

7.

Oscilații și unde electromagnetice

7.1. Elementele circuitului de curent alternativ

7.1.1. Producerea tensiunii alternative

La rotirea unei bucle conductoare sau a unei bobine în câmpul magnetic (vezi experiența 6.3/3), între inelele colectoare apare o tensiune. Ea își schimbă polaritatea de două ori la fiecare rotație. **Tensiunea alternativă** produsă în generatorul centralei electrice are o frecvență $\nu=50$ Hz.

E *Experiența 7.1/1:* a) Aplicăm tensiunea alternativă pe plăcile deviatoare ale unui oscilograf catodic (v. fig. 5.3-39). b) Lăsăm să treacă un curent alternativ prin buclele unui oscilograf cu bucle (v. fig. 6.1-14).

Observație: Tensiunea alternativă și curentul alternativ prezintă o comportare sinusoidală.

Din legea inducției obținem teoretic caracteristica temporală a tensiunii. Pentru simplificare considerăm o singură buclă dreptunghiulară (fig. 7.1-1). Bucla se mișcă în întregime în câmpul omogen de intensitate \vec{B} . Unghiul φ dintre vectorul plan \vec{A} al buclei și inducția magnetică \vec{B} depinde de timp (fie $\varphi_0 = \frac{\pi}{2}$ pentru $t=0$). Pentru o mișcare circu-

lară uniformă (ω constant) avem $\varphi = \omega t + \frac{\pi}{2}$. Fluxul închis de buclă

$$\Phi = \vec{B} \cdot \vec{A} = BA \cos \left(\omega t + \frac{\pi}{2} \right) = -BA \sin \omega t$$

variază periodic.

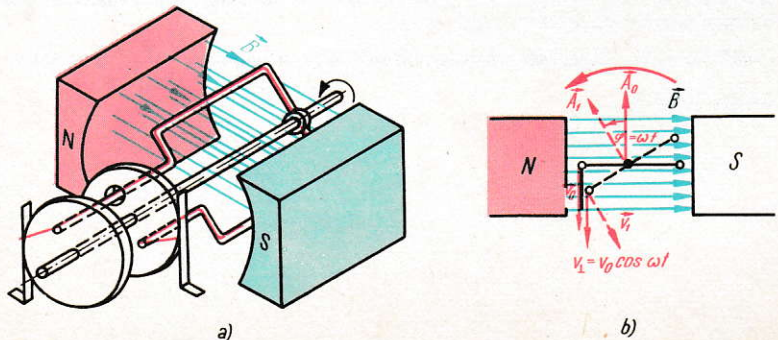


Fig. 7.1-1. Producerea unei tensiuni alternative prin rotirea unei bucle dreptunghiulare în câmpul magnetic.

Cu legea inducției $U_t = -n\dot{\Phi}$ obținem pentru forma tensiunii alternative în funcție de timp

$$U = nBA\omega \cos \omega t = U_0 \cos \omega t.$$

Tensiunea instantanee U ia periodic valori pozitive și negative. Valoarea ei maximă este tensiunea de vîrf

$$U_0 = nBA\omega.$$

Problema 7.1/1: Ce măsuri se pot lua pentru a produce în generator tensiune alternativă cu valori de vîrf mari?

O înțelegere aprofundată a fenomenelor în conductor o oferă formularea forței Lorentz $\vec{F} = Q \vec{v} \times \vec{B}$. Viteza conductorului perpendiculară pe \vec{B} este $v_{\perp} = v_0 \cos \omega t = \omega r \cos \omega t$. Ea variază periodic și odată cu ea forța $F = Qv_{\perp}B$ care acționează asupra sarcinilor conductorului $F = Q\omega r B \cos \omega t$.

Sub influența ei, electronii liberi execută oscilații forțate. Amplitudinea de oscilație a electronilor are ordinul de mărime $10^{-6}m$. Energia lor de oscilație se propagă în conductor sub forma unei unde longitudinale. Prin intermediul lor, energia se transmite de la centrală la consumator.

7.1.2. Puterea curentului alternativ

Mișcarea periodică a electronilor o observăm ca un curent alternativ de intensitate I . Variația ei temporală o putem vizualiza cu ajutorul oscilografului magnetic cu bucle (v. fig. 6.1-13).

Dacă la capetele unei rezistențe se aplică tensiunea $U = U_0 \cos \omega t$, iar intensitatea este în orice moment proporțională cu tensiunea respectivă, atunci ea se numește **rezistență ohmică**. (Vom vedea mai târziu că în condensatoare și bobine, legea lui Ohm nu este valabilă pentru valorile instantanee ale tensiunii și intensității.)

În rezistențele ohmice, $I = \frac{U}{R}$ cu $U = U_0 \cos \omega t$ dă pentru variația intensității cu timpul $I = I_0 \cos \omega t$. Valoarea ei de vîrf $I_0 = \frac{U_0}{R}$ se atinge odată cu cea a tensiunii (fig. 7.1-2).

Variația în fază a lui I și U se poate reprezenta deosebit de bine aplicînd diagrama vectorială (vezi 3.2.1, b). Vectorii tensiunii U și intensității I se rotesc împreună cu pulsația ω . Proiecția lor pe axa orizontală dă valoarea corespunzătoare a mărimii (fig. 7.1-3).

Puterea $P_{el} = UI$ a curentului alternativ este în cazul rezistenței ohmice

$$P_{el} = U_0 I_0 \cos^2 \omega t.$$

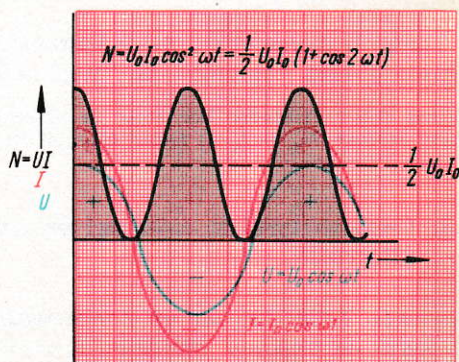


Fig. 7.1-2. Caracteristica temporală a tensiunii U , a intensității I și a puterii N a curentului alternativ.

Ea oscilează cu variația lui U și I (vezi fig. 7.1-2). Ea își atinge valoare maximă $P_0 = U_0 I_0$ de două ori într-o perioadă T . Aceasta se vede înlocuind conform teoremei de adunare,

$$\cos^2 \alpha = \frac{1}{2} (1 + \cos 2\alpha) \text{ în } P_0 = U_0 I_0 \cos^2 \omega t.$$

Expresia

$$P_{el} = \frac{1}{2} U_0 I_0 + \frac{1}{2} U_0 I_0 \cos 2\omega t$$

arată că puterea fluctuează cu frecvența 2ω în jurul valorii medii

$$P_m = \frac{1}{2} U_0 I_0.$$

Această putere medie poate fi pusă la baza calculului lucrului $W_{el} = \frac{1}{2} U_0 I_0 t$ efectuat de curentul alternativ în timpul t .

P | Problema 7.1/2: Calculați lucrul curentului alternativ într-o perioadă T , integrând: $W = \int P dt$.

Pentru a cuprinde puterea curentului alternativ, se introduc valorile efective ale tensiunii și intensității. Prin aceasta se înțelege tensiunea și intensitatea curentului continuu a cărui putere este egală cu puterea medie a curentului alternativ:

$$P_m = U_{ef} I_{ef}.$$

Legătura dintre valorile efective și valorile de vîrf rezultă din

$$P_m = \frac{1}{2} R I_0^2 = R I_{ef}^2; \quad I_{ef} \sqrt{2} = I_0 \quad \text{și} \quad U_{ef} \sqrt{2} = U_0.$$

Toate instrumentele de măsurare pentru curent alternativ și tensiune alternativă sînt etalonate pe valori efective.

P | Problema 7.1/3: Printr-un bec trece la $U_{ef} = 220$ V intensitatea $I_{ef} = 120$ mA. Calculați valorile de vîrf U_0 și I_0 și lucrul efectuat în 3 h.

7.1.3. Condensatorul în circuitul de curent alternativ

E | Experiența 7.1/2: Legăm un condensator a) la o sursă de tensiune continuă, b) la o tensiune continuă prin intermediul unui inversor de polaritate (figura 7.1-4) și c) la o sursă de tensiune alternativă.

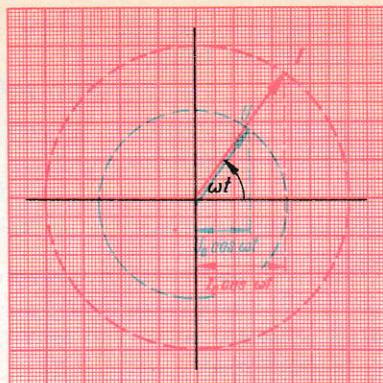


Fig. 7.1-3. Vectorii tensiunii U și intensității I se rotesc în fază, cu viteza unghiulară $\omega = 2\pi v$.

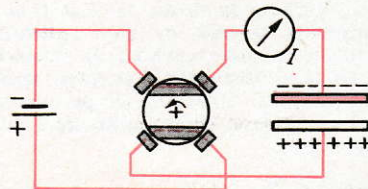


Fig. 7.1-4. La schimbarea polarității datorită inversorului rotitor, prin conexiunile condensatorului trece un curent de descărcare și încărcare.

Observație: a) La închiderea circuitului, acul ampermetrului deviază scurt și revine apoi la zero. În circuitul de curent continuu, condensatorul are o rezistență infinit mare.

b) La inversarea polarității se observă de fiecare dată o deviație scurtă în sens invers ca mai înainte. Dacă polaritatea se schimbă periodic, atunci instrumentul (de curent alternativ) indică un curent alternativ a cărui intensitate crește cu creșterea frecvenței.

c) În circuitul de curent alternativ, prin conexiunile condensatorului circulă un curent alternativ. Condensatorul are o rezistență finită $\frac{U_{ef}}{I_{ef}}$.

Experiența 7.1/3: Variem tensiunea alternativă aplicată condensatorului și măsurăm intensitatea I_{ef} în conexiuni. E

Rezultat: Rezistența $R_C = \frac{U_{ef}}{I_{ef}}$ a unui condensator în circuitul de curent alternativ este constantă.

Rezistența condensatorului se numește **reactanță capacitivă**. Interpretarea curentului printr-un proces de încărcare și descărcare a condensatorului duce la presupunerea că R_c depinde de capacitatea sa și de frecvența tensiunii alternative.

Experiența 7.1/4: În dispozitivul experienței 7.1/3 legăm în circuit condensatori de diferite capacități C . Apoi, la capacitate fixă, cu ajutorul unui generator de frecvență variem frecvența ν a tensiunii. E

Problema 7.1/4: Evaluați următoarea serie de măsurători în care s-a variat capacitatea C la $\nu=50$ Hz și $U_{ef}=20$ V: P

C (μF)	0,5	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0
I_{ef} (mA)	3,1	6,3	9,3	12,4	15,6	18,7

Rezultate: Reactanța capacitivă R_c este invers proporțională cu capacitatea C dacă frecvența ν este constantă. La C constant, R_c este invers proporțional cu frecvența ν . Rezumind se obține $R_C \sim \frac{1}{\nu C}$.

Problema 7.1/5: Din seria de măsurători dată determinați factorul de proporționalitate. P

Să deducem rezultatul și pe cale teoretică: Înlocuim ecuația tensiunii alternative $U=U_0 \cos \omega t$ în legea condensatorului $Q=CU$: $Q=CU_0 \cos \omega t$. Cu $\dot{Q}=I$ obținem de aici intensitatea $I=-CU_0\omega \sin \omega t$ în conexiuni. Ea are o formă sinusoidală, iar valoarea ei maximă este $I_0=U_0C\omega$.
De aici rezultă

$$R_C = \frac{U_{ef}}{I_{ef}} = \frac{U_0}{I_0} = \frac{1}{\omega C}$$

Reactanța capacitivă a unui condensator este $R_C = \frac{1}{2\pi\nu C} = \frac{1}{\omega C}$.

Problema 7.1/6: Calculați reactanța capacitivă: 1) pentru $\nu=50$ Hz și a) $C_1=500$ pF, b) $C_2=20$ nF, c) $C_3=12$ μF și 2, pentru a) $\nu_1=400$ Hz, b) $\nu_2=3$ kHz, c) $\nu_3=1,8$ MHz. P

Problema 7.1/7: Capacitatea unui condensator se poate determina, măsurând rezistența sa într-un circuit de curent alternativ de frecvență cunoscută. Calculați C din următoarele rezultate de măsurătoare: a) $\nu=50$ Hz, $U_{ef}=6,3$ V, $I_{ef}=2,2$ mA; b) $\nu=50$ Hz, $U_{ef}=200$ V, $I_{ef}=0,8$ mA.

P Problema 7.1/8: Reprezentați pentru condensatorul $C=10 \mu\text{F}$ dependența reactanței de frecvență.

Reprezentăm grafic tensiunea $U=U_0 \cos \omega t$ și intensitatea $I=I_0 \sin \omega t$ în funcție de timp (fig. 7.1-5 a). Se observă o deplasare a curbelor cu $\Delta t = \frac{T}{4}$. Deosebit de clar

se vede în diagrama vectorială (fig. 7.1-5 b) că intensitatea I este defazată cu $\Delta\varphi = \frac{\pi}{2}$ înaintea tensiunii U . Această **diferență de fază** $\Delta\varphi$ se poate vizualiza experimental cu un oscilograf cu două bucle sau catodic (cu comutator).

7.1.4. Bobina în circuitul de curent alternativ

E **Experiența 7.1/5:** Legăm o bobină succesiv

într-un circuit de curent continuu și unul alternativ. Măsurăm I_{ef} și U_{ef} și îi determinăm rezistența. Introducem în bobină un miez de fier (fig. 7.1-6).

Rezultat: Rezistența unei bobine în curent continuu este mică. Ea nu se modifică la introducerea unui miez de fier. Rezistența bobinei în curent alternativ este mai mare decât rezistența în curent continuu. Ea crește apreciabil la introducerea miezului.

Această creștere se poate explica prin rezistența pe care o opune bobina față de variații ale intensității curentului, adică prin autoinducție. Rezistența suplimentară a unei bobine, care apare în circuitul de curent alternativ se numește de aceea **reactanță inductivă** R_L . Din interpretarea apariției ei presupunem că mărimea ei depinde de inductanța L a bobinei și de frecvența ν a tensiunii alternative.

Să deducem mărimea reactanței inductive R_L pe cale teoretică: Considerăm o bobină ideală a cărei rezistență în curent continuu este nulă. Atunci nu se produce nici o cădere de tensiune ohmică, iar contratensiunea indusă $U_i = -L\dot{I}$ (v. 6.3.3) este egală și opusă tensiunii $U=U_0 \cos \omega t$ aplicată din exterior.

Rezultă $\dot{I} = \frac{1}{L} U_0 \cos \omega t$, iar prin integrare $I = \frac{1}{L\omega} U_0 \sin \omega t$. Intensitatea $I=I_0 \sin \omega t$ are formă sinusoidală și posedă valoarea de vîrf $I_0 = \frac{1}{L\omega} U_0$.

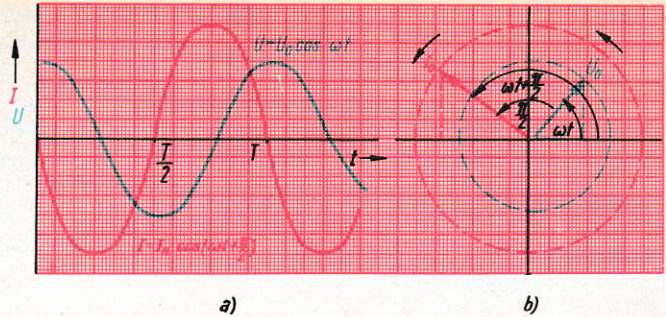
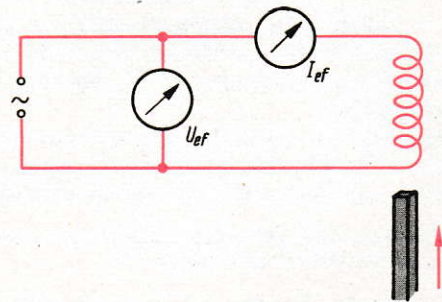


Fig. 7.1-5. În circuitul de curent alternativ, intensitatea curentului I în conexiunile condensatorului este avansată cu $\Delta\varphi = +\frac{\pi}{2}$ față de tensiunea U între armături.

Fig. 7.1-6. În circuitul de curent alternativ, bobina posedă o rezistență suplimentară care este mult mărită la introducerea unui miez de fier.



Observăm că la inductanță L fixă și frecvență ν constantă, rezistența $\frac{U_0}{I_0} = \frac{U_{ef}}{I_{ef}}$ este constantă. Deci pentru o bobină ideală, în circuitul de curent alternativ, legea lui Ohm este valabilă pentru valorile maxime și efective.

Reactanța inductivă a unei bobine este $R_L = \omega L = 2\pi\nu L$.

Dinre lația $L = \mu\mu_0 \frac{n^2 A}{l}$ (v. 6.3.3) se recunoaște dependența reactanței inductive de dimensiunile bobinei și ale miezului de fier.

Problema 7.1/9: Pentru bobina ($n=340$, $d=8$ cm, $l=60$ cm) bobinată din sirmă de cupru ($d_1=1,2$ mm) calculați rezistența ohmică și reactanța inductivă la a) $\nu_1=50$ Hz, b) $\nu_2=4,8$ kHz și c) $\nu_3=1,2$ MHz.

Problema 7.1/10: Pentru a obține inductanța L a unei bobine se determină rezistența în curent alternativ din $U_{ef}=12$ V și $I_{ef}=38$ mA la o frecvență $\nu=300$ Hz.

Problema 7.1/11: Cunoscând toate celelalte mărimi, din inductanța L se poate obține permeabilitatea absolută μ_0 . Determinați-o dacă în bobina ($n=930$, $A=10,8$ cm², $l=36$ cm, $\mu=1$) se măsoară intensitatea $I_{ef}=250$ mA la $\nu=350$ Hz și $U_{ef}=1,8$ V.

Reprezentăm tensiunea aplicată $U = U_0 \cos \omega t$ și intensitatea $I = I_0 \sin \omega t = I_0 \cos \left(\omega t - \frac{\pi}{2} \right)$ într-o diagramă. Și la reactanța inductivă apare o diferență de fază, curentul prin bobină este defazat cu $\frac{\pi}{2}$ în urma tensiunii aplicate (fig. 7.1-7). Dacă stabilim diferența de

fază ca $\Delta\varphi = \varphi_I - \varphi_U$, atunci la bobină $\Delta\varphi = -\frac{\pi}{2}$, iar la condensator $\Delta\varphi = +\frac{\pi}{2}$.

Ca și la condensator, diferența de fază $\Delta\varphi$ între intensitatea și tensiunea în bobină se poate demonstra experimental cu ajutorul unui oscilograf.

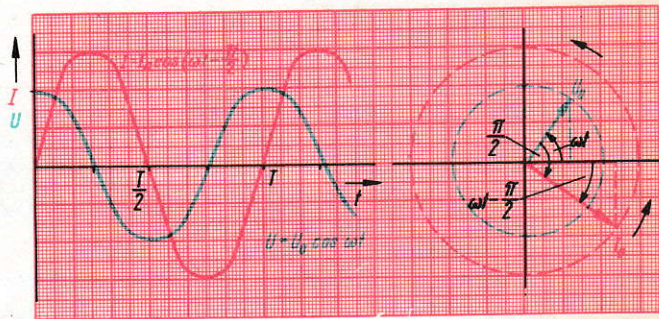


Fig. 7.1-7. Caracteristica intensității curentului prin bobină este deplasată cu $\Delta\varphi = -\frac{\pi}{2}$ față de caracteristica tensiunii între capetele bobinei.

7.1.5. Circuite de rezonanță

a) Circuitul serie

Experiența 7.1/6: Într-un circuit alternativ legăm în serie o rezistență ohmică R , o reactanță capacitivă R_C și o reactanță inductivă R_L . Șuntăm bobina (condensatorul) și măsurăm astfel tensiunea și intensitatea (fig. 7.1-8).

Observație: Contrar așteptărilor, rezistența totală $R_t = \frac{U_{ef}}{I_{ef}}$ a circuitului crește la scurtcircuitarea bobinei sau a condensatorului. Se vede atunci că într-un montaj serie, reactanțele R_C și R_L se anulează parțial.

E **Experiența 7.1/7:** Tensiunea alternativă aplicată circuitului serie (fig. 7.1-8) o luăm de la un generator de tensiune alternativă de frecvență variabilă și mărim frecvența. Măsurăm U_{ef} și I_{ef} .

Rezultat: Rezistența $R_t = \frac{U_{ef}}{I_{ef}}$ a circuitului scade cu creșterea frecvenței, are o valoare minimă la o frecvență ν_0 și crește apoi iarăși. Rezistența minimă R_{t0} este egală cu rezistența ohmică R a circuitului. Pentru această frecvență, reactanța inductivă și reactanța capacitivă se anulează tocmai. R_L crește cu creșterea frecvenței, în timp ce R_C scade. Pentru ν_0 ele trebuie să aibă aceeași valoare $\omega_0 L = \frac{1}{\omega_0 C}$.

Din această egalitate a valorilor putem determina dependența frecvenței ν_0 de capacitatea C și inductanța L a circuitului:

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad \text{și} \quad \nu_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}.$$

Pentru această frecvență, circuitul manifestă o rezistență deosebit de mică, dintr-un amestec de frecvențe, trecerea ei este preferată. De aceea, circuitul se mai numește *lanț de filtre*. Dacă intercalăm lămpi cu luminescență pentru indicarea tensiunii, atunci lămpile de la bornele bobinei și condensatorului se luminează în apropierea frecvenței ν_0 , în timp ce tensiunea totală nu este suficientă pentru aprinderea celei de a treia lămpi (fig. 7.1-9). Tensiunile parțiale sînt deci mai mari decît tensiunea totală.

P **Problema 7.1/12:** Calculați tensiunile parțiale pe rezistența ohmică ($R=25 \Omega$), condensatorul ($C=12 \mu\text{F}$) și bobina ($L=0,8 \text{ H}$) legate în serie și parcurse de un curent alternativ ($I_{ef}=0,12 \text{ A}$, $\nu=50 \text{ Hz}$).

Deoarece la frecvența ν_0 , tensiunile manifestă o comportare ca la rezonanță, circuitul serie se mai numește **circuit rezonant de tensiune**.

Frecvența de rezonanță a unui circuit serie este $\nu_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$.

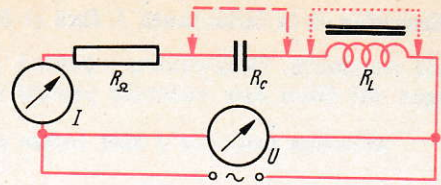


Fig. 7.1-8. Rezistența unui circuit serie în curent alternativ crește la scurtcircuitarea condensatorului sau a bobinei.

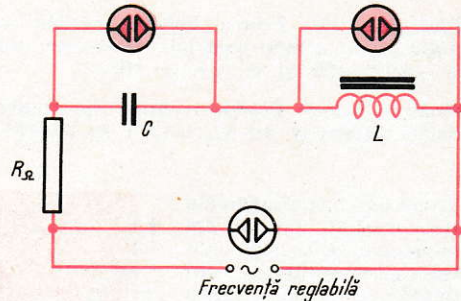


Fig. 7.1-9. Lămpile cu luminescență demonstrează că în cazul rezonanței, tensiunile individuale pe condensator și pe bobină sînt mai ridicate decît tensiunea totală aplicată.

Problema 7.1/13: O bobină lungă ($n=340$, $l=60$ cm, $d=8$ cm) se leagă în serie cu un condensator $C=0,1 \mu\text{F}$ și o rezistență ohmică $R=200 \Omega$. Calculați frecvența de rezonanță.

Problema 7.1/14: Pentru determinarea inductanței unei bobine, ea se leagă în serie cu un condensator $C=1,2 \mu\text{F}$ și o rezistență ohmică $R=50 \Omega$. Se obține frecvența de rezonanță $\nu_0=710$ Hz. Pentru ν_0 și $U_{ef}=5$ V calculați intensitatea I_{ef} a circuitului și valorile maxime ale tensiunilor U_L și U_C .

Problema 7.1/15: Studiați comportarea circuitului pentru $\omega \rightarrow 0$ și $\omega \rightarrow \infty$.

b) Circuitul derivat

Experiența 7.1/8: După o rezistență ohmică legăm o bobină în paralel cu un condensator (fig. 7.1-10). a) Scoatem un element. b) Variem frecvența tensiunii alternative aplicate.

Rezultate: a) La scoaterea condensatorului (sau a bobinei), rezistența R_t a circuitului se micșorează, contrar așteptărilor. Se vede de aici că la legarea în derivație, conductivitățile bobinei și condensatorului se anulează parțial (conductivitatea: inversul rezistenței).

b) Conductivitatea circuitului scade pe măsura creșterii frecvenței, are o valoare minimă la o anumită frecvență ν_0 și apoi crește iarăși.

Din egalitatea valorilor $\frac{1}{R_C}$ și $\frac{1}{R_L}$ rezultă $\nu_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$. Circuitul nu prea va permite trecerea acestei frecvențe și de aceea, el se numește *circuit-dop* (sau de blocare).

Becurile intercalate în circuit indică intensitatea (fig. 7.1-11). În apropierea frecvenței ν_0 , becurile din ramura condensatorului și din ramura bobinei luminează intens, în timp ce becul din circuitul global luminează doar foarte slab. Avem de-a face cu un fenomen de rezonanță a intensității, de aceea circuitul se numește **circuit rezonant de curent**.

Interpretare: Pe cele două ramuri ale montajului derivat se află aceeași tensiune U . În circuitul condensatorului, intensitatea este în avans cu $\frac{\pi}{2}$, în timp

ce în bobină ea este în urmă cu $\frac{\pi}{2}$. Astfel, deplasările de sarcină se completează în cele două ramuri. Electronii oscilează cu amplitudine mare în acest circuit, în timp ce în conexiuni mișcările sînt mult mai reduse.

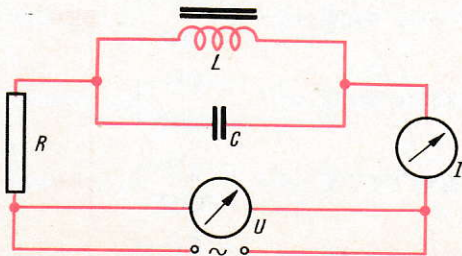


Fig. 7.1-10. Rezistența circuitului derivat scade cînd se scoate bobina sau condensatorul.

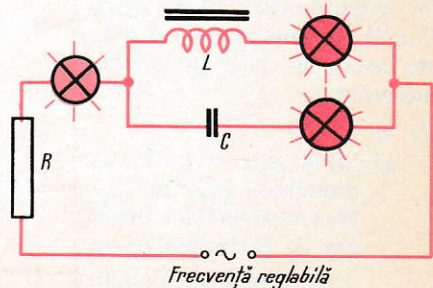


Fig. 7.1-11. Becurile demonstrează că în cazul rezonanței, curentul individual în derivații este mai intens decît curentul total.

Frecvența de rezonanță a circuitului derivat este $\nu_c = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$.

P | Problema 7.1/16: Calculați frecvența de rezonanță pentru circuitul dop compus din $L = 50$ mH, $C = 2 \mu\text{F}$ și $R = 20 \Omega$.

7.2. Oscilații și unde electrice

7.2.1. Circuitul electric oscilant

Fenomenele de rezonanță în circuitul derivat și serie arată că fiecare circuit posedă o *frecvență proprie*. În cazul rezonanței, frecvența excitatoare coincide tocmai cu această frecvență proprie (vezi 3.2.2).

Vom cerceta acum dacă într-un circuit format din condensator și bobină pot apare și oscilații libere.

E | *Experiența 7.2/1:* Încărcăm periodic condensatorul unui circuit cu capacitatea C și inductanța L și privim descărcarea pe ecranul unui oscilograf (fig. 7.2-1). *Observație:* Fasciculul catodic descrie curba unei oscilații amortizate (v. 3.1.5).

Tensiunea pe condensator nu scade pur și simplu la zero, ci păstrează forma sinusoidală pe măsura micșorării amplitudinii.

În circuitul compus din condensator și bobină are loc o oscilație electrică liberă. De aceea, el se numește circuit electric oscilant.

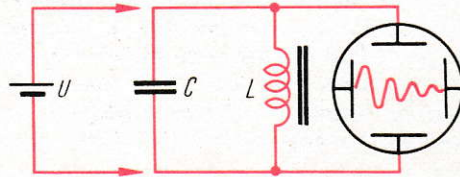


Fig. 7.2-1. La descărcarea unui condensator printr-o bobină, tensiunea are forma unei oscilații amortizate.

Fenomenele din circuitul oscilant se pot compara cu cele ale unei oscilații mecanice. Confruntăm oscilația electrică cu oscilația unei sfere între două resorturi elicoidale (experiența 3.1/5) (fig. 7.2-2) și comparăm stările de oscilație la următoarele momente:

a) t_0

α) Sfera este deviată la elongație maximă s_0 . Resortul conține energia de întindere $E_{in} = \frac{1}{2}ks_0^2$, sfera nu posedă nici o energie cinetică.

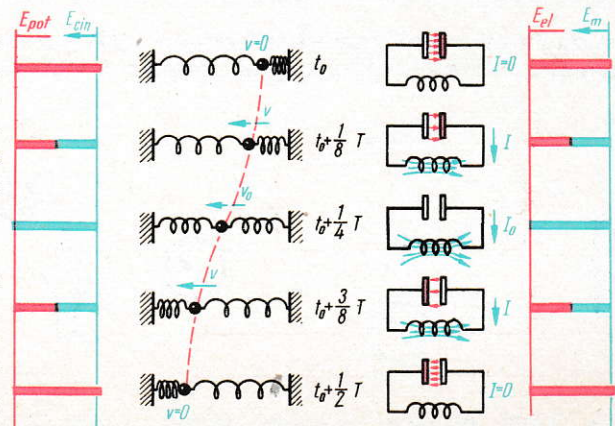


Fig. 7.2-2. Confruntare între oscilația mecanică și electrică

- β) Condensatorul este încărcat la întreaga tensiune U_0 . Cîmpul său conține energia $E_{el} = \frac{1}{2} CU_0^2$. Nu se deplasează încă sarcini, energia magnetică este nulă.
- b) $t_0 + \frac{1}{8} T$.
- α) Sfera se întoarce cu viteză v crescîndă înapoi spre poziția de repaus. Ea cîștigă energie cinetică, în timp ce energia de întindere scade: $E_c + E_{in} = const$.
- β) Condensatorul se descarcă prin bobină cu intensitate de curent crescîndă. Energia magnetică a cîmpului bobinei crește, în timp ce cea electrică a condensatorului scade: $E_{el} + E_m = const$.
- c) $t_0 + \frac{1}{4} T$.
- α) Sfera a revenit și trece cu viteză maximă v_0 prin poziția de repaus. Energia ei cinetică este $E_c = \frac{1}{2} mv_0^2$. Nu există nici o energie de întindere.
- β) Condensatorul s-a descărcat complet și nu mai posedă energie. Curentul de descărcare și-a atins intensitatea maximă I_0 . Cîmpul bobinei conține energia magnetică $E_m = \frac{1}{2} LI_0^2$.
- d) $t_0 + \frac{3}{8} T$.
- α) Inerția sferei o împinge dincolo, de partea cealaltă a poziției de repaus. Dar viteza și energia ei cinetică scad. Energia de întindere crește din nou.
- β) Inductanța bobinei determină continuarea trecerii curentului, dincolo de echipartiția sarcinilor. Intensitatea și energia magnetică scad. Condensatorul se încarcă cu polaritate opusă și cîștigă energie electrică.
- e) $t_0 + \frac{1}{2} T$.
- α) Sfera este deviată complet de partea cealaltă. Dacă n-au apărut pierderi, elongația este din nou s_0 și deci s-a atins din nou energia inițială $E_{in} = \frac{1}{2} ks_0^2$.
- β) Condensatorul s-a încărcat în sens invers. Dacă n-au apărut pierderi, el are aceeași tensiune U_0 și a atins deci energia inițială $E_{el} = \frac{1}{2} CU_0^2$.

Acum procesul se repetă în sens invers.

În circuitul electric oscilant are loc periodic o transformare de energie între formele de energie electrică și magnetică.

Problema 7.2/1: Confrunțați mărimile analoge la comparația sistemului mecanic cu cel electric. | P

Să studiem dependența frecvenței proprii a circuitului oscilant de capacitatea C și inductanța L .

E *Experiența 7.2/2:* În dispozitivul experienței 7.2/1 variem capacitatea C (și apoi inductanța L).

- În imaginea de pe oscilograf măsurăm variația corespunzătoare a oscilației prin comparare cu perioada $T=0,02$ s a tensiunii alternative a rețelei.
- Cu un înregistrator dublu înregistrăm urmele datorită tensiunii circuitului oscilant și alături datorită tensiunii alternative a rețelei.

Rezultate: Perioada de oscilație a circuitului oscilant este proporțională cu \sqrt{C} dacă inductanța este constantă. Ea este proporțională cu \sqrt{L} când capacitatea este constantă, deci este valabil $T \sim \sqrt{LC}$. Experiența dă pentru factorul de proporționalitate o valoare aproximativ egală cu valoarea 2π găsită teoretic.

Perioada de oscilație a circuitului electric oscilant este $T=2\pi\sqrt{LC}$, iar frecvența sa proprie este $\nu = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$ (ecuația lui Thomson).

Frecvența proprie a circuitului oscilant coincide cu frecvența de rezonanță la excitație forțată în circuitul de curent alternativ (v. 7.1.5).

Observație: Ecuația lui Thomson este strict valabilă numai pentru cazul oscilației neamortizate a circuitului.

Ecuația perioadei de oscilație se poate deduce teoretic din legea conservării energiei $E_{el} + E_m = \text{const.}$ aplicată oscilației circuitului. Prin derivarea expresiei $\frac{1}{2} LI^2 + \frac{1}{2} CU^2 = \text{const.}$ în raport cu timpul se elimină energia totală constantă care determină cazul individual, dar nu și forma generală a mișcării: $LI\dot{I} + CU\dot{U} = 0$. Din legea condensatorului $Q = CU$ și definiția intensității $I = \dot{Q}$ rezultă pentru tensiunea pe condensator ecuația diferențială $LC\ddot{U} + U = 0$. Ea se rezolvă în ipoteza unei tensiuni periodice $U = U_0 \cos \omega t$ unde U_0 este tensiunea inițială pentru $t=0$. Înlocuind în ecuația diferențială, rezultă $(LC\omega^2 - 1) \cos \omega t = 0$. Cum ecuația trebuie satisfăcută la orice timp t , trebuie ca $LC\omega^2 - 1 = 0$. De aici rezultă pulsația $\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}$, iar cu $\omega = \frac{2\pi}{T}$ perioada $T = 2\pi\sqrt{LC}$ de oscilație a circuitului oscilant electric.

Problema se poate formula și pornind de la tensiuni. În circuitul închis trebuie ca în orice moment, suma căderilor de tensiune pe condensator $U_C = \frac{1}{C} Q$ și pe bobină $U_L = -U_i = LI\dot{I}$ să fie nulă: $\frac{1}{C} Q + LI\dot{I} = 0$.

De aci se ajunge la aceeași ecuație diferențială.

P *Problema 7.2/2:* Se formează un circuit oscilant dintr-un condensator cu $C = 2 \mu\text{F}$ și o bobină cu $L = 9,5 \text{ mH}$. Calculați perioada oscilației T și frecvența ν .

Problema 7.2/3: Din perioada oscilației $T = 2,8 \cdot 10^{-3} \text{ s}$ și capacitatea $C = 0,5 \mu\text{F}$ a circuitului să se determine inductanța bobinei.

7.2.2. Producerea oscilațiilor neamortizate

Oscilația electrică a unui circuit este amortizată pentru că o parte din energie este cedată exteriorului sub formă de căldură generată de rezistența ohmică. Pentru a dezamortiza oscilația trebuie să compensăm pierderea de energie printr-o alimentare cu energie din exterior. Trebuie însă aranjat în așa fel ca această alimentare cu energie să se facă periodic și exact la momentul potrivit.

În 3.2.2 am făcut cunoștință cu sisteme mecanice în care oscilatorul își regla singur, prin reacție, alimentarea de energie dintr-un rezervor (vezi experiența 3.2/7). Printr-o asemenea reacție vrem să producem oscilații electrice neamortizate. Pentru aceasta avem nevoie de un comutator care poate fi deschis sau închis prin influență electrică. Asemenea comutatoare ne stau la dispoziție prin triodă, în care tensiunea de grilă comandă curentul de electroni, și prin tranzistor unde curentul bazei I_B comandă curentul colectorului I_C .

a) Montajul de reacțiune după Meissner

Experiența 7.2/3: Legăm circuitul oscilant în a) circuitul anodic al unei triode și b) circuitul colectorului unui tranzistor (fig. 7.2-3). De bobina circuitului oscilant cuplăm inductiv o a doua bobină legată a) la grilă, b) la bază.

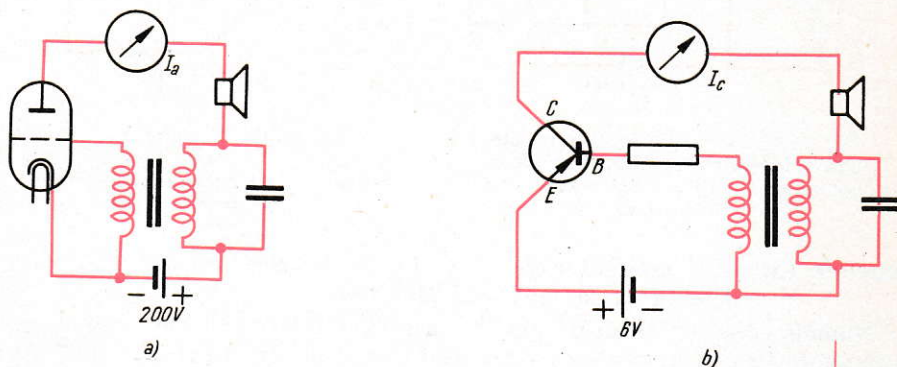


Fig. 7.2-3. Montaj de reacțiune după Meissner pentru producerea oscilațiilor electrice neamortizate: a) cu tubul electronic, b) cu tranzistorul.

Observație: Circuitul oscilant execută oscilații neamortizate.

Interpretare: Bobina din circuitul de grilă este cuplată inductiv cu bobina din circuitul oscilant, adică ea este străbătută de cîmpul magnetic al acesteia, care oscilează periodic (miez de fier comun). Variația cîmpului magnetic din bobina circuitului oscilant induce o tensiune în bobina de grilă. Aceasta se aplică grilei și determină deci o fluctuație a curentului anodic cu frecvența circuitului oscilant. La polaritate corectă a bobinei de grilă se obține o alimentare de energie periodică acordată corect pentru circuitul oscilant.

Pentru frecvențe mici ($\nu \approx 2$ Hz) oscilațiile se pot demonstra prin mișcarea acului indicator al unui ampermetru din ramura condensatorului. Pentru frecvențe $20 \text{ Hz} < \nu < 15\,000 \text{ Hz}$, ele se pot face audibile prin intermediul unui difuzor (vezi schița de montaj). Oscilațiile de frecvență mai înaltă se detectează cu ajutorul oscilografului. Acest montaj de reacțiune a fost realizat de A. Meissner în 1913.

b) Montajul în trei puncte

- E** *Experiența 7.2/4:* O bobină cu derivație la mijloc se folosește conform fig. 7.2-4 simultan ca bobină a circuitului oscilant și ca bobină de grilă. Pentru a separa tensiunea anodică continuă de pe grilă, intercalăm în fața grilei un condensator (de blocare). El are o rezistență foarte mare pentru tensiunea continuă și foarte mică pentru tensiunea alternativă de comandă. Pentru ca grila să nu se încarce negativ datorită electronilor care cad pe ea și să blocheze astfel tubul, între grilă și catod se intercalează o rezistență (de fugă).

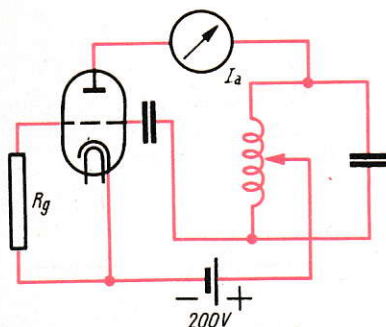


Fig. 7.2-4. La montaj în trei puncte, bobina îndeplinește o funcție dublă: ca bobină de circuit oscilant și ca bobină de reacție.

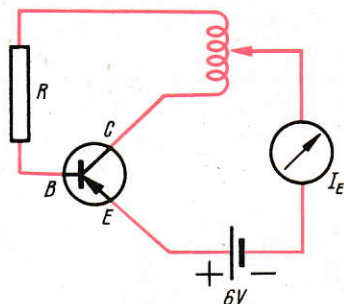


Fig. 7.2-5. Condensatorul circuitului oscilant poate fi scos în scopul obținerii unor frecvențe mai înalte.

Observație: Circuitul oscilant execută oscilații electrice neamortizate care se pot detecta ca la montajul Meissner.

Numele acestui montaj provine de la cele trei derivații ale bobinei. El se poate simplifica prin scoaterea condensatorului din circuitul oscilant. Atunci capacitatea bobinei (!) și cea a tubului (respectiv a tranzistorului) formează capacitatea circuitului oscilant (fig. 7.2-5). Prin această micșorare a capacității se realizează frecvențe ridicate. Dacă se mai micșorează și inductanța luând în locul bobinei o singură spiră, atunci se obține un circuit oscilant pentru frecvențe maxime ($\nu \approx 10^8$ Hz) (fig. 7.2-6).

Detecția oscilațiilor electrice de înaltă frecvență se face cel mai simplu cu un circuit de rezonanță (fig. 7.2-7). Acesta se cuplează inductiv la circuitul oscilant și se variază capacitatea condensatorului reglabil pînă se realizează rezonanța.

Dacă reprezentăm grafic deviațiile acului indicator al unui instrument de măsurare legat la bornele condensatorului printr-un redresor, în funcție de

capacitatea C (și deci de frecvența ν), atunci rezultă curbe ca acelea pe care le-am cunoscut la rezonanța sistemelor mecanice cuplate (vezi fig. 3.2-9).

Pentru frecvențele maxime, circuitul de acord nu mai constă decât dintr-un condensator reglabil și o buclă în care se intercalează un bec pentru detecția rezonanței.

Cu ajutorul circuitului rezonant se poate obține frecvența circuitului oscilant a cărui capacitate și inductanță nu sînt determinabile. După potrivirea circuitului de detecție la rezonanță unde se poate determina inductanța sa L și capacitatea sa C , din ecuația lui Thomson se obține frecvența sa proprie

$$\nu = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$$

care este egală cu frecvența circuitului oscilant primar.

Oscilațiile electrice de înaltă frecvență își găsesc aplicație în medicină (încălzire în interiorul corpului prin curenți induși, de înaltă frecvență), în tehnică (producerea sunetelor, încălzire și uscare de ex. a cristalelor, călire)

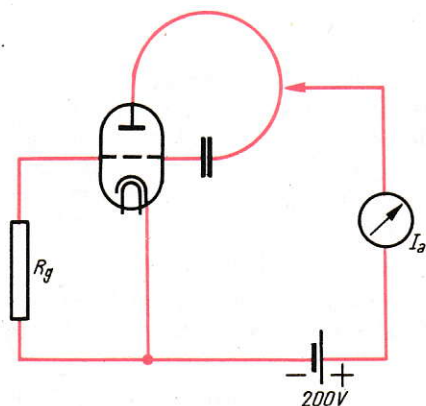


Fig. 7.2-6. La montajul în trei puncte, pentru frecvențe maxime, bobina numai constă decât dintr-o singură spirală.

și mai ales în tehnica telecomunicațiilor (producerea frecvențelor purtătoare pentru radiodifuziune, telegrafie și telefonie, televiziune).

7.2.3. Dipolul electric

Experiența 7.2/5: Intercalăm mai multe becuri în bucla unui circuit de detecție pentru oscilații electrice de înaltă frecvență. Îl cuplăm inductiv de un emițător de înaltă frecvență și îl acordăm la rezonanță. Urmărim conturul buclei cu o lampă cu luminescență.

Observație: La capetele buclei, lampa luminează intens, iar la mijloc deloc. Becul din mijloc se aprinde mai tare decât cele dinspre capete (fig. 7.2-8).

Lampa cu luminescență demonstrează apariția unor tensiuni alternative. La capetele buclei apar tensiuni ridicate, în timp ce în centru există un punct fără tensiune. Becurile sînt indicatoare pentru intensitatea curentului care cir-

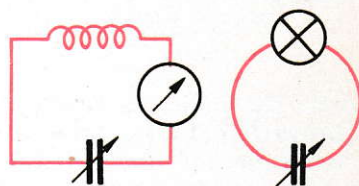


Fig. 7.2-7. Circuite de detecție acordabile pentru frecvențe înalte, ultraînalte și maxime.

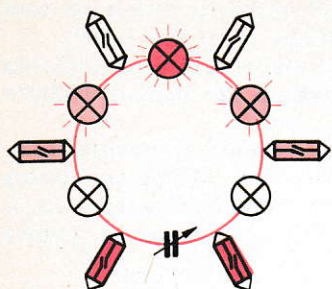


Fig. 7.2-8. Studiul, cu ajutorul becurilor și lămpilor cu luminescență, a distribuției de tensiune și curent pe circuitul de rezonanță cuplat și acordat.

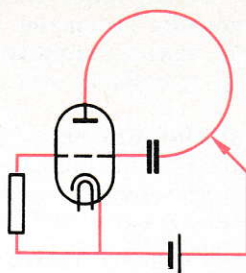
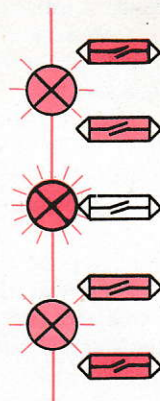


Fig. 7.2-9. Lămpile cu luminescență arată că tensiunea are valori maxime la capetele dipolului și un nod în centru. Becurile demonstrează cea mai mare intensitate de curent în centru.



culă. Ele indică în centru curentul cel mai intens care scade înspre capete. *Interpretare:* La excitație printr-un câmp alternativ extern, electronii din conductor execută oscilații. Energia de oscilație se propagă de-a lungul conductorului, așa că apare o undă longitudinală. Aceasta se reflectă la capetele conductorului, iar la acordarea sistemului se formează unde staționare care generează fenomenele observate în circuitul rezonant.

Circuitul oscilant electric este un sistem acordat pe unde electrice staționare.

E *Experiența 7.2/6:* Cuplăm o bară metalică de lungime variabilă la bucla circuitului oscilant de frecvență foarte înaltă. Plimbăm o lampă cu luminescență de-a lungul barei și îi variem lungimea.

Observație: Pentru o anumită lungime a barei, lampa luminează în dreptul capetelor, în timp ce la mijloc nu se aprinde (fig. 7.2-9). Repetind experiența cu o bară (cam) de aceeași lungime în care sînt intercalate trei becuri, se observă o strălucire mai intensă a lămpii din mijloc față de cele exterioare.

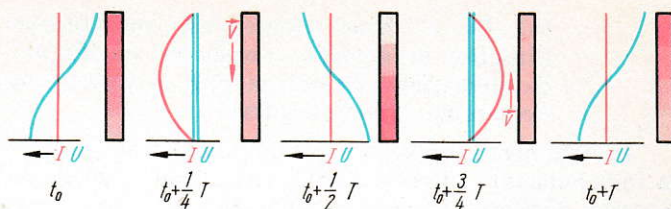
Pentru o lungime dublă a barei, fenomenele se observă din nou.

Rezultat: În bara metalică se propagă o undă longitudinală. Prin variația lungimii, bara este acordată pe unde electrice staționare. Bara acordată se numește **dipolul lui Hertz**.

Fenomenele în dipol pot fi comparate cu cele din coloana de aer acordată pe unde sonore staționare. Acolo am făcut distincție între componenta de presiune și componenta de viteză (vezi 3.5.3). La unda electrică, în punctele de densitate electronică mare, tensiunea este relativ înaltă față de potențialul normal. În punctele cu viteză mare a electronilor domnește o intensitate de curent mare. De aceea, la unda electrică distingem componenta de tensiune și cea de intensitate.

Lampa cu luminescență demonstrează existența unor ventre ale componentei de tensiune la capetele dipolului. Acestea sînt deci „deschise” pentru componenta de tensiune (vezi convenția noastră în 3.3.6). În centrul dipolului se află un nod de tensiune. Becul confirmă existența unui ventru al componentei de

Fig. 7.2-10. Distribuția de sarcină, tensiune și intensitate în dipol la diferite momente ale oscilației.



curent în centru. La capete se află noduri, ele sînt deci „îchise“. Figura 7.2-10 prezintă distribuția nodurilor și ventrelor pe un dipol la cinci momente diferite care se succed la distanța $\frac{T}{4}$.

Din lungimea de acord a dipolului se poate determina lungimea de undă a undelor electrice. Lungimea de acord cea mai scurtă (sau distanța dintre două noduri vecine) este $l_1 = \frac{\lambda}{2}$. Cunoscînd frecvența circuitului oscilant excitator, adică a emițătorului, se poate determina viteza de propagare a undelor.

Problema 7.2/4: Fie cea mai scurtă lungime de acord a unui dipol $l_1 = 1.38$ m. Fie frecvența emițătorului $\nu = 1.1 \cdot 10^8$ Hz. Calculați viteza de propagare a undelor electrice. | P

Undele electrice se propagă de-a lungul conductorului cu o viteză $v = 3.0 \cdot 10^8$ $\frac{m}{s}$.

Problema 7.2/5: Cu ajutorul acestei viteze de propagare calculați frecvența emițătorului | P dacă cea mai mică lungime de acord a dipolului este $l_1 = 62$ cm.

7.2.4. Sistemul Lecher

Dacă dipolul se îndoaie la mijloc, atunci se obține un sistem de sîrme paralele în formă de U, care poartă numele fizicianului L e c h e r.

Experiența 7.2/7: Cuplăm un sistem Lecher de lungime variabilă inductiv la bucla unui emițător. Printre sîrme plimbăm o lampă cu luminescență, respectiv un circuit de detecție acordat cu bec. | E

Observație: La sistemul acordat, lampa cu luminescență indică prezența unor ventre ale componentei de tensiune. Poziția lor este arătată în fig.7.2-11. Din aprinderea lămpii cu luminescență conchidem că punc-

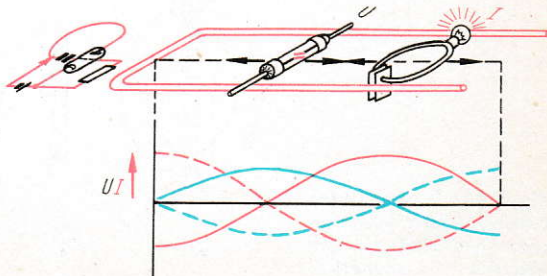


Fig. 7.2-11. Sistem Lecher întredeschis cu lungimea de acord $l_2 = \frac{\lambda}{4} + \frac{\lambda}{2}$.

Distribuția de tensiune se studiază cu lampa cu luminescență iar distribuția de intensitate prin circuitul de rezonanță cuplat inductiv.

tul opus al sîrmei paralele este întotdeauna încărcat în sens opus. Circuitul de detecție acordat se excită în ventrelor componente de intensitate. De aici se vede că punctele opuse prezintă deplasări de sarcină în sens contrar.

Pe sistemul Lecher, fenomenele undelor staționare se pot observa deosebit de impresionant. Între sarcinile separate pe bară se formează un cîmp intens datorită distanței mici în comparație cu dipolul. Sistemul Lecher se poate concepe ca element intermediar între circuitul oscilant deschis, dipolul, și circuitul oscilant închis format dintr-o buclă și două plăci de condensator.

7.3. Undele electromagnetice

7.3.1. Formarea și propagarea

Pînă acum am considerat fenomenele din conductori, de ex. oscilația electronilor. Să ne ocupăm acum de fenomenele indisolubil legate de ele, care se petrec în vecinătatea dipolului. În jurul dipolului oscilator se formează cîmpuri care variază periodic cu aceeași frecvență. În figura 7.3-1 sînt ilustrate cîteva faze (v. și fig. 7.2-10).

- La timpul inițial t_0 , fie sarcinile dipolului la elongația lor maximă din poziția de repaus. S-a format un cîmp electric cu simetrie rotațională față de dipol. Nu există nici o excitație magnetică H întrucît toate sarcinile sînt în repaus.
- La timpul $t_0 + \frac{1}{4} T$ sarcinile trec prin poziția de repaus. Nu se excită nici un cîmp electric. Toți electronii posedă viteza lor maximă. De aceea, excitația magnetică H are valoarea ei maximă.
- La timpul $t_0 + \frac{1}{2} T$ există un cîmp electric de intensitate E maximă și opus cîmpului inițial. Excitația magnetică H este nulă.
- La timpul $t_0 + \frac{3}{4} T$ nu există nici un cîmp electric. Excitația magnetică are valoarea sa maximă dar în sens opus.

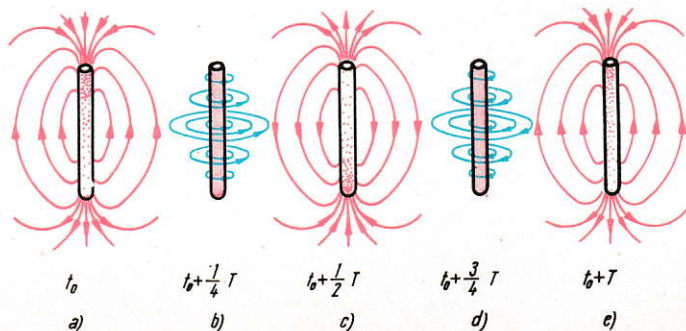


Fig. 7.3-1. În vecinătatea dipolului apar în succesiune periodică cîmpuri electrice și magnetice.

e) La timpul $t_0 + T$ se ajunge din nou la starea de la t_0 .

Datorită sarcinii în mișcare, în jurul dipolului se generează și distruge periodic un câmp electric și unul magnetic.

Experiența 7.3/1: La o distanță ceva mai mare de la un dipol oscilator așezăm un al doilea dipol acordat. În centrul acestuia intercalăm o diodă (motivul?). Un instrument de măsurat indică tensiunea produsă prin separarea de sarcină (fig. 7.3-2).

Observație: Chiar la distanțe mai mari de la dipolul excitator, instrumentul arată o deviație. Câmpul creat de primul dipol se propagă departe în spațiu.

Experiența 7.3/2: Deplasăm dipolul de detecție în spațiul din fața unui perete metalic | E

Observație: Pe perete, deviația scade la zero. Apropiindu-ne de emițător, deviația crește, iar apoi scade din nou. Distanța între minime este aproximativ egală cu lungimea dipolului (fig. 7.3-3).

Această observație se poate interpreta în ipoteza că în fața peretelui apar unde staționare ale căror noduri sînt demonstrate prin minimele deviației acului indicator. Presupunem că excitarea câmpului se propagă dinspre dipol sub formă de unde. Ele sînt reflectate de placa metalică și astfel formează unde staționare.

Cum apar aceste unde electromagnetice ne pot arăta rezultatele paragrafului 6.4.

Structura câmpului electric din jurul unui dipol este legată de o excitație magnetică (ecuația I a lui Maxwell). Intensificarea lui H provoacă un câmp turbionar electric (ecuația a II-a a lui Maxwell), care amplifică câmpul electric progresiv. În felul acesta se propagă, la frecvență suficient de înaltă, câmpurile turbionare în spațiu, amplificîndu-se reciproc datorită variației lor.

În apropierea dipolului excitator, componenta magnetică și cea electrică se deplasează cu o diferență de drum $\Delta s = \frac{\lambda}{4}$. După ce s-au detașat, ele se

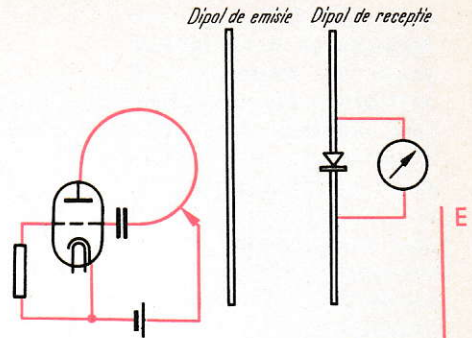


Fig. 7.3-2. La frecvențe înalte, un dipol de recepție acordat este excitat la oscilații electrice chiar la distanțe mari. Câmpurile se propagă departe în spațiu.

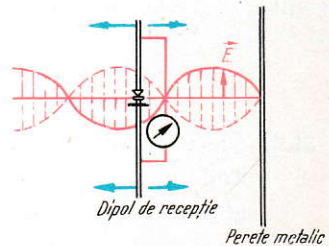


Fig. 7.3-3. În fața unui perete metalic, dipolul de recepție demonstrează existența nodurilor și ventrelor unei unde electromagnetice staționare.

propagă mai departe fără diferență de drum. Într-un punct cu intensitate E maximă a câmpului electric, excitația magnetică H are de asemenea valoarea ei maximă (fig. 7.3-4). Cei doi vectori de câmp sînt întotdeauna perpendiculari între ei și perpendiculari pe direcția de propagare. Într-un punct dat, valorile lor fluctuează conform unei ecuații a oscilațiilor, iar variația lor de-a lungul direcției de propagare este descrisă de o ecuație a undelor (fig. 7.3-5).

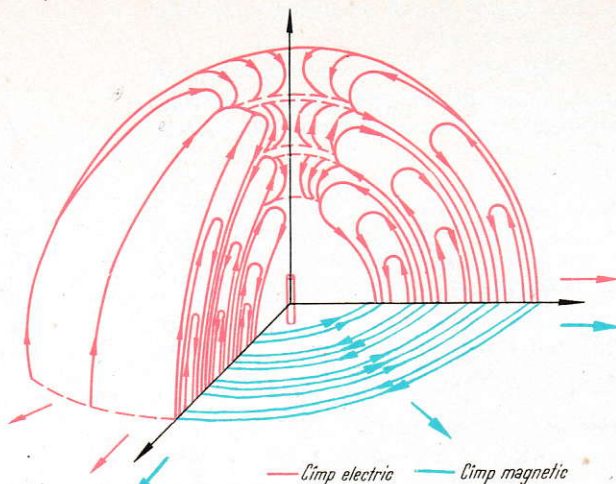


Fig. 7.3-4. La frecvențe înalte, câmpurile se detașează de dipol și se propagă în spațiu sub formă de unde electromagnetice.

Rezultat: De la un dipol oscilator se propagă în spațiu unde electromagnetice cu simetrie rotațională față de axa emițătorului.

Maxwell a prezis existența acestor unde pe cale teoretică cu mult înainte de detecția lor experimentală (Heinrich Hertz — 1889) (v. 6.4.3).

7.3.2. Proprietățile undelor electromagnetice

Măsurăm în experiența 7.3/2 distanța dintre nodurile învecinate ale unde staționare din fața peretelui reflector. Din ea putem determina lungimea de undă, iar cu ajutorul frecvenței emițătorului, și viteza de propagare a undelor electromagnetice.

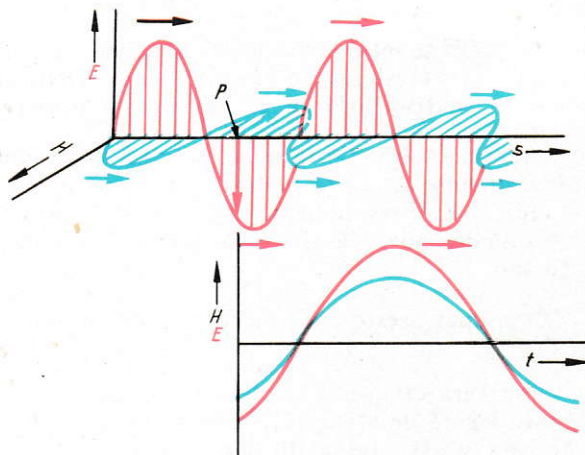


Fig. 7.3-5. În exteriorul zonei locale din jurul emițătorului, intensitatea câmpului electric E și excitația magnetică H se propagă cu fază egală. Ele sînt perpendiculare între ele și pe direcția de propagare. Într-un punct P variația lor în timp este descrisă de o ecuație a oscilațiilor.

Problema 7.3/1: Distanța între noduri este $d_n=1,24$ m, iar frecvența emițătorului $\nu=1,2 \cdot 10^8$ Hz. Calculați viteza. | P

Rezultat: Undele electromagnetice se propagă în spațiu cu viteza $v=3,0 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$. Aceeași viteză am găsit-o pentru undele electrice în sirme.

Măsurarea vitezei de propagare are o mare însemnătate pentru concepția despre cîmp. Prin această experiență s-a dovedit că de ex. cîmpul electric nu este prezent instantaneu în vecinătatea unei sarcini excitatoare. El ia ființă în spațiu cu o viteză de propagare finită, deși foarte mare.

Experiența 7.3/3: Ținem dipolul de detecție într-un vas cu apă în fața unui perete metalic. | E

Rezultat: Pentru acord, dipolul trebuie scurtat la a 9-a parte din lungimea sa. Distanța între nodurile undelor electromagnetice staționare reprezintă a 9-a parte din cea în aer.

Problema 7.3/2: Interpretați aceste rezultate (constanta dielectrică relativă a apei este $\epsilon_{\text{apă}}=81$). Aceste rezultate confirmă previziunile lui Maxwell pentru viteza de propagare a undelor electromagnetice (v. 6.4.3c). | P

Experiența 7.3/4: Rotim dipolul de recepție, care pînă acuma era paralel cu cel excitator, într-un plan normal la direcția de propagare. | E

Observație: Pe măsura rotirii, deviația maximă a instrumentului de măsurat, constatată la poziție paralelă, scade. Ea ajunge la zero cînd dipolii sînt perpendiculari între ei.

Rezultat: Undele electromagnetice din jurul unui dipol sînt unde transversale polarizate (v. 3.3.7).

Comparații: De la unda staționară transversală a unui diapazon se propagă unde sonore longitudinale. De la undele longitudinale staționare din dipol se propagă în spațiu unde electromagnetice transversale. Polarizația se poate demonstra și cu ajutorul unui polarizator (analizor). Pentru aceasta folosim un emițător dipolar (clitron) de frecvență și mai înaltă. Dipolul receptor constă dintr-o diodă semiconductoare și suportul ei.

Problema 7.3/3: Calculați frecvența emițătorului din lungimea dipolului $l_1=1,6$ cm și viteza de propagare cunoscută. | P

Experiența 7.3/5: Între dipolul de emisie și cel de recepție se așază un „grătar” din bare metalice paralele pe care îl rotim (v. fig. 7.3-7). | E

Observație: Dacă barele grătarului sînt paralele cu cei doi dipoli, receptorul nu detectează nici o undă. Rotind grătarul, intensitatea cîmpului detectat crește. Se atinge o valoare maximă cînd barele sînt perpendiculare pe dipoli. În felul acesta, grătarul este analizorul care demonstrează polarizarea undelor electromagnetice.

Putem interpreta fenomenele la reflexia unei unde pe un perete metalic (și deci pe grătar) cu ajutorul următoarei reprezentări: intensitatea \vec{E} a cîmpu-

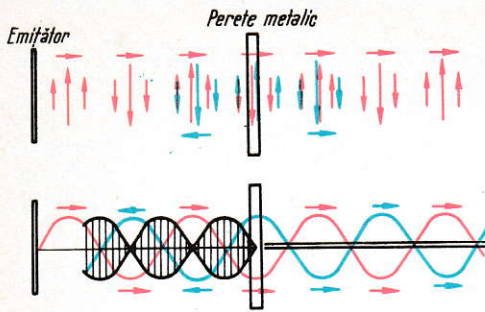


Fig. 7.3-6. La reflexia unei unde electromagnetice pe un perete metalic, prin suprapunerea unei incidente cu cea nou excitată în perete se formează în fața peretelui unde staționare.

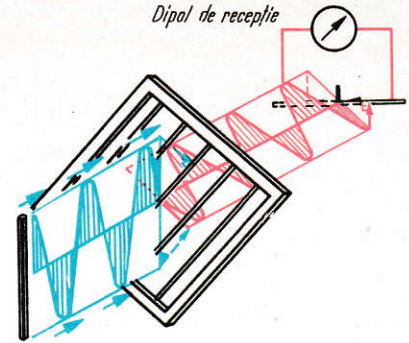


Fig. 7.3-7. Un grătar de bare metalice se rotește între emițător și receptor.

lui electric provenit de la emițător determină o separare de sarcină periodică în conductor. În felul acesta apare o nouă intensitate de câmp \vec{E}_g opusă celei incidente (câmpul se anulează în conductor). Ea se propagă în ambele sensuri. În spatele ecranului are loc o extincție completă a undelor sincrone. Înspre emițător, undele întâlnesc alte unde din sens contrar și formează unde staționare (fig. 7.3-6). Deci unda reflectată este din nou excitată și emisă de conductor.

E *Experiența 7.3/6:* Așezăm dipolul receptor perpendicular pe emițător (extincție). Apoi rotim grătarul între cei doi dipoli (fig. 7.3-7).

Observație: Instrumentul de măsurat al receptorului nu arată nici o deviație când barele grătarului sînt paralele sau chiar și perpendiculare pe dipolul emițător (motivare?). Între aceste poziții, la 45° arată o deviație maximă.

Această observație surprinzătoare confirmă imaginea noastră despre procesul de reflexie. Componenta intensității de câmp incidente pe direcția barelor grătarului poate determina o deplasare de sarcină și deci o undă nouă. De aceea, această componentă este stinsă în spatele grătarului. În schimb, componenta perpendiculară pe bare trece printre acestea și poate fi detectată de receptor. Componenta ei pe direcția dipolului receptor este maximă la unghiul de 45° .

7.4. Modelul ondulator al luminii

Ca teorie a luminii, *optica* a fost considerată vreme îndelungată un domeniu *autonom* al fizicii, deoarece se ocupă de fenomenele care îi sînt omului accesibile în mod nemijlocit prin intermediul *impresiilor percepute de ochi*. Pe măsura progresării cunoașterii, poziția specială a opticii nu s-a putut menține, ca de altfel nici cea a acusticii ca teorie a sunetului.

7.4.1. Recapitularea opticii geometrice

Sint cunoscute citeva proprietăți fundamentale ale luminii:

1. Lumina se propagă în linie dreaptă. Pentru simplificare, propagarea luminii se descrie prin raze de lumină. Ele reprezintă o idealizare a conurilor de lumină cu unghi de divergență mic (modelul geometric al luminii).
2. O rază de lumină poate fi deviată pe altă direcție, prin intermediul oglinzii, al prisme sau al lentilei. Raza urmează atunci două legi:

Legea reflexiei

Raza incidentă și cea reflectată formează cu normala în punctul de incidență unghiuri egale: $\alpha = \beta$. Cele două raze și normala de incidență se află într-un plan.

Legea refracției:

La trecerea dintr-un mediu în altul, raza de lumină își schimbă direcția la suprafața de separare. Raza incidentă, normala de incidență și raza refractată se află într-un plan. Când prin refracție, raza se apropie de normală, spunem că lumina trece dintr-un mediu optic mai rar, într-un mediu optic mai dens.

În cursul mediu am descris legea refracției cu ajutorul a două segmente într-un cerc de rază r oarecare conform fig. 7.4-1 și anume:

a: $b = n$. Funcțiile trigonometrice

$$\sin \alpha = \frac{a}{r} \quad \text{și} \quad \sin \beta = \frac{b}{r}$$

permit o formulare matematică mai elegantă:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n$$

Raportul dintre sinusul unghiului de incidență și sinusul unghiului de refracție este constant. Constanta caracteristică pentru cele două medii între care are loc trecerea, se numește indice de refracție (vezi și tabela din 7.4.5).

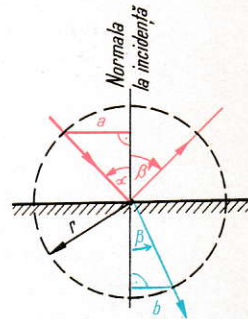


Fig. 7.4-1. Refracția și reflexia unei raze luminoase pe un mediu optic mai dens.

3. Când razele care pornesc de la un obiect cu o suprafață oarecare, se unesc din nou punct cu punct real sau aparent într-un plan, atunci se formează o imagine reală sau virtuală. În optica geometrică am studiat condițiile în care se formează imaginile cu aparatele optice (lupa, luneta, microscopul etc.).

Ecuatia lentilei: $\frac{1}{f} = \frac{1}{o} + \frac{1}{i}$. Raportul dimensiunilor imagine-obiect: $A = \frac{I}{O} = \frac{i}{o}$.

4. La trecerea printr-o prismă, lumina „albă” este descompusă în culorile spectrale pure: roșu, portocaliu, galben, verde, albastru, indigo și violet.

Cu ajutorul modelului geometric al luminii, toate experiențele din cursul mediu au putut fi reprezentate în mod satisfăcător.

Problema 7.4/1: Grupați legile razelor principale pentru a) oglinda concavă, b) oglinda convexă, c) lentila convergentă și d) lentila divergentă (alcătuiți desene).

Problema 7.4/2: Deduceți pe cale matematică legile formării imaginii $\frac{1}{o} + \frac{1}{i} = \frac{1}{f}$ și

$\frac{O}{I} + \frac{o}{i}$ pentru lentila convergentă (teoremele „razelor“!).

Problema 7.4/3: Desenați mersul razelor pentru formarea imaginii în a) microscop și b) luneta lui Kepler.

7.4.2. Experiența celor două fante și interpretarea ei în imaginea ondulatorie

Următoarea experiență cu cele două fante a fost descrisă și efectuată pentru prima dată în 1802 de către Thomas Young (1773--1829).

E *Experiența 7.4/1:* De la fanta F bine luminată datorită unui condensor¹, lumina unei lămpi L (lampă cu arc cu electrozi de cărbune sau cu incandescență) cade printr-un filtru cromatic FC pe fanta dublă D și este interceptată la o distanță de câțiva metri cu un ecran translucid E (fig. 7.4-2).

Efectuăm experiența în diferite etape:

Observații: 1. Fără fantă dublă obținem pe ecran o imagine a fantei F care, la introducerea fantei duble se lățește mult și nu mai este bine conturată.

2. La observație mai atentă, în banda lată luminoasă se observă un număr de benzi monocromatice înguste și de aceeași lățime separate prin benzi întunecoase la fel de înguste (fig. 7.4-3, a).

3. Dacă în locul filtrului monocromatic se folosește un *disc cromatic* pe jumătate roșu și pe jumătate verde, atunci se vede cum liniile verzi sînt mai apropiate între ele decît cele roșii (fig. 7.4-3, b).

4. La îndepărtarea filtrului cromatic, la benzile acum aproape albe, apar margini colorate dispuse ca cromaticitate simetric față de banda luminoasă centrală (fig. 7.4-3, c).

5. Mărind lățimea fantei F , modelul de benzi dispăre la un moment dat.

După construcția geometrică a mersului razelor ne-am fi putut aștepta numai la două benzi luminoase (cele două fante). În loc de aceasta, în banda luminoasă apar în mod surprinzător linii întunecate situate la distanțe egale. În căutarea unei explicații ne amintim de experiențe similare în *cuva de unde* (experiența 3.4/4) și cu *generatorul de semnale de audiofrecvență* (experiența 3.5/1). Acolo, într-un plan perpendicular pe direcția de propagare

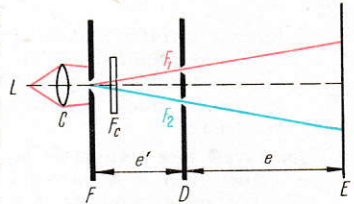
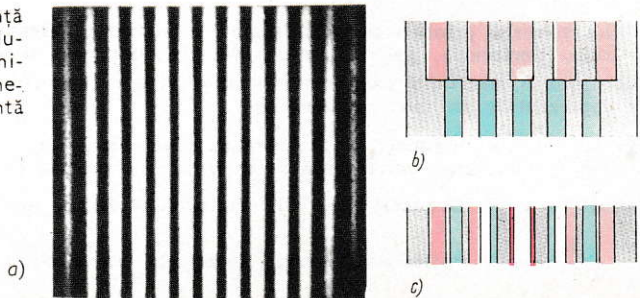


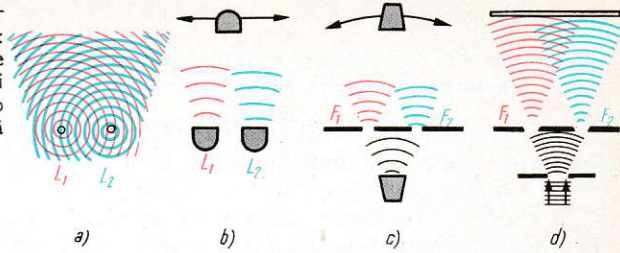
Fig. 7.4-2. Experiența lui Young cu fanta dublă.

Fig. 7.4-3. Figură de interferență pe fanta dublă; a) cu filtru de lumină roșie; b) cu filtru de lumină roșie respectiv albastră (schematic); c) cu lumină incandescență (schematic).



¹ (lat) *condensor* = condensator, condensor.

Fig. 7.4-4. Interferențele undelor a doi excitatori „punctiformi”:
 a) undă pe apă de la două pipete
 b) unde sonore din doi emițători de sunete, c) microunde dintr-o fantă dublă, d) unde de lumină dintr-o fantă dublă.



a energiei, se puteau observa locuri cu intensificare și extincție, pe care le-am interpretat ca interferența a două sisteme de unde mecanice.

O asemenea experiență de interferență poate fi realizată și cu undele electromagnetice produse de un *clotron de emisie*:

Experiența 7.4/2: Din două ecrane metalice late și unul îngust se formează două fante în fața cărora așezăm emițătorul de microunde (vezi 7.3). Receptorul explorează regiunea din spatele fantei duble pe un arc de cerc (v. figura 7.4-4, c).

Observație: De ambele părți ale unui maxim pe axa de simetrie a dispozitivului experimental apar câteva minime și maxime situate mai întâi la distanțe aproximativ egale.

Comparînd experiențele cu undele de apă, undele sonore și undele electromagnetice (fig. 7.4-4, a la c) cu experiența cu cele două fante din optică (7.4-4, d), nu putem să nu ne gîndim că și la propagarea luminii este vorba de un *fenomen ondulator*, numai că aici, lungimea de undă este apreciabil mai mică. Căci tuturor experiențelor le este comun faptul că intensificarea și extincția se succed la distanțe egale. Astfel, pentru experiența optică obținem pentru cîteva locuri fenomenul curios că:

Lumină plus lumină dă întineric.

Cu aceasta am găsit o *explicație* posibilă pentru observații:

1. Lățimea imaginii fantei pe care ne-am fi așteptat să fie bine conturată, se datorează **difracției** (observația 1, în experiența 7.4/1).
2. Benzile monocromatice luminoase și cele întunecoase dintre ele provin din **interferența** celor două sisteme de unde care pornesc de la cele două deschideri ale fantei duble (observația a 2-a).
3. În felul acesta, luminii monocromatice i se poate atribui o **lungime de undă** (ce-i drept, foarte mică). Ea este în mod evident mai mică pentru lumina verde decît pentru cea roșie, pentru că benzile de interferență verzi sînt mai apropiate între ele decît cele roșii (observația a 3-a).
4. Marginile colorate ale benzilor luminoase (observația a 4-a) se explică prin suprapunerea figurilor de interferență de diferite culori. În centrul benzilor de interferență unde culorile se suprapun, apare „alb”, iar spre exterior, marginile sînt roșii deoarece benzile de interferență ale luminii roșii sînt mai distanțate, în schimb în interior ele sînt albastre-verzui.

Rezumăm rezultatele:

Experiența lui Young cu fanta dublă se poate explica numai în ipoteza că lumina se propagă sub formă de unde.

Cu aceasta am stabilit o *ipoteză asupra naturii fizice a luminii*, care este denumită **modelul ondulator al luminii**. Va trebui să investigăm dacă această ipoteză este justificată. Pentru aceasta va trebui să demonstrăm și la lumină consecințele modelului ondulator, adică va trebui să arătăm că toate proprietățile luminii pot fi descrise prin modelul ondulator.

7.4.3. Determinarea lungimii de undă a luminii cu ajutorul experienței celor două fante

E *Experiența 7.4/3:* Pentru determinarea lungimii de undă a luminii, repetăm experiența 7.4/1 cu diferite filtre monocromatice, de exemplu un filtru roșu și unul verde, și măsurăm distanțele dintre franjele de interferență.

Dacă *modelul ondulator al luminii* este adecvat, atunci putem considera cele două deschideri F_1 și F_2 ale fantei duble (fig. 7.4-5) ca centre de excitație în conformitate cu H u y g e n s. Sistemele lor de unde se suprapun și produc pe ecran figura de interferență. Pentru banda luminoasă O , *maximul de interferență de ordinul 0*, diferența de drum dintre undele cu fază și amplitudine egală care pleacă din F_1 și F_2 este zero, iar pentru benzile luminoase învecinate (*maxime de interferență de ordinul 1, 2, ..., în general n*), diferența de drum este un multiplu întreg de lungimi de undă, adică $\Delta s = n\lambda$, așa că acolo undele se intensifică. Pentru benzile întunecoase, adică *minimele de interferență* este valabil în mod corespunzător $\Delta s = (2n - 1) \frac{\lambda}{2}$ cu $n = 1, 2, \dots$

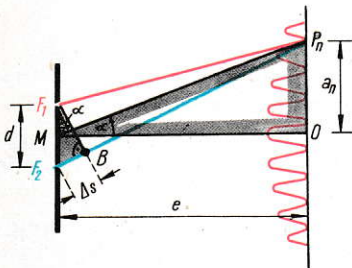


Fig. 7.4-5. Pentru evaluarea experienței cu cele două fante. Pe ecran se indică curba de intensitate a benzilor de interferență.

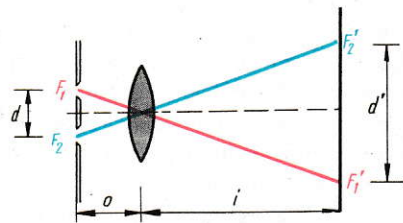


Fig. 7.4-6. Se măsoară distanța dintre deschiderile fantei duble într-o imagine mărită.

Legătura dintre diferența de drum Δs și mărimile dispozitivului experimental se pot vedea în figura 7.4-5. Cele două trenuri de undă care pleacă din F_1 și F_2 cu aceeași fază și se suprapun în P_n , merg aproape paralele, intrucît distanța e fantă dublă-ecran este

mult mai mare decât toate celelalte distanțe. Direcția lor comună este $\overline{MP_n}$. Dacă cu $\overline{F_1P_n}$ se descrie cercul în jurul lui P_n care intersectează $\overline{F_2P_n}$ în B , atunci segmentul $\overline{F_2B}$ ca diferență între $\overline{F_2P_n}$ și $\overline{F_1P_n}$ dă diferența de drum Δs . Cele două triunghiuri MOP_n și F_1F_2B sînt (aproximativ) asemenea. Din figură se citește deci pentru unghiul α dintre direcțiile celor două trenuri de unde:

$$\sin \alpha = \frac{\overline{F_2B}}{F_1F_2}, \quad \operatorname{tg} \alpha = \frac{\overline{OP_n}}{OM} = \frac{a_n}{e}$$

Pentru unghiuri mici pentru care $\sin \alpha \approx \operatorname{tg} \alpha$ avem $\frac{\Delta s}{d} = \frac{a_n}{e}$ sau $\Delta s = \frac{a_n d}{e}$.

Dacă P_n se află în maximul de ordina n , atunci $\Delta s = n\lambda$. Obținem că pentru determinarea lungimii de undă din distanța a_n dintre maximele de ordin 0 și n :

$$\lambda = \frac{a_n d}{nc}$$

Pentru determinarea lui λ este necesară distanța d dintre cele două fante F_1 și F_2 . Pentru aceasta, planul fantelor se proiectează cu ajutorul unei lentile pe ecran ca în figura 7.4-6 și se calculează distanța d din mărimile o , i și d' conform proporției $d:d'=o:i$.

Exemplu de măsurare: În lumina filtrului roșu, centrele a două benzi luminoase între care se află patru benzi întunecate și trei luminoase, se află la o distanță de exact 2,0 cm. Se mai măsoară $e=2,81$ m, $d'=1,2 \cdot 10^{-2}$ m, $i=2,61$ m și $o=7,5 \cdot 10^{-2}$ m. De asemenea

$$\lambda = \frac{a_{4g}}{4eb} d' = \frac{2,0 \cdot 10^{-2} \text{ m} \cdot 7,5 \cdot 10^{-2} \text{ m}}{4 \cdot 2,81 \text{ m} \cdot 2,61 \text{ m}} \cdot 1,2 \cdot 10^{-2} \text{ m} = 6,14 \cdot 10^{-7} \text{ m} = 614 \text{ nm}.$$

Remarcă: Lungimea de undă se indică de obicei în unități mai convenabile cum sînt $\mu\text{m} = 10^{-6}$ m, $\text{nm} = 10^{-9}$ m sau $1 \text{ \AA} = 10^{-10}$ m.

Ca rezultat al acestei prime măsurători de lungime de undă, pentru care vom mai cunoaște metode mult mai precise, reținem:

Diferențelor culori spectrale de la violet până la roșu li se pot atribui lungimi de undă de 400...750 nm.

Problema 7.4/4: La lumina culorii indicate se măsoară pentru distanțele de la o franjă luminoasă la a treia franjă luminoasă a) roșu $a=3,9$ cm, b) galben $a=3,2$ cm, c) verde $a=2,9$ cm.

Se mai dă $i=33,5$ cm, $b=4,615$ m, $d'=2,5$ mm și $e=4,950$ m.

Calculați lungimile de undă și comparați-le cu valorile tabelului (v. 7.5.5).

7.4.4. Viteza luminii

Pentru a descrie în mod corespunzător comportarea luminii prin modelul ondulator, ea trebuie să se propage ca orice fenomen ondulator cu o *viteză finită*. Mărimea vitezei luminii a împiedicat vreme îndelungată măsurarea ei la scară terestră.

Prima determinare pe cale astronomică i-a reușit în 1676 lui Olaf Roemer (1644—1710). Roemer a observat revoluțiile celui mai apropiat satelit al lui Jupiter și a constatat, spre surprinderea lui, că intervalele de timp dintre două ieșiri consecutive ale satelitului din umbra lui Jupiter nu sînt constante. Timpul de revoluție se lungeste sau scurtează după cum Pămîntul se îndepărtează sau se apropie de Jupiter. Această observație, care la început îi era complet inexplicabilă, a interpretat-o în sensul că, în primul caz, lumina aleargă după Pămînt, iar în al doilea caz, Pămîntul vine în întîmpinarea luminii.

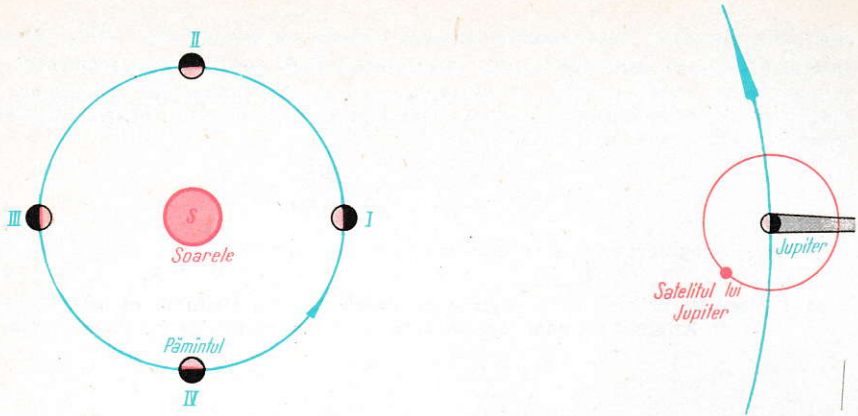


Fig. 7.4-7. Relativ la determinarea vitezei luminii de către Olaf Roemer (schematic).

Când Pământul se găsește în pozițiile I sau III (fig. 7.4-7), drumul pe care lumina trebuie să-l străbată după apariția satelitelui pînă la Pământ este la fel de mare între două ieșiri consecutive. Când Pământul se îndepărtează de Jupiter, lumina mai trebuie să parcurgă drumul suplimentar cu care Pământul s-a îndepărtat de Jupiter între două ieșiri consecutive.

Din perioada de revoluție de 42,5 h observată în pozițiile I sau III, Roemer a calculat cînd ar trebui să apară satelitul lui Jupiter peste o jumătate de an — pornind din pozițiile I sau III. Astfel a obținut o întîrziere (de la I la III) sau o scurtare (de la III la I) de $\Delta t = 1\,000$ s. De acest timp are nevoie deci lumina pentru parcurgerea diametrului orbitei terestre. Din măsurările cunoscute pe atunci, Roemer a calculat pentru viteza luminii:

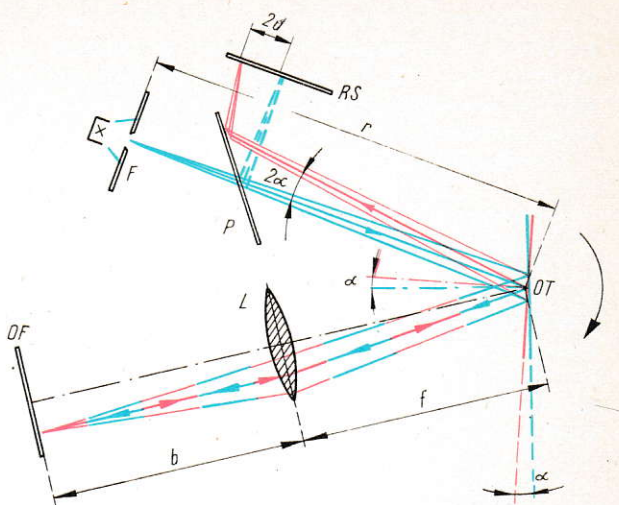
$$c = \frac{s}{t} = \frac{2R}{\Delta t} = \frac{2,3 \cdot 10^8 \text{ km}}{1\,000 \text{ s}} = 2,3 \cdot 10^5 \frac{\text{km}}{\text{s}}$$

Prin măsurători directe pe Pământ, valoarea vitezei luminii a fost determinată pentru prima oară de F i z e a u (1819—1896) și F o u c a u l t (1819—1868) în 1849 și 1850.

Experiența 7.4 4: Fasciculul de lumină provenind de la o fantă iluminată F cade conform figurii 7.4-8 pe o oglindă turnantă OT , care se rotește rapid, și este reflectată de acolo pe o lentilă focalizatoare L , așezată la distanța focală f de OT . Lentila proiectează imaginea fantei pe o oglindă plană fixă OF , aflată la distanța i . Întrucît OT se găsește practic în focarul lentilei L , razele principale între L și OF sînt paralele între ele pentru orice poziție a lui OT , așa că fasciculele de lumină reflectate de OT se întorc pe același drum prin L , înapoi la OT , iar dacă aceasta este fixă, la punctul inițial de plecare. O placă plan-paralelă P așezată sub un unghi de 45° față de mersul razelor reflectă o parte a luminii care se întoarce, pe o riglă de sticlă gradată RS , unde imaginea fantei se poate vedea printr-o lupă mereu în același loc, indiferent de poziția momentană a lui OT . Cînd oglinda turnantă se pune în rotație rapidă, fasciculul luminos care se întoarce de la OF prin L întîlnește oglinda OT avansată cu un unghi α față de poziția ei la venire, astfel că (conform legilor simple ale opticii geometrice) fasciculul este deviat cu un unghi 2α față de fasciculul incident, iar imaginea fantei pe rigla de sticlă este deplasată cu porțiunea $2d$.

Fig. 7.4-8. Dispozitiv experimental pentru determinarea vitezei luminii după Foucault-Michelson.

- F fanta iluminată
- P placă de sticlă
- OT oglindă turnantă rotitoare
- L Lentilă cu unul din focare în OT
- OF oglindă fixă
- RS riglă gradată de sticlă
- Raza principală de la F prin OT, L la OF este desenată cu albastru.
- Raza principală reflectată în OF, de la OF prin L, OT și P la RS este desenată cu roșu.



Cu ajutorul deplasării se poate determina viteza luminii, căci în timp ce lumina ajunge prin L de la OT la OF și de acolo înapoi la OT, deci parcurge un drum $s=2(f+i)$, oglinda turnantă s-a rotit în timpul t cu unghiul α . Determinând viteza unghiulară $\omega=2\pi/T$ prin compararea frecvenței fundamentale audibile a motorului cu frecvența cunoscută a unui diapazon, t se poate calcula din $\alpha=\omega t$ sau $t=\frac{\alpha}{\omega}$, iar unghiul acesta din deplasarea $2d=2r\alpha$ (α în radiani).

Cu $\alpha=\frac{d}{r}$ se obține atunci $t=\frac{\alpha}{\omega}=\frac{1}{\omega}\frac{d}{r}$.

Cu aceasta se obține pentru viteza luminii c , expresia:

$$c = \frac{\text{drumul parcurs}}{\text{timpul necesar}} = \frac{2(f+i)}{\frac{d}{\omega r}} = \frac{2(f+i)\omega r}{d} = \frac{2(f+i)2\pi r}{dT}$$

Problema 7.4/5: Într-o experiență s-au măsurat: deviația $2d=2,4$ mm, $f=r=4,76$ m, distanța $i=2f=9,52$ m. Frecvența motorului s-a determinat ca $\nu=140$ s⁻¹. Ce valoare rezultă din calcul pentru c ? Determinați eroarea în procente.

R e z u l t a t: Viteza luminii în vid este $c=2,9979 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ sau, rotunjit, $c=3 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$. În vid această valoare este aceeași pentru toate lungimile de undă.

Pentru astronomi, viteza luminii este o măsură convenabilă pentru indicarea distanțelor în spațiul cosmic. Ca unitate de bază se folosește distanța pe care lumina a parcurs-o într-un an. Cum un an are cam $3,16 \cdot 10^7$ s, noua unitate de distanță este:

$$1 \text{ an-lumină} = 9,46 \cdot 10^{15} \text{ m} = 9,46 \cdot 10^{12} \text{ km.}$$

Steaua fixă cea mai apropiată de Soare, și anume α -Centauri, se află la o depărtare de 4,3 ani-lumină de noi!

Valoarea vitezei luminii coincide cu cea a vitezei de propagare a undelor electromagnetice (vezi 7.3.2). Aceasta constituie un indiciu însemnat pentru faptul că între lumină și undele electromagnetice poate exista o înrudire.

Lumina se propagă în vid cu exact aceeași viteză ca undele electromagnetice.

Viteza luminii c reprezintă una dintre constantele fundamentale cele mai importante ale fizicii (constantă universală). Cunoașterea ei precisă este de cea mai mare însemnătate, nu numai pentru optică, ci și pentru teoria electricității și fizica atomică.

O imagine despre mărimea vitezei luminii o dau următoarele exemple:

1. Într-o secundă lumina parcurge 300 000 km, ceea ce corespunde unei distanțe de aproximativ $7\frac{1}{2}$ ori circumferința Pământului.

2. Distanța medie Soare-Pământ este $R=149,5 \cdot 10^6$ km. Pentru această distanță, lumina necesită:

$$t = \frac{s}{c} = \frac{149,5 \cdot 10^9 \text{ m}}{3 \cdot 10^8 \text{ ms}^{-1}} = 498 \text{ s} \text{ sau } t \approx 8\frac{1}{3} \text{ min.}$$

P *Problema 7.4/6:* Când se observă stelele din vecinătatea polului elipticii, adică perpendicular pe planul mișcării Pământului, atunci observatorul trebuie să-și incline luneta cu 20,48 secunde de arc (*constantă de aberație*) într-un sens, iar o jumătate de an mai târziu cu același unghi în sens contrar, pentru ca lumina stelei să cadă în luneta sa. Din acest unghi „de vizare” α calculați viteza Pământului la revoluția sa în jurul Soarelui (fig. 7.4-9).

Problema 7.4/7: Un semnal luminos este trimis pe Lună (distanța medie Pământ-Lună $d=384$ 000 km). Care este timpul necesar pentru a ajunge acolo?

7.4.5. Refracția luminii

Modelul undulator descrie refracția drept consecință a vitezei de propagare diferite a undelor în medii diferite. Să studiem consecințele pentru lumină.

Conform *principiului lui Huygens*, normala la undă își schimbă direcția la trecerea frontului undei plane dintr-un mediu într-altul (v. fig. 3.4-11). Figura corespunde dispozitivului experimental din figura 7.4-1 pentru determinarea refracției unei raze luminoase. De aici rezultă pentru modelul undulator al luminii:

1. Refracția luminii se poate explica prin reducerea vitezei luminii într-un mediu mai dens din punct de vedere optic. Pentru această trecere avem:

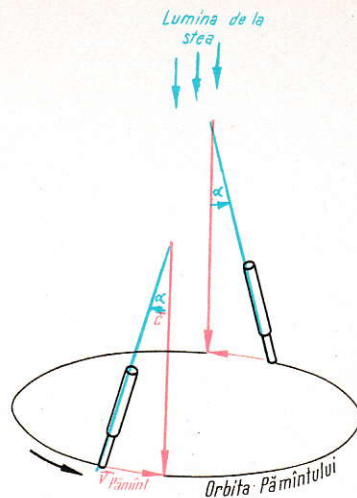


Fig. 7.4-9. Aberația. Luneta trebuie înclinată în sensul mișcării Pământului. α — unghiul de aberație.

după legile opticii geometrice

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n > 1,$$

pe baza teoriei ondulatorii

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{c_1}{c_2}.$$

R e z u l t a t: În mediul optic mai dens (caracterizat prin indicele de refracție $n > 1$) viteza luminii scade conform teoriei ondulatorii, la a n -a parte din valoarea ei în mediul mai puțin dens:
 $c_1 = n c_2.$

2. În reprezentarea teoriei ondulatorii (v. 3.4.4) frecvența ν a unei rămîne neschimbată la trecerea într-un alt mediu. Atunci, din cele două formulări ale legii refracției rezultă cu $c_1 = \nu_1 \lambda_1$ $\frac{c_1}{c_2} = \frac{\nu_1 \lambda_1}{\nu_1 \lambda_2} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} = n$ sau $\lambda_2 = \frac{1}{n} \lambda_1$ și deci $\lambda_2 < \lambda_1.$

R e z u l t a t: La trecerea într-un mediu optic mai dens, lungimea de undă scade la a n -a parte: $\lambda_1 = n \lambda_2.$

Frecvența este deci mărimea fizică decisivă pentru caracterizarea luminii monocromatice. În optică, frecvența nu se poate măsura totuși direct, ci ea se determină din lungimea de undă și viteza luminii în vid. Concluziile teoriei ondulatorii menționate mai sus au fost deja verificate prin experiențe de către F o u c a u l t și M i c h e l s o n. Pentru aceasta, ei lăsau lumina să parcurgă diferite medii pe distanța de măsurare $L - OF$ (fig. 7.4-8). În esență, rezultatele găsite erau de ordinul de mărime așteptat din previziunile teoriei.

Rezultatele măsurărilor vitezei luminii în medii optice mai dense constituie un alt argument pentru descrierea luminii cu ajutorul modelului ondulator.

Experiența cu refracția luminii în prismă se poate efectua și cu undele electromagnetice ale emițătorului de microunde.

Experiența 7.4/5: Așezăm o prismă de parafină între emițător și receptor. | E

Observație: Ca și în experiența optică cu lamele paralele, fasciculul incident este frînt și îndepărtat de muchia refractantă a prisme.

Viteza de propagare a undelor electromagnetice în parafină este deci mai mică decît în aer. Aceasta reprezintă, printre altele, o confirmare a vitezei de propagare a undelor electromagnetice indicată de Maxwell:

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon \epsilon_0 \mu \mu_0}} \quad (\text{v. 6.4.3}).$$

O altă concluzie rezultă pentru diferența de drum (3.3.5) în medii optice mai dense. În timp ce în figura 7.4-10 drumul pentru trenul de unde de la A_1 la B_1 este $k_1 \lambda$ cu $k_1 = d/\lambda$, lungimea de undă în mediul cu indicele de refracție n s-a scurtat la a n -a parte. Aceleași distanțe $A_2 B_2$ îi revin aici deci $k_2 = d/\frac{1}{n} \lambda = nd/\lambda$ lungimi de undă. Așadar, pentru calcularea diferenței de drum de la A_2 la B_2 nu trebuie înlocuită distanța geometrică d , ci drumul optic nd .

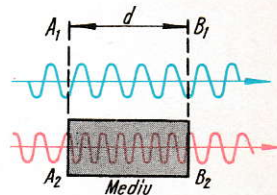


Fig. 7.4-10. Drumul optic $A_2 B_2$ pentru unda roșie este mai mare decît cel $A_1 B_1$ pentru unda albastră.

- P | **Problema 7.4/8:** Fie distanța de măsurare b din figura 7.4-8 umplută cu un mediu de indice de refracție n . Cum se poate calcula atunci viteza luminii în mediul cu indicele de refracție n , cunoscându-se viteza luminii în vid c_0 ? Indicați o formulă corespunzătoare pentru calculul lui c .

Dependența indicelui de refracție n de lungimea de undă a luminii

- E | **Experiența 7.4/6:** Repetăm experiența descompunerii luminii „albe” cu o prismă (vezi cursul mediu).

Observație: Partea de lungimi de undă scurte a spectrului (violet) este refractată mai puternic decât cea a lungimilor de undă lungi (roșu).

Conform modelului ondulator al luminii, refracția diferită a culorilor spectrale se poate explica numai prin aceea că viteza luminii de frecvență diferită într-un mediu cu $n > 1$ nu mai este egală. În mediul mai dens, viteza pentru lumina roșie trebuie să fie mai mare decât cea pentru lumină violetă. Dar atunci și indicele de refracție pentru lumina roșie este mai mic decât pentru cea violetă.

Dependența indicelui de refracție de lungimea de undă (măsurată în vid) se numește dispersie (v. 3.4.4). Ea explică descompunerea culorilor luminii prin refracție, de exemplu în prismă.

- P | **Tabelul 7/1** Indicii de refracție ai câtorva substanțe față de vid

Mediul	n pt. $\lambda = 4\,000 \text{ \AA}$	n pt. $\lambda = 7\,000 \text{ \AA}$
Aer	1,000 298	1,000 291
Apă	1,343	1,330
Sticlă crown	1,531	1,513
Sticlă flint	1,650	

drumuri *geometrice egale*. Unul din drumuri are o porțiune $d = 1,75 \text{ mm}$ din sticlă flint. Cât de mare este diferența de drum (în lungimi de undă) dacă se folosește lumină cu

a) $\lambda_1 = 4\,000 \text{ \AA}$ și b) $\lambda_2 = 7\,000 \text{ \AA}$?

Problema 7.4/9: Cât de mare este viteza luminii pentru $\lambda_1 = 4\,000 \text{ \AA}$ și $\lambda_2 = 7\,000 \text{ \AA}$ în a) aer, b) apă și c) sticlă flint?

Problema 7.4/10: Lumină de lungimile de undă ($\lambda_1 = 400 \text{ nm}$ și $\lambda_2 = 700 \text{ nm}$) cade sub unghiul $\alpha = 30^\circ$ pe a) apă, b) sticlă flint și este refractată. Calculați unghiul de refracție și indicați deosebirea la aceleași medii.

Problema 7.4/11: Două trenuri de unde emise de aceeași sursă de lumină străbat

7.5. Alte experiențe de interferență și difracție a luminii

7.5.1. Experiența celor două oglinzi a lui Fresnel

- E | **Experiența 7.5/1:** De la fanta bine iluminată de condensorul C , lumina monocromatică (prin filtru cromatic sau lampă cu vapori de sodiu) cade razant pe două oglinzi (oglinzile duble O_D) ale căror suprafețe sînt foarte puțin înclinate reciproc (fig. 7.5.1.).

Observație: Pe ecran captăm o figură de interferență similară cu cea din experiența fantei duble a lui Young. Se pot repeta toate observațiile făcute acolo.

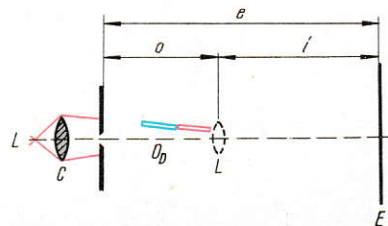
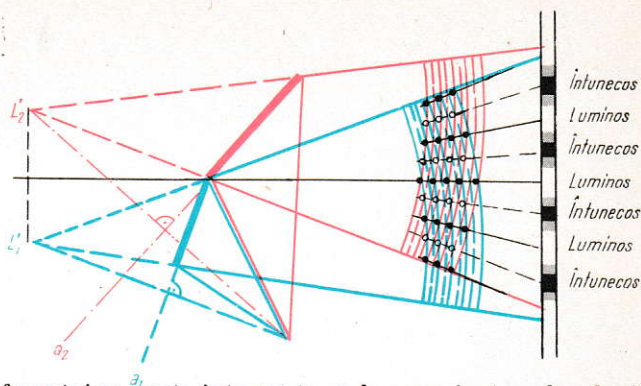


Fig. 7.5-1. Experiența cu cele două oglinzi ale lui Fresnel.

Fig. 7.5-2. Relativ la experiența cu oglinzile lui Fresnel (schematic). Cîmpurile de unde ale surselor virtuale de lumină L'_1 și L'_2 se suprapun. Se formează hiperbole de interferență, a_1 și a_2 sînt axele de simetrie față de care L se reflectă în L'_1 resp. L'_2 .



Și aici realizarea interferenței se poate interpreta ca la experiența celor două fante, din suprapunerea a două sisteme de unde. Cei doi centri excitatori sînt cele două surse luminoase *virtuale* care rezultă prin prelungirea razelor marginale care limitează fasciculul, în spatele celor două oglinzi (fig. 7.5-2). Dacă ne închipuim aceste surse de lumină L'_1 și L'_2 în locul deschiderilor F_1 și F_2 din dispozitivul experienței celor două fante (fig. 7.4-5), atunci rezultă aceeași figură ca acolo și care se poate folosi în exact același mod pentru măsurarea lungimii de undă: $\lambda = \frac{a_n d}{n e}$.

Distanța d dintre cele două surse de lumină virtuale se determină prin proiecție cu ajutorul lentilei desenate punctat în figura 7.5-1 (v. fig. 7.4-6).

Problema 7.5/1: Distanța de la centrul celei de-a 3-a pînă la centrul celei de-a 7-a franje întunecate a unei figuri de interferență de la cele două oglinzi se măsoară ca fiind pentru diferite culori de a) roșu $a=6,1$ mm, b) verde $a=1,9$ mm, c) albastru $a=3,6$ mm. Pentru celelalte mărimi se găsește $o=35,0$ cm, $i=181$ cm, $d^2=0,54$ cm și $e=2,160$ m. Calculați lungimile de undă.

Experiența cu oglinda dublă a fost indicată prima dată în 1816 de către Fresnel (1788—1827).

R e z u l t a t: În experiența celor două oglinzi a lui Fresnel, interferențele se realizează fără difracție, prin suprapunerea a două sisteme de unde care pornesc cu fază egală și amplitudine egală de la două surse de lumină virtuale.

În mod similar decurge următoarea experiență indicată de Lloyd în 1837:

Experiența 7.5/2: În drumul razelor dispozitivului experimental 7.5-1 se intercalează o singură oglindă în locul celor două. Astfel se realizează suprapunerea luminii reflectate de oglindă cu lumina provenind direct de la fantă.

Ca surse de lumină servesc fanta iluminată F și imaginea ei în oglindă. Ambele surse de lumină se află deci în planul fantei.

Experiența cu oglinda dublă a lui Fresnel și cea cu oglinda lui Lloyd se pot efectua în mod simplu și cu undele electromagnetice ale emițătorului de microunde.

E *Experiența 7,5/3:* Orientăm emițătorul E ca în figura 7-5-3, *a* (respectiv *b*) spre două ecrane metalice EM care fac un unghi obtuz, respectiv spre un ecran pe lângă care fasciculul de unde electromagnetice să treacă razant, iar cu receptorul R explorăm interferențele.

Observație: În ambele experiențe se pot detecta intensificări și atenuări, adică interferențe.

În timp ce *punerea la punct* a celor două experiențe optice trebuie făcută cu foarte multă grijă, acordarea la microunde este posibilă fără dificultăți experimentale. Cauza stă în mărimea diferită a lungimilor de undă.

Rezumat:

Prin reflexie simplă sau dublă, fasciculele de lumină (ca și undele electromagnetice) se pot diviza și apoi suprapune din nou, astfel încât să apară interferențe. Experiențele constituie un sprijin în favoarea modelului ondulator al luminii.

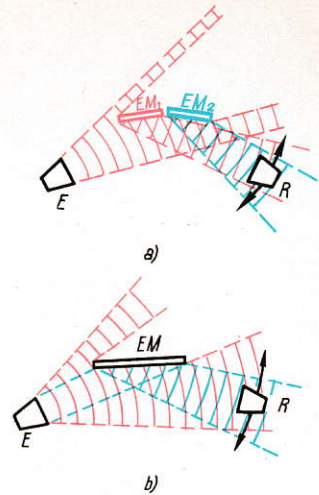


Fig. 7.5-3. Experiențele lui a) Fresnel și b) Lloyd cu microunde (E — emițător, R — receptor, EM, EM_1, EM_2 — ecrane metalice reflectătoare).

7.5.2. Interferența pe straturi subțiri

Pentru numeroase aplicații, mai importantă decît experiența celor două oglinzi a lui Fresnel și variantele ei este *interferența pe straturi subțiri*.

E *Experiența 7.5/4:* În fața unei lămpi cu vapori de mercur sau sodiu L se așază o foiță subțire de mică M . Lumina reflectată se captează pe un ecran sau pe perete (fig. 7.5-6).

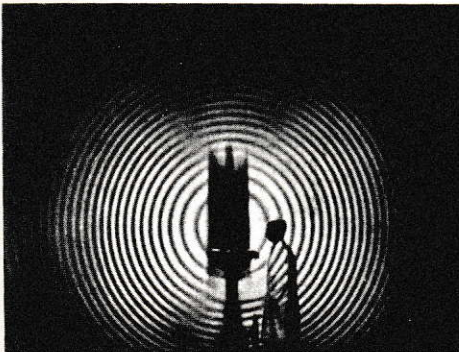


Fig. 7.5-4. Figură de interferență după reflexia luminii emisă de vaporii de Hg pe mică.

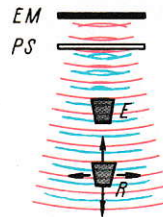


Fig. 7.5-5. Interferența microundelor pe straturi subțiri (EM — ecran metalic; PS — placă de sticlă; E — emițător; R — receptor)

Observație: Pe perete se formează un sistem de cercuri luminoase și întunecate care sînt dispuse cu simetrie circulară față de axa sursă luminoasă — foiță de mică (fig. 7.5-4).

Pentru comparație facem experiența cu lamele paralele cu emițătorul de micro-unde.

Experiența 7.5/5: La 1 pînă la 2 dm în fața unei plăci de sticlă PS (fig. 7.5-5) se află emițătorul E, iar în spatele lui receptorul R. În spatele plăcii de sticlă așezăm paralel cu ea un ecran metalic EM.

Observație: Variind distanța placă de sticlă-ecran metalic sau deplasînd receptorul, acesta indică maxime sau minime.

Placa de sticlă transparentă pentru microunde reflectă o parte din unde, în timp ce cealaltă parte este retransmisă abia de ecranul metalic. Suprapunerea celor două fracțiuni generează interferențele. În mod similar decurge experiența cu foița de mică. Lumina emisă de lampă se reflectă parțial pe fața anterioară și parțial pe fața posterioară a foiței transparente de mică și astfel se produce suprapunerea.

R e z u l t a t: Prin reflexia pe partea anterioară și posterioară a foiței de mică apar două fronturi de undă care generează interferențe circulare vizibile pînă departe. Ele reprezintă o altă dovadă pentru utilitatea modelului ondulator al luminii.

Diferența de drum a două unde care se suprapun într-un loc se citește din figura 7.5-6 în care nu se ține seama de refracție. Pentru diferența de drum geometric se găsește (L trebuie oglindit pe partea anterioară și posterioară!) $\Delta x = d \cos \beta_c$ și de aici drumul optic (v. 7A.5) $\Delta x' = 2 n d \cos \beta_c$ (n indicele de refracție al micăi). Ținînd cont că pe partea anterioară reflexia se produce cu un salt de fază π (reflexie la capătul „închis“, vezi 3.3.4), diferența de drum a celor două raze este

$$s = 2 n d \cos \beta_c + \frac{\lambda}{2}.$$

Pentru un punct din cercul întunecat, această diferență de drum trebuie să fie

$$\Delta s = (2k - 1) \frac{\lambda}{2}.$$

Observați! Spre deosebire de experiențele de interferență din 7.4. și 7.5.1, cele două centre de undă se află, privite dinspre ecranul pe care se observă interferențele, unul în spatele celuilalt și nu laolaltă. Figura de interferență spațială se obține rotind mulțimea hiperbolelor de interferență cu focarele în L_1 și L_2 în jurul axei $\overline{L_1 L_2}$, astfel că în planul peretelui rezultă cercuri.

De aici mai rezultă că diferența de drum a două unde care interferă este mereu de ordinul de mărime al grosimii foiței de mică care este de cîteva zecimi de milimetru. Aceasta corespunde unui număr considerabil de lungimi de undă. Este deci vorba de interferențe de ordin foarte înalt, care pot fi observate numai în lumină monocromatică. I.a folosirea luminii becului cu filament incandescent (efectuați experiența!), din cauza mulțimii de lungimi de undă și a grosimii foiței apar multe po-

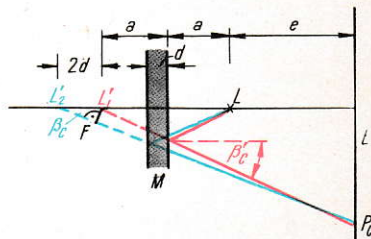


Fig. 7.5-6. Construcția surselor virtuale de lumină L_1 și L_2 pe foița de mică. L — sursă de lumină; E — ecran.

Fig. 7.5-7. Relativ la evaluarea inelelor lui Newton.

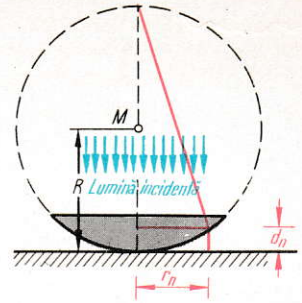
Avem $r_n^2 = d_n(2R - d_n) \approx d_n 2R$, deci $d_n = \frac{r_n^2}{2R}$, iar $\Delta s = 2d_n +$

$\frac{\lambda}{2}$. Conform teoremei înălțimilor, $r_n^2 = d_n(2R - d_n) \approx$

$\approx d_n 2R$ sau $d_n = \frac{r_n^2}{2R}$. Întrucît lentila nu stă foarte fix pe

placă, λ se calculează din diferența dintre două inele. Diferența de drum Δs crește de la inel la inel cu λ :

$$\lambda = 2 \frac{d_m - d_n}{m - n} = \frac{r_m^2 - r_n^2}{(m - n)R}$$



sibilități pentru intensificarea sau atenuarea undelor de diferite lungimi în același loc, așa că nu se mai pot forma benzi luminoase și întunecate. Nici la folosirea filtrelor cromatice nu se pot vedea inele.

P *Problema 7.5/2:* Fie diferența de drum între două trenuri de unde care interferă a) $\Delta s = 10 \cdot 10^{-7}$ m sau b) $\Delta s = 100 \cdot 10^{-7}$ m. Care unde din domeniul $\lambda = 4 \cdot 10^{-7}$ m pînă la $\lambda = 7,5 \cdot 10^{-7}$ m se amplifică atunci tocmai la maximum? Care sînt ordinele de interferență respective?

Apariția *culorilor de interferență* se bazează de asemenea pe suprapunerea luminii reflectate pe partea anterioară și posterioară a straturilor subțiri. Cînd straturile sînt destul de subțiri și diferențele de drum nu sînt prea mari, unele din culorile conținute în lumina albă se anihilează, în timp ce celelalte dau naștere la culori vii, strălucitoare. (La o grosime prea mare a stratului, culorile de interferență trec într-un alb spălăcit.) Ele se observă la straturi de ulei pe apă, la lamele de săpun și la culori de revenire pe metale încălzite. Culorile splendide ale multor insecte, de exemplu ale fluturilor, ca și cele ale sidefului iau naștere în același fel. *Culorile de interferență* nu sînt culori spectrale pure, ci *culori amestecate*. Tot de această categorie țin și inelele lui Newton care deranjează la proiectarea diapozitivelor color înrămate cu sticlă.

E *Experiență pentru elevi:* Pe placa de sticlă a unei oglinzi se așază o lentilă plată planconvexă. În lumina reflectată se observă cu o lupă numeroase *inele ale lui Newton* dispuse concentric. Explicați formarea inelelor, iar din diametrul inelelor la lungime de undă cunoscută a luminii monocromatice calculați raza de curbură a lentilei sau, invers, cunoscînd raza de curbură calculați lungimea de undă a luminii folosite (fig. 7.5-7). (Țineți cont de saltul de fază la reflexia pe mediul mai dens.)

Efectul *innobilării* lentilelor prin acel strat albastru, denumită și optică *T* se bazează de asemenea pe interferență,

Experiența 7.5/6: Priviți o placă parțial innobilată, prin reflexie și transparență.

Partea innobilată apare mai luminoasă prin transparență și mai întunecoasă prin reflexie decît partea suprafeței netratate.

Pe suprafață se depune prin evaporare un strat de criolit sau fluorură de magneziu calculat în așa fel încît diferența de drum a două trenuri de unde reflectate pe suprafața stratului și a sticlei să fie tocmai $\frac{\lambda}{2}$, iar părțile reflectate să se anihileze, în timp ce cele transmise să se intensifice conform *bilanțului energetic* (pentru aceasta vezi 3.4.2).

Evident că aceasta este strict valabil numai pentru o anumită lungime de undă; în practică, domeniul lungimilor de undă este totuși relativ larg. Suprafața unei lentile inobilate în felul acesta împrumută atunci culoarea mixată a luminii neanihilate complet prin interferență. Se realizează deci o creștere de intensitate a luminii transmise.

7.5.3. Coerența ca premisă a interferenței

Un fapt sprijinit de experiența zilnică, și se pare destul de consolidat, este că luminozitatea a două surse de lumină se *adună*, adică nu apar interferențe. Tocmai această experiență generală a împiedicat multă vreme luarea în considerație în mod serios a unei teorii ondulatorii a luminii. După cum arată experiențele tratate pînă acum, asemenea fenomene de interferență nici nu pot fi observate decît în anumite condiții, care de obicei par foarte artificiale.

Nu este nicidecum suficientă procurarea a două surse de lumină de lungime de undă egală și aducerea luminii lor la suprapunere. Aici este o deosebire clară față de împrejurarile din acustică sau de la undele electromagnetice. Acolo, două diapazoane, de exemplu, de aceeași frecvență emit continuu cîte o undă în timpul perioadei de observație, iar aceste undele interferă apoi.

Natura diferită în domeniul undelor luminoase este cauzată de complexitatea fenomenelor prin care sursa emite lumina și pentru care abia teoria atomică oferă o explicație satisfăcătoare. În cîteva cuvinte va trebui aici să anticipăm (vezi capitolul 10).

În primul rînd, o *sursă de lumină nu reprezintă niciodată un singur centru de unde*. Fiecare punct, și anume fiecare atom sau moleculă a izvorului luminos este un emițător care acționează independent. De aceea nici nu există o sursă de lumină punctiformă. (În acustică, o sursă sonoră mai poate fi presupusă cu bună aproximație „punctiformă” în comparație cu cîmpul de unde pe care îl creează.)

În al doilea rînd, fiecare din acești atomi sau molecule nu emite unde pe o durată infinită, ci acționează ca *emițător numai un timp foarte scurt* ($\Delta t \approx 10^{-8}$ s), timpii de emisie a luminii succedîndu-se la intervale neregulate. De aceea, grupele de unde care pornesc dintr-un punct al izvorului luminos și pe care trebuie să ni le închipuim ca unde sferice, au doar o lungime limitată, care se numește *lungime de coerență*¹.

În figura 7.5-8 sînt desenate trei puncte ale unei surse de lumină monocromatică cu cîteva trenuri de undă — reprezentate pentru simplificare ca unde liniare. Toate grupurile de unde care sînt emise din diferite puncte ale unei asemenea surse de lumină au între ele frecvențe și amplitudini egale și de asemenea posedă aceeași lungime (de coerență), dar sînt emise fără nici o *relație de fază* între ele (statistic).

De aici rezultă două *condiții esențiale pentru capacitatea de a interfera*:

1. Numai lumina emisă de un punct al sursei luminoase poate fi adusă la interferență, după ce a fost împărțită și a parcurs drumuri diferite.
2. Diferența acestor drumuri nu trebuie să depășească lungimea de coerență pentru că altminteri undele provenind din același grup de unde nu mai pot interfera între ele (fig. 7.5-9).

După cum vedem schematic în figura 7.5-9, interferența a două trenuri de undă nu mai poate apărea dacă diferența de drum $N\lambda$ este mai mare decît lungimea de coerență. Numărul N de lungimi de undă aparținînd unui tren de unde este deci comparabil cu ordinul cel mai înalt al franjei de interferență, care poate fi încă observată. Astfel, din numărul de ordine N se pot trage concluzii asupra lungimii de coerență $N\lambda$. La experiența cu fanta dublă și cu cele două oglinzi, cînd se folosea lumină obținută prin incandescență se puteau vedea numai cîteva franje de interferență. Lungimea de coerență a luminii „albe” este

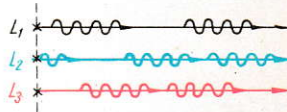


Fig. 7.5-8. Distanțele dintre două trenuri de unde ale aceleiași surse de lumină variază, ca și relațiile de fază între ele și față de undele celorlalte surse de lumină.

¹ (lat.), *cohaerere* = a fi legat, a fi interdependent.

deci deosebit de mică, fiind de numai câteva lungimi de undă. De aceea, experiența cu foia de mică nici nu se poate efectua cu lumină „albă”. În schimb, lumina lămpilor cu vapori de sodiu și mercur posedă o lungime de coerență mult mai mare. Ea este deci cu atât mai mare, cu cât lumina emisă este mai monocromatică. Cerința de punctiformitate a sursei de lumină este desigur o idealizare care nu se poate realiza niciodată, ci se poate numai aproxima. Claritatea benzilor de interferență în experiența cu cele două fante și cu cele două oglinzi depinde așadar esențial de lățimea fantei iluminate.

Pe experiența cu fanta dublă să ne clarificăm acum condiția pe care trebuie să o mai satisfacă lățimea s a fantei F pentru ca fanta dublă să poată fi privită ca sursă de lumină coerentă în sensul discutat mai sus.

Pentru explicație servește figura 7.5-10. De la sursa luminoasă propriu-zisă trenurile de unde ajung complet neregulat în planul fantei, așa că putem considera tot atât de bine planul acestei fante ca sursă de lumină ale cărei puncte emit unde *necoerente* (sau incoerente). La un anumit moment, toate aceste unde elementare posedă anumite relații de fază reciproce. Pentru 10^{-8} s, aceste diferențe de fază rămân egale așa că în acest timp se pune în mișcare un grup de unde rezultat bine determinat.

Se pune acum întrebarea dacă, ajungând la fanta dublă, acest grup de unde are în ambele orificii F_1 și F_2 aceeași formă. Căci numai atunci cele două deschideri pot fi considerate ca centre de unde *coerente*. Pentru aceasta trebuie să cercetăm dacă *relațiile de fază* pe drumul de la F la F_1 variază altfel decât pe drumul de la F la F_2 . Considerăm cele două puncte I și II ale fantei F pentru că au poziția cea mai dezavantajoasă din acest punct de vedere. Să zicem că în I oscilația are tocmai faza φ , iar în II $\varphi + \Delta\varphi$ unde $\Delta\varphi$ este diferența de fază existentă în acest moment față de I . Atunci trenurile de unde 1 și 3 pornesc din I cu faza φ , iar 2 și 4 din II cu $\varphi + \Delta\varphi$, întrucît provin ca perechi din același centru. Fie drumul $I F_1$ și deci și $II F_2$ tocmai $k\lambda$, așa că 1 ajunge în F_1 cu faza φ , iar 4 în F_2 cu $\varphi + \Delta\varphi$. Dar 2 are față de 1 de parcurs un drum cu $s \sin \alpha$ mai lung, deci în F_1 el prezintă față de 1 o diferență de fază suplimentară $\Delta\psi$ corespunzătoare drumului $s \sin \alpha$. Deci 2 are în F_1 faza $\varphi + \Delta\varphi + \Delta\psi$. În mod corespunzător, 3 are în F_2 faza $\varphi + \Delta\psi$.

Rezumăm relațiile:

Trenul de unde	Faza în fanta F	Drumul optic	Faza în F_1 , respectiv F_2
1	φ	$k\lambda$	φ
2	$\varphi + \Delta\varphi$	$k\lambda + s \sin \alpha$	$\varphi + \Delta\varphi + \Delta\psi$
3	φ	$k\lambda + s \sin \alpha$	$\varphi + \Delta\psi$
4	$\varphi + \Delta\varphi$	$k\lambda$	$\varphi + \Delta\varphi$

Se vede că relațiile de fază sînt diferite între 1 și 2 respectiv 3 și 4 . Ele pot fi considerate aproximativ egale numai dacă $\Delta\psi \ll \pi$ sau dacă $s \sin \alpha \ll \frac{\lambda}{2}$. Cu acestea, *condiția de coerență* sună astfel:

O fantă emite lumină practic coerentă atîta vreme cît pentru lățimea ei s și pentru unghiul de deschidere 2α al conului său de lumină este valabilă relația:

$$s \sin \alpha \ll \frac{\lambda}{2}.$$

Fig. 7.5-10. Întrucît fanta dublă este foarte îndepărtată de fanta de iluminare, razele 1 și 2 , respectiv 3 și 4 , pot fi considerate paralele.

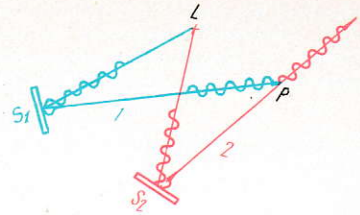
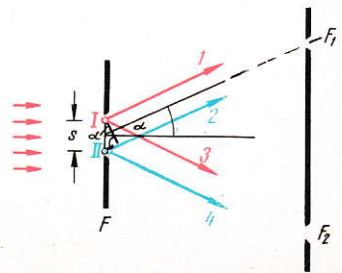


Fig. 7.5-9. Trenurile de unde au părăsit perechi-perechi aceeași sursă de lumină L . Drumurile LS_1P și LS_2P diferă tocmai cu lungimea de coerență; trenurile de unde nu interferă reciproc.



Înseamnă că la o lățime mică a fantei, unghiul de deschidere poate fi făcut relativ mare. Dacă, în schimb, unghiul de deschidere este foarte mic, atunci fanta (sau — în absența fantei — suprafața luminoasă a sursei de lumină) poate fi deschisă foarte mult.

În experiența celor două oglinzi și a celor două fante, fanta iluminată trebuie deci să fie foarte îngustă; în schimb, unghiul de deschidere a două raze — care în experiența cu foia de mică pornesc de la cele două surse luminoase virtuale L_1' și L_2' spre unul și același punct al peretelui — este foarte mic și de aceea suprafața sursei de lumină poate fi aleasă foarte mare, ea putând fi utilizată chiar și fără fantă.

7.5.4. Difracția și interferența pe fir și pe fantă

Propagarea rectilinie a luminii constituie legea fundamentală a opticii geometrice. Ea explică, de exemplu, în modul cel mai simplu, formarea umbrei corpurilor. Marginile acestor umbre le vom cerceta acum mai îndeaproape pe diverse exemple.

Pentru o umbră bine conturată este nevoie de o sursă luminoasă punctiformă. În cele ce urmează, o astfel de sursă va fi fanta F_1 iluminată bine cu ajutorul unui condensator C . În planul axei optice perpendicular pe fantă o putem considera drept sursă de lumină aproximativ punctiformă, care emite lumină coerentă.

Experiența 7.5/7: În fața fantei iluminate așezăm, paralelă cu ea, o sîrmă S (sau un cui) cu diametrul de cîteva zecimi de milimetru.

Observație: Pe ecran apare o figură de interferență simetrică la care se remarcă benzile luminoase care spre exterior devin din ce în ce mai înguste. Acoperindu-le pe ecran, observăm și în umbra geometrică a firului de sîrmă una sau mai multe benzi (nu chiar atît de) luminoase și întunecate care prezintă aceleași distanțe (fig. 7.5-11).

Cel mai simplu se poate explica *partea interioară a figurii*. Luminozitatea poate proveni aici numai din pătrunderea luminii și în spațiul umbrei geometrice. În sensul *principiului lui Huygens* considerăm cele două margini ale firului de sîrmă M_1 și M_2 (fig. 7.5-12) ca excitatoare de unde elementare a căror lumină coerentă ajunge la suprapunere în interiorul figurii.

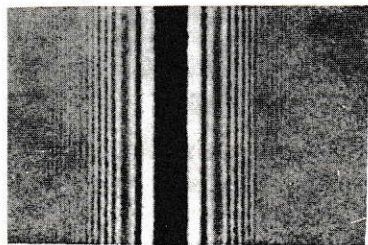


Fig. 7.5-11. Figură de difracție și interferență în spatele firului de sîrmă.

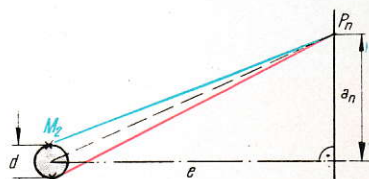


Fig. 7.5-12. Relativ la determinarea lungimii de undă prin difracție și interferență pe fir.

Dacă în interior se formează mai multe benzi, atunci din distanța dintre ele și cunoscând diametrul firului d (șurub micrometric) se poate calcula *lungimea de undă* a luminii. Sub aspect geometric, dispozitivul experimental coincide cu cel din experiența celor două fante (v. fig. 7.4-5). În locul surselor de lumină F_1 și F_2 de acolo se află aici punctele marginale, iar distanța dintre ele trebuie înlocuită prin diametrul $d=2r$. Atunci, ca la fanta dublă, este valabil

$$n\lambda = \frac{a_n d}{e}, \text{ iar pentru } n=1 \quad \lambda = \frac{a_1 d}{e},$$

unde a_1 este distanța între două franje luminoase.

R e z u l t a t: *Franjele de interferență din spațiul geometric al unui fir de sîrmă se pot explica prin difracția luminii pe muchiile sîrmei.*

Aceeași experiență o efectuăm cu undele electromagnetice ale *emițătorului de microunde* (fig. 7.5-13). În spatele diafragmei lamelare, a „sîrmei“, apar locuri de intensitate mai mare și mai mică.

- P | *Problema 7.5/3:* Pentru distanța dintre 3 franje de interferență luminoase din umbra geometrică a unei sîrme ($d=1,5$ mm) se găsește $a=3,2$ mm. Distanța sîrmă-ecran este $e=4,12$ m. Calculați lungimea de undă.

Pentru *interpretarea părții exterioare a figurii de interferență* facem următoarea experiență:

- E | *Experiența 7.5/8:* Sîrma din experiența 7.5/7 se înlocuiește cu un semiplan (lamă de ras, placă de metal) așezat în drumul razelor paralel cu F_1 .

Observație: Pe ecran apare o figură de interferență similară cu cea observată de cele două părți ale sîrmei. Figura de interferență la un semiplan nu depinde de ascuțimea muchiei (fig. 7.5-14, a).

Fronturile de undă care ajung paralele cu *semiplanul* (fig. 7.5-14, b) sînt parțial tăiate de obstacol. Celelalte unde se suprapun cu unda circulară care se formează în jurul punctului marginal al semiplanului.

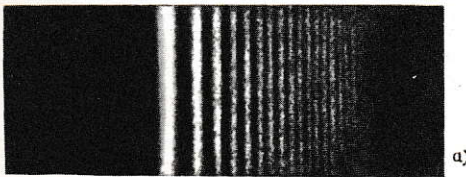


Fig. 7.5-14. Franje de difracție la marginea umbrei unui semiplan: a) Fotografie în lumina filtrului roșu; b) Schematic: Frontul de undă (negru) străbate semiplanul doar parțial (albastru). Muchia devine punctul de plecare al unei unde circulare (roșu).

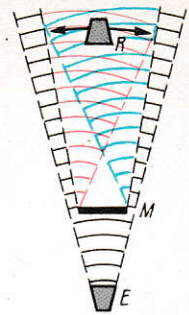
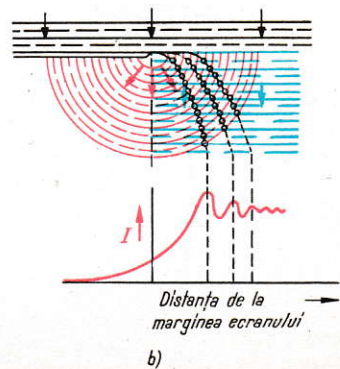


Fig. 7.5-13. Difracția undelor electrice pe „sîrmă“. E — emițător, R — receptor, M — fîșie de metal.

Experiența se poate efectua și cu *emițătorul de microunde*, înlocuind diafragma lamelară (v. fig. 7.5-13) cu muchia unui ecran metalic.

R e z u l t a t: Fenomenele de difracție pe obstacole reprezintă un criteriu pentru natura ondulatorie a luminii. Ele sînt indisolubil legate de propagarea luminii.

Asemenea fenomene de difracție au fost descrise pentru prima dată de G r i m a l d i, în 1665: „Lumina se propagă sau se răspîndește nu numai direct, refractat sau reflectat, ci și într-un anumit al patrulea mod împrăștiat“.

Experiență pentru elevi: Observați fenomenele de difracție de diferite obiecte (sirme, semiplane, plăci de sticlă cu picături de tuș sub formă de discuri rotunde mici) în lumină coerentă.

Experiența 7.5/9: În drumul razelor care vin de la fanta de iluminare F_1 așezăm o a doua fantă paralelă, fanta de difracție F_2 . Pentru a mări intensitatea luminoasă proiectăm mai întîi fanta de iluminare cu lentila L pe ecran (fig. 7.5-15).

Observație: Începem experiența cu fanta de difracție lată. La *marginile* benzilor luminoase se văd *tivituri* slabe. Dacă fanta se îngustează, în banda luminoasă apar linii slab vizibile, al căror număr scade mereu. În cele din urmă, ultima bandă întunecată dispăre în banda luminoasă care, îngustînd fanta în continuare, devine iarăși mai lată. Din părțile laterale începe să iasă un număr de linii luminoase, pînă cînd fenomenul dispăre cu totul și fanta s-a închis (fig. 7.5-16).

Linii întunecate din banda luminoasă (*prima parte* a experienței) se formează prin difracție pe cele două semiplane care definesc fanta. Nouă este observația din *a doua parte* a experienței.

După principiul lui Huygens, considerăm toate punctele din planul fantei ca excitatori de unde elementare, care oscilează cu faze egale, undele suprapunîndu-se în planul ecranului. Mai facem ipoteza simplificatoare că toate undele care interferă pe ecran în același punct P_n au părăsit planul fantei paralele. Pentru a putea cuprinde mai ușor condițiile de interferență ne închipuim un anumit număr, cam 60 de asemenea excitatori distribuiți uniform pe lățimea fantei.

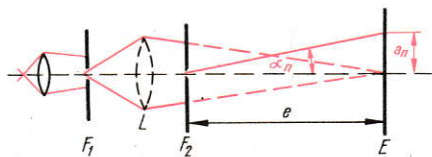


Fig. 7.5-15. Difracție pe fantă.

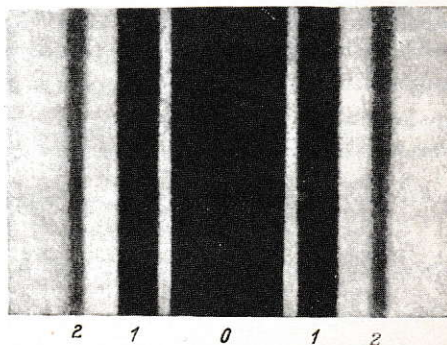


Fig. 7.5-16. Figură de interferență pe fantă, negativ fotografic (benzile iluminate apar întunecate). Numerele indică ordinul maximelor de difracție (vezi fig. 7.5-18).

Pe direcția de propagare *rectilinie* perpendiculară pe fantă nu apar diferențe de drum între cele 60 de unde elementare, așa că obținem un maximum de luminositate (maximum de difracție de ordinul 0) în centrul ecranului. Acum ne alegem succesiv alte fascicule de trenuri de unde *paralele*, care fac unghiul α cu direcția normală la fantă. La creșterea lui α începând de la zero, pentru o anumită valoare a sa, primul și al 60-lea tren de unde al fasciculului aparținând unghiului se vor stingea reciproc în P_1 , și anume dacă diferența de drum este tocmai $\Delta s = \frac{\lambda}{2}$. Pentru un unghi următor se anihilează apoi primul și al 59-lea, tot așa ca și al 2-lea și al 60-lea tren de unde, pînă cînd, în fine, primul este deplasat față de al 31-lea, al 2-lea față de al 32-lea, ș.a.m.d. ... și al 30-lea față de al 60-lea cu $\frac{\lambda}{2}$. Pe această direcție pe ecran va domni întineric deplin (*primul minimum de difracție*). Diferența de drum a celor două unde marginale este atunci λ , așa că dacă d este lățimea fantei, avem pentru *primul minimum de difracție*

$$\sin \alpha_2 = \frac{\lambda}{d} \quad (\text{fig. 7.5-17, b}).$$

Pentru acest unghi, *fasciculul* se poate diviza în două jumătăți. Fiecare tren de unde al primei jumătăți găsește în a doua jumătate un tren de unde față de care să posede pe ecran o diferență de drum $\Delta s = \frac{\lambda}{2}$.

La creșterea lui α în continuare, o parte din unde nu vor găsi nici un „partener” pentru extincție. Fiindcă dacă:

$$\sin \alpha_3 = \frac{3 \frac{\lambda}{2}}{d} \quad (\text{fig. 7.5-17, c}),$$

atunci apar trei fascicule ale căror unde au o diferență de drum $\frac{\lambda}{2}$ și dintre care două se sting, dar o treime din unde nu găsesc partener pentru extincție (maximum de ordinul 1).

În general se vede că toate undele se sting reciproc dacă diferența de drum a undelor marginale este $n\lambda$. Atunci fasciculul se poate împărți în $2n$ domenii de egală lățime, ale căror unde aparținând la două domenii învecinate se sting. Dacă, în schimb, diferența de drum a undelor marginale este $(2n-1)\frac{\lambda}{2}$, atunci din cele $2n-1$ domenii rămîne unul ale cărui unde nu găsesc nici un partener pentru extincție în P_n .

R e z u l t a t: Indifracția pe fantă apare pe direcțiile cu

$$\sin \alpha = \frac{n\lambda}{d} \quad (n=1, 2, 3, \dots), \quad \text{întineric}$$

și pe cele cu

$$\sin \alpha = \frac{(2n-1)\frac{\lambda}{2}}{d} \quad (n=1, 2, 3, \dots), \quad \text{lumină}$$

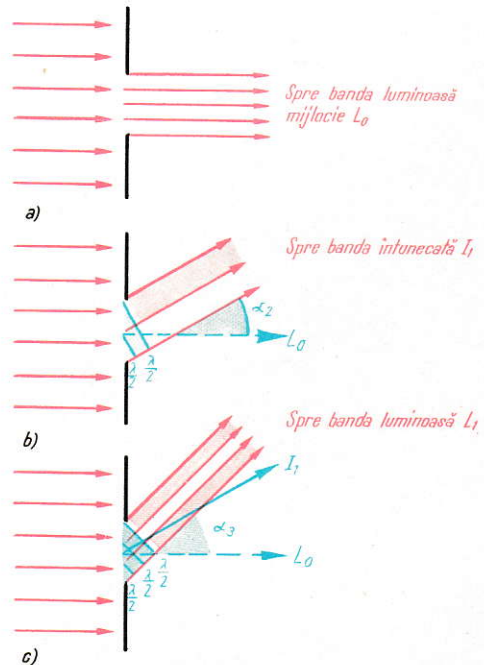


Fig. 7.5-17. Relativ la apariția maximelor și minimelor de luminositate prin difracție și interferență pe fantă.

prin interferența undelor elementare care părăsesc planul fantei. Figura de difracție este cu atât mai lată, cu cât fanta este mai îngustă.

O estimare foarte brută a distribuției intensității se obține în modul următor: la maximumul de ordinul 1 contribuie doar o treime a tuturor trenurilor de unde, la al 2-lea o cincime etc. Făcând abstracție de faptul că acestea mai prezintă diferențe de drum între ele, amplitudinea totală a tuturor undelor va fi în primul caz aproximativ $\frac{1}{3}$, în

al doilea circa $\frac{1}{5}$ din cea a ma-

ximumului central. În mod corespunzător, intensitatea care este proporțională cu pătratul amplitudinii, va fi în aceste locuri $\frac{1}{9}$, respectiv $\frac{1}{25}$ din cea a maximumului de difracție de ordin 0. Distribuția exactă a intensității (fig. 7.5-18) se obține prin integrare.

Experiența 7.5/10: Între emițătorul de microunde și receptorul său, două ecrane metalice formează o fantă cu deschiderea de circa 2 cm. Cu receptorul se explo-

Observație: În spatele fantei se detectează o distribuție de intensitate similară celei reprezentate în figura 7.5-18. De ambele părți ea se întinde departe în spațiul umbrei geometrice.

Motivul pentru care fenomenele de difracție a luminii, spre deosebire de cele ale undelor electromagnetice, se produc doar într-un unghi solid foarte redus, este acela că în experiența cu microundele, lățimea fantei poate fi făcută mică față de lungimea de undă. La experiențele optice nu putem proceda în mod analog pentru că la fante așa de înguste nu s-ar mai vedea nimic.

Aici lățimea fantei este mereu numai de câteva sute de lungimi de undă și de aceea lumina este difractată doar ca fascicul slab divergent (v. fig. 3.4-13).

Difracția pe fantă poate fi utilizată pentru măsurarea lungimii de undă. Din figura 7.5-15 se scoate pentru distanța a_n a celui de al n -lea minim din maximumul de difracție de ordin 0

$$\operatorname{tg} \alpha_n = \frac{a_n}{e} \quad \text{și} \quad \sin \alpha_n = \frac{n\lambda}{d} \quad \text{și de aci} \quad n\lambda = \frac{d}{e} a_n.$$

Datorită micimii unghiului, cele două expresii se pot egala. Lățimea fantei d se măsoară direct sau dintr-o fotografie mărită.

Problema 7.5/4: La o figură de difracție pe fantă se măsoară 15 mm pentru distanța dintre cele două minime de ordinul 1, iar $e=212$ cm; pentru determinarea lățimii fantei se mai măsoară $d'=2$ mm, $\phi=15,3$ cm și $i=197$ cm. Determinați lungimea de undă λ .

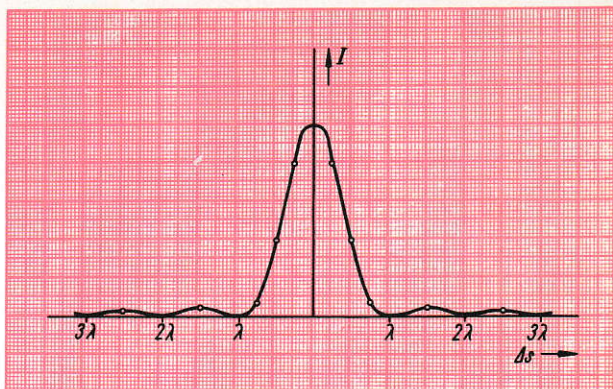


Fig. 7.5-18. Curba de intensitate a figurii de interferență la difracția pe fantă. Pe abscisă s-a trecut diferența de drum a undelor marginale.

- P | **Problema 7.5/5:** Desenați ca în figura 7.5-18 distribuția de intensitate a două culori spectrale diferite, folosind același sistem de coordonate: $\lambda_{\text{roșu}} = 7 \cdot 10^{-7}$ m, $\lambda_{\text{albastru}} = 4 \cdot 10^{-7}$ m. Din figura obținută explicați observațiile care se fac într-o experiență de difracție cu lumină amestecată albă.

7.5.5. Difracția și interferența pe rețea

Toate experiențele de interferență și difracție de pînă acum nu sînt adecvate pentru o măsurătoare exactă a lungimilor de undă. În acest scop, de la Fraunhofer (1787–1826) pînă în prezent se utilizează așa-numitele *rețele* care constau dintr-un număr foarte mare de fante paralele foarte înguste, situate la distanțe egale.

Primele rețele au fost confecționate din sîrme întinse paralel. Rețele mai fine se obțin zgîriind pe sticlă, cu un diamant, linii echidistante, care formează părțile opace ale rețelei.

O rețea se caracterizează prin distanța dintre centrele a două deschideri învecinate, adică prin așa-numita *constantă de rețea* δ .

- E | **Experiența 7.5/11:** În fața lentilei L (fig. 7.5-19) care proiectează fanta de iluminare bine conturată pe ecran așezăm o rețea R în drumul razelor.

- Observație:**
1. În lumina arcului electric de cărbune sau a becului, lângă banda luminoasă centrală apar benzi colorate cu lățimi din ce în ce mai mari, care strălucesc în culorile spectrului. Spre exterior, benzile colorate sînt mai puțin luminoase și se suprapun.
 2. Intercalînd un *filtru cromatic* în drumul razelor, benzile colorate dispar cu excepția cîtorva dungă mai mult sau mai puțin înguste în locurile în care mai înainte apăruse în spectru culoarea respectivă. Dacă constanta rețelei nu este prea mică, atunci dungile sînt echidistante.
 3. Folosind o *sursă de lumină monocromatică* (de exemplu, lampa cu vapori de sodiu), în locul benzilor colorate late apar linii simple cu atît mai bine conturate, cu cît constanta rețelei este mai mică.

Benzile colorate late din lumina albă provin în mod vădit din împrăștierea liniilor monocromatice, după cum arată a doua parte a experienței.

Rezultat: În lumina albă, o rețea produce, pe lângă o bandă albă centrală, o serie de benzi colorate care se lătesc spre exterior și care conțin culorile spectrale pure de la violet (în interior) la roșu (în exterior). Acestea sînt spectrele (continue) ale rețelei de ordinul 1, 2, ..., n .

Observații! Spre deosebire de spectrul unei prisme, violetul este deviat cel mai puțin iar roșul cel mai mult.

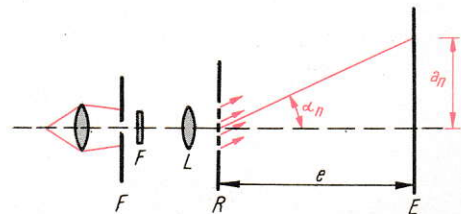


Fig. 7.5-19. Difracția pe rețea (dispozitiv experimental).

La folosirea luminii monocromatice, rețeaua proiectează o serie de linii bine conturate, liniile spectrale de ordinul 1, 2, ..., n.

După Huygens, deschiderile rețelei reprezintă puncte de plecare ale undelor elementare de fază egală, a căror înfășurătoare generează apoi fronturile de undă în diferite direcții. Normalele lor descriu direcțiile spre liniile spectrale de pe ecran. Presupunem din nou că toate trenurile de unde (aproape) paralele se suprapun în unul și același loc al ecranului. În figura 7.5-20 sînt desenate direcțiile normalelor la fronturile de undă pentru diferența de drum $n\lambda$; pe această direcție se intensifică toate undele elementare în locul P_n de pe ecran.

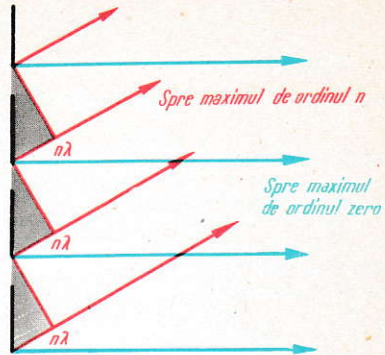


Fig. 7.5-20. Relativ la apariția maximelor prin difracție și interferență pe rețea.

Rezultat: La difracție și interferență pe rețea, maximele principale se găsesc pe direcțiile pentru care este valabil:

$$\sin \alpha_n = \frac{n\lambda}{\delta}$$

Cum se formează regiunile de întuneric deplin între maximele principale bine conturate — folosind tot lumină monocromatică — arată

Experiența 7.5/12: Înlocuim rețeaua cu un pieptene fin și descoperim succesiv, dinspre centru, deschiderile sale, care fuseseră acoperite în prealabil cu o fișe de tablă. Observăm figura de interferență pe un ecran translucid, la nevoie printr-o lupă.

Observație: La început apar dungii luminoase late, care se conturează mai bine pe măsură ce numărul N al deschiderilor crește. Între ele apar dungii luminoase, slab vizibile, al căror număr crește pînă cînd în cele din urmă

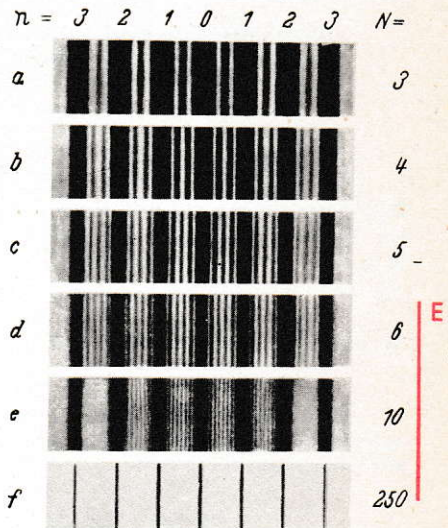


Fig. 7.5-21. Figura de interferență a unei rețele de linii în funcție de numărul N de deschideri ale rețelei. n — număr de ordine al maximelor principale. Toate rețelele (de la a la f) au aceeași constantă de rețea. Negativ fotografic (benzile luminate apar întunecate).

devin atât de slab luminoase încît nu mai pot fi distinse (fig. 7.5-21, n — ordinul maximelor principale).

Vom explica figura pe exemplul a $N=4$ deschideri. Fie Δs diferența de drum a două unde învecinate. Cînd $\Delta s=0$, maximum de ordin 0 apare pe această direcție. Dacă $\Delta s = \frac{\lambda}{4}$, trenurile de unde 1 și 3, precum 2 și 4 se sting; la $\Delta s = \frac{\lambda}{2}$ combinațiile sînt 1—2 și 3—4; la $\Delta s = \frac{3}{4} \lambda$ din nou 1—3 și 2—4, care se sting. Pentru $\Delta s = \lambda$ apare apoi pe ecran maximumul principal de ordinul 1. Deci între cele două maxime principale se află $N-1=3$ minime care lasă loc între ele la $N-2=2$ maxime secundare (fig. 7.5-21, b). Pentru N mai mare, minimele sînt mai numeroase, ele îngrămădesc maximele principale mai mult, maximele secundare dispar, așa încît nu rămîn decît maximele principale bine conturate.

Rezultat: Benzile întunecate late dintre maximele principale bine conturate iau naștere prin posibilitățile multiple de interferență datorită cărora, pentru număr N mare al rețelei, între maximele principale se formează multe minime.

Faptul că pentru ordine superioare spectrele și liniile spectrale devin mai puțin luminoase rezidă în aceea că fiecare deschidere individuală a rețelei acționează, la rîndul ei, ca fantă și produce o figură de difracție ca în figura 7.5-18, care este mult lătită din cauza fineței deschiderilor rețelei. Maximele rețelei sînt cuprinse mai ales în interiorul maximumului de ordin 0 al acestei figuri de difracție și de aceea, în partea laterală ele scad mult în intensitate.

Pentru măsurarea lungimii de undă, la unghiuri de deviație mici se poate folosi din nou cunoscuta aproximație $\sin \alpha \approx \text{tg} \alpha$.

Pentru unghiuri de deviație mici, între lungimea de undă λ și distanța a_n de la maximum principal de ordin 0 la cel de ordin n de pe ecran este valabilă relația:

$$n\lambda = \frac{\delta}{e} a_n \quad \text{sau} \quad a_n = n\lambda \frac{e}{\delta}$$

A doua expresie arată că la deviații mici, distanțele dintre maximele principale sînt proporționale cu lungimea de undă și cu numărul de ordine. Fixînd ca limitele spectrului pe partea roșie $\lambda_{\text{roșu}} = 7,5 \times 10^{-7}$ m și pe cea violetă $\lambda_{\text{violet}} = 4 \cdot 10^{-7}$ și desenînd liniile de ordinul 1, 2, ..., apare figura 7.5-22 din care se vede suprapunerea parțială a spectrelor de ordin superior.

Fig. 7.5-22. Suprapunerea spectrelor de ordin superior ale rețelei.



Dacă însă constanta rețelei este atât de mică și deci unghiul de deviație atât de mare, încît aproximația să nu mai fie valabilă, atunci din figura 7.5-19 se calculează tangenta în locul sinusului și se găsește cu:

$$\sin \alpha_n = \frac{a_n}{\sqrt{e^2 + a_n^2}} \quad \text{și} \quad \sin \alpha_n = \frac{n\lambda}{\delta} \quad \text{că} \quad n\lambda = \frac{a_n \delta}{\sqrt{e^2 + a_n^2}}$$

Remarcă: La constantă de rețea suficient mică, rețeaua mai permite să se distingă între două lungimi de undă doar cu puțin diferite. Notînd $\lambda_2 - \lambda_1 = \Delta\lambda$, distanța dintre două linii de pe ecran

$$\Delta a_n = a_{n_2} - a_{n_1} = n\lambda_2 \frac{e}{\delta} - n\lambda_1 \frac{e}{\delta} = n\Delta\lambda \frac{e}{\delta}$$

este cu atit mai mare, cu cît liniile considerate sint de ordin mai inalt și cu cît constanta rețelei este mai mică. Prima condiție este limitată de scăderea intensității spre ordinele superioare, iar a doua de dificultatea confecționării rețelelor.

Astfel, pentru o rețea cu 5 700 de linii pe centimetru, două linii spectrale care diferă abia la a treia zecimală a lungimii lor de undă sint deja în primul ordin distanțate cu 1 mm pe un ecran aflat la 2 m.

Ca rezultat al măsurătorilor de lungimi de undă reținem:

Fiecare culoare spectrală este caracterizată, din punct de vedere fizic, printr-un anumit domeniu de lungimi de undă în vid sau (conform $c=\lambda\nu$) frecvență

Culoarea spectrală	Lungimea de undă (în nm= 10^{-9} m)	Frecvența (în 10^{14} Hz)
Violet	380 ... 430	7,9 ... 7,0
Albastru	430 ... 490	7,0 ... 6,1
Verde	490 ... 575	6,1 ... 5,2
Galben	575 ... 585	5,2 ... 5,1
Portocaliu	585 ... 650	5,1 ... 4,6
Roșu	650 ... 750	4,6 ... 4,0

Capătul roșu al spectrului vizibil se află la circa 780 nm, cel violet la 360 nm. În sensul acusticii, lumina vizibilă cuprinde deci cam o octavă.

Problema 7.5/6: Pe un ecran situat la distanța $e=2,55$ m de rețea (250 linii pe centimetru) se măsoară în lumină monocromatică distanța de 8,2 cm între maximele de ordinul 1 (la stînga și la dreapta maximului principal de ordin 0), de 16,6 cm între cele de ordinul 2 și de 24,8 cm între cele de ordinul 3. Calculați lungimea de undă λ .

Problema 7.5/7: Între cele două maxime de ordinul 1 ale liniei verzi a Hg, $\lambda=5 161 \text{ \AA}$, distanța pe un ecran situat la $e=3,45$ m este de 18,8 cm. Cît de mare este constanta rețelei? Cîte faete ale rețelei revin pe 1 cm?

Problema 7.5/8: Linia galbenă a Hg, $\lambda=5 780 \text{ \AA}$ coincide în al 3-lea ordin aproape exact cu linia albastră a Hg în al 4-lea ordin. Calculați lungimea de undă a liniei albastre.

7.5.6. Rolul difracției la formarea imaginii

Difracția dobîndește o importanță deosebită la formarea imaginii în toate aparatele optice. Anume, orice montură a lentilelor, ca și orice limitare a prizmilor, oglinzilor etc. reprezintă o deschidere difractantă care proiectează o figură de difracție mai mică sau mai mare a unui punct obiect.

Prin *puterea separatoare* (sau de rezoluție) a unui instrument optic se înțelege de aceea valoarea inversă a unghiului dintre două puncte obiect foarte îndepărtate care abia se mai pot dis-

tinge în ciuda difracției: $A = \frac{1}{\Delta\alpha}$

Experiența 7.5/13: Cu ajutorul unei lentile proiectăm filamentul unui bec, bine conturat pe un ecran situat la câțiva metri și intercalăm apoi în drumul razelor o diafragmă Di (fig. 7.5-23).

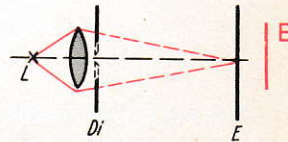


Fig. 7.5-23. Limitarea cu diafragmă a fascicului care produce imaginea.

Observație: Imaginea la început bine conturată a filamentului devine din ce în ce mai puțin luminoasă la micșorarea diafragmei pînă cînd, în cele din urmă, contururile devin neclare și lățite prin difracție, încît filamentul nu mai este de recunoscut.

Din fiecare punct se proiectează pe ecran un disc de difracție, iar două asemenea discuri — și deci punctele-imagină P_1 și P_2 — se pot distinge numai dacă maximele lor sînt separate între ele cel puțin cu raza R a discurilor de difracție (fig. 7.5-24). R trebuie luat egal cu distanța centru — minim de ordinul 1 din difracția pe fantă (teoretic, R este cu un factor de 1.22 ori mai mare datorită formei circulare și nu dreptunghiulare a deschiderii diafragmei). Din figură se citește:

$$\sin \alpha = \frac{\lambda}{d} \text{ și } \operatorname{tg} \alpha = \frac{R}{i} \text{ și deci cu } \sin \alpha \approx \tan \alpha,$$

$$R = \frac{i}{d} \lambda.$$

Pentru distanța de la P_1 la P_2 rezultă:

$$\frac{\Delta x}{o} = \frac{R}{i}$$

sau, ca valoare minimă pentru Δx : $\Delta x \geq \frac{o}{d} \lambda.$

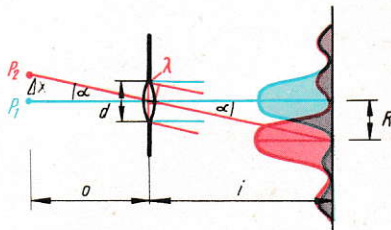


Fig. 7.5-24. Pe ecran, două discuri de difracție încă distincte, sînt separate prin distanța R .

Ca deschidere difractantă trebuie considerat diametrul diafragmei sau, în majoritatea cazurilor, diametrul monturii lentilei. Deci pentru ca distanța dintre două puncte observabile să rămînă destul de mare, deschiderea limitatoare d trebuie aleasă mare. În experiență, aceasta nu s-a mai dat la sfîrșit.

Din relația de mai sus rezultă cîteva *concluzii pentru lunetă și pentru microscop*.

Privind un obiect prin *lunetă*, obiectul se poate considera practic la infinit. Obiectivul proiectează atunci în planul său focal o imagine care se privește cu lupa, adică ocularul. Ocularul nu joacă nici un rol la difracție, deoarece două puncte ale căror discuri de difracție se supra-pun deja în planul focal al obiectivului nu mai pot fi corectate în ceea ce privește distorsiunea, prin intermediul ocularului. Astfel, pentru distanța unghiulară încă rezolvabilă dintre două puncte avem ($\Delta \alpha$ în radiani) $\Delta \alpha = \frac{R}{f}$, iar cu relația dedusă mai sus pentru $R (i=f!)$:

$$\Delta \alpha \geq \frac{\lambda}{d}.$$

R e z u l t a t: La lunetă, distanța unghiulară dintre două puncte încă separabile este direct proporțională cu lungimea de undă a luminii folosite și invers proporțională cu diametrul obiectivului.

Pentru a realiza deci o putere de rezolvare ridicată, lunetele se construiesc cu diametru mare al lentilei — sau la telescoapele cu oglindă — cu diametru mare al oglinzii.

La privirea unui obiect cu *microscopul*, obiectul se află practic în planul focal al obiectivului, așa că în expresia pentru Δx trebuie înlocuit $o=f$. Pentru distanța a două puncte încă separabile avem deci

$$\Delta x = \frac{f}{d} \lambda = \frac{\lambda}{\frac{d}{f}}.$$

(Din nou se poate neglija rolul ocularului din motive similare ca mai sus.) $\frac{d}{f}$ indică deschiderea relativă a obiectivului, iar la lentile bune ea este cam 1 : 0,8.

Rezultata: Cu ajutorul microscopului se pot recunoaște cel mult obiecte ale căror distanțe sînt de ordinul de mărime al lungimii de undă a luminii folosite.

O intensificare se poate realiza deci numai cu „lumină” de lungimi de undă mai scurte. Pe aceasta se bazează eficacitatea ultramicroscopului și — după cum vom înțelege mai tîrziu — a microscopului electronic (v. 10.6).

Rezumat:

Proprietățile ondulatorii ale luminii impun puterii de rezolvare a tuturor instrumentelor optice o limită naturală care în principiu nu se poate depăși.

Problema 7.5/9: Oginda telescopului de la observatorul Mount Palomar posedă un diametru de circa 5 m. Calculați distanța unghiulară încă rezolvabilă, în radiani și grade, pentru lumină cu $\lambda = 5550 \text{ \AA}$. Ce distanțe de pe Lună se mai pot separa cu acest telescop ($e = 384\,000 \text{ km}$)?

Problema 7.5/10: Determinată pentru puterea de rezoluție a ochiului este diametrul pupilei care, la iluminare medie este de 3 mm. Ce distanțe se mai pot distinge cu ochiul liber la o îndepărtare de 5 m ($\lambda = 5\,000 \text{ \AA}$) ?

Problema 7.5/11: Indicația 8×30 pe o lunetă cu prisme înseamnă că prin lunetă un obiect se vede la dimensiuni de opt ori mai mari (unghi vizual!) și că diametrul obiectivului este de 30 mm. Calculați distanța dintre două puncte care se mai pot distinge încă la o îndepărtare de 500 m ($\lambda = 5\,000 \text{ \AA}$).

7.6. Polarizarea; lumina și undele electromagnetice

Mai rămîne de clarificat dacă în reprezentarea ondulatorie, lumina trebuie descrisă ca undă transversală sau longitudinală. O decizie o dă polarizabilitatea pe care am studiat-o mai îndeaproape în paragraful 3.3.7 pe unduțiile corzii.

7.6.1. Polarizarea prin reflexie și refracție

Experiența 7.6/1: O piramidă de sticlă Ps , cu baza dreptunghi, montată pe o platformă de bază, este iluminată cu un fascicul de lumină paralel cu axa piramidei ca în figura 7.6-1. Înterpunem în drumul razelor un set de lame de sticlă Ls cu care deviem fasciculul de lumină în planul dispozitivului experimental.

Observație: La începutul experienței, pe placa de bază se văd, după cum este de așteptat, patru triunghiuri luminoase care provin din reflexia fasciculiului luminos pe cele patru fețe ale piramidei. Intercalînd setul lamelor de sticlă în drumul razelor și lăsînd piramida în fasci-

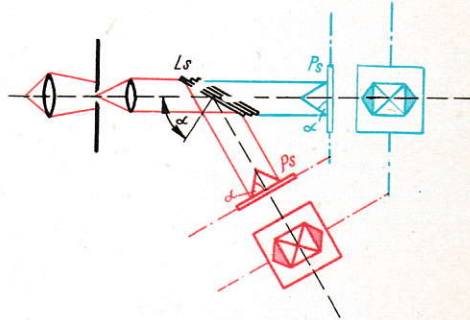


Fig. 7.6-1. Polarizarea prin reflexie și refracție. Dispozitiv experimental văzut de sus. Piramida de sticlă Ps (denumită și analizor cu oglindă) este desenată și în proiecție pe planul hîrtiei.

culul de lumină transmis, se constată că la o anumită poziție a setului de lame, fețele triunghiulare ale piramidei, perpendiculare pe planul figurii, de-abia mai reflectă. Dacă piramida se așază în partea reflectată a fasciculului luminos, păstrînd unghiul de reflexie α al setului de lame neschimbat, atunci celelalte două fețe ale piramidei nu mai reflectă.

Unghiul de reflexie sub care extincția în lumina transmisă și reflectată este deosebit de mare, se determină ca fiind cam de 57° . El coincide cu unghiul de înclinație al fețelor piramidei și deci și cu unghiul de reflexie sub care se reflectă lumina pe fețele piramidei. Experiența demonstrează că după traversarea setului de lame, lumina din fasciculul reflectat și transmis *nu* se mai comportă simetric față de direcția de propagare, ci după felul în care se reflectă pe piramidă sînt privilegiate anumite direcții perpendiculare pe traiectoria fasciculului luminos. Dar, conform modelului ondulator, aceasta se poate explica numai în ipoteza unor unde *transversale*.

Apare evident că lumina reflectată și în mare măsură — datorită extincției parțiale — și cea transmisă sînt polarizate reciproc perpendicular. Setul lamelor de sticlă servește ca polarizor, iar piramida ca analizor (v. 3.3.7).

Rezultat: Lumina se propagă ca proces ondulator transversal.

Brewster (1781—1868) a dat o interpretare pentru polarizarea prin reflexie și refracție. Undele transversale se caracterizează prin două direcții perpendiculare între ele, și anume prin direcția lor de propagare și prin vectorul oscilației care în optică se numește *vectorul luminii* (v. 3.3.3, a).

În figura 7.6-2 sînt desenați vectorii luminii unei incidente în planul reflexiei (albastru) și perpendicular pe el (roșu). Unghiul de reflexie de 57° se remarcă prin aceea că pentru el raza reflectată și cea refractată sînt perpendiculare între ele. Din legea refracției se găsește cu $\beta = 90^\circ - \alpha$ pentru *unghiul de polarizare* α :

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{\sin \alpha}{\sin (90^\circ - \alpha)} = \operatorname{tg} \alpha = n$$

și de aici

$$\alpha = 57^\circ \text{ pentru } n = 1,5 \text{ (sticlă).}$$

Vectorul luminii (albastru) din planul reflexiei generează în sticlă oscilații perpendiculare pe direcția razei refractate. Aceste oscilații se produc exact pe direcția razei reflectate; componenta perpendiculară pe direcția razei reflectate este nulă și de aceea această componentă a luminii nu este reflectată. Cu oscilațiile perpendiculare pe planul reflexiei se întîmplă invers, vectorul lor luminos rămîne perpendicular pe direcția razei reflectate și după pătrunderea în suprafața sticlei și de aceea poate fi reflectat în întregime. De aici rezultă două lucruri:

Planul oscilației luminii reflectate și deci vectorul luminii sînt normale la planul de reflexie. Lumina reflectată este în mare măsură polarizată. Din raza transmisă se filtrează prin reflexie componenta oscilației perpendiculară pe planul de reflexie, deci lumina transmisă este polarizată parțial.

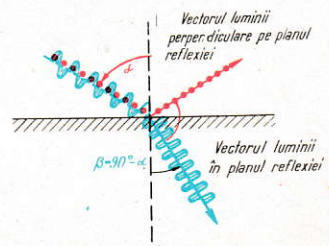


Fig. 7.6-2. Relativ la deducerea unghiului de polarizare (legea lui Brewster)

Abia prin reflexia *multiplă* pe setul de lame, și lumina transmisă devine în mare măsură liniar polarizată. Că lumina *reflectată* este polarizată este un fenomen familiar oricărui fotoamator. De aceea, el caută să-l elimine prin filtre de polarizare.

Dispozitivul *experienței cu lamele paralele* pentru unde electromagnetice este reprezentat în figura 7.6-3.

Experiența 7.6/2: Microundele emise de emițătorul E sînt studiate de receptor în poziția R_1 prin reflexie pe setul de lamele de sticlă sau în poziția R_2 după refracție.

Observație: După cum se constată destul de repede, unghiul de polarizare este de aproximativ 68° . Dacă dipolul emițător (și deci și cel receptor) este normal la planul de incidență, undele se detectează în R_1 . Cînd dipolul emițător și receptor sînt cuprinși în planul de incidență, receptorul trebuie să stea în R_2 .

Vectorul intensității cîmpului electric este paralel cu dipolul. De aceea, din comparația cu interpretarea după *Brewster* rezultă:

Undele electromagnetice se comportă la reflexie și refracție pe sticlă ca undele luminoase. Vectorului luminii îi corespunde vectorul intensitatea cîmpului electric.

7.6.2. Polarizarea prin cristale; birefringența

Polarizarea prin reflexie este incomodă pentru experiențe optice pentru că prin reflexie se schimbă drumul razelor. De aceea, pentru producerea luminii polarizate se întrebuițează filtre de polarizare, de obicei foițe din mici ace cristaline încorporate într-un film de celuloză și protejate prin plăcuțe subțiri de sticlă.

Experiența 7.6/3: În drumul razelor unui fascicul de lumină paralel se așază două filtre de polarizare și se rotesc succesiv cu cîte 360° .

Observație: La păstrarea unuia din filtre fix și rotirea celui de-al doilea cu 360° , se remarcă patru poziții care dau pe ecran lumină-întuneric-lumină-întuneric și care rezultă prin rotire cu cîte 90° . În locul celui de-al doilea filtru se poate roti primul.

Cînd cele două filtre sînt „paralele” între ele, lumina este lăsată să treacă; ea este stinsă cînd filtrele sînt „încruciate”.

Experiența se poate interpreta în sensul că primul filtru polarizează lumina (*polarizor*), iar al doilea detectează apoi polarizarea (*analizor*). Întrucît la această experiență contează numai poziția relativă a filtrelor, experiența demonstrează că:

În lumina unei surse de lumină naturală vectorii luminii diferitelor unde sînt distribuiți la întimplare după toate direcțiile.

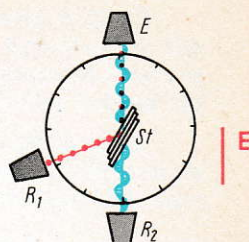


Fig. 7.6-3. Polarizarea microundelor prin reflexie și difracție.

Dacă în experiența 7.6/3 se înlocuiește ecranul și analizorul prin piramida de sticlă, atunci se poate determina planul filtrului în care vectorul luminii este transmis.

Polarizarea în filtre se datorește faptului că acele cristaline posedă transparente foarte diferite pentru lumină cu diferite *plane ale oscilației*.

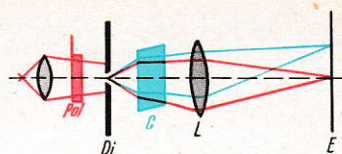


Fig. 7.6-4. Birefrința pe spatul de Islanda. Filtrul de polarizare se introduce ulterior.

E | *Experiența 7.6/4:* Cu ajutorul lentilei L proiectăm imaginea diafragmei Di pe ecranul E ca în figura 7.6-4 și așezăm în drumul razelor un cristal de spat de Islanda C și un filtru de polarizare Pol .

Observație: Pe ecran se văd două imagini ale deschiderii diafragmei în loc de una. Rotind filtrul, una sau alta din cele două pete luminoase dispar alternativ cu totul.

Așezați spatul de Islanda pe pagina unei cărți. Scrisul se vede dublat!

R e z u l t a t: Cele două fascicule de raze care părăsesc spatul de Islanda sînt polarizate perpendicular între ele.

Acest fenomen prin care după refracție lumina părăsește cristalul de spat sub formă de două componente separate se numește *birefrință*. H u y g e n s a studiat-o și interpretat-o pentru prima oară.

Birefrința se bazează pe faptul că în unele corpuri, de exemplu în cristale sau sticle și materiale plastice deformate elastic, *viteza luminii nu mai este independentă de direcția de propagare și planul de oscilație al luminii incidente*.

E | *Experiența 7.6/5:* Între cele două filtre de polarizare ale experienței 7.6/2 se intercalează un corp birefringent, de exemplu sticlă răcită rapid sau modele fotoelastice, care se proiectează în lumină transmisă, cu o lentilă (fig. 7.6-5).

Observație: Se vede o figură colorată care strălucește în minunate culori de interferență. La modelele fotoelastice, aceleași culori apar ca linii pe care se poate citi tensiunea materialului datorită solicitării.

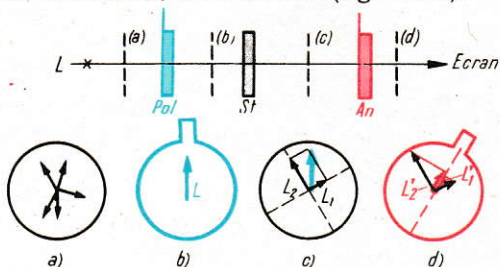


Fig. 7.6-5. Interferența prin polarizare și birefrință. Dintre vectorii luminii, orientați la întâmplare, în a), polarizorul filtrează o direcție în b). În sticla birefringentă ST , vectorul luminii L se descompune în componentele L_1 și L_2 (c) care părăsesc sticla cu o diferență de drum (viteză inegală în ST !). Analizorul lasă să treacă numai componentele lor L_2 și L_1 care apoi interferă. Figurile de la a) la b) prezintă secțiuni prin drumul razelor.

7.6.3. Rotirea planului de polarizare

E | *Experiența 7.6/6:* Un fascicul de lumină paralel și îngust este trimis între două filtre de polarizare printr-un tub de sticlă umplut cu soluție de zahăr.

Observație: Dacă cele două filtre se încrucișează înainte de introducerea tubului (întuneric pe ecran), atunci după introducerea tubului se luminează pata pe ecran. Pentru a întuneca imaginea de pe ecran, din nou trebuie ca unul din filtre să fie rotit cu un anumit unghi.

Repetăm experiența cu soluții de zahăr de diferite concentrații și măsurăm de fiecare dată unghiul.

Rezultat: Planul de oscilație al luminii polarizate este rotit la trecerea printr-o soluție de zahăr. Concentrația soluției de zahăr este proporțională cu unghiul de rotație (la lungime constantă a drumului luminii în tub).

Rotirea planului de polarizare se utilizează la analize chimice ca aici pentru determinarea conținutului de zahăr (polarimetru zaharometric). Motivul rotirii rezidă în structura asimetrică a moleculelor dizolvate.

Următoarele două experiențe arată că *rotirea planului de polarizare* se poate realiza și în substanțe care în condiții normale nu sînt birefringente, dar în cu totul alt mod.

Experiența 7.6/7: În cîmpul dintre cei doi poli *N* și *S* ai unui electromagnet puternic, găuriți de-a lungul axei, se introduce, ca în figura 7.6-6, o *bară de sticlă flint*, iar prin găuri se trimite un fascicul de lumină paralel care trece prin filtre de polarizare așezate înainte și după magnet.

Observație: Cele două filtre se încrucișează (întuneric). Întîi se introduce bara de sticlă flint în calea luminii, apoi se scoate și se conectează cîmpul magnetic și, în fine, bara se introduce din nou în prezența cîmpului magnetic. Numai în ultimul caz se produce o luminare care se poate stinge însă iarăși prin rotirea filtrului cu cîteva grade.

Rezultat: Cristalele pot deveni optic active prin intermediul cîmpurilor magnetice. Cîmpul magnetic provoacă în sticla flint o modificare care determină o rotație a planului de polarizare.

Acest fenomen la care vectorul cîmpului magnetic este îndreptat paralel cu direcția de propagare a luminii a fost descoperit de *Faraday* în 1846 (*efectul Faraday*). Experiența indică o influențare indirectă a luminii prin cîmpuri magnetice.

O legătură similară o indică *efectul Kerr* (1877):

Experiența 7.6/8: Electromagnetul cu bara de sticlă flint din experiența 7.6/7 se înlocuiește cu o așa-numită *celulă Kerr*; aceasta este o cuvă de sticlă în care este montat un condensator cu distanța dintre armături de cca 2 mm și care e umplut cu nitrobenzen. Condensatorului prin care trece lumina i se aplică o tensiune alternativă înaltă (fig. 7.6-7).

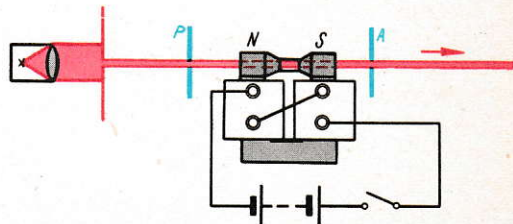


Fig. 7.6-6. Dispozitiv experimental pentru efectul Faraday: în cîmpul magnetic, cristalul devine optic activ, planul de polarizare fiind rotit.

Observație: Cele două filtre de polarizare sînt încrucișate. La aplicarea tensiunii alternative se produce o creștere a luminozității care este maximă cînd direcția de oscilație a luminii care intră în cîmpul electric prin polarizor face un unghi de circa 45° cu direcția liniilor de forță.

Datorită momentului lor dipolar, moleculele nitrobenzenului se orientează sub acțiunea cîmpului, așa că se produce birefrință ca la cristale. Întrucît mișcarea termică normală a moleculelor acționează împotriva forței de orientare, efectul este cu atît mai mare, cu cît cîmpul aplicat este mai intens.

Rezultat: Lichidele cu moment dipolar mare devin *birefringente* dacă perpendicular pe direcția razei luminoase se aplică un cîmp electric.

Vectorul luminii (polarizat liniar!) care face un unghi de 45° cu vectorul cîmpului electric este descompus în două componente egale, una paralelă și una perpendiculară pe cîmp și care se propagă cu viteze diferite prin lichid (birefrință). La părăsirea lichidului, ele posedă o diferență de fază și se compun într-o undă polarizată liniar pe o altă direcție (vezi pentru aceasta 3.2.1,a).

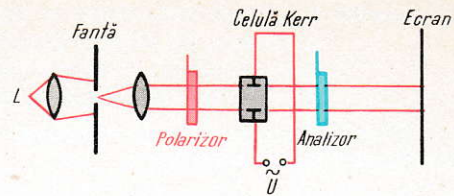


Fig. 7.6-7. Dispozitiv experimental pentru efectul Kerr: în cîmpul electric nitrobenzenul devine optic activ.

7.6.4. Lumina ca proces ondulator electromagnetic

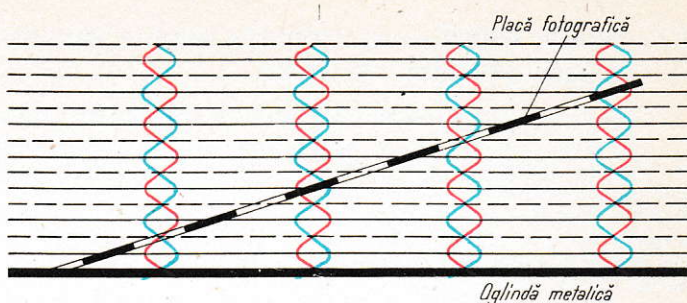
Cercetările noastre de pînă acum au arătat că lumina se poate descrie în mod adecvat cu ajutorul modelului ondulator. Încă nu ne-am pus întrebarea asupra naturii procesului ondulator, dar există deja o serie de indicații pentru presupunerea că este vorba de un proces ondulator electromagnetic:

1. Vitezele de propagare ale luminii și undelor electromagnetice sînt egale (v. 7.3.2 și 7.4.2).
2. Ca și undele electromagnetice, lumina manifestă *proprietăți ondulatorii*. Reflexia, refracția, difracția, interferența și polarizația se pot demonstra în dispozitive experimentale corespunzătoare analoge, atît cu undele electromagnetice ale emițătorului de microunde, cît și cu lumina.
3. Spre deosebire de alte unde, ca de exemplu undele mecanice, lumina și undele electromagnetice nu necesită pentru propagare *nici un purtător material*. Ambele se propagă prin vid.
4. După cum dovedesc efectele Faraday și Kerr, lumina poate fi influențată indirect prin *cîmpuri magnetice și electrice*; indirect pentru că în ambele cazuri influențarea a fost posibilă numai pe o cale ocolită prin intermediul substanței (bara din sticlă flint, nitrobenzenul).

Mai adăugăm fără demonstrație experimentală:

5. În paragraful 7.3.2 am demonstrat existența undelor electromagnetice staționare. O experiență corespunzătoare cu lumină, care mai prezintă însemnătate și dintr-un alt motiv, i-a reușit în 1890 lui W i e n e r:

Fig. 7.6-8. Unde de lumină staționare după Wiener. Innegrirea stratului fotografic se produce în dreptul ventrelor componentei electrice.



Wiener a învins dificultatea cauzată de lungimea de undă foarte mică a luminii, așezând o peliculă fotosensibilă subțire (cam a 30-a parte din λ) de colodiu cu clorură de argint în regiunea undelor luminoase staționare care se formează în fața unei oglinzi de argint (fig. 7.6-8). Pe această peliculă întinsă și așezată foarte oblic, Wiener a observat o innegrire la distanțe egale. Aceasta a confirmat existența undelor de lumină staționare. Pe de altă parte, conform legilor teoriei electricității, o undă electromagnetică staționară trebuie să prezinte în planul oglinzii un nod de oscilație al intensității cimpului electric. Întrucît prima dungă innegrită (de lumină) apărea la distanța $\frac{\lambda}{4}$ de la oglindă, Wiener a conchis că la o identitate între lumină și unde electromagnetice, vectorul luminii corespunde vectorului intensitatea cimpului electric (v. 7.6 1);

Demonstrarea existenței undelor luminoase staționare reprezintă totodată o altă dovadă pentru identitatea dintre vectorul luminii și vectorul electric (v. p. 423).

Rezumînd, ajungem în mod firesc la următoarea concluzie:

Lumina se poate interpreta ca proces ondulator electromagnetic. Ea se deosebește numai prin lungimea de undă mult mai mică de undele electromagnetice, în măsura în care acestea sînt generate de circuite oscilante electrice sau emise de dipoli.

Din diferența mare a lungimilor de undă rezultă cîteva proprietăți care la o privire superficială ar putea fi concepute drept contradicții:

1. Undele electrice *nu* manifestă propagarea *rectilinie* și *descriptibilă* prin raze ca lumina. Motivarea care o dă teoria ondulatorie este că la lungime de undă mai mare, fenomenele de difracție se manifestă mult mai pregnant.
2. Undele electrice sînt întotdeauna polarizate, iar lumina, în mod normal, nu. Și aceasta este lesne de înțeles: lumina „naturală” se compune din unde cu cele mai diverse direcții de vibrație, în timp ce undelor electrice li se imprimă, prin intermediul dipolului, o anumită direcție. În acest sens, o sursă de lumină constă dintr-o mulțime de emițători minusculi.
3. De aceasta sînt legate și deosebiri de *coerență* ale undelor. Un emițător electric emite întotdeauna unde coerente. La lumină, coerența este legată de anumite premise.

O excepție o reprezintă lumina produsă cu LASER (*Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*). Această sursă de lumină de tip nou (descoperită în 1958), a cărei înțelegere o permite teoria cuantică, constă, de exemplu, dintr-un cristal de rubin care emite lumină monocromatică practic total coerentă, așa că se pot realiza interferențe chiar cu doi laseri independenți.

7.7. Istoria opticii — un exemplu pentru dezvoltarea istorică a unei probleme de fizică

La începutul epocii moderne se confruntau două ipoteze asupra naturii fizice a luminii.

În 1678, **Christian Huygens** (1629—1695) prezenta tratatul său *Traité de la lumière* Academiei din Paris și puna astfel bazele **teoriei ondulatorii**. Înaintea sa, **Grimaldi** (1618—1663) și **Hook**e (1635—1703) vorbiseră deja despre o teorie ondulatorie. **Huygens** presupunea că spațiul vid și toate corpurile transparente ar fi umplute cu o substanță elastică numită *eter* care propagă lumina și care ar consta din particule minuscule capabile să oscileze. Airdoma undelor sonore ale aerului, perturbările de la izvorul luminos s-ar propaga și aici în spațiu sub formă de unde sferice.

Huygens:

Teoria ondulatorie explică lumina ca unde longitudinale mecanice care se propagă prin spațiu cu viteză finită într-un eter care pătrunde prin toate corpurile.

Ca fondator al **teoriei corpusculare** sau a **emanației** este considerat **Isaac Newton** (1642—1727), care și-a expus ideile în *Opticks* abia în 1704, multă vreme după enunțarea lor. Primul care propovăduise deja caracterul corpuscular al luminii fusese **Descartes** (1596—1650). În această ipoteză, toate corpurile cu lumină proprie emit un flux de corpusculi foarte mici care se pot mișca prin vid și toate corpurile transparente cu viteză finită și urmînd legile mecanicii. În ochi ei provoacă în funcție de mărimea lor diferite senzații de lumină și efecte de culoare. **Newton** nu s-a cramponat totuși în mod atît de unilateral de o teorie corpusculară cum au făcut-o ulterior, cu o vervă deosebită, succesorii lui. El își prevăzuse teoria corpusculară cu multe ipoteze suplimentare, care, de fapt, torpilează deja imaginea unei teorii corpusculare. La scurtă vreme după moartea sa, rezervele sale asupra acestei teorii au fost însă date uitării.

Newton: Conform teoriei corpusculare, lumina constă din particule minuscule care se deplasează prin spațiu după legile mecanicii punctului.

Ambele teorii erau capabile să explice cele mai importante fenomene optice cunoscute la timpul respectiv.

Argumentul cel mai solid în favoarea **teoriei corpusculare** era propagarea rectilinie a luminii. De asemenea, **legea reflexiei**, cunoscută deja în antichitate, se înțelegea după **Newton** de la sine: corpusculii elastici se ciocnesc de suprafața elastică a oglinzii și sînt deci reflectați sub același unghi sub care se ciocnesc. Mai dificilă era deducerea din teoria corpusculară a **legii refracției** descoperită în anul 1621 de **Snellius** (1591—1626), mai ales că de obicei se reflectă numai o parte a luminii. **Newton** încercă să se descurce atribuind particulelor sale o „tendință” de a reacționa în mod diferit la incidența pe suprafața de separare. Refracția însăși se datorează, conform teoriei corpusculare, unor **efecte diferite ale gravitației** la suprafața de separare. Atîta timp cît particulele se mișcă într-un mediu omogen, forțele gravitaționale ale materiei înconjurătoare se compensează: particula străbate mediul cu viteză constantă. La suprafața de separare a două medii însă se formează o forță rezultantă (fig. 7.7-1.a), care este îndreptată înspre mediul mai dens și provoacă o accelerație suplimentară. Această forță se manifestă numai în timpul scurt Δt în care particula străbate suprafața de separare. Variația de viteză astfel cauzată

$\Delta c = \frac{1}{m} F \Delta t$ (v. 1.3.8) se compune cu viteza de pînă atunci c_1 dînd noua viteză c_2 . Atunci

(fig. 7.7-1, b), din legea refracției rezultă cu

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{A_1 B_1}{C B_1} : \frac{A_2 B_2}{C B_2} = \frac{c_2}{c_1}$$

și

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n, \quad \text{adică} \quad \frac{c_2}{c_1} = n,$$

că viteza în mediul optic mai dens (indice de refracție $n > 1$) trebuie să fi crescut de n ori.

Dispersia pentru care Huygens nu știa să dea nici o explicație, era interpretată de Newton prin mărimea diferită a particulelor (Care particule de lumină după Newton ar trebui să fie mai mari, cele „albastre” sau cele „roșii“?).

Huygens descria comportarea luminii la reflexie și refracție prin **principiul Huygens**, care îi poartă acum numele. La acest principiu ajunsese observând undulațiile apei. Conform teoriei sale ondulatorii, lumina ar trebui, după cum am văzut, să se propage mai repede în mediul optic mai rar decât în cel mai dens, căci după Huygens:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{c_1}{c_2}, \quad (\text{v. 3.4.4, b})$$

iar cu legea refracției

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n \quad \text{deci} \quad \frac{c_1}{c_2} = n.$$

La trecerea într-un mediu optic mai dens, viteza luminii ar trebui să crească, după Newton, iar după Huygens să se micșoreze. În felul acesta, măsurarea vitezei luminii în diferite medii a devenit „*experimentum crucis*”, numai că pentru o asemenea decizie lipseau premisele tehnice. Ambele teorii țin seamă că lumina se propagă cu o viteză finită pe care Descartes s-a străduit zadarnic să o demonstreze. Atât Newton, ca și Huygens au susținut opinia lui Olaf Römer (1644—1710), care din observarea satelitului celui mai apropiat al lui Jupiter trăsese în 1676 concluzia că lumina posedă o viteză finită pe care, cu mărimile cunoscute pe atunci, el o determinase ca fiind cam de $2,3 \cdot 10^5$ km/s.

Disputa a fost decisă, în schimb, prin descoperirea **interferenței**, a **difracției** și a **polarizării** la începutul secolului al XIX-lea. Până atunci, autoritatea dominantă a lui Newton făcuse ca teoria corpusculară să fie acceptată ca singura corectă.

Preludiul epocii „eroice” a teoriei ondulatorii l-a constituit celebra experiență de interferență din 1802 a lui Thomas Young (1773—1829). Cu ajutorul teoriei ondulatorii, el explică difracția, atrăgând atenția că în ciuda difracției, lumina ar trebui să se propage rectiliniu și să producă umbre destul de bine conturate. Fresnel (1788—1827) a dezvoltat ideile lui Huygens și Young mai departe și le-a fundamentat teoretic în **principiul lui Fresnel**. Ambii cercetători au continuat însă la început, să susțină o explicație prin unde longitudinale.

Young, Fresnel:

Lumina este un fenomen ondulator longitudinal într-un eter care pătrunde prin toate corpurile transparente. Dovada pentru proprietatea ondulatorie o furnizează fenomenele de interferență și difracție.

Descoperirea **polarizării** de către Malus (1775—1812), în anul 1808, părea la început să confirme teoria corpusculară. Newton explicase proprietățile cristalelor birefringente printr-un fel de lateralitate a corpusculilor săi. În 1817, Young interpretează polarizarea ca indiciu al caracterului transversal al undelor de lumină. După puțin timp, Fresnel se alătură acestei păreri și îi procură o recunoaștere generală.

Polarizarea este o dovadă pentru caracterul transversal al undelor luminoase.

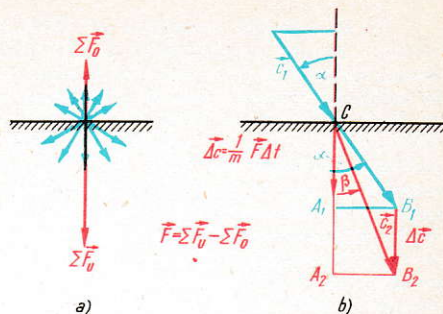


Fig. 7.7-1. Refracție după Newton a) forțe la suprafața de separare b) referitor la legea refracției.

Pe la mijlocul secolului al XIX-lea nu mai stau îndoileli asupra corectitudinii teoriei undulatorii. Confirmarea ei definitivă o aduseseră atunci între 1849 și 1862 măsurătorile vitezei luminii în diferite medii, efectuate de Fizeau (1819—1896) și Foucault (1819—1868). Prin aceasta însă, în centrul discuției științifice intra problema eterului. În 1821 Fresnel atrăsese atenția asupra faptului că oscilațiile transversale s-ar putea propaga numai într-un mediu care ar trebui să posedă proprietățile corpurilor solide. Era foarte dificil să-ți imaginezi un eter care, pe de-o parte, era destul de fix și elastic pentru a putea transmite unde transversale cu viteză mare, dar, pe de altă parte, nu împiedica corpurile cerești în evoluția lor.

Asupra eterului se făceau numeroase ipoteze interesante, fără ca vreuna din ele să ofere o explicație satisfăcătoare.

Explicația mecanică a unei propagări transversale a undelor în eter duce la dificultăți de nebiruit.

Evident că din această dilemă exista o singură ieșire: undele luminoase trebuiau explicate pe altă cale decât cea mecanică. O asemenea ipoteză era însă în contradicție flagrantă cu concepțiile din acea vreme, cu atât mai mult cu cât încă pînă la sfîrșitul secolului al XIX-lea, reducerea tuturor fenomenelor la mecanică era considerată ca unicul țel al fizicii.

James Clark Maxwell (1831—1879) a adus clarificarea, expusă în 1867 în așa-zisele sale *Treatises*. Bazîndu-se pe ideea de cîmp a lui Faraday (1791—1867), el și-a dezvoltat teoria electromagnetică conform căreia ar trebui să existe unde electromagnetice pe care atunci nu le observase încă nimeni, undele luminoase reprezentînd doar o parte limitată a acestor unde. Indicații asupra caracterului electromagnetic al luminii le dăduseră deja *efectul Faraday* în 1846 și *efectul Kerr* în 1875.

Confirmarea experimentală a ideilor lui Maxwell a adus-o Heinrich Hertz (1857—1894) în experiențele sale clasice din 1888 cu undele hertziene. Într-o lungă serie de experiențe individuale, el dovedi analogia extinsă dintre lumină și undele electrice.

Maxwell, Hertz: Lumina este un fenomen ondulator electromagnetic. Cu aceasta, optica se subordonează teoriei electricității ea un domeniu parțial.

Conceptul unui eter, acum sub formă modificată, ca purtător al undelor electromagnetice în vid, a fost depășit abia în teoria relativității. Celebra experiență a lui Michelson (1852—1931) și Morley (1838—1923) (vezi 8.1), al cărei rezultat negativ în 1881 va deveni punctul de plecare al teoriei relativității, era încă dedicată identificării lui. Astăzi s-a ajuns la convingerea că undele electromagnetice nu au nevoie nici în vid de un purtător material, ci se propagă pur și simplu ca variație periodică a stărilor cîmpului.

Cu aceasta, lupta pentru interpretarea luminii părea la sfîrșitul secolului al XIX-lea să se fi încheiat. *Teoria ondulatorie electromagnetică a luminii explică toate fenomenele observate pe atunci.*

7.8. Spectrul electromagnetic

În afară de lumină și undele electrice, teoria ondulatorie electromagnetică descrie încă o serie de alte fenomene electromagnetice ca procese *unitare* care se deosebesc numai prin lungimea lor de undă. Ele sînt reunite sub numele de *spectru electromagnetic*.



Heinrich Hertz (1857—1894)

7.8.1. Spectrul optic vizibil

Experiența 7.8/1: Studiem spectrele diferitor surse luminoase cu o rețea sau cu o prismă optică dreaptă.

Observație: Spectrele se deosebesc în mod caracteristic după felul și multitudinea lungimilor de undă reprezentate în ele (vezi pentru aceasta tabela spectrală la sfârșitul cărții).

1. Becul și arcul electric de cărbune emit, ca și soarele, un spectru *continuu*.
2. Cu ajutorul tuburilor și lămpilor spectrale, adică niște tuburi de descărcare umplute cu gaze inerte sau vapori de metal (v. 5.3.10), proiectăm spectre discontinue care constau numai din *linii spectrale* bine conturate, individuale, separate prin spații întunecate.
Astfel, lampa cu vapori de sodiu emite în domeniul spectral vizibil numai o singură linie care în realitate constă din cele două linii foarte apropiate D_1 (5 896 Å) și D_2 (5 890 Å). În spectrul mercurului se pot recunoaște două linii galbene (5 791 și 5 770 Å), una verde (5 461 Å), una albastră verzuie (4 916 Å), una albastră (4 358 Å) și două violete (4 078 și 4 046 Å). În spectrul neonului se văd deja vreo 20 de linii.
3. De aceste spectre de linii trebuie deosebite, de exemplu spectrele N_2 , O_2 și H_2 la care liniile foarte numeroase se îngrămădesc în unele locuri, la capetele de *bandă*, atât de mult, încât aceste părți ale spectrului pot fi considerate aproape continue. Ele se pot observa deosebit de pronunțate în tubul spectral cu N_2 .

Cercetări aprofundate au dus la următorul rezultat:

Orice corp luminos emite un spectru caracteristic pentru el. Corpurile solide și lichide incandescente prezintă un spectru continuu. Gazele monoatomice (atomii și atomii ionizați ai gazelor inerte și vaporilor de metal) emit un spectru de linii. Gazele multiatomice (moleculele) posedă un spectru de benzi, plin de linii.

Pe emisia luminoasă caracteristică pentru orice substanță se bazează *analiza spectrală* fondată de Kirchhoff (1824—1887) și Bunsen (1811—1899), care permite detectarea unor cantități infime dintr-un element sau compus și deci cercetarea structurii corpului emițător de lumină. Ea reprezintă pentru chimie ca și mai ales pentru astrofizică un mijloc ajutător indispensabil.

Pentru determinarea mai exactă a lungimilor de undă se întrebuințează *spectrometre* în care lumina descompusă în prismă sau rețea se poate măsura exact prin intermediul unei lunete sau al unui film fotografic, în funcție de lungime de undă și intensitate (fig. 7.8-1).

Experiența 7.8/2: Cu fanta, lentila și prisma dreaptă proiectăm spectrul unei lămpi cu arc cu electrozi de cărbune pe ecranul translucid E_2 și totodată observăm pe un al doilea ecran E_1 lumina nedescompusă, reflectată pe fața anterioară a prisme (fig. 7.8-2). În drumul razelor intercalăm succesiv lichide și sticle colorate.

Observație: În spectrul inițial continuu se recunosc goluri mai mult sau mai puțin late. Partea nedescompusă prezintă culoarea obiectelor în lumina transmisă.

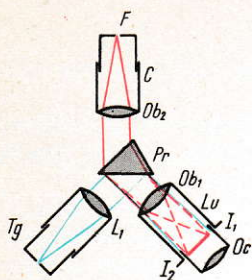


Fig. 7.8-1. Spectrometru. În fața fantei F a colimatorului C se află sursa de lumină studiată care, după descompunerea în prisma Pr în planul imaginii $I_1 I_2$ produce un spectru care se observă prin ocularul Oc al lunetei Lu . În tubul cu gradație Tg se iluminează o scală cu lungimi de undă comparative ale cărei imagini bine conturate apar în câmpul vizual $I_1 I_2$.

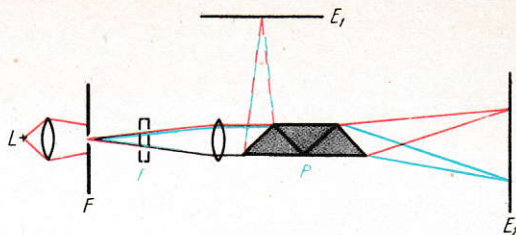


Fig. 7.8-2. Descompunerea spectrală în prisma optică dreaptă P (F = filtru).

Spectrul interceptat pe ecranul E_2 se numește **spectru de absorbție**. Prin absorbția anumitor domenii de lungimi de undă, el este caracteristic pentru compoziția corpului iradiat. Spre deosebire de el, spectrul luminii emise direct de către un corp se numește **spectru de emisie**.

E | *Experiență pentru elevi:* Cu o rețea sau prismă observați lumina solară care cade printr-o fantă. (Atenție: nu priviți niciodată direct în soare!)

Spectrul solar este un spectru tipic de absorbție cu un număr mare de linii de absorbție (*linii Fraunhofer*) în spectrul continuu (vezi planșa spectrelor).

Au fost observate și măsurate peste 25 000 de asemenea linii, cele mai intense dintre ele fiind descoperite mai întâi de către *Fraunhofer* (1787—1826). Ele apar prin absorbția radiației solare continue emise de *fotosferă*, fie deja chiar în stratul acesteia, fie la trecerea prin atmosfera Soarelui (*cromosferă*).

Din punctul de vedere al teoriei ondulatorii, particulele gazoase din ambele straturi pot fi considerate ca *rezonatori* pe care undele incidente le excită la rezonanță și care astfel devin centri de emisie ai unei lumini de frecvență egală pe care o radiază în toate părțile. De aceea, pentru frecvențele acestor rezonatori, randamentul luminos pe direcția de propagare inițială scade, iar în spectrul continuu, prin comparație cu ambianța mai luminoasă, aceste frecvențe apar ca linii întunecate (v. 9.9 și 10.3).

7.8.2. Spectrul optic extins

E | *Experiența 7.8/3:* În spectrul proiectat de o lentilă și o prismă dreaptă se aduce transversal în fața fantei o andrea și se deplasează încet într-un sens și în celălalt.

Observație: Andreaua ținută fixă divide spectrul printr-o linie neagră. Mișcând-o, linia pare cel mai îndoită în partea verde, cele două capete în roșu și violet rămân în urmă.

În lumina roșie și violetă nu putem urmări mișcarea așa de repede. Ochiul este cel mai sensibil pentru componenta verde a spectrului (fig. 7.8-3).

De aceea este de presupus că limitarea „spectrului vizibil“ este condiționată numai de structura fiziologică a ochiului nostru și nu de proprietățile fizice ale luminii emise.

a) Lumina ultravioletă

Experiența 7.8/4: La capătul spectrului continuu al unei lămpi cu arc cu electrozi de cărbune se ține un ecran luminescent în așa fel încît cel puțin componenta albastră și violetă a spectrului să mai cadă pe el. Apoi, lampa cu arc se înlocuiește cu o lampă cu vapori de mercur.

Observație: Ecranul luminează și în regiunea întinsecată dincolo de violet. În lumina mercurului acolo apar cîteva linii.

Evident că aici nu este vorba de o reflexie în sensul obișnuit (prin care ochiul nostru este informat de obicei despre lumina care cade pe ecran), ci de o transformare a unei radiații ondulatorii care fără ecran rămîne invizibilă.

R e z u l t a t: La partea violetă a spectrului vizibil se racordează domeniul luminii ultraviolete¹ (invizibile).

Modificarea lungimii de undă sau a frecvenței observată în experiență, legată de re-emisie imediată, se numește *fluorescență*. Dacă radiația se mai poate observa chiar după deconectarea sursei de lumină, atunci se vorbește de *fosforescență*.

Lumina UV manifestă efecte fotografice puternice. Ea bronzează pielea („soarele de munte“) și omoară bacteriile. Substanțele organice prezintă în lumina UV o radiație de fluorescență deosebit de caracteristică (analiză prin fluorescență), prin care se poate testa, de exemplu, falsitatea bannotelor.

Importanța fracțiune de lumină UV invizibilă a multor surse luminoase (de exemplu, a lămpii cu vapori de mercur) se transformă prin fluorescență în lumină vizibilă, acoperind, de exemplu, pereții tuburilor luminescente cu o substanță fluorescentă (v. 5.3.10).

b) Lumina ultra-(infra-) roșie

Experiența 7.8/5: Cu fantă, lentilă de cuarț și prismă din sticlă flint se proiectează ca în figura 7.8-4 un spectru, iar cu o fotodiodă (v. 5.3.8) sau cu o pilă termoelectrică (v. 5.3.9) se măsoară intensitatea în spectru.

Observație: Deviația galvanometrului cu oglindă conectat la termocuplu crește spre partea roșie a spectrului și se menține încă mult dincolo de aceasta.

Este clar că sursa de lumină mai emite o radiație invizibilă dincolo de domeniul spectral roșu. Această parte a spectrului se numește *radiație ultraroșie* sau *infraroșie*², iar adesea (nu prea corect) chiar radiație termică,

¹ (lat.) *ultra* = dincolo de.

² (lat.) *infra* = sub, dedesubt.

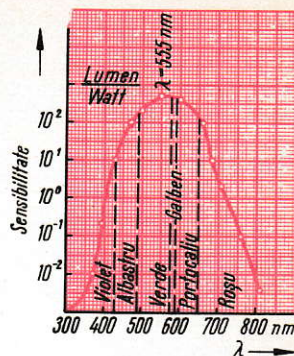


Fig. 7.8-3. Sensibilitatea ochiului omenesc în funcție de lungimea de undă a luminii. Maximul se află în regiunea verde.

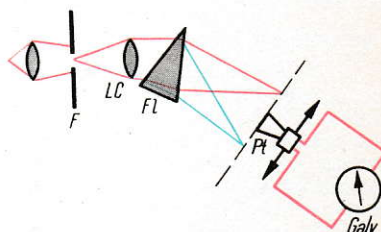


Fig. 7.8-4. Studiul distribuției energetice în spectru cu ajutorul pilei termoelectrice (Pt) și a galvanometrului (Galv).

deoarece organele de simț umane nu permit decât detectarea efectului termic. *Experiența 7.8/6*: Cu ajutorul unui filtru infraroșu filtrăm din drumul razelor unei surse luminoase un domeniu îngust de lumină infraroșie (invizibilă) a cărei prezență o indică o fotodiodă.

Observație: Demonstrăm succesiv reflexia pe o oglindă (normală), refracția pe prisma de sticlă, polarizarea (care, ce-i drept, reușește numai cu filtre de turmalină) și difracția pe rețeaua de linii.

R e z u l t a t : La capătul roșu al spectrului vizibil se racordează domeniul larg al radiației infraroșii, denumită și radiație termică. Lumina infraroșie posedă aceleași proprietăți ondulatorii ca lumina vizibilă; ea se deosebește de aceasta numai prin lungimea sa de undă mai mare.

Herschel (1738—1822) a făcut în anul 1800 descoperirea că un termometru înnegrit indică în spectrul solar continuu chiar și dincolo de capătul roșu, o încălzire puternică (experiență!). Orice sobă emite radiație infraroșie. Chiar și corpul nostru cedează mediului înconjurător energie sub formă de radiație infraroșie.

Din cauza lungimii sale de undă mai mari, lumina infraroșie este difuzată mult mai puțin de turburările atmosferei decât cea vizibilă. Pe aceasta se bazează *fotografia în infraroșu* care răspunde la diferențele de temperatură ale corpurilor fără ca ele să trebuie să emită și lumină vizibilă.

7.8.3. Privire de ansamblu asupra spectrului electromagnetic

Undele electromagnetice nu se manifestă numai în domeniul undelor electrice propriuzise și în domeniul optic extins, ci pot fi demonstrate pentru toate domeniile de lungimi de undă. Tuturora le este comună aceeași viteză de propagare (viteza luminii) și propagarea lor ca unde transversale. Pentru fiecare domeniu al *spectrului electromagnetic*, cum se numește domeniul global al tuturor undelor electromagnetice, sînt în principiu valabile aceleași legi pe care le-am demonstrat pentru domeniul optic și pentru undele electrice. (Deci orice tip de undă se poate caracteriza prin lungime de undă, frecvență și viteză.) Undele electromagnetice se *disting* numai prin *felul producerii lor* și deci și prin *metodele diferite de detecție*.

a) Undele electrice

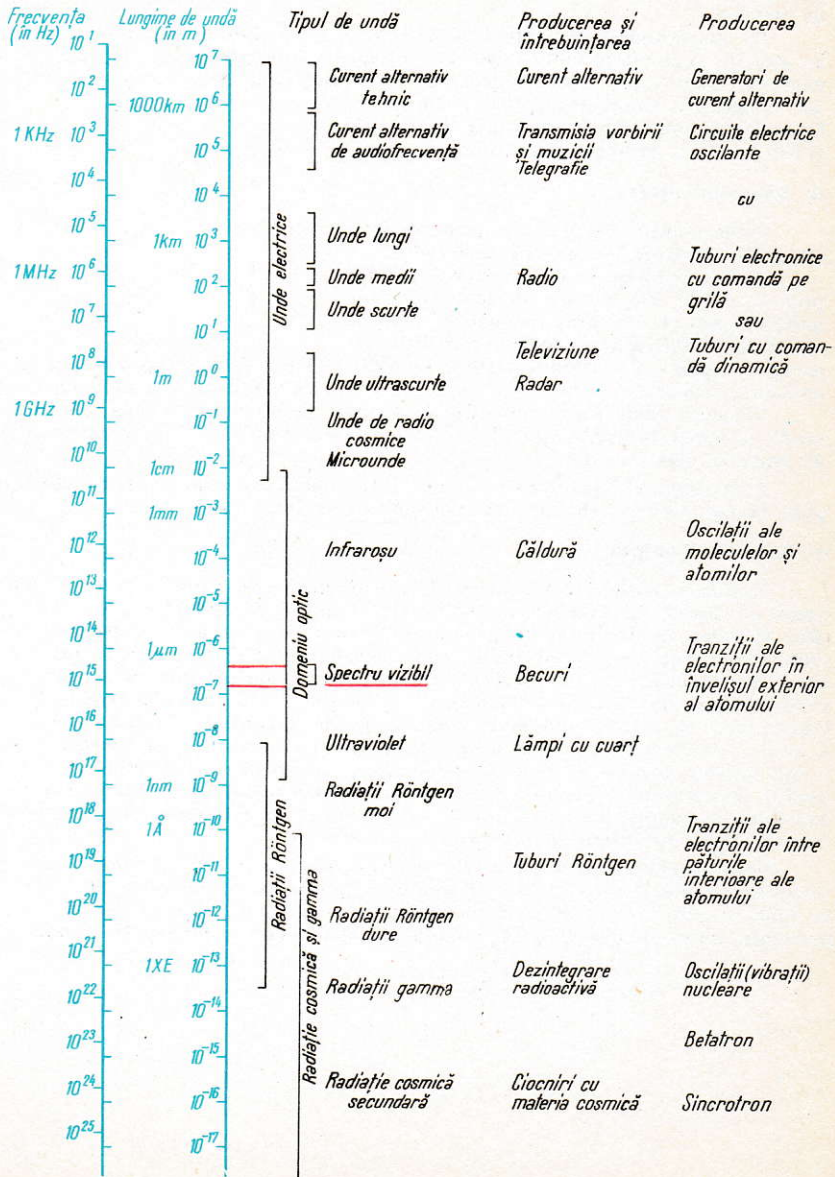
Undele electromagnetice produse pe cale electrică se numesc *unde electrice*. Ele cuprind domeniul foarte larg de la cîteva Hz pînă la 10^{12} Hz sau lungimi de undă de cîteva kilometri lungime pînă la cîteva milimetri. Frecvențele joase sînt generate cu circuitele oscilante convenționale formate din capacități și inductanțe concentrate și făcînd uz de tuburi electronice. Pentru frecvențe mai înalte și foarte înalte se utilizează clistroane și magnetroane sau tuburi cu undă progresivă, întrucît, datorită timpului mare de tranzit, tuburile electronice obișnuite lucrează prea încet.

În domeniul *frecvențelor joase* intră curenții alternativi tehnici cu frecvențe între 16 Hz și 400 Hz. Tot aici aparține și curentul alternativ de rețea de 50 Hz (lungimea de undă $6 \cdot 10^8$ m).

În continuare se leagă regiunea frecvențelor joase a așa-numiților *curenți alternativi de audiofrecvență* care ajunge pînă la cca 15 000 Hz (lungimi de undă peste $2 \cdot 10^4$ m). Ei se folosesc cu precădere în tehnica telecomunicațiilor pentru transmisia fidelă a vorbirii (de obicei numai pînă la 4 000 Hz) sau a muzicii (pînă la 15 000 Hz).

Urmează undele de frecvență înaltă și ultraînaltă care ajung pînă la cca 10^{12} Hz (lungimi de undă de $3 \cdot 10^4 \dots 3 \cdot 10^{-4}$ m). Radioul și televiziunea folosesc de aici domeniul de frecvențe de la 150 kHz pînă la 960 MHz cu undele lungi (2 000...1 053 m), undele medii (571,5 ... 186,5 m), undele scurte (50,42 ... 11,49 m) și undele ultrascurte (7,32 ... 0,31 m).

Spectrul electromagnetic



Propagarea undelor electrice se produce în general în linie dreaptă, totuși, mai ales la unde mai lungi se face simțită influența difracției. Difracția pe suprafața curbată a Pământului se manifestă mai ales în domeniul undelor lungi și medii (undă directă sau de suprafață), iar undele ultracurte sînt difractate de dealuri, case etc. Dar ele se propagă analog cu undele luminoase (evasioptic), în linie dreaptă și strînse în fascicul (radar).

Undele scurte pot fi reflectate în păturile superioare ale atmosferei și deci recepționate pe întreg Pământul. Undele medii sînt reflectate, mai ales noaptea, la o altitudine de 100 km.

Pe lângă undele generate pe cale tehnică, deosebit de importante pentru astronomie au devenit mai recent *undele de radio cosmice* (radio-astronomie). Lungimile de undă sînt cuprinse între 2 cm și 20 m deoarece frecvențele mai înalte sînt absorbite de atmosferă, iar frecvențele joase sînt oprite de ionosferă. Deosebit de importantă este linia de 21 cm (1420 MHz) a hidrogenului atomic.

b) Domeniul optic

Undele optice se produc prin *radiația corpurilor încălzite*, adică pe cale termică.

Undele infraroșii se întind de la $3 \cdot 10^{10}$ Hz pînă la $4 \cdot 10^{14}$ Hz și deci de la lungimi de undă de peste 1 cm pînă la partea roșie a spectrului vizibil, așa că undele infraroșii lungi, produse „optic”, se întind departe în regiunea undelor „electrice” scurte.

Urmează domeniul îngust al *spectrului vizibil* de circa $4 \cdot 10^{14}$... $8,2 \cdot 10^{14}$ Hz (lungimi de undă de 780...360 nm).

În continuare se racordează radiația ultravioletă care cuprinde frecvențe de la $8,2 \cdot 10^{14}$ Hz pînă la cca 10^{17} Hz (lungimi de undă de cca $3 \cdot 10^{-7}$... $3 \cdot 10^{-9}$ m).

e) Radiația Röntgen

Regiunea luminii UV este parțial suprapusă de razele Röntgen ale căror frecvențe se întind de la circa 10^{16} ... 10^{22} Hz (lungimi de undă de circa $3 \cdot 10^{-14}$ m). Radiația Röntgen se produce în general prin *ciochirea electronilor energici* cu materia, atunci cînd acești electroni emiși de un catod incandescent sînt accelerați prin tensiuni înalte spre anod (anticatod) (v. 5.3.11). Demonstrarea proprietăților ondulatorii ale acestei radiații descoperite în anul 1895 de către *Röntgen* (1845—1923) a reușit abia în 1912 prin experiențele de interferență la difracția pe rețele cristaline (fig. 7.8-5), efectuate de *von Laue*, *Friedrich* și *Knipping*. De asemenea, s-a demonstrat polarizarea. Detecția razelor Röntgen se face fotografic sau prin efectul fotoelectric (v. 5.3.7). Ele produc fluorescență, exercită acțiuni chimice, ionizează aerul și sînt foarte penetrante pentru multe substanțe. În fizică, razele Röntgen au o însemnătate deosebită pentru analizarea structurii interne a atomului și a materiei.

După domeniul razelor Röntgen urmează domeniul *razelor gamma* care apar la dezintegrarea radioactivă și cărora le trebuie atribuite frecvențe între 10^{18} ... 10^{21} Hz (lungimi de undă de 10^{-10} ... 10^{-14} m). Din spațiul cosmic vine așa-zisa *radiație cosmică* ale cărei frecvențe ajung pînă la 10^{23} Hz (lungimi de undă pînă la circa $3 \cdot 10^{-17}$ m).

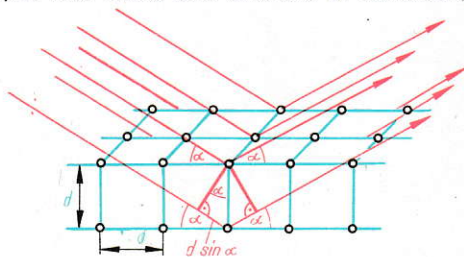


Fig. 7.8-5. Reflexia razelor Röntgen pe planurile reticulare ale unui cristal. Diferența de drum dintre două raze reflectate pe plane reticulare învecinate este $\Delta S = 2d \sin \alpha$.