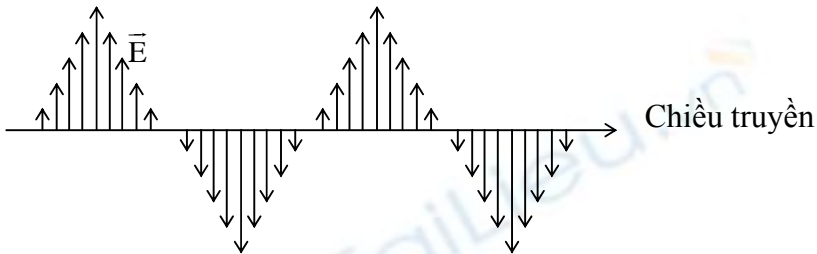


## Chương IV

# HIỆN TƯỢNG PHÂN CỰC ÁNH SÁNG

### SS1 . ÁNH SÁNG TỰ NHIÊN VÀ ÁNH SÁNG PHÂN CỰC.

Ta đã biết ánh sáng là sóng điện từ có độ dài sóng ngắn (từ 0,4 (m ( 0,75(m). Một nguồn sáng như một ngọn đèn, một ngọn lửa gồm vô số các hạt phát ra ánh sáng. Các hạt này là các phân tử, nguyên tử hay ion. Mỗi hạt được coi là một máy (lưỡng cực) tí hon phát sóng điện từ.

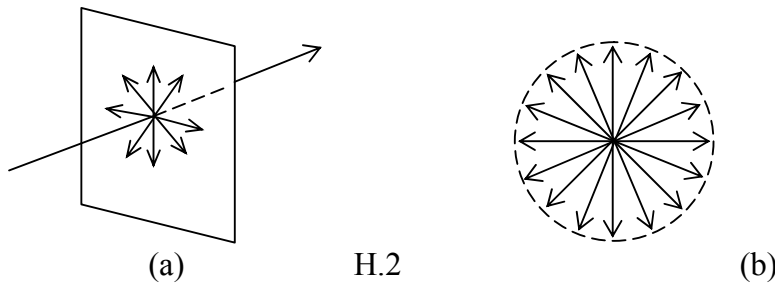


H.1

Trong quang học, vectơ điện trường  $\vec{E}$  có vai trò đặc biệt quan trọng, nên trong hình vẽ trên, ta chỉ vẽ sóng điện trường. Từ trường  $\vec{G}$  thẳng góc với hình vẽ và hướng về phía trước tờ giấy.

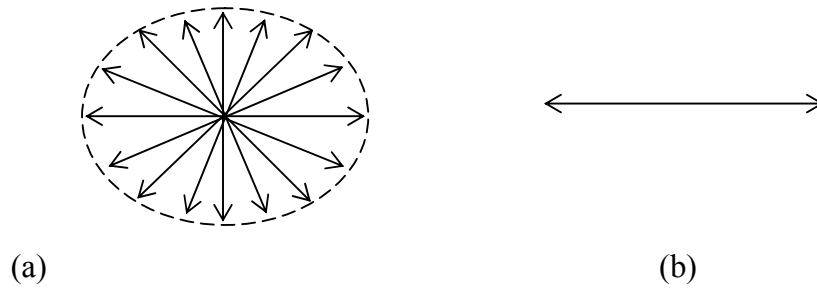
Các sóng điện từ phát ra bởi các máy phát sóng tí hon có vectơ điện trường  $\vec{E}$  (còn gọi là Frexnen hay vectơ chấn động sóng) hướng theo tất cả mọi phương thẳng góc với phương truyền của tia sáng (vì trong quá trình phát sóng, các hạt độc lập với nhau). Ánh sáng phát ra như vậy được gọi là ánh sáng tự nhiên, hay ánh sáng thiên nhiên.

Vậy ánh sáng tự nhiên được coi là gồm bởi vô số các chấn động thẳng phân bố đều nhau theo tất cả mọi phương thẳng góc với phương truyền của tia sáng, không có một phương chấn động nào được ưu đãi hơn một phương chấn động khác.



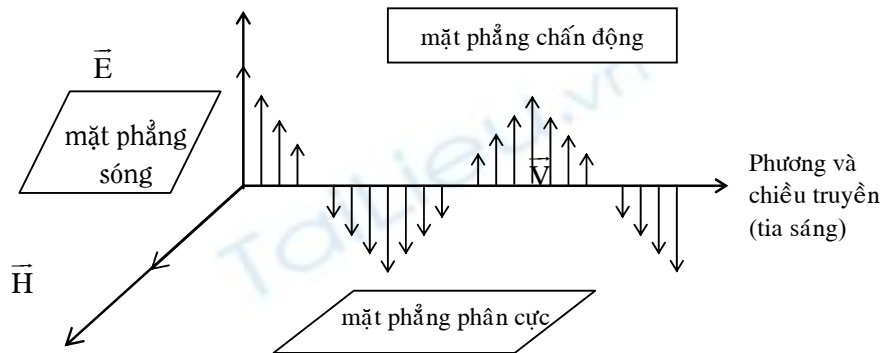
H.2

Nếu bằng một cách nào đó, ta làm mất sự đối xứng nói trên của các phương chấn động sóng, thì ánh sáng đó được gọi là ánh sáng phân cực. Ta có thể có ánh sáng phân cực một phần (h.3a) hay phân cực hoàn toàn (h.3b).



H. 3

Ánh sáng phân cực hoàn toàn còn được gọi là ánh sáng phân cực thẳng (vì nếu xét một điểm cố định, đỉnh của vectơ điện trường dao động trên một đường thẳng) hay cũng được gọi là phân cực thẳng (vì sóng hình sin nằm trong một mặt phẳng, gọi là mặt phẳng chấn động).

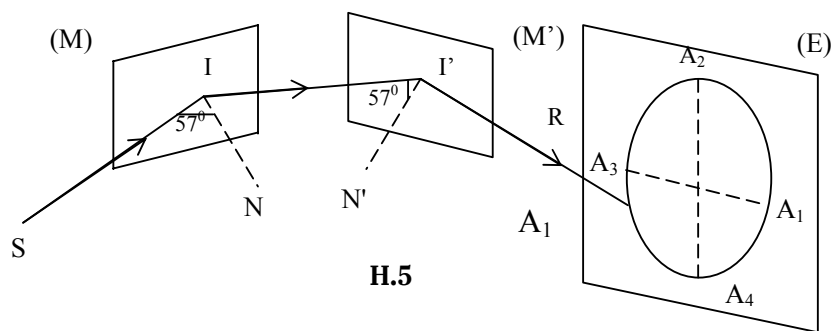


H. 4

Hình vẽ 4 ứng với một ánh sáng phân cực thẳng. Mặt phẳng hợp bởi  $\vec{H}$  và  $\vec{v}$  là mặt phẳng chấn động. Mặt phẳng chứa tia sáng và thẳng góc với vectơ điện trường được gọi là mặt phẳng phân cực, vectơ  $\vec{E}$  được gọi là vectơ phân cực. Mặt phẳng hợp bởi  $\vec{E}$  và  $\vec{v}$  là mặt phẳng sóng.

## HIỆN TƯỢNG PHÂN CỰC ÁNH SÁNG DO PHẢN CHIẾU

### SS.2. Thí nghiệm Malus.



H.5

Chiếu tới gương thủy tinh M một chùm tia sáng tự nhiên song song, dưới góc tới  $i = 57^\circ$ . Mặt sau của gương M được bôi đen để loại trừ tia phản chiếu trên mặt sau của gương. Ánh sáng khi tới mặt trước của gương M sẽ phản chiếu. Hứng chùm tia phản chiếu này trên một

gương  $M'$  giống hệt gương  $M$  và cũng với góc  $i' = 57^\circ$ . Tia phản chiếu cuối cùng trên gương  $M$  được hứng trên một màn ảnh  $E$ .

- Khi quay gương  $M$  xung quanh tia tới  $SI$  và vẫn giữ góc tới góc  $i = 57^\circ$ , kết quả thí nghiệm cho thấy cường độ sáng của tia phản chiếu  $II'$  không thay đổi (hứng chùm tia  $II'$  lên một màn ảnh để quan sát).

- Bây giờ để yên gương  $M$  và quay gương  $M'$  xung quanh tia tới  $II'$  và vẫn giữ góc tới  $i' = 57^\circ$ . Thí nghiệm cho thấy cường độ của chùm tia phản chiếu  $I'R$  thay đổi khi gương  $M'$  quay:

Khi mặt phẳng tới (ứng với hai gương) ( $SII'$ ) và ( $II'R$ ) song song với nhau, cường độ của tia phản chiếu  $IR$  cực đại, vật sáng trên màn  $E$  sáng nhất, đó là tại hai vị trí  $A1$  và  $A3$ .

Khi hai mặt phẳng tới này thẳng góc với nhau thì cường độ chùm tia  $I'R$  triệt tiêu, ứng với hai vị trí  $A2$  và  $A4$ .

Nếu góc tới các gương khác  $57^\circ$  (thì tại các vị trí  $A2$  và  $A4$ , cường độ của tia  $I'R$  chỉ cực tiểu (tại  $A2$  và  $A4$  tối nhất) chứ không thể triệt tiêu.

Ta có thể giải thích sơ bộ thí nghiệm trên như sau: Chùm tia sáng  $SI$  là chùm tia sáng tự nhiên nên chấn động sáng có tính đối xứng theo tất cả các phương thẳng góc với  $SI$ , vì vậy khi quay gương  $M$  thì sự quay này không thể làm thay đổi cường độ sáng của tia phản chiếu  $II'$ . Sau khi phản chiếu trên gương  $M$ , ánh sáng  $II'$  không còn tính đối xứng của chùm tia  $SI$  nữa, mà là ánh sáng phân cực thẳng. Do đó khi quay gương  $M'$ , sự quay này có ảnh hưởng tới cường độ sáng của tia phản chiếu  $I'R$ . Vì tính không đối xứng của chùm tia tới  $II'$  đến gương  $M'$  nên có các vị trí của  $M'$  để ánh sáng phản chiếu cực đại, có những vị trí khác của  $M'$  để ánh sáng phản chiếu này triệt tiêu.

Nếu chùm tia  $SI$  tới gương  $M$  dưới góc tới  $i < 57^\circ$  (thì chùm tia phản chiếu  $II'$  là ánh sáng phân cực một phần. Do đó khi quay gương  $M'$  thì sẽ chỉ có các phương để ánh sáng phản chiếu  $I'R$  có cường độ cực tiểu thôi, chứ không thể triệt tiêu (vì với ánh sáng phân cực một phần, ta có sự ưu đãi hơn kém giữa các phương chấn động và không có phương chấn động nào bị khử hoàn toàn).

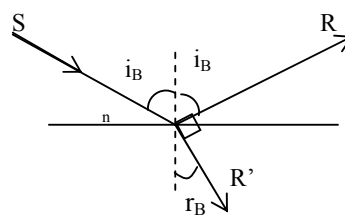
Gương  $M$  biến đổi ánh sáng tự nhiên thành ánh sáng phân cực nên được gọi là kính phân cực.

Gương  $M'$  cho ta biết ánh sáng tới ( $II'$ ) là ánh sáng phân cực nên được gọi là kính phân tích.

### SS.3. Định luật Brewster.

Từ các công trình thực nghiệm, Brewster phát triển định luật sau:

- Để có được ánh sáng phân cực trên bề mặt của một môi trường phải có một trị số xác định tùy trường trên và tính được bởi



H. 6

cực hoàn toàn do sự phản trường trong suốt, góc tới  $i$  thuộc vào bản chất của môi trường công thức.

$$\tan i = n$$

,  $n$  = chiết suất của môi trường

Góc  $i$  này được gọi là góc tới Brewster, ký hiệu là  $i_B$

Ta có :  $\text{tg}i_B = n$  hay  $\sin i_B = n \cos i_B$  so với định luật Descartes.

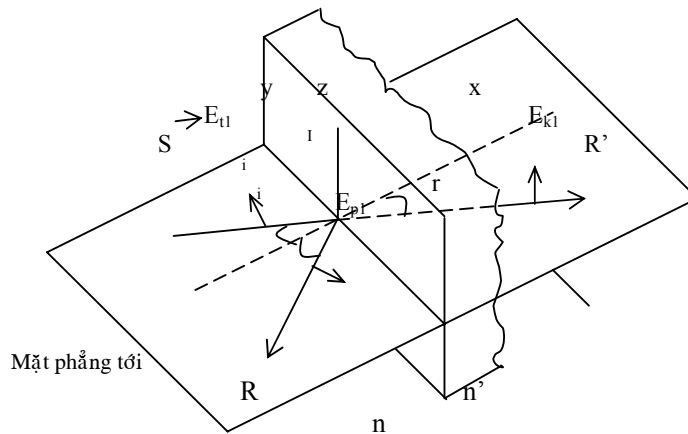
Suy ra :  $\cos i_B = \sin r_B$  hay  $i_B =$

Vậy trong trường hợp này, tia phản chiếu và tia khúc xạ thẳng góc với nhau.

Nếu môi trường trên là thủy tinh  $n = 1,5$  thì  $\text{tg}i_B = 1,5$ ,  $i_B = 57^\circ$

#### SS.4. Khảo sát lý thuyết về sự phân cực do phản chiếu.

Trước hết, xét sóng điện từ phân cực thẳng tới một mặt phẳng cách hai môi trường có chiết suất  $n$  và  $n'$  (giả sử  $n' > n$ ).

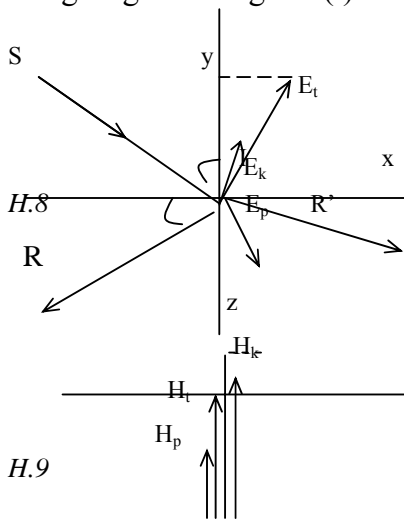


Lấy điểm tới I làm gốc tọa độ, đường pháp tuyến tại I làm trục  $x$ , mặt phẳng ngăn chia hai môi trường là mặt phẳng  $yz$ , mặt phẳng tới là mặt phẳng  $xIy$ .

Xét trường hợp vectơ điện của sóng tới nằm trong mặt phẳng tới (h.7).

Các vectơ điện trường và từ trường thuộc các sóng tới, phản chiếu và khúc xạ phải thỏa “điều kiện biên” ở mặt ngăn chia hai môi trường, nghĩa là các thành phần trên mặt ngăn chia hai môi trường của các vectơ điện trường, hay các vectơ từ trường, phải có sự bảo toàn khi đi từ môi trường này sang môi trường kia.

Gọi  $E_{t1}$ ,  $H_{t1}$ ,  $E_{p1}$ ,  $H_{p1}$ ,  $E_{k1}$ ,  $H_{k1}$  lần lượt là các trị số cực đại của điện trường và từ trường ứng với sóng tới (t) sóng phản chiếu (P) và sóng khúc xạ (K). Xét thời điểm tại I, điện trường và từ trường của ba sóng trên có các trị số cực đại trên.



Áp dụng điều kiện biên vào các vector điện trường trong hai môi trường, ta có :

$$E_{t1} \cos i - E_{p1} \cos i = E_{k1} \cos r \quad (4.1)$$

Trong trường hợp của hình vẽ 7, các vectơ từ trường song song với phương  $Iz$  và cùng chiều với nhau. Áp dụng điều kiện biên, ta có :

$$H_{t1} + H_{p1} = H_{k1} \quad (4.2)$$

Nếu gọi  $\epsilon$  và  $\mu$ ,  $\epsilon'$  và  $\mu'$  lần lượt là hằng số điện môi và độ từ thẩm của môi trường 1 và môi trường 2, theo lý thuyết về sóng điện từ, ta có :

$$H_{t1} = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} E_{t1}, \quad H_{p1} = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} E_{p1}, \quad H_{k1} = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} E_{k1}$$

Ngoài ra chiết suất của một môi trường là :

$$n = \frac{c}{v} = \sqrt{\frac{\varepsilon\mu}{\varepsilon_0\mu_0}} \quad \begin{cases} c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}} \\ v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu}} \end{cases}$$

với các môi trường trong suốt, ta có : $\hat{G}$ , suy ra : $\hat{G}$   
tương tự  $\hat{G}$

Thế các hệ thức trên vào phương trình (4.2), ta được :

$$nE_{t1} + nE_{p1} = n'E_{k1} \quad (4.3)$$

Từ phương trình (4.1) suy ra : $\hat{G}$  (4.4)

Từ phương trình (4.3) suy ra : $\hat{G}$  (4.5)

Lấy (4.4) + (4.5), suy ra : $\hat{G}$

$$\text{hay } 2E_{t1} = E_{k1} \frac{\cos r \sin r + \sin i \cos i}{\cos i \sin r} = E_{k1} \frac{\sin 2r + \sin 2i}{2 \cos i \sin r}$$

$$2E_{t1} = E_{k1} \frac{\sin(i+r) \cos(i-r)}{\cos i \sin r}$$

Vậy  $\hat{c}$

(4.6)

(4.5) – (4.4), suy ra :

$$2E_{p1} = E_{k1} \left( \frac{\sin i}{\sin r} - \frac{\cos r}{\cos i} \right) = E_{k1} \frac{\sin(i-r) \cos(i+r)}{\cos i \sin r}$$

Suy ra

$$E_{p1} = E_{t1} \frac{\operatorname{tg}(i-r)}{\operatorname{tg}(i+r)} \quad (4.7)$$

Các công thức (4.6) và (4.7) được gọi là công thức Fresnel.

- Trong trường hợp vectơ điện của sóng tới thẳng góc với mặt phẳng tới.

Trong trường hợp này, vectơ điện của các sóng phản xạ và khúc xạ cũng thẳng góc với mặt phẳng tới, và ta có các công thức Fresnel là :

$$E_{p2} = -\frac{\sin(i-r)}{\sin(i+r)} E_{t2} \quad (4.8)$$

$$E_{k2} = \frac{2\cos i \sin r}{\sin(i+r)} E_{t2} \quad (4.9)$$

Các công thức Fresnel cho ta biết cường độ của các vectơ điện trong các sóng phản xạ và khúc xạ ứng với một góc tới xác định của chùm tia tới, phân cực thẳng chẵn động song song với mặt phẳng tới hoặc thẳng góc với mặt phẳng tới.

Gọi  $I_p$  và  $I_t$  là cường độ ánh sáng tới và ánh sáng phản chiếu, ta có hệ số phản chiếu là :

$$\rho_1 = \frac{I_{p1}}{I_{t1}} = \frac{E_{p1}^2}{E_{t1}^2} = \frac{\text{tg}^2(i-r)}{\text{tg}^2(i+r)} \quad (4.10)$$

(Trường hợp vectơ điện của chùm tia tới song song với mặt phẳng tới)

$$\text{hay } \rho_2 = \frac{I_{p2}}{I_{t2}} = \frac{E_{p2}^2}{E_{t2}^2} = \frac{\sin^2(i-r)}{\sin^2(i+r)} \quad (4.11)$$

Nếu vectơ điện  $\vec{G}$  của sóng tới có một phương vị bất kỳ, ta có thể tách  $\vec{G}$  thành hai thành phần : song song và thẳng góc với mặt phẳng tới và áp dụng các công thức (4.10) và (4.11) cho hai thành phần này.

Bây giờ xét ánh sáng tới là ánh sáng thiên nhiên. Ánh sáng này gồm các sóng phân cực thẳng phân bố theo tất cả mọi phương thẳng góc với tia sáng. Mỗi sóng được coi là gồm hai thành phần song song và thẳng góc với mặt phẳng tới. Vì lý do đối xứng của ánh sáng tự nhiên, tổng số của mỗi thành phần thì bằng nhau. Vì vậy, trong trường hợp này, nếu  $I_p$  và  $I_t$  lần lượt là tổng số cường độ sáng của sóng phản xạ và sóng tới ứng với tất cả mọi phương vị của vectơ điện của sóng tới thì ta có :

$$(4.12)$$

$$\rho = \frac{I_p}{I_t} = \frac{1}{2} \frac{\text{tg}^2(i-r)}{\text{tg}^2(i+r)} + \frac{1}{2} \frac{\sin^2(i-r)}{\sin^2(i+r)}$$

Nếu xét trường hợp  $i = 0$  và môi trường thứ nhất là không khí, ta có :  $\vec{G}$

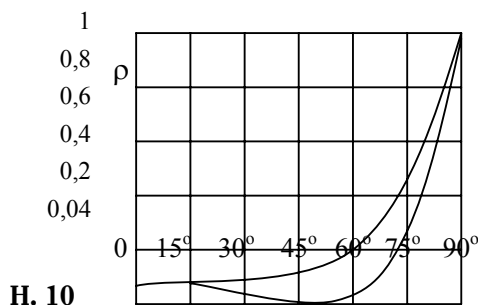
Với môi trường thứ hai là thủy tinh có chiết suất  $n = 1,5$ , suy ra  $\rho = 4\%$ . Vậy trong sự phản xạ thẳng góc trên bề mặt thủy tinh này chỉ có 4% ánh sáng phản xạ trở lại.

Ta thấy trong trường hợp góc tới Brewster,  $\vec{G}$ , số hạng thứ nhất của công thức (4.12) triệt tiêu, có nghĩa là không có ánh sáng phản xạ mà vectơ điện (vectơ chẵn động sáng) có thành phần song song với mặt phẳng tới, nói cách khác, ánh sáng phản xạ trong điều kiện này là ánh sáng phân cực thẳng có phương chẵn động thẳng góc với mặt phẳng tới hay song song với mặt phản chiếu.

$$\begin{aligned} \text{Ta có :} \quad n \sin i_B &= n' \sin r_B \\ \text{và} \quad i_B + r_B &= \frac{\pi}{2} \\ n \sin i_B &= n' \sin\left(\frac{\pi}{2} - i_B\right) = n' \cos i_B \\ \text{tgi}_B &= \frac{n'}{n} \end{aligned} \quad (4.13)$$

Ta tìm lại được định luật Brewster trong trường hợp tổng quát.

Nếu góc tới khác với góc tới Brewster, trong ánh sáng phản xạ vectơ chấn động sáng có cả hai thành phần thẳng góc và song song với mặt phẳng tới, do đó chỉ phân cực một phần.



Hình vẽ 10 biểu diễn sự biến thiên của hệ số phản chiếu ( theo góc tới  $i$  trong trường hợp phản chiếu trên mặt tiếp xúc không khí - thủy tinh với chiết suất  $n = 1, n' = 1,5$ ).

### SS.5. Độ phân cực.

Xét ánh sáng tới là ánh sáng tự nhiên. Ta có thể coi chấn động sáng này tạo bởi hai thành phần vuông góc có cường độ bằng nhau ( $E_{t1} = E_{t2}$ ) nhưng không kết hợp về pha. Ánh sáng phản xạ cũng gồm hai thành phần vuông góc không kết hợp về pha nhưng có cường độ khác nhau ( $E_{p1} \neq E_{p2}$ ).

(thành phần song song với mặt phẳng tới)

$$E_{p1} = E_{t1} \frac{\cos(i-r)}{\cos(i+r)}$$

$$E_{p2} = E_{t2} \frac{\sin(i-r)}{\sin(i+r)} \quad (\text{thành phần thẳng góc với mặt phẳng tới})$$

Tỉ số cường độ sáng của hai chấn động thành phần là :

$$\frac{I_{p1}}{I_{p2}} = \frac{E_{p1}^2}{E_{p2}^2} = \frac{\cos^2(i+r)}{\cos^2(i-r)} \quad (5.1)$$

Ta thấy, trong trường hợp tổng quát, ta có  $I_{p1} < I_{p2}$  ( $I_{p1}$  = cường độ ứng với thành phần chấn động song song với mặt phẳng tới,  $I_{p2}$  = cường độ ứng với thành phần chấn động thẳng góc với mặt phẳng tới). Vậy trong ánh sáng phản xạ, ta không còn sự đối xứng như trong ánh sáng tới tự nhiên nữa mà chấn động thẳng góc với mặt phẳng tới được ưu đãi hơn, ta có sự phân cực một phần.

Ta định nghĩa độ phân cực của một chùm tia sáng là

$$\delta = \frac{|I_2 - I_1|}{I_2 + I_1} \quad (5.2)$$

Với  $0 \leq \delta \leq 1$

Với chùm tia phản xạ, ta có :  $\delta_p = \frac{I_{p2} - I_{p1}}{I_{p2} + I_{p1}}$

- Các trường hợp đặc biệt :

\* Chùm tia tới thẳng góc với mặt lưỡng chất :

$i = 0, r = 0, I_{p2} = I_{p1}$  ( $p = 0$  : ánh sáng phản xạ là ánh sáng tự nhiên).

\* Tia tới lướt trên mặt lưỡng chiết :

$$i = \frac{\pi}{2}, r = \text{góc khúc xạ giới hạn}$$

$I_{p1} = I_{p2}$  ( $p = 0$  : ánh sáng phản xạ là ánh sáng tự nhiên).

\* Tia tới đến mặt lưỡng chiết dưới góc tới Brewster

$$i = i_B, r = r_B, i_B + r_B = \frac{\pi}{2}$$

$I_{p1} = 0$  ( $p = 1$  : ánh sáng phản xạ phân cực toàn phần).

- Xét sự phân cực của ánh sáng khúc xạ

Gọi  $I_{k1}$  và  $I_{k2}$  lần lượt là cường độ sáng ứng với các thành phần song song và thẳng góc với mặt phẳng tới. Ta có :

$$\frac{I_{k1}}{I_{k2}} = \frac{E_{k1}^2}{E_{k2}^2} = \frac{1}{\cos^2(i-r)}$$

Hay 
$$\frac{I_{k2}}{I_{k1}} = \cos^2(i-r) \quad (5.3)$$

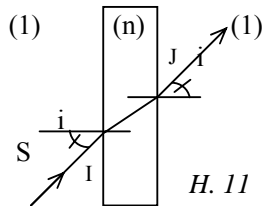
Ta thấy, trong trường hợp tổng quát,  $I_{k1} > I_{k2}$  vậy trong ánh sáng khúc xạ, thành phần chấn động nằm trong mặt phẳng tới được ưu đãi hơn.

Độ phân cực 
$$\delta = \frac{I_{k1} - I_{k2}}{I_{k1} + I_{k2}} \quad (5.6)$$

\* Khi  $i = 0, I_{k1} = I_{k2}$ , ( $k = 0$  : ánh sáng khúc xạ là ánh sáng tự nhiên).

Với  $i \neq 0$ , ánh sáng khúc xạ là ánh sáng phân cực một phần.

Trên thực tế, ta không thể quan sát được ánh sáng trong môi trường thủy tinh mà chỉ quan sát được ánh sáng ló ra khỏi bản thủy tinh mà thôi. Xét một trường hợp thường gặp trong thí nghiệm ánh sáng đi qua một bản thủy tinh hai mặt song song đặt trong không khí, góc tới là  $i$ , góc khúc xạ là  $r$ .



Chấn động tới SI là ánh sáng tự nhiên gồm hai thành phần không kết hợp, cường độ bằng nhau ( $E_{t1} = E_{t2}$ ) chấn động ứng với tia IJ gồm hai thành phần cũng không kết hợp nhưng có cường độ khác nhau ( $E_{k1} \neq E_{k2}$ ). Các thành phần của chấn động ló IR cũng có cường độ khác nhau ( $E'_{k1} \neq E'_{k2}$ ).

Với lần khúc xạ tại J, góc tới là góc  $r$ , góc khúc xạ là  $i$ , ta có:

$$\frac{I'_{k2}}{I'_{k1}} = \frac{E_{k2}^2}{E_{k1}^2} = \frac{E_{k2}^2}{E_{k1}^2} \cos^2(i-r)$$

hay 
$$\frac{I'_{k2}}{I'_{k1}} = \cos^4(i-r)$$

khi  $i = i_B$  (góc tới Brewster) :  $r = r_B = \hat{G}$

$$\frac{I'_{k2}}{I'_{k1}} = \cos^4\left(2i_B - \frac{\pi}{2}\right) = \sin^4 2i_B$$

$$= \left[ \frac{2 \operatorname{tg} i_B}{1 + \operatorname{tg}^2 i_B} \right]^4 = \left[ \frac{2n}{1 + n^2} \right]^4$$

với  $n = 1,5, \hat{G}$ , nghĩa là độ phân cực của ánh sáng ló khá nhỏ.



Muốn tăng độ phân cực của ánh sáng ló, ta có thể dùng nhiều bản thủy tinh đặt song song và liên tiếp nhau.

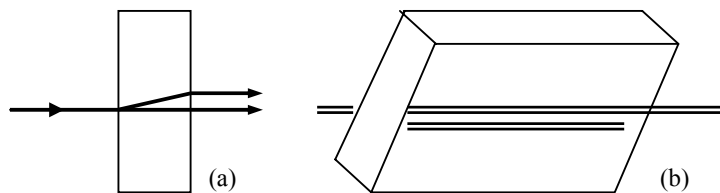
## PHÂN CỰC ÁNH SÁNG DO MÔI TRƯỜNG DỊ HƯỚNG

### SS.6. Môi trường dị hướng.

Từ trước đến giờ, ta chỉ xét các môi trường đẳng hướng, nghĩa là ánh sáng truyền đi trong môi trường theo mọi phương đều như nhau, thí dụ : thủy tinh thông thường, nước .....

Trong phần này, ta đề cập tới các môi trường dị hướng, có các tính chất thay đổi theo từng phương. Thí dụ: đá băng lan, thạch anh, .... Phần lớn các chất dị hướng là những chất kết tinh.

Trong trường hợp tổng quát, một tia sáng khi chiếu tới một bản tinh thể dị hướng thì được tách ra làm hai tia khúc xạ, cho ra hai tia ló, gọi là tia thường  $R_0$  và tia bất thường  $R_e$ . Do đó khi ta nhìn một vật qua một bản tinh thể dị hướng, ta thấy hai ảnh, ứng với hai chùm tia thường và bất thường.

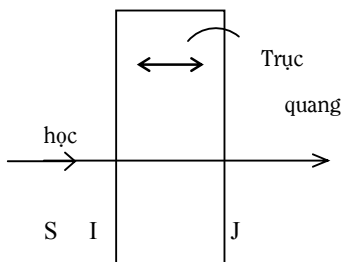


Tia bất thường khi khúc xạ qua môi trường không tuân theo ít nhất là một trong hai định luật Descartes.

- Trục quang học.

Trong môi trường dị hướng có những phương đặc biệt, khi ánh sáng truyền trong môi trường theo các phương này thì truyền giống như ở trong một môi trường đẳng hướng vậy.

Phương đặc biệt này được gọi là trục quang học của tinh thể dị hướng.

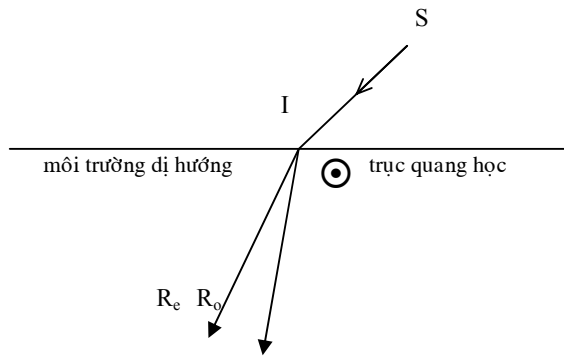


Trong trường hợp hình vẽ 13, ánh sáng truyền qua bản dị hướng song song với trục quang học, ta được một tia ló duy nhất, tuân theo các định luật Descartes về khúc xạ (tại I và J).

Các môi trường có một trục quang học được gọi là môi trường đơn trục, nếu có hai trục quang học thì gọi là môi trường lưỡng trục.

Ta chỉ đề cập tới các môi trường dị hướng đơn trục.

- Mặt phẳng hợp bởi trục quang học và tia thường được gọi là mặt phẳng chính đối với tia thường. Mặt phẳng hợp bởi trục quang học với tia bất thường được gọi là mặt phẳng chính đối với tia bất thường.

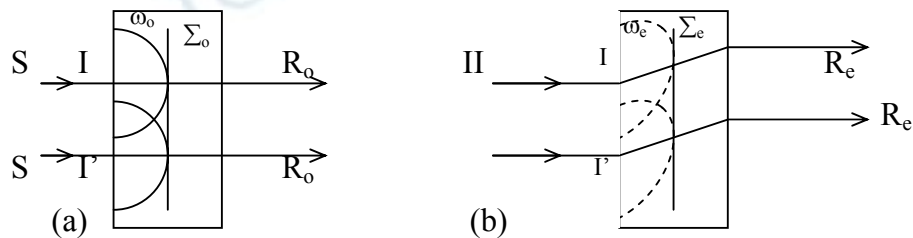


H.14

Trong hình 14, trục quang học thẳng góc với mặt phẳng hình vẽ. Mặt phẳng chính đối với tia thường là mặt phẳng thẳng góc với mặt phẳng hình vẽ và chứa tia IR<sub>0</sub>; mặt phẳng chính đối với tia bất thường là mặt phẳng thẳng góc với mặt phẳng hình vẽ chứa tia IR<sub>e</sub>.

### SS.7. Bề mặt sóng thường - bề mặt sóng bất thường.

Chiếu một chùm tia sáng song song tới một bản dị hướng. Xét một điểm tới I. Ta có thể coi I là một nguồn sáng thứ cấp theo nguyên lý Huyghens.

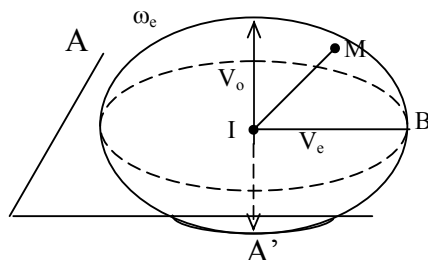


H. 15

Đối với tia thường, ánh sáng từ I truyền đi theo mọi hướng đều như nhau, do đó sau một thời gian ánh sáng truyền tới một mặt cầu, tâm I. Mặt cầu này được gọi là bề mặt sóng thường (0. Với các điểm tới khác (I', I'', ...) đối với tia thường, ta cũng có các bề mặt sóng con là các mặt cầu (tâm I', I'', ...). Mặt phẳng (0 tiếp xúc với các bề mặt sóng con (0 là mặt phẳng sóng thường.

Đối với tia bất thường, ánh sáng từ I, I'... truyền đi theo mọi phương trong môi trường dị hướng với các vận tốc khác nhau. Sau một thời gian, ánh sáng truyền tới một bề mặt có dạng elipsoid tròn xoay, với trục đối xứng tròn xoay chính là trục quang học.

Elipsoid này được gọi là bề mặt sóng bất thường (e. Mặt phẳng (e tiếp xúc với các bề mặt sóng bất thường (e được gọi là mặt phẳng sóng bất thường.



H. 16

Nếu ta cắt bề mặt sóng bất thường theo một mặt phẳng (P) thẳng góc với trục quang học, ta được đường cắt là một đường tròn. Nếu mặt phẳng (P) song song với trục quang học, thì đường cắt là một đường elip.

Nếu ánh sáng truyền theo phương IA (AA' là trục quang học), nó truyền giống như trong môi trường đẳng hướng, vậy có vận tốc  $V_0$  (vận tốc thường). Khoảng cách từ I (lấy trùng với điểm tới) tới một điểm M trên bề mặt sóng biểu diễn vận tốc của ánh sáng truyền theo phương IM. Ứng với tia bất thường IM, vận tốc truyền là  $V_{er}$ , gọi là vận tốc bất thường theo tia.

Nếu ánh sáng truyền theo các phương IB thẳng góc với trục quang học thì vận tốc truyền theo các phương này đều như nhau và có một trị số là  $V_e$ , được gọi là vận tốc bất thường chính.

Ta phân biệt 2 loại tinh thể :

- ◆ Tinh thể dương nếu có  $V_0 > V_e$ , thí dụ : Thạch anh.
- ◆ Tinh thể âm nếu có  $V_0 < V_e$ , thí dụ : Đá băng lan (Một loại tinh thể  $\text{CaCO}_3$ ).



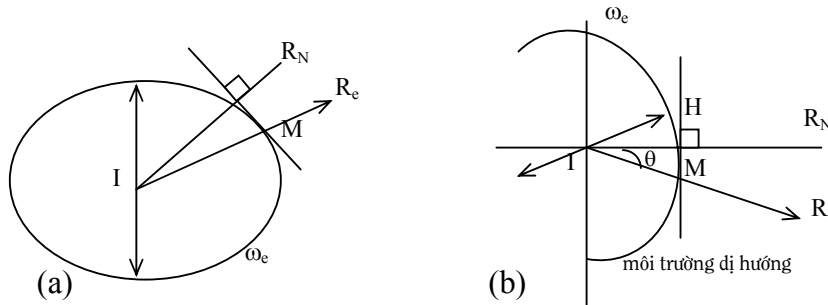
H.17

Với tia thường, bề mặt sóng là mặt cầu nên tia thường thẳng góc với bề mặt sóng (0, chính vì tính chất này, ta có các định luật Descartes đối với tia thường.

Với tia bất thường, bề mặt sóng là một elipsoid nên tia bất thường trong trường hợp tổng quát không thẳng góc với bề mặt sóng (e. Vì vậy, trong trường hợp tổng quát ta không thể áp dụng các định luật về khúc xạ của Descartes cho tia bất thường. Ta chỉ áp dụng được định luật Descartes cho các tia bất thường đặc biệt, thẳng góc với bề mặt sóng bất thường.

### SS.8. Chiết suất.

Xét tia bất thường  $I R_e$  cắt bề mặt sóng bất thường (e tại M. Vẽ mặt phẳng tiếp xúc với bề mặt sóng (e tại M. Tia pháp tuyến (tia bất thường theo pháp tuyến) được định nghĩa là tia  $I R_n$  thẳng góc với mặt phẳng tiếp xúc trên.



H.18

Gọi thời gian để ánh sáng truyền trên tia bất thường  $R_e$  từ I tới M là t.

Vận tốc bất thường theo tia là :

$$V_{er} = \frac{IM}{t}$$

Gọi H là hình chiếu của M xuống pháp tuyến RN, ta định nghĩa vận tốc bất thường theo pháp tuyến là:

$$V_{en} = \frac{IH}{t} = \frac{IM}{t} \cos \theta = V_{er} \cdot \cos \theta$$

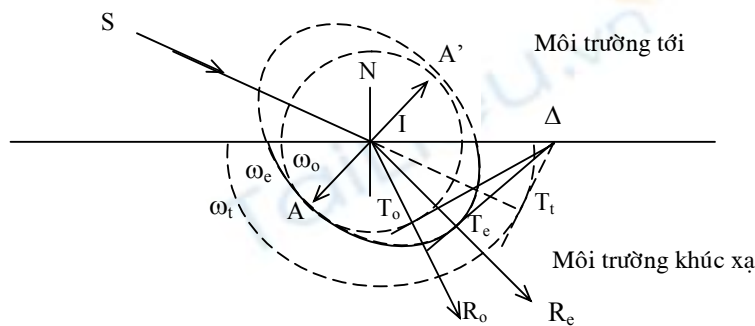
Chiết suất bất thường theo tia là : $\hat{G}$

Chiết suất bất thường theo pháp tuyến

$$n_{en} = \frac{c}{V_{en}} = \frac{c}{V_{er} \cdot \cos \theta} = \frac{n_{er}}{\cos \theta}$$

$$\text{Vậy } n_{en} = n_{er} \cdot \cos \theta$$

### SS.9. Cách vẽ tia khúc xạ. Cách vẽ Huyghens.



H.19

Xét tia tới SI. Trục quang học của môi trường khúc xạ là AA'. Ta thực hiện cách vẽ như sau :

- Vẽ bề mặt sóng ứng với môi trường tới : (t và các bề mặt sóng thường (0 và bất thường (e ứng với môi trường khúc xạ.

- Kéo dài tia tới SI, cắt bề mặt sóng ứng với môi trường tới tại Tt . Từ điểm Tt vẽ mặt tiếp xúc với bề mặt sóng này, cắt mặt ngăn chia 2 môi trường theo đường ( ( ( thẳng góc với mặt phẳng của hình vẽ).

- Qua ( , vẽ mặt tiếp xúc với bề mặt sóng thường (0 ứng với môi trường khúc xạ, ta được tiếp điểm T0. Nối IT0, đó là tia khúc xạ thường R0.

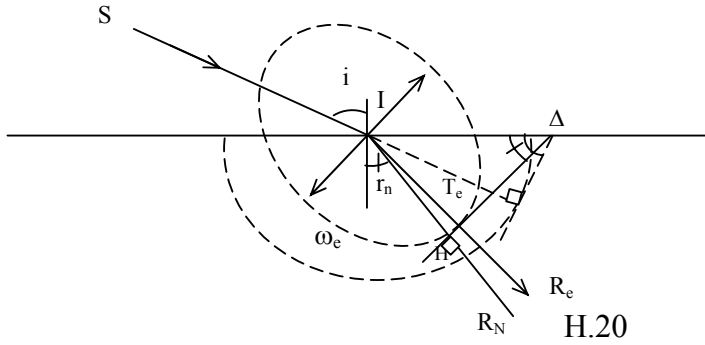
- Qua ( , vẽ mặt tiếp xúc với bề mặt sóng bất thường (e ứng với môi trường khúc xạ, ta được tiếp điểm Te. Nối ITe, đó là tia khúc xạ bất thường Re.

- Từ cách vẽ trên, ta nhận xét được một điều quan trọng. Trong các trường hợp trục quang học hoặc nằm trong mặt phẳng tới, hoặc thẳng góc với mặt phẳng tới, thì các tia khúc xạ thường và bất thường cũng nằm trong mặt phẳng tới. Trái lại nếu trục quang học xiên góc với mặt phẳng tới, tia khúc xạ bất thường Re không nằm trong mặt phẳng tới.

Nhận xét thứ hai : Trong trường hợp trục quang học nằm trong mặt phẳng tới, hai mặt phẳng chính, ứng với tia thường và tia bất thường thì trùng nhau.

Ta đã biết sự khúc xạ ứng với tia bất thường không đúng theo định luật Descartes, nhưng nếu xét tia pháp tuyến IRn thì tia này lại thỏa các định luật này.

Để đơn giản ta xét môi trường tới là không khí (hình vẽ 5.20). Bề mặt sóng (t có bán kính là vận tốc c của ánh sáng trong không khí.



Ta thấy ngay :  $I = c/\sin i = IH/\sin r_N$

$$\sin i = \frac{c}{IH} \sin r_N$$

So sánh với hình vẽ 5.18b ta thấy điểm  $T_e$  trong hình 5.20 chính là điểm M trong hình 5.18b với thời gian  $t = 1$  đơn vị, vận tốc bất thường theo pháp tuyến: Ven

(chiết suất bất thường theo pháp tuyến)

$$\frac{c}{IH} = \frac{c}{v_{en}} = n_{en}$$

Ta tìm lại được định luật Descartes đối với tia pháp tuyến

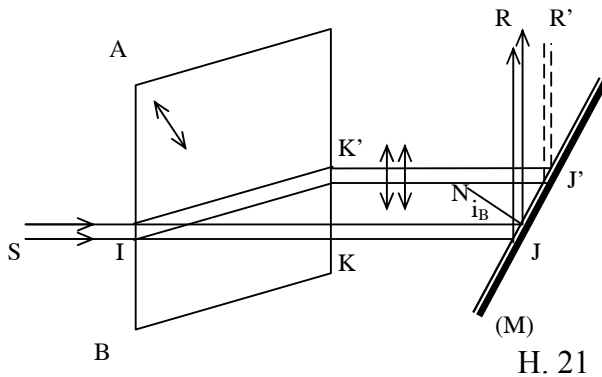
$$\sin i = n_{en} \cdot \sin r_n$$

Ngoài ra tia pháp tuyến  $R_n$  luôn luôn nằm trong mặt phẳng tới.

### SS.10. Sự phân cực do khúc xạ qua môi trường dị hướng.

Từ thí nghiệm Malus ta thấy khi quay gương M để mặt phẳng tới  $II'N'$  thẳng góc với phương chấn động của tia tới  $II'$ , cường độ của tia phản chiếu  $I'R$  cực đại (h.5), khi mặt phẳng tới  $II'N'$  song song với phương chấn động của tia tới  $II'$  thì cường độ tia phản chiếu  $I'R$  cực tiểu.

Bây giờ, ta xét một thí nghiệm sau :



Chiếu thẳng góc một chùm tia sáng SI tới mặt AB của một bản tinh thể đá băng lan, ta được 2 chùm tia ló. Hứng 2 chùm tia này lên một kính phân tích M bằng thủy tinh dưới các góc tới  $i_B = 57^\circ$ . Quay gương M xung quanh phương của tia tới, ta thấy cường độ của 2 chùm tia phản chiếu (ứng với 2 chùm tia ló trên) thay đổi ngược chiều: khi cường độ của chùm tia này cực đại, thì cường độ chùm tia cực tiểu (coi như triệt tiêu) và ngược lại kết quả này chứng tỏ 2 chùm tia ló ra khỏi bản tinh thể là 2 chùm ánh sáng phân cực thẳng, có các phương chấn động vuông góc nhau.

Thí nghiệm cũng cho thấy, khi gương M ở vị trí như hình vẽ 21 (mặt phẳng tới KJN trùng với mặt phẳng chính ứng với tia thường) thì chùm tia phản chiếu J'R' có cường độ cực tiểu. Vậy chùm tia thường KJ có phương chấn động thẳng góc với mặt phẳng tới, trong khi chùm tia bất thường K'J' có phương chấn động song song với mặt phẳng tới.

Như vậy, với bản tinh thể, chấn động của tia thường thẳng góc với mặt phẳng chính ứng với tia thường, chấn động của tia bất thường nằm trong mặt phẳng chính ứng với tia bất thường. (Trong hình vẽ h.21, 2 mặt phẳng chính trùng nhau).

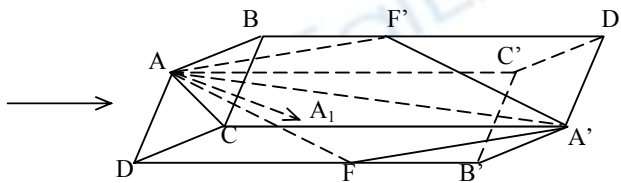
### SS.11. Các loại kính phân cực .

Trong các thí nghiệm trên, ta thấy một gương thủy tinh đặt dưới góc tới Brewster sẽ cho ta một chùm tia phản chiếu phân cực, có sự bất tiện trong việc bố trí dụng cụ (không thể sắp đặt thẳng hàng), ngoài ra, khó xác định được hoàn toàn chính xác góc tới Brewster, do đó trên thực tế, trong thí nghiệm Malus, không thể làm cường độ tia phản chiếu I'R hoàn toàn triệt tiêu.

Người ta có thể dùng các loại kính phân cực sau tiện lợi hơn:

#### 1. Nicol:

Nicol làm bằng tinh thể đá băng lan, có dạng như hình vẽ 22.



H.22

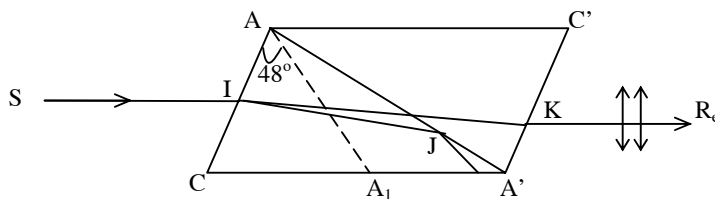
\* ABCD và A'B'C'D' là các hình thoi với AC và A'C' là các đường chéo ngắn.

\* Các mặt bên là các hình bình hành

\*  $AC' \approx 3AB$ .

Trục quang học AA' nằm trong mặt phẳng ACA'C'. Ánh sáng đi vào như hình vẽ 22. Mặt phẳng ACA'C' là mặt phẳng chính của tia thường và tia bất thường.

Người ta cưa tinh thể trên theo mặt phẳng AFA'F' thẳng góc với mặt phẳng ACA'C'. Hai mặt phẳng cắt nhau theo đường AA'. Sau đó dán hai nửa tinh thể trên lại bằng một lớp nhựa Canada. Đây là một loại nhựa thơm có chiết suất n ở trong khoảng các chiết suất thường n<sub>o</sub> và bất thường chính n<sub>e</sub> của đá băng lan ( $n_o > n > n_e$ ). Ta được một lăng kính Nicol.

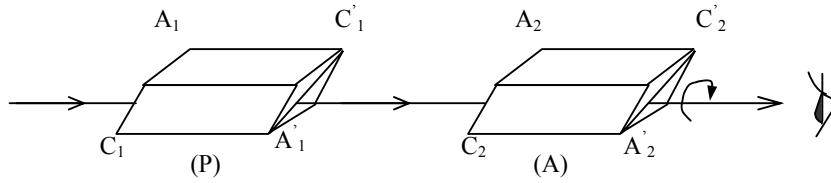


H.23

Chiếu tới Nicol một chùm tia sáng SI song song với phương AC' (SI là ánh sáng tự nhiên hoặc ánh sáng phân cực). Khi đi vào Nicol, ánh sáng được tách ra làm hai chùm tia : chùm tia thường tới lớp nhựa Canada với góc tới lớn hơn góc giới hạn nên phản chiếu toàn phần tại J (trường hợp đi từ môi trường chiết quang hơn sang môi trường chiết quang kém) và bị hấp thụ khi tới mặt CA' (được bôi đen). Chùm tia bất thường đi qua lớp nhựa Canada

và ló ra ngoài. Như vậy, Nicol chỉ cho chùm tia bất thường đi qua với mặt phẳng chấn động là mặt phẳng chính  $AC'A'C$ .

Trong các thí nghiệm, người ta thường dùng 2 Nicol đặt nối tiếp nhau và quan sát ánh sáng ló ra khỏi hệ thống.

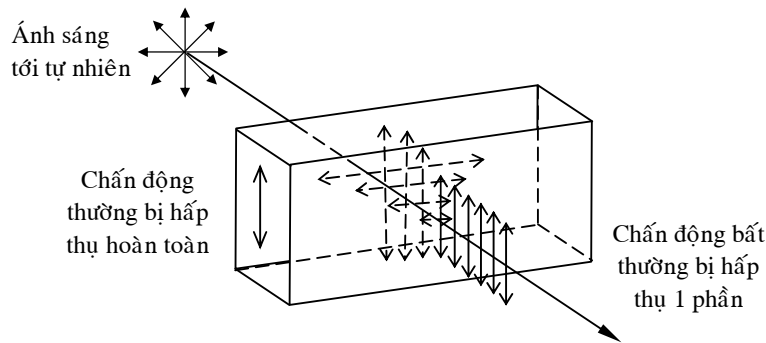


H.24

Ta quay Nicol A quanh phương của tia sáng, khi mặt phẳng chính của Nicol A song song với mặt phẳng chính của Nicol P, mắt nhận được cường độ sáng cực đại, khi 2 mặt phẳng chính thẳng góc nhau, cường độ sáng tới mắt triệt tiêu : Nicol A đã chặn lại hoàn toàn ánh sáng ló ra từ P.

### 2. Bản Tourmaline:

Đây là một loại tinh thể có đặc tính hấp thụ không đều chấn động thường và chấn động bất thường. Như vậy với một bề dày thích hợp, một trong hai chấn động bị hấp thụ hoàn toàn, chỉ còn chấn động thứ 2 ló ra. Bản tourmaline là một bản tinh thể loại này, có 2 mặt song song, bề dày chừng 1mm, trục quang học song song với mặt vào. Với bề dày này, bản tourmaline hấp thụ hoàn toàn tia thường và chỉ cho tia bất thường đi qua với mặt phẳng chấn động song song với trục quang học.

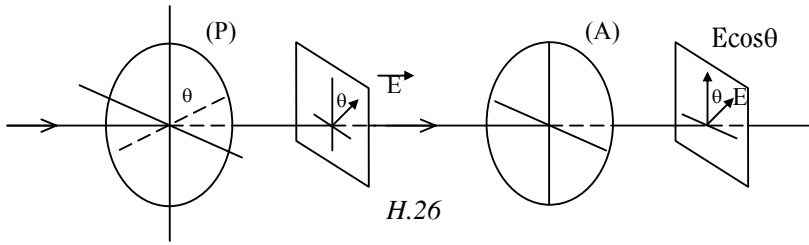


H.25

### 3. Bản Polaroid:

Có tính hấp thụ tia thường mạnh hơn bản tourmaline. Một bản polaroid dày 0,1mm có thể hấp thụ hoàn toàn tia thường.

### SS.12. Định luật Malus.



Gọi  $\theta$  là góc hợp bởi các mặt phẳng chấn động ứng với hai kính phân cực P và A. Nếu E là chấn động sáng sau khi qua P thì chỉ có thành phần  $E \cos \theta$  được truyền qua kính phân cực mà thôi.

Vậy cường độ sáng sau khi qua A là :

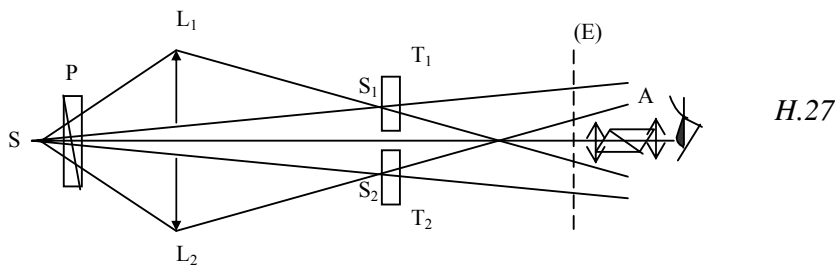
$$I = I_M \cos^2 \theta$$

Trong đó  $I_M$  là cường độ cực đại của ánh sáng ló ra khỏi A (khi quay kính A quanh phương truyền của tia sáng, ta có  $I = 0$  khi  $\theta = 90^\circ$  và  $I = I_M$  khi  $\theta = 0$ ). Hệ thức trên được thành lập bởi Malus năm 1809 do các kết quả thực nghiệm, nên được gọi là định luật Malus.

## GIAO THOA VỚI ÁNH SÁNG PHÂN CỰC

### SS.13. Thí nghiệm Arago - Fresnel.

Ta có thể thực hiện giao thoa với ánh sáng phân cực nhưng vấn đề phức tạp hơn khi dùng ánh sáng tự nhiên.



Trong thí nghiệm này dùng các bán thấu kính Billet nhưng sau  $S_1$  và  $S_2$  đặt 2 bản tourmaline  $T_1$  và  $T_2$ . Quan sát hiện tượng trên màn E.

Trước hết chưa dùng nicol A. Ta thấy trong cả 2 trường hợp: Ánh sáng tới các bán thấu kính  $L_1$  và  $L_2$  là ánh sáng tự nhiên (không dùng nicol P) hay ánh sáng phân cực (có dùng nicol như hình vẽ 27). Kết quả thí nghiệm như sau :

- Nếu  $T_1$  và  $T_2$  ở vị trí có quang trục song song, trên màn E ta thấy có hiện tượng giao thoa.
- Nếu  $T_1$  và  $T_2$  ở vị trí có các quang trục thẳng góc, trên màn E không thấy hiện tượng giao thoa (vì 2 chấn động không cùng phương).
  - Bây giờ vẫn giữ  $T_1$  và  $T_2$  ở vị trí thẳng góc nhưng quan sát màn E bằng một kính nhòm có Nicol A. Hiện tượng quan sát được như sau :
- Nếu ánh sáng tới  $L_1$  và  $L_2$  là ánh sáng thiên nhiên, ta không thấy vân giao thoa mặc dù, sau khi qua A, hai chấn động đã cùng phương. Điều này đưa đến kết luận: hai chùm tia sáng phân cực ló ra từ  $T_1$  và  $T_2$  không phải là ánh sáng kết hợp. Thực vậy, ta đã biết, một chấn động sáng tự nhiên được coi gồm hai chấn động thành phần vuông góc nhau và không kết hợp về pha. Hai bản Tourmaline cho truyền qua hai chấn động vuông góc và



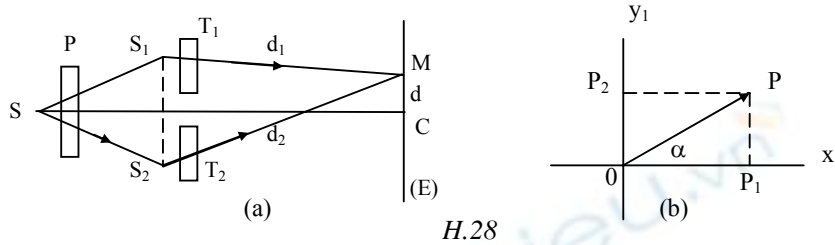
không kết hợp, do đó sau khi đi qua A mặc dù đã cùng phương, vẫn không thể có giao thoa.

- Nếu đặt Nicol P sau nguồn S, ta có ánh sáng phân cực thẳng tới L1 và L2. Nhìn qua A ta thấy có vân giao thoa.

Trong trường hợp này các bản T1 và T2 cho truyền qua hai thành phần của cùng một chấn động, nghĩa là chúng có thể kết hợp về pha với nhau. Sau khi đi qua A, hai chấn động trở thành đồng phương, tạo thành hiện tượng giao thoa.

#### SS.14. Khảo sát chấn động Elip.

Tại một điểm M trên màn E, ta có sự hợp của hai chấn động vuông góc. Ta khảo sát chấn động elip do sự hợp này.



H.28

Giả sử sau khi đi qua Nicol P, chấn động sáng có dạng  $s = a \cos(\omega t)$ .

Trong hình 28(b), các trục  $Ox_1, Oy_1$  song song với các trục quang học của hai bản tourmaline T1, T2. Các chấn động truyền qua T1 và T2 là hai thành phần vuông góc của chấn động  $s$  nên viết được dưới dạng:

$$x_1 = a \cos \alpha \cdot \cos \omega t = A \cos \omega t$$

$$y_1 = a \sin \alpha \cdot \cos \omega t = B \cos \omega t$$

$$\text{với } A = a \cos \alpha, \quad B = a \sin \alpha$$

Khi truyền tới M, hai quang lộ khác nhau nên không còn đồng pha nữa mà giữa chúng có một hệ số pha là

$$\varphi = \frac{2\pi\delta}{\lambda} = \frac{2\pi(d_2 - d_1)}{\lambda}$$

Sau khi đổi góc thời gian, hai chấn động khi tới M có thể viết như sau :

$$x = A \cos \omega t; \quad y = B \cos (\omega t - \varphi)$$

(các trục  $x$  và  $y$  lấy trên màn E, song song với các trục  $x_1$  và  $y_1$ , nghĩa là song song với hai trục quang học của hai bản tourmaline T1 và T2).

$$\text{Suy ra : } \frac{x}{A} \sin \varphi = \cos \omega t \cdot \sin \varphi \quad (14.1)$$

$$\frac{x}{A} \cos \varphi = \cos \omega t \cdot \cos \varphi$$

và ã

$$\frac{y}{B} - \frac{x}{A} \cos \varphi = \sin \omega t \cdot \sin \varphi \quad (14.2)$$

Bình phương 2 vế các phương trình (14.1) và (14.2), cộng lại và suy ra :

$$\frac{x^2}{A^2} - \frac{2 \cos \varphi}{AB} xy + \frac{y^2}{B^2} - \sin^2 \varphi = 0 \quad (14.3)$$

Đây là phương trình một conic có biệt số là

$$\Delta = b^2 - ac = \frac{\cos^2 \varphi - 1}{\mathbb{A}^2 \mathbb{B}^2} < 0$$

Vậy là phương trình của chân động elip.

Ta xét một trường hợp quen thuộc trong các thí nghiệm là để phương chân động OP hợp với các phương của 2 trục quang học của T1 và T2 các góc 45o .

$$\alpha = 45^\circ \Rightarrow \mathbb{A} = \mathbb{B} = \frac{a\sqrt{2}}{2}$$

Phương trình (5.21) trở thành

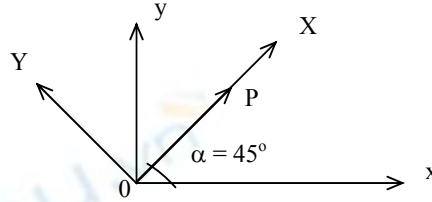
$$x^2 - 2 \cos \varphi .xy + y^2 - \frac{a^2}{2} \sin^2 \varphi = 0 \quad (14.4)$$

Chọn hệ trục mới :

OX theo phương OP,

OY thẳng góc với OP

Ta có :



H.29

$$X = x \cos \alpha + y \sin \alpha = \frac{\sqrt{2}}{2} (x + y)$$

$$= \frac{a}{2} [\cos \omega t + \cos (\omega t - \varphi)]$$

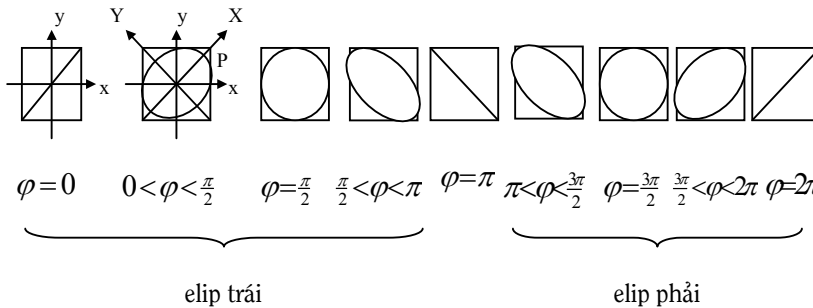
$$= a \cos \frac{\varphi}{2} \cos (\omega t - \frac{\varphi}{2})$$

$$Y = x \sin \alpha + y \cos \alpha = \frac{\sqrt{2}}{2} (-x + y)$$

$$= \frac{a}{2} [-\cos \omega t + \cos (\omega t - \varphi)] = a \sin \frac{\varphi}{2} \sin (\omega t - \frac{\varphi}{2})$$

Suy ra 
$$\frac{X^2}{a^2 \cos^2 \frac{\varphi}{2}} + \frac{Y^2}{a^2 \sin^2 \frac{\varphi}{2}} = 1 \quad (14.5)$$

Đây là phương trình của elip có hai trục OX và OY, nội tiếp trong một hình vuông có cạnh là  $a\sqrt{2}$ , các nửa trục của elip là  $a \cos \frac{\varphi}{2}$  và  $a \sin \frac{\varphi}{2}$ . Dạng của elip thay đổi theo trị số của  $\varphi$ , nghĩa là thay đổi theo vị trí của điểm M trên màn E.



Muốn xác định chiều của elip, ta xét :

$$y = B \cos(\omega t - \varphi)$$

$$\frac{dy}{dt} = -\omega B \sin(\omega t - \varphi)$$

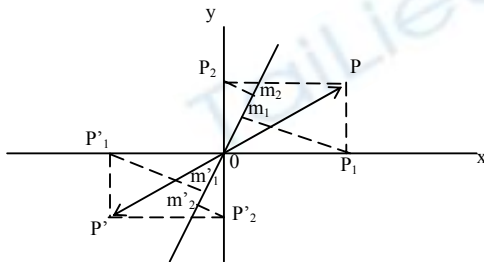
Tại P, ứng với  $t = 0, \dot{G}$

- Nếu  $\dot{G}$ , elip có chiều ngược chiều quay của kim đồng hồ, ta gọi là elip trái.
- Nếu  $\dot{G}$ , chiều của elip đồng chiều với chiều quay của kim đồng hồ, ta gọi là elip phải.

\* Nhận xét : tại các điểm trên màn E ứng với  $\varphi = k\pi$  ( $k = \text{số nguyên}$ ), ta có chấn động thẳng. Tại các điểm ứng với  $\varphi = (2k + 1)\frac{\pi}{2}$ , ta có chấn động tròn.

### SS.15. Khảo sát cường độ sáng của vân.

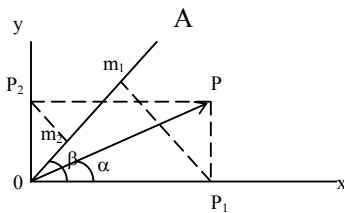
Tại mỗi điểm trên màn E, ta có sự hợp của hai chấn động vuông góc, cường độ sáng tại mọi điểm này bằng nhau, do đó không có vân giao thoa. Nhưng nếu ta quan sát màn E qua Nicol A thì lại thấy vân xuất hiện. Đó là vân giao thoa do sự hợp của hai thành phần  $om_1$  và  $om_2$  của các chấn động  $x$  và  $y$  chiếu xuống phương OA (phương chấn động cho bởi Nicol A).



H.30

Hệ thống vân rõ nhất khi ta có trường hợp  $om_1 = om_2$  (hai biên độ bằng nhau).

Ta nhắc lại, các phương trình chấn động sáng khi đến M là :



$$x = A \cos \omega t$$

$$y = B \cos (\omega t - \varphi)$$

$$\text{với } A = a \cos(\varphi), B = a \sin(\varphi)$$

Gọi  $\beta$  là góc hợp bởi OA và Ox

Các chấn động trên sau khi qua Nicol A là :

$$s_1 = A \cos \beta \cos \omega t$$

$$s_2 = B \sin \beta \cos(\omega t - \alpha)$$

Chấn động tổng hợp :

$$s = s_1 + s_2 = A \cos \beta \cos \omega t + B \sin \beta \cos(\omega t - \alpha)$$

$$s = (A \cos \beta + B \sin \beta \cos \alpha) \cos \omega t + B \sin \beta \sin \alpha \sin \omega t$$

Cường độ sáng là :

$$I = (A \cos \beta + B \sin \beta \cos \alpha)^2 + B^2 \sin^2 \beta \sin^2 \alpha$$

- Khai triển và thu gọn, ta có thể viết dưới 2 dạng :

$$\frac{I}{I_0} = \cos^2(\alpha - \beta) - \sin 2\alpha \cdot \sin 2\beta \cdot \sin^2 \frac{\varphi}{2} \quad (15.1)$$

$$\frac{I}{I_0} = \cos 2(\alpha + \beta) + \sin 2\alpha \cdot \sin 2\beta \cdot \cos^2 \frac{\varphi}{2} \quad (15.2)$$

trong đó  $I_0 = a^2$

Trong cả 2 công thức trên, số hạng thứ nhất không phụ thuộc (nghĩa là không tùy thuộc vị trí điểm quan sát M trên màn E. Các số hạng này biểu diễn độ sáng của nền. Trái lại, trong các số hạng thứ hai có chứa  $\varphi$ . Vậy sự thay đổi của cường độ I là do các số hạng này. Hệ thống vân rõ nhất khi nền đen, nghĩa là khi ta có  $\cos 2(\alpha - \beta) = 0$  hay  $\cos 2(\alpha + \beta) = 0$ .

Xét công thức 15.1 :  $\cos 2(\alpha - \beta) = 0$  ứng với  $2(\alpha - \beta) = 90^\circ$ . Đó là trường hợp OA và OP thẳng góc nhau (2 nicol thẳng góc).

Nếu  $\alpha = 45^\circ$  thì  $\beta = 135^\circ$  :  $\sin 2\alpha = 1$ ,  $\sin 2\beta = -1$

$$I = I_0 \sin^2 \frac{\varphi}{2}$$

Trong trường hợp này, ta quan sát thấy vân giữa tối

$$\left(\varphi = \frac{2\pi\delta}{\lambda} = 0, I = 0\right)$$

- Xét công thức 15.2 :  $\cos 2(\alpha + \beta) = 0$  ứng với  $2(\alpha + \beta) = 90^\circ$  (các phương OA và OP cùng nằm trong một góc phần tư hợp bởi các trục Ox, Oy).

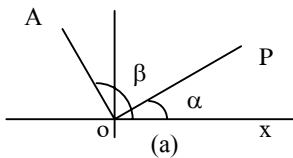
Nếu  $\alpha = 45^\circ$  thì  $\beta = 45^\circ$ ,  $\sin 2\alpha = \sin 2\beta = 1$  (hai nicol song song: OA // OP).

$$I = I_0 \cos^2 \frac{\varphi}{2}$$

Trong trường hợp này, ta quan sát thấy vân giữa sáng

$$(\varphi = 0, I = I_0)$$

Lưu ý : Hai công thức (15.1) và (15.2) tương đương với nhau. Để cho tiện, ta dùng công thức thứ nhất nếu OP và OA nằm trong hai góc phần tư khác nhau hợp bởi các trục Ox và Oy. Dùng công thức thứ hai nếu OA và OP cùng ở trong một góc phần tư.



H.32

