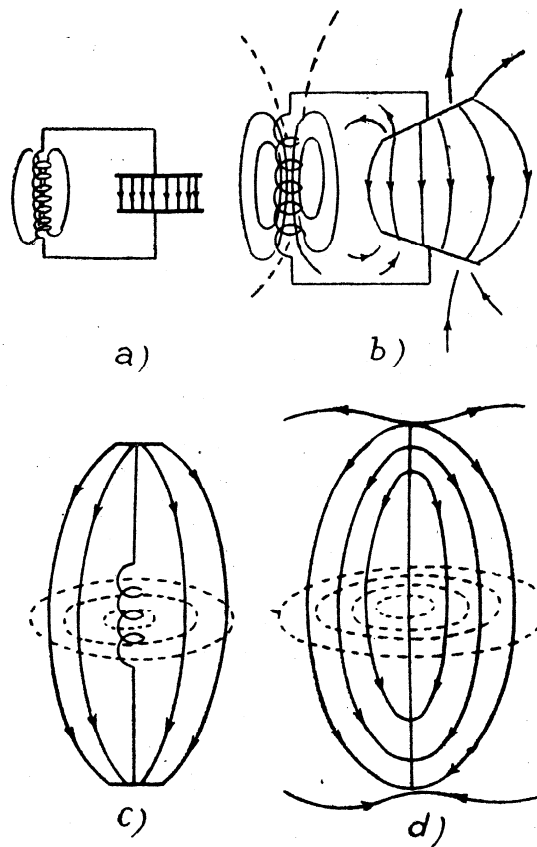
1. Ở thời điểm t bất kỳ, tổng năng lượng điện trường và từ trường là không đổi và có giá trị bằng $Q^2/2C$.
2. Các giá trị cực đại của W_E và W_H bằng nhau và bằng $Q^2/2C$.
3. Khi năng lượng từ trường đạt giá trị cực đại thì năng lượng điện trường bằng không và ngược lại.

10.5.3. Dao động của mạch hở, anten và sự bức xạ sóng điện từ.

Mạch dao động LC xét ở trên là mạch dao động kín. Dao động trong mạch sẽ không bức xạ năng lượng ra bên ngoài, vì năng lượng điện trường chỉ tập trung giữa hai bản tụ điện, còn năng lượng từ trường chỉ tập trung trong lòng cuộn dây.

Để có thể bức xạ năng lượng ra môi trường xung quanh người ta chế tạo các mạch dao động hở bằng cách làm cho các bản tụ cách xa nhau và cuộn dây có các vòng dây xa nhau. Với cách làm như vậy, một phần đường sức điện trường và đường sức từ trường sẽ đi ra bên ngoài mạch. Một phần năng lượng của mạch sẽ bức xạ ra không gian xung quanh. Mạch bức xạ càng nhiều nếu nó càng hở. Trong trường hợp giới hạn, mạch có dạng một dây dẫn thẳng (hình 10-10), nó được gọi là “anten”. Khác với trường hợp mạch dao động kín là mạch có các thông số (L, C) tập trung. Anten là một mạch dao động có các thông số phân bố. Độ tự cảm của anten xác định bởi độ tự cảm của từng đoạn dây dẫn, còn điện dung của anten được xác định bởi điện dung giữa các phần

của nó. Như vậy anten cũng là một mạch dao động có tần số riêng hoàn toàn xác định.

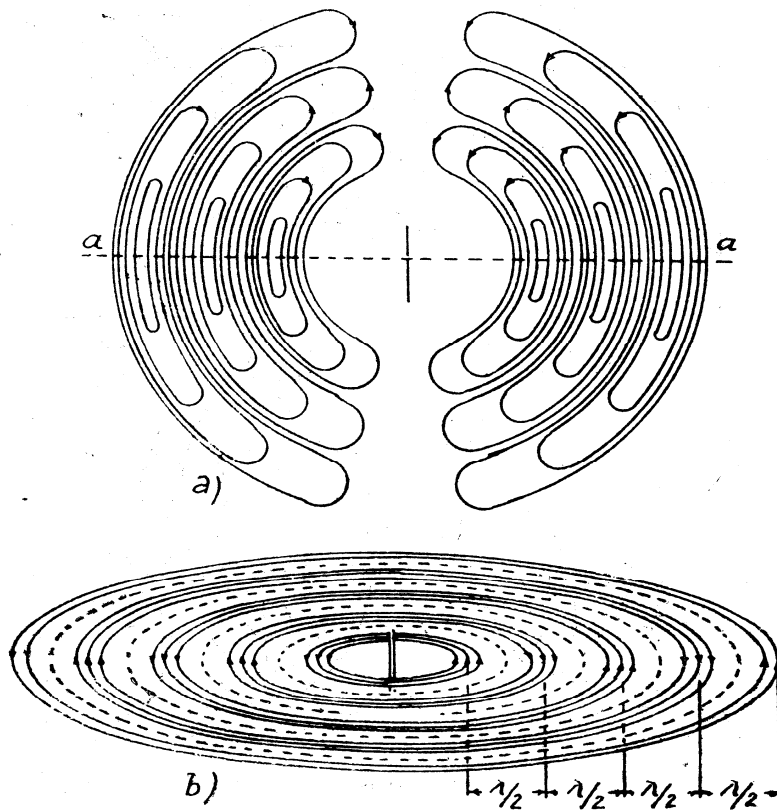


Hình 10-10

Khi trong anten có dao động điện từ thì có các điện tích tự do dịch chuyển trong nó gây ra ở không gian xung quanh một điện từ trường biến thiên. Điện từ trường này lan truyền trong không gian với vận tốc xác định dưới dạng sóng điện từ.

Trên hình 10-11, *a* minh họa hình ảnh các đường sức điện trường trong mặt phẳng chứa anten, còn trên hình 10-11, *b* cho ta hình ảnh đường sức từ trường trong mặt phẳng vuông góc với trục anten tại một thời điểm nào đó.

Có thể nghiên cứu sự bức xạ sóng điện từ đầy đủ và chính xác nhờ việc giải các phương trình của Maxwell. Bằng lý thuyết và thực nghiệm có thể xác định được những tính chất của sóng điện từ. Ở gần anten sóng điện từ có dạng phức tạp, nhưng ở xa anten, trong miền sóng, trường điện từ có dạng tương đối đơn giản. Mặt đầu sóng là mặt cầu, ở mỗi điểm trong không gian, véc tơ điện trường \vec{E} và từ trường \vec{H} luôn vuông góc với nhau và vuông góc với phương truyền sóng. Ba véc tơ \vec{E} , \vec{H} , \vec{v} theo thứ tự hợp thành một tam diện thuận.



Hình 10-11

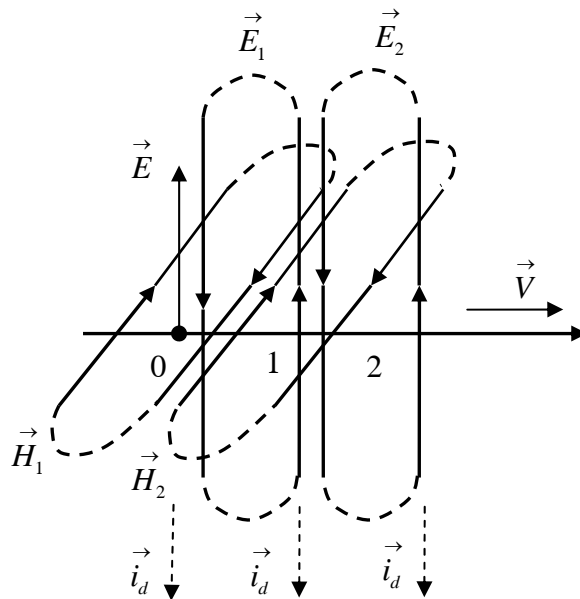
§ 10.6. SÓNG ĐIỆN TỬ TỰ DO

10.6.1. Sự lan truyền sóng điện từ.

Sóng điện từ khi lan truyền trong không gian không có vật dẫn và điện tích gọi là sóng điện từ tự do.

Giả sử tại một điểm O nào đó trong không gian, tại đó có điện trường tự do \vec{E}_1 . Nếu không có điện tích để duy trì nó thì điện trường này sẽ biến mất. Nhưng theo thuyết Maxwell, điện trường \vec{E} biến thiên gây ra từ trường \vec{H} . Vì \vec{E} giảm, nên dòng điện dịch có mật độ $\vec{i}_d = \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$ hướng ngược chiều \vec{E} , và đường sức từ trường hướng theo chiều kim đồng hồ nếu nhìn từ trên xuống (hình 10-12). Nhưng vì trong môi trường không có dòng điện không đổi để duy trì nên từ trường sẽ mất đi và gây nên điện trường \vec{E}_1 . \vec{E}_1 có đường sức hướng ngược chiều kim đồng hồ như hình vẽ. \vec{E}_1 làm triệt tiêu \vec{E} ở O và làm xuất hiện điện trường ở 1. Khi \vec{E}_1 ở 1 biến mất nó làm xuất hiện từ trường \vec{H}_1 cũng hướng theo chiều kim đồng hồ như \vec{H} . \vec{H}_1 làm triệt tiêu \vec{H} và làm xuất hiện

từ trường xa hơn. \vec{H}_1 biến mất làm xuất hiện \vec{E}_2 v.v... Như vậy, ban đầu ở O ta có điện trường biến thiên, ngay sau đó xuất hiện cả từ trường và điện trường ở không gian xung quanh. Điện trường và từ trường liên hệ chặt chẽ với nhau, chuyển hóa lẫn nhau và lan truyền trong không gian tạo thành sóng điện từ.



Hình 10-12

Ta cũng thấy rằng trong quá trình chuyển hóa giữa điện trường và từ trường các véc tơ \vec{E} và \vec{H} luôn vuông góc với nhau và vuông góc với phương truyền sóng. Ba véc tơ $\vec{E}, \vec{H}, \vec{V}$ lập thành một tam diện thuận.

Ta sẽ khảo sát sự lan truyền sóng điện từ tự do một cách chi tiết hơn bằng cách áp dụng các phương trình Maxwell.

Với giả thiết sóng điện từ tự do, nên trong không gian không có vật dẫn, tức là $\sigma = 0$ và $i = 0$. Ngoài ra vì không có điện tích tự do nên $\rho = 0$.

Ta giới hạn việc xét sóng điện từ phẳng (mặt đầu sóng phẳng). Khi đó các véc tơ \vec{E} và \vec{H} chỉ phụ thuộc vào một tọa độ không gian và vào thời gian. Trường hợp này xảy ra khi xét sóng ở rất xa nguồn, lúc này trong một miền đủ hẹp, mặt đầu sóng có thể xem là phẳng.

Giả sử xét sự truyền sóng theo phương trục x. Lúc này mặt đầu sóng là những mặt phẳng vuông góc với trục x, trong đó giá trị của các véc tơ \vec{E} và \vec{H} tại mọi điểm trên mặt phẳng ở cùng một thời điểm sẽ có giá trị không đổi. Do

đạo hàm riêng phần của \vec{E} và \vec{H} theo các biến y và z trong hệ phương trình Maxwells triệt tiêu.

Như vậy, hệ phương trình Maxwell viết cho sóng điện từ tự do phẳng sẽ có dạng như sau:

– Hệ phương trình Maxwell thứ nhất:

$$\text{rot } \vec{H} = \varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \text{ hay } \begin{cases} 0 = \varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial E_x}{\partial t} & a) \\ -\frac{\partial H_z}{\partial x} = \varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial E_y}{\partial t} & b) \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} = \varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial E_z}{\partial t} & c) \end{cases} \quad (10-51)$$

$$\text{div } \vec{D} = 0, \text{ hay } \varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial E_x}{\partial x} = 0 \quad (10-52)$$

Với ε là hằng số điện môi của môi trường

– Hệ phương trình Maxwell thứ hai:

$$\text{rot } \vec{E} = -\mu\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \text{ hay } \begin{cases} 0 = \mu\mu_0 \frac{\partial H_x}{\partial t} & a) \\ \frac{\partial E_z}{\partial x} = \mu\mu_0 \frac{\partial H_y}{\partial t} & b) \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} = -\mu\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial t} & c) \end{cases} \quad (10-53)$$

$$\text{div } \vec{B} = 0 \text{ hay } \mu\mu_0 \frac{\partial H_x}{\partial x} = 0 \quad (10-54)$$

Với μ là độ từ thẩm của môi trường.

10.6.2. Các tính chất của sóng điện từ tự do.

Từ các phương trình Maxwell vừa tìm được ta sẽ khảo sát các tính chất của sóng điện từ tự do. Kết hợp các phương trình (10-51,a), (10-52), (10-53,a) và (10-54) ta có:

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} = \frac{\partial H_x}{\partial x} = 0 \quad \text{và} \quad \frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{\partial H_x}{\partial t} = 0$$

Tức là: $E_x = \text{const}$, và $H_x = \text{const}$.

Các đại lượng E_x và H_x không phụ thuộc vào tọa độ và thời gian. Ở đây ta chỉ xét điện từ trường biến thiên, nên điện trường và từ trường không thể có thành phần không đổi theo phương trục x , nghĩa là $E_x = H_x = 0$. Sóng điện từ không có thành phần dao động dọc theo phương truyền sóng, do vậy sóng điện từ là *sóng ngang*.

Bây giờ ta hãy sắp xếp bốn phương trình còn lại trong hệ phương trình Maxwell: (10-51, b, c) và (10-53, b, c) thành hai hệ độc lập. Một hệ liên hệ thành phần trên trục y của điện trường với thành phần trên trục z của từ trường:

$$\begin{cases} \epsilon\epsilon_0 \frac{\partial E_y}{\partial t} = -\frac{\partial H_z}{\partial x} \\ \mu\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial t} = -\frac{\partial E_y}{\partial x} \end{cases} \quad (10-55)$$

Hệ thứ hai liên hệ thành phần trên trục z của điện trường với thành phần trên trục y của từ trường:

$$\begin{cases} \epsilon\epsilon_0 \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{\partial H_y}{\partial x} \\ \mu\mu_0 \frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{\partial E_z}{\partial x} \end{cases} \quad (10-56)$$

Hệ phương trình (10-55) cho thấy rằng biến thiên của điện trường E_y theo thời gian chỉ làm xuất hiện từ trường H_z theo phương trục z , ngược lại, biến thiên theo thời gian của từ trường theo phương trục z chỉ làm xuất hiện điện trường E_y theo phương trục y . Điều này có nghĩa là *các véc tơ \vec{E} và \vec{H} luôn vuông góc với nhau và vuông góc với phương truyền sóng*. Ta cũng rút ra kết luận tương tự từ (10-56).

Hai hệ phương trình trên cho ta hai nghiệm độc lập. Ta chỉ giới hạn xét *sóng phân cực phẳng*, là sóng có các véc tơ dao động (\vec{E} và \vec{H}) luôn nằm trong một mặt phẳng xác định, vuông góc với nhau và vuông góc với phương truyền sóng.

Bằng cách chọn hệ tọa độ thích hợp ta có thể có nghiệm của phương trình sóng trong đó véc tơ \vec{E} song song với trục y , và như thế véc tơ \vec{H} song song với trục z . Nghĩa là:

$$E_y = E, E_z = 0 \text{ và: } H_z = H, H_y = 0.$$

Phương trình Maxwell cho sóng phân cực phẳng này là:

$$\begin{cases} \epsilon\epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} = -\frac{\partial H}{\partial x} & a) \\ \mu\mu_0 \frac{\partial H}{\partial t} = -\frac{\partial E}{\partial x} & b) \end{cases} \quad (10-57)$$

Bây giờ lấy đạo hàm hai vế (10-57, a) theo thời gian, sau đó nhân hai vế với $\mu\mu_0$, ta được:

$$\mu\mu_0 \cdot \epsilon\epsilon_0 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = -\mu\mu_0 \frac{\partial^2 H}{\partial x \partial t}$$

Lấy đạo hàm hai vế (10-57, b) theo tọa độ x ta được:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = -\mu\mu_0 \frac{\partial^2 H}{\partial x \partial t}$$

Từ đó rút ra:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon\epsilon_0 \mu\mu_0} \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} \quad (10-58,a)$$

Làm tương tự với (10-57,b), ta cũng rút ra phương trình đối với H:

$$\frac{\partial^2 H}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon\epsilon_0 \mu\mu_0} \frac{\partial^2 H}{\partial x^2} \quad (10-58,b)$$

Trong cơ học, ta đã xét những phương trình vi phân có dạng tổng quát:

$$\frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 A}{\partial x^2}$$

Đây là phương trình truyền sóng, diễn tả những sóng lan truyền trong không gian với vận tốc truyền sóng là v . Một đại lượng A nào đó, nếu thỏa mãn phương trình truyền sóng thì nó diễn tả sự lan truyền trong không gian dưới dạng sóng. Nghiệm của những phương trình sóng có dạng tổng quát:

$$A_1 = f\left(x - \frac{x}{v}\right)$$

$$A_2 = f\left(x + \frac{x}{v}\right)$$

Trong đó A_1 diễn tả sóng lan truyền theo chiều dương của trục x , còn A_2 diễn tả sóng lan truyền theo chiều âm.

Như vậy, các phương trình (10-58) diễn tả quá trình sóng, trong đó điện trường \vec{E} và từ trường \vec{H} lan truyền theo phương trục x . Đó chính là sóng điện từ.

Nghiệm của (10-58) có dạng:

$$E = f\left(t \mp \frac{x}{v}\right); H = g\left(t \mp \frac{x}{v}\right)$$

Đặt nghiệm này vào phương trình sóng ta được:

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\epsilon_0\mu\mu_0}} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0\mu_0}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}} \quad (10-59)$$

Trong đó c là đại lượng có thứ nguyên của vận tốc.

Bây giờ thay giá trị ϵ_0 được xác định bằng thực nghiệm:

$$\epsilon_0 \approx \frac{1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9} \frac{F}{m}$$

và giá trị đã biết của μ_0 :

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{H}{m}$$

Ta có:

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0\mu_0}} \approx 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}. \quad (10-60)$$

Ta thấy c có giá trị bằng vận tốc của ánh sáng trong chân không. Như vậy trong môi trường có hằng số điện môi ϵ và độ từ thẩm μ , vận tốc lan truyền sóng điện từ là:

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}} = \frac{c}{n} \quad (10-61)$$

Trong đó n là chiết suất của môi trường.

Trong chân không, $\epsilon = 1$, $\mu = 1$ nên $v = c$. Đó là bằng chứng về tính đúng đắn của thuyết điện từ về ánh sáng.

Giả sử xét trường hợp đơn giản nhất là sóng có dạng hình sin truyền theo chiều dương của trục x :

$$E = E_0 \cos \omega \left(t - \frac{x}{v}\right) \quad (10-62)$$

Để thấy rằng (10-62) là nghiệm của phương trình (10-58).

Bây giờ ta hãy tìm biểu thức cho từ trường H . Thay (10-62) vào phương trình (10-57, a) ta có:

$$\frac{\partial E}{\partial t} = -\omega E_0 \sin \omega \left(t - \frac{x}{v} \right)$$

$$\frac{\partial H}{\partial x} = -\varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} = \varepsilon \varepsilon_0 \omega E_0 \sin \omega \left(t - \frac{x}{v} \right)$$

và

$$H = \int \frac{\partial H}{\partial x} dx = \varepsilon \varepsilon_0 \omega E_0 \int \sin \omega \left(t - \frac{x}{v} \right) dx$$

$$= \varepsilon \varepsilon_0 v E_0 \cos \omega \left(t - \frac{x}{v} \right) + C,$$

trong đó C là hằng số tích phân. Ta chỉ xét các quá trình dao động nên có thể bỏ qua C và cho $C = 0$.

Thay giá trị $v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon \varepsilon_0 \mu \mu_0}}$, ta có:

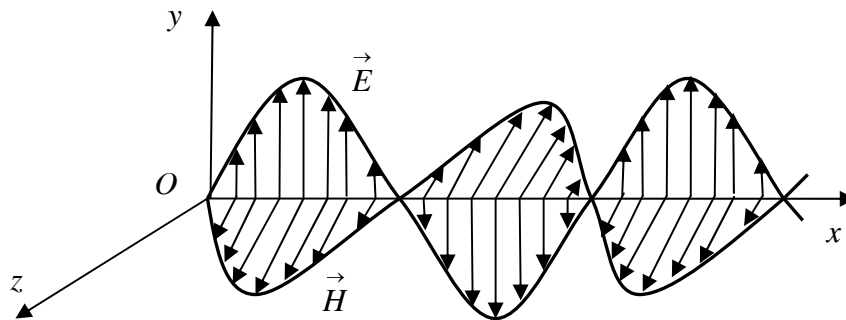
$$H = \sqrt{\frac{\varepsilon \varepsilon_0}{\mu \mu_0}} E_0 \cos \omega \left(t - \frac{x}{v} \right) \quad (10-63)$$

So sánh (10-62) và (10-63) ta thấy:

– Điện trường \vec{E} và từ trường \vec{H} luôn luôn biến thiên cùng pha với nhau. Khi E cực đại thì H cũng cực đại, khi E bằng không thì H cũng bằng không.

– Trong sóng điện từ véc tơ điện trường \vec{E} và véc tơ từ trường \vec{H} có giá trị tỷ lệ với nhau:

$$\sqrt{\varepsilon \varepsilon_0} E = \sqrt{\mu \mu_0} H \quad (10-64)$$



Hình 10-13

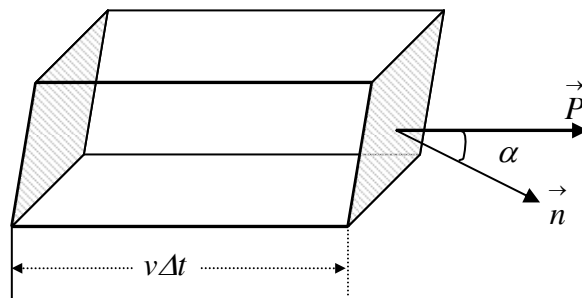
Trên hình (10-13) là bức tranh cho ta thấy sự lan truyền sóng điện từ theo phương trục Ox.

§ 10.7. NĂNG LƯỢNG SÓNG ĐIỆN TỪ

Sóng điện từ là điện từ trường biến thiên lan truyền trong không gian theo thời gian. Vì điện trường và từ trường là những dạng tồn tại của vật chất và chúng có năng lượng, cho nên sóng điện từ nói riêng hay điện từ trường nói chung có mang năng lượng. Quá trình truyền sóng chính là quá trình truyền năng lượng điện từ.

Ta hãy tính năng lượng sóng điện từ gửi qua một diện tích ΔS trong một thời gian Δt . Xét một hình hộp xiên, có đáy ΔS , cạnh trùng với phương của vận tốc v và có chiều dài của cạnh là $v \cdot \Delta t$ (hình 10-14).

Thể tích hình hộp là: $\Delta V = \Delta S \cdot v \Delta t \cdot \cos \alpha$, trong đó α là góc giữa pháp tuyến n của ΔS và vận tốc v .



Hình 10-14

Vì trong thời gian Δt sóng đi được quãng đường $v \cdot \Delta t$, do đó năng lượng sóng gửi qua ΔS chính bằng năng lượng sóng chứa trong hình hộp chữ nhật. Nếu gọi w là mật độ năng lượng điện từ trường thì:

$$\Delta W = w \Delta V = w \cdot \Delta S \cdot v \Delta t \cos \alpha$$

Mật độ năng lượng sóng điện từ bao gồm mật độ năng lượng điện trường và từ trường:

$$w = \frac{1}{2} (\epsilon \epsilon_0 E^2 + \mu \mu_0 H^2)$$

Mặt khác, ta luôn luôn có: $\sqrt{\epsilon \epsilon_0} E = \sqrt{\mu \mu_0} H$, cho nên:

$$w = \epsilon \epsilon_0 E^2 + \mu \mu_0 H^2 = \sqrt{\epsilon \mu} \cdot \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} \cdot EH$$

Mà: $v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\epsilon_0\mu\mu_0}}$, nên ta có:

$$\Delta W = E.H.S. \cos \alpha. \Delta t$$

Như vậy năng lượng đi qua ΔS trong một đơn vị thời gian là:

$$\frac{\Delta W}{\Delta t} = EHS \cos \alpha$$

Ta có thể viết lại kết quả trên bằng cách đưa vào véc tơ mật độ dòng năng lượng \vec{P} xác định như sau:

$$\vec{P} = [E \cdot H] \quad (10-65)$$

Vì các véc tơ \vec{E} và \vec{H} luôn vuông góc với nhau và vuông góc với phương truyền sóng \vec{v} , nên $P = E.H$, véc tơ \vec{P} vuông góc với cả E và H , có phương chiều trùng với véc tơ vận tốc \vec{v} . Do đó ta có thể viết:

$$\frac{\Delta W}{\Delta t} = P_n \Delta S \quad (10-66)$$

trong đó $P_n = P \cos \alpha$ là hình chiếu của véc tơ \vec{P} lên phương pháp tuyến của ΔS . Nếu $\alpha = 90^\circ$, tức ΔS vuông góc với phương truyền sóng thì $P_n = P$.

Viết lại (10-66) với việc chọn Δt rất bé ta có:

$$\frac{\partial W}{\partial t} = P_n \Delta S \quad (10-66a)$$

Như vậy, có thể đặc trưng cho sự truyền năng lượng một cách đầy đủ bằng cách dùng véc tơ \vec{P} . Hướng của \vec{P} là hướng truyền năng lượng. Giá trị của P bằng năng lượng truyền qua một đơn vị diện tích đặt vuông góc với phương truyền sóng trong một đơn vị thời gian.

Khái niệm véc tơ mật độ dòng được Umôp đưa ra khi xét sự truyền năng lượng trong các môi trường, còn biểu thức (10-65) được Pointinh đưa ra cho trường hợp sóng điện từ. Do đó véc tơ \vec{P} được gọi là véc tơ Umôp-Pointinh.

Nếu vẽ trong trường điện từ các đường cong sao cho tiếp tuyến tại mỗi điểm trùng với véc tơ \vec{P} , thì các đường đó biểu diễn đường truyền năng lượng điện từ và được gọi là *đường dòng năng lượng*.

Ánh sáng chính là sóng điện từ, nên tia sáng chính là đường dòng năng lượng của sóng ánh sáng.

Theo định nghĩa của P ta có giá trị của nó là:

$$P = EH = wv = \frac{c}{n} \quad (10-67)$$

Vì các véc tơ \vec{E} và \vec{H} và w luôn biến thiên, nên ở tại mỗi điểm xác định giá trị của E , H và w luôn thay đổi theo thời gian. Do đó P cũng biến thiên theo thời gian. Gọi $I = \bar{P}$ là cường độ sóng, nó chính bằng năng lượng trung bình truyền qua một đơn vị diện tích đặt vuông góc với phương truyền sóng trong một đơn vị thời gian. Ta có:

$$I = \bar{P} = \bar{w} \frac{c}{n} \quad (10-68)$$

Với sóng hình sin ta có:

$$w = \varepsilon\varepsilon_0 \overline{E^2} = \mu\mu_0 \overline{H^2} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{T} \int_0^T E_0^2 \cos^2 w(t - \frac{x}{v}) dt \quad (10-69)$$

$$I = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 v}{2} \overline{E_0^2} = \frac{\mu\mu_0 v}{2} \overline{H_0^2} \quad (10-70)$$

Với E_0 và H_0 là biên độ điện trường và từ trường của sóng, $v = c/n$ là tốc độ truyền sóng.

Như vậy, ta đã xét những tính chất quan trọng của sóng điện từ: sóng điện từ có mang năng lượng. Ngoài ra các khảo sát khác còn cho thấy sóng điện từ có xung lượng và trường điện từ có khối lượng. Những tính chất đó cho thấy rằng: trường điện từ là một dạng của vật chất.

MỤC LỤC

	Mở đầu	2
Chương 1.	Điện trường trong chân không	3
§1.1	Điện tích, định luật bảo toàn điện tích. Vật dẫn điện và vật cách điện	3
§1.2	Tương tác tĩnh điện, định luật Coulomb	4
§1.3	Điện trường trong chân không	6
§1.4	Điện dịch thông, định lý Ostrogradsky-Gauss	12
§1.5	Lưỡng cực điện	17
§1.6	Điện thế	19
Chương 2.	Vật dẫn điện	28
§2.1	Cân bằng tĩnh điện, những tính chất của vật dẫn cân bằng tĩnh điện	28
§2.2	Điện dung, tụ điện	30
§2.3	Năng lượng điện trường	35
Chương 3.	Điện trường trong chất điện môi	38
§3.1	Hiện tượng phân cực điện môi	38
§3.2	Điện trường trong chất điện môi	40
§3.3	Lực tác dụng đặt lên điện tích đặt trong điện môi	44
§3.4	Biến thiên của điện trường ở mặt giới hạn chất điện môi	48
§3.5	Xênhét điện và áp điện	51
Chương 4.	Dòng điện không đổi	57
§ 4.1	Những khái niệm cơ bản	57
§ 4.2	Định luật Ohm cho đoạn mạch đồng chất	59
§ 4.3	Suất điện động, định luật Ohm tổng quát	61
§ 4.4	Mạch phân nhánh, định luật Kirchhoff	62
§ 4.5	Công và công suất của dòng điện	63
Chương 5.	Các hiện tượng điện tử và ion	65
§ 5.1	Thuyết electron cổ điển	65
§ 5.2	Lý thuyết lượng tử về tính dẫn điện của vật rắn	67
§ 5.3	Sự dẫn điện của chất bán dẫn	69
§ 5.4	Hiện tượng điện chỗ tiếp xúc giữa các kim loại	72
§ 5.5	Các hiện tượng nhiệt điện	75
§ 5.6	Các hiện tượng phát xạ electron	78
§ 5.7	Các dạng phóng điện trong chất khí	80
§ 5.8	Hiện tượng điện phân	86
Chương 6	Từ trường trong chân không	88

§ 6.1	Tương tác từ, định lý Ampère	88
§ 6.2	Từ trường, định lý Biot-Savart-Laplace	89
§ 6.3	Từ thông, định lý Ostrogradsky-Gauss cho từ trường	92
§ 6.4	Tác dụng của từ trường lên dòng điện	99
§ 6.5	Công của lực từ	103
Chương 7	Chuyển động của điện tích trong điện trường và từ trường	106
§ 7.1	Từ trường của điện tích chuyển động	106
§ 7.2	Tác dụng điện trường và từ trường lên điện tích chuyển động	107
§ 7.3	Chuyển động của điện tích trong điện trường và từ trường	107
Chương 8	Từ trường trong vật chất	108
§ 8.1	Sự từ hóa các chất, phân loại từ môi	108
§ 8.2	Các định luật cơ bản của từ môi	123
§ 8.3	Giải thích sự từ hóa từ môi	126
§ 8.4	Chất sắt từ	131
§ 8.5	Giải thích sự từ hóa của chất sắt từ	135
§ 8.6	Phản sắt từ và Ferit	137
§ 8.7	Mạch từ	138
§ 8.8	Hiện tượng siêu dẫn	141
Chương 9	Cảm ứng điện từ	144
§ 9.1	Hiện tượng cảm ứng điện từ	144
§ 9.2	Hiện tượng tự cảm	146
§ 9.3	Dòng điện Foucault	151
§ 9.4	Hiệu ứng Skin	151
§ 9.5	Hỗ cảm	153
§ 9.6	Năng lượng từ trường	154
Chương 10	Điện từ trường, thuyết Maxwell	156
§10.1	Điện trường xoáy, Phương trình Maxwell-Faraday	156
§10.2	Dòng điện dịch, Phương trình Maxwell-Ampère	158
§ 10.3	Hệ phương trình Maxwell. Giá trị của thuyết Maxwell	162
§ 10.4	Tính tương đối của trường điện từ	164
§10.5	Dao động điện từ của mạch	168
§ 10.6	Sóng điện từ tự do	176
§10.7	Năng lượng sóng điện từ	183
	Tài liệu tham khảo	188

TÀI LIỆU THAM KHẢO

1. *Lưu Thế Vinh*. Giáo trình điện học. Đại học Đà lạt. 1987
2. *Vũ Thanh Khiết, Nguyễn Thế Khôi, Vũ Ngọc Hồng*. Điện đại cương. NXB Giáo dục. 1982
3. *Lương Duyên Bình, Dư Trí Công, Nguyễn Hữu Hồ*. Vật lý đại cương Tập 2. NXB Giáo dục . 1995
4. *Davit Halliday, Robert Resnick, Jearl Walker*. Cơ Sở Vật lý T4, T5. NXB Giáo dục 1998
5. *Lương Duyên Bình, Nguyễn Hữu Hồ....* Bài tập vật lý đại cương Tập 2. NXB Giáo dục 2003
6. *Jean – Marie Brebec ...* (Người dịch: Nguyễn Hữu Hồ). Điện tử học 2 tập. NXB Giáo dục 2001
7. *С.Г. Калашников*. Электричество. -М.: Наука, 1970
8. *И.В. Савельев*. Курс Общей физики. Том 2. -М.: Наука, 1988