

Chương I :

VAI LY SONG

I. PHƯƠNG TRÌNH SONG NHIÊN TỐT

1. Các phương trình Maxwell:

Trường điện từ trong chân không vào thời điểm t nào đó được xác định bởi vectơ cường độ điện trường $\vec{E}(\vec{r}, t)$ và vectơ cảm ứng từ $\vec{B}(\vec{r}, t)$ với \vec{r} là vectơ vị trí tại điểm đang xét.

Lực tác dụng lên điện tích thời Q chuyển động với vận tốc \vec{v} được biểu diễn thông qua \vec{E} và \vec{B} như sau:

$$\vec{F} = Q\vec{E} + Q(\vec{v} \wedge \vec{B}) \quad (\text{lực Lorentz})$$

Nguồn của trường điện từ là các điện tích và dòng điện, nên ta cần cho các hằng số liên hệ giữa ta dùng mật độ điện tích ρ và vectơ mật độ dòng điện \vec{j} .

Các phương trình Maxwell biểu diễn mối liên hệ giữa số biến thiên của trường điện từ (\vec{E}, \vec{B}) với các nguồn của nó (điện tích, dòng điện):

- Phương trình Maxwell-Flux (M- Φ): $\text{div } \vec{B} = 0$ (bảo toàn từ thông)
- Phương trình Maxwell-Faraday (M-F): $\text{rot } \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$ (cảm ứng điện từ)
- Phương trình Maxwell-Gauss (M-G): $\text{div } \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}$ (nhân ly Gauss)
- Phương trình Maxwell-Ampere: $\text{rot } \vec{B} = \mu_0 \vec{j} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$ (nhân ly Ampere)

\vec{j} : dòng điện dẫn

$\epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$: dòng điện dịch

$\epsilon_0 = \frac{1}{36\pi} \cdot 10^{-9}$ (F/m): hằng số điện

$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ H/m: hằng số từ

2. Các phương trình lan truyền sóng:

Thực hiện phép toán rotor nội với phương trình M-F:

$$\text{rot}(\text{rot } \vec{E}) = \text{rot}\left(-\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}\right) = -\frac{\partial}{\partial t}(\text{rot } \vec{B})$$

Mặt khác:

$$\text{rot}(\text{rot}\vec{A}) = \text{grad}(\text{div}\vec{A}) - \Delta\vec{A}$$

Từ phương trình M-A, lấy đạo hàm hai vế theo thời gian :

$$\begin{aligned} -\frac{\partial}{\partial t}(\text{rot}\vec{B}) &= -\mu_0 \frac{\partial \vec{j}}{\partial t} - \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \\ \Rightarrow \Delta\vec{E} - \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} &= \text{grad}\left(\frac{\rho}{\epsilon_0}\right) + \mu_0 \frac{\partial \vec{j}}{\partial t} \end{aligned} \quad (a)$$

Một cách thông thường, ta dùng toán tử rotor vào hai vế phương trình M-A ta lại có:

$$\text{rot}(\text{rot}\vec{B}) = \mu_0 \text{rot}\vec{j} + \mu_0 \epsilon_0 \text{rot}\left(\frac{\partial \vec{E}}{\partial t}\right) = \mu_0 \text{rot}\vec{j} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial}{\partial t}(\text{rot}\vec{E})$$

Lấy đạo hàm theo thời gian phương trình M-F :

$$\begin{aligned} \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial}{\partial t}(\text{rot}\vec{E}) &= -\mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} \\ \Rightarrow \text{grad}(\text{div}\vec{B}) - \Delta\vec{B} &= \mu_0 \text{rot}\vec{j} - \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} \\ \Leftrightarrow \Delta\vec{B} - \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} &= \mu_0 \text{rot}\vec{j} \end{aligned} \quad (b)$$

(a) và (b) là các phương trình lan truyền của trường

3. Trường hợp không có nguồn : ($\rho = 0, \vec{j} = 0$)

Các phương trình lan truyền của điện trường \vec{E} và từ trường \vec{B} lúc này có dạng của phương trình D'Alembert:

$$\Delta\vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 ; \quad \Delta\vec{B} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} = 0 \quad (c)$$

Với $c^2 = 1/\epsilon_0 \mu_0$: vận tốc truyền trong chân không.

Toán tử D'Alembert: $\square = \Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}$

$$\Leftrightarrow \square\vec{E} = 0 ; \quad \square\vec{B} = 0$$

$$\Leftrightarrow \text{Nếu với mọi thành phần của trường } \vec{a} \text{ có thể biểu diễn dưới dạng } \square\vec{a} = 0$$

4. Các thế của trường :

Ta có: $\text{div}(\text{rot}\vec{A}) = 0$

Từ phương trình M-Φ : $\text{div}\vec{B} = 0$

=> tồn tại một trường vectơ \vec{A} sao cho : $\vec{B} = \text{rot}(\vec{A})$

Mặt khác, $\text{rot}(\text{grad}V) = 0$

Từ phương trình M-F :

$$\text{rot}\vec{E} = -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial t}(\text{rot}\vec{A}) = -\text{rot}\left(\frac{\partial\vec{A}}{\partial t}\right)$$

$$\Rightarrow \text{rot}\left(\vec{E} + \frac{\partial\vec{A}}{\partial t}\right) = 0$$

\Rightarrow trường vectô $\vec{E} + \frac{\partial\vec{A}}{\partial t}$ là trường xoáy, vậy tồn tại một trường vô hướng V sao

cho :

$$\vec{E} + \frac{\partial\vec{A}}{\partial t} = -\text{grad}V$$

Tìm lại trường điện từ (\vec{E}, \vec{B}) có một cặp thế (\vec{A}, V) liên hệ với chúng qua biểu thức

:

$$\vec{E} = -\frac{\partial\vec{A}}{\partial t} - \text{grad}V ; \quad \vec{B} = \text{rot}\vec{A}$$

Nhận xét rằng, nếu \vec{A} là vectô thế của trường điện từ thì :

$$\vec{A}' = \vec{A} + \text{grad}f \quad \text{cũng là vectô thế (} f \text{ là một hàm số bất kỳ)}$$

Và nếu V là thế vô hướng của trường thì

$$V' = V - \frac{\partial f}{\partial t} \quad \text{cũng là thế vô hướng.}$$

Trong số những cặp thế của một trường điện từ xác định, tồn tại một cặp thế thoả mãn kiến chuẩn Lorentz :

$$\text{div}\vec{A} + \mu_0\epsilon_0 \frac{\partial V}{\partial t} = 0$$

Khi đó:

$$\frac{\rho}{\epsilon_0} = \text{div}\vec{E} = -\text{div}\left(\text{grad}V + \frac{\partial\vec{A}}{\partial t}\right) = -\Delta V - \frac{\partial}{\partial t}(\text{div}\vec{A})$$

$$\Rightarrow \Delta V - \epsilon_0\mu_0 \frac{\partial^2 V}{\partial t^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (c)$$

Và

$$\text{rot}\vec{B} = \text{rot}(\text{rot}\vec{A}) = \mu_0\left(\vec{j} + \epsilon_0 \frac{\partial\vec{E}}{\partial t}\right) = \mu_0\vec{j} + \mu_0\epsilon_0 \frac{\partial\vec{E}}{\partial t} = \mu_0\vec{j} - \mu_0\epsilon_0 \text{grad}\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right) - \epsilon_0\mu_0 \frac{\partial^2\vec{A}}{\partial t^2}$$

$$\text{grad}(\text{div}\vec{A}) - \Delta\vec{A} = \mu_0\vec{j} + \text{grad}(\text{div}\vec{A}) - \epsilon_0\mu_0 \frac{\partial^2\vec{A}}{\partial t^2}$$

$$\Rightarrow \Delta\vec{A} - \epsilon_0\mu_0 \frac{\partial^2\vec{A}}{\partial t^2} = -\mu_0\vec{j} \quad (d)$$

(c) và (d) là các phương trình lan truyền của các thế

II. SÓNG ĐIỆN TỪ PHẪNG CHẠY NHIỆU HOÀI LIÊN TIẾP (OPPH – Ondes Planes Progressives Harmoniques) :

1. Môi trường:

- Mặt sóng : là tập hợp các vị trí mà nhiễu của trường không đổi vào thời điểm xác định.

- Sóng phẳng (OP) là sóng có mặt sóng là một mặt phẳng vuông góc với phương truyền sóng xác định $\vec{u} (|\vec{u}| = 1)$

- Sóng phẳng liên tiếp (OPP) là sóng phẳng truyền theo phương và chiều xác định, hàm sóng có dạng:

$$a(M, t) = f(\vec{u}\vec{r} - ct)$$

Nghiệm của phương trình D'Alembert là tập hợp các sóng phẳng liên tiếp theo một phương \vec{u} nào đó.

- Sóng phẳng liên tiếp : là sóng phẳng liên tiếp mà hàm sóng có dạng sin hoặc cos.

$$a(\vec{r}, t) = A \cos(\omega t - \vec{k}\vec{r} - \Phi)$$

- Số sóng $k = \frac{2\pi}{\lambda}$

- Vectơ sóng $\vec{k} = k\vec{u}$

Sóng liên tiếp phẳng liên tiếp là nghiệm của phương trình Maxwell mà ở thành phần của trường liên tiếp có cùng tần số góc ω và cùng vectơ sóng \vec{k}

Có thể biểu diễn trường liên tiếp dưới dạng phức :

$$\underline{\vec{E}} = \underline{\vec{E}}_0 e^{j(\omega t - \vec{k}\vec{r})}; \quad \underline{\vec{B}} = \underline{\vec{B}}_0 e^{j(\omega t - \vec{k}\vec{r})} \quad (j^2 = -1)$$

Các toán tử nào hàm tác dụng lên trường phức tương đương với phép nhân :

$$\frac{\partial}{\partial t} = j\omega; \quad \vec{\nabla} = j\vec{k}$$

2. Cấu trúc của OPPH trong chân không :

Biểu diễn pt Maxwell bằng cách sử dụng toán tử nabla $\vec{\nabla}$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0 \quad \vec{\nabla} \times \vec{E} = -\partial \vec{B} / \partial t$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad \vec{\nabla} \times \vec{B} = \epsilon_0 \mu_0 \partial \vec{E} / \partial t$$

Viết dưới dạng phức :

$$-j\vec{k} \cdot \underline{\vec{E}} = 0 \quad (1) \quad -j\vec{k} \wedge \underline{\vec{E}} = -j\omega \underline{\vec{B}} \quad (3)$$

$$-j\vec{k} \cdot \underline{\vec{B}} = 0 \quad (2) \quad -j\vec{k} \wedge \underline{\vec{B}} = \epsilon_0 \mu_0 j\omega \underline{\vec{E}} \quad (4)$$

Từ phương trình (1) ta có $\vec{k} \cdot \underline{\vec{E}} = 0 \Rightarrow \vec{u} \cdot \underline{\vec{E}} = 0$

$$\rightarrow \text{Re}(\vec{u} \cdot \underline{\vec{E}}) = 0 \Rightarrow \vec{u} \cdot \text{Re}(\underline{\vec{E}}) = 0$$

$$\Rightarrow \vec{u} \cdot \underline{\vec{E}} = 0$$

Một cách tổng quát ta cũng có $\vec{u} \cdot \underline{\vec{B}} = 0$

→ Sóng liên tiếp phẳng liên tiếp trong chân không là sóng ngang.

$$(3) \Rightarrow \underline{\vec{B}} = \vec{k} \wedge \underline{\vec{E}} = k\vec{u} \wedge \underline{\vec{E}} \quad (3')$$

$$(4) \Rightarrow k\vec{u} \wedge \hat{\underline{B}} = -\frac{\omega}{c^2} \vec{\underline{E}} \quad (4')$$

Theo (3') vào (4') :

$$k \cdot \vec{u} \wedge \left(\frac{k}{\omega} \vec{u} \wedge \vec{\underline{E}} \right) = -\frac{\omega}{c^2} \vec{\underline{E}}$$

Mặt khác có: $\vec{u} \wedge (\vec{u} \wedge \vec{\underline{E}}) = (\vec{u} \cdot \vec{\underline{E}}) \vec{u} - (\vec{u} \cdot \vec{u}) \cdot \vec{\underline{E}} = -\vec{\underline{E}}$

$$\Rightarrow k^2 = \frac{\omega^2}{c^2}$$

$$(3') \Rightarrow \vec{\underline{B}} = \frac{k}{\omega} \vec{u} \wedge \vec{\underline{E}} = \frac{\vec{u} \wedge \vec{\underline{E}}}{c}$$

Lấy phần thực :

$$\vec{B} = \text{Re} \left(\frac{\vec{u} \wedge \vec{\underline{E}}}{c} \right) = \frac{\vec{u} \wedge \vec{E}}{c}$$

$\Rightarrow (\vec{u}, \vec{E}, \vec{B})$ tạo thành một tam diện thuận

Mặt khác tỷ số giữa trường điện và từ là

$$\frac{E(M, t)}{B(M, t)} = c$$

Niên trường và từ trường của OPPH cùng pha. Các tính chất trên cũng đúng với OPP.

3. Số phân cực của OPPH :

Trong OPPH phương của niên trường \vec{E} trong mặt phẳng vuông góc với phương truyền sóng \vec{u} chia nhỏ ra các thành phần. Phương của vectơ \vec{E} nhỏ có gọi là phương phân cực của sóng

Xét trong hệ tọa độ Descartes, giải số sóng truyền theo phương z :

$$\vec{E} = \begin{cases} E_{0x} \cos(\omega t - kz + \phi_x) \\ E_{0y} \cos(\omega t - kz + \phi_y) \\ 0 \end{cases}$$

Một khi biết nhỏ các niên trường \vec{E} ta có thể xác định nhỏ các từ trường nhờ cấu trúc của OPPH.

Tại một vị trí $z = z_0$ cố định, ta có thể viết số biến thiên của niên trường nhỏ sau :

$$E_x = E_{0x} \cos(\omega t)$$

$$E_y = E_{0y} \cos(\omega t - \varphi)$$

Với $\varphi = \phi_x - \phi_y$: nhỏ lệch pha của E_y nhỏ với E_x

Nếu mặt của vectơ niên trường dịch chuyển trong mặt phẳng (xOy), trên nhỏ ellipse có phương trình :

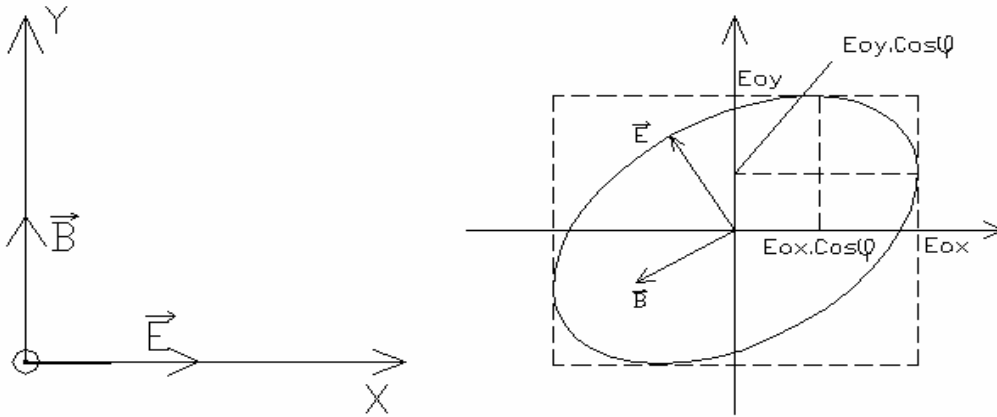
$$\left(\frac{E_x}{E_{0x}} \right)^2 + \left(\frac{E_y}{E_{0y}} \right)^2 - 2 \left(\frac{E_x}{E_{0x}} \right) \left(\frac{E_y}{E_{0y}} \right) \cos \varphi = \sin^2 \varphi$$

nối tiếp trong hình chônhađ coicainh $2E_{0x}$ và $2E_{0y}$

Nếu xác định chiều chuyển động theo ellipse, ta xét vào thời điểm $t = 0$, khi đó $E_x = E_{0x}$ và:

$$\left(\frac{dE_y}{dt}\right)_{t=0} = E_{0y}\omega \cdot \sin\varphi$$

\Rightarrow chiều quay ngược chiều kim đồng hồ của $\sin\varphi$.



- Nếu chiều quay thuận chiều kim đồng hồ song phân cực ellipse trái, $\sin\varphi > 0$
- Nếu chiều quay ngược chiều kim đồng hồ song phân cực ellipse phải, $\sin\varphi < 0$
- Nếu $\varphi = 0$ hoặc $\varphi = \pm\pi$, đầu mũi của \vec{E} di chuyển trên những thẳng xác định, ta có phân cực thẳng

Nói chung một sóng phân cực ellipse có thể xem là tổng của 2 sóng phân cực thẳng theo hai phương vuông góc với nhau \Rightarrow mỗi sóng nằm trong chân không là sóng hợp của các sóng phẳng liên tiếp phân cực thẳng.

- Nếu $\varphi = \pm\pi/2$ và $E_{0x} = E_{0y}$ ta có phân cực tròn.

4. Sự truyền năng lượng của OPPH:

a) Mật độ năng lượng của trường điện từ:

$$e = \frac{\epsilon_0 E^2}{2} + \frac{B^2}{2\mu_0}$$

Nói với OPPH : $B = \frac{E}{c} \Rightarrow e = \epsilon_0 E^2 = \frac{B^2}{\mu_0}$

\Rightarrow năng lượng được phân bố đều dưới dạng điện từ

Nói với một sóng OPPH truyền theo phương của trục Ox, trường điện từ có dạng:

$$\underline{\vec{E}} = \underline{\vec{E}}_0 e^{j(\omega t - kx)}$$

$$\underline{\vec{B}} = \frac{\vec{u}_x \wedge \underline{\vec{E}}_0}{c} e^{j(\omega t - kx)}$$

Giá trị trung bình của e :

$$\langle e \rangle = \langle \epsilon_0 E^2 \rangle = \epsilon_0 \frac{1}{2} \text{Re}(\underline{\vec{E}} \cdot \underline{\vec{E}}^*) = \frac{\epsilon_0}{2} |\underline{\vec{E}}_0|^2$$

b) Vectơ Poynting:

Công suất của sóng điện từ đi qua một đơn vị diện tích bằng dòng của vectơ Poynting:

$$\underline{\vec{\Pi}} = \frac{\underline{\vec{E}} \wedge \underline{\vec{B}}}{\mu_0}$$

(dòng năng lượng đi qua diện tích S : $\Phi = \int_S \underline{\vec{\Pi}} \cdot d\vec{S}$)

$$\text{Nói với OPP} \quad \underline{\vec{\Pi}} = \frac{\underline{\vec{E}} \wedge \underline{\vec{B}}}{\mu_0} = \frac{\underline{\vec{E}} \wedge (\vec{u} \wedge \underline{\vec{E}})}{\mu_0 c} = c \epsilon_0 E^2 \vec{u}$$

Nói với sóng OPPH có tần số ω , giá trị trung bình $\langle \Phi \rangle$ của công suất truyền qua mặt S :

$$\langle \Phi \rangle = \langle \underline{\vec{\Pi}} \rangle \cdot \vec{S} = \frac{1}{2} \text{Re} \left(\frac{\underline{\vec{E}} \wedge \underline{\vec{B}}^*}{\mu_0} \right) \cdot \vec{S} = \frac{1}{2} c \epsilon_0 |\underline{\vec{E}}_0|^2 \cdot S$$

$$\begin{aligned} \text{Ghi chú } \langle \underline{\vec{E}}(t) \wedge \underline{\vec{B}}(t) \rangle &= \frac{1}{2} \text{Re}(\underline{\vec{E}}(t) \wedge \underline{\vec{B}}^*(t)) = \frac{1}{2} \text{Re}(\underline{\vec{E}}_m(t) \wedge \underline{\vec{B}}_m^*(t)) \\ &= \frac{1}{2} \text{Re}(\underline{\vec{E}}_m \wedge \underline{\vec{B}}_m e^{j(\varphi_1 - \varphi_2)}) = \frac{1}{2} \underline{\vec{E}}_m \wedge \underline{\vec{B}}_m \cos(\varphi_1 - \varphi_2) \end{aligned}$$

c) Vận tốc truyền năng lượng:

Gọi v_e là vận tốc truyền năng lượng.

$\langle \Pi \rangle \cdot S \cdot \delta t$: năng lượng truyền qua diện tích S vuông góc với phương truyền sóng trong khoảng thời gian δt

$S \cdot v_e \cdot \delta t \langle e \rangle$: năng lượng chứa trong thể tích $S \cdot v_e \cdot \delta t$

$$S \cdot v_e \cdot \delta t \langle e \rangle = \langle \Pi \rangle \cdot S \cdot \delta t$$

$$\Rightarrow v_e = \frac{\langle \Pi \rangle}{\langle e \rangle}$$

Xét trường hợp của OPPH: $v_e = c$

$$\underline{\vec{E}} = E_{0y} \cos(\omega t - kx) \vec{u}_y \pm E_{0z} \sin(\omega t - kx) \vec{u}_z$$

$$\Rightarrow \underline{\vec{\Pi}} = \frac{\langle \underline{\vec{E}}^2 \rangle}{\mu_0 c} \vec{u} = \frac{\vec{u}}{\mu_0 c} \langle E_{0y}^2 \cos^2(\omega t - kx) + E_{0z}^2 \sin^2(\omega t - kx) \rangle = \left(\frac{E_{0y}^2 + E_{0z}^2}{2\mu_0 c} \right) \vec{u}$$

$$\langle e \rangle = \epsilon_0 \langle E^2 \rangle = \epsilon_0 \langle E_{0y}^2 \cos^2(\omega t - kx) + E_{0z}^2 \sin^2(\omega t - kx) \rangle = \epsilon_0 \frac{E_{0y}^2 + E_{0z}^2}{2}$$

- Vectô Poynting phôi : $\vec{\Pi} = \frac{\vec{E} \wedge \vec{B}^*}{\mu_0}$

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \cdot \exp[j(\omega t - \vec{k}\vec{r})]$$

Nôi vôi OPPH :

$$\vec{B} = \frac{\vec{u} \wedge \vec{E}_0}{c} \cdot \exp[j(\omega t - \vec{k}\vec{r})]$$

$$\vec{B}^* = \frac{\vec{u} \wedge \vec{E}_0^*}{c} \cdot \exp[-j(\omega t - \vec{k}\vec{r})]$$

$$\Rightarrow \vec{\Pi} = \frac{\vec{E} \wedge \vec{B}^*}{\mu_0} = \vec{E}_0 \wedge \left(\frac{\vec{u} \wedge \vec{E}_0^*}{\mu_0 c} \right) = \left(\frac{\vec{E}_0 \cdot \vec{E}_0^*}{\mu_0 c} \right) \vec{u} = \frac{E_0^2}{\mu_0 c} \vec{u}$$

$$\Rightarrow \langle d\phi \rangle = \langle \vec{\Pi} \rangle d\vec{S}$$

$$\text{Vôi } \langle \vec{\Pi} \rangle = \frac{\langle E^2 \rangle}{\mu_0 c} \vec{u} = \frac{c\epsilon_0 E_0^2}{2} \vec{u}$$

www.mientayvn.com

- Chúng tôi ã d ch c m t s ch ng c a m t s khóa h c thu c ch ng trnh h c li u m c a hai tr ng i h c n i ti ng th gi i MIT và Yale.
- Chi ti t xin xem t i:
- http://mientayvn.com/OCW/MIT/Vat_li.html
- http://mientayvn.com/OCW/YALE/Ki_thuat_y_sinh.html