

VAVILOV ★ MICROSTRUCTURA LUMINII

ACADEMIA
REPUBLICII POPULARE ROMÂNE



S. I. VAVILOV

MICROSTRUCTURA LUMINII

S. I. VAVILOV ★ MICROSTRUCTURA LUMINII

S. I. VAVILOV ★

EDITURA ACADEMIEI REPUBLICII POPULARE ROMÂNE

S. I. VAVILOV

MICROSTRUCTURA LUMINII

(CERCETĂRI ȘI STUDII)

EDITURA ACADEMIEI REPUBLICII POPULARE ROMÂNE

1953

Prezenta traducere a fost întocmită de colectivul de traduceri al Institutului de Studii Româno-Sovietic al Academiei Republicii Populare Române, după originalul în limba rusă, apărut în Editura Academiei de Științe a U.R.S.S., 1950, sub îngrijirea Comisiei Academiei de Științe a U.R.S.S. pentru publicarea literaturii științifice populare și a seriei « Realizările și problemele științei moderne ».

14

С. Н. БАВИЛОВ
МИКРОСТРУКТУРА СВЕТА
ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК СССР
МОСКВА 1950

PREFAȚĂ

În studiul luminii, în aspectul « practic » de fiecare zi al acestui studiu, se presupune întotdeauna tacit că orice sursă de lumină și orice flux luminos pot fi complet caracterizate prin trei parametri : energia radiației, spectrul și starea de polarizare. În realitate, aceasta este suficient din punct de vedere practic numai pentru rezolvarea problemelor m a c r o o p t i c i i, a opticii unor puteri luminoase apreciabile, a unor durate mari de observație, a unor dimensiuni mari ale sursei de radiație. Dincolo de macrooptică se găsește m i c r o o p t i c a, care în anumite privințe se deosebește de prima, după cum studiul termodinamic al materiei diferă de teoria ei moleculară.

Atunci când se lucrează cu surse de lumină de putere foarte mică, apar flutuațiile statistice ale fluxului luminos, care depind de natura cuantică a luminii și a materiei și de structura discretă a sursei. Proprietățile de interferență ale unor corpuri luminoase foarte mici sau foarte subțiri se schimbă brusc în funcție de natura radiatorilor elementari, care compun sursa, de faptul dacă avem de a face în experiență cu un sistem de dipoli sau de cuadrupoli și dipoli magnetici. În fenomenele care se desfășoară într'o lumină întreruptă foarte des (observația fosforoscopică), se manifestă durata stărilor excitate ale moleculelor și proprietățile speciale de polarizare ale radiației, care nu apar la o radiație « macrooptică » staționară.

În radiația luminii, mediul care înconjoară radiatorul capătă o importanță cu totul specială. Molecula luminoasă și lumina emisă de aceasta suferă modificări profunde în cazul în care emisia de lumină se produce într'un mediu absorbant și particulele absorbante vecine sunt așezate la distanțe mai mici față de sursă decât lungimea de undă a luminii. În acest caz absorpția crește foarte mult și se produce depolarizarea radiației. Aceste particularități ale luminii radiate dintr'un mediu luminiscent și în același timp absorbant, erau înainte înglobate în macrooptică printre procesele fizico-chimice specifice care au loc în corpuri luminiscente. Analiza microoptică arată însă că în fața noastră avem

fenomene pur optice, care se desfășoară în condiții speciale de vecinătate a moleculelor absorbante față de centrul luminiscent.

Firul conducător general al acestei lucrări, care reunește cele trei părți diferite ale ei, este microoptica în sensul menționat mai sus. Prin aceasta se explică denumirea cărții.

Conținutul fundamental al acestei cărți este expunerea unor lucrări privind problemele microstructurii luminii și în general al microopticii, lucrări efectuate de mine și de colaboratorii mei în diferite locuri, timp de 30 de ani : în Institutul de Fizică și Biofizică, la Universitatea din Moscova, la Institutul de Stat de optică, la Institutul de Fizică « P. N. Lebedev ». În unele cazuri, se mai dau și descrieri ale altor cercetări din Uniunea Sovietică și din alte țări, apropiate ca tematică.

În prima parte sunt expuse cercetările experimentale ale fluctuațiilor cuantice luminoase, cu ajutorul metodei vizuale. Această parte (cu mici deosebiri) a fost publicată în « Uspehi Fiziceskih Nauk » din anul 1948.

A doua parte este consacrată în special fenomenelor de interferență, legate de problemele microstructurii luminii. odată cu expunerea cercetărilor noastre, se dă și un material didactic destul de apreciabil, se dă o expunere elementară a teoriei interferenței luminii, a cărei tratare diferă într-o câțva de cea obișnuită. Cred că pe această cale este mai ușor de înțeles importanța din punct de vedere microoptic a fenomenelor de interferență și a metodei de interferență în optică.

În partea a treia se analizează proprietățile luminii, radiate de un mediu absorbant.

Alcătuirea lucrării de față a permis să se privească retrospectiv rezultatele obținute cu mulți ani în urmă, să se înțeleagă aceste rezultate într'un fel nou, din punct de vedere microoptic, și să se facă rectificări într-o serie de cazuri.

În afară de importanța lor principală, cercetările microoptice deschid anumite perspective practice pentru diferite domenii ale tehnicii și medicinei, dau metode noi de cercetare a ochiului, căi noi pentru fotosensibilizare, perfecționarea luminozorilor etc. Totodată, nu trebuie să uităm că microoptica se găsește încă într'un stadiu inițial de dezvoltare, întru cât nu sunt rezolvate câteva probleme dintre cele mai importante ale teoriei luminii. Teoria electromagnetică a luminii este reunită până în prezent cu principiile și concepțiile cuantice, în fond numai în mod mecanic. Fenomenul fundamental al transformării luminii în materie, în procesul de formare a perechii electron-positron dintr'un foton γ se referă fără îndoială direct la problemele microopticii, totuși el ocupă până în momentul de față o poziție aparte în optică și are numai o interpretare formală, foarte abstractă. Este necesară o depășire a formalismului și a « ireductibilității » existente încă astăzi în însăși teoria clasică a câmpului electromagnetic. Trebuie să

sperăm că un progres în acest domeniu al fizicii teoretice va ajuta în mod hotărâtor la dezvoltarea mai departe a microopticii.

Imi exprim recunoștința profundă tovarășilor și colaboratorilor mei: V. L. Levșin, E. M. Brumberg, P. P. Feofilov, B. Ia. Sveșnikov, A. N. Sevcenko, P. A. Cerenkov, F. M. Pekerman, T. V. Timofeeva, M. D. Galnin. Rezultatele lor științifice au ușurat în multe privințe rezolvarea problemelor care au stat în fața noastră.

S. VAVILOV

Mosjinka,
August 1950

PARTEA ÎNTÂIA

CERCETĂRILE EXPERIMENTALE
ALE FLUCTUAȚIILOR CUANTICE LUMINOASE
PRIN METODA VIZUALĂ

CAPITOLUL I

METODA VIZUALĂ DE MĂSURARE A FLUCTUAȚIILOR CUANTICE

§ 1. Fluctuațiile «clasice» și cuantice ale luminii

Existența unei microstructuri desordonate în fluxul luminos trebuie să poată fi constatată direct, prin abateri statistice dela valorile medii (fluctuații), în diferitele proprietăți optice ale fluxului. Pentru observarea acestor fluctuații este necesar să experimentăm cu surse foarte slabe de lumină sau cu fluxuri luminoase mici. Aceste două condiții nu sunt echivalente pentru examinarea clasică (ondulatorie) și cea cuantică a problemei.

Sursa obișnuită de lumină constă dintr'o mulțime de particule radiante în mișcare, care interacționează, se ciocnesc, capătă noi impulsuri pentru a radia, sau, invers, încetează să radieze datorită ciocnirilor. Ținând seama de haosul statistic al acestor procese, se poate înțelege cu ușurință că și în examinarea clasică a problemei, pentru un număr relativ mic de particule radiante și pentru observații de durate foarte mici făcute asupra colectivului lor, trebuie să ne așteptăm la abateri statistice dela valoarea medie în fluxul luminos. Asemenea fluctuații vor fi expresia desordinii mișcărilor moleculare ale mediului luminos. De altfel este important să se remarce următoarele particularități ale acestor fluctuații luminoase «clasice»: înainte de toate, ele sunt determinate numai de procesele care se petrec în interiorul sursei de lumină și nu trebuie să depindă de intensitatea fluxului luminos care cade pe aparat. Se poate studia de exemplu lumina la orice distanță de o sursă punctiformă foarte slabă, dar fluctuațiile trebuie să rămână aceleași, întru cât ele sunt determinate numai de mișcarea moleculară, în însăși sursa de lumină. Pe de altă parte, din punct de vedere clasic, este posibilă realizarea unei surse de lumină lipsită de fluctuații. Să ne imaginăm de exemplu molecule dizolvate într'un corp foarte vâscos și care devin fluorescente sub acțiunea unei surse

exterioare, lipsită (sau practic lipsită) de fluctuații. Din punct de vedere clasic, moleculele fluorescente nesupuse acțiunii de excitare sau de extincție a mediului vâscos (în funcție de experiență) trebuie să radieze lumina în mod continuu și constant, fără fluctuații.

Evident că fluctuațiile luminoase « clasice » trebuie să depindă în foarte mare măsură de starea fizică a sursei de lumină și numai în condițiile unei radiații termice de echilibru a unui corp negru absolut, aceste fluctuații pot fi determinate, independent de compoziția și structura acestui corp, ca o funcție de temperatura lui.

Natura cuantică a radiației modifică radical caracterul fenomenelor de fluctuație. Chiar în cazul examinat mai sus, în care, din punct de vedere clasic, fluctuațiile luminoase pot să lipsească, trebuie să apară pe deplin fluctuațiile cuantice, determinate de așa numita independență « spontană » a actelor de radiație a moleculelor individuale. În cazul general însă, peste aceste fluctuații cuantice trebuie să se suprapună oscilațiile statistice provocate de mișcările moleculare și de perturbațiile reciproce ale particulelor. De exemplu, în cazul unei tranziții forțate a unei molecule excitate, dintr-o stare metastabilă într-una labilă, cu ulterioară emisie a radiației, trebuie să se manifeste fluctuațiile « clasice » care să reflecte desordinea statistică a excitațiilor moleculare forțate și odată cu aceasta vor avea loc abaterile cuantice, corespunzătoare caracterului spontan al tranziției din stări excitate obișnuite, în stări normale.

Pentru energia radiației într-o cavitate închisă a unui corp negru încălzit, pătratul mediu al fluctuațiilor totale (clasice și cuantice) se exprimă prin formula cu 2 termeni a lui Einstein, care arată caracterul aditiv al celor două tipuri de fluctuații [1]:

$$(\overline{\Delta E_0})^2 = h\nu E_0 + \frac{c^3}{8\pi \nu^2 \Delta \nu} \frac{E_0^2}{\nu_0}, \quad (1)$$

în care (după formula lui Planck)

$$E_0 = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \frac{\Delta \nu}{\frac{h\nu}{e^{kT}} - 1} \nu_0;$$

ν_0 este volumul cavității;

ν este frecvența radiației;

$\Delta \nu$ este intervalul spectral considerat.

Folosindu-ne de valoarea arătată mai sus pentru E_0 , este comod să transcriem formula lui Einstein sub forma următoare:

$$(\overline{\Delta E_0})^2 = h\nu E_0 \left(1 + \frac{1}{\frac{h\nu}{e^{kT}} - 1} \right). \quad (2)$$

Pentru lumina vizibilă, de exemplu, pentru cea cu lungime de undă de $5000 \text{ \AA}$, și pentru temperatura $T \approx 3000^\circ$

$$(\Delta \bar{E}_0)^2 \approx h\nu E_0, \quad (2')$$

însă, de exemplu, pentru $T \approx 30\,000^\circ$, în expresia fluctuațiilor trebuie să se manifeste mai pronunțat și al doilea termen, fluctuațiile vor fi o funcție măsurabilă de temperatură. În felul acesta, fluctuațiile pot fi folosite, cel puțin în principiu, pentru măsurarea temperaturii unor stele foarte fierbinți dacă, desigur, se poate presupune constantă intensitatea medie a radiației, stelei în timpul experienței.

Proprietatea fundamentală a fluctuațiilor cuantice ale luminii, care le deosebește profund de fluctuațiile « clasice », constă în faptul că aceste fluctuații trebuie să se observe în orice stare a unei surse constante de lumină, dacă rarefierea fluxului luminos observat este suficient de mare. Sursa poate să producă ea însăși lumină, poate să difuzeze lumină exterioară, poate fi un corp incandescent sau luminiscent, — în toate cazurile trebuie să aibă loc fluctuații cuantice, observabile la o intensitate suficient de mică a fasciculului luminos. După cum s'a arătat, peste aceste fluctuații cuantice pot, în anumite condiții, să se suprapună fluctuațiile « clasice » moleculare, care reflectă natura radiatorului.

§ 2. Posibilitatea observării vizuale a fluctuațiilor cuantice

Studiul teoretic al fluctuațiilor cuantice s'a mărginit până în ultimul timp la radiația termică de echilibru a unui corp negru absolut. Din punct de vedere experimental fluctuațiile radiațiilor luminoase dure ale razelor X și ale razelor γ , sunt de mult accesibile măsurătorilor, cu ajutorul unor camere de ionizare sensibile și al unor contori de tipul Geiger-Müller. Celulele fotoelectrice moderne și contorii de fotoni nu au însă deocamdată sensibilitatea și stabilitatea necesară pentru studiul fluctuațiilor în partea vizibilă a spectrului. Cu toate acestea, studiul sistematic al fenomenelor de fluctuație din acest domeniu prezintă un interes deosebit, întru cât informațiile fundamentale asupra celorlalte proprietăți optice ale materiei sunt deosebit de numeroase tocmai pentru lumina vizibilă.

Din cauza lipsei unor aparate obiective, cercetătorii trebuiau să apeleze din nou, în mod natural, la ajutorul ochiului, care adusese în desvoltarea opticii servicii foarte prețioase. În anul 1932, Barnes și Czerny [3] au emis ipoteza posibilității observării fluctuațiilor cuantice ale luminii cu ajutorul ochiului, adaptat la întuneric. Este bine cunoscută sensibilitatea mare a unui ochi, care a stat un timp suficient (cca 1 oră) în întuneric total. Această sensibilitate oscilează într-o câțva (uneori foarte mult) pentru diferiți obser-

vatori și pentru același observator, la diferite perioade. Ea depinde de poziția porțiunii din retină pe care cade imaginea și de lungimea de undă a luminii folosite. După măsurătorile noastre, descrise mai jos [11], pentru lungimile de undă din jurul a $525 \text{ m}\mu$, pragul senzației luminoase, adică energia minimă percepută vizual, atunci când se observă o pată luminoasă cu un diametru de cca $6'$, a cărei imagine se formează la o distanță de 8° de adâncitura centrală de pe fundul ochiului (*fovea centralis*) este de circa 200 de fotoni pe secundă, cu oscilații relative, pentru 4 observatori diferiți, până la de 2 ori. Conform măsurătorilor lui Hecht și ale colaboratorilor săi [12], dacă $\lambda = 510 \text{ m}\mu$, pentru o pată luminoasă cu dimensiuni unghiulare de $10'$ și în cazul observării ei într-o regiune de pe retină, situată la 20° de *fovea*, valoarea medie minimă a energiei luminoase care provoacă o senzație luminoasă, corespunde aproximativ la 100 de fotoni, valorile putând să oscileze aproximativ de 3 ori. Cifrele menționate se referă la energia care cade pe ochi. Incontestabil că, pe drumul către retină, o parte a energiei se pierde în urma reflexiilor și a absorbției în diferitele medii din ochi. În sfârșit, în însăși retina, se produce o absorbție parțială a luminii; de aceea, numărul real al fotonilor care provoacă senzația luminoasă minimă în retină, este mult mai mic decât cifrele arătate și trebuie să fie de ordinul a câtorva zeci. În asemenea condiții, conform legilor statisticii, fluctuațiile trebuie să fie apreciable.

Considerațiile asupra inevitabilității fluctuațiilor cuantice, atunci când observațiile se fac cu ochiul la pragul său vizual, au fost puse la baza lucrării lui Barnes și Czerny. Experiențele concrete realizate de ei au fost însă cu totul neconcludente și complet greșite. Experiențele s'au făcut în condiții în care nu puteau fi în niciun fel evitate fluctuații fiziologice numeroase și foarte puternice, bine cunoscute de fiziologi și psihologi [2], și mult mai sensibile și pronunțate decât fluctuațiile cuantice obișnuite. Una dintre aceste experiențe ale lui Barnes și Czerny consta de exemplu în următoarele: o suprafață circulară cu un diametru de 15 cm, având așezate în mod desordonat 50 de pete mici luminoase, de culoare verde, era observată dela o distanță de 0,5 m cu ochiul liber. Întregul tablou era vizibil numai în decurs de 0,1 secunde; 0,9 secunde el rămânea acoperit pentru observator printr'un sector rotativ. În felul acesta, ochiul adaptat al observatorului, foarte mobil, nu avea în cea mai mare parte din timp niciun fel de punct de reper (« punctul de fixare » al opticii fiziologice) și se înțelege că el nu putea rămâne într'o poziție invariabilă. Mișcarea nearbitrară a globului ocular în timpul pauzei dintre două impulsuri luminoase, din cauza lipsei unui punct de fixare, trebuia să ducă inevitabil la oscilații pronunțate ale luminozității observate în particular, datorită faptului că, câmpul vizual destul de mare (cca 18°) corespundea unor porțiuni diferite ale retinei, cu o sensibilitate crepusculară foarte diferită.

O altă experiență a lui Barnes și Czerny este descrisă de ei în felul următor: «Putem folosi o lampă pentru cameră obscură, cu filtru verde, care se întrebuințează la dezvoltarea plăcilor pancromatice. Peste foto-filtru se aplică întâi un strat gros de hârtie albă, apoi o hârtie neagră cu orificiile corespunzătoare. Luminozitatea orificiilor poate fi reglată cu ajutorul unui reostat cu cursor prin care se alimentează becul, sau prin varierea distanței dintre ochi și suprafața luminată. Fluctuațiile pot fi observate numai după ce observatorul a stat câteva minute în întuneric». Dacă încercăm însă să repetăm această experiență simplă, atunci ne convingem cu ușurință că «fluctuațiile» se observă foarte bine nu numai în jurul pragului vizual, dar și la luminozități de sute de ori mai mari decât luminozitatea de prag. Cu alte cuvinte, fluctuațiile cuantice nu au ce căuta aici și fenomenul se explică în întregime prin cauze fiziologice.

În afară de aceasta, se poate afirma că, chiar dacă toate efectele fiziologice ar fi fost excluse (în afară de unul, și anume: proprietatea ochiului de a-și menține senzația vizuală în decursul unor fracțiuni de secundă), în experiența descrisă mai sus fluctuațiile cuantice nu ar putea fi observate. Datorită duratei senzației vizuale, fluctuațiile fizice ar fi trebuit să se estompeze în condițiile descrise mai sus și am fi obținut o medie, la fel cum se obține o medie în cazul observării unor străluciri din vecinătatea pragului vizual, date de o suprafață luminoasă mare. Suprafața acoperită cu pete luminoase izolate nu prezintă avantaje mai mari în această privință în comparație cu o suprafață luminoasă uniformă de aceleași dimensiuni. Este greu de înțeles această experiență a lui Barnes și Czerny, cu atât mai mult, cu cât aceiași autori au aplicat în alte experiențe amintite, metoda impulsurilor luminoase scurte.

Din măsurătorile energetice efectuate de Barnes și Czerny, rezultă că experiențele lor definitive s'au efectuat la intensități la care, din punct de vedere teoretic, fluctuațiile cuantice ar fi trebuit să fie pe deplin observabile. Condițiile experiențelor au fost însă de așa natură, încât trebuiau să existe în mod inevitabil și în proporții și mai mari, fluctuații fiziologice care maschează fluctuațiile cuantice. În felul acesta, Barnes și Czerny, indicând just posibilitatea unei observații vizuale a fluctuațiilor cuantice, nu au demonstrat experimental existența lor nici calitativ și cu atât mai puțin cantitativ.

§ 3. Bazele metodei vizuale de măsurare a fluctuațiilor cuantice

Considerația inițială a lui Barnes și Czerny asupra necesității unor fluctuații perceptibile în fluxurile luminoase corespunzătoare pragului vizual a format motivul unei serii de lucrări experimentale, efectuate de noi în anii 1932—1941, lucrări pe care le expunem mai jos [4—11]¹.

¹ Lucrările au fost efectuate de către E. M. Brumberg, C. B. Panșin, Z. M. Sverdlov, T. V. Timofeeva și de către autor.

Din cele spuse în § 2 în legătură cu experiențele lui Barnes și Czerny, rezultă că observarea fluctuațiilor cuantice la un flux luminos continuu este imposibilă, datorită duratei finite a impresiei vizuale și compensării în medie a fluctuațiilor care decurg de aici. Este de asemenea imposibilă observarea fluctuațiilor în cazul unor dimensiuni unghiulare mari ale suprafeței luminoase. Mai departe, pentru observarea fluctuațiilor cuantice este necesară fixarea ochiului. Dimpotrivă, dacă se respectă următoarele 3 condiții:

- 1) durata scurtă a scânteierilor,
- 2) dimensiuni mici ale imaginii pe retină și
- 3) fixarea ochiului,

atunci, dacă sunt juste concepțiile cuantice cu privire la emisia și absorpția luminii, fluctuațiile fizice trebuie neapărat să se observe la fluxuri luminoase corespunzătoare pragului vizual.

Este important să se sublinieze că observația și măsurarea vizuală sunt considerabil ușurate de faptul că există un *prag net delimitat al senzației vizuale*. Efectul vizual în regiunea pragului variază discontinuu, el scade foarte repede până la zero pentru o anumită valoare « de prag » a energiei luminoase. Dacă nu ar exista pragul întunecos și senzația vizuală ar scădea numai treptat, atunci am putea trage concluzii asupra existenței unor fluctuații numai pe baza unor oscilații rapide greu măsurabile, ale strălucirii scânteierilor. Datorită existenței pragului, scânteierile a căror energie este mai mică decât o anumită valoare limită nu sunt deloc vizibile. Există, prin urmare, un criteriu calitativ foarte categoric cu privire la existența fluctuațiilor: scânteierile sunt sau vizibile, sau invizibile. Variațiile mici ale strălucirii scânteierilor în regiunea pragului sunt practic neobservabile [4].

Să notăm cu n — numărul mediu al fotonilor monocromatici de frecvență ν , absorbiți în retină în timpul unei scânteieri de scurtă durată, iar cu z — numărul real al fotonilor absorbiți în timpul scânteierii respective. Datorită prezenței unui prag abrupt, vor fi percepute numai scânteierile pentru care

$$z \geq n_0. \quad (3)$$

În cele ce urmează, să presupunem că n_0 este o mărime constantă. Dacă în realitate n_0 oscilează în mod desordonat, dela scânteiere la scânteiere, în jurul unei anumite valori medii (din motive fiziologice), atunci în formulele finale (așa cum se va vedea mai târziu din deducerea lor), n_0 este echivalent cu această valoare medie. De asemenea sunt posibile variații lente ale lui n_0 dela un grup de observații la altul, datorită unor motive fiziologice. Aceste variații ale lui n_0 trebuie să ducă la abateri ale probabilităților determinate experimental față de cele date de teorie și pot provoca o împrăștiere a punctelor experimentale.

În orice experiență optică, proprietățile luminii pot fi determinate numai din acțiunile ei. Experimentând cu fluctuații, noi operăm de fapt întotdeauna, în ultimă instanță, numai cu fluctuațiile energiei absorbite. Numai în condiția unei absorbții totale, când numărul fotonilor care intră în mediu și cel al fotonilor absorbiți în acesta este același, fluctuațiile în fluxul luminos și în mediul absorbant trebuie să coincidă. În cazul unei absorbții parțiale, caracterul fluctuațiilor (în statistica clasică, pe care noi o aplicăm aici) trebuie să depindă numai de fluctuațiile de absorbție. Este clar de exemplu că, dacă fasciculul incident ar fi absolut omogen în structura sa și nu ar avea fluctuații, ei ar exista numai fluctuații de absorbție, atunci rezultatul final ar fi determinat de fluctuațiile de absorbție. Dimpotrivă, în cazul inexistenței fluctuațiilor de absorbție, fluctuațiile finale sunt determinate de fluctuațiile din fluxul luminos incident.

În cele ce urmează, vom admite, în concordanță cu experiența (§ 2), că

$$n_0 \gg 1. \quad (4)$$

Pentru probabilitatea numărului z , la o valoare medie n , avem după formula lui Poisson

$$p(z) = \frac{n^z}{e^n z!}. \quad (5)$$

În concordanță cu cele spuse mai sus, n este în această formulă numărul mediu al fotonilor absorbiți de rețină.

Pe baza condiției (4) probabilitatea P , ca z să aibă o valoare oarecare între n_0 și ∞ , poate fi exprimată prin integrala

$$P = \frac{1}{\sqrt{2\pi n}} \int_{n_0}^{\infty} e^{-\frac{(z-n)^2}{2n}} dz. \quad (6)$$

Să introducem notația

$$y = \frac{z - n}{\sqrt{2n}} \quad (7)$$

Folosindu-ne de această notație, putem transcrie (6) astfel:

$$P = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{y_0}^{\infty} e^{-y^2} dy = \frac{1}{2} - \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^{y_0} e^{-y^2} dy = \frac{1}{2} - \frac{\gamma}{2}, \quad (8)$$

S'a notat aici cu φ :

$$\varphi = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{y_0} e^{-y^2} dy \quad (9)$$

integrala erorilor a lui Gauss (funcția erorilor), și

$$y_0 = \frac{n_0 - n}{\sqrt{2n}}. \quad (10)$$

La prelucrarea rezultatelor măsurărilor noastre, am introdus o simplificare a formulei (8), bazată pe faptul că intervalul de variație a probabilităților, cel mai important și cel mai interesant din punct de vedere practic, se situează în limitele dela aproximativ 0,0 până la 0,8. În acest interval, în limitele erorilor de experiență, φ nu diferă aproape deloc de y_0 , după cum se vede din tabloul Nr. 1.

Tabloul Nr. 1

φ	0,00	0,10	0,20	0,30	0,40	0,50	0,60	0,70	0,80
y_0	0,00	0,09	0,18	0,28	0,38	0,48	0,60	0,74	0,91

Din această cauză probabilitatea P (8) se poate exprima în mod aproximativ în felul următor:

$$P \approx \frac{1}{2} - \frac{y_0}{2} = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \frac{(n_0 - n)}{\sqrt{n}}. \quad (11)$$

Să notăm

$$\frac{n}{n_0} = x. \quad (12)$$

Folosindu-ne de x , putem transcrie (11) astfel:

$$P = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{n_0}{2}} \frac{(1 - x)}{\sqrt{x}}. \quad (13)$$

Valoarea absolută a lui x poate fi determinată comod pe cale grafică din

datele experimentale, pe baza condiției care decurge din formula completă (8); pentru $x = 1$,

$$P = \frac{1}{2}. \quad (14)$$

Găsind experimental valorile P , care corespund valorilor relative x , putem găsi grafic din condiția (14), $P = 1/2$, pentru care $x = 1$. De aici se va determina factorul de tranziție care ne permite să trecem dela valorile relative x , la cele absolute.

Pe baza formulei mai exacte (8), probabilitatea trebuie să aibă forma reprezentată în figura 1, în care

P este reprezentat în funcție de expresia $\frac{1-x}{\sqrt{x}}$

(proporțională cu y_0). Formula (13), corespunzând unei linii drepte, coincide practic cu porțiunea rectilinie mijlocie a curbei. Panta porțiunii rectilinii este

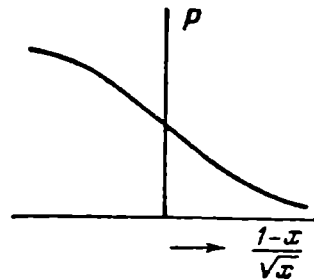


Fig. 1. Probabilitatea P în funcție de $\frac{1-x}{\sqrt{x}}$.

$$k = -\frac{1}{2} \sqrt{\frac{n_0}{2}}, \quad (15)$$

de unde

$$n_0 = 8k^2. \quad (16)$$

Teoria expusă constituie baza metodei de prelucrare a rezultatelor măsurătorilor fluctuațiilor cuantice vizuale, pe baza determinării lui P pentru x variabil.

§ 4. Instalațiile experimentale și procedeul de măsurare

Condițiile amintite: durată scurtă a impulsurilor luminoase observate, dimensiuni suficient de mici ale imaginii de pe retină și fixarea ochiului, necesare pentru observarea fluctuațiilor, pot fi ușor realizate. În figura 2 se dă fotografia instalației cu care am realizat (vedere de sus) experiențele noastre din anul 1933 [4]. Lumina dela o lampă incandescentă, alimentată cu un acumulator de 4 volți și așezată în lanterna L_1 , trece printr'un geam mat, un filtru verde și un orificiu rotund cu diametrul de 1 mm, în luneta R_1R_2 . La ambele capete ale lunetei sunt așezate prisme de polarizare. Rotind una din prisme față de cealaltă, putem slăbi lumina în orice măsură dorim, fără a-i modifica compoziția spectrală. Între sursa de lumină și lunetă este așezat un disc S cu un orificiu, care este rotit încet (o tură pe secundă) cu ajutorul unui motor sincron, lăsând să treacă periodic lumina timp de 0,1 secunde și oprind-o timp de 0,9 secunde. Lumina celui de al doilea bec L_2 , după ce

trece printr'un filtru roșu, este reflectată de o oglindă mică m , așezată în fața discului mobil. Imaginea petei roșii de fixare este așezată la aceeași distanță de ochi (60 cm) ca și pata verde dela becul L_1 . Spre deosebire de pata verde, pata roșie de fixare nu este reținută de discul în rotație — ea se găsește tot timpul în câmpul vizual al ochiului. Distanța unghiulară dintre pata roșie de fixare și cea verde era în primele noastre experiențe de 4° . Intre disc și luneta R_1R_2 era așezat un rând de plăci de sticlă care servea pentru slăbirea

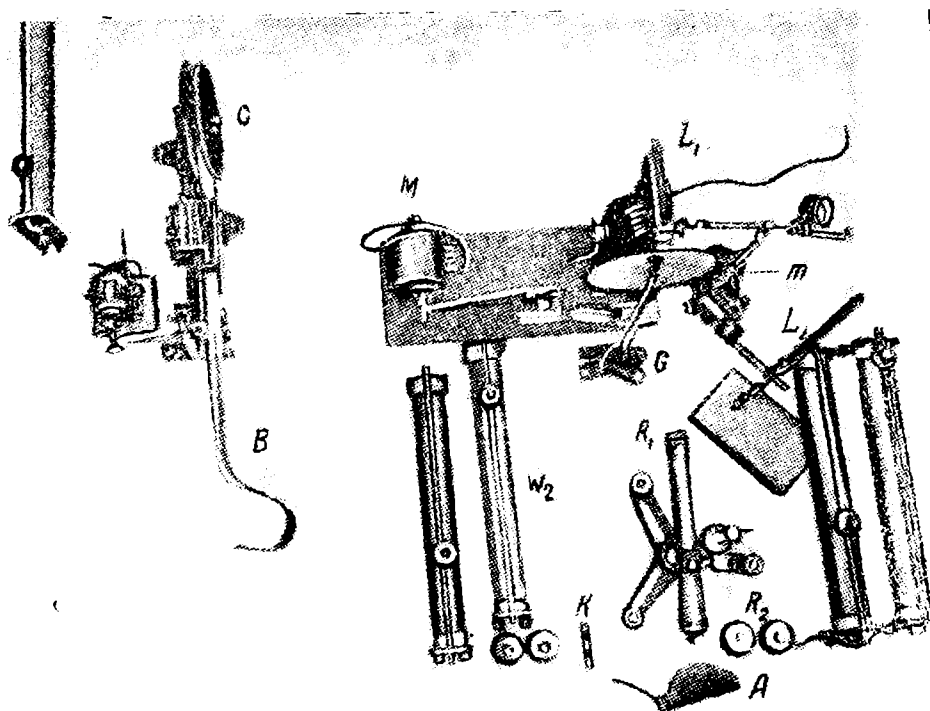


Fig. 2. Fotografia primei instalații pentru măsurarea fluctuațiilor cuantice luminoase.

intensității luminii de un număr cunoscut de ori, bine determinat. Cum au arătat măsurătorile fotometrice, datorită reflexiei duble, fiecare placă slăbea lumina cu 7%. Punând în drumul fascicului de lumină în întuneric, un anumit număr de plăci de sticlă sau invers, micșorând numărul lor, putem regla ușor cantitativ, în trepte, fasciculul de lumină din vecinătatea valorii de prag.

Pe a doua masă este așezat un cronograf astronomic, CB , având o bobină cu bandă telegrafică de hârtie și cu penițe reglabile electric. Aceste penițe sunt legate cu discul S , astfel încât fiecărei rotații a discului îi corespunde o înregistrare pe banda de hârtie. Cu ajutorul unui întrerupător electric K , de pe cealaltă masă, observatorul poate să-și facă înregistrările pe banda de mișcare.

Experiența se efectuează în felul următor: procesul de adaptare a ochiului observatorului durează o oră. Bărbia observatorului este sprijinită de un suport

special, folosit în mod obișnuit în experiențele de optică fiziologică. Prin luneta R_1R_2 ochiul vede ambele puncte L_1 și L_2 . Luminozitatea ambelor puncte este reglată în parte cu ajutorul prismelor de polarizare R_1 și R_2 , iar în parte cu ajutorul rezistențelor W_1 și W_2 . Ochiul este tot timpul fixat asupra punctului roșu, de aceea punctul verde este observat periferic la o distanță de 4° de *fovea*.

Pentru observații este necesar în prealabil un antrenament destul de îndelungat (5—10 ședințe, a căror durată este de cel puțin o oră). Scopul acestui antrenament este de a obișnui ochiul cu fixarea, cu vederea periferică, și, în același timp, cu atenția necesară pentru înregistrarea la timp a scânteierilor observate prin apăsarea întrerupătorului. Experiența noastră de mai mulți ani, cu zeci de observatori, a arătat că la toți, fără excepție, primele măsurători (înainte de antrenament) au un caracter desordonat, indicând o «educație» insuficientă a ochiului. Un rol important îl joacă starea observatorului (oboseala, ora din zi, starea de boală etc.). O piedecă mare pentru măsurători o constituie așa numita «lumină proprie a retinei» adică imaginile luminoase care apar în fața ochiului în întunec. Pentru experiență este necesar să alegem perioadele când acest fenomen lipsește la observator sau este foarte slăbit.

Prin rotirea discului S , observatorul, fixând tot timpul ochiul asupra petei roșii, micșorează treptat luminozitatea petei verzi (care pare în aceste condiții fără culoare) până la pragul vizual.

Primul rezultat calitativ nou al acestui procedeu, având o importanță fundamentală, constă în faptul că în esență nu există în astfel de condiții un prag al senzației vizuale. Pe măsură ce se micșorează strălucirea petei verzi, observatorul observă în primul rând că fiecărei treceri a orificiului discului îi corespunde o scânteiere cu luminozitate descrescândă. Apoi începe adevăratul regim de fluctuații: la micșorarea ulterioară, foarte neînsemnată, a luminii, scânteierile încetează să apară la fiecare trecere a orificiului. La anumite treceri nu avem scânteieri. Dacă micșorăm mai departe lumina, atunci impulsurile se observă din ce în ce mai rar și, în sfârșit, devin atât de rare, încât pot fi ușor omise. Din punct de vedere calitativ, acest fenomen confirmă cu deplină claritate existența fluctuațiilor cuantice luminoase.

Pentru măsurători cantitative, observatorul trebuie să noteze fiecare scânteiere (în condițiile regimului de fluctuații) prin apăsarea întrerupătorului K . După un anumit număr (suficient pentru calculele statistice) de astfel de notări, observatorul introduce o placă de sticlă suplimentară în pachetul G și notează din nou scânteierile pe banda cronografului. Pentru a obține astfel de măsurători pentru 4—5 cantități diferite de plăci de sticlă, sunt necesare

1—2 ore. Scânteierile înregistrate pe banda de hârtie și numărul tuturor trecerilor orificiului discului, notate automat pe aceeași bandă, ne dau tot ce este necesar pentru determinarea probabilității de apariție a scânteierilor. Această probabilitate este, evident, egală cu raportul dintre numărul scânteierilor observate și numărul rotațiilor discului. Pe de altă parte, numărul plăcilor de sticlă puse în calea fasciculului de lumină reprezintă o măsură a valorii

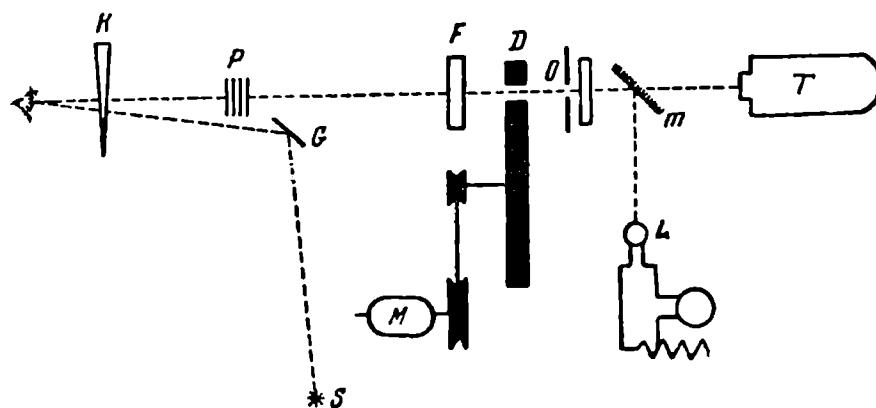


Fig. 3. Schema celei de a doua instalații pentru măsurarea fluctuațiilor cuantice luminoase.

relative α , adică a numărului mediu de fotoni care corespunde fiecărei scânteieri.

În experiențele noastre din anii următori (1938—1941), instalația a fost într-o câțva modificată [9], păstrând însă toate părțile esențiale de mai înainte. În figura 3 se dă schema acestei instalații.

Ca și la prima instalație, capul observatorului este sprijinit pe un suport pentru bărbie. Ochiul este fixat asupra punctului roșu s (slăbit după dorință cu ajutorul unui reostat) cu ajutorul unei plăci de sticlă G . Variind înclinarea acestei plăci și distanța ei dela axa instalației, se poate varia unghiul dintre *fovea* și regiunea cercetată a retinei. Pe această regiune a retinei, lumina ajunge dela sursă prin diafragma O , acoperită cu o sticlă opalescentă, prin orificiul din discul D , care este rotit cu ajutorul motorului sincron M , prin filtrul de lumină F și, în sfârșit, printr'un rând de plăci de sticlă P și prin pana fotografică neutră K . Diafragma O este luminată de un bec cu incandescență, alimentat dela o baterie de acumulatori. Lumina este îndreptată în spre ochiul observatorului, cu ajutorul unei oglinzi m . Pentru măsurătorile absolute ale energiei, corespunzătoare pragului vizual, oglinda m și placa de sticlă opalescentă din fața diafragmei O sunt înlăturate, iar diafragma este luminată de « corpul negru » T .

În această instalație, dimensiunile unghiulare ale petei luminoase circulare observate erau de obicei $6'$. Majoritatea observărilor s'au făcut la o distanță de 8° de *fovea*.

Pentru măsurători la diferite lungimi de undă, se așeza în locul becului L un monocromator cu lampă și filtre auxiliare, care ferește de lumina difuză de alte lungimi de undă.

Pentru a compara numărul de fotoni N care cad pe pupila ochiului, atunci când în retină sunt absorbiți n_0 fotoni, trebuie să cunoaștem valoarea absolută a energiei care cade pe pupila ochiului în timpul unei scânteieri. Așa cum s'a menționat, ne servim pentru aceasta de corpul negru T (fig. 3), care se așează pe lângă diafragma O (placa de sticlă opalescentă fiind înălțurată). Cunoșcând temperatura θ a corpului negru, dimensiunile orificiului O , caracteristica spectrală a filtrului F , distanța diafragmei O de pupilă și diametrul pupilei observatorului, în condițiile de adaptare la întuneric, se poate determina, pe baza legilor radiației negre, intensitatea fluxului luminos care cade pe pupilă. Temperatura corpului negru era de cca $1100^\circ K$. Precizia valorilor date mai jos, ale energiei N este de aproximativ 10%. Diametrul pupilei, în cazul adaptării totale, era determinat prin fotografierea ochiului la lumina unei lămpi cu lumină intermitentă. Lângă ochi se așeza o riglă gradată, care se fotografia odată cu pupila.

Deoarece este incomod să se lucreze permanent cu un corp negru, becul L , la un anumit regim de ardere și în cazul observării prin filtrul F , era comparat cu corpul negru. După aceasta, becul L servea ca un etalon secundar pentru măsurători relative și absolute. Pe baza relațiilor (12) și (14), pentru $P = \frac{1}{2}$ avem $n = n_0$. Dacă în afară de curba de fluctuații $P(x)$ se cunoaște și valoarea absolută a energiei pentru anumiți x , valoare obținută prin metoda arătată, atunci se înțelege că toate valorile x pot fi transformate în valori absolute și în felul acesta pe baza lui x corespunzător la $P = \frac{1}{2}$ se va putea determina N .

Este important de observat că în rezultatele date mai jos, N era determinat în aceleași condiții și din aceleași măsurători ca și n_0 .

Alegerea duratei fiecărei scânteieri egală în experiențele noastre cu o zecime de secundă, era dictată de experiențele de orientare, care au arătat că la o aceeași energie a scânteierii (în condiții apropiate de pragul vizual) pentru orice durate ale scânteierii $\leq 0,1$ s, strălucirea rămâne invariabilă; pentru durate de 0,1 s, strălucirea scade, și, pentru a menține strălucirea de mai înainte, este necesară o energie mai mare. Aceste experiențe de orientare sunt confirmate de măsurătorile recente ale lui Bouman și van der Velden [26, 16].

În figura 4 se reproduce din această lucrare, una din curbele experimentale, care ne dă numărul de fotoni N al unei scânteieri, care provoacă impresia

aceleiași străluciri, în funcție de durata scânteierii pentru un câmp vizual de cca 4'. Din figură se vede că regiunea de strălucire constantă începe aproximativ la 0,1 s în concordanță cu cifra admisă de noi.

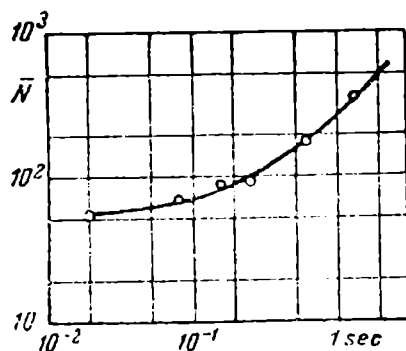


Fig. 4. Numărul mediu $\bar{N}$ de fotoni, al unei scânteieri care provoacă impresia unei străluciri constante, în funcție de durata scânteierii (după măsurătorile lui Bouman și van der Velden).

În încheierea descrierii procedurii de măsurare a fluctuațiilor, trebuie să indicăm metoda de verificare a caracterului statistic desordonat al fluctuațiilor. O astfel de verificare este necesară, deoarece, dacă această condiție nu este satisfăcută, în fenomen intervin incontestabil influențe sistematice, care nu au nimic comun cu fluctuațiile statistice.

Să notăm cu ω probabilitatea scânteierii observate la o trecere dată. Probabilitatea p_n ca după o scânteiere să urmeze n treceri fără scânteieri și apoi o trecere cu scânteieri, va fi

$$p_n = (1 - \omega)^n \omega,$$

sau

$$\log p_n = n \log (1 - \omega) + \log \omega.$$

Această formulă poate fi folosită pentru controlul caracterului desordonat al fluctuațiilor. Să notăm prin a_n numărul intervalelor, care corespund pe banda de hârtie la n treceri obscure. Atunci

$$p_n = \frac{a_n}{\sum a_n}.$$

Determinând din înregistrările de pe banda de hârtie valorile p_n cu ajutorul acestei formule și logaritmand numerele obținute, trebuie să avem, în cazul unei desordini statistice, o linie dreaptă. Ca exemplu, să dăm datele referitoare la o bandă obținută în măsurătorile lui B. În tabloul Nr. 2 sunt comparate valorile n , a_n , p_n , iar în figura 5 se reprezintă grafic variația lui $\log p_n$ în funcție de n . Din înclinarea dreptei obținute avem $\omega = 0,52$, din intersecția acestei drepte cu axa ordonatelor rezultă $\omega = 0,50$, iar valoarea calculată direct este $\omega = 0,48$. În felul acesta, înregistrările pe banda cronografului

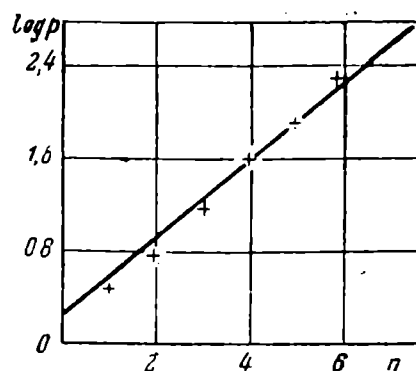


Fig. 5. Controlul desordinii statistice a fluctuațiilor.

sunt distribuite într'adevăr în mod desordonat. Asemenea rezultate au fost găsite și pe alte benzi analizate prin metoda arătată.

Tabloul Nr. 2

n	0	1	2	3	4	5	6	Numărul trecerilor 352
a_n	64	60	28	11	4	2	1	$\sum a_n = 170$
p_n	0,38	0,35	0,17	0,06	0,02	0,01	0,005	$w = \frac{171}{352} = 0,48$

§ 5. Rezultatele măsurătorilor de fluctuații pentru regiunea albastru-verde a spectrului

Din anul 1932 până în anul 1941 au fost efectuate la Institutul de Optică de Stat sute de serii de măsurători de fluctuații la care au luat parte mai mult de 10 observatori. Măsurătorile au fost analizate: 1) în ceea ce privește satisfacerea relației liniare (13), 2) în ceea ce privește valoarea absolută a lui n_0 , adică a numărului de fotoni corespunzători pragului pe retină.

Tabloul Nr. 3

G	α	x	$\frac{1-x}{\sqrt{x}}$	$\Re$	N	P
6	1,00	1,24	— 0,215	37	38	1,00
5	0,93	1,16	— 0,148	26	32	0,81
4	0,86	1,08	— 0,077	35	80	0,44
3	0,80	1,00	0,000	48	111	0,43
2	0,75	0,96	0,073	44	142	0,31
1	0,70	0,93	0,139	65	327	0,20

Pentru a explica metodele de analiză a măsurătorilor, se dă tabloul Nr. 3, în care sunt reproduse rezultatele prelucrării numerice a unei benzi, obținute de B , în anul 1932, cu filtru verde ($\lambda \approx 530 \text{ m}\mu$). În acest tablou, G este numărul plăcilor de sticlă care slăbesc lumina, extrase din fasciculul de lumină, α reprezintă transmisia corespunzătoare a luminii în unități relative, valoarea inițială fiind aleasă arbitrar egală cu 1; $\Re$ este numărul de scânteieri; N este numărul de treceri ale discului.

Pentru calculul lui x putem proceda (aşa cum s'a arătat în § 4) în felul următor: valorile P din tablou se trasează ca o funcție de numărul plăcilor și din dreapta de interpolare se găsește coeficientul de transmisie, corespunzător lui $P = \frac{1}{2}$. De aici se obține factorul de transformare, care permite să se transforme α în x .

În figura 6, se dau rezultatele prelucrate grafic ale unor măsurători din anul 1938 [9] pentru 4 observatori: B., Sv., S. și E. Din figura 6 ne putem face o imagine asupra împrăstierii tipice a punctelor experimentale. Mate-

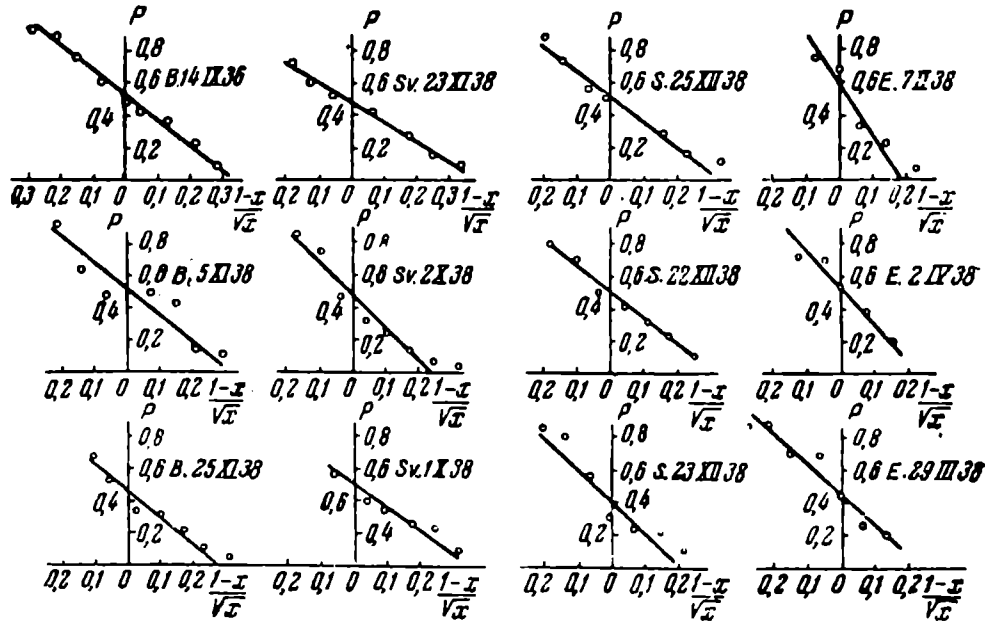


Fig. 6. Rezultatele măsurărilor de fluctuații a 4 observatori.

rialul bogat, cules în decurs de mai mulți ani de lucru de 10 observatori, a confirmat în întregime existența unei dependențe aproximativ liniare între P și $\frac{1-x}{\sqrt{x}}$, prevăzută de teorie în toate cazurile, fără excepție.

Majoritatea măsurărilor au fost efectuate în regiunea albastru-verde a spectrului 500—550 m μ , în care, după cum a arătat experiența noastră, în limitele erorilor de experiență nu există dependența fluctuațiilor de lungimea de undă și n_0 este constant pentru unul și același observator. Pentru observatori diferiți, așa cum se vede din rezultatele experimentale date mai jos, n_0 oscilează în limite destul de mari.

În tabloul Nr. 4 se dau principalele date privitoare la rezultatele medii obținute pentru k și respectiv pentru n_0 , de diferiți observatori, din 1933 până în 1941. În tabloul Nr. 4 sunt indicate: inițialele observatorului, anul

Tabloul Nr. 4

Observatorul	anul	ω	λ	$\bar{k}$	$\bar{n}_0$	N	$\frac{N}{n_0}$
B.	1932	4°	530	2,4	47	—	—
B.	1936	10	510	1,9	30	—	—
B.	1938	8	525	1,7	23	168	7,1
P.	1936	10	500	1,0	8,0	—	—
P.	1936	10	510	1,0	8,0	—	—
P.	1936	10	520	1,2	11,0	—	—
P.	1936	10	540	1,2	12,0	—	—
Sv.	1938	8	525	1,9	29	231	8,0
Sv.	1940	7	500	1,8	26	—	—
Sv.	1940	7	550	1,8	26	—	—
Sv.	1938	8	525	1,5	18	324	18,0
E.	1938	8	525	2,0	32	108	3,4
T.	1940	7	500	1,9	29	—	—
T.	1940	7	550	1,7	23	—	—
J.	1941	7	500	1,3	13	—	—
J.	1941	7	500	1,4	16	—	—
J.	1941	7	550	1,7	23	—	—
Sm.	1940	7	500	2,1	35	—	—
Sm.	1940	7	550	2,3	42	—	—
L.	1940	7	500	1,0	8,0	—	—
L.	1940	7	550	1,0	8,0	—	—
Media				1,6	20	208	9,0

experienței, ω — unghiul periferic al observației, λ — valorile medii ale lui k și n_0 obținute dintr'o serie de observații (seria cuprinde dela 3 la 10 observații). Pentru anumite observații se dă de asemenea valoarea medie N , determinată prin metoda descrisă în § 4. În ultima coloană se dă raportul $\frac{N}{n_0}$.

Putem trage concluzii asupra oscilațiilor valorilor lui k și N pentru unul și același observator în diferite zile, pe baza tabloului Nr. 5, în care se dau valorile lui N și k pentru doi observatori în diferite zile ale aceluiași an.

Examinarea tablourilor Nr. 4 și Nr. 5 ne duce la următoarele concluzii:

Tabloul Nr. 5

Observatorul S.			Observatorul Sv.		
1938			1938		
Data	N	k	Data	N	k
16. XII	224	2,0	2. X	333	1,4
20. XII	192	1,8	5. X	324	1,8
22. XII	291	1,8	10. X	323	1,4
23. XII	255	1,9	22. X	335	1,4
25. XII	246	1,5	20. XI	304	1,7
26. XII	228	1,9	23. XI	318	1,4
28. XII	242	2,3	27. XI	333	1,5
29. XII	221	1,6			
30. XII	178	2,2			
Media	231	1,9	Media	324	1,5

1. Pentru un observator, păstrând toate celelalte condiții ale experienței neschimbate, k este practic constant în intervalul lungimilor de undă 500—550 m μ .

2. Valoarea lui k pentru diferiți observatori și în diferite experiențe oscilează mai mult decât de două ori (n_0 fiind proporțional cu patratul lui k , variază în mod corespunzător aproape de șase ori).

3. Pentru unul și același observator în diferite zile, k oscilează uneori de 1,4 ori (x , respectiv n_0 de două ori). Totuși, datorită preciziei mici cu care poate fi determinată panta k a dreptelor (fig. 6), nu există baze suficiente pentru a considera întotdeauna reală împrăștierea valorilor lui k și cu atât mai mult ale lui n_0 , la diferiți observatori, și la unul și la același observator în diferite zile.

4. Mărimea N , adică numărul de fotoni din regiunea pragului care cad pe pupila ochiului, oscilează în diferite zile pentru unul și același observator în limite mult mai mici decât n_0 , așa cum se vede din tabloul Nr. 5. Odată cu aceasta, pentru diferiți observatori, N se deosebește foarte mult și anume de trei ori.

5. N este întotdeauna mult mai mare decât n_0 : în medie $\frac{N}{n_0} = 9,0$; pentru diferiți observatori, raportul $\frac{N}{n_0}$ are variații foarte mari — mai mult decât de cinci ori.

Diferența foarte mare între n_0 și N poate părea la prima vedere în contradicție flagrantă cu ipoteza noastră fundamentală asupra caracterului cuantic al fluctuațiilor observate.

Această concluzie este însă cu totul greșită. Dimpotrivă, cunoștințele obținute în ultimul deceniu asupra proprietăților mediilor oculare cer ca $\frac{n_0}{N} \ll 1$.

Pe la sfârșitul primei noastre lucrări se putea vorbi numai într-o formă generală despre « pierderile de energie provocate de reflexia, absorpția și difuzia în globul ocular » ca despre cauze ale deosebirii pronunțate dintre N și n_0 . Astăzi există cercetări fiziologice care concretizează această latură a problemei.

Fără să mai vorbim de mica pierdere de lumină în urma reflexiei pe suprafața ochiului, trebuie luată în considerare absorpția apreciabilă a luminii în mediile ochiului, până la retină. După datele lui Roggenbau și Wettbauer [17], absorpția luminii în vecinătatea lui 510 m μ , este în toate mediile oculare până la retină de cca 50%. Pe de altă parte, bastonașele în care se produce absorpția luminii, care duce la actul vizual, nu acoperă în întregime suprafața retinei, în special în regiunile îndepărtate de *fovea*. După Osterberg [18], numărul total de bastonașe de pe retină este aproximativ egal cu $1,2 \cdot 10^8$. Diametrul bastonașelor este de cca 2 μ . Numărul de bastonașe indicat aici este distribuit pe o suprafață de cca 10 cm², adică în medie este ocupată de bastonașe numai o treime a întregii suprafețe a retinei. În regiunea corespunzătoare distanței periferice $\omega = 8^\circ$, pe 1 mm² de retină, sunt distribuite după Osterberg aproximativ $1,6 \cdot 10^5$ bastonașe; prin urmare, în acest loc numai 0,5 din suprafață este acoperită de bastonașe.

Mai departe, pe însăși suprafața retinei se găsesc țesuturi nervoase și alte țesuturi, care absorb și difuzează într-o anumită măsură (probabil mică) lumina incidentă.

În sfârșit, absorpția în bastonașele însăși, în purpurul vizual, nu este totală nici chiar în punctul maxim (spre deosebire de ceea ce am presupus în prima lucrare). După datele lui Wald [19], coeficientul de absorpție al purpurului vizual, în regiunea lui 500 m μ , pe unitatea de suprafață a retinei oculare, este egal cu 33,6% pentru broască, cu 4,2% pentru iepurele de casă și cu 13,0% pentru șobolan.

Să notăm cu α fracțiunea din lumina incidentă care este lăsată să treacă de mediile oculare până la retină; prin β transmisia prin straturile din retina însăși, care ecranează bastonașele; prin γ — fracțiunea din suprafața retinei, acoperită cu bastonașe în regiunea cercetată a ochiului; în sfârșit, prin δ — fracțiunea de lumină absorbită în bastonașe. Atunci, evident că

$$n_0 \ll N\alpha\beta\gamma\delta. \quad (17)$$

Semnul $<$ corespunde aici posibilității ca randamentul procesului fizico-chimic, care determină actul vizual, să fie mai mic decât 1.

Folosindu-ne de cifrele date mai sus, pentru condițiile experienței noastre se poate scrie

$$n_0 \leq N \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{2} \cdot \beta \delta,$$

adică

$$\frac{N}{n_0} \leq \frac{4}{\beta \delta}.$$

Comparând cu rezultatul mediu $\frac{N}{n_0} = 9,0$ dat de experiență, ajungem la concluzia că

$$\beta \delta \approx \frac{4}{9}.$$

După cum s'a spus, nu există cunoștințe asupra mărimii lui β , dar în orice caz este probabil că β diferă puțin de 1. În ceea ce privește pe δ , care corespunde fracțiunii de lumină absorbită de purpurul vizual din bastonașe conform evaluării fiziologilor, valoarea sa nu este mai mică de 0,2 [12] pentru regiunea spectrală din jurul lui 500 m μ . În felul acesta, rezultatul dat se găsește într'o bună concordanță calitativă cu datele fiziologice. Nu putem și nu are sens să vorbim în această problemă de concordanță cantitativă, măcar și pentru că toate informațiile cantitative asupra mediilor oculare oscilează foarte mult dela un ochi la altul. Nu putem folosi aici nici metodele statistice, din cauza numărului foarte mic de cazuri bine studiate.

Este incontestabil faptul că toți cei patru parametri α , β , γ , δ , pot varia în limite foarte mari la diferiți oameni, în timp ce variații apreciabile ale acestora în intervale mici de timp, la unul și același om, sunt puțin probabile. Această concluzie este în concordanță cu experiența, așa cum se vede din tablourile Nr. 4 și 5.

În felul acesta, experiențele descrise, înafară de confirmarea ipotezei fundamentale asupra caracterului cuantic al fluctuațiilor observate, ne dau rezultate esențiale pentru studiul proprietăților ochiului. Determinarea simultană a lui n_0 și N pe baza metodei expuse ne dă posibilitatea de a măsura separat, pe un ochi viu, sensibilitatea retinei și fracțiunea de lumină care ia parte activă la actul vizual.

CAPITOLUL II

MASURATORILE VIZUALE DE FLUCTUAȚII IN STRAINATATE

§ 6. Măsurătorile de fluctuații ale lui S. Hecht și ale colaboratorilor săi

În anul 1941 a apărut o Comunicare asupra măsurătorilor vizuale ale fluctuațiilor luminii ale lui Z. Hecht, S. Shlaer și M. Pirenne [13] efectuate la New-York. Aceste experiențe au fost efectuate după o schemă care coincide în întregime cu a noastră, deosebindu-se prin detalii neesențiale și prin

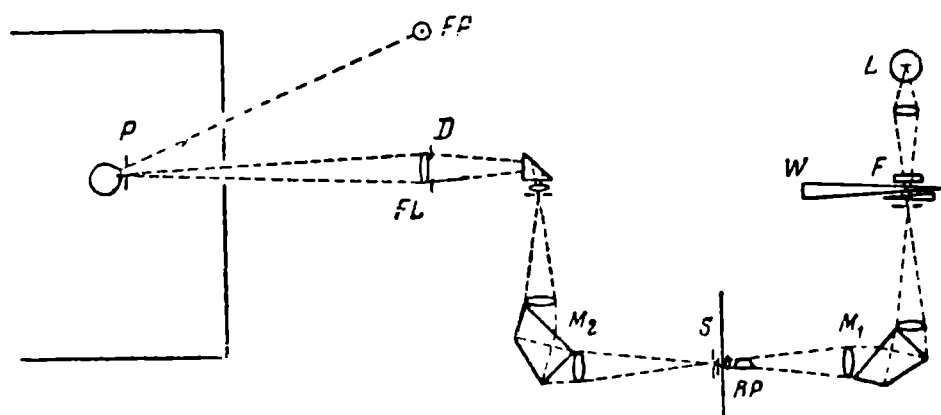


Fig. 7. Schema instalației lui Hecht, Shlaer și Pirenne pentru măsurarea fluctuațiilor cuantice vizuale.

volumul ei mult mai redus. Măsurătorile au dus la rezultate cantitative pentru n_0 care coincid cu rezultatele obținute de unii din observatorii noștri și diferă apreciabil de rezultatele celorlalți.

Schema instalației cercetătorilor americani este reprezentată în figura 7. Lumina unui bec cu incandescență, alimentat de la o baterie de acumulator este focalizată pe fanta unui manocromator dublu M_1M_2 și apoi pe diafragma

P în vecinătatea ochiului. Capul observatorului se sprijină cu bărbia pe un suport, iar dinții observatorului sunt încheștați pe un anumit obiect, așa cum se face uneori în experiențele de optică fiziologică. Ochiul este fixat asupra petei FP la o distanță periferică unghiulară de 20° . Lumina este slăbită grosolan cu ajutorul unui filtru neutru F și fin — cu ajutorul unei pene optice neutre W . Fasciculul de lumină, corespunzător lungimii de undă $\lambda = 510 \text{ m}\mu$, este lăsat să treacă timp de $0,001 \text{ s}$, cu ajutorul unui dispozitiv special S , care permite să se realizeze impulsuri separate de această durată prin apăsarea unui buton, la intervalele dorite de timp. Experimentatorul variază intensitatea luminii prin deplasarea penei W . Prin închiderea întrerupătorului, observatorul produce impulsul luminos și comunică dacă l-a văzut sau nu. În mod obișnuit erau produse cca 50 de scânteieri de aceeași intensitate. O serie completă de observații se face în cca o oră și jumătate. Independent de măsurătorile de fluctuații, s'au efectuat, cu ajutorul unui termocuplu cu

galvanometru, măsurători ale numărului de fotoni (N) incidenți pe pupilă. Pentru siguranță mai mare, se alegea durata scurtă a scânteierii, de $0,001 \text{ s}$.

Prelucrarea datelor asupra fluctuațiilor, deși nu se deosebește în principiu de prelucrarea făcută de noi, a fost, din punct de vedere formal, puțin diferită. Valoarea probabilității P din formula (8) se reprezenta pe baza tabelor lui Fray [20] ca funcție a logaritmului valorii medii a numărului de fotoni ai unei scânteieri. Pentru fiecare n_0 se obține o curbă proprie și întregul plan $P, \log n_0$

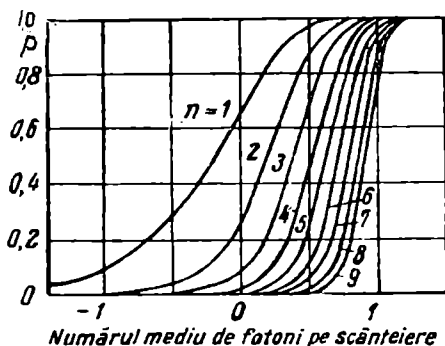


Fig. 8. Rețeaua P ($\log n$) pentru diferite valori n_0 folosită de Hecht, Shlaer și Pirenne pentru prelucrarea măsurătorilor de fluctuații.

poate fi acoperit în mod continuu cu o familie de astfel de curbe pentru parametrul n_0 care variază continuu (fig. 8). Avantajul utilizării scării logaritmice în abscisă constă în faptul că, marcând pe graficul dat de experiență valorile măsurate ale lui P ca o funcție de logaritmul valorilor relative ale lui n , putem apoi prin deplasarea acestui grafic — trasat, de exemplu, pe cale pe o rețea (fig. 8) — să găsim curba teoretică cea mai apropiată de datele experimentale. Neajunsul acestei metode, în comparație cu cea expusă în § 3, constă, după părerea noastră, în faptul că ea este destinată pentru o determinare foarte precisă a lui P . În metoda noastră, interpolarea cu ajutorul unei linii drepte înlătură erorile întâmplătoare.

În Comunicarea amintită sunt date rezultate pentru 3 observatori (probabil corespunzătoare unei singure serii de măsurători). Aceste rezultate

sunt comparate în tabloul Nr. 6 cu numerele N de fotoni, care cad pe rețină la pragul vizual.

Tabloul Nr. 6

Observatorul	ω	λ	$\bar{n}_1$	N	$\frac{N}{n_0}$
S. H.	20°	510	6	115	19
S. S.	20	510	7	78	11
M. H. P.	20	510	5	100	20
Media . . .			6	96	17

Comparând tabloul Nr. 6 cu tabloul Nr. 4, vedem că pentru doi dintre observatorii noștri, $P.$ și $L.$, valorile $n_0 = 8$ sunt apropiate de valorile obținute de observatorii americani. Faptul că valorile n_0 sunt apropiate la toți cei 3 observatori americani este probabil întâmplător¹. După cum se vede din tabloul Nr. 4, împrăștierea valorilor n_0 pentru un număr mare de experiențe și de observatori devine foarte mare. Deosebirile în valorile medii ale lui N din tablourile Nr. 4 și 6 se explică prin unghiurile periferice diferite (8 și 20°) cu care s'a lucrat. Unghiul de 20° corespunde unei sensibilități mult mai mari a reținei, decât unghiul de 8°.

În esență deci, datele americane sunt în concordanță cu măsurătorile noastre².

¹ Într-o lucrare a lui Pirenne [15], unul din colaboratorii lui Hecht, se menționează, spre deosebire de comunicarea fundamentală [11], că n_0 oscila între 5 și 14 fotoni.

² Prima comunicare a lui Hecht și a colaboratorilor săi asupra măsurătorilor de fluctuații nu conținea indicația lucrărilor noastre din anii 1933—1938 [4—8]. Publicând în anul 1942 măsurătorile noastre noi din anii 1938—1941 asupra fluctuațiilor, noi am menționat că publicațiile noastre din anii anteriori au rămas probabil necunoscute autorilor americani, deoarece în comunicarea lor ele nu sunt menționate.

Totuși, pe baza articolului mai detaliat al lui Hecht și al colaboratorilor săi, tipărit în anul 1942 în « Journal of Physiology », s'a constatat că lucrările noastre sunt cunoscute de autori. Pe de altă parte, aceste lucrări sunt menționate pe scurt într-o formă atât de deformată în comparație cu conținutul lor real, încât suntem nevoiți să dăm un citat complet din partea corespunzătoare a articolului american: « Barnes și Czerny (1932), — scriu autorii —, iar după ei Brumberg și Vavilov (1933) au constatat că în energia necesară pentru vedere trebuie să existe fluctuații și ambele grupe de observatori au căutat să le găsească. Dar nici unii nici alții nu au observat locul în care se găsește sursa fluctuațiilor, presupunând că el trebuie căutat în energia care cade pe corneea. Brumberg și Vavilov se așteptau chiar la deosebiri în fluctuațiile pentru diferite lungimi de undă, datorită necesității unei energii mai mari pentru vederea luminii roșii, în comparație cu lumina albastră-verde, în concordanță cu curba de vedere la întuneric ».

În aceste rânduri ne miră în primul rând afirmația că prima noastră lucrare continuă lucrarea lui Barnes și Czerny. Din § 2 se vede clar că, din punct de vedere experimental, această lucrare a fost greșită, numai indicația teoretică asupra necesității existenței unor fluctuații cuantice fiind corectă în ea. Deosebirea principială a lucrării noastre experimentale este dovedită de faptul că toate părțile fundamentale ale metodei

În anul 1943, unul dintre colaboratorii lucrării americane (Pirenne) a publicat în Anglia [15] rezultatele măsurătorilor de fluctuații în cazul unor observații binoculare și monoculare. Se știe că pragul absolut la observația cu ambii ochi este mai mic (aproximativ de două ori) decât la observația cu un singur ochi. Apare naturală ipoteza după care aceasta se produce datorită faptului că probabilitatea de a primi un număr suficient de fotoni, mai mare decât n_0 , crește dacă privim cu ambii ochi. Această ipoteză, care rezultă inevitabil din ipoteza fluctuațiilor cuantice, a fost verificată de Pirenne. Instalația a fost aproximativ aceeași ca și cea reprezentată în figura 7. O pată luminoasă circulară de dimensiuni unghiulare de $10'$ era observată la o distanță periferică de 20° . Durata impulsului luminos era de 0,004 s. Ambii ochi erau fixați asupra aceluiași punct de fixare. În fiecare experiență se determină separat probabilitatea P pentru ochiul drept și cel stâng, P_l și P_r , și probabilitatea pentru ambii ochi P_{lr} . Dacă P_l și P_r corespund unor procese de fluctuație absolut independente, atunci se poate scrie:

$$P_{lr} = 1 - (1 - P_r)(1 - P_l) = P_r + P_l - P_l P_r.$$

Tabloul Nr. 7

Nr. experienței	P_l	P_r	P_{lr}	calculat P_{lr}
1	0,40	0,46	0,75	0,68
2	0,04	0,10	0,13	0,136
3 log de luminozitate 1,1	0,44	0,32	0,56	0,62
3' log de luminozitate 1,4	0,84	0,88	1,00	0,98
4	0,24	0,37	0,48	0,52
5	0,198	0,258	0,378	0,405

În tabloul Nr. 7 se dau rezultatele acestor experiențe. Relația între probabilități dată mai sus se confirmă, adică procesele de fluctuație sunt

și instalației noastre (așa cum reiese clar din compararea §§ 3, 4 și 5 cu § 6) sunt reproduse în întregime de Hecht și colaboratorii săi. Măsurătorile noastre nu au fost o continuare a lucrării lui Barnes și Czerny, ci o totală negare a ei în ceea ce privește aspectul ei experimental.

Mai departe, autorii americani denaturează complet conținutul lucrării noastre, afirmând că noi am presupus fluctuarea energiei care cade pe pupilă. La pagina 938 a primei noastre lucrări din anul 1933 [4], ei ar fi putut citi următoarele: « Singura metodă de a obține n_0 ne-o dau numai măsurătorile statistice în genul celor folosite de noi. În felul acesta, pe de altă parte, putem spera să obținem întreaga curbă a sensibilității crepusculare a ochiului, cu avantajul că se va găsi numărul real al fotonilor absorbiți de retină la pragul sensibilității. Toate pierderile de energie, care apar în globul ocular, în urma reflexiei, absorpției și difuziei și care influențează orice metode energetice, sunt înlăturate automat în cazul măsurătorilor statistice. Pe baza acestei metode se va putea probabil rezolva problema interesantă a sensibilității reale a retinei vii în regiunea ultra-

absolut independente pentru fiecare ochi. Aceasta reprezintă o condiție necesară, dar nu suficientă pentru caracterul fizic al fluctuațiilor, deoarece în general ne putem imagina cauze fiziologice de tip statistic, independente pentru fiecare ochi.

§ 7. Măsurătorile de fluctuații ale lui van der Velden și ale altora

În anul 1944, metoda fluctuațiilor cuantice vizuale a fost încă odată «descoperită» la Utrecht de către van der Velden [25]¹. Problema, metoda cercetărilor și prelucrarea rezultatelor coincid din punct de vedere principal cu cele descrise în prima noastră lucrare din anul 1933. Ca sursă de lumină servea o lampă de incandescență (cu bandă). Atenuarea fundamentală a luminii era efectuată cu ajutorul a două sticle opalescente. Dimensiunea petei luminoase era delimitată de o diafragmă. Coloarea ($\lambda \approx 530 \text{ m}\mu$) era fixată cu ajutorul unui filtru de lumină corespunzător (Schott Vg 2). Poziția capului era fixată prin încheștarea dinților observatorului pe un anumit obiect fix. În fața ochiului drept se găsea o diafragmă care limita pupila. Impulsurile luminoase erau realizate cu ajutorul unui obturator fotografic de tip «compur». Intensitatea impulsurilor era reglată fin cu ajutorul unui reostat în circuitul lămpii. Un element nou în instalația lui van der Velden era așezarea punctului de fixare: el putea fi observat numai de ochiul stâng, în timp ce ochiul drept putea vedea numai scânteierile studiate. Observatorul deschidea singur obturatorul la intervale arbitrare de timp. Observațiile se făceau de două persoane. Durata impulsurilor era de cca 0,01 s, dimensiunile² petei observate erau $< 4'$. Distanța unghiulară dela *fovea* era de aproximativ 7° . Prelucrarea măsurătorilor statistice se făcea pe baza formulei lui Poisson, cu o

violetă apropiată a spectrului. Se știe că razele ultraviolete în regiunea dela 400 la 310 $\text{m}\mu$ sunt vizibile la intensități mari, și rămâne deschisă problema dacă sensibilitatea mică a ochiului în acest domeniu se datorește unei insensibilități reale a retinei sau se datorește absorpției în mediile globului ocular». Rândurile de mai sus nu necesită explicații suplimentare. Autorii americani, criticând lucrarea noastră, în cel mai bun caz «nu au văzut cum trebuie».

Cercetătorii americani ne incriminează, în sfârșit, că ne-am fi așteptat la deosebiri în fluctuații pentru diferite lungimi de undă. În paragraful următor se arată că aceasta nu este o așteptare ci un fapt sigur, demonstrat prin măsurătorile multor observatori. Hecht și colaboratorii lui s'au mărginit, din nu se știe ce motive, la afirmația apriorică că n_0 ar fi independent de λ , fără să amintească niciun fel de măsurătoare, cu toate că în instalația lor a fost introdus un monocromator, care permitea să se treacă ușor în orice regiune a spectrului vizibil.

Suntem nevoiți să protestăm împotriva unei asemenea atitudini față de lucrările altor autori, neobișnuită în publicațiile științifice normale.

¹ Prima publicație a lui van der Velden din anul 1944 nu conține niciun fel de indicații asupra lucrărilor sovietice și americane. În publicațiile ulterioare sunt examinate numai cele americane.

² De Vries [27], care a examinat lucrarea lui van der Velden, scrie despre dimensiuni $< 12''$, adică de 20 de ori mai mici.

metodă care nu diferă de metoda practică folosită de către Hecht și colaboratorii săi.

Rezultatele lui van der Velden diferă sensibil din punct de vedere cantitativ de cifrele obținute de noi și de cercetătorii americani. Pe baza măsurătorilor a doi observatori, iar apoi [26] și a unui al treilea observator, rezultă că în toate cele trei cazuri $n_0 = 2$. După observațiile noastre (precum și după observațiile americane) n_0 oscilează foarte mult pentru diferiți ochi (după observațiile noastre valoarea minimă este $n_0 = 8$, după cele americane, $n_0 = 5$).

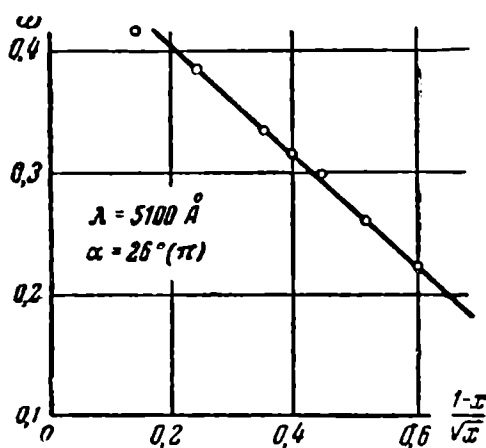


Fig. 9. Măsurătorile de fluctuații ale lui K. B. Panșin (1936).

Intr'una din lucrările noastre [7] din anul 1936 se dau (compară fig. 9) observațiile episodice ale lui K. B. Panșin (datorită acestui caracter episodic al observațiilor, ele nu au fost incluse în tabloul Nr. 4) pentru $\lambda = 500 \text{ m}\mu$. Calculul exact cu ajutorul formulei lui Poisson ne dă în acest caz pentru $k = 1,2$ și pentru $n_0 = 1,4$. Particularitatea acestor observații consta în aceea că unghiul periferic, adică distanța dintre punctul de fixare și pata observată, era foarte mare $\omega = 26^\circ$.

Bouman și van der Velden [26] au încercat să explice nepotrivirea rezultatelor lor prin faptul că în experiențele celorlalți observatori același ochi era folosit și pentru fixare și pentru observarea fluctuațiilor. Pata de fixare ar «ilumina» oarecum regiunea cercetată a retinei. În această privință, putem face următoarea observație:

În cercetările noastre s'a ținut seama dela început de influența posibilă a luminii punctului de fixare și, pentru aceasta, s'au făcut măsurători comparative cu pete roșii de fixare de diferite luminozități. Variații apreciable ale acesteia din urmă nu au influențat însă în măsură sensibilă asupra măsurătorilor de fluctuație.

Mai departe, dacă explicația amintită ar fi valabilă, ar trebui să ne așteptăm ca mărimea pragului vizual obișnuit (pentru energia incidentă), determinată în prezența petei de fixare în câmpul vizual, să fie întotdeauna mai mare decât în lipsa petei de fixare. Aceasta nu este însă în concordanță cu măsurătorile cunoscute până astăzi.

În afară de aceasta, pot fi citate experiențele efectuate de noi în legătură cu dependența lui n_0 de λ [11], dependență care va fi examinată în paragraful următor.

În cazul vederii periferice și a prezenței unui punct de fixare roșu, ochiul este în mod natural acomodat la acesta din urmă. Datorită aberației cromatice a ochiului, pata luminoasă cercetată (cu dimensiuni de cca 3') va fi defocalizată într-o măsură mai mare sau mai mică, în funcție de deosebirea refracției luminii cu lungimea de undă λ dată, în comparație cu refracția luminii punctului de fixare.

Dacă dimensiunile unghiulare ale petei luminoase sunt astfel încât ele cad în limitele între care este satisfăcută legea lui Rikko¹, atunci caracterul difuz al imaginii petei nu va avea nicio influență asupra mărimii măsurate a pragului, întru cât în aceste condiții valoarea pragului nu depinde de dimensiunile imaginii pe retină. Dimpotrivă, în afara domeniului în care este valabilă legea lui Rikko, este natural să ne așteptăm la o oarecare dependență a pragului măsurat, de culoarea punctului de fixare.

Pe baza acestor considerente, am măsurat valorile relative ale pragului de întineric cu puncte de fixare de diferite culori; dimensiunile unghiulare ale petei luminoase cercetate erau de 3', $\omega = 7^\circ$. Lumina se obținea cu ajutorul unui monocromator cu optică de sticlă, iar culoarea punctului de fixare era variată lăsând să treacă lumina unui bec de incandescență prin 3 filtre cu lungimea de undă medie transmisă de cca 430, 525 și 650 m μ . Ochiul era adaptat la întineric timp de aproximativ o oră, reglarea pentru pragul vizual se efectua cu ajutorul unei pene cenușii. În tabloul Nr. 8 se dau rezultatele medii a două serii de experiențe pentru un observator, în regiunea albastru — verde a spectrului. După cum reiese clar din tabloul Nr. 8, se poate afirma că în limitele de precizie ale măsurătorilor, valoarea acestuia din urmă nu depinde sensibil de culoare, prin urmare nici de punctul de fixare în general. În felul acesta, explicația amintită mai sus a lui Bouman și van der Velden nu este justă.

Tabloul Nr. 8

$\lambda \backslash f$	430 m μ	525 m μ	650 m μ
λ			
500 m μ	23	22	25
550 m μ	23	21	24

Alți factori, pe care îi menționează aceiași autori ca fiind una din cauzele importante ale deosebirilor [26,16] sunt durata impulsurilor și dimensiunile

¹ Pentru puteri foarte slabe ale luminii incidente, strălucirea percepută este direct proporțională cu suprafața imaginii pe retină (între anumite limite ale suprafeței, cu atât mai mici cu cât este mai mare intensitatea luminii). În aceasta constă legea lui Rikko. După cum se știe, la intensități mari strălucirea percepută nu depinde de suprafața imaginii.

unghiulare ale petei observate. În experiențele olandeze fundamentale, durata impulsurilor era de cca 0,02 s, în timp ce în măsurătorile americane se folosea o durată de 0,004 s. Dimensiunile petei în experiențele olandeze erau de $3 <$ în cele americane de $10'$. Din câte putem înțelege din măsurătorile proprii ale lui Bouman și van der Velden, din care se dă un exemplu în figura 4, valorile pragului vizual pentru impulsuri, a căror durată $\tau \leq 0,1$ s, nu depind de τ . Pe de altă parte, influența dimensiunilor unghiulare ale petei observate începe să joace un rol sensibil tot pe baza măsurătorilor proprii ale autorilor olandezi, numai pentru valori $> 10'$.

Incepând cu prima lucrare [25], Bouman și van der Velden atribue rezultatului lor $n_0 = 2$ o valoare universală, presupunând că doi fotoni corespund senzației vizuale minime posibile, legată de un anumit element al imaginii optice și al puterii de separare. Pe baza acestei ipoteze, ei fac tot felul de calcule teoretice asupra influenței duratei scânteierii și a dimensiunilor petei observate, asupra măsurătorilor de fluctuații, comparându-le cu măsurătorile lor.

Până astăzi nu există însă vreo explicație a contradicției nete dintre concluzia fundamentală a cercetătorilor olandezi asupra caracterului universal al lui $n_0 = 2$ și numeroasele măsurători existente, care arată că există oscilații foarte mari ale valorilor lui n_0 la diferiți observatori.

De aceea ar fi de dorit să se repete experiențele lui Bouman și van der Velden cu participarea unui număr mare de observatori.

Este natural ca variațiile lui n_0 în diferite instalații și în diferite condiții de experiență să fie comparate cu variația pragului vizual însuși în diferite condiții. Această problemă nu este discutată aici, din cauza caracterului ei pur biologic. O oarecare legătură cu această problemă o au măsurătorile expuse în § 8.

Baumgardt (Paris) [28] menționează în lucrarea sa, publicată în anul 1950, că măsurătorile efectuate în laboratorul său de unul dintre observatori au dat pentru n_0 valori dela 4 la 10. Aceste experiențe au fost efectuate după observațiile lui Bouman și van der Velden, probabil cu ajutorul aceleiași instalații.

Independent de interpretarea măsurătorilor efectuate de cercetătorii din alte țări menționați, care au repetat experiențele noastre (în majoritatea cazurilor fără a se referi la ele), se poate afirma cu siguranță că toate aceste măsurători confirmă ipoteza posibilității de a observa fluctuațiile cuantice ale fluxului luminos și justetea metodei noastre.

CAPITOLUL III

FLUCTUAȚIILE ȘI PROPRIETAȚILE OCHIULUI

§ 8. Fluctuațiile vizuale în diferitele regiuni ale spectrului

În primele noastre serii de experiențe s'a constatat o variație a lui n_0 în diferite regiuni ale spectrului.

În tabloul Nr. 9 se dau măsurătorile spectrale a doi observatori B și P., efectuate în anul 1936 [6—7].

Tabloul Nr. 9

Observatorul B.

λ (m μ)	400	430	450	475	510	525	550	660
k	3,2	3,5	3,1	2,4	2,1	2,4	3,0	3,8
n_0	81	93	79	47	32	46	72	115

Observatorul P.

(m μ)	340	360	380	400	420	440	460	480	510	540	580	620	640	660
k	2,3	1,5	1,0	1,7	3,5	2,4	1,5	1,2	1,0	1,2	2,2	3,5	5,0	6,0
n_0	42	18	8,0	23	93	46	18	12	8,0	12	39	97	200	280

În limitele erorilor mari ale unor astfel de măsurători, efectuate în diferite zile, adică în condiții în care pentru unul și același observator, k , și cu atât mai mult n_0 , poate oscila foarte mult, se poate afirma, în concordanță cu cele scrise mai înainte, că în regiunea albastru-verde, aproximativ dela 450 până la 550 m μ , k este practic același; el crește la extremitatea albastră și

incepe să scadă din nou în regiunea ultravioletă vizibilă, atingând o valoare minimă (după măsurătorile lui P.), în apropiere de 380 m μ , când k și n_0 au aceeași valoare ca și în regiunea de 510 m μ . Sensibilitatea mare a retinei în această regiune a spectrului ultraviolet a fost confirmată mai târziu de observațiile asupra sensibilității spectrale a ochiului, fără cristalin [8].

La extremitatea portocaliu-roșie a spectrului, k și n_0 cresc foarte mult.

În cercetările noastre inițiale asupra fluctuațiilor, în lipsă de informații experimentale asupra proprietăților optice ale retinei, am presupus că lumina este absorbită practic în întregime în retină. Aceasta ne-a dus la ipoteza proporționalității dintre N și n_0 și a constituit o justificare a presupunerii noastre că dependența spectrală a lui n_0 va fi aproximativ de același tip ca și curba vizibilității la întuneric.

Datele fiziologice noi infirmă această ipoteză. Măsurătorile directe ale cantității purpurului vizual în retină la diferite animale arată că, chiar pentru maximum de absorpție, în apropiere de 510 m μ , nu este atinsă absorpția totală [19] și prin urmare în regiunile albastră și roșie ea este foarte mică. Mai departe, curba spectrală pentru coeficientul de absorpție al rodopsinei, cel puțin în partea ei centrală, coincide cu curba vizibilității crepusculare [21]. Odată cu aceasta, decolorarea rodopsinei constituind, probabil, elementul inițial fundamental al procesului senzației vizuale crepusculare este aceeași în diferite porțiuni ale spectrului pentru una și aceeași cantitate de fotoni absorbiți [22]. Din aceste fapte rezultă, în opoziție cu ipoteza noastră inițială, că pentru mecanismul vizibilității prin bastonașe, n_0 nu trebuie să depindă de λ .

Pentru a pune în concordanță această concluzie cu măsurătorile de fluctuații, a fost necesar un material experimental nou, mai bogat, deoarece măsurătorile de fluctuații prin însăși natura lor nu pot atinge o precizie mai mare.

Experiențele noi [10] au fost efectuate cu instalația descrisă în § 4. Drept sursă de lumină servea, ca și mai înainte, un bec cu incandescență, a cărui lumină era lăsată să treacă printr'un monocromator cu optică de sticlă. Pentru ecranare față de lumina parazită, se foloseau filtre de lumină suplimentare. Pentru controlul condițiilor constante ale experiențelor, măsurătorile se efectuau mai întâi la o micșorare a fluxului de lumină, iar apoi, după ce probabilitatea scânteierilor devenea foarte mică, se efectuau în sens contrar.

Serii mari de măsurători spectrale de fluctuații au fost efectuate de cinci observatori. Pentru fiecare λ , fiecare observator a realizat dela 5 la 15 serii de observații. Dimensiunea unghiulară a petei luminoase observate

era de $3'$ pentru toți λ ; regiunea cercetată a retinei la distanța unghiulară ω , era de 7° dela *fovea*. Durata scânteierilor era, ca și mai înainte, de 0,1 s. În tabloul Nr. 10 este dat rezultatul valorilor medii ale lui k , obținute de cinci observatori pentru diferite lungimi de undă în anii 1940 și 1941. Sub fiecare valoare k sunt notate în paranteze valorile minime și maxime ale lui k , pe care le găsea observatorul respectiv pentru lungimea de undă indicată, în timpul măsurătorilor, care durau uneori o săptămână și chiar o lună. În ultima coloană se dau valorile medii n_0 calculate din k cu ajutorul formulei (16). În figura 10

sunt reprezentate valorile $\frac{1}{n_0}$, care

pot fi numite sensibilitate spectrală pentru fiecare observator. Din tablou și figură se vede că: 1) o creștere pronunțată a lui k sau respectiv n_0 în spre regiunea undelor lungi a fost constatată de toți observatorii, în concordanță cu măsurătorile noastre precedente; 2) o creștere a lui k și n_0 în spre lungimile de undă scurte a fost găsită de patru observatori și nu a fost găsită de un observator; 3) în regiunea centrală a curbei spectrale, aproximativ dela 500 la 600 $m\mu$, k și n_0 sunt practic constante. Aceste concluzii reies deosebit de clar din figura 11, care reprezintă valoarea medie $\bar{n}_0$ pentru toți cei cinci observatori în funcție de λ .

În figura 10 s'a trasat cu o linie punctată curba vizibilității crepusculare. Este clar că nu se poate vorbi de o coincidență cantitativă între această curbă și curbele de fluctuație.

Explicația rezultatelor obținute, cel puțin în intervalul dela 500 la 700 $m\mu$, trebuie căutată în primul rând în interacțiunea celor două aparate receptoare ale retinei: bastonașe și conuri.

Trebuie să avem în vedere că faptele enumerate în acest paragraf: 1) paralelismul dintre absorbția rodopsinei și curba de vizibilitate crepusculară; 2) constanța randamentului cuantic al decolorării rodopsinei în funcție

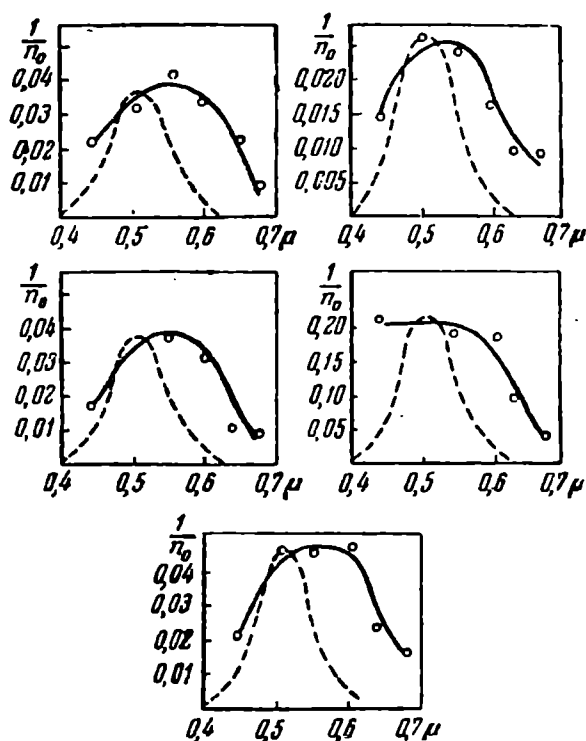


Fig. 10. Variația sensibilității retinei la pragul vizual în funcție de lungimea de undă (pe baza măsurătorilor de fluctuații).

de λ , sunt stabilite experimental, aproximativ numai pentru intervalul dela 500 la 600 $m\mu$, însă aici, după cum arată toate experiențele noastre (comp. fig. 11), n_0 este constant și prin urmare rezultatele asupra fluctuațiilor sunt în concordanță cu celelalte cunoștințe asupra ochiului.

În regiunea lungimilor de undă lungi ale spectrului ($\lambda > 600 m\mu$), sensibilitatea bastonașelor este foarte mică, datorită absorbției mici a rodopsinei și conurile trebuie să concureze sensibil cu bastonașele. Un criteriu calitativ

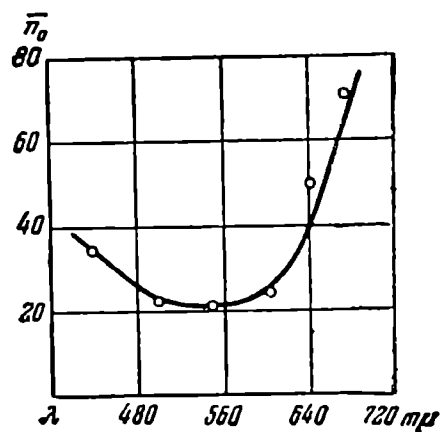


Fig. 11. Numărul mediu de fotoni n_0 pentru prag, pe retină, în funcție de λ .

al acestui fapt este conservarea bine cunoscută a senzației de culoare la pragul vizual în regiunea lungimilor de undă lungi ale spectrului. Conform măsurărilor mai vechi ale lui Charpentier [23], raportul dintre mărimea pragului cromatic și acromatic (adică dintre pragul conurilor și pragul bastonașelor), pentru regiunea roșie extremă a spectrului este de 3,6, pentru regiunea portocalie 5,5 și pentru cea galbenă 9,7. Conform măsurărilor lui Wentworth [24], acest raport, pentru $\lambda = 672 m\mu$, și $\omega = 4^\circ$ este de 3,0, pentru 5° este de 3,7, pentru 10° este de 4,0. În felul acesta, este incontestabil faptul că în regiunea lungimilor de undă lungi ale spectrului, $\lambda > 600 m\mu$, în afară de bastonașe, în apropierea pragului în actul vizual, participă în măsură foarte mare și conurile.

Caracterul interacțiunii bastonașelor și a conurilor în condițiile pragului vizual nu este studiat; în particular nu se știe dacă putem vorbi de aditivitatea acestei acțiuni. De aceea, pentru calculul statistic cantitativ al acestui caz nu avem încă datele necesare. Din faptul descoperit al creșterii lui n_0 în regiunea lungimilor de undă lungi ale spectrului, putem trage în orice caz concluzia că pentru excitarea conurilor este necesară absorbția unui număr mult mai mare de fotoni, decât pentru excitarea bastonașelor.

În regiunea lungimilor de undă scurte ale spectrului, pentru $\lambda < 500 m\mu$, paralelismul dintre absorbția luminii în rodopsină și curba sensibilității crepusculare nu mai are loc, explicația obișnuită a acestui fapt fiind ipoteza unei absorbții neactive foarte mari, atât în afara retinei, cât și în bastonașe. Măsurătorile de fluctuații arată că în afară de aceasta, aici încep să joace un rol important în procesul vizual, în afară de decolorarea rodopsinei, și alți factori până acum nelămuți. Este natural să se presupună că, în afară de rodopsină, alți pigmenti sensibili la lumină, care se găsesc în bastonașe (galbenul vizual cu maximum de absorbție la 407 [29], acționează nu numai

ca filtre de lumină, dar iau parte la actul vizual în aceeași măsură ca și rodopsina. Datorită faptului că mecanismele senzațiilor luminoase în regiunea lungimilor de undă scurte ale spectrului sunt în general prea puțin studiate, măsurătorile de fluctuații în acest domeniu trebuie considerate în orice caz ca un material empiric important. Din curbele din figura 8 se vede că se întâlnesc cazuri când n_0 este constant și în acest domeniu. Sensibilitatea retinei, în regiunea ultravioletă cea mai apropiată, poate atinge aceeași valoare ca și în spectrul albastru-verde (comp. tabloul Nr. 8).

Tabloul Nr. 10

λ (m μ)	Observatorul					Media	
	T.	Sm.	L.	Sci.	J	k	n_0
442	2,3	2,9	0,9	2,4	2,0	2,1	35
	(1,5—3,8)	(2,8—3,0)	(0,7—1,2)	(2,2—2,7)	(1,2—3,1)	1,7	23
500	2,0	2,1	1,0	1,8	1,7		
	(1,3—3,2)	(2,1—2,3)	(0,6—1,1)	(1,4—1,9)	(0,9—2,6)		
550	1,7	2,3	1,0	1,8	1,7	1,7	23
	(1,2—1,9)	(1,7—2,5)	(0,7—1,1)	(1,1—2,4)	(1,3—1,9)		
605	1,9	2,7	0,8	1,9	1,6	1,8	25
	(1,1—3,2)	(2,1—3,2)	(0,7—1,2)	(1,6—2,2)	(1,3—1,8)		
635	2,3	3,2	1,3	3,4	2,3	2,5	50
	(1,7—3,4)	(2,3—3,9)	(1,1—1,6)	(2,2—4,7)	(1,9—2,5)		
670	3,1	3,4	2,0	3,8	2,8	3,0	72
	(2,0—5,8)	(3,1—4,0)	(1,3—2,7)	(2,3—5,3)	(2,3—3,2)		

§ 9. Fluctuații în condițiile unui prag vizual mărit artificial

Posibilitatea observării fluctuațiilor cuantice vizuale este determinată de valoarea extrem de mică a energiei corespunzătoare pragului vizual la întuneric, care se atinge după o adaptare prelungită. Dacă procesul de adaptare nu se desfășoară în întunec total (« adaptare la lumină »), atunci se atinge din nou un prag vizual, dar el este mult mai ridicat decât cel adaptat la întuneric. Aceasta poate fi verificat prin măsurarea fluctuațiilor. Am văzut mai sus [formula (17,)] că

$$n_0 \leq N\alpha\beta\gamma\delta,$$

unde n_0 este numărul minim de fotoni, care trebuie să fie absorbit în bastonașele retinei pentru a obține senzația vizuală la pragul vizual (în condiții date);

N este numărul minim de fotoni, care cade pe pupilă în aceleași condiții;

α este fracțiunea de lumină transmisă retinei de mediile oculare;

β este fracțiunea de lumină transmisă de straturile retinei însăși;

γ este fracțiunea din suprafața retinei, acoperită de bastonașe în regiunea studiată;

δ este fracțiunea de lumină absorbită de bastonașe.

Este incontestabil faptul că trecând dela adaptarea la întuneric la adaptarea la lumină, N crește, luând o anumită valoare N' , care crește pe măsură ce iluminarea crește; pe de altă parte δ poate să scadă puțin în acest caz, datorită unei decolorări mai mari a purpurului vizual din conuri. Dacă decolorarea ar fi fost însoțită numai de o micșorare a concentrației rodopsinei, ar trebui atunci să presupunem că n_0 rămâne neschimbat când trecem la adaptarea la lumină. În realitate, în cazul adaptării la lumină se schimbă condițiile chimice în bastonașe în urma acumulării produselor de descompunere a rodopsinei, și astfel este posibilă o modificare a lui n_0 însuși. Această problemă poate fi rezolvată cu ajutorul metodei fluctuațiilor.

Experiențele [11] s'au efectuat cu lumină monocromatică $\lambda = 500 \text{ m}\mu$; $\omega = 7^\circ$ dela *fovea*; dimensiunile unghiulare ale petei luminoase observate erau de cca $3'$. Observatorul a efectuat în cursul zilei două serii comparative de măsurători de fluctuații, odată pentru o adaptare totală la întuneric și a doua oară pentru o adaptare la lumină, al cărei nivel era variat în diferite experiențe. Adaptarea la lumină era realizată prin iluminarea camerei cu ajutorul unei surse de lumină foarte slabă (un bec electric alimentat dela un acumulator). Înainte de experiență ochiul era supus acțiunii acestei iluminări timp de cca 15 minute. În timpul măsurătorilor propriu zise, când ochiul era lipit de tubul aparatului cu prismă fotografică k (fig. 3), regimul de adaptare la lumină era într-o câțva perturbat. Pentru a micșora influența deformantă a acestui factor, observatorul întrerupea observația prin tub cât mai des posibil, supunându-se acțiunii fluxului luminos stabilit.

Pe lângă experiențele de fluctuații, atât înainte cât și după fiecare serie de măsurători, se determină pragul « static », când motorul M era oprit (fig. 2), iar ochiul era fixat ca și mai înainte asupra petei roșii, și lumina — vizibilă periferic ($\omega = 7^\circ$) — era atenuată până la pragul vizual, cu ajutorul penei. În tabloul Nr. 11 se dau rezultatele măsurătorilor. În prima coloană se indică data experienței, în a II-a — panta k a curbei fluctuațiilor pentru adaptare la întuneric; în a III-a — panta k' pentru adaptarea la lumină; în a IV-a — raportul dintre pragul la lumină și pragul la întuneric $\frac{N'}{N}$; în a V-a — raportul

$$r = \frac{N'}{N} \left(\frac{k}{k'} \right)^2. \quad (18)$$

Tabloul Nr. 11

Observatorul T.					Observatorul J.				
Data	k	k'	$\frac{N'}{N}$	r	Data	k	k'	$\frac{N'}{N}$	r
1940					1941				
30. XI	1,5	2,6	1,7	0,57	26. II	1,9	2,7	2,0	0,99
1. XII	1,6	2,7	2,0	0,70	28. III	1,2	1,9	2,6	1,06
13. XII	2,5	2,7	1,5	1,27	29. III	1,7	2,4	2,7	0,60
19. XII	2,2	8,2	11,0	0,79	31. III	1,3	2,9	5,0	1,41
30. XII	2,5	2,7	1,5	1,27	1. IV	0,9	2,2	5,4	0,89
1941					2. IV	1,8	2,6	2,0	0,96
4. I	1,7	3,2	2,6	0,73	3. IV	1,1	2,4	5,2	1,00
9. I	1,7	3,4	2,4	0,60	8. IV	1,7	2,8	2,9	1,14
13. I	1,7	3,1	2,1	0,63	10. IV	1,1	3,0	6,4	0,78
16. I	1,8	3,0	3,3	1,18					
Media	1,9	—	—	0,87	Media	1,3	—	—	0,98

Compararea valorilor k și k' în tabloul Nr. 11 ne arată cu certitudine că trecând de la adaptarea la întuneric către adaptarea la lumină, n_0 crește apreciabil. Pe de altă parte, așa cum se vede din ultima coloană a tabloului r este aproximativ egal cu 1. De aceea, în medie

$$\frac{n'_0}{n_0} \approx \frac{N'}{N} . \quad (19)$$

Folosindu-ne de formula (17), găsim

$$\alpha \beta \gamma \delta \approx \alpha' \beta' \gamma' \delta' , \quad (20)$$

α , β , γ , fiind însă constante optice ale mediilor oculare, variază foarte puțin, și nu se pot schimba mult când trecem de la adaptarea la întuneric la adaptarea la lumină și prin urmare

$$\delta \approx \delta'$$

adică practic absorbția totală a rodopsinei în bastonașe nu varia în experiențele noastre, deci decolorarea era relativ mică, atunci când se trecea de la adaptarea la întuneric spre adaptarea la lumină. Este natural să presupunem că dacă trecem la iluminări mult mai mari decât cele din experiențele noastre, nu mai putem avea aceeași situație. Se pune însă problema, dacă măsurarea fluctuațiilor în cazul unor iluminări mai mari și al unei creșteri corespunzătoare a lui n_0 este într'adevăr realizabilă.

Creșterea lui k , când trecem de la adaptarea la întuneric la adaptarea la lumină, ne dă o nouă dovadă importantă a naturii fizice cuantice, a fluctuațiilor observate. Este dificil să ne imaginăm procesul fiziologic, care să

poată duce la o astfel de dependență a fluctuațiilor de mărimea pragului, având și un caracter cantitativ [19]. Putem observa pe de altă parte, că creșterea lui k , când trecem dela adaptarea la întuneric la adaptarea la lumină, este complet explicabilă din punct de vedere cuantic, nu este însă necesară. Ne putem imagina, de exemplu, trecerea dela o stare la alta ca o decolorare a rodopsinei și o scădere corespunzătoare a concentrației ei.

Păstrând celelalte condiții ale mediului, n_0 ar fi putut rămâne în acest caz invariabil, atât pentru pragul vizual la întuneric, cât și pentru pragul vizual la lumină.

CAPITOLUL IV

MĂSURĂTORILE DE FLUCTUAȚII ALE PROPRIETĂȚILOR FLUXULUI LUMINOS LA INTENSITĂȚI MICI

§ 10. Fluctuațiile relative ale fasciculelor coerente

Materialul experimental divers expus în paragrafele precedente demonstrează în mod consecvent și în întreg ansamblul lui natura cuantică a fenomenului studiat.

Odată cu aceasta, măsurătorile de fluctuații, primind explicația lor fizică, deschid o cale nouă către studiul mai aprofundat al ochiului *v i u*. Am văzut că prin această metodă s'a reușit pentru prima dată să se determine sensibilitatea reală a retinei la pragul senzației vizuale. Studiul fluctuațiilor în diferite regiuni ale spectrului arată noi particularități ale aparatului vizual la extremitățile portocaliu-roșie și violetă a spectrului; în § 8 sunt descrise măsurători pentru adaptare la lumină, care explică comportarea purpurului vizual în aceste condiții. Sperăm că multe particularități ale percepției vizuale vor fi lămurite prin studiul dependenței fluctuațiilor de unghiul periferic al observării.

Totodată, aproape că nu poate fi pusă la îndoială marea importanță fizică a metodei fluctuațiilor ca metodă ce ne face să percepem literalmente « cu ochiul » natura cuantică a fenomenelor. S'a menționat mai sus că datorită absorbției incomplete a retinei, în fenomenele de fluctuații apare simultan natura cuantică a fluxului luminos și a mediului absorbant. Dacă absorbția în retină ar fi fost totală, fenomenul ar fi fost determinat ca atare numai de fluctuațiile fluxului luminos care atinge purpurul vizual. Datorită însă proprietății legii lui Poisson [5], care determină statistica, fluctuațiile depind numai de o singură variabilă, numărul mediu n al fotonilor absorbiți, independent de cauzele care determină acest număr și anume fluxul luminos.

incident sau valoarea coeficientului de absorpție. De aceea, fluctuațiile cuantice vizuale pot fi aplicate cu siguranță totală la studiul proceselor legate de particularitățile fundamentale și de natura luminii.

În primele noastre experiențe [4], metoda fluctuațiilor a fost aplicată la studiul razelor coerente. Este bine cunoscut că franjele de interferență pot



Fig. 12. Poziția petelor luminoase în experiențele cu raze coerente și refracție dublă.

fi fotografiate chiar la intensități foarte slabe (expuneri de mai multe zile). Din punct de vedere ondulator, aceasta se înțelege dela sine; din punct de vedere corpuscular acest fapt este inexplicabil, deoarece în fasciculele care interferează lipsește întotdeauna în aceste condiții unul dintre parteneri.

Experiențele descrise mai jos arată însă că interferența la intensități mici nu este mai lesne de înțeles nici din punct de vedere ondulatoriu.

Pentru experiență, s'a folosit instalația, reprezentată în figura 2, cu singura deosebire că între discul mobil S și luneta R_1R_2 era așezată o biprismă Fresnel cu muchia refringentă, îndreptată orizontal. În felul acesta, în câmpul vizual se puteau vedea două pete verzi coerente, așezate simetric față de punctul roșu de fixare F (fig. 12).

Odată atinsă intensitatea corespunzătoare pragului vizual, ambele puncte fluctuau absolut clar unul față de celălalt și foarte rarele erau văzute simultan. Acest fenomen al oscilațiilor relative independente ale razelor coerente are un efect catastrofal pentru teoria ondulatorie, dacă încercăm să o susținem și în cazul de față.

Fenomenul a fost studiat cantitativ, a fost determinată probabilitatea p de apariție simultană a celor două pete coerente. Ambelor pete le corespund, evident, aceeași valoare n_0 ; de aceea, considerând fluctuațiile în cele două pete ca fiind independente, conform teoremei de înmulțire a probabilităților, găsim

$$p = P^2, \quad \text{sau folosindu-ne de (13),} \quad \sqrt{p} = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{n_0}{2} \frac{(1-x)}{x}}. \quad (21)$$

În figura 13 se dau rezultatele unei serii de măsurători, efectuate de B. în anul 1933. Pe axa ordonatelor s'a luat $\sqrt{p}$. În concordanță cu (21) se obține o curbă având panta $k = 2,3$, ceea ce corespunde la $n_0 = 43$ (comp. tabloul Nr. 4 pentru observatorul B.). Aceste măsurători ne demonstrează că fluctuațiile din cele două raze coerente se produc în mod independent și au o natură cuantică.

§ 11. Fluctuațiile de polarizare ale fasciculului luminos

O experiență similară a fost efectuată cu o prismă de polarizare Wollaston, asupra căreia cădea lumina naturală a sursei. Cele două pete verzi (fig. 12) au fost în acest caz polarizate după două plane perpendiculare între ele.

Ca și în experiența precedentă, cele două pete fluctuau absolut independent. Din această observație rezultă că la intensități mici, lumina naturală este polarizată în fiecare moment în mod diferit (fluctuațiile stării de polarizare). Trebuie subliniat că acest fapt este într-un câțiva diferit de «polarizarea elementară» posibilă din punctul de vedere al teoriei ondulatorii și care trebuie să existe numai un timp foarte scurt. În experiența noastră, starea polarizării bine determinate a luminii naturale se menține cel puțin 0,1 s. Deosebirea constă, în condițiile noastre, într-o rarefiere extremă a fasciculului luminos. Durata mare este compensată de numărul mediu mic al fotonilor.

Și în acest caz s'a măsurat probabilitatea p de apariție simultană a celor două pete în funcție de x . Rezultatele sunt reprezentate în figura 14, unde pe axa ordonatelor s'a luat din nou $\sqrt{p}$ în conformitate cu formula 21. Observațiile erau efectuate de B. Aici există din nou o dependență liniară, panta dreptei fiind $k = 2,5$, ceea ce corespunde la 50 de fotoni.

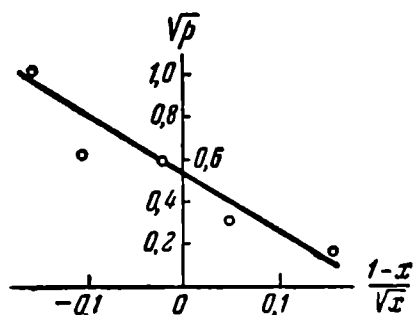


Fig. 14. Rezultatele experienței cu raze polarizate.

o rețea de difracție. Aceasta ar însemna că la intensități mici tabloul de difracție să nu apară dintr'odată peste tot, ci să se contureze treptat, statistic.

De altfel, nici nu este nevoie să se repete astfel de experiențe, într-un câțiva urmează în mod logic dintr'unul și același principiu al fluctuațiilor, demonstrat experimental, care poate fi formulat astfel:

Fiecare fascicul luminos, izolat într'un mod oarecare, cu o intensitate suficient de mică, prezintă fluctuații de intensitate care se produc absolut independent de oscilațiile din oricare alt fascicul.

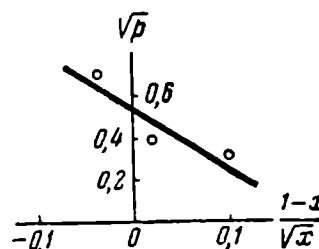


Fig. 13. Rezultatele experienței cu fascicule coerente.

Putem spera că într'un viitor apropiat se vor putea realiza celule foto-electrice având în regiunea vizibilă a spectrului o sensibilitate tot atât de mare ca și a ochiului. Cu aceste fotocelule vor putea fi, fără îndoială, repetate toate experiențele fizice descrise. Avantajul metodei vizuale constă în aceea că ea ne dă în același timp o metodă foarte fină pentru studiul interiorului ochiului.

BIBLIOGRAFIE

1. A. Einstein, Phys. Z., 1909, **10**, 185, 817; W. Heisenberg, Ber. d. sächsischen Ak. d. W., 1931, 83; M. Born u. K. Fuchs, Proc. Roy. Soc., 1939, **A 170**, 252; 1939, **172**, 465.
2. C. E. Ferree, J. Physiol., 1913, **24**, 378.
3. R. B. Barnes u. M. Czerny, Z. Phys., 1932, **79**, 436.
4. E. Brumberg și S. Vavilov, Izv. AN SSSR (OMEN), 1933, p. 919.
5. E. Brumberg și S. Vavilov, DAN, SSSR, 1934, **III**, 1.
6. S. I. Vavilov, Lucrările primei conferințe asupra opticii fiziologice, 1936.
7. S. I. Vavilov, Izv. AN. SSSR (seria fiz.), 1936, Nr. 1/2, 176; vezi de asemenea Uspehi Fiz. Nauk., 1936, **16**, 872.
8. S. I. Vavilov, DAN, SSSR, 1938, Nr. 8, **21**.
9. E. M. Brumberg, S. I. Vavilov și Z. M. Sverdlov, JETF, 1942, **12**, 93.
10. S. I. Vavilov și T. V. Timofeeva, JETF, 1942, **12**, 105.
11. S. I. Vavilov și T. V. Timofeeva, JETF, 1942, **12**, 109.
12. S. Hecht, S. Schlaer și M. H. Pirenne, J. Gen. Physiol., 1942, **25**, 819.
13. S. Hecht, S. Schlaer și M. Pirenne, Science, 1941, **20**, 585; vezi de asemenea J. Opt. Soc. America, 1942, **32**, 42.
14. S. Hecht, Energy and vision. Culegerea: Science in Progress. Fourth Series, 1945, p. 75.
15. M. Pirenne, Nature, 1943, **152**, 698.
16. M. A. Bouman a. H. A. van der Velden, J. Opt. Soc. Amer., 1948, **38**, 231.
17. C. Roggenbau u. A. Wetthauer, Klinisches Monatsblatt der Augenheilkunde, 1927, **78**, 762; 1927, **79**, 456.
18. C. Osterberg, Topography of the layer of rods and cones of the human retina (Acta ophtalmologica, Supplementum VI, Copenhagen, 1935).
19. G. Wald, J. Gen. Physiol., 1938, **21**, 795.
20. T. C. Fray, Probability and its engineering use, New York, 1928.
21. R. J. Lythgoe, J. Physiol., 1937, **89**, 331; H. J. A. Dartnall a. C. F. Goodeve, Nature, 1937, **139**, 409.
22. H. J. A. Dartnall, C. F. Goodeve a. R. J. Lythgoe, Proc. Roy. Soc., London, 1938, **A 164**, 216.
23. A. Charpentier, La lumière et ses couleurs, Paris, 1888, p. 213—216.
24. H. d. Wentworth, Psychological Monographs, 1930, N. 3, 40.
25. H. A. van der Velden, Physica, 1944, **XI**, 179; traducerea engleză în Ophthalmologica, 1946, **III**, 321.
26. M. A. Bouman a. H. A. van der Velden, J. Opt. Soc. Amer., 1947, **37**, 908.
27. H. de Vries, Experientia, 1948, **4**, 205.
28. E. Baumgardt, Les théories photochimiques classiques et quantiques de la vision et l'inhibition nerveuse en vision liminaire. Paris, 1950.
29. H. J. A. Dartnall, Nature, 1950, **166**, 207.

PARTEA A DOUA

ASUPRA PREMISELOR ȘI CÂTORVA
CONCLUZII ALE TEORIEI ELEMENTARE
A INTERFERENȚEI LUMINII

CAPITOLUL I

LIMITELE DE VALABILITATE ALE PRINCIPIULUI OPTIC AL SUPERPOZIȚIEI

§ 1. Interferența ca metodă și ca principiu

Teoria interferenței luminii are două aspecte. Pe de o parte, ea este o metodă simplificată pentru rezolvarea problemelor propagării luminii. Pe de altă parte, ea conține concentrat un bogat material concret de importanță principală.

La baza teoriei interferenței ca metodă este pusă noțiunea schematică și valabilă doar aproximativ, a fasciculelor luminoase considerate ca niște canale bine delimitate în interiorul cărora se propagă prin unde energia luminoasă. Aceasta reprezintă un pas înainte în teorie în comparație cu simplificarea și mai adâncă a opticii geometrice, construită pe baza concepției unor fascicule luminoase prin care energia luminoasă se scurge uniform.

Ideea fasciculului luminos ca o coardă conică *sui generis*, pe care se propagă oscilațiile luminoase longitudinale, a fost pentru prima dată emisă de L. Euler [1] (comp. fig. 15 și 16) și a fost general admisă în secolul al XIX-lea în tratarea elementară a problemelor optice, cu înlocuirea oscilațiilor longitudinale prin oscilații transversale. Din acest punct de vedere, radiația unui centru luminos se compune din ansamblul unor asemenea « coarde » care conduc undele transversale și care sunt legate la sursă numai prin sincronismul procesului ondulatoriu și prin identitatea proprietăților lor.

Se înțelege că această schemă este în fond greșită, deoarece în realitate valoarea vectorului luminos în fiecare punct al spațiului este determinată de acțiunea tuturor celorlalte puncte ale întregului câmp luminos. Această problemă de volum este redusă cu ajutorul principiului lui Huygens-Kirchhoff la o problemă de suprafață. Dar și în această formă, rezolvarea chiar a unor

tem, postquam pulsus punctum B attigerat, tempore t , ponamus punctum B per agitationem translatum esse in punctum b ; & cum motus hic puncti similis sit motui penduli minimas oscillationes peragentis, erit spatium B b proportionale sinui verso cujusdam anguli, qui tempori t est proportionalis, sit iste angulus $= m t$, ac ponatur $Bb = \alpha \sin m t = \alpha' (1 - \cos m t)$.

§. XXXVIII. Quoniam vero singulæ particulæ, postquam ad motum impelli cœperunt, simili modo moventur, punctum A, quod jam per tempus $t + \frac{c}{a} T$ impulsus fuit, nunc reperietur in a , ut sit $Aa = \alpha (1 - \cos m (t + \frac{c}{a} T))$. Punctum autem C, cujus motus per tempus $t - \frac{c}{a} T$ duravit, translatum erit in c ut sit $Cc = \alpha (1 - \cos m (t - \frac{c}{a} T))$. Hinc itaque erit $ab = Bb + AB - Aa$, & $bc = Cc + BC - Bb$, ideoque :

$$ab = c + \alpha \cos m (t + \frac{c}{a} T) - \alpha \cos m t$$

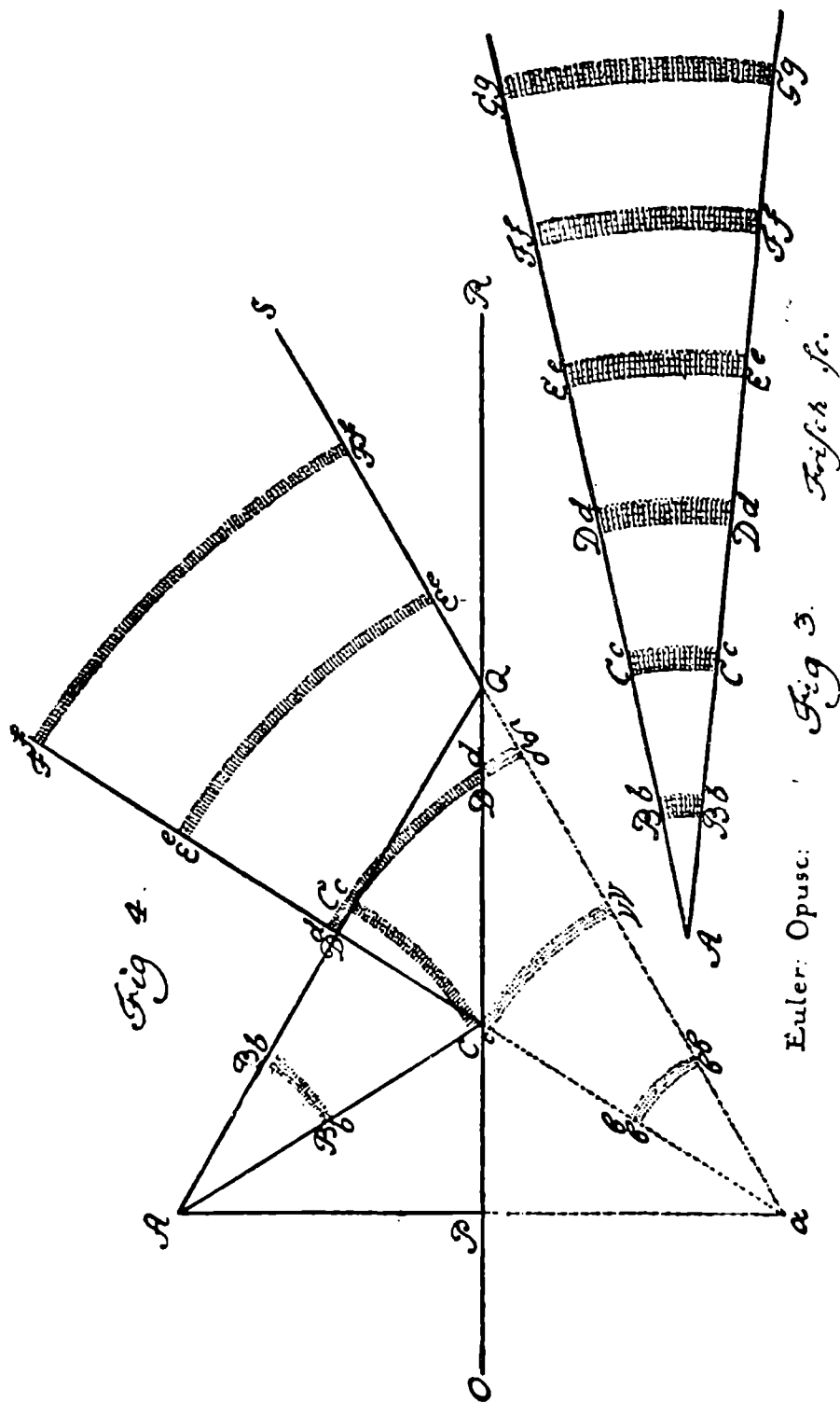
$$bc = c + \alpha \cos m t - \alpha \cos m (t - \frac{c}{a} T)$$

$$\text{feu } ab = c - \alpha \cos m t + \alpha \cos m t \cdot \cos \frac{m c}{a} T - \alpha \sin m t \cdot \sin \frac{m c}{a} T$$

$$\& bc = c + \alpha \cos m t - \alpha \cos m t \cdot \cos \frac{m c}{a} T - \alpha \sin m t \cdot \sin \frac{m c}{a} T.$$

§. XXXIX.

Fig. 15. Facsimilul paginii 190 din «Noua teorie a luminii și a colorilor» din anul 1746 a lui L. Euler, în care pentru prima dată în istoria opticii se introduce ecuația razei cu oscilații armonice, ecuație care stă la baza teoriei elementare a interferenței. Viteza de propagare a undelor este înnotată prin $\frac{a}{T}$.



Euler: Opusc.

Fig. 3. Trifch. sc.

Fig. 16. Figuri din « Noua teorie a luminii și a colorilor » din anul 1746, a lui L. Euler, care ilustrează concepția fasciculelor luminoase strict delimitate cu unde care se propagă în interiorul lor, concepție pusă la baza teoriei elementare a interferenței luminii. Figura 4 corespunde tabloului de « raze-unde » ale reflexiei unui punct luminos pe o oglindă plană.

cazuri foarte simple de propagare a luminii este atât de dificilă, încât până astăzi au fost rezolvate riguros numai puține probleme.

În lucrările practice și pentru calcule teoretice obișnuite, fizicianul se folosește până astăzi în mod constant de metoda simplă a interferenței, aplicând-o fie sub formă elementară fie corectând-o și combinând-o cu metode mai generale și mai riguroase. Este suficient să amintim metoda zonelor lui Fresnel, folosită pentru rezolvarea aproximativă a problemelor de difracție. În această metodă ultima etapă a calculului este metoda elementară de interferență, în sensul folosit mai sus.

Cu toată simplificarea introdusă și valabilitatea ei aproximativă, metoda interferențială are marele avantaj al intuitivității în toate fazele raționamentelor și calculelor și duce, uneori pe o cale scurtă și simplă, la concluzii de mare importanță, greu accesibile unei metode riguroase. În cele ce urmează se dau o serie de exemple de rezolvare a problemelor prin această metodă.

Pe lângă această latură metodologică și în mare măsură tocmai datorită simplității metodei, studiul interferenței duce la concluzii de importanță fizică deosebită. Termenul de «interferență» are în optică sensul unei perturbări a superpoziției energiei fasciculelor luminoase, în regiunea în care se întâlnesc aceste fascicule. În această definiție sunt dificultăți legate de însăși noțiunea de fascicul luminos. Pentru realizarea sa fasciculul luminos necesită o anumită delimitare, o mărginire cu ajutorul diaframelor a întregului flux luminos care se propagă dela punctul luminos. Or, delimitarea duce în mod inevitabil la difracție, adică la perturbarea superpoziției în însuși fasciculul delimitat, care se manifestă prin existența unor regiuni întunecate, ce alternează cu regiuni luminoase. Aceasta se constată deosebit de clar dacă dimensiunile orificiului de delimitare sunt comparabile cu lungimea de undă a luminii. În felul acesta, fenomenele de interferență așteptate se vor complica în mod inevitabil prin perturbări ale superpoziției, care se referă separat la fiecare din fasciculele ce se întâlnesc și care sunt datorite difracției pe orificiile care delimitează fasciculele. Cu alte cuvinte, în toate experiențele de interferență, fasciculele care se întâlnesc sunt într-o câțva modificate în comparație cu fluxul luminos total liber. Această dificultate poate fi evitată prin ipoteza aditivității fenomenelor de difracție și interferență, justificată numai în anumite limite în cazul rezolvării riguroase a problemelor.

Și alte ipoteze puse la baza studiului fizic al interferenței trebuie să fie însoțite de anumite rezerve principiale, așa cum se va vedea din paragraful 2.

§ 2. Limitele de valabilitate a superpoziției în vid

La baza studiului fizic al interferenței stă afirmația sau principiul superpoziției totale a energiei, în toate punctele spațiului în care se intersectează fasciculele care vin de la puncte luminoase naturale diferite.

Acest principiu a fost emis încă la începutul dezvoltării opticii moderne. În secolele XVI și XVII, de Descartes, Newton, Huygens, Lomonosov. Despre acest principiu empiric, Huygens scria în «Tratatul asupra luminii»: «O foarte remarcabilă proprietate a luminii constă în faptul că razele care vin din direcții diferite și chiar opuse, trec una prin cealaltă, fără ca una să împiedece prin ceva acțiunile celeilalte».

În teoria luminii considerată ca o mișcare ondulatorie, în cea mai simplă interpretare bazată pe interferență, superpoziția se consideră ca o consecință statistică medie a adunării elongațiilor. O astfel de adunare a elongațiilor se admite ca fiind ori absolut riguroasă (teoria electromagnetică a luminii), ori având o valabilitate limitată la amplitudini mici (teoriile elastice ale luminii).

Independența propagării unui fascicul luminos față de trecerea altor fascicule în drumul lui a întâmpinat din cele mai vechi timpuri obiecții de pe pozițiile celor mai simple concepții corpusculare ale luminii. Obiecția pe care o făcea Lomonosov teoriei corpusculare a luminii [2] constă în faptul că, dacă ea este valabilă, atunci trebuie să se constate ciocnirile corpusculilor luminoase în regiunea de intersecție a fasciculelor luminoase. Asemenea ciocniri vor duce la perturbarea superpoziției. După Lomonosov, s'ar fi produs în acest caz «o încălcire în raze», adică o autodifuzie a luminii. În optica secolelor XVII și XVIII s'a găsit ieșirea din această dificultate prin ipoteza unei micimi extreme a corpusculilor: «Știu — scria Lomonosov la adresa adeptilor teoriei corpusculare — că voi împărțiți materia luminii în particule atât de mici și distribuite atât de rarefiat în întregul spațiu, încât întreagă această materie poate fi concentrată și poate încăpea în porii unui fir de nisip». Dar chiar și o asemenea ipoteză — așa cum raționa mai departe Lomonosov — nu salva teoria corpusculară a luminii, dacă trecem la examinarea propagării luminii într'un corp dens transparent.

Optica modernă cu principiile ei asupra constanței vitezei luminii și asupra naturii cuantice a luminii, delimitează întru câtva tratarea corpusculară simplă. Dacă admitem că masele corpusculilor luminoase nu se schimbă prin ciocnire (adică frecvența oscilațiilor luminoase rămâne neschimbată) și viteza rămâne aceeași, atunci din legile de conservare a energiei și impulsului va rezulta în mod necesar o «penetrabilitate» reciprocă a corpusculilor, adică superpoziția. Cu alte cuvinte, perturbarea superpoziției este posibilă

numai cu condiția variației masei particulelor luminoase care se ciocnesc sau cu condiția schimbării frecvenței oscilațiilor.

De altfel, noua teorie a luminii sub forma dată de Dirac reunește în ea trăsăturile concepției ondulatorii și corpusculare a luminii, pune problema superpoziției și a autodifuziei luminii într'un mod special. Această teorie, care nu a depășit până acum cadrul unui formalism matematic, este construită pe baza următoarei scheme: într'un spațiu închis, care conține materia și lumina, totul împreună este privit ca un sistem unitar a cărui energie poate fi împărțită în trei părți: energia materiei, energia câmpului electromagnetic și energia de interacțiune a acestora.

Pentru acest sistem se scriu ecuațiile clasice ale lui Hamilton. Se folosește un procedeu analog cu trecerea dela ecuațiile lui Hamilton din mecanică la ecuația de undă, folosită de Schrödinger, pentru a obține ecuația fundamentală a mecanicii cuantice. Rezultatul obținut înlocuiește ecuațiile teoriei clasice a materiei și a luminii și cuprinde de fapt toate proprietățile cunoscute ale luminii.

Păstrând superpoziția pentru un interval larg de variație a intensităților luminoase într'un spațiu lipsit de materie, electrodinamica cuantică duce totuși la concluzia necesității autodifuziei luminii pentru fascicule de putere uriașă și pentru frecvențe extrem de mari ale oscilațiilor luminoase. Această « autodifuzie » a luminii este direct legată de procesul de transformare a luminii în materie (formarea unei perechi electron-pozitron dintr'un foton dur), prevăzută de teorie și confirmată de experiență.

Independent de orice concepție teoretică, este natural să se pună problema limitelor verificate experimental, în care este satisfăcută superpoziția fasciculelor care provin dela surse diferite.

Dacă, în general, nerespectarea superpoziției fasciculelor luminoase independente este posibilă, atunci pe baza legii de conservare a energiei și cu condiția de invarianță a frecvenței oscilațiilor, ea se poate manifesta numai prin schimbarea direcției luminii, prin *difuzia* ei sau printr'o difracție *sui generis* a unor unde luminoase pe fotoni străini.

Nerespectarea sensibilă a superpoziției, în cazul când ea există, trebuie căutată, bine înțeles, numai la puteri luminoase foarte mari. Până astăzi, în condițiile de laborator, cele mai mari puteri luminoase de durată foarte mică ($\sim 10^{-5}$ s) se obțin cu ajutorul unei scânteii condensate. Concentrând această lumină cu ajutorul unui condensator de cuarț, transparent pentru raze ultraviolete, putem obține ușor valori instantanee ale puterii energiei radiante, care să depășească de multe ori valorile respective de pe suprafața Soarelui. Puterea medie observată în acest caz este mică, datorită duratei mici și frecvenței mici a scânteierilor, dar efectul căutat al « ciocnirilor »

fotonilor trebuie să fie prin definiție proporțional cu p a t r a t u l densității instantanee a radiației. Din această cauză, pentru experiențe de acest gen scânteia condensată are avantaje evidente, de pildă față de un arc voltaic puternic. Experiențele noastre cu o scânteie, a cărei lumină era focalizată în interiorul unei camere vidate, nu au dus la « autodifuzia » luminii [3]. Observațiile erau efectuate pe fondul pereților camerei, așezați departe și acoperiți cu catifea neagră. Pentru control, experiențele au fost repetate cu lumina unei lămpi cu filament, având puterea medie echivalentă. În ambele cazuri, rezultatele au fost tot atât de negative.

Totuși, orice fel de condiții de laborator realizabile practic sunt cu mult inferioare pentru verificarea superpoziției, față de condițiile care există în observările asupra Soarelui, în timpul eclipselor solare totale (fig. 17). Lângă suprafața Soarelui se intersectează fascicule luminoase care pleacă din diferite regiuni luminoase. Intersecțiile se produc la densități enorme ale radiației și într'un volum enorm. Pentru observatorul terestru, rezultatele se adună. În timpul eclipselor totale, când nu pot ajunge la noi razele directe ale Soarelui și când fondul este foarte întunecat, ne găsim în condiții excepțional de bune pentru observație.

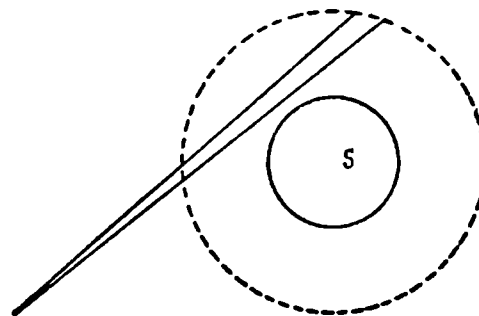


Fig. 17. Schema coroanei solare și a observării ei de pe Pământ.

Se știe că în acest caz este vizibilă coroana solară și problema examinată de noi are în felul acesta o legătură directă cu problema coroanei solare [3]. Multe din proprietățile care formează natura coroanei solare, nu sunt încă lămurite. Există motive să se atribue regiunea cea mai intensă a coroanei solare, cel puțin parțial, difuziei luminii în gazul electronic. Pentru observatorul terestru coroana solară constituie în orice caz o condiție inevitabilă a observațiilor, care pune o limită empirică superioară preciziei afirmației cu privire la valabilitatea principiului superpoziției.

Pentru calculul aproximativ al acestei limite se poate pleca de la faptul că radiația totală a coroanei solare descrește aproximativ până la jumătate la o distanță de la periferia Soarelui egală cu jumătate din raza solară. Pentru un calcul mai precis ne putem folosi de formulele empirice pentru legea de descreștere a strălucirii coroanei solare în funcție de distanță [3]. În cazul acestui calcul mai precis se găsește că jumătate din radiația totală a coroanei este concentrată în limitele a 0,4 din raza solară. Pe de altă parte, se știe

că radiația totală a coroanei solare reprezintă aproximativ $1 \cdot 10^{-6}$, din radiația solară totală. Jumătate din această cantitate, adică $5 \cdot 10^{-7}$ este difuzată (în medie) în timpul propagării luminii dela fiecare centimetru patrat al suprafeței solare, pe o distanță de 0,4 raze solare, adică pe o distanță de $2,8 \cdot 10^{10}$ cm. În felul acesta, în medie, pentru fiecare centimetru de drum în vecinătatea Soarelui, raza luminoasă pierde datorită tuturor cauzelor de difuzie existente acolo, $\frac{5 \cdot 10^{-7}}{2,8 \cdot 10^{10}} \approx 1,8 \cdot 10^{-17}$ din energia sa.

Aceasta este limita superioară pentru valabilitatea superpoziției în vecinătatea Soarelui, adică în condiții excepțional de favorabile pentru a putea observa abateri posibile dela principiul superpoziției. Cu o scânteie condensată se poate obține un fascicul luminos cu un flux de energie de cca $10^{11} \frac{\text{ergi}}{\text{scm}^2}$, aceeași ca și în vecinătatea Soarelui. Pe baza datelor asupra coroanei solare, difuzia luminii în toate direcțiile ar putea constitui în cazul limită (pentru 100 de scânteie pe secundă) mai puțin de

$$1,8 \cdot 10^{-17} \cdot 10^{11} \cdot 10^{-6} \cdot 10^2 = 1,8 \cdot 10^{-10} \text{ ergi/s.}$$

Această radiație trebuie să fie îndreptată în toate direcțiile și energia reală care cade pe ochi sau în aparat va fi egală cu aproximativ 1/100 din valoarea menționată mai sus. În felul acesta, autodifuzia luminii, chiar dacă există în condițiile de laborator descrise, necesită pentru observarea ei aparate care să poată constata o energie de

$$< 1,8 \cdot 10^{-12} \text{ ergi/s.}$$

Luminozitatea slabă a coroanei solare ne arată în felul acesta că principiul superpoziției, cel puțin pentru lumina vizibilă, este satisfăcut cu un grad de precizie foarte mare, care depășește cu mult posibilitățile de observare în laborator.

§ 3. Limitele de valabilitate a superpoziției într'un mediu absorbant

Experiențele și observațiile descrise în § 2 se referă la propagarea luminii în vid. Din faptul că superpoziția este satisfăcută într'un spațiu lipsit de materie, nu se poate trage *a priori* aceeași concluzie și pentru un mediu material. Să vedem în ce măsură se poate admite superpoziția în aceste condiții.

În teoria ondulatorie clasică a luminii, afirmația valabilității superpoziției este echivalentă cu condițiile de liniaritate și omogeneitate a ecuației diferențiale a undelor:

$$\ddot{\varphi} = c^2 \Delta \varphi, \quad (1)$$

pusă la baza teoriei. Din liniaritatea și omogeneitatea acestei ecuații rezultă că,

dacă anumite funcții φ_i sunt soluțiile ecuației (1), atunci suma acestor soluții

$$\Phi = \sum \varphi_i \quad (2)$$

va fi de asemenea o soluție a ei. Ipoteza unicității soluției (2) corespunde principiului de superpoziție a elongațiilor și în problema considerată a interacțiunii fasciculelor luminoase ea este echivalentă cu afirmația că perturbațiile provocate de diferite fascicule luminoase într'un punct dat al spațiului sau al materiei se însumează. Sub această formă, principiul nu poate fi verificat direct de experiență, întru cât numai valoarea medie a energiei, proporțională cu pătratul perturbației, pentru un interval apreciabil de timp, este accesibilă pentru măsurătoare. Putem trage concluzii asupra valabilității superpoziției elongațiilor pe baza preciziei cu care sunt satisfăcute consecințele care decurg din ea, și înainte de toate pe baza superpoziției energiei.

În teoria clasică a propagării luminii într'un corp, ipoteza superpoziției elongațiilor este pusă la baza teoriei dispersiei și absorpției; ea determină independența indicelui de refracție și a coeficientului de absorpție de energia luminii respective care trece prin corp. Nerespectarea superpoziției, dacă ea are loc, trebuie să se constate prin nerespectarea liniarității proceselor. Ea se va descoperi în acest caz prin dependența refracției și a absorpției de energia luminii ce trece prin mediu.

În anul 1920, am publicat rezultatele unor experiențe care aveau ca scop să verifice independența de intensitate, în limite destul de mari, a absorpției luminii [4]. Independența coeficientului de absorpție față de strălucirea luminii incidente, postulată pentru prima dată în anul 1729 de către Bouguer [5], a fost verificată experimental, în limite foarte mărginite. Bunsen și Roscoe [6] au arătat valabilitatea legii lui Bouguer pentru o variație a strălucirii luminii de numai 1,87 ori. Kaempf [7] a constatat constanța coeficientului de absorpție al unei soluții de colorant pentru o variație de 1000 de ori a strălucirii.

Cea mai mare parte a măsurărilor mele au fost efectuate cu o peliculă de gelatină, colorată cu colorantul rodamină B, având o pronunțată bandă de absorpție în regiunea vizibilă a spectrului, cu maximum în regiunea verde. Pentru aceste experiențe s'au folosit trei instalații simple, reprezentate în figurile 18, 19 și 20 și corespunzătoare unor intervale diferite de intensități luminoase.

Pentru măsurarea intensităților luminoase foarte mici, s'a pus la bază faptul existenței unui prag al senzației luminoase al ochiului, constant și bine determinat, având în regiunea verde a spectrului o valoare de ordine de mărime a 10^{-10} ergi/s.

Drept sursă de lumină servea fluorescența unei soluții în apă a colorantului rodamină 5 G, având un maximum pronunțat al benzii de fluorescență în jurul a $550\text{ m}\mu$. Fluorescența era excitată cu lumina unei lămpi

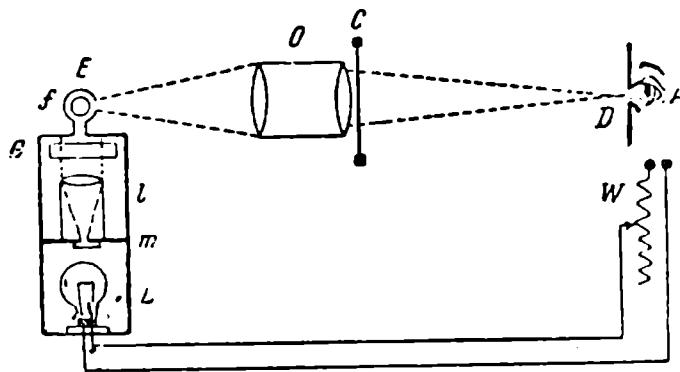


Fig. 18. Schema verificării legii lui Bouguer pentru intensități luminoase foarte mici.

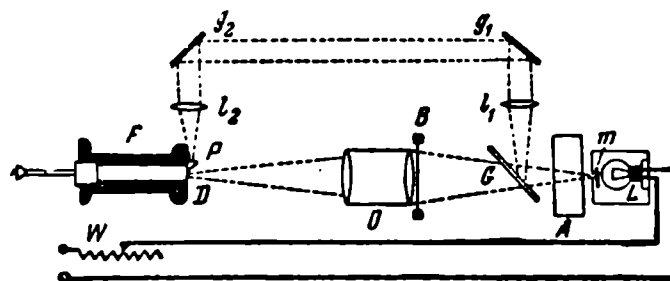


Fig. 19. Instalația pentru verificarea legii lui Bouguer în domeniul intensităților luminoase mici și medii.

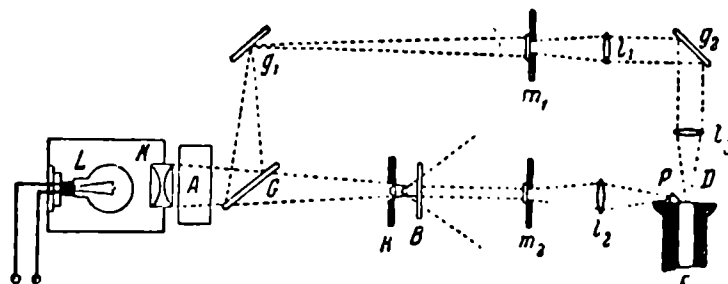


Fig. 20. Instalația pentru măsurarea absorpției la intensități luminoase mari.

cu incandescență, în circuitul căreia era conectat un reostat variabil W , cu un cursor (fig. 18). Avantajul unei asemenea surse fluorescente constă în faptul că, deși există variații pronunțate ale distribuției de energie în sursa excitatoare de lumină, atunci când se variază rezistența W , distribuția energiei în spectrul de fluorescență a soluției de colorant rămâne invariabilă, și variază numai intensitatea. Un obiectiv O cu un diametru de $16,4\text{ cm}$ dă în D o

imagine a diafragmei E cu un diametru de 1,5 mm. Diametrul secțiunii conului luminos la ieșirea lui din obiectiv în O este de cca 15 cm. Pe orificiul D se aplică ochiul observatorului A , pe pupila căruia cade conul de lumină cu diametrul bazei de 6—7 mm. Înainte de măsurătoare observatorul se găsea într'un întuneric total cel puțin 15 minute. Mișcând cursorul W al reostatului, observatorul îl așeza la pragul senzației vizuale. Deplasând din C în D pelicula mare de gelatină, colorată cu rodamină B , se poate varia strălucirea luminii incidente de 10^4 ori, datorită condițiilor geometrice arătate. Deplasarea la ecranul de gelatină pe bancul optic și marcarea pozițiilor cursorului reostatului era efectuată de un asistent.

Pentru determinarea preciziei observațiilor, era necesar să se știe la ce atenuare a luminii corespunde deplasarea cursorului cu o diviziune, în regiunea diviziunilor scalei, corespunzătoare pragului vizual. Pentru aceasta, în afară de măsurătorile cu o peliculă colorată, s'a efectuat o măsurătoare cu două asemenea pelicule, așezate una după alta în poziția D . Fiecare măsurătoare consta din câte 30—36 de citiri, pentru fiecare din următoarele trei cazuri: 1) ecranul în D ; 2) ecranul în C ; 3) ecranul dublu în D . Pentru determinarea erorilor de observație trebuia cunoscută «strălucirea» relativă fără ecran, cu ecran și cu două ecrane. Pentru a găsi aceste «străluciri», s'a măsurat distribuția energiei fluorescenței soluției de rodamină 5 G prin comparare spectrofotometrică cu un etalon (lumânarea lui Heffner) și s'a măsurat curba de absorbție a ecranului de gelatină colorat cu rodamina B . Cu ajutorul acestor două curbe și a curbei de sensibilitate a unui ochi mediu au fost găsite printr'o integrare grafică următoarele «străluciri relative» (raportate la $\lambda = 550 \text{ m}\mu$) pentru cele trei cazuri menționate mai sus: 1,00; 0,18; 0,10.

Tabloul Nr. 1

26/I 1920		Observatorul M.I.P.	
Ecranul în D		Ecranul în C	Ecranul dublu în D
20,2	} perioada de adaptare	21,0	18,8
20,0		20,4	18,8
21,0		20,8	19,0
21,0		21,1	19,6
21,0		21,0	19,7
21,2		21,2	19,0
21,8		21,2	19,8
21,3		21,5	18,0
21,0		21,4	19,9
21,2		21,0	19,2
21,0		21,1	19,2

Un exemplu de observație tipică se dă în tabloul Nr. 1; cifrele corespund diviziunilor de pe reostat. În tabloul Nr. 2 se dau rezultatele obținute de patru observatori.

Tabloul Nr. 2

Observatorul	Numărul mediu în D	Numărul mediu în C
S.I.V.	$\left\{ \begin{array}{l} 22,6 \\ 22,7 \\ 21,8 \\ 22,0 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 22,4 \\ 22,4 \\ 21,8 \\ 21,1 \end{array} \right.$
M.I.P.	$\left\{ \begin{array}{l} 21,5 \\ 21,6 \\ 21,5 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 21,4 \\ 21,4 \\ 21,3 \end{array} \right.$
P.N.B.	$\left\{ \begin{array}{l} 19,6 \\ 20,4 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 19,6 \\ 20,3 \end{array} \right.$
E.V.Ș.	19,7	19,7
Media	21,3	21,2

Așa cum s'a arătat mai sus, adăugarea celui de al doilea ecran micșorează strălucirea de 1,8 ori, cursorul reostatului trebuind să fie mutat cu 1,8 diviziuni. Pe de altă parte, introducerea primului ecran în fasciculul luminos micșorează lumina de 5,6 ori, de aceea absorpția, datorită primului ecran, corespunde aproximativ la 5,6 diviziuni. După cum se vede din cele două tablouri, abaterea medie a citirilor pentru pozițiile ecranului în D și C este de 0,1 ceea ce corespunde la $\frac{0,1}{5,6} = 0,018$, adică la aproximativ 2%

din variația strălucirii. În felul acesta, la o variație de 10^4 ori a strălucirii luminii incidente, coeficientul de absorpție rămâne constant cu o precizie de 2%.

Valoarea fluxului de energie, corespunzătoare pragului vizual, este aproximativ egală cu $5 \cdot 10^{-10}$ ergi/s. În cazul în care ecranul este situat în D , acest flux iese printr'o secțiune cu o suprafață de cca 2 mm^2 , adică pe 1 cm^2 cad $2,5 \cdot 10^{-8} \frac{\text{ergi}}{\text{s cm}^2}$. În cazul în care ecranul este situat în C , printr'un cm^2 trec $2,5 \cdot 10^{-12} \frac{\text{ergi}}{\text{s cm}^2}$, adică mai puțin de o cuantă pe secundă (pentru $\lambda = 550 \text{ m}\mu$).

Instalația folosită pentru verificarea legii lui Bouguer la intensități medii și mici ale luminii, este reprezentată în figura 19. Lumina unei lămpi cu incandescență trece prin geamul mat m , prin cuva cu apă A , ajunge la

placa de sticlă G pe care se separă, propagându-se pe de o parte pe drumul G, l_1, g_1, g_2, l_2, P , spre prisma spectrofotometrului P , pe de altă parte prin obiectivul O spre fanta spectrofotometrului D . Variația puterii luminii, care cade pe unitatea de suprafață a ecranului absorbant B era realizată în două feluri: prin varierea rezistenței W sau prin deplasarea ecranului B dela obiectiv către fanta D . Printr'o astfel de deplasare, energia absorbită poate fi variată aproximativ de 10^4 ori.

Măsurătorile se reduceau la observarea unghiului de rotație a nicolului ocular al unui spectrofotometru König-Martens în regiunea absorpției maxime a rodaminei B ($\lambda = 550 \text{ m}\mu$) pentru diferite energii ale luminii incidente care cădeau pe unitatea de suprafață a ecranului. Pentru două pelicule colorate cu rodamină B și fuchsină, legea lui Bouguer este satisfăcută cu o precizie de 1% pentru o variație a fluxului de energie a luminii incidente dela aproximativ 10^{-7} până la $10^2 \frac{\text{ergi}}{\text{s cm}^2}$.

Schema măsurătorilor pentru intensități luminoase mari este dată în figura 20. Cea mai mare parte a luminii unei lămpi cu incandescență de 2000 W sau a unui arc voltaic, alimentat cu un curent continuu de 35 A, ajungea la condensorul aplanatic K și apoi la prisma P a spectrofotometrului, restul luminii era dirijat cu ajutorul plăcii G cum se arată în figură, în spre fanta spectrofotometrului D . Pelicula absorbantă sau cuva mare de sticlă care conținea soluție putea fi deplasată pe bancul optic între K și m . Printr'o astfel de deplasare se realiza variația fluxului de energie care cădea pe unitatea de suprafață a curentului absorbant. Au fost supuse cercetării, în afară de peliculele colorate, amintite mai sus, soluții de rodamină B , de violet de cristal, de albastru brilliant, și de fuchsină. Pentru o variație dela 10 până la $10^5 \frac{\text{ergi}}{\text{s cm}^2}$ (becul cu incandescență) și dela $3 \cdot 10^4$ până la $2 \cdot 10^8 \frac{\text{ergi}}{\text{s cm}^2}$ (arcul voltaic), a fluxului de energie pe unitatea de suprafață, coeficientul de absorpție era constant cu o aproximație de 1%.

Trăgând concluziile, se poate constata că coeficientul de absorpție al corpurilor cercetate este constant între limitele

$$\begin{array}{llll} 2,5 \cdot 10^{-12} & \text{—} & 2,5 \cdot 10^{-8} & \frac{\text{ergi}}{\text{s cm}^2} \text{ cu o precizie de cca 2\%} \\ 1 \cdot 10^{-7} & \text{—} & 1 \cdot 10^{-2} & \frac{\text{ergi}}{\text{s cm}^2} \text{ cu o precizie de cca 1\%} \\ 10 & \text{—} & 1 \cdot 10^5 & \frac{\text{ergi}}{\text{s cm}^2} \text{ cu o precizie de cca 1\%} \\ 3 \cdot 10^4 & \text{—} & 2 \cdot 10^8 & \frac{\text{ergi}}{\text{s cm}^2} \text{ cu o precizie de cca 1\%} \end{array}$$

Cu alte cuvinte, legea lui Bouguer pentru corpurile studiate, este satisfăcută în intervalul dela $2,5 \cdot 10^{-12}$ până la $2 \cdot 10^8 \frac{\text{erg}}{\text{s cm}^2}$ cu o precizie de cel puțin 5%.

Semnificația acestui rezultat este complet clară și banală din punctul de vedere al concepțiilor ondulatorii clasice. Este mult mai complicată interpretarea lui în concepția cuantică a luminii care este mult mai apropiată de realitate.

În epoca efectuării măsurătorilor de absorpție descrise (1918—1920), multe consecințe ale teoriei cuantelor, astăzi pe deplin stabilite și admise de toată lumea, erau puse la îndoială și necesitau o verificare experimentală. Pentru a împăca proprietățile ondulatorii ale luminii cu caracterul cuantic al absorpției și radiației, creatorul teoriei cuantelor, M. Planck a trebuit să pornească dela ipoteza că absorpția luminii se face în mare măsură (dar nu în întregime) în mod continuu, în concordanță cu concepțiile clasice, dar energia emisă nu poate depăși cuanta $h\nu$. Spre deosebire de absorpție, emisia, din punctul de vedere al acestei ipoteze a lui Planck, trebuie să aibă un caracter cuantic. Pe baza acestor ipoteze, Planck a construit o teorie consecventă a radiației termice de echilibru, expunând-o în a doua ediție a cărții sale clasice [8]. Experiențele noastre cu intensități luminoase foarte mici sunt într-o discordanță categorică cu această ipoteză a lui Planck. Pentru ca în cazul unei absorpții continue molecula să poată acumula la intensități luminoase extrem de mici o cantă întreagă de energie, este necesar ca ea să nu emită în timpul absorpției (în contradicție cu concepția clasică a rezonanței). Cu alte cuvinte, în timpul acumulării de către moleculă a energiei unei cuante întregi, absorpția ei trebuie să fie totală. Dacă numărul moleculelor absorbante este destul de mare și secțiunea lor totală eficace de absorpție « acoperă în întregime » toată suprafața prin care trece fasciculul de lumină, atunci, în virtutea ipotezei lui Planck, în timpul perioadei de acumulare a unei cuante, lumina trebuie să fie complet absorbită, corpul va fi « un corp absolut negru ».

În experiențele mele, numărul moleculelor absorbante, aflate în drumul unui fascicul de lumină cu secțiunea de 1 cm^2 , era mai mare de $5 \cdot 10^{17}$, secțiunea eficace de absorpție, în cazul unei absorpții maxime, era mai mare de 10^{-15} cm^2 , și produsul $5 \cdot 10^{17} \cdot 10^{-15} \gg 1$. Pe de altă parte, în cazul celor mai slabe intensități luminoase folosite în experiență ($< 3 \cdot 10^{-12} \frac{\text{erg}}{\text{s cm}^2}$) într-o secundă revenea pe 1 cm^2 mai puțin de o cantă de energie. Pentru ca fiecare moleculă să poată obține o cantă prin absorpție continuă, ar fi trebuit mai mult de 10^{15} s, adică mai mult de 30 de milioane de ani! La

limita superioară a intensităților folosite în experiență, $2 \cdot 10^8 \frac{\text{ergi}}{\text{s cm}^2}$ acest timp ar fi fost în măsură neînsemnată, mai mare de 10^{-5} s.

Din punctul de vedere al ipotezei lui Planck, absorpția în domeniul celor mai mici intensități folosite ar fi trebuit să atingă valoarea limită și să devină cea obișnuită la intensități mari. Aceasta este într'o discordanță categorică cu experiența¹ și ipoteza trebuie considerată ca fiind greșită.

La concluzii cu totul diferite duce concepția cu privire la existența cuantelor luminoase, a fotonilor, dezvoltată de Einstein. În concordanță cu prima variantă a teorei lui Planck, absorpția și emisia sunt presupuse a fi cuantice și instantanee. La intensități luminoase foarte mici trebuie să se observe fluctuații statistice ale absorpției luminii, fapt confirmat de experiențele descrise în prima parte a cărții. Cu toate că energia absorbită în cadrul experiențelor de absorpție descrise a fost foarte mică în cazurile extreme, nedepășind un foton într'o secundă, totuși în ochiul observatorului ajung a lumina care a străbătut întregul ecran absorbant (fig. 18), adică nu mai puțin de 200 de fotoni într'o secundă. În afară de aceasta, spre deosebire de condițiile necesare pentru observarea fluctuațiilor (p. 16), în experiențele de absorpție nu s'a folosit întreruperea fluxului de lumină și nu au fost respectate celelalte condiții. Ochiul recepționa suma și media fluxului luminos.

Ținând seama de măsurătorile de fluctuații, expuse mai înainte, se poate spune în orice caz că teoria cuantelor de lumină este în deplină concordanță cu toate rezultatele experimentale.

§ 4. Abaterea dela «liniaritate» în procesul de absorpție a luminii

Cu toată confirmarea experimentală, descrisă mai sus, a superpoziției luminii în cazul trecerii ei printr'un mediu, mai precis cu toată «liniaritatea» opticii într'un mediu material, în exemplele examinate se poate arăta totuși, că în cazul general o asemenea liniaritate, și prin urmare și superpoziția în propagarea luminii într'un mediu material, trebuie în mod inevitabil să nu fie respectată. Aceasta rezultă din proprietățile cuantice ale luminii și materiei.

¹ S'ar putea încerca să se salveze ipoteza lui Planck, presupunând că moleculele au înainte de iluminare o anumită energie, corespunzătoare temperaturii corpului și distribuită în mod statistic. În acest caz, anumite molecule cu o rezervă mare de energie inițială ar fi putut emite chiar la începutul iradierii. Experiențele au fost efectuate însă la o temperatură ambiantă relativ joasă și cu lumină vizibilă. În acest caz, corecția amintită nu are, din punct de vedere practic, nicio importanță.

Absorbind un foton, molecula trece în mod obligatoriu, cel puțin pentru un timp foarte scurt, într'o nouă stare staționară (excitată). Durata medie de existență a moleculei în starea excitată este, în general, finită. Ne vom mărgini numai la examinarea proceselor optice reversibile, în care revenirea din starea excitată este obligatorie și molecula nu se schimbă din punct de vedere chimic. La o astfel de revenire, energia absorbită este emisă din nou, sau trece în căldura mediului. Revenirea la starea normală poate fi «spontană» sau forțată, producându-se sub influența mediului exterior. Transițiile forțate dintr'o stare excitată trebuie împărțite în trei grupe.

În prima grupă intră transițiile prea timpurii provocate de cedarea energiei de excitare, unui sistem străin, de exemplu în cazul procesului de extincție a fluorescenței. În cazul existenței unor astfel de transiții forțate, durata medie a stării excitate se micșorează (cf. cap. III).

A doua grupă corespunde transiției moleculei dintr'o stare excitată labilă obișnuită, într'o stare metastabilă, sub influența unor cauze exterioare. Molecula poate să rămână într'o astfel de stare metastabilă oricât de mult timp; ea rămâne într'o astfel de stare până când este readusă de către cauze exterioare într'o stare labilă, din care ea poate reveni spontan în starea normală. Acest caz al transițiilor forțate corespunde unei prelungiri uneori foarte mari, a duratei medii a stării excitate.

A treia grupă se referă în special nu la molecule, ci la sistemele cristaline complexe ale semiconductorilor. Prin absorpția luminii se produce aici o eliberare temporară a electronilor: efectul fotoelectric interior. Sub influența mediului, electronii revin după un anumit timp la starea normală, emițând lumină. Aceste procese pot fi însoțite de o luminiscentă ulterioară foarte lungă, ceea ce corespunde unei durate medii foarte mari a stării excitate.

Stările excitate normale, care corespund radiației spontane a sistemelor de dipoli, au durate medii de ordinul de mărime a 10^{-8} — 10^{-9} s. Durata medii ale stărilor excitate pentru transiții forțate pot varia într'un interval foarte mare, aproximativ dela 10^{-10} s până la săptămâni și luni. În cazul unor transiții interioare foarte rapide ale energiei oscilațiilor electronice, în mișcări de oscilație și de rotație ale nucleelor, durata stării excitate poate deveni și mai mică.

Durata finită a stărilor excitate în cazul absorpției luminii are o legătură directă cu problema limitelor de valabilitate a liniarității legilor de propagare a luminii într'un mediu absorbant și cu superpoziția luminii.

Cu cât este mai mare numărul de molecule care se află în stare excitată, la propagarea luminii prin mediu, adică, cu cât este mai mare intensi-

tatea luminoasă, cu atât mai sensibil trebuie să se micșoreze fracțiunea de energie absorbită, întru cât moleculele excitate, până la revenirea lor la starea normală, încetează să absoarbă lumina în același mod ca înainte. Absorpția trebuie să depindă, în felul acesta, de intensitatea fluxului luminos. Este evident că abaterea dela liniaritate va fi cu atât mai mare, cu cât durata medie a stărilor excitate este mai mare. Pentru stările excitate labile obișnuite, cu o durată de cca 10^{-8} s pentru a putea observa abaterile dela liniaritate sunt necesare intensități luminoase foarte mari, inaccesibile până astăzi în condițiile de laborator. Coloranții studiați în experiențele descrise mai înainte intră tocmai în categoria corpurilor cu o durată a stărilor excitate mai mică de 10^{-8} s.

Rezultate pozitive au fost obținute [9] pentru absorpția sticlei de uraniu, la care durata medie a stărilor excitate este de cca $3 \cdot 10^{-4}$ s, așa cum rezultă din observațiile fosforoscopice. Pentru experiențele cu sticlă de uraniu, scânteia condensată prezenta avantaje, datorită intensității ei instantanee foarte mari și duratei ei comparabile cu durata medie a stărilor excitate. Lumina concentrată a scântei condensate de aluminiu cădea pe o sticlă de uraniu. Jumătate din imaginea scântei trecea prin sticla de uraniu, iar cealaltă jumătate trecea prin aer. Apoi această imagine era încă odată proiectată pe două fante ale spectrofotometrului König-Martens. Observația se făcea în domeniul $\lambda = 454$ m μ . Micșorarea intensității luminii până la a treia parte se făcea cu ajutorul unui filtru de lumină galben, așezat mai întâi între sticlă și scânteie, iar apoi între sticlă și spectrofotometru. Evident că în al doilea caz filtrul de lumină nu putea avea niciun fel de influență asupra absorpției luminii în sticla de uraniu. În primul caz coeficientul de absorpție era egal cu 2,576, în al doilea caz cu 2,544; diferența era de 1,5% pentru o eroare medie a numeroaselor măsurători de $\pm 0,3\%$. Din cauza unui efect pozitiv foarte mic, observațiile se făceau de mai multe ori (dela 50 la 100) și observatorul nu știa în ce poziție se află filtrul de lumină. În afară de aceasta, au fost efectuate măsurători de control cu o soluție de fluoresceină în apă. În acest caz, durata medie a stărilor excitate este mult mai mică decât în sticla de uraniu, fiind de aproximativ $5 \cdot 10^{-9}$ s. În aceleași condiții de experiență, cu precizia de $\pm 0,3\%$, nu a fost constatat vreun rezultat pozitiv.

Abateri pronunțate dela liniaritate se obțin însă în medii cu o durată foarte mare a stărilor excitate, de exemplu în soluțiile solide de coloranți, în zahăr de candel și în alte medii care au o fosforescență cu o durată de o secundă și mai mult. Neliniaritatea absorpției în funcție de intensitatea luminoasă se constată deosebit de pronunțat în cristalofosfori. Se știe de mult că prin excitarea acestora cu o lumină suficient de intensă, de exemplu

cu o lampă cu arc, putem atinge ușor starea de saturație totală a fosforului, când acesta încetează practic de a mai absorbi lumina.

Această neliniaritate este atât de perceptibilă, încât poate fi pusă la baza unor «fotometre absolute», speciale, fără câmp de comparație [10]. K. B. Panșin a realizat pe baza acestui principiu un aparat, a cărui schemă este reprezentată în figura 21. Stratul ACB dintr'o substanță «neliniară» fosforescentă este astfel așezat, încât jumătatea AC este acoperită cu un filtru neutru de lumină, iar în partea CB el este privit printr'un filtru neutru

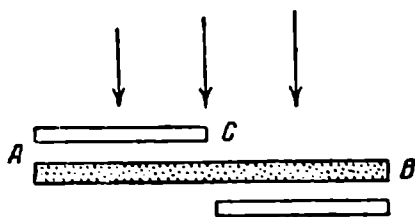


Fig. 21. Schema fotometrului neliniar pe baza unei substanțe fosforescente.

identic. Dacă stratul ar fi obișnuit, «liniar», am vedea întregul câmp luminat omogen: ar fi indiferentă poziția filtrului neutru de lumină; înaintea stratului sau după el, slăbirea intensității luminii de fosforescență ar fi fost aceeași. Or, în urma «neliniarității» stratului, datorită faptului că în dreapta lumina incidentă este mai intensă, câmpul din dreapta va fi ceva mai slab. Nu este dificil de a

egala câmpurile și a etalona odată pentru totdeauna aparatul în intensități absolute ale luminii incidente. Avantajul fotometrului de acest tip constă în faptul că nu este necesar un etalon de comparație; pe de altă parte, el este util numai pentru măsurarea unor intensități luminoase mari.

«Neliniaritatea» într'un mediu absorbant trebuie să se observe nu numai în ceea ce privește absorpția. Aceasta din urmă este legată de dispersie, de aceea viteza de propagare a luminii în mediu trebuie să depindă, în general, de asemenea de intensitatea luminii. Din același motiv trebuie să se observe în cazul general o dependență de intensitatea luminoasă, adică o nerespectare a superpoziției și în alte proprietăți optice ale mediului: în dublă refracție, dicroism, puterea rotatoare, etc.

Cu «optica neliniară» a mediului are de a face în mod permanent astrofizicianul, în studiul teoretic al condițiilor din interiorul stelelor. Datorită densității colosale a energiei luminoase în interiorul stelelor, la temperaturi de multe milioane de grade, absorpția și viteza de propagare a luminii în materia din stele trebuie să depindă foarte mult de intensitatea luminoasă. Totuși, cum s'a arătat mai sus, un optician întâlnește abateri mari dela superpoziție și neliniarități chiar și în condiții modeste de laborator, în special la studiul mediilor fosforescente.

Fizica însă s'a obișnuit atât de mult cu liniaritatea opticii de toate zilele, încât până astăzi nu există nici măcar un aparat matematic formal

riguros pentru rezolvarea problemelor optice « neliniare » reale. În practică problemele de acest gen nu se rezolvă pe o cale analitică riguroasă, ci cu ajutorul unor simplificări uneori foarte grosolane.

În rezumat, din studiul limitelor de valabilitate a principiului superpoziției, pus la baza teoriei interferenței, se poate trage următoarea concluzie: în spațiul lipsit de materie, superpoziția este satisfăcută riguros în limite extrem de mari, așa cum arată observațiile coroanei solare în timpul eclipselor. În procesul de trecere a luminii prin materie pot apărea abateri sensibile dela superpoziție, determinate de proprietățile cuantice ale luminii și ale materiei.

CAPITOLUL II

BAZELE TEORIEI ELEMENTARE A INTERFERENȚEI

§ 5. Interferența fasciculelor de lumină

Fasciculele naturale de lumină în interdependența lor trebuie să fie împărțite în *c o c r e n t e* și *i n c o e r e n t e*. În condițiile optice obișnuite, primele pleacă simultan dintr'unul și același punct, celelalte din puncte luminoase diferite. Prin însuși sensul definiției geometrice a fasciculului, este clar că într'un spațiu omogen fasciculele coerente nu pot să se intersecteze. În acest caz, intersecția se realizează cu ajutorul unui mediu neomogen, al unor dispozitive care reflectă, refractă sau difuzează lumina, creând în loc de un punct, câteva puncte luminoase fictive (de exemplu, imaginea sursei în mai multe oglinzi). Fasciculele incoerente pot să se intersecteze și într'un mediu omogen.

În baza legii de conservare a energiei sunt posibile, atât pentru fasciculele coerente, cât și pentru fasciculele incoerente, următoarele modificări în fluxul energiei fasciculelor care se intersectează (dacă eliminăm posibilitatea de transformare a energiei în alte forme): 1) difuzia energiei luminoase dincolo de limitele geometrice ale fasciculelor, « autodifuzia luminii », de care s'a vorbit în capitolul I ; 2) redistribuirea energiei în interiorul fasciculului, adică transformarea fasciculului uniform într'unul neuniform.

Să notăm prin $\varphi_1, \varphi_2 \dots$ valorile funcției luminoase, corespunzătoare diferitelor fascicule care se intersectează într'un anumit punct al spațiului. Conform principiului de superpoziție a elongațiilor (2), valoarea totală a funcției luminoase pentru acest punct este următoarea:

$$\Phi = \sum \varphi_i.$$

Funcțiile φ și Φ sunt vectori și egalitatea scrisă poate fi înlocuită prin 3 egali-

tăți scalare, referitoare la 3 direcții arbitrare x, y, z , perpendiculare între ele:

$$\Phi_x = \sum \varphi_{ix}; \quad \Phi_y = \sum \varphi_{iy}; \quad \Phi_z = \sum \varphi_{iz}. \quad (2')$$

Punând energia E proporțională cu patratul lui Φ , găsim:

$$E = \alpha \Phi^2 = \alpha (\Phi_x^2 + \Phi_y^2 + \Phi_z^2) = \alpha \left[\sum \varphi_{ix}^2 + \sum \varphi_{iy}^2 + \sum \varphi_{iz}^2 + \sum \varphi_{ix} \varphi_{kx} + \sum \varphi_{iy} \varphi_{ky} + \sum \varphi_{iz} \varphi_{kz} \right], \quad (3)$$

unde α este un factor de proporționalitate constant, iar indicii i și k se referă la diferite fascicule de lumină. Expresia (3) constituie baza teoriei interacțiunii fasciculelor de lumină. După cum se vede, ea rezultă din principiul de superpoziție a elongațiilor și de proporționalitate a energiei cu patratul elongației totale.

Termenul $\alpha \left(\sum_{x,y,z} \varphi_i^2 \right)$ din formula (3) este suma energiilor fasciculelor individuale; prezența termenilor suplimentari în formulă arată că, în cazul general, principiul de superpoziție a puterilor nu se respectă, abaterile dela aceasta putând să se producă în ambele direcții, în funcție de semnul sumei de produse. Se consideră ca măsură a abaterii dela superpoziție (vizibilitatea franjelor de interferență, sau capacitatea de interferență) următorul raport

$$\nu = \frac{\left(\sum_{x,y,z} \varphi_i \varphi_k \right)}{\sum_{x,y,z} \varphi_i^2}, \quad (4)$$

în care $\left(\sum_{x,y,z} \varphi_i \varphi_k \right)$ corespunde valorii absolute a abaterii maxime. Pentru a găsi valorile limită ale lui ν , să transcriem formula (3) în felul următor:

$$E = \alpha \left[\sum_{x,y,z} \varphi_i^2 \left(1 + \frac{\varphi_k}{\varphi_i} \right) \right], \quad (3')$$

unde a fost scos în fața parantezei, în fiecare termen, factorul mai mare al produsului $\varphi_i \varphi_k$ și prin urmare, $\frac{\varphi_i}{\varphi_k}$ este o fracție subunitară. Este clar că

(3'), celelalte condiții rămânând aceleași, atinge valorile extreme pentru $\varphi_i = \pm \varphi_k$, adică în cazul în care funcțiile φ , ca valoare absolută, sunt egale două câte două. Atunci:

$$E = \begin{cases} 2\alpha \left[\sum_{x,y,z} \varphi_i^2 \right], \\ 0 \end{cases} \quad (5)$$

adică în cazurile extreme, în locul de întâlnire a fasciculelor de lumină, energia va fi sau de două ori mai mare decât cea care rezultă pe baza principiului

de superpoziție a intensităților (1), sau va fi nulă. În felul acesta, vizibilitatea σ a franjelor de interferență poate varia dela 0 la 1.

După cum s'a arătat în capitolul I, superpoziția intensităților este satisfăcută cu o mare precizie în anumite limite de puteri ale surselor, în tot spațiul în care se intersectează fasciculele incoerente, provenite dela puncte luminoase independente.

Acest rezultat experimental este echivalent cu anularea identică a tuturor sumelor de produse de doi factori în (3), pentru toate valorile coordonatelor și pentru orice număr și calitate a termenilor sumei, ceea ce este evident imposibil pentru fiecare moment în parte, întru cât în acest caz toate funcțiile φ (cu excepția uneia) trebuie să fie întotdeauna egale cu zero. De aici rezultă că în fiecare moment în parte, superpoziția nu se respectă nici pentru fasciculele incoerente, și cauza respectării empirice a superpoziției în acest caz constă în faptul că, în realitate, noi nu observăm valori instantanee, ci valori medii ale lui φ pentru un anumit interval finit de timp. În cele mai avantajoase condiții de experiență (la o scânteie condensată izolată), acest interval de timp nu poate fi mai mic decât aproximativ $10^{-8} - 10^{-9}$ s. La intersecția fasciculelor incoerente, valorile medii ale sumelor de produse de doi factori trebuie să fie egale cu zero. În acest caz, nu este suficient ca valorile medii ale funcțiilor φ_i și φ_k să fie nule; este necesară o anulare a valorii medii în timp a produsului φ_i, φ_k , pentru orice valori ale coordonatelor. Această condiție poate fi satisfăcută numai dacă φ_i și φ_k variază în timp absolut desordonat și absolut independent între ele, luând cu probabilitate egală valori pozitive și negative. De aici rezultă o concluzie importantă asupra caracterului total haotic al radiației surselor naturale de lumină: fasciculele de lumină trebuie să reprezinte o succesiune desordonată de impulsuri individuale.

Tabloul cinetic al stării materiei ușurează înțelegerea acestui caracter al radiației. Particulele radiante ale materiei, atomii și moleculele, pot emite numai sub acțiunea a două cauze: 1) sub acțiunea ciocnirilor corpusculare ale altor molecule, atomi sau electroni, și 2) sub acțiunea unei lumini exterioare. În condiții reale, ciocnirile corpusculare se produc întotdeauna într'un mod cu totul desordonat, provocând prin urmare impulsuri care se succed haotic. Pe de altă parte, conform celor demonstrate aici, lumina exterioară de excitație este întotdeauna haotică, și lumina secundară excitată de ea trebuie să fie și ea la fel. În afară de aceasta, mișcarea termică a particulelor duce la o înlocuire permanentă desordonată a centrelor radiante în fiecare punct al sursei. Cauzele menționate nu epuizează însă toți factorii de desordine a radiației. Haosul statistic există chiar în radiația elementară a fiecărui atom sau molecule individuale (comp. partea întâia, p. 11).

Aceste considerații, care explică sensul fizic al superpoziției puterilor fasciculelor incoerente provenite din surse naturale, nu neagă totuși principial posibilitatea de a obține fascicule de la mai multe surse care să interfereze. De exemplu, în anumite condiții, putem obține fascicule de la două stații radiofonice care să interfereze. În acest caz, radiatorii nu sunt particule elementare de materie, ci sisteme artificiale care pot fi comandate arbitrar, realizând o radiație regulată.

Este oare exclusă posibilitatea de a obține lumină coerentă, într'un interval de timp suficient de lung, de la două particule diferite de materie, aflate la o distanță de câteva diametre ale particulelor? Se pare că nu. Dacă două (sau mai multe) particule de acest fel se găsesc simultan în stare excitată, care durează un timp foarte mare în comparație cu perioada oscilațiilor luminoase, atunci între ele apare inevitabil o interacțiune de rezonanță, sau (în interpretarea cuantică) apar forțe de schimb (comp. partea a treia). Datorită acestui fapt, radiația acestor două particule trebuie să devină coerentă, legată prin fază. Din punct de vedere experimental, este necesară pentru aceasta o excitație foarte puternică (de exemplu, cu ajutorul unui fascicul catodic) și un mediu luminiscent care să dea o luminiscență moleculară «spontană» de durată mare (de exemplu, sărurile de uraniu), având o durată medie a luminiscenței spontane de $10^{-3} - 10^{-4}$ s).

Caracterul desordonat al radiației surselor naturale de lumină nu împiedică totodată posibilitatea interferenței unor fascicule, care provin simultan dintr'unul și același punct luminos, adică a unor fascicule coerente.

Funcțiile φ care intră în (3) depind de timpul t și distanța r dintre punctul luminos și locul interferenței. Fasciculele coerente, care se propagă în diferite direcții de la punctul luminos, pot fi caracterizate prin faptul că valorile φ pentru diferite fascicule, pentru același t și r , pot diferi numai prin factori constanți a . Această definiție rămâne valabilă și în cazul în care fasciculele suferă modificări identice (reflexie, refracție, etc.), înainte de intersecție. În condițiile menționate se poate scrie $\varphi_k = a_k \varphi_i$, și formula (3) capătă forma:

$$E = \alpha \left[\sum_{x,y,z} \varphi_i^2 (1 + a_k) \right], \quad (6)$$

unde a_k este o mărime în mod esențial pozitivă, de aceea în regiunea în care fasciculele coerente se intersectează, dacă distanțele r_i și r_k sunt egale și variațiile suferite sunt egale, superpoziția nu se respectă, oricât de complicat și desordonat ar varia radiația în timp. În afara acestei regiuni, chiar dacă nu se respectă condițiile menționate, superpoziția trebuie în general să se micșoreze.

Pentru toate concluziile expuse mai sus este indiferent dacă funcția luminoasă va fi un scalar sau un vector. În realitate, noi știm că funcția luminoasă este incontestabil vectorială, vectorul luminos fiind așezat, în cazul propagării într'un mediu isotrop, în planul perpendicular pe direcția razei. Datorită acestui fapt sunt posibile modificări ale fasciculelor coerente, astfel ca ele să-și piardă complet capacitatea de a interfera. Este ușor să se obțină, de exemplu, printr'o dublă refracție, fascicule coerente, ai căror vectori luminoși să formeze între ele un unghi drept, adică într'unul din fascicule vectorul să fie îndreptat, de exemplu, după axa X , iar în altul, după Y . În aceste condiții, cele trei sume $\sum \varphi_{ix} \varphi_{kx}$, $\sum \varphi_{iy} \varphi_{ky}$, $\sum \varphi_{iz} \varphi_{kz}$ din formula (3) sunt întotdeauna egale cu zero, deoarece cel puțin unul din cei doi factori ai produsului este egal cu zero.

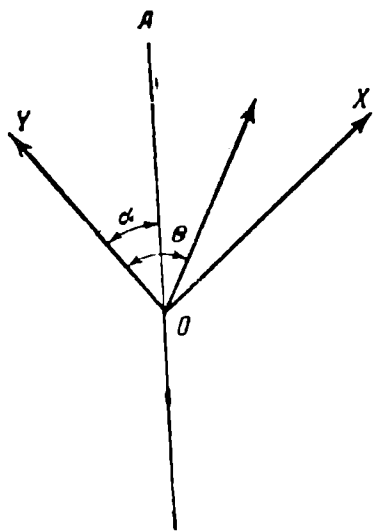


Fig. 22. Schema de descompunere a vectorului luminos.

Prin urmare, la interacțiunea unor fascicule luminoase coerente, la care vectorii luminoși formează un unghi de 90° , interferența nu se va produce, superpoziția are loc pentru orice valori ale funcției φ și ale argumentelor ei, independent dacă funcțiile φ sunt desordonate sau regulate.

În realitate, φ variază desordonat nu numai ca mărime, dar și ca direcție, datorită caracterului statistic al perturbațiilor moleculare în sursă. De aceea sunt posibile condiții de experiență în care fasciculele coerente cu vectori luminoși, dirijați în același fel, să-și piardă complet capacitatea de interferență.

Fie OA (fig. 22) direcția instantanee a vectorului φ . Există metode (de exemplu dubla refracție) pentru descompunerea fizică a acestui vector în două direcții perpendiculare între ele OX și OY . Deoarece direcția OA variază haotic în timp, componentele descompunerii $\varphi \sin \theta$ și $\varphi \cos \theta$ vor fluctua de asemenea în mod desordonat, luând orice valori pozitive și negative. Este posibil (de exemplu prin trecerea printr'un polarizor) să se aducă cei doi vectori noi în aceeași direcție cu valorile $\varphi \sin \theta \cdot \sin \alpha$ și $\varphi \cos \theta \cdot \cos \alpha$. Cele două fascicule coerente corespunzătoare, având funcțiile luminoase dirijate la fel, nu pot însă să interfere, deoarece valoarea medie a produsului $\varphi^2 \sin \theta \cdot \cos \theta \cdot \sin \alpha \cdot \cos \alpha$ pentru un interval suficient de mare de timp, este nulă.

În ambele cazuri examinate, fasciculele erau supuse înainte de întâlnire unor modificări diferite, de aceea nu este nicio contradicție între concluzia de mai sus asupra existenței obligatorii a capacității de interferență la fascicu-

lele care au suferit modificări identice și sunt caracterizate prin aceleași valori r și t .

§ 6. Fascicule monocromatice ideale și reale

În § 5 nu s'au făcut niciun fel de ipoteze speciale asupra formei funcțiilor φ . Respectarea superpoziției intensităților luminoase în cazul întâlnirii a două fascicule incoerente ne duce la concluzia că aceste funcții variază în timp în mod haotic, desordonat. Pe de altă parte, fiecare experiență de interferență ne arată că după intersecția fasciculelor coerente, câmpul are o structură periodică, exprimată mai mult sau mai puțin clar; franje întunecate sau colorate alternează periodic cu franje luminoase sau altfel colorate. La o iluminare cu lumină albă și la observații făcute cu ochiul, cu placa fotografică sau cu o celulă fotoelectrică, periodicitatea este observabilă, dar numărul franjelor este mic; în cazul unei cercetări a câmpului de interferență cu un termocuplu sau cu un bolometru, periodicitatea în lumina albă este în general aproape inobservabilă. În cazul luminării cu surse ca: flacăra galbenă de sodiu, lampa cu mercur, sau în cazul observării printr'o sticlă colorată, periodicitatea este exprimată foarte clar: se vede un număr mare de franje, alternativ întunecate și luminoase. Pentru explicarea acestui fapt sunt necesare ipoteze speciale asupra formei funcțiilor φ , înafară de caracterul lor statistic desordonat, stabilit mai înainte.

Observarea oricărui fenomen optic se face în cursul unui interval de timp finit τ , mai mare sau mai mic. Să dezvoltăm funcția φ , care are proprietăți periodice în acest interval, în serie Fourier, folosind pentru simplificarea calculelor, notații complexe

$$\varphi = \sum_{n=1}^{\infty} a_n e^{i \left[\frac{2\pi n}{\tau} \left(t - \frac{r}{c} + \theta_n \right) \right]}, \quad (7)$$

în care n este un număr întreg în șirul infinit al numerelor naturale, iar

$$\frac{n}{\tau} = \nu \quad (8)$$

este frecvența oscilațiilor. În concordanță cu experiența care arată că periodicitatea tabloului de interferență nu variază în timp, timpul τ poate fi ales oricât de mare, și prin urmare numărul valorilor individuale n , corespunzătoare intervalului de frecvențe $\Delta \nu$, poate fi luat oricât de mare; cu alte cuvinte, suma (7) poate fi înlocuită la limită printr'o integrală cu limitele dela 0 la ∞ .

Cea mai simplă explicație a periodicității tabloului de interferență ar putea consta în presupunerea existenței unui singur termen periodic în suma [7], adică în ipoteza că φ este o funcție armonică simplă:

$$\varphi = a e^{i \left[2\pi \nu \left(t - \frac{r}{c} \pm \theta \right) \right]}. \quad (9)$$

De această ipoteză, după cum se știe, ne folosim mereu în studiul problemelor de interferență. Totuși, ipoteza (9) nu corespunde în mod evident cazului unui fascicul de lumină real, deoarece în (9) nu este conținut elementul de desordine, care apare în superpoziția intensităților fasciculelor incoerente. În timpul de observație τ , pentru care s'a făcut ipoteza (9), φ rămâne o funcție armonică simplă și ar fi trebuit să existe mereu o nerespectare a superpoziției, atât pentru fasciculele coerente, cât și pentru fasciculele incoerente, în contradicție cu experiența. Fasciculul monocromatic ideal este în felul acesta o abstracție, folosită numai ca metodă matematică, cu restricțiile care vor fi lămurite în cele ce urmează.

Desvoltarea în serie (7) poate fi transformată astfel, încât ea să aibă forma unei funcții armonice cu o amplitudine complexă variabilă. Să folosim identitatea

$$n = n_0 + (n - n_0),$$

alegând n_0 astfel, încât

$$\nu_0 = \frac{n_0}{\tau}$$

să coincidă cât mai precis cu frecvența care figurează în soluția monocromatică (8), corespunzătoare periodicității figurii de interferență respective. În acest caz

$$\varphi = e^{i 2\pi \nu_0 \left(t - \frac{r}{c} \right)} \left\{ \sum_{n=1}^{n=\infty} a_n e^{i \left[2\pi \Delta \nu \left(t - \frac{r}{c} \right) + 2\pi \nu_0 \theta_n \right]} \right\}, \quad (10)$$

unde $\Delta \nu$ corespunde la $\Delta n = n - n_0$.

Expresia din paranteze mari corespunde unei amplitudini complexe lângă o funcție armonică de frecvență ν_0 și exprimă variația fazei, care, ca și amplitudinea reală, depinde de timp și de toate componentele desvoltării (7). Pentru câmpuri de interferență pronunțat periodice, obținute de exemplu prin iluminare cu flacăra de sodiu, amplitudinile a_n din formula (10) sunt, evident, peste tot extrem de mici, cu excepția unui interval foarte îngust de frecvențe $\Delta \nu$. Dacă

$$\nu_0 \gg \Delta \nu, \quad (11)$$

atunci amplitudinea complexă din formula (9) variază desordonat, dar extrem de lent în comparație cu oscilațiile funcției armonice fundamentale

$$e^{i 2 \pi \nu_0 \left(t - \frac{r}{c}\right)}.$$

Cu cât este mai mic intervalul $\Delta \nu$, în interiorul căruia a_n au o valoare apreciabilă, cu atât fasciculul monocromatic real este mai apropiat de cazul ideal (9). Ingustimea intervalelor $\Delta \nu$ se realizează fie în însăși sursa de lumină (de exemplu în flacăra de sodiu), fie în aparatele receptoare. Ochiul vede, de exemplu, numai regiunea dintre frecvențele infraroșii și ultraviolete și de aceea observă inelele periodice ale lui Newton la o lumină albă, inele care nu pot fi distinse de un termocuplu care nu are proprietăți selective. Tinderea către limita (9), odată cu micșorarea lui $\Delta \nu$ din formula (10), este exprimată nu numai de faptul că periodicitatea este determinată tot mai precis de frecvența ν_0 , dar și de micșorarea fluctuațiilor desordonate ale amplitudinii și fazei. Dacă s'ar putea micșora $\Delta \nu$ destul de mult atunci fluctuațiile ar trebui să fie încetinite atât de mult, încât ar fi putut deveni observabilă interferența fasciculelor incoerente, iar nerespectarea superpoziției s'ar produce într-o direcție sau în alta, variind lent, dar desordonat¹. Pentru $\Delta \nu \rightarrow 0$, fluctuațiile se încetinesc infinit de mult și ar trebui să se atingă în toate privințele coincidența cu lumina monocromatică ideală. În condițiile reale de experiență este imposibil să se facă pentru radiația unei surse naturale, $\frac{\Delta \nu}{\nu_0}$ mai mic decât o anumită

valoare finită bine determinată, din diferite cauze legate de mișcarea moleculelor, interacțiunea lor și de mecanismul de emisie. Micșorarea mai departe a intervalului $\Delta \nu$ se realizează cu ajutorul unor aparate spectrale, dar și aici există o limită, condiționată de puterea de rezoluție și de micșorarea continuă a energiei fasciculului, pe măsură ce intervalul $\Delta \nu$ devine mai îngust. Energia unui fascicul complet monocromatic trebuie să fie egală cu zero, adică într-o sursă naturală de lumină un fascicul monocromatic ideal este din principiu irealizabil.

Transformarea (10) ne permite să precizăm întru câtva noțiunea de capacitate de interferență a unor fascicule coerente, în comparație cu concluziile generale din § 5. Expresiile pentru funcțiile de lumină φ_i și φ_k a două fascicule (indiferent, dacă sunt coerente sau incoerente) pot diferi, înafară

¹ În ultimul timp, G. S. Gorelik a atras atenția asupra faptului că radiotehnica modernă a gamei microundelor, împreună cu celule fotoelectrice cu inerție mică, deschide pentru aceasta noi posibilități.

de valorile lui a_n și θ_n , și printr'o anumită fază constantă δ . Se poate scrie de aceea sub forma generală:

$$\left. \begin{aligned} \varphi_i &= e^{i\omega_0(t-\frac{r}{c})} \left\{ \sum_{n=1}^{n=\infty} a_n e^{i \left[\Delta\omega(t-\frac{r}{c}) + \omega\theta_n \right]} \right\}; \\ \varphi_h &= e^{i\omega_0(t-\frac{r}{c}+\delta)} \left\{ \sum_{n=1}^{n=\infty} a'_n e^{i \left[\Delta\omega(t-\frac{r}{c}) + \omega\theta'_n \right]} e^{i\Delta\omega\delta} \right\} \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

unde

$$\omega = 2\pi\nu; \Delta\omega = 2\Delta\nu.$$

Pentru fasciculele coerente, supuse la a c e l e a ș i variații, în drumul lor dela punctul luminos până la locul de intersecție, avem evident

$$\left. \begin{aligned} \delta &= 0, \\ a'_n &= ba_n, \\ \theta'_n &= \theta_n, \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

unde b este un anumit factor constant. Prin urmare, în conformitate cu formula (6) din § 5 (în care $a_h = b$), superpoziția nu va fi respectată. Dacă la întâlnirea fasciculelor coerente sunt satisfăcute ultimele două condiții (13), dar $\delta \neq 0$, atunci rezultatul intersecției va depinde de gradul de monocromaticitate $\Delta\omega$ și de diferența de fază δ . Dacă produsul

$$\Delta\omega \cdot \delta \ll 1, \quad (14)$$

atunci expresiile din parantezele mari (12) pentru φ_i și φ_h coincid în mod practic și ambele funcții diferă numai printr'un factor constant b și o fază constantă în factorul armonic. În ceea ce privește interferența, asemenea fascicule trebuie să se comporte analog cu cele monocromatice ideale, fapt prin care se și justifică, în cele ce urmează, folosirea sistematică a noțiunii de lumină monocromatică ideală. Dacă condiția (14) nu este satisfăcută, atunci în intersecție va apare caracterul desordonat al fasciculelor și vizibilitatea interferenței va deveni mai mică pe măsură ce $\Delta\omega \delta$ va crește.

Dacă condițiile (13) nu sunt satisfăcute într'o măsură mai mică sau mai mare, atunci capacitatea de interferență a fasciculelor coerente scade. Punând, de exemplu, în drumul fasciculelor care se întâlnesc, filtre de lumină de diferite culori și făcând astfel să nu se respecte a doua din condițiile (13),

putem face să dispară interferența; dacă rapoartele $\frac{a'_n}{a_n}$ sau $\frac{\theta'_n}{\theta_n}$ pentru

diferiți n variază în mod haotic, atunci capacitatea de interferență a fasciculelor coerente dispare complet și fasciculele coerente încetează de a se deosebi prin proprietățile lor de cele incoerente. Posibilitatea de a realiza astfel de condiții este arătată la sfârșitul § 5. Singura deosebire empirică a fasciculelor coerente de acest gen, care nu au capacitatea de interferență, față de fasciculele incoerente, constă în faptul că, modificând condițiile de experiență, putem întotdeauna realiza interferența acestor fascicule, dacă ele sunt într'adevăr coerente. De exemplu, în experiența examinată la pagina 77 este suficient ca înainte de descompunerea vectorului OA în două componente, să delimităm din el o componentă care oscilează tot timpul într'o singură direcție și numai după aceasta să-l supunem la o descompunere în două componente coerente. Raportul componentelor va fi în asemenea condiții constant, și aducând vectorii într'un singur plan, dacă $\Delta\omega$ este suficient de mic, fasciculele vor interfera.

§ 7. Interferența fasciculelor paralele și antiparalele

Folosindu-ne de noțiunea auxiliară de fascicul monocromatic ideal și aplicând-o la interferența fasciculelor coerente suficient de monocromatice, reale, putem obține o topografie corectă a câmpului de interferență pentru cazurile și în limitele de precizie examinate în § 6.

Să presupunem că într'un anumit punct al spațiului se întâlnesc două raze monocromatice coerente, care diferă ca amplitudine și fază, dar cu funcțiile luminoase îndreptate în aceeași direcție:

$$\varphi_1 = A_1 \sin(\omega t - \theta_1); \quad \varphi_2 = A_2 \sin(\omega t - \theta_2).$$

Conform principiului de superpoziție a amplitudinilor, valoarea funcției luminoase φ în locul de întâlnire este

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 = A \sin(\omega t - \theta),$$

și ne putem convinge ușor că avem

$$A \sin \theta = A_1 \sin \theta_1 + A_2 \sin \theta_2;$$

$$A \cos \theta = A_1 \cos \theta_1 + A_2 \cos \theta_2;$$

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2 A_1 A_2 \cos(\theta_1 - \theta_2).$$

Ca măsură a energiei în locul de întâlnire al razelor, poate servi mărimea $\varphi^2 = A^2 \sin^2(\omega t - \theta)$. Valoarea medie $\overline{\varphi^2}$ este egală cu $\frac{A^2}{2}$ și deci valoarea

medie a energiei în locul de întâlnire al razelor este

$$\varepsilon = \frac{1}{2} [A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos (\theta_1 - \theta_2)]. \quad (15)$$

Dacă pentru diversele raze care compun fasciculele ce se intersectează, valoarea $\theta_1 - \theta_2$ va fi diferită în diferite puncte din locul de întâlnire, atunci și interferența rezultată va varia conform formulei (15). Această formulă va constitui o bază pentru examinarea unui caz mai general și mai concret de interferență.

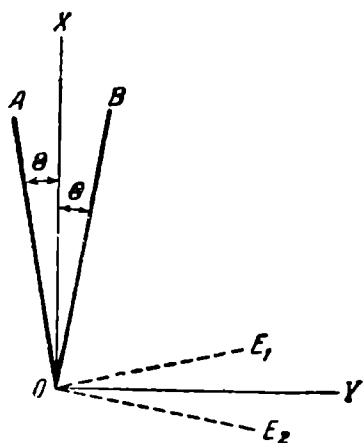


Fig. 23. Interferența unor fascicule paralele și antiparalele.

Să luăm în considerare proprietățile vectoriale ale luminii, concretizând funcționea luminoasă ca fiind intensitatea câmpului electric, și să notăm în consecință funcțiile φ_1 și φ_2 prin E_1 și E_2 . Să presupunem că în punctul O (fig. 23) se întâlnesc două raze, care se propagă în direcțiile diferite OA și OB din planul figurii. Să presupunem că vectorii E_1 și E_2 , perpendiculari pe raze, se află de asemenea în planul figurii. De vectorii electrici E_1 și E_2 sunt legați vectorii magnetici M_1 și M_2 îndreptați în cazul de față la fel pentru ambele raze, perpendicular pe planul figurii. Înlocuind ca și mai înainte, fasciculele reale

prin fascicule monocromatice ideale, putem scrie

$$\left. \begin{aligned} E_1 = M_1 &= A_1 \sin \left[\omega \left(t - \frac{r_1}{c} \right) \right]; \\ E_2 = M_2 &= A_2 \sin \left[\omega \left(t - \frac{r_2}{c} \right) - \delta \right], \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

unde δ este o diferență de fază constantă pentru punctul respectiv al spațiului; r_1 și r_2 sunt distanțele măsurate în lungul razelor OA și OB .

Pentru a ține seama de caracterul vectorial al lui E_1 și E_2 și de deosebirea direcțiilor E_1 și E_2 , vom introduce un sistem ortogonal de coordonate, îndreptând axa X pe bisectoarea unghiului 2θ dintre raza și axa Y în planul figurii. Din figură se vede că

$$\left. \begin{aligned} r_1 &= x \cos \theta - y \sin \theta; \\ r_2 &= x \cos \theta + y \sin \theta. \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

Descompunând vectorii E_1 , E_2 și M_1 , M_2 (perpendiculari pe raze) după axele de coordonate și substituind (17) avem

$$\left. \begin{aligned} E_{1x} &= A_1 \sin \theta \cdot \sin \left[\omega \left(t - \frac{x \cos \theta - y \sin \theta}{c} \right) \right]; \\ E_{2x} &= A_2 \sin \theta \cdot \sin \left[\omega \left(t - \frac{x \cos \theta + y \sin \theta}{c} \right) + \delta \right] \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

$$\left. \begin{aligned} E_{1y} &= -A_1 \cos \theta \cdot \sin \left[\omega \left(t - \frac{x \cos \theta - y \sin \theta}{c} \right) \right]; \\ E_{2y} &= A_2 \cos \theta \cdot \sin \left[\omega \left(t - \frac{x \cos \theta + y \sin \theta}{c} \right) + \delta \right]; \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

$$\left. \begin{aligned} M_{1z} &= A_1 \sin \left[\omega \left(t - \frac{x \cos \theta - y \sin \theta}{c} \right) \right]; \\ M_{2z} &= A_2 \sin \left[\omega \left(t - \frac{x \cos \theta + y \sin \theta}{c} \right) + \delta \right]. \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

Componentele vectorilor pe axele X , Y , Z nu interferează între ele, deoarece sunt perpendiculare două câte două; de aceea, pentru a găsi valoarea medie în timp a energiei este suficient, pe baza superpoziției amplitudinilor, să se sumeze fiecare din expresiile (18), (19) și (20) în parte și să se calculeze apoi valorile medii ale patratelor sumelor obținute. În felul acesta, folosindu-ne de formula (15) avem

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{2} E_x^2 &= \frac{\sin^2 \theta}{4} \left[A_1^2 + A_2^2 - 2A_1 A_2 \cos \left(\frac{2\omega y}{c} \sin \theta - \delta \right) \right]; \\ \frac{1}{2} E_y^2 &= \frac{\cos^2 \theta}{4} \left[A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos \left(\frac{2\omega y}{c} \sin \theta - \delta \right) \right]; \\ \frac{1}{2} M_z^2 &= \frac{1}{4} \left[A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos \left(\frac{2\omega y}{c} \sin \theta - \delta \right) \right]. \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

Suma expresiilor (21) determină energia în punctul respectiv al câmpului de interferență. Dacă vectorii E_1 și E_2 ar fi îndreptați perpendicular pe planul figurii, ar trebui să înlocuim E_x și E_y prin M_x și M_y , iar M_z prin E_z . În cazul general al interferenței unor fascicule cu vectori îndreptați altfel, se pot descompune acești vectori pe aceleași direcții și apoi se pot folosi expresiile (21).

Aşa cum s'a pus problema, ea este echivalentă cu înlocuirea fasciculelor, care se întâlnesc sub un unghi oarecare 2θ , prin două perechi de fascicule, care se propagă paralel ($2\theta = 0$) şi antiparalel ($2\theta = \pi$). O astfel de înlocuire fiind un procedeu pur matematic, prezintă în acelaşi timp un interes fizic esenţial, clarificând două cazuri extreme de interferenţă, foarte deosebite, la care pot fi reduse toate celelalte. Să le examinăm pe fiecare în parte.

Interferenţa fasciculelor paralele. În acest caz $\theta = 0$, iar în baza lui (21), valoarea medie a energiei se scrie astfel:

$$\frac{1}{2}(E_y^2 + M_z^2) = \frac{1}{2}[A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos \delta]. \quad (22)$$

În această expresie nu intră coordonatele şi prin urmare rezultatul interferenţei în tot spaţiul în care se întâlnesc fasciculele trebuie să fie acelaşi. Pentru δ egal cu un număr întreg de π , abaterile dela superpoziţie sunt cele mai pronunţate; pentru multipli pari de π , $\delta = 2k\pi$, energia ia valoarea maximă $\frac{1}{2}(A_1 + A_2)^2$; pentru multipli impari de π , $\delta = (2k + 1)\pi$, se obţin valorile minime pentru energie $\frac{1}{2}(A_1 - A_2)^2$; pentru δ , egal cu un număr întreg impar de $\frac{\pi}{2}$, adică $\delta = (2k + 1)\frac{\pi}{2}$, superpoziţia este satisfăcută şi energia este egală cu $A_1^2 + A_2^2$.

Interferenţa fasciculelor antiparalele. În acest caz, $\theta = \frac{\pi}{2}$, şi energia în câmpul de interferenţă este

$$\frac{1}{2}(E_x^2 + M_z^2) = \frac{1}{2}[A_1^2 + A_2^2], \quad (23)$$

adică este peste tot constantă şi nu depinde de diferenţa de fază δ . Astfel, dacă vorbim de energie, independent de formele ei, atunci în cazul interferenţei unor fascicule antiparalele, superpoziţia este satisfăcută în fiecare punct al câmpului de interferenţă. În realitate, energia în cazul considerat se transformă şi se redistribue. Toţi reactivii optici sensibili la energia luminoasă (fluorescenţă, procese fotochimice) răspund de obicei (dar nu întotdeauna) la componenta electrică şi nu detectează energia magnetică. Pentru $\theta = \frac{\pi}{2}$

avem din formulele (21):

$$\frac{1}{2} E_x^2 = \frac{1}{4} \left[A_1^2 + A_2^2 - 2A_1 A_2 \cos \left(\frac{2\omega y}{c} - \delta \right) \right]; \quad (24)$$

$$\frac{1}{2} M_z^2 = \frac{1}{4} \left[A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos \left(\frac{2\omega y}{c} - \delta \right) \right], \quad (25)$$

adică energia electrică și magnetică depind fiecare în parte, înafară de fază, și de coordonata y . Energia electrică, care intervine în experiențele optice, are valori maxime și minime pentru

$$\frac{2\omega y}{c} - \delta = k\pi,$$

adică pentru

$$y = \frac{k\pi + \delta}{2\omega} c.$$

Oricare ar fi δ , distanțele dintre maximele și minimele succesive în lungul axei y sunt egale cu

$$\frac{\pi c}{\omega} = \frac{\lambda}{2},$$

iar maximele de energie electrică corespund la minime magnetice.

Rezultatele interacțiunii dintre fasciculele paralele și antiparalele sunt astfel foarte diferite; în primul caz, energia (atât cea electrică, cât și cea magnetică) este distribuită uniform în câmpul de interferență, în schimb nu mai avem o superpoziție a energiei totale; în al doilea caz, se formează o structură strati-formă a maximelor alternative ale energiei electrice și magnetice, iar superpoziția energiei totale este peste tot respectată.

Decosebirea dintre interferența fasciculelor paralele și antiparalele se constată de asemenea și atunci când examinăm fluxul de energie. Să scriem vectorii fluxului de energie pentru cele două cazuri. Pentru fasciculele care se propagă în lungul axelor x și y , găsim respectiv

$$\begin{aligned} \overline{S_x} &= c \overline{E_y M_z} ; \\ \overline{S_y} &= c \overline{E_x M_z} . \end{aligned}$$

Punând în formulele (18), (19) și (20) pe 0 egal succesiv cu 0 și $\frac{\pi}{2}$, scriind expresiile pentru E_y , E_x , M_z și calculând, cu ajutorul formulei (15), valorile medii ale lui $E_y M_z$ și $E_x M_z$, găsim

$$\overline{S_x} = \frac{c}{2} [A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos \delta]. \quad (26)$$

Să considerăm cazul unor fascicule de aceeași intensitate, punând $A_1 = A_2$. La interferența unor fascicule paralele, fluxul de energie poate oscila între 0 și A^2c , în funcție de faza δ ; fluxul nul corespunde anulării energiei, așa cum rezultă din compararea cu formula (22). În cazul interferenței unor fascicule antiparalele, pentru $A_1 = A_2$ fluxul de energie este întotdeauna egal cu zero, energia se conservă peste tot, dar rămâne imobilă și obținem unde staționare, în care nodurilor electrice imobile le corespund maxime magnetice, și invers. Dacă pentru cazul general $A_1 \neq A_2$ vom pune $A_1 = A_2 + A'$, atunci putem interpreta câmpul de interferență al unor fascicule antiparalele ca un rezultat al suprapunerii undelor staționare peste unda progresivă obișnuită de amplitudine A' , care nu are cu cine să interfereze. Exact același raționament este valabil, desigur, și în cazul interferenței fasciculelor paralele de amplitudini diferite; câmpul de interferență poate fi considerat ca o suprapunere a interferenței unor unde paralele de amplitudine egală și a unei unde progresive. În felul acesta, orice tablou de interferență poate fi interpretat ca o suprapunere a unor unde staționare, a interferenței în sensul mai restrâns al cuvântului (adică a interferenței unor fascicule paralele) și a unei unde progresive care nu interferează cu nimic. Din acest punct de vedere, majoritatea experiențelor de interferență, în care se găsesc franje, alternativ întunecate și luminoase, reprezintă o demonstrație experimentală a existenței atât a interferenței în sensul restrâns al cuvântului, cât și a undelor staționare.

Nerespectarea superpoziției intensităților luminoase în câmpul de interferență din fiecare experiență realizabilă nu contrazice, bineînțeles, principiul de conservare a energiei.

Structura periodică a câmpului de interferență arată că abaterea dela superpoziție în unele regiuni este compensată de o abatere de sens opus în regiunile vecine, astfel încât integrala energiei, extinsă asupra întregului spațiu de interferență, este egală cu suma energiilor, corespunzătoare fiecărui fascicul în parte¹. Datorită interferenței, energia se redistribue fără ca principiul de conservare să fie infirmat.

¹ Această concluzie este incontestabilă pentru fascicule care diverg dintr'un singur punct luminos. Cu radiatori artificiali (stații radiofonice) putem obține două centre separate, care să emită fascicule coerente. În acest caz, nu putem afirma că energia totală radiată este egală cu suma energiilor fiecărui radiator în parte. Aceștia din urmă pot să se influențeze reciproc și energia totală poate să difere mult de o sumă simplă. Totodată este clar că, dacă acoperim succesiv cu ajutorul unui ecran oarecare, fasciculele care pleacă dela fiecare dintre radiatori și măsurăm energia fasciculului necranat, atunci suma acestor energii va fi întotdeauna egală cu energia totală a radiației. În acest sens, care se referă la fascicule și nu la surse, trebuie înțeleasă concluzia trasă. Un caz, într'o anumită măsură analog celor două stații radiofonice care emit unde coerente, se întâlnește și în optică în studiul radiației în interiorul unui mediu absorbant, când între molecula radiantă și moleculele vecine absorbante există o legătură de rezonanță inductivă. Această problemă este examinată în partea a treia a lucrării de față.

Trebue să observăm, însă, că aplicarea riguroasă, consecventă, a noțiunii de fascicule delimitate strict în mod geometric nu este în concordanță ca atare cu conservarea energiei, și duce la concluzia paradoxală a necesității abaterii dela ea. Să presupunem că două fascicule paralele coerente, net delimitate de lărgimea a , se intersectează sub un unghi foarte mic α ; în regiunea $ABCD$ (fig. 24) se produce interferența. Să presupunem că în punctele B și C , deci și în lungul liniei BC , faza razelor incidente este aceeași, adică la o intensitate egală a fasciculelor, energia în lungul liniilor BC este de două ori mai mare decât rezultă pe baza principiului de superpoziție. Pentru ca această abatere dela superpoziție să poată fi compensată în limitele $ABCD$ de o abatere în sens opus, este necesar ca în punctul A diferența de drum a fasciculelor concurente să atingă cel puțin valoarea $\frac{\lambda}{2}$. Această diferență este egală cu

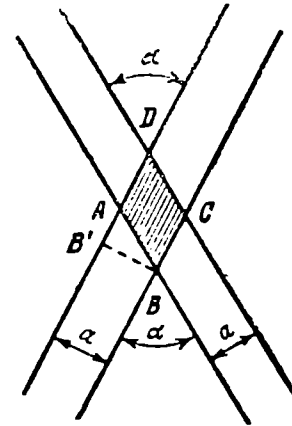


Fig. 24. Interferența și conservarea energiei.

$$BA - B'A = a \left\{ \frac{1}{\sin \alpha} - \frac{1}{\operatorname{tg} \alpha} \right\} = \frac{2a \sin^2 \frac{\alpha}{2}}{\sin \alpha}$$

Pentru $BA - B'A = \frac{\lambda}{2}$ și a foarte mici avem de aici

$$\alpha = \frac{\lambda}{a}.$$

Cu alte cuvinte, pentru respectarea legii de conservare a energiei este necesar ca

$$\alpha > \frac{\lambda}{a}, \quad (27)$$

altfel, conservarea energiei nu va fi respectată, și pentru $\alpha = 0$ întreaga regiune în care fasciculele se intersectează va fi o regiune în care energia ar dispărea sau invers, ar apărea fără compensare. Rezolvarea acestui paradox rezidă, bineînțeles, în ipoteza greșită a delimitării nete a fasciculelor luminoase și a direcțiilor lor. Direcția razelor într'un fascicul « paralel » nu poate fi dată din punct de vedere fizic cu o precizie mai mare decât (27). Un fascicul paralel ideal, la fel ca și un fascicul omocentric ideal, este o ficțiune care se apropie cu atât mai mult de realitate, cu cât secțiunea a a fasciculului este

mai mare. Dimpotrivă, cu cât α este mai mic, cu atât limitele fasciculului trebuie să devină mai nedeterminate; de exemplu, dacă încercăm să obținem un fascicul de lumină de lărgimea λ , unghiul de nedeterminare α va fi mai mare decât 1. Acest fapt este confirmat de experiențele de difracție.

Orice delimitare a fasciculului de lumină, absolut inevitabilă în experiență, introduce erori în teoria elementară a interferenței expusă în acest capitol, o eroare fiind cu atât mai mare, cu cât fasciculele folosite sunt mai înguste.

Abaterile menționate dela legea de conservare a energiei trebuie să aibă loc nu numai în cazul examinat, dar în general în orice experiență de interferență, la limitele câmpului de interferență, unde abaterile locale dela superpoziție nu mai pot fi compensate prin nimic.

Legea de conservare a energiei cere o limitare a noțiunii de fascicul luminos, independent de experiențele directe de difracție și în felul acesta cazurile extreme examinate, de interferență a fasciculelor paralele și anti-paralele în parte, reprezintă numai o abstracție. În realitate, avem întotdeauna de a face cu o combinare a celor două cazuri.

§ 8. Interferența Fresnel

Fenomenele fundamentale de interferență pot fi împărțite în două grupe:

I. Interferența între fascicule diferite, care se propagă dela unul și același punct luminos. Fenomenele din acest grup au fost studiate și explicate de către Fresnel. Să le numim interferență Fresnel.

II. Interferența între fascicule care se obțin prin împărțirea unui fascicul luminos în două sau într'un număr mai mare cu ajutorul refracției, reflecției, a refracției duble. Interferența de al doilea tip a fost studiată experimental și cantitativ pentru prima dată de Newton într'un caz particular (inelele lui Newton). Să o numim interferență Newton.

De interferența Fresnel sunt legate anumite proprietăți importante de microstructură a surselor de radiație. De aceea vom examina mai amănunțit, în cele ce urmează, această clasă de fenomene de interferență.

Putem face să interfere fascicule separate, care se nasc într'un centru comun, dacă le schimbăm direcția, ceea ce se realizează cu ajutorul reflecției, refracției, difuziei sau difracției. În acest caz, se presupune că procesele amintite nu modifică proprietățile de coerență a fasciculului respectiv, fapt care este confirmat în majoritatea

cazurilor de experiență. Fără a schimba coerența, reflexia, refracția și difracția modifică totuși capacitatea de interferență a fasciculelor de lumină, influențând faza, amplitudinea și direcția vectorului electric din componentele monocromatice ale fasciculului. Prin reflexia și refracția pe corpuri mobile, variază de asemenea și frecvența oscilațiilor, fasciculul păstrează însă proprietățile de coerență.

Toate cazurile de interferență Fresnel pentru două fascicule coerente pot fi reduse la următoarea schemă: există două puncte luminoase coerente L_1 și L_2 (fig. 25), de la care pleacă în toate direcțiile fascicule luminoase. În orice experiență cu lumină naturală, cel puțin unul dintre puncte trebuie să fie fictiv (imaginea virtuală într-o oglindă, prismă, lentilă etc.). Pentru fascicule « monocromatice » (în cele ce urmează, dacă nu există vreo specificare specială, presupunem mereu că avem de a face cu fascicule monocromatice), rezultatul interferenței va fi determinat de diferența de fază δ în punctul de intersecție. Într'un mediu omogen, δ va fi determinată de diferența de drum $PL_1 - PL_2$ de la punctele luminoase L_1 și L_2 până la punctul respectiv P al spațiului și anume:

$$\delta = 2\pi \frac{PL_1 - PL_2}{\lambda}. \quad (28)$$

Locul geometric al punctelor cu aceeași valoare a fazei δ , adică cu aceleași abateri de la superpoziție, vor fi suprafețele, determinate de ecuația.

$$PL_1 - PL_2 = \text{const},$$

adică hiperboloizi de rotație cu axa dirijată de-a-lungul liniei L_1L_2 și cu sursele fictive L_1

și L_2 drept focare. Spațiul de interferență Fresnel trebuie prin urmare să fie intersectat de hiperboloizi de fază egală, alternativ întunecați și luminoși, a căror intersecție cu un ecran plan ne dă o imagine de interferență, formată din franje curbate, întunecate și luminoase. Aceste franje pot fi observate în orice regiune a spațiului. În lungul liniei L_1L_2 care unește sursele, interferează fascicule antiparalele, iar în această regiune avem unde staționare, care ne dau maxime și minime așezate la distanțe egale între ele. În toate celelalte regiuni ale interferenței, razele se întâlnesc sub un anumit unghi și în câmpul de interferență apar în același timp interacțiuni de fascicule paralele și antiparalele.

În experiențele de interferență, ecranul se așează de obicei paralel cu linia care unește sursele fictive L_1 și L_2 (fig. 26). Punctul O care se găsește

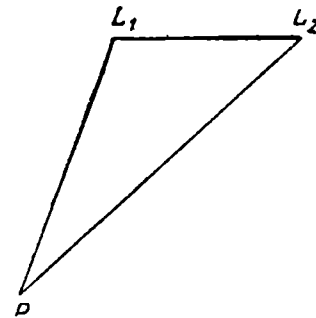


Fig. 25. Schema experiențelor de interferență (interferență Fresnel).

la mijlocul distanței L_1L_2 va fi centrul figurii de interferență, dacă ambele raze OL_1 și OL_2 pleacă dela surse de fază egale. Pentru a calcula

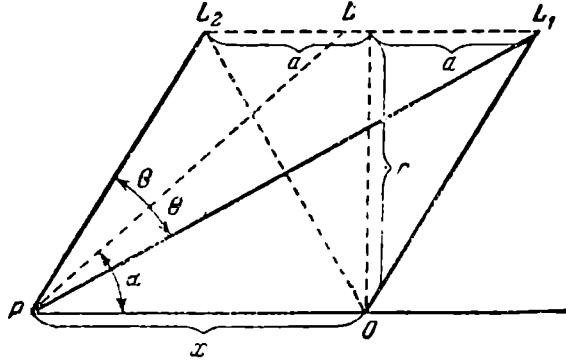


Fig. 26. Schema experiențelor de interferență.

faza δ într'un anumit punct P al ecranului, trebuie să cunoaștem diferența de drum $PL_1 - PL_2$. Să trasăm bisectoarea PL (care în general nu trece prin mijlocul distanței $L_2L_1 = 2a$), să notăm unghiul format de ea cu axa $OP = x$ prin α , iar unghiurile formate cu bisectoarea de cele două raze, prin θ . Distanța dela sursă până la ecranul OP o notăm cu r . Din figură rezultă că

$$PL_1 - PL_2 = r \left\{ \frac{1}{\sin(\alpha - \theta)} - \frac{1}{\sin(\alpha + \theta)} \right\} = \frac{2r \cos \alpha \sin \theta}{\sin(\alpha - \theta) \sin(\alpha + \theta)}. \quad (29)$$

În majoritatea experiențelor cu interferența Fresnel, $\alpha \approx \frac{\pi}{2}$, $\theta \approx 0$, iar distanța r este mare în comparație cu a și în consecință $PL \approx r$ și

$$PL_1 - PL_2 \approx 2r \cos \alpha \sin \theta \approx \frac{2ax}{r}. \quad (29')$$

În experiențele cu interferența fasciculelor sub un unghi θ mare, care sunt analizate în capitolul III, $\alpha \approx \frac{\pi}{2}$, dar θ diferă foarte mult de 0. Limitându-ne în rest la aceleași aproximații ca și mai înainte, avem

$$PL_1 - PL_2 \approx 2r \frac{\cos \alpha \operatorname{tg} \theta}{\cos \theta} \approx \frac{2ax}{r \cos \theta}. \quad (29'')$$

Dacă a este foarte mic, adică $\theta \approx 0$, și α diferă esențial de zero, atunci pe baza relației (29) avem evident.

$$PL_1 - PL_2 \approx \frac{2ax}{\sqrt{r^2 + x^2}}. \quad (29''')$$

Maximele de iluminare pe ecran se obțin pentru $\delta = 2k\pi$, minimele pentru $\delta = (2k + 1)\pi$. Pentru θ mici și $\alpha \approx \frac{\pi}{2}$ distanța Δx dintre centrele franjelor succesive, întunecate sau luminoase, se exprimă pe baza relațiilor (28) și (29') prin formula

$$\Delta x = \frac{r}{2a} \lambda. \quad (30)$$

Pentru ca franjele de interferență să fie bine vizibile, adică să fie așezate la o distanță Δx sesizabilă, este necesar ca distanța unghiulară $\frac{a}{r}$ dintre punctele coerente să fie suficient de mică. De exemplu: pentru ca $\Delta x = 1$ mm când $\lambda = 6 \cdot 10^{-5}$ cm, este necesar a avea $\frac{a}{r} = 3 \cdot 10^{-4}$ adică pentru $r = 1$ m, a nu trebuie să fie mai mare decât 0,3 mm.

Din punct de vedere principal, este interesant de menționat că pentru observarea fenomenelor de interferență dimensiunile absolute a nu trebuie să fie mai mici decât o anumită valoare. Din formula (29'''), se vede că valoarea maximă a diferenței de fază în întregul câmp de interferență este

$$\delta_m = \frac{4\pi a}{\lambda}.$$

Fie $\delta_m < \pi$, adică

$$a < \frac{\lambda}{4}. \quad (31)$$

Dacă toate concluziile precedente ar fi valabile și în acest caz, atunci în tot câmpul de interferență abaterea de superpoziție s'ar produce în sensul existenței unui surplus de energie, adică în orice caz surplusul de energie în unele locuri nu ar fi compensat de lipsa ei în alte locuri, cu alte cuvinte legea de conservare a energiei nu ar fi respectată. Prin urmare, începând cu distanțele dintre sursele coerente fictive de ordinul lui λ , concluziile noastre, bazate pe ipoteza unor fascicule net delimitate, nu pot fi valabile. Reunirea legii de conservare a energiei cu interferența ne duce astfel din nou la concluzia valabilității aproximative a concepției despre fascicule luminoase. În optică, punctele luminoase coerente sunt întotdeauna fictive (sau cel puțin unul dintre puncte este fictiv), de aceea limita (31) este echivalentă cu limita unghiulară (27), adică cu unghiul minim care reprezintă precizia cu care pot fi determinate limitele fasciculului de lumină. Dacă distanța dintre punctele luminoase fictive este mai mică decât limita amintită, nu există posibilitatea de a afirma dacă avem de a face cu un fascicul luminos sau cu două fascicule, și câmpul luminos va fi același ca și dela un singur punct luminos.

§ 9. Interferența Fresnel și dimensiunile sursei

Până acum s'a presupus că sursa luminoasă este un punct.

Experiențele obișnuite de interferență reușesc numai în cazul unor dimensiuni reale sau unghiulare foarte mici ale corpului luminos. Folosind

metoda simplificată de interferență pentru rezolvarea problemelor optice și presupunând că diferitele puncte ale corpului luminos sunt incoerente, este ușor de calculat pentru cazurile simple, influența dimensiunilor surse asupra tabloului de interferență.

Să ne limităm la problema plană, presupunând că drept sursă servește o linie dreaptă luminoasă. Să examinăm schema foarte adecuată pentru

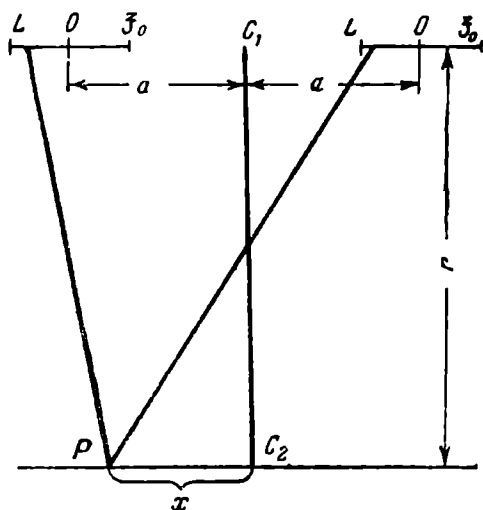


Fig. 27. Interferența Fresnel și dimensiunile sursei.

cazuri ca experiența lui Lloyd, oglinzile lui Fresnel, biprisma etc. (fig. 27). Vom studia separat experiența lui Young. Două surse fictive de dimensiuni finite, de exemplu imaginile unui fir luminos în oglinzile lui Fresnel, sunt așezate simetric față de linia medie C_1C_2 , lungimea celor două linii luminoase este $2\xi_0$, distanțele centrelor lor de la axă, adică C_1O și C_1O' , sunt egale cu a , distanța $C_1C_2 = r$, distanța punctului P de pe ecran până la centru $C_2P = x$. Două puncte coerente corespunzătoare L și L' trimit în punctul P fascicule care interferează în acest punct. Pentru calculul interferenței rezultate să calculăm diferența geometrică de drum $L'P - LP$,

presupunând că $r \gg \xi_0$ și a , ceea ce corespunde foarte bine cu condițiile experiențelor reale. Din figură se vede că

$$\begin{aligned} L'P - LP &= \sqrt{r^2 + (x + a - \xi)^2} - \\ &- \sqrt{r^2 + (x - a - \xi)^2} \approx \frac{2a(x - \xi)}{r}, \end{aligned} \quad (32)$$

în care $\xi = OL = O'L'$. De aici rezultă diferența de fază a razelor considerate

$$\delta = \frac{4\pi(x - \xi)a}{\lambda r} \quad (33)$$

(lumina se presupune monocromatică cu lungimea de undă λ). Presupunând că amplitudinile fasciculelor care interferează sunt egale între ele și egale cu A , găsim cu ajutorul formulei (15) valoarea medie a energiei în punctul P , condiționată de fasciculele care vin de la elementul infinitesimal $d\xi$ al liniei luminoase

$$d\varepsilon = A^2 \left\{ 1 + \cos \frac{4\pi}{\lambda} \cdot \frac{a}{r} (x - \xi) \right\} d\xi. \quad (34)$$

În punctul P se întâlnesc de asemenea fascicule provenite dela celelalte porțiuni ale liniei luminoase, aceste porțiuni fiind incoerente între ele. Pe baza superpoziției intensităților razelor incoerente (1) avem în punctul P următoarea valoare pentru energia totală

$$\begin{aligned} \varepsilon &= A^2 \int_{-\xi_0}^{+\xi_0} \left\{ 1 + \cos \frac{4\pi}{\lambda} \cdot \frac{a}{r} (x - \xi) \right\} d\xi = \\ &= A^2 \left\{ 2\xi_0 + \frac{\lambda r}{2\pi a} \cos \left(\frac{4\pi a}{\lambda} \cdot \frac{x}{r} \right) \sin \left(\frac{4\pi a \xi_0}{\lambda r} \right) \right\}. \end{aligned} \quad (35)$$

Aici s'a presupus că amplitudinea A este aceeași pentru toate elementele liniei luminoase în raport cu punctul P .

Să analizăm formula (35). Primul termen din parantezele mari corespunde, evident, superpoziției normale a intensităților, al doilea termen abaterii dela această superpoziție, adică în general interferența trebuie să aibă loc pentru orice dimensiuni ale corpului, care corespund ipotezelor făcute. În acest caz distribuția franjelor de interferență rămâne aceeași ca și pentru un punct luminos. Admițând $\xi_0 = \text{const}$, vedem că al doilea termen din formula (35)

capătă o valoare maximă (în valoare absolută) pentru $\frac{4\pi a}{\lambda} \cdot \frac{x}{r} = k\pi$, unde

k este un număr întreg, iar distanța dintre două franje succesive (de exemplu luminoase) este

$$\Delta x = \frac{r\lambda}{2a} \quad (36)$$

în concordanță cu (30). Prezența celui de al doilea factor periodic din al doilea termen al formulei (35) ne arată că contrastul franjelor de interferență trebuie să varieze periodic. Dacă variem continuu lungimea $2\xi_0$ a liniei luminoase, interferența trebuie să dispară complet pentru

$$\frac{4\pi a \xi_0}{\lambda r} = k\pi,$$

unde $k = 1, 2, 3, \dots$

sau pentru

$$\xi_0 = k \frac{\lambda r}{4a} \quad (37)$$

și să atingă o claritate maximă pentru

$$\xi_0 = \frac{2k+1}{8a} \lambda r. \quad (38)$$

Variind continuu lărgimea fantei luminoase în experiența cu biprismă sau cu oglinzile lui Fresnel, trebuie să se observe dispariția și apariția periodică a imaginii de interferență. Dacă variem distanța $2a$ dintre sursele fictive, păstrând ξ_0 constant, atunci trebuie să se producă aceeași dispariție și apariție periodică a franjelor de interferență. Dacă, de exemplu, umplem o biprismă goală cu lichide cu indicele de refracție variind continuu, franjele trebuie să dispară periodic. În sfârșit, dacă variem continuu pe λ și r , adică distanța dintre sursele fictive și ecran, trebuie să se producă de asemenea variații periodice, dar mai complicate, ceea ce se poate observa din formula (35). Suprafețele de fază egală pentru o linie luminoasă de dimensiuni finite nu vor fi continue; familiile de hiperboloizi, corespunzătoare fiecărei perechi de puncte coerente, se vor intersecta în general, întărindu-se sau slăbindu-se reciproc.

Teoria elementară a interferenței nu poate da o lege exactă pentru distribuirea intensității în câmpul de interferență, deoarece fenomenul se complică prin difracție. Totuși, un simptom calitativ atât de pronunțat, cum este dispariția franjelor de interferență, este prevăzut de această teorie în mod corect și în concordanță cu experiența. Condiția (37) de dispariție a franjelor ne dă o nouă relație de interferență, care poate fi folosită pentru măsurători, alături de relația fundamentală (30).

Valoarea maximă a termenului al doilea din formula (35) este $A^2 \frac{\lambda r}{2 \pi a}$ independent de valoarea lui ξ_0 , în timp ce primul termen $A^2 2\xi_0$, care corespunde superpoziției, crește continuu odată cu creșterea dimensiunilor sursei. De aceea, este clar că abaterea dela superpoziție și vizibilitatea interferenței, cu toată apariția și dispariția periodică a interferenței, devine tot mai mică pe măsură ce dimensiunile sursei cresc. Am definit în § 5 prin formula (4) vizibilitatea interferenței drept raportul dintre valoarea absolută a termenului care produce abaterea dela superpoziție, și valoarea energiei corespunzătoare superpoziției. Cu alte cuvinte, aceasta se poate exprima astfel:

$$V = \frac{E - e}{E + e}, \quad (39)$$

unde E este iluminarea maximă, iar e iluminarea minimă în câmpul de interferență. Pentru cazul nostru avem

$$V = \frac{\lambda r}{4 \pi a \xi_0}, \quad (40)$$

adică vizibilitatea scade odată cu creșterea lui ξ_0 . Practic, în condițiile cele mai favorabile de observație cu ochiul liber sau cu un aparat, putem descoperi

o diferență de cca 1% în iluminarea a două porțiuni vecine (sensibilitatea fotometrică). De aceea, dacă

$$\xi_0 > \frac{\lambda r}{0,04 \pi a}, \quad (41)$$

interferența nu poate fi observată. Pentru $r = 1$ m, $\lambda = 6 \cdot 10^{-5}$ cm, această inegalitate ia forma: $a \xi_0 > 5 \cdot 10^{-2}$; a nu poate fi mai mic decât ξ_0 în condițiile experimentale, deoarece în caz contrar imaginile sursei s'ar fi suprapus cu cele două capete opuse; în cele mai favorabile condiții avem prin urmare $a \approx \xi_0$, de unde rezultă că, pentru exemplul considerat, valoarea limită $2\xi_0$ a dimensiunilor sursei, pentru care interferența dispăre, este aproximativ egală cu 4 mm.

Particularitățile menționate ale interferenței, în cazul unor surse de dimensiuni finite, au căpătat de mult timp aplicații importante în domeniul astronomiei și al microscopiei pe baza schemei experienței lui Young. Condițiile în această schemă sunt într-o câțiva diferite de cazul examinat mai înainte. Să presupunem că drept sursă de lumină servește linia AB (fig. 28), așezată paralel cu linia care unește două orificii foarte mici, S_1 și S_2 , în ecranul CD . Tabloul de interferență se obține pe ecranul EF , paralel cu AB și CD . Centrul liniei luminoase O_1 este în dreptul centrelor O_2 și O_3 ale lui CD și ale ecranului EF . Să notăm $O_1 O_2 = R$, $O_2 O_3 = r$, $O_1 B = \xi_0$, $O_2 S_1 = a$ și să presupunem

$$\begin{aligned} R &\gg a \text{ și } \xi_0, \\ r &\gg a \text{ și } x, \end{aligned} \quad (42)$$

ceea ce este pe deplin satisfăcut în observațiile astronomice. Fasciculele de lumină dela punctul L al sursei liniare, aflat la distanța ξ de O_1 suferind difracția pe orificiile S_1 și S_2 , se întâlnesc în punctul P al ecranului, aflat la distanța x dela centrul O_3 . Diferența de drum a razelor LS_1P și LS_2P este egală cu

$$\sqrt{(a + \xi)^2 + R^2} + \sqrt{(a + x)^2 + r^2} - \sqrt{(a - \xi)^2 + R^2} - \sqrt{(a - x)^2 + r^2}.$$

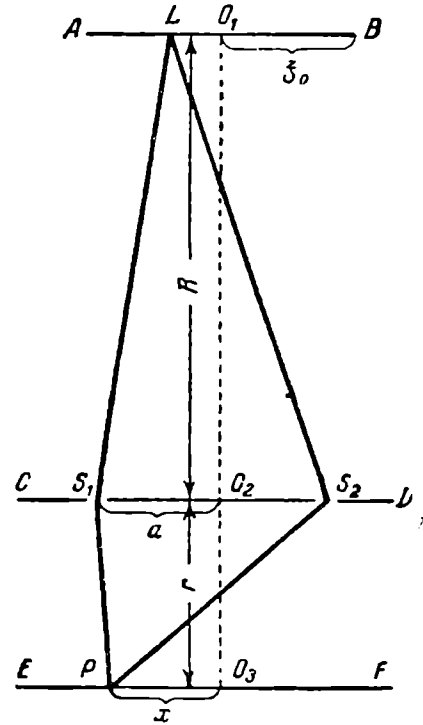


Fig. 28. Schema interferenței lui Young și dimensiunile sursei.

Desvoltând radicalii în serie și folosind (42), găsim aproximativ

$$LS_1 P - LS_2 P = 2a \left\{ \frac{\xi}{R} + \frac{x}{r} \right\}.$$

Raționând mai departe absolut la fel ca și în problema precedentă, găsim pentru energia în punctul P al ecranului, valoarea

$$\begin{aligned} \bar{\varepsilon} = A^2 \int_{-\xi_0}^{+\xi_0} \left\{ 1 + \cos \frac{4\pi}{\lambda} a \left(\frac{\xi}{R} + \frac{x}{r} \right) \right\} d\xi = A^2 \left\{ 2\xi_0 + \frac{\lambda R}{2\pi a} \cos \left(\frac{4\pi}{\lambda} \cdot \frac{a}{r} x \right) \right. \\ \left. \sin \left(\frac{4\pi}{\lambda} \cdot \frac{a}{r} \xi_0 \right) \right\}. \end{aligned} \quad (43)$$

Distanța dintre franjele de interferență este, ca și mai înainte, determinată de formula (30); condiția de dispariție a interferenței va fi în cazul de față

$$\frac{4\pi}{\lambda} \cdot \frac{a}{R} \xi_0 = k\pi, \quad (44)$$

unde $k = 1, 2, 3, \dots$

Toate concluziile trase din analiza primei probleme rămân valabile și în cazul experienței lui Young.

În felul acesta, instalația de interferență, montată conform schemei lui Young, poate servi ca interferometru în două privințe: în aparatul lui Rayleigh ea servește pentru măsurătorile relative ale indicelui de refracție al mediului; în instalația adaptată pentru o variație continuă a distanței $2a$ dintre fante, aceeași schemă poate fi folosită pentru măsurarea dimensiunilor obiectului luminos, așa cum reiese clar din formula (44). Din aceeași formulă rezultă că un astfel de interferometru va acționa în sensul indicat numai în cazul unui interval mare de variație a lui a . Prima dispariție a franjelor se poate produce numai pentru $k = 1$. Prin urmare, intervalul minim de variație a lui a , $\Delta a_{\min}$, trebuie să satisfacă condiția

$$2 \Delta a_{\min} \geq \frac{\lambda R}{2 \xi_0},$$

conform relației (42), $\frac{2 \xi_0}{R}$ corespunde dimensiunilor unghiulare φ ale obiectului luminos. De aceea se poate scrie pentru dimensiunile minime ale sursei liniare, care mai pot fi încă măsurate cu metoda de interferență, următoarea condiție:

$$\varphi_{\min} \geq \frac{\lambda}{2 \Delta a_{\min}}. \quad (45)$$

$\varphi_{\min}$ poate fi numită limită a puterii de rezoluție pentru instalația de interferență respectivă, în analogie cu același termen din teoria bazată pe difracție, a telescopului, microscopului și a altor aparate optice. Formula (45) ne dă pentru $\varphi_{\min}$ o valoare de două ori mai mică decât expresia corespunzătoare pentru telescop, adică în ceea ce privește determinarea dimensiunilor, interferometrul nu este mai prejos decât un telescop.

Metoda interferențială pentru determinarea dimensiunilor corpurilor luminoase poate fi desigur aplicată nu numai la obiecte telescopice dar și la obiecte microscopice, lucru care a și fost realizat de Siedentopf. Dacă acoperim orificiul obiectivului unui microscop printr'o diafragmă cu două fante mici la capetele diametrului, imaginea micului obiect se va întinde în lungul drepte care unește fantele. Această bandă alungită va fi acoperită în general cu franje de interferență.

În cazul considerat, formulele noastre, deduse în cazul ipotezei (42), trebuie rectificate. În cazul observării cu microscopul, a este comparabil și poate fi chiar mai mare decât R , deaceia noi trebuie să înlocuim (42) cu condițiile:

$$\left. \begin{array}{l} R \gg \xi_0; \\ a \gg \xi_0; \\ r \gg x; \\ a \gg x. \end{array} \right\} \quad (46)$$

În acest caz se poate găsi ușor, absolut la fel ca și în problemele examinate mai înainte, că condiția (44) de dispariție a franjelor trebuie înlocuită printr'o altă condiție și anume:

$$\frac{4\pi a \xi_0}{\lambda \sqrt{R^2 + a^2}} = k\pi. \quad (47)$$

Formula mai exactă pentru puterea de rezoluție diferă de asemenea de expresia aproximativă (45). Pentru valoarea minimă $k = 1$ avem din (47)

$$2\xi_0 = \frac{\lambda \sqrt{R^2 + a^2}}{2a}.$$

Să introducem în locul unghiului φ de mai înainte, unghiul u format cu normala de unul dintre fasciculele care interferează. În acest caz, $a = \sqrt{R^2 + a^2} \sin u$. Spațiul dintre obiect și obiectiv poate fi umplut cu diferite lichide, având indicii de refracție μ . Evident că în acest caz lungimea de undă va deveni mai mică, luând valoarea $\frac{\lambda}{\mu}$. Substituind

aceasta în valoarea minimă scrisă mai înainte $2\xi_0$, obținem următoarea expresie pentru puterea de rezoluție a microscopului-interferometru:

$$2\xi_0 \geq \frac{\lambda}{2\mu \sin u} . \quad (48)$$

Pentru $\mu = 1$ și valorile u foarte mici, această formulă coincide cu (45); ea este remarcabilă însă prin faptul că stabilește necesitatea existenței unei limite minime de rezoluție absolute $(2\xi_0)_{\min}$. Oricât de mult am mări brațele interferometrului a (ceea ce într'un microscop se realizează cu ajutorul unei instalații auxiliare analoage cu cea folosită de Michelson în telescop) $\sin u$ nu poate fi mai mare decât 1; astfel, dimensiunile minime care mai pot fi încă observate de către interferometru sunt

$$(2\xi_0)_{\min} \geq \frac{\lambda}{2\mu} . \quad (49)$$

Cu alte cuvinte, nu se pot determina cu ajutorul interferometrului dimensiuni ale obiectului mult mai mici decât λ . Această concluzie s'a obținut pentru o sursă ale cărei puncte luminoase sunt incoerente. În § 8, aceeași concluzie s'a obținut pentru o sursă fictivă, compusă din puncte coerente (de exemplu pentru un obiect luminat de o altă sursă depărtată), datorită condiției de conservare a energiei, impusă interferenței. Se poate afirma prin urmare că nu pot fi distinse cu ajutorul aparatelor interferențiale detaliile de structură sau dimensiunile unui corp, care sunt mult mai mici decât lungimea de undă, independent de faptul dacă avem de a face cu o sursă luminoasă formată din puncte incoerente sau cu o sursă luminată, ale cărei puncte pot fi coerente. La aceeași concluzie duce și teoria riguroasă a imaginii în microscop, dezvoltată de L. I. Mandelștam [27], precum și raționamentele termodinamice.

CAPITOLUL III

INTERFERENȚA ȘI NATURA RADIATORILOR ELEMENTARI

§ 10. Particularitățile interferenței Fresnel pentru fascicule coerente cu unghi mare de divergență

Până în ultimul timp, în teoria interferenței și în diferitele ei aplicații, se admitea ca ceva dela sine înțeles că în fenomenul de interferență, deosebirea între sursele de lumină de dimensiuni și forme identice poate să apară numai în spectru și în polarizare. Această ipoteză este însă greșită. Ea este valabilă practic numai în condiții speciale de experiență, în particular pentru interferența de tip Newton, când fasciculele coerente se obțin prin separarea unui singur fascicul inițial cu ajutorul reflexiei și al refracției.

Pentru interferența Fresnel ea poate fi satisfăcută numai pentru divergențe unghiulare mici ale fasciculelor care acționează între ele. În experiențele clasice ale lui Young, Fresnel, Lloyd și ale altora, divergența fasciculelor care interacționau era într'adevăr foarte mică. Aceasta se explică prin condițiile necesare pentru a realiza o vizibilitate clară a imaginii de interferență (comp. § 12 din cap. III). Dificultatea experiențelor cu fascicule divergente constă în aceea că sursa de lumină trebuie să aibă dimensiuni (cel puțin una din dimensiuni) extrem de mici. Aceste dimensiuni pot fi determinate din condiția (41). De exemplu, pentru observarea unor urme infime de franje de interferență (vizibilitate 1%), în cazul unui unghi egal cu $\frac{\pi}{2}$, între razele care pleacă dela sursă, dimensiunile $2\xi_0$ ale sursei trebuie să fie mai mici decât $\frac{8\lambda}{0,04\pi^2} \approx 20\lambda$. Pentru a obține însă o interferență clară ar trebui micșorate dimensiunile sursei până la o valoare de ordinul λ .

Cu toată această dificultate, experiențe calitative cu interferență între fascicule foarte divergente au fost realizate în repetate rânduri. În experiențele lui Siedentopf, drept sursă serveau particulele ultramicroscopice care difuzau lumina și se găseau la o distanță foarte mică de obiectivul microscopului acoperit cu un ecran având două orificii la capete. Razele care interferau formau între ele un unghi foarte mare. Experiențele cu obiecte luminoase au fost efectuate de P. Selenyi [11] și E. Schrödinger [12]. În instalația lui Selenyi un strat subțire (de grosime mai mică decât o lungime de undă) de soluție de fluoresceină, situat între fața de sticlă a unei prisme și o foaie de mică, era luminat cu lumina unui arc electric. În acest caz, au fost foarte clar vizibile franjele de interferență în lumina fluorescenței, care apăreau în urma interacțiunii razelor directe de fluorescență și a razelor care au suferit o reflexie la limita dintre strat și sticlă. Unghiul dintre aceste raze era aproximativ egal cu $\frac{\pi}{2}$. Drept sursă de lumină, Schrödinger folosea un filament

Wollaston incandescent, foarte subțire, a cărui lumină cădea sub un unghi de 60° pe două orificii de diferențiere. Totuși, partea cantitativă a acestor experiențe și interpretarea lor teoretică au fost neglijate. Particularitățile fenomenelor de interferență la fascicule divergente au fost analizate din punct de vedere teoretic și experimental de mine, împreună cu E. Brumberg [13], în anul 1932. În anul 1937, aceeași problemă a fost examinată de O. Halpern și F. Doermann [14], printr-o altă metodă dar cu aceleași rezultate, aceștia din urmă încercând, în ciuda evidenței și fără niciun fel de justificare, să-și atribue prioritatea în ceea ce privește punerea și rezolvarea acestei probleme [15].

Am arătat, dând ca exemplu un sistem de dipoli electrici, că caracterul interferenței Fresnel, în ceea ce privește distribuția intensităților și a polarizării, trebuie să depindă în general de natura radiatorului elementar, și anume de distribuția intensității radiației lui în diferite direcții în spațiu. Imaginea simplificată obișnuită a punctului luminos isotrop trebuie considerată ca făcând parte din grupul imaginilor absolut abstracte și greșite, deoarece niciunul dintre radiatorii elementari reali nu poate să-i corespundă.

Cazul general al unui sistem de sarcini, care se mișcă într'un câmp electric oarecare, poate fi întotdeauna prezentat ca o sumă de radiatori elementari (multipoli): dipoli (electric și magnetic), cuadrupoli, octopoli etc.

Pentru un dipol liniar, vectorul electric (sau magnetic) este proporțional cu $\sin \alpha$ (α este unghiul dintre axa dipolului și direcția de observație); pentru un cuadrupol liniar, distribuția spațială este astfel făcută încât vectorul electric este proporțional cu $\sin 2\alpha$ etc.

Secțiunile plane ale diagramelor de radiație spațială sunt date în fig. 29 pentru dipol și cuadropol. Trebuie menționat că pentru vitezele mișcării de frânare ale electronului, apropiate de viteza luminii, amplitudinea radiației este proporțională cu

$$\frac{\sin \alpha}{1 - \beta \cos \alpha}$$

(unde β este raportul dintre viteza electronului și viteza luminii).

Diagrama unui astfel de radiator, pentru o anumită viteză a electronului apropiată de viteza luminii, este reprezentată în figura 30.

Din diagramă reiese clar că amplitudinile a două raze coerente care pleacă sub un anumit unghi φ dela radiatorul elementar, sunt, în general, diferite și în consecință vizibilitatea tabloului de interferență va varia în funcție de φ . În cazul cuadropolului va diferi de asemenea și faza razelor coerente care interferă.

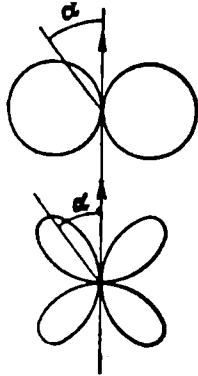


Fig. 29. Diagramme plane de radiație spațială a unui dipol și cuadropol electric.

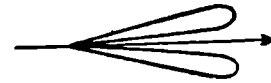


Fig. 30. Diagrama de radiație a unui electron care se mișcă cu o viteză apropiată de viteza luminii.

Înainte de a trece la calculul statistic cantitativ, să examinăm trăsăturile fundamentale ale fenomenului (în cazul dipolului) pe baza schemei unei experiențe mintale cu un singur

radiator. Să așezăm un dipol liniar O , ale cărui dimensiuni sunt mult mai mici decât lungimea de undă λ , la mijloc, între două oglinzi simetrice S_1 și S_2 (fig. 31). Se presupune că puterea de reflexie a oglinzilor este 1, că oglinzile nu exercită nicio acțiune de polarizare și că saltul fazei la reflexie este egal cu zero. Cu alte cuvinte, rolul oglinzilor este pur geometric și nu

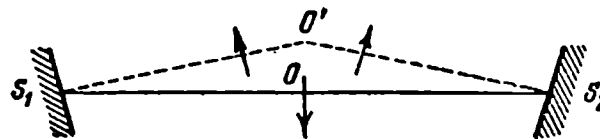


Fig. 31. Dipoli radianți între două oglinzi așezate aproape paralele.

fizic, ele rotesc vectorii. Pentru ca razele reflectate să poată interfera, se poate varia înclinarea oglinzilor față de axa S_1S_2 dela 45° la 90° . Limita superioară de 90° corespunde undelor staționare, limita inferioară de 45° corespunde interferenței Fresnel. În primul caz razele, care pleacă din O în direcții opuse, sunt întoarse de oglinzi aproape cu 180° și interferează în O' ;



În acest punct va fi un minimum de interferență. Este evident că același rezultat se obține pentru orice poziție a dipolului, perpendiculară pe S_1S_2 , adică pentru orice rotire a lui în jurul axei S_1S_2 .

Dacă însă rotim oglinzile cu 45° față de S_1S_2 (fig. 32) atunci rezultatul interferenței va fi esențial diferit, în cazul unui dipol perpendicular pe planul

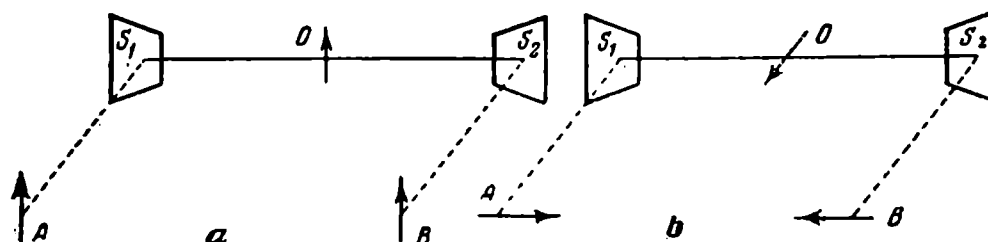


Fig. 32. Dipol radiant între două oglinzi, rotite cu 45° față de axa care le unește.
a — dipol perpendicular pe planul S_1AS_2B ; b — dipol paralel cu planul S_1AS_2B .

S_1AS_2B (fig. 32, a) sau paralel cu aceasta (fig. 32, b). În primul caz, la mijlocul imaginii de interferență vom avea un maximum de lumină, în al doilea caz un minimum, deoarece aici razele se întâlnesc cu faze opuse. Dacă în punctul O sunt așezați doi dipoli, corespunzând în același timp la aceste două cazuri

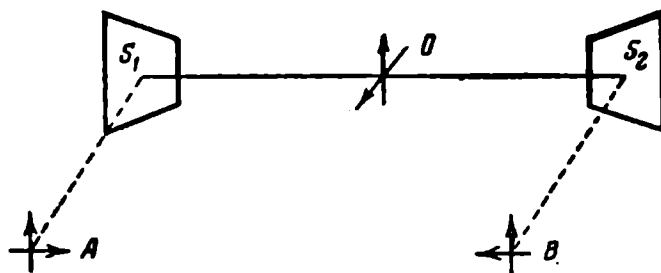


Fig. 33. Doi dipoli perpendiculari între ei, așezați între două oglinzi.

(fig. 33), în genere imaginea de interferență va dispărea. Vectorii X_1 și X_2 , care se află în planul de interferență sunt dirijați în sens opus și se anulează; vectorii Z_1 și Z_2 , perpendiculari pe planul de interferență, dimpotrivă, se adună. În total, în câmpul de interferență va fi respectată peste tot superpoziția intensităților.

Dacă cele două raze care interferă formează în acest caz un unghi foarte mic între ele (fig. 34), atunci interferența se va produce ca de obicei. Conform legii radiației unui dipol (vezi fig. 29), vectorii X vor fi radiați foarte puțin; în direcția considerată, practic nu prezintă importanță decât vectorii Z .

În felul acesta, dacă studiem sistemul format din doi dipoli perpendiculari între ei, cu ajutorul unei instalații de tip Young-Fresnel, vizibilitatea

franjelor de interferență trebuie să scadă dela 1 la zero, atunci când unghiul dintre razele care interferează crește dela 0 la 180° . În același timp, cele două unde sunt întotdeauna complet coerente.

Din figura 33 se vede mai departe că, câmpul de interferență, uniform în ceea ce privește intensitatea, are o polarizare în franje. În mijlocul câmpului, în locul liniei luminoase centrale obișnuite, oscilațiile

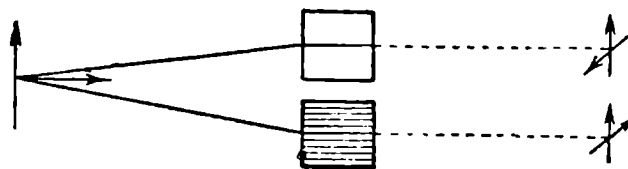


Fig. 34. Doi dipoli perpendiculari între ei, ale căror raze interferează sub un unghi mic.

luminoase sunt paralele cu Z ; în locul primei franje întunecate ele sunt paralele cu X .

În aceste condiții de experiență, când se întâlnesc două fascicule luminoase nepolarizate, trebuie să apară în câmpul de interferență o lumină polarizată. Această consecință prezintă un anumit interes principal, întrucât toate metodele cunoscute până acum pentru a obține o lumină polarizată sunt bazate pe proprietăți speciale ale sursei de lumină (efectul Zeemann, efectul Stark, fluorescența polarizată etc.) sau pe influența mediului asupra propagării luminii. Spre deosebire de aceasta, în cazul considerat, polarizarea luminii sursei și mediul nu joacă niciun rol.

§ 11. Proprietățile de interferență ale surselor de lumină formate din dipoli și cuadrupoli

Să examinăm o sursă de lumină formată din dipoli liniari distribuiți în mod desordonat. Așa cum s'a mai menționat, dipolii liniari sunt caracterizați prin faptul că vectorul electric al radiației este proporțional cu $\sin \alpha$, în care α este unghiul dintre axa dipolului și direcția de observație Y . Să calculăm vizibilitatea V a franjelor de interferență în funcție de unghiul φ dintre razele care interferează.

Să presupunem că un dipol oarecare, a cărei axă este caracterizată de latitudinea θ și longitudinea ω , se găsește în originea sistemului de coordonate carteziane ortogonale (X, Y, Z) . Să presupunem că axa Y coincide cu direcția de observație (fig. 35). În virtutea definiției dipolului, valoarea vectorului electric al radiației va fi, pentru observator, următoarea:

$$E = \sin \alpha = \sqrt{1 - \sin^2 \theta \sin^2 \omega}. \quad (50)$$

Oscilațiile luminoase sunt transversale față de rază, de aceea vectorul E este situat în planul X, Z . Componentele lui vor fi următoarele:

$$X = \cos \omega \sin \theta; Z = \cos \theta. \quad (51)$$

Să luăm o altă direcție de observație Y' din nou în planul Y, Z .

Să presupunem că această direcție formează cu direcția inițială Y , unghiul φ . Pentru componentele X' și Z' se poate scrie

$$X' = \cos(\omega - \varphi) \sin \theta; Z' = \cos \theta. \quad (52)$$

Conform definiției (4), vizibilitatea V poate fi scrisă astfel:

$$V = \frac{I - i}{I + i}$$

în care I și i sunt intensitățile maximă și minimă în câmpul de interferență. Componentele X și Z perpendiculare, și respectiv X' și Z' , nu interferează între ele, de aceea în ipoteza unei distribuții desordonate uni-

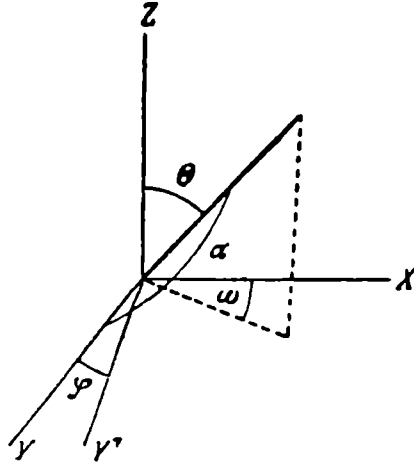


Fig. 35. Schema pentru calculul radiatorilor elementari liniari.

forme a dipolilor în spațiu se poate scrie:

$$V = \frac{\int_0^{2\pi} d\omega \int_0^{\frac{\pi}{2}} [2(XX' + ZZ')] \sin \theta d\theta}{\int_0^{2\pi} d\omega \int_0^{\frac{\pi}{2}} [X^2 + X'^2 + Z^2 + Z'^2] \sin \theta d\theta} \quad (53)$$

Substituind în (53) valorile (51) și (52) și efectuând integrarea, găsim:

$$V = \frac{1 + \cos \varphi}{2} \quad (54)$$

În conformitate cu examinarea calitativă făcută în § 10, vedem că în cazul de față al sursei care radiază lumină naturală capacitatea de interferență trebuie să depindă de φ . Pentru $\varphi = 0$ (interferența Fresnel), $V = 1$.

Pentru $\varphi = \frac{\pi}{2}$, $V = 0,5$ în sfârșit, pentru $\varphi = \pi$, $V = 0$.

Să trecem acum la calculul polarizării în câmpul de interferență al unei surse formate din dipoli.

Este evident că radiația unui ansamblu haotic de dipoli este naturală, nepolarizată. Să scriem valorile lui I_h și I_v pentru energiile corespunzătoare componentelor orizontale și verticale în regiunea maximelor și a minimelor imaginii de interferență.

$$I_h = \int_0^{2\pi} d\omega \int_0^{\frac{\pi}{2}} [X^2 + X'^2 + 2XX'] \sin \theta d\theta; \quad (55)$$

$$I_v = \int_0^{2\pi} d\omega \int_0^{\frac{\pi}{2}} [Z^2 + Z'^2 + 2ZZ'] \sin \theta d\theta. \quad (56)$$

Substituind în (55) și (56) expresiile (51) și (52) și efectuând integrarea, găsim:

$$I_h = \frac{4}{3} \pi^2 (1 \pm \cos \varphi); \quad I_v = \frac{4}{3} \pi^2 (1 \pm 1) \quad (57)$$

În aceste formule semnul $+$ corespunde maximului, iar semnul $-$ minimului.

Din (57) găsim pentru gradul de polarizare în regiunea maximului

$$P_{\max} = \left(\frac{I_v - I_h}{I_v + I_h} \right)_{\max} = \frac{1 - \cos \varphi}{3 + \cos \varphi} \quad (58)$$

și pentru gradul de polarizare în regiunea minimului

$$P_{\min} = \left(\frac{I_v - I_h}{I_v + I_h} \right)_{\min} = -1. \quad (59)$$

Rezultatul găsit este de asemenea în concordanță cu tabloul calitativ examinat în § 10. Rezultatul exprimat de formula (59) în ceea ce privește polarizarea completă a franjelor întunecate pentru orice unghi, chiar pentru $\varphi = 0$, poate părea paradoxal. Nu trebuie însă să uităm că pentru $\varphi \rightarrow 0$, vizibilitatea $V \rightarrow 1$, de aceea intensitatea minimelor de interferență devine extrem de mică.

Am examinat până acum dipoli liniari. Se poate însă demonstra, în mod analog [13], că aceleași rezultate în ceea ce privește vizibilitatea și polarizarea imaginii de interferență se obține și pentru oscilatori dipolari eliptici. Fiecare oscilator de acest fel poate fi înlocuit prin două oscilații liniare de amplitudine 1 și a , perpendiculare între ele și oscilând cu o diferență de fază $\frac{\pi}{2}$ între ele. Numărătorul din expresia

(53) pentru V este în acest caz egal cu $\frac{4}{3}\pi^2(1 + \cos \varphi)(1 + a^2)$ iar numitorul cu $\frac{8}{3}\pi^2(1 + a^2)$. La alcătuirea întregii expresii (53) pentru V , factorii caracteristici $(1 + a^2)$ se simplifică între ei și obținem expresia de mai înainte (54), ca și pentru un dipol liniar. Exact la fel și în expresia (55) și (56) pentru I_h și I_v intră factorii caracteristici

$$I_h = \frac{4}{3}\pi^2(1 + a^2)(1 \pm \cos \varphi);$$

$$I_v = \frac{4}{3}\pi^2(1 + a^2)(1 \pm 1).$$

Totuși, în expresiile finale ale polarizării (58) și (59), acești factori se simplifică din nou.

În felul acesta, cu toate că fenomenele de interferență ne permit — după cum se va arăta mai jos — să distingem net radiația dipolară de radiația cuadrupolară, nu există posibilitatea de a stabili cu ajutorul interferenței gradul de elipticitate al dipolilor din care este alcătuit emițătorul.

Dacă sistemul emițător nu este format din dipoli electrici ci din dipoli magnetici, calculul interferenței făcut pentru dipoli electrici poate fi reprodus în întregime și pentru acest caz. Deosebirea constă însă în faptul că toate concluziile trase asupra maximelor și minimelor de energie se referă acum la vectorul magnetic și nu la vectorul electric. De aceea, franja mijlocie va fi neagră atunci când aplicăm indicatorii obișnuiți pentru care vectorul activ este cel electric, cu alte cuvinte se produce o deplasare a tabloului de interferență cu o franjă, în comparație cu sistemul format din dipoli electrici. Cercetătorii americani S. Freed și S. Weissmann [16], folosindu-se de interferența sub unghiuri mari din instalația lui Selenyi, au descoperit

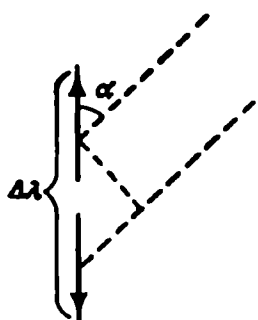


Fig. 36. Emisia cuadrupolului.

în anul 1941, că luminiscenta soluției unei sări de europiu ($\lambda = 610 \text{ m}\mu$) corespunde unui dipol magnetic și nu unui dipol electric. Deosebirea constă într-o deplasare a tabloului de interferență cu o franjă.

Să trecem acum la calculul particularităților de interferență ale emițătorilor formați din cuadrupoli liniari distribuiți în mod haotic [17].

Cuadrupolul care figurează în seria emițătorilor elementari care reprezintă radiația unui sistem oarecare de sarcini electrice, poate fi considerat ca un ansamblu de doi dipoli liniari, oscilând cu faze opuse și așezați pe aceeași axă (fig. 36) la o distanță $\Delta\lambda$, mult mai mică decât lungimea de undă λ .

Metoda simplă de calcul bazată pe interferență ne permite și în cazul de față să deducem ușor legea de emisie și absorpție a cuadropolului.

După cum reiese clar din figura 36, diferența de drum a undelor coerente dela cei doi dipoli, emise într-o anumită direcție, care formează unghiul α cu axa dipolilor, va fi

$$l = \Delta \lambda \cos \alpha.$$

Să compunem undele provenite dela cei doi dipoli, ținând seama că amplitudinea undei fiecărui dipol este proporțională cu $\sin \alpha$:

$$\begin{aligned} & \sin \alpha \left[\cos \nu t + \cos \nu \left(t + \frac{\frac{\lambda}{2} + \Delta \lambda \cos \alpha}{c} \right) \right] = \\ &= 2 \sin \alpha \cos \nu \left[t + \frac{\lambda}{4c} + \frac{\Delta \lambda \cos \alpha}{2c} \right] \cos \nu \left[\frac{\lambda}{4c} + \frac{\Delta \lambda \cos \alpha}{2c} \right] = \\ &= 2 \sin \alpha \sin \nu \left[t + \frac{\Delta \lambda \cos \alpha}{2c} \right] \sin \left[\frac{\Delta \lambda \cos \alpha}{2c} \right]. \end{aligned}$$

În felul acesta, amplitudinea oscilațiilor sistemului în direcția α va fi:

$$2 \sin \alpha \sin \nu \left[\frac{\Delta \lambda \cos \alpha}{2c} \right];$$

pentru $\Delta \lambda \ll \lambda$ amplitudinea este proporțională cu

$$\frac{\Delta \lambda}{2c} \nu \sin \alpha \cos \alpha \approx \sin 2 \alpha, \quad (60)$$

așa cum s'a arătat în § 10.

Pentru calculul statistic al tabloului de interferență, produs de un emițător format din cuadropoli liniari, ne vom folosi de schema anterioară din figura 35. Deosebirea constă în faptul că în locul dipolilor avem aici cuadropoli distribuiți uniform și desordonat. Poziția fiecărui cuadropol în sistemul de coordonate X, Y, Z este caracterizată de unghiurile θ și ω , iar observarea se face în lungul axei Y . Pentru observator, valoarea vectorului electric al radiației va fi

$$E = \sin 2 \alpha = 2 \sqrt{1 - \sin^2 \theta \sin^2 \omega} \cdot \sin \theta \sin \omega.$$

Datorită caracterului transversal al oscilațiilor electrice, vectorul E este așezat în planul X, Z și componentele lui X și Z sunt următoarele:

$$X = 2 \sin^2 \theta \sin \omega \cos \omega; \quad Z = 2 \sin \theta \cos \theta \sin \omega. \quad (61)$$

Pentru o altă direcție de observație Y' , așezată în planul X, Y și formând cu direcția inițială unghiul φ , găsim

$$X' = 2 \sin^2 \theta \sin (\omega - \varphi) \cos (\omega - \varphi); \quad Z' = 2 \sin \theta \cos \theta \sin (\omega - \varphi). \quad (62)$$

Scriind, în baza formulei (53), expresia vizibilității V , substituind valorile lui X , Z , X' , Z' din formulele (61) și (62) și efectuând integrarea, găsim:

$$V = \frac{\cos 2\varphi + \cos \varphi}{2} = \frac{1 + \cos \varphi}{2} - \sin^2 \varphi. \quad (63)$$

Pe de altă parte, scriind pe baza formulelor (55) și (56), expresiile pentru I_h și I_v și calculând analog cu (58) și (59), expresia pentru gradul de polarizare al luminii în maximele și minimele câmpului de interferență, obținem, după efectuarea integrării,

$$P_{\max} = \frac{\cos \varphi - \cos 2\varphi}{2 + \cos \varphi + \cos 2\varphi}; \quad (64)$$

$$P_{\min} = -\frac{\cos \varphi - \cos 2\varphi}{2 - \cos \varphi - \cos 2\varphi}. \quad (65)$$

În figura 37 sunt comparate grafic rezultatele obținute pentru vizibilitatea tabloului de interferență, produs de un emiță-

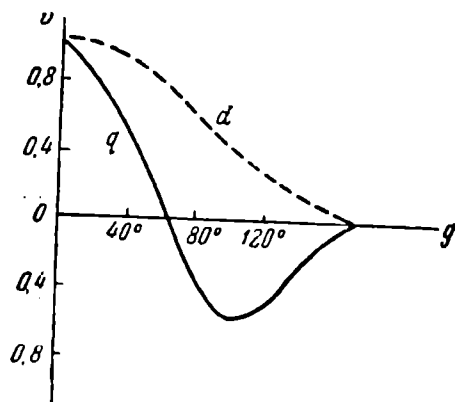


Fig. 37. Compararea curbelor de vizibilitate ale tabloului de interferență, provocate de surse compuse din dipoli (d) și cuadrupoli (q).

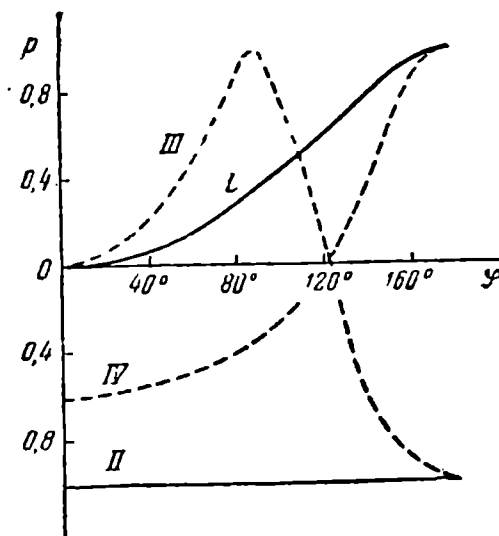


Fig. 38. Compararea curbelor de polarizare pentru interferența surselor formate din dipoli și cuadrupoli. I și II — $P_{\max}$ și $P_{\min}$ pentru sursa dipolară; III și IV — $P_{\max}$ și $P_{\min}$ pentru sursa cuadrupolară.

tor dipolar și unul cuadrupolar. Curba d ne arată variația vizibilității tabloului de interferență, conform formulei (54), pentru un emițător dipolar, iar curba q pentru un emițător cuadrupolar, conform formulei (63).

Forma mai complexă a acestor curbe devine clară din punct de vedere calitativ, dacă ne amintim diagrama radiației cuadrupolului (vezi fig. 29), și ținem seama de faza care își schimbă semnul în fluxurile vecine ale diagramei plane.

În figura 38 curbele continue I și II corespund valorilor $P_{\max}$ și $P_{\min}$ pentru o sursă din dipoli conform formulelor (58) și (59), curbele punctate

III și *IV* reprezintă $P_{\max}$ și $P_{\min}$ pentru un emițător cuadripolar conform formulelor (64) și (65). Așa cum rezultă din figură, polarizarea în franjele de interferență în cazul unei surse din cuadripoli variază nu numai ca mărime, dar și ca semn.

Compararea curbelor din figurile 37 și 38 arată cât de diferite sunt fenomenele de interferență pentru surse formate din emițători elementari diferiți. Astfel, în proprietățile de interferență ale emițătorului se manifestă particularitățile lui foarte caracteristice de microstructură, care numai pe cale indirectă teoretică pot fi obținute în spectre, și numai în cazul unor spectre de linii din cele mai simple.

§ 12. Experiențe cu interferență sub unghiuri mari

În § 10 au fost menționate câteva experiențe calitative cu interferență sub unghiuri mari, din care rezultă numai existența unei asemenea interferențe. Pentru un studiu experimental mai detaliat al interferenței sub unghiuri mari, în cazul unui emițător dipolar, am folosit o instalație ultramicroscopică, analoagă cu instalația lui Siedentopf. Ca sursă de lumină serveau cristale foarte mici de azotat de uranil, suspendate în ulei de parafină, în cameră ultramicroscopică specială de cuarț Zeiss. Uleiul de parafină vâcos servea pe de o parte pentru a stabili contactul optic între condensatorul cardioid și cristale, iar pe de altă parte pentru micșorarea mișcării browniene. Pentru pregătirea emulsiei, praful fin de azotat de uranil se apropia pe un vârf de cuțit de fundul camerei de cuarț, bine uscat cu ajutorul unei cârpe de mătase. Sub influența forțelor electrostatice, particulele de pe vârful cuțitului se împrăștiu și acopereau destul de uniform placa de cuarț, fără a forma aglomerări apreciabile. Apoi se turna uleiul de parafină. Emulsia obținută în felul acesta era luminată printr'un condensator cardioid cu lumina unei lămpi cu arc cu reglare automată. Radiația termică era reținută de un vas de sticlă cu apă de 10 cm grosime. Între arc și condensator puteau fi așezate diferite filtre de lumină. Un alt filtru de lumină « încrucișat » se așeza în fața ocularului microscopului. Printr'o alegere adecuată a filtrelor de lumină încrucișate se putea reține lumina directă a arcului. Dacă primul filtru era o sticlă de cobalt albastră, iar al doilea, o sticlă galbenă potrivită, atunci prin ocular trecea numai lumina verde a luminiscentei cristalelor de azotat de uranil, care în cazul de față serveau drept surse luminoase. Dacă filtrul de lumină galben era îndepărtat, atunci lumina slabă a luminiscentei era, practic, în întregime acoperită de lumina difuzată a arcului și aceleași cristale serveau ca surse difuzante iluminate.

Pentru a obține interferența, obiectivul microscopului era acoperit cu o foaie de staniol, având două orificii care serveau ca fante Young. În diferite experiențe cu diverse obiective, distanța dintre fante corespundea unui unghi φ dela 10 la 130°.

Când cristalele serveau ca centre difuzante, interferența, în special la aperturi mici, se putea observa foarte bine cu ochiul liber. Când aceleași particule erau folosite drept surse luminoase propriu-zise, intensitatea era atât de slabă, încât interferența putea fi înregistrată numai fotografic, cu poze prelungite. În felul acesta s'a putut fixa interferența cristalelor luminescente la un unghi de cca 20° între fasciculele care interferau. Fotografierea la unghiuri mai mari nu a reușit, deoarece pentru aceasta era necesară o poză de mai multe ore, în timpul căroră particulele se deplasau foarte mult, datorită mișcării browniene.

Verificarea consecințelor, indicate în § 10 și 11 pentru emițătorul dipolar, poate fi însă ușor efectuată cu particule difuzante. După câteva încercări putem găsi, printre numeroasele particule mici din câmpul vizual, acele particule care trimit prin fante o lumină naturală nepolarizată. Aceasta poate fi verificată prin rotația polarizatorului în fața ocularului. Instalația se va defocaliza în acest caz puțin prin faptul că în câmpul vizual se văd două pete separate. În această privință sunt potrivite numai puține particule. Aceasta depinde de forma, dimensiunile, anisotropia cristalelor și în special de direcția iluminării. În aceste experiențe apertura trebuia să fie cât mai mare. Pentru aceasta, mijlocul obiectivului era acoperit cu o foaie lată de staniol, încât funcționau numai două segmente înguste la periferia obiectivului. De aceea, imaginea se formează într-o câțva datorită aberației.

Dacă particulele sunt suficient de mici și apertura este mare, atunci prin focalizare și observare cu ochiul liber, interferența nu este vizibilă. Dacă însă între ocular și ochi rotim polarizorul, atunci vedem că franjele de interferență devin clar vizibile pentru două poziții ale polarizorului. Unghiul dintre aceste două direcții este drept. În poziția mijlocie, interferența dispare aproape total.

Aceste experiențe confirmă concluziile teoretice asupra emițătorului dipolar. Studiul experimental al sursei cuadrupolare nu a fost încă realizat până astăzi.

CAPITOLUL IV

INFLUENȚA MEDIULUI ASUPRA FENOMENELOR DE INTERFERENȚĂ

În experiențele de interferență lumina trece în drumul ei către receptor printr'un mediu care poate exercita diferite influențe asupra fasciculelor care se întâlnesc. Diferența de fază și lungimea de undă depind de indicele de refracție; absorpția mediului mișcorează amplitudinea; anisotropia mediului influențează asupra stării de polarizare a franjelor de interferență. Aceste efecte ale mediului sunt puse la baza diferitelor interferometre.

Alături de aceste consecințe, bine cunoscute, ale teoriei interferenței, există alte fenomene descoperite recent, care apar paradoxale, dar care decurg în realitate, cel puțin din punct de vedere calitativ, tot din ideile elementare de interferență.

Câteva fenomene de acest gen sunt examinate în cele ce urmează.

§ 13. Structura luminii naturale și manifestările ei în tabloul de interferență [18]

Lumina naturală poate fi realizată teoretic pe o mulțime de căi, considerând-o fie ca un rezultat al suprapunerii unor elipse de același tip, cu axe distribuite în mod haotic, fie ca o sumă de elipse oarecare, orientate în mod haotic.

Este în general răspândită părerea că proprietățile fizice ale unui fascicul natural, accesibile experienței și observației, sunt perfect determinate de intensitatea, frecvența și diferența de drum a fasciculului, oricare ar fi structura lui interioară [19]. În ceea ce privește partea experimentală, lumina naturală este din acest punct de vedere pe deplin caracterizată de faptul că valorile medii ale componentelor vectorului luminos

pe două axe arbitrare, perpendiculare între ele, din planul unde, sunt egale și incoerente între ele.

Această afirmație poate fi însă demonstrată numai pentru fascicule separate sau incoerente între ele. În cele ce urmează se arată prin două exemple, că, dacă facem să interfere fascicule naturale care au parcurs diferite medii, dar au rămas naturale, se pot observa fenomene care scot în evidență particularitățile diferitelor fascicule naturale.

Să presupunem că în drumul a două fascicule naturale quasi-monocromatice coerente paralele, care interferează între ele, se așează două medii diferite:

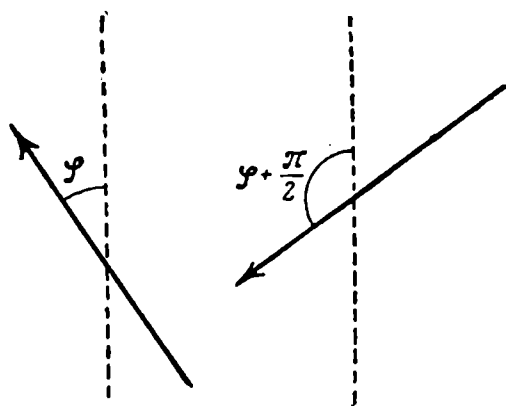


Fig. 39. Rotația planului de polarizare într'un fascicul natural de lumină.

unul care rotește planul de polarizare și un altul, neactiv. Pentru simplificarea considerațiilor să presupunem că diferența de drum, datorită celor două medii, este aceeași, iar mediul optic activ rotește cu 90° planul de polarizare al unui fascicul polarizat liniar. Ambele fascicule, trecând prin mediul activ și neactiv, rămân naturale, adică, conform afirmației de mai sus, ar trebui să rămână, din punct de vedere experimental, identice între ele. În realitate, trebuie să se constate o deosebire a lor în interferență. În condi-

țiile arătate, fasciculele nu vor interfera. Dacă poziția instantanee a unui vector luminos, ales arbitrar într'unul din fascicule, este determinată de unghiul φ , atunci în celălalt fascicul coerent, azimutul vectorului respectiv va fi prin ipoteză $\varphi \pm \frac{\pi}{2}$ (fig. 39), adică interferența este imposibilă. Dacă

mediul activ rotește cu 180° planul de polarizare al luminii polarizate liniar, atunci franjele de interferență vor apărea, însă în locul maximelor obișnuite, se vor găsi minimele.

La o rotație de 270° interferența dispăre din nou; la o rotație de 360° , ea apare sub formă normală. Experimentând cu lumina albă, datorită dispersiei de rotație, trebuie să apară fenomene cromatice specifice (de exemplu, linii roșii pe un fond albastru). O astfel de experiență de interferență permite să se realizeze următoarea măsurătoare, care la prima privire pare să fie imposibilă și chiar să aibă o contradicție internă și anume: să se determine rotația planului de polarizare al unei lumini nepolarizate. Cu alte cuvinte, obținem posibilitatea de a descoperi variația structurii luminii naturale.

Să trecem la o altă experiență analoagă. Să așezăm în drumul unuia din

fasciculele naturale care interferă, o placă de grosime $\frac{\lambda}{2}$. Fasciculul care trece printr'o asemenea placă rămâne natural, cu toate că suferă o variație a structurii interne, deoarece o oscilație liniară devine eliptică după ieșirea din placă. Interferența ne permite să mai constatăm această variație a structurii luminii naturale.

Pentru a explica acest fenomen, să descompunem oscilațiile dintr'o rază naturală, într'o componentă verticală și una orizontală. În lipsa plăcii de $\frac{\lambda}{2}$, prin interferența fasciculelor naturale, se formează în mijlocul câmpului un maximum, întru cât și componentele verticale și cele orizontale se adună între ele. Introducerea plăcii cristaline este însoțită de rotirea uneia din componente (de exemplu, a componentei orizontale) cu 180° , în timp ce cealaltă componentă rămâne în poziția inițială (fig. 40). Prin interferență, componentele verticale din centrul câmpului se adună între ele, iar cele orizontale se anulează reciproc, și figurile de interferență dispar, deoarece superpoziția este peste tot respectată. Interferența trebuie însă să apară, dacă privim câmpul de interferență printr'o prismă de polarizare. Orientând-o într'un anumit fel, putem extrage după dorință componenta verticală sau cea orizontală, care ne dau un tablou normal de interferență având un maximum în mijlocul câmpului, într'un caz, și un minimum în celălalt caz.

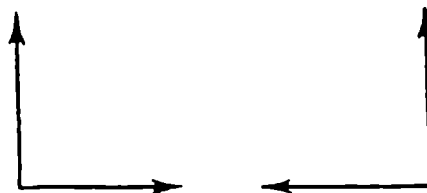


Fig. 40. Rotirea uneia din componente cu 180° prin introducerea plăcii de $\frac{1}{2}$ lungime de undă.

Experiența reușește foarte bine în orice dispozitiv care este analog cu interferometrul lui Rayleigh, dacă acoperim ambele fante cu plăci de $\frac{\lambda}{2}$ rotite una față de cealaltă cu 90° . În această experiență ne întâlnim din nou cu un rezultat, paradoxal din punctul de vedere obișnuit, și anume: obținem posibilitatea de a stabili polarizarea eliptică a luminii naturale, adică de a descoperi variația structurii ei interne. Aici, la fel ca și în experiența cu unghiuri mari descrisă mai înainte, în capitolul III, § 12, în urma interferenței a două fascicule naturale, lumina se polarizează în regiunea întâlnirii lor.

La exemplele examinate se constată fenomene de interferență de tip nou, în care: 1) fasciculele naturale monocromatice coerente nu manifestă la întâlnirea lor vreo abatere dela superpoziție; 2) diferența de drum își pierde sensul ei simplu, și 3) apar fenomene specifice de polarizare. După cum am văzut, aceste particularități se explică simplu, dacă ținem seama de modificările

structurii interne a luminii naturale. Trecerea printr'un mediu optic activ și printr'o placă cu structură cristalină introduce în caracterul desordonat al luminii naturale anumite regularități, isotropia nefiind modificată. Aceste regularități pot fi ușor descoperite prin comparare, cu ajutorul interferenței, cu o altă rază naturală coerentă, care nu a suferit o asemenea acțiune de ordonare.

Exemplele date mai sus ne duc la concluzia necesității de a diferenția și aprofunda noțiunile legate de lumina naturală, de « microstructura » ei.

§ 14. Radiația Cerenkov și interferența într'un mediu

În anul 1934 a apărut o comunicare a lui P. A. Cerenkov [20] asupra unei « luminescențe » vizibile în lichide pure, care apare sub acțiunea razelor γ ale radiului, precum și nota mea [21] în legătură cu aceasta, în care se demonstra că « luminescența » observată nu putea fi o luminescență obișnuită, că ea nu este provocată direct de razele γ , ci de electronii care apar în urma difuziei razelor γ . Atunci s'a emis ipoteza că principalele trăsături ale fenomenului sunt asemănătoare cu « coada vizibilă » a radiației, care însoțește frânarea electronilor într'un mediu. Această ipoteză s'a dovedit a fi insuficientă din punct de vedere cantitativ.

Comunicările amintite au constituit începutul multor cercetări experimentale și teoretice [22], care au continuat mai mult de zece ani și care au permis să se stabilească cu certitudine natura radiației Cerenkov, ca un proces optic *sui generis*, care însoțește propagarea electronilor într'un mediu, cu o viteză mai mare decât viteza de fază a luminii în acel mediu. Nu vom reproduce aici teoria generală a acestui fenomen nou; radiația Cerenkov va fie examinată aici în măsura în care ea, cel puțin în interpretarea ei elementară, reprezintă un exemplu foarte interesant și semnificativ de aplicare a metodei interferențiale în optică.

Noua radiație este remarcabilă prin proprietățile ei. Luminând cu un fascicul aproape paralel de raze γ orice lichid sau solid transparent, se poate observa o slabă luminozitate vizibilă « albastră », a cărei energie crește în spre lungimile de undă mici. Intensitatea acestei luminozități în condiții identice de excitare este aproape constantă la corpuri foarte diferite. Radiația este polarizată, vectorul electric luminos al oscilațiilor fiind îndreptat în direcția fasciculului de excitație. Dar cea mai neașteptată proprietate a radiației Cerenkov constă în anisotropia ei. Ea este îndreptată numai înainte, sub forma unui con (fig. 41, *b*), având intensitatea mai mică în direcția axei.

După cum s'a spus, din proprietățile generale ale acestei radiații se putea afirma cu certitudine numai că efectul observat nu poate fi un tip

de luminiscentță [20] și că el corespunde unui fenomen principal nou. Calea către înțelegerea lui a fost văzută de I. E. Tamm și I. M. Frank [23]. Ea constă în faptul că aici avem în fața noastră un proces specific, care poate apărea numai în cazul în care electronii se mișcă în mediu cu o viteză mai mare decât viteza de fază a luminii.

Să analizăm un mediu transparent din punct de vedere optic în care se propagă un fascicul paralel de electroni sau raze luminoase. În condiții obișnuite, nu se vede aici vreo luminiscentă. Mai precis (pentru razele de lumină) se observă în acest caz o difuzie slabă moleculară a luminii. Dece oare nu există luminiscentă sau dacă există, dece este ea slabă? S'ar părea, că electronii și razele de lumină, trecând prin mediul construit din molecule, ar trebui în mod obligatoriu să excite în mod forțat o luminiscentă, analoagă cu lumina difuză într'un

mediu turbulente. Explicația simplă a acestui fapt poate fi obținută, dacă ținem seama de interferența radiației coerente care are loc în mediu.

Să presupunem că raza excitatoare (electronică sau luminoasă) se propagă în lungul dreptei AB (fig. 42). În punctul A apare o anumită perturbatie electromagnetică. Asemenea perturbatii forțate apar succesiv

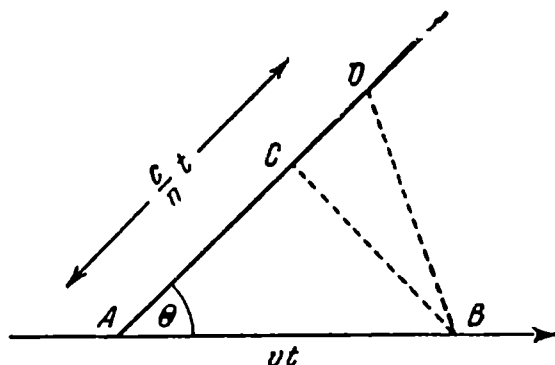


Fig. 42. Radiația în cazul propagării unei raze într'un mediu.

avut timp să se propage la o distanță apreciabilă. În felul acesta, din cauza vitezei finite de mișcare a electronului sau a razei de lumină, apare o diferență de drum pentru perturbația coerentă, egală cu $AD - AC$.

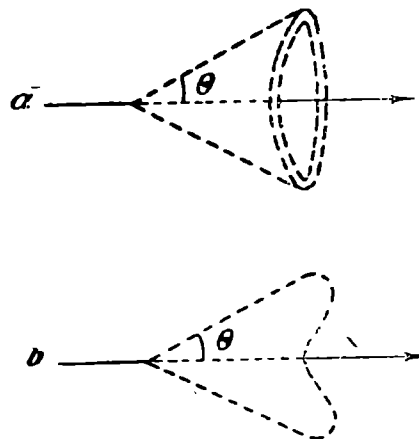


Fig. 41. Distribuția spațială a radiației Cerenkov.

a — în cazul excitării cu un fascicul paralel de electroni monocinetici cu o viteză mai mare decât aceea a luminii; *b* — în cazul excitării cu un fascicul paralel de raze gamma.

tui fapt poate fi obținută, dacă
rente care are loc în mediu.
(electronică sau luminoasă) se
In punctul A apare o anumită
perturbații forțate apar succesiv
în toate punctele de pe traiectoria AB . Regularitatea mișcării
electronului sau a fotonului, împreună cu caracterul forțat al
radiației, determină coerența reciprocă a luminozității în toate
punctele traiectoriei AB . In intervalul de timp t perturbația
electromagnetică se propagă din
 A în toate direcțiile, în particular într-o direcție oarecare la
distanța AD . In același timp
perturbația din punctul B nu a

Din figura 42 se vede că

$$AD - AC = CD = \frac{c}{n} t - vt \cos \theta. \quad (66)$$

Presupunem că mediul se întinde pe o regiune mult mai mare decât lungimea de undă a luminii vizibile. Această condiție este esențială pentru ca fenomenul să aibă caracterul observat în mod obișnuit în experiență. Pe baza acestei condiții putem întotdeauna găsi în direcția AB asemenea perechi de puncte din care pleacă unde de lumină cu o diferență de drum egală cu o jumătate de undă $\frac{\lambda}{2}$. În urma acestui fapt, toate razele se anulează între

ele și nu vom avea radiație laterală. Energia care ar fi trebuit să corespundă difuziei, rămâne la foton, respectiv la electron, sau este cedată mediului. Cu alte cuvinte, într'un mediu destul de mare și absolut omogen, fără vreo perturbație a regularității, nu poate exista o difuzie a energiei sub forma unor unde de lumină în cazul propagării electronilor și fotonilor.

Să examinăm cazul propagării luminii într'un mediu omogen, când vom avea, prin urmare, în formula (66)

$$V = \frac{c}{n}.$$

Conform formulei (66), diferența de drum va fi în acest caz egală cu

$$CD = \frac{c}{n} t (1 - \cos \theta).$$

Este evident că pentru $\cos \theta = 1$, adică în direcția de propagare a fasciculului de lumină, $CD = 0$, iar în toate celelalte direcții lumina nu se poate propaga din motivul arătat; cu alte cuvinte, nu va exista difuzie.

Acest fapt a fost remarcat pentru prima dată în anul 1907 de L. I. Mandelștam [24], care a arătat că dacă mediul este omogen din punct de vedere optic, atunci nu putem să ne așteptăm la o atenuare a luminii în urma difuziei. Difuzia se poate produce numai în cazul când există neomogeneități spațiale și temporale în mediu. Această idee a devenit punctul de plecare al teoriei difuziei moleculare a luminii, bazată pe fluctuații și dezvoltată apoi de către Smolukovski și Einstein.

Raționamentul de mai sus este valabil în măsură egală, atât pentru lumină, cât și pentru electronii care se propagă în mediu. Fotonii și electronii trebuie să provoace o perturbație electromagnetică mișcându-se într'un mediu material, compus din particule electrizate.

Electronii au însă două particularități importante care îi deosebesc de fotoni. În primul rând, spre deosebire de fotoni, electronii nu sunt deter-

minați printr'o anumită frecvență constantă și prin lungimea de undă respectivă; trecând prin mediu și provocând oscilațiile forțate, ei vor genera un întreg spectru continuu de radiație luminoasă. În al doilea rând, spre deosebire de fotoni, electronii se pot mișca în mediu cu o viteză mai mare decât viteza de fază a luminii, adică $\frac{c}{n}$, unde c este viteza luminii în vid,

iar n este indicele de refracție. Amândouă aceste proprietăți ale electronilor duc tocmai la fenomenul specific care a fost descoperit de P. A. Cerenkov.

În condițiile primelor experiențe ale lui P. A. Cerenkov cu raze γ dure în mediu avea loc difuzia razelor γ pe electroni. Datorită acestui fenomen, în mediu apăreau electroni Compton, o parte din aceștia având viteze mai mari decât viteza de fază a luminii vizibile în mediul respectiv. Acest fapt deschidea posibilități noi, neprevăzute înainte în optică.

În cazul în care există electroni cu viteze mai mari decât a luminii, condiția inițială nu mai este respectată, adică nu se mai găsește pentru fiecare rază o altă rază cu o diferență de fază de o jumătate de lungime de undă.

Deoarece $v > \frac{c}{n}$, se poate alege un unghi θ (fig. 42) astfel încât

$$\frac{c}{n} t - vt \cos \theta = 0. \quad (67)$$

Este evident că aceasta va fi valabilă pentru oricare interval de timp t . În acest caz, razele se vor aduna și în direcția θ va apare o radiație. Această direcție se găsește din (67)

$$\cos \theta = \frac{c}{nv}. \quad (68)$$

Dacă $V = \frac{c}{n}$, atunci la fel ca și în cazul propagării fotonilor, lumina va fi radiată numai în direcția de mișcare a electronilor.

În felul acesta, un fascicul paralel îngust de electroni, care se mișcă în mediu cu o viteză mai mare decât a luminii, trebuie să fie însoțit de o «luminiscentă» în limitele unui con (fig. 41, *a*). În experiențele reale, în special cu razele γ , avem de a face cu viteze foarte diferite, atât ca mărime cât și ca direcție, și ca urmare apare un con plin, având un minimum în direcția axei (fig. 41, *b*).

Considerațiile elementare de interferență, expuse mai sus, ne permit să înțelegem multe din trăsăturile fundamentale ale fenomenului considerat. Odată cu aceasta, ele nu sunt desigur în stare să explice nimic în ceea ce

privește spectrul și energia radiației Cerenkov, care sunt explicate în teoria completă a lui I. E. Tamm și I. M. Frank.

Interpretarea radiației Cerenkov pe baza fenomenului de interferență ne duce la anumite concluzii, încă neverificate experimental. În mediile a căror grosime este mai mică decât lungimea de undă (de exemplu, în niște straturi coloidale foarte subțiri, și altele analoage), luminiscenta vizibilă trebuie să apară și în cazul trecerii unor electroni cu viteze mai mici decât viteza luminii. Ne putem aștepta, de exemplu, să obținem o astfel de luminiscentă prin iluminarea unor straturi transparente foarte subțiri cu ajutorul razelor X , în urma formării electronilor Compton de difuzie. În straturi mai groase această luminiscentă trebuie să lipsească.

Pe de altă parte, prin trecerea electronilor cu viteze mai mari decât viteza luminii printr'un mediu fin dispersat, având particule mai mici decât λ și aflate la distanțe $\gg \lambda$, nu vor mai fi respectate trăsăturile tipice ale radiației Cerenkov și distribuția ei spațială specifică.

Teoria elementară a radiației Cerenkov, și anume relația (68), poate fi obținută, așa cum a arătat V. L. Ghinsburg [25], pe baza concepției cuantelor de lumină și pe baza legii de conservare a impulsului. Sub formă foarte simplificată, raționamentul acesta este următorul: variația Δp a impulsului electronului, legată de emisia cuantei $h\nu$, trebuie să fie egală (dacă direcția de mișcare a electronului rămâne în acest caz practic neschimbată) cu proiecția cantității de mișcare a cuantei de lumină radiată sub unghiul θ , pe direcția de mișcare a electronului adică

$$\frac{n}{c} h\nu \cos \theta = \Delta p.$$

Pe de altă parte, este ușor de arătat că

$$\Delta p = \frac{h\nu}{v},$$

unde v este viteza de mișcare a electronului. Combinând cu egalitatea de mai înainte, obținem relația găsită mai sus

$$\cos \theta = \frac{c}{nv}.$$

Este ușor de observat că concepția cuantelor de lumină este necesară aici numai pentru a concretiza caracterul unilateral, dirijat al radiației. Așa cum am văzut mai înainte, explicația bazată pe interferență ajunge la același rezultat, pe o cale cu totul diferită, tipic ondulatorie. Aici nu există o explicație dublă, inutilă: cele două interpretări se contopesc într'o singură explicație, corespunzătoare naturii duble corpusculare și ondulatorii a luminii.

CAPITOLUL V

STRUCTURA STATISTICĂ A CÂMPULUI DE INTERFERENȚĂ

§ 15. Observațiile vizuale ale fluctuațiilor în câmpul de interferență [26]

Instalația experimentală din toate experiențele obișnuite de interferență este așa fel, încât ea realizează o medie a microstructurii statistice a fenomenului, însăși microstructura rămânând ascunsă. În observațiile vizuale se folosesc fascicule de lumină destul de intense, iar în cazul unor intensități foarte slabe, figurile de interferență se fotografiază folosind timpuri de expunere suficient de lungi. În ambele cazuri, în urma realizării acestei medii se obține o structură regulată a câmpului de interferență.

Metoda măsurătorilor vizuale a fluctuațiilor cuantice, descrisă în partea I-a, ne permite să cercetăm microstructura câmpului de interferență.

Instalația folosită pentru aceasta coincidea în întregime cu cea descrisă în partea întâia. Lumina dela o lampă cu filament, alimentată dela acumulatori, trecea printr'un filtru verde ($\lambda \approx 550 \text{ m}\mu$) și ajungea pe fantă. Pentru a elimina acțiunea de uniformizare a duratei prelungite a senzației vizuale asupra fluctuațiilor observate, lumina — așa cum s'a descris amănunțit în partea întâia — era lăsată să treacă periodic câte 0,1 s; timp de 0,9 s, ea era întreruptă. În drumul razelor se așeza o fantă dublă a lui Young, în așa fel încât pe retina ochiului, în fața căruia se așeza lentila, să apară franje de interferență. Între fanta dublă și lentilă se așeza o diafragmă cu două orificii circulare, așezate pe cât posibil exact în centrele franjei luminoase și celei vecine întunecate. Diametrele fiecărui orificiu erau egale cu aproximativ 0,37 din lățimea totală a franjei (luminoasă și întunecată). Pentru ochiul observatorului, dimensiunile unghiulare ale orificiilor erau de 20'.

Diafragma delimita din figura de interferență, două pete, așezate una deasupra celeilalte și corespunzătoare centrelor franjelor luminoasă și întunecată. Partea superioară în fanta dublă a lui Young putea fi acoperită rapid cu lama unui brici, cu ajutorul unui mecanism simplu, în așa fel încât să rămână complet deschisă numai fanta inferioară.

În cazul general, în câmpul vizual al ochiului se aflau pete verzi una deasupra celeilalte și un punct de fixare roșu permanent luminos, la o distanță unghiulară de cca $3,5^\circ$ de petele verzi (comp. partea întâia, p. 48).

În cazul unei lumini suficient de intense, ambele fante Young fiind deschise, la fiecare trecere a orificiului din discul mobil se vedea o scânteiere în pata superioară, pata inferioară rămânând întunecată. Dacă partea superioară a fantei duble se acoperea, atunci ambele pete se luminau în aceeași măsură la fiecare trecere a orificiului din disc.

După ce se atinge adaptarea totală la întuneric a ochiului și intensitatea luminii scădea până la valori vecine cu pragul vizual, regularitatea procesului înceta. Când ambele fante erau deschise, orificiul inferior rămânea întunecat în continuare, în timp ce în orificiul superior se observau fluctuații, adică scânteierile apăreau în mod neregulat la fiecare trecere a orificiului discului. Uneori în momentul trecerii lui, ambele orificii rămâneau întunecate. Tabloul de interferență își păstra prin urmare până la un anumit grad regularitatea și în aceste condiții, întru cât locurile întunecate rămâneau întotdeauna întunecate, iar în locul în care trebuia să fie franja luminoasă, intensitatea varia în mod desordonat. Când se închidea fanta superioară, ambele orificii se luminau în mod desordonat, fluctuațiile lor fiind independente.

§ 16. Măsurătorile cantitative ale fluctuațiilor în câmpul de interferență

Observațiile descrise arată un caracter desordonat în regiunea franjelor luminoase de interferență, în concordanță cu interpretarea cuantică a fenomenului. Pe baza metodei expuse amănunțit în partea întâia, au fost efectuate măsurători cantitative ale fluctuațiilor. Scânteierile și trecerile orificiului din disc erau înregistrate pe o bandă de hârtie a unui cronograf și apoi erau supuse unei analize statistice.

Intercalând în drumul razelor plăci de sticlă sau filtre neutre, se poate modifica probabilitatea scânteierilor. Numărul mediu de fotoni, n_0 , care corespunde pragului de senzație vizuală poate fi găsit din formula (comp. p. 18).

$$p = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{n_0}{2} \frac{(1-x)}{x}}.$$

În figura 43 se dau rezultatele unei serii de observații efectuate de către E. M. Brumberg [26]. Pe axa absciselor s'a marcat $\frac{(1-x)}{\sqrt{x}}$, unde x este raportul dintre numărul de fotoni n și valoarea n_0 pentru pragul vizual. Pe axa ordonatelor s'au notat probabilitățile p . Din panta dreptei din figura 43 obținem $n_0 = 54$.

După terminarea acestor măsurători, partea superioară a fantei duble se deschidea și astfel se putea produce interferența. Conform teoriei interferenței undelor, energia radiației monocromatice se distribuie în interiorul franjei de interferență după legea

$$a^2 (1 + \cos \varphi),$$

unde a este amplitudinea undelor care interferează, iar φ este faza lor relativă. În experiențele descrise, orificiile din diafragmă erau circulare, de aceea raportul r dintre energia în cazul a două fante active și respectiv a unei singure fante active, trebuie în general să se exprime astfel:

$$r = \frac{a^2 \int_0^{\psi_0} \int_0^{2\pi} \psi [1 + \cos(\psi \cos \alpha)] d\alpha d\psi}{\frac{a^2}{2} \int_0^{\psi_0} \int_0^{2\pi} \psi d\alpha d\psi},$$

unde ψ și α sunt coordonatele polare;

ψ_0 este raza cercului înmulțită cu 2π ;

α este azimutul.

Este evident că $\varphi = \psi \cos \alpha$. În cazul nostru $\psi_0 = 2\pi \cdot 0,185$ nu este prea mare, de aceea găsim în mod aproximativ

$$r = 4 - \frac{\psi_0^2}{4} = 3,66.$$

În concordanță cu rezultatele experiențelor fotografice cu intensități mici, trebuie să ne așteptăm ca numărul mediu de fotoni în regiunea franjei luminoase în cazul acțiunii simultane a celor două fante, să crească pe baza calculului de mai sus, de 3,66 ori.

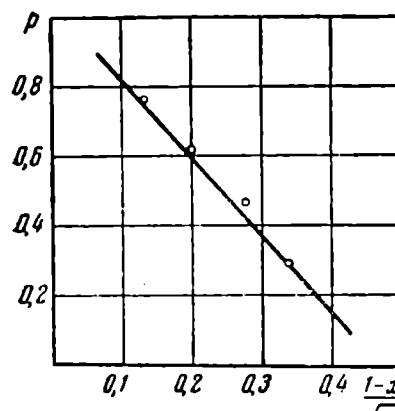


Fig. 43. Măsurarea fluctuațiilor în câmpul de interferență.

După cum se vede din figura 43, pentru $\frac{(1-x)}{\sqrt{x}} = 0,13$ probabilitatea scânteierilor era de 0,77. Deschizând a doua fantă, probabilitatea a crescut dintr'odată la 1. Dacă se intercalează în drumul fascicului luminos un filtru neutru, care să atenueze lumina de 3,15 ori, probabilitatea scânteierilor coboară iarăși până la 0,43. Din reprezentarea grafică a rezultatelor experienței în figura 43, se poate observa cu ușurință că pentru atingerea probabilității inițiale de 0,77, lumina mai trebuie atenuată încă de 1,145 ori. Atenuarea totală trebuie să fie egală cu $3,15 \cdot 1,145 = 3,60$ în concordanță satisfăcătoare cu numărul calculat mai înainte. De data aceasta, același rezultat se obține însă nu prin măsurarea energiei, ci pe baza statisticii fluctuațiilor luminoase.

Experiențele descrise demonstrează calitativ și cantitativ că tabloul obișnuit de interferență reprezintă în realitate o medie statistică a unei imagini desordonate. După cum s'a remarcat, se constată însă experimental, în mod foarte clar, că alături de această desordine statistică și în micro-tabloul procesului de interferență există o regularitate, care se manifestă prin faptul că locurile întunecate ale tabloului rămân întotdeauna întunecate, caracterul statistic apărând numai în cadrul franjelor luminoase. În fața observatorului apare cu o deosebită intuitivitate în această experiență, dualitatea corpuscul-undă a procesului luminos.

Se poate face observația că fluctuația energiei în franjele luminoase de interferență poate fi explicată ca atare și pe baza concepțiilor clasice, dacă presupunem existența unor fluctuații « clasice » apreciabile în fluxul luminos (comp. p. 11). Această ipoteză însă este în întregime înlăturată de faptul demonstrat mai înainte (p. 48) al independenței fluctuațiilor în fascicule luminoase coerente. Fluctuațiile « clasice » în fasciculele coerente trebuie să fie în mod obligatoriu strâns legate între ele.

BIBLIOGRAFIE

1. L. Euler, Nova Theoria lucis et colorum (L. Euleri Opuscula varii argumenti, p. 169), 1746.
2. M. V. Lomonosov, « Cuvânt despre originea luminii ».
3. S. I. Vavilov, JRFHO, partea fizică, 1930, 60, 555; 1928, 36, 1590.
4. S. I. Vavilov, Izv. Fiz. in-ta pri Moscovskom naucinom institute, 1920, t. 1, Nr. 3, p. 93, 96, 99.
5. P. Bouguer, Tratat optic asupra gradației luminii. Trad. rusă N. A. Tolstoi și P. P. Feofilov, sub redacția lui A. A. Gherșun, 1950.
6. R. Bunsen u. Roscoe, Pogg. Ann. 1857, 101, 235.

7. F. Kaemp f, Phys. Z., 1911, **12**, 761.
8. M. Planck, Wärmestrahlung, 2 Aufl., 1913.
9. S. I. Wawilow u. W. L. Lewschin, Z. Phys., 1926, **35**, 932.
10. S. I. Vavilov, «Priroda», 1945, Nr. 4, p. 9.
11. P. Selenyi, Ann. Phys., 1911, **35**, 444.
12. E. Schrödinger, Ann. Phys., 1920, **61**, 69.
13. S. I. Wawilow u. E. Brumberg, Phys. Z. der Sowjetunion, 1933, **3**, 103.
14. O. Halpern a. F. W. Doermann, Phys. Rev., 1937, **52**, 937; F. W. Doermann, Phys. Rev., 1938, **53**, 420; O. Halpern a. F. W. Doermann, Phys. Rev., 1939, **55**, 486.
15. S. I. Vavilov, JETP, 1940, **10**, 1363; vezi de asemenea Journ. Phys., 1940, **3**, 433.
16. S. Freed a. S. I. Weismann, Phys. Rev., 1941, **60**, 440.
17. S. I. Vavilov, DAN SSSR, 1939, **17**, 459.
18. S. I. Vavilov, Izv. AN. SSSR, OMEN, 1933, p. 1451.
19. P. Soleillet; Ann. Phys., 1929, **12**, 29.
20. P. A. Cerenkov, DAN SSSR, 1934, **2**, 451.
21. S. I. Vavilov, DAN SSSR, 1934, **2**, 457.
22. P. A. Cerenkov, Lucrările Inst. de Fizică P. N. Lebedev, 1944, **2**, 3.
23. I. E. Tamm și I. M. Frank, DAN SSSR, 1937, **14**, 107.
24. L. I. Mandelstam, Opere, t. I, p. 109.
25. V. L. Ghinsburg, JETP, 1940, **10**, 589.
26. E. M. Brumberg și S. I. Vavilov, DAN SSSR, 1934, **3**, 1.
27. L. I. Mandelstam, Opere, t. I, p. 211.

PARTEA A TREIA

PROPRIETĂȚILE LUMINII EMISE
DE UN MEDIU ABSORBANT

CAPITOLUL I

EMISIA ȘI ABSORPȚIA LUMINII ÎN CAZUL UNEI LEGATURI INDUCTIVE ÎNTRE MOLECULE

§ 1. Condițiile de aplicabilitate ale noțiunilor separate de «sursă de lumină» și «mediu»

Aproape întreaga optică este bazată pe ipoteza admisă tacit că proprietățile luminii și structura ei interioară sunt complet determinate de particularitățile sursei și ale mediului, caracterizate în mod separat de parametri cantitativi constanți. Dacă sursa de lumină este determinată în ceea ce privește «puterea» ei, spectrul și polarizarea, iar mediul este caracterizat prin constantele de absorpție, refracție și activitate optică, atunci se consideră că există toate datele pentru rezolvarea problemelor de optică.

Această ipoteză este valabilă numai în mod aproximativ. Există și cazuri frecvent întâlnite și importante din punct de vedere practic, când trebuie să renunțăm la această ipoteză și să trecem la o reprezentare mai generală, în care sursa și mediul sunt privite ca un ansamblu, legat organic. Această parte a cărții este consacrată studiului (teoretic și experimental) al unor astfel de cazuri.

Premisa amintită pentru rezolvarea problemelor optice, asupra posibilității considerării separate a sursei de lumină și a mediului, este de fapt echivalentă cu ipoteza că distanța r dintre particula materială emițătoare și particulele care absorb sau difuzează lumina este mult mai mare decât lungimea de undă λ :

$$r \gg \lambda. \quad (1)$$

Această ipoteză este riguros satisfăcută aproape întotdeauna, dacă eliminăm procesele care se petrec în însăși sursa de lumină și admitem că mediul prin care se propagă lumina nu emite. Singurul caz de rezolvare a unei probleme

de optică cu respectarea celor două condiții amintite și odată cu aceasta în ipoteza că

$$r \leq \lambda \quad (2)$$

se găsește în lucrarea lui L. I. Mandelștam [1], consacrată problemei propagării luminii dela o sursă așezată în apropiere de suprafața de separație între două medii, la o distanță mai mică decât λ . L. I. Mandelștam a arătat teoretic și experimental că în aceste condiții legile reflexiei totale nu mai sunt satisfăcute.

Însă limitarea (1) este inadmisibilă nu numai pentru cazul indicat mai sus, care apare rar în condițiile optice obișnuite. Ea nu poate fi folosită nici odată, riguros vorbind, pentru numărul mare de cazuri importante și frecvente de mediu luminos și în același timp absorbant. Asemenea cazuri sunt înainte de toate înseși sursele de lumină (corpuri incandescente, lămpile cu gaz și luminescente) și, mai departe, mediile care difuzează lumina și sunt luminescente.

Un număr imens de molecule, așezate (în condițiile experimentale obișnuite) în drumul luminii emise de o particulă oarecare, se găsesc la distanțe de multe lungimi de undă față de centrul radiant. De aceea, la prima vedere pare că influența acestor molecule trebuie să mascheze practic în întregime acțiunea specifică a celor câteva molecule așezate alături de centrul radiant a distanțe (2). Această concluzie este însă greșită. Aici se scapă din vedere rolul *a c t i v* al moleculelor vecine capabile să absoarbă lumina. Datorită rezonanței, aceste particule pot acționa asupra centrului luminos, să-i modifice caracterul radiației (în primul rând slăbindu-l), în timp ce moleculele absorb lumina numai în mod *p a s i v*. În afară de aceasta, moleculele vecine determină veriga inițială, principală a procesului de deplasare (migrație) a energiei de excitare în mediu. Această migrație, așa cum va reieși clar din cele ce urmează, poate avea o influență mare asupra proprietăților luminii emise de mediu. Cu toate acestea, în procesul de migrație, rolul moleculelor depărtate este neglijabil.

Condițiile cele mai simple și mai clare pentru analiza fenomenelor optice, atunci când renunțăm la restricția (1), există în mediile luminescente lichide și solide, excitate prin lumină. Faza condensată a materiei, spre deosebire de cea gazoasă, nu dă posibilitatea moleculelor vecine care se află în interacțiune, să se depărteze între ele la distanțe mari în scurtul interval de timp cât durează starea excitată. Datorită acestui fapt, fenomenele de rezonanță pot să se desfășoare pe deplin. Excitația luminoasă este pe de altă parte cea mai simplă, și de aceea poate fi considerată, din punct de vedere teoretic, suficient de complet. De aceea concluziile și experiențele care vor urma, se vor referi în special la fotoluminiscența mediilor lichide și solide.

Renunțarea la restricția (1) și, prin urmare, luarea în considerare a condițiilor speciale care apar atunci când moleculele capabile să absoarbă și să emită lumina se găsesc în vecinătatea sursei luminoase, ne dă posibilitatea să explicăm din punct de vedere pur optic anumite legi ale luminiscentei, pentru explicarea cărora trebuiau introduse până nu de mult ipoteze fizico-chimice speciale. Odată cu aceasta, renunțarea la restricția (1) duce la consecințe optice noi de importanță principală și accesibile verificării experimentale.

Trebue menționat că procesele de emisie și absorpție a luminii trebuie să se complice și mai mult dacă moleculele ce interacționează se apropie într'atât, încât distanța dintre ele devine comparabilă cu dimensiunea moleculelor (raza eficace σ)

$$r \approx \sigma. \quad (3)$$

Spre deosebire de fenomenele care se petrec în condițiile (1) și (2) și care au un caracter optic, în domeniul (3) trebuie să ne așteptăm la o dependență apreciabilă de particularitățile de structură ale moleculelor ce acționează. În acest caz, de altfel, admitând că emițătorul s'a modificat « chimic », adică constant, putem trece din nou la schema separată: sursă și mediu.

§ 2. Consecințele optice datorite legăturii inductive dintre particulele vecine

În legea lui Bouguer, a cărei expresie obișnuită pentru un fascicul luminos paralel este

$$I_1 = I_0 e^{-kd},$$

k este presupus independent de I_0 și d . În partea a doua a cărții au fost examinate condițiile în care această ipoteză nu mai este valabilă în ceea ce privește I_0 . Pentru intensități foarte mari, k trebuie să se micșoreze treptat. În plus, se poate sublinia necesitatea abaterii dela constanța lui k de asemenea și în funcție de grosimea d a stratului, în cazul în care lumina este emisă de însuși mediul absorbant sau, cu alte cuvinte, dacă se renunță la restricția (1).

La distanțe apropiate de λ sau mai mici decât λ între moleculele care emit și absorb lumina, trebuie să se manifeste în primul rând structura geometrică complexă a câmpului electromagnetic ondulatoriu determinată de natura emițătorului elementar (dipol, cuadropol etc.). Din această cauză, coeficientul de absorpție poate să varieze pe măsură ce ne apropiem de molecula luminoasă. Este esențial de remarcat că o asemenea variație trebuie să apară independent de faptul dacă molecula luminoasă execută oscilații forțate sau proprii, adică dacă molecula va difuza lumina sau va fi luminiscentă.

A doua cauză a abaterilor dela legile lui Bouguer și în general a modificării foarte pronunțate a regimului de emisie și absorpție poate apărea numai în cazul unor molecule luminescente care emit ele înseși lumina, adică efectuează oscilații proprii.

Această cauză constă în faptul că la distanțe mici, care satisfac condiția (2), trebuie să aibă loc în mod inevitabil influența inductivă de rezonanță («reacția inversă»)¹ între molecula radiantă și cea absorbantă (dacă considerăm fenomenul din punct de vedere «clasic») care dispare aproape complet la distanțe mult mai mari decât λ . În urma acestui fapt, coeficientul de absorpție, când trecem la distanțe mici (2) nu poate rămâne constant. Variația sa trebuie să fie însă foarte complexă, deoarece odată cu absorpția moleculei a doua, trebuie să se schimbe în mod inevitabil și însăși radiația sursei. Totodată perturbarea caracterului radiației va influența evident în egală măsură toate moleculele care reacționează asupra radiației prin absorpție, oricât de departe ar fi ele.

Dacă radiația nu este monocromatică, ci corespunde unui spectru complex, atunci chiar în cazul unei absorpții monocromatice a moleculei vecine, trebuie în general să varieze datorită reacției într'un anumit fel întregul spectru al emisiei. Această variație a întregului spectru, în cazul unor molecule compuse, este legată de redistribuția rapidă a energiei pe nivelele de vibrație- rotație.

Pentru molecule foarte complexe este bine cunoscută constanța spectrului de emisie la excitarea în limite largi a spectrului de absorpție. Fără să intrăm în discutarea cauzelor acestui fenomen, este natural să ne așteptăm, din punct de vedere pur empiric, ca din cauza legăturii prin reacție între o astfel de moleculă care radiază și o alta care emite în anumite limite înguste ale spectrului, variația spectrului de emisie să se manifeste printr'o atenuare generală a energiei, păstrându-se distribuția de mai înainte a energiei în spectru.

La distanțe mari între molecule, adică în cazul absenței unei legături inductive, atenuarea luminii sursei trebuie să fie în mod normal selectivă. Pe de altă parte, la distanțe foarte mici, adică în condițiile (2), așa cum am spus, slăbirea luminii (care apare în urma influenței retroactive a sistemului absorbant asupra emițătorului) își poate pierde complet selectivitatea sa, dacă experiența se face cu molecule radiante al căror spectru nu depinde de domeniul de excitație.

În rezumat, lumina fotoluminescenței, emisă de mediu, trebuie să fie: 1) slăbită uniform pe întregul spectru în urma influenței inductive a moleculelor «vecine» («extincția» generală a luminii de luminiscență), și în același timp 2) să manifeste o slăbire selectivă în diferite porțiuni ale spectrului în

¹ În sensul din radiotehnică (*Nota Trad.*).

urma autoabsorpției normale a luminii de către mediul luminiscent datorită acțiunii moleculelor « depărtate ».

Modificările pe care trebuie să le așteptăm nu se mărginesc însă numai la aceasta. După cum s'a menționat, atunci când există o legătură inductivă între molecule, variază nu numai emisia moleculei luminoase dar și absorpția particulelor legate inductiv de aceasta.

Această variație nu poate fi constatată experimental, dacă experimentăm cu straturi luminiscente a căror grosime este mult mai mare decât λ . Absorpția anormală a stratului cel mai apropiat va fi practic mascată în întregime de absorpția normală a numeroaselor straturi depărtate. Variația absorpției trebuie să se manifeste însă dacă măsurăm absorpția luminii de luminiscență într'un strat a cărui grosime este mai mică decât lungimea de undă. Legea lui Bouguer nu va fi respectată în ceea ce privește grosimea d , cu atât mai mult, cu cât d este mai mic în limitele (2).

Prin urmare, bazându-ne pe necesitatea existenței unor interacțiuni inductive de rezonanță între molecula emițătoare și molecula absorbantă, așezate în apropiere una de alta, trebuie să ne așteptăm la următoarele 3 procese de absorpție:

1) Absorpția selectivă obișnuită a luminii de luminiscență pe măsura propagării ei în mediu; această absorpție poate fi însoțită, bineînțeles, de o radiație secundară și va fi cu atât mai importantă, cu cât grosimea vasului care conține mediul este mai mare;

2) Atenuarea uniformă neselectivă a întregului spectru de luminiscență (extincție), independentă de grosimea mediului;

3) Absorpția anormală a luminii de luminiscență de către straturile apropiate, apreciabilă în cazul unor straturi foarte subțiri.

Aceste fenomene nu epuizează însă influența legăturii inductive de rezonanță între particulele luminiscente și absorbante, asupra proprietăților luminii emise în exterior. În cazul unei legături inductive, energia de excitație a moleculei poate să treacă la moleculele vecine, încă înainte de emiterea ei, după cum energia unor pendule oscilante legate trece periodic dela unul la celălalt. În felul acesta, atunci când există « reacția », excitația va migra dela o moleculă la alta. Migrația trebuie să fie însoțită de fenomene specifice de depolarizare a radiației, fenomene care sunt examinate mai jos. Inafară de aceasta, migrația trebuie să influențeze și procesul atenuării neselective a luminiscenței (extincției) despre care s'a vorbit.

Toate fenomenele noi enumerate pot fi constatate numai atunci când în mediu există un număr suficient de mare de molecule aflate la distanțe foarte mici (aproximativ mai mici decât λ) față de moleculele vecine. În felul acesta, aceste fenomene trebuie să crească pe măsură ce concentrația moleculelor

crește. Proprietățile luminii emise dintr'un mediu luminos și în același timp absorbant, trebuie să se modifice în mod sensibil, când trecem dela concentrații mici la concentrații mari.

Verificarea experimentală a concluziilor expuse poate fi efectuată în experiențe de două feluri.

I. Studiul emisiei și absorpției luminii în cazul unor concentrații mari într'un mediu având toate cele 3 dimensiuni sensibil mai mari decât λ . În experiențe de acest gen intră măsurătorile de polarizare, expuse în capitolul II, măsurătorile de extincție de concentrație, expuse în capitolul III, precum și măsurătorile de durată medie a stărilor excitate.

II. Experiențele asupra emisiei și absorpției într'un mediu având una sau două dimensiuni comparabile cu λ sau chiar mai mici decât λ . Aceste experiențe sunt descrise în capitolul IV.

În experiențele din primul grup, baza o constituie un volum luminiscent, de exemplu un vas cu o soluție a cărei luminiscentă este excitată de o sursă separată de lumină. Mărind concentrația substanței disolvate și schimbând prin aceasta distanța medie dintre moleculele luminoase și absorbante, se pot studia proprietățile radiației care iese în exterior, polarizarea ei, durata ei, energia ei proporțională cu randamentul. Experiențe de acest gen au fost efectuate de mai multe ori cu scopul de a studia proprietățile luminiscentei. După cum se va arăta însă, rezultatele lor pot fi în întregime aplicate pentru verificarea consecințelor generale de mai sus, pentru un sistem de molecule absorbante legate inductiv.

Experiențele din al doilea grup pot fi efectuate în tuburi capilare subțiri, cu secțiuni apreciabil mai mici decât λ și într'o instalație analoagă cu sistemul folosit pentru observarea inelelor de interferență ale lui Newton, așa cum este descrisă aceasta în capitolul IV.

CAPITOLUL II

MIGRAȚIA DE REZONANȚĂ A ENERGIEI ABSORBITE ȘI DEPOLARIZAREA FLUORESCENȚEI

§ 3. Variațiile «banală» și «nebanală» ale luminii în soluții luminescente

Toate experiențele descrise mai jos au fost efectuate cu soluții de coloranți organici și numai în cazuri excepționale cu soluții de săruri de uranil. Așa cum reiese clar din problemele puse în capitolele precedente, particularitățile de structură ale moleculelor radiante și ale moleculelor absorbante nu trebuie să exercite o influență însemnată asupra fenomenelor presupuse. Numai când trecem la condițiile (3), când distanțele dintre moleculele radiante și moleculele absorbante devin comparabile cu dimensiunile moleculelor înseși, ne putem aștepta la influența particularităților structurale.

Luminiscenta soluțiilor (ca și orice luminiscentă în tratarea optică obișnuită) poate fi caracterizată prin patru proprietăți și anume: spectrele de emisie și de absorpție, randament, polarizare și durată. Experiența arată că toate aceste proprietăți pot suferi modificări, dacă concentrația soluției crește sensibil: spectrele se deformează, randamentul scade, polarizarea luminiscentei scade de asemenea, durata de luminiscentă se micșorează și ea.

În aceste procese trebuie în primul rând să scoatem în evidență partea «banală», referitoare la optica obișnuită, când distanța dintre centrele de emisie și absorpție este mult mai mare decât λ . Dacă spectrele de emisie și absorpție ale soluției se acoperă parțial, atunci luminiscenta care apare în interiorul stratului iluminat este absorbită în soluția însăși, în urma cărui fapt apare o luminiscentă de ordinul II, III sau mai mare. Datorită legii lui Stokes, acest proces de absorpție și emisie multiplă trebuie să fie însoțit de deformări ale spectrului de emisie a luminii care iese din soluție

(deplasarea centrului lui în spre regiunea roșie). În mod corespunzător scade și randamentul. În cazul unor emisii și absorbții repetate, polarizarea va scădea și ea în mod necesar. Durata luminiscentei trebuie dimpotrivă să crească, datorită reținerii multiple a energiei în moleculele excitate.

Este evident că toate fenomenele enumerate, dependente de absorbția repetată obișnuită, la distanțe mari (în comparație cu λ) dela emițător, se vor resimți cu atât mai puțin, cu cât stratul emițător și cel absorbant sunt mai subțiri. Printr'o micșorare suficientă a grosimii stratului de soluție, toate aceste fenomene pot fi practic reduse la zero. Dimpotrivă, măbind grosimea stratului, ele pot fi obținute chiar și pentru soluții foarte rarefiate. În aceasta constă « banalitatea » fenomenelor menționate. Succesul substanțial în studiul experimental al efectelor de concentrație, legate de interacțiunea inductivă de rezonanță a moleculelor, a fost atins numai datorită

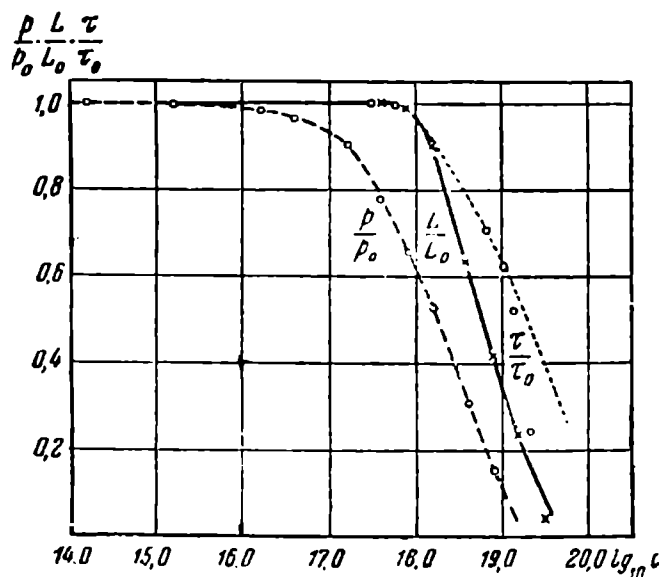


Fig. 44. Variația gradului de polarizare $\frac{p}{p_0}$, a randamentului $\frac{L}{L_0}$ și a duratei medii a stării excitate $\frac{\tau}{\tau_0}$ în soluție de fluoresceină în glicerină la temperatură obișnuită.

numărul moleculelor de fluoresceină dizolvate într'un cm^3 ; pe axa ordonatei s'a însemnat gradul relativ de polarizare $\frac{p}{p_0}$; randamentul relativ $\frac{L}{L_0}$ și durata relativă medie de excitație $\frac{\tau}{\tau_0}$. Este important de subliniat că în limitele indicate pe figură ale concentrației, spectrele de absorpție și

perfecționării metodelor care au permis să se elimine influența absorbției și emisiei multiple [2, 3, 4].

Respectând această condiție, au putut fi puse în evidență influențe noi specifice ale creșterii concentrației asupra proprietăților de fluorescență ale soluțiilor de coloranți. Un exemplu de asemenea fenomene speciale « nebanale » este dat în figura 44 pentru soluții de fluoresceină în glicerină. Pe axa absciselor sunt trecuți logaritmi zecimali ai concentrației, exprimați prin

de emisie rămân practic invariabile. Aceasta demonstrează lipsa unor modificări chimice în molecule. Dacă pe aceeași figură am reprezenta coeficientul obișnuit de absorbție, calculat pentru o unitate de concentrație, el ar fi reprezentat printr'o dreaptă paralelă cu axa absciselor. Cu totul deosebite sunt curbele randamentului polarizării și ale duratei de luminiscentă. După cum se vede din figura 44, acestea rămân neschimbate în anumite intervale de concentrație, iar apoi ele încep să scadă rapid odată cu creșterea concentrației. Din figură reies clar câteva trăsături comune ale celor trei procese și în același timp deosebiriile lor caracteristice.

La fel ca și în fenomenele optice «banale» (pentru $r \gg d$) legate de absorbția și emisia repetată, procesele «nebanale» se observă numai dacă spectrele de absorbție și emisie se suprapun. În figura 45, conform

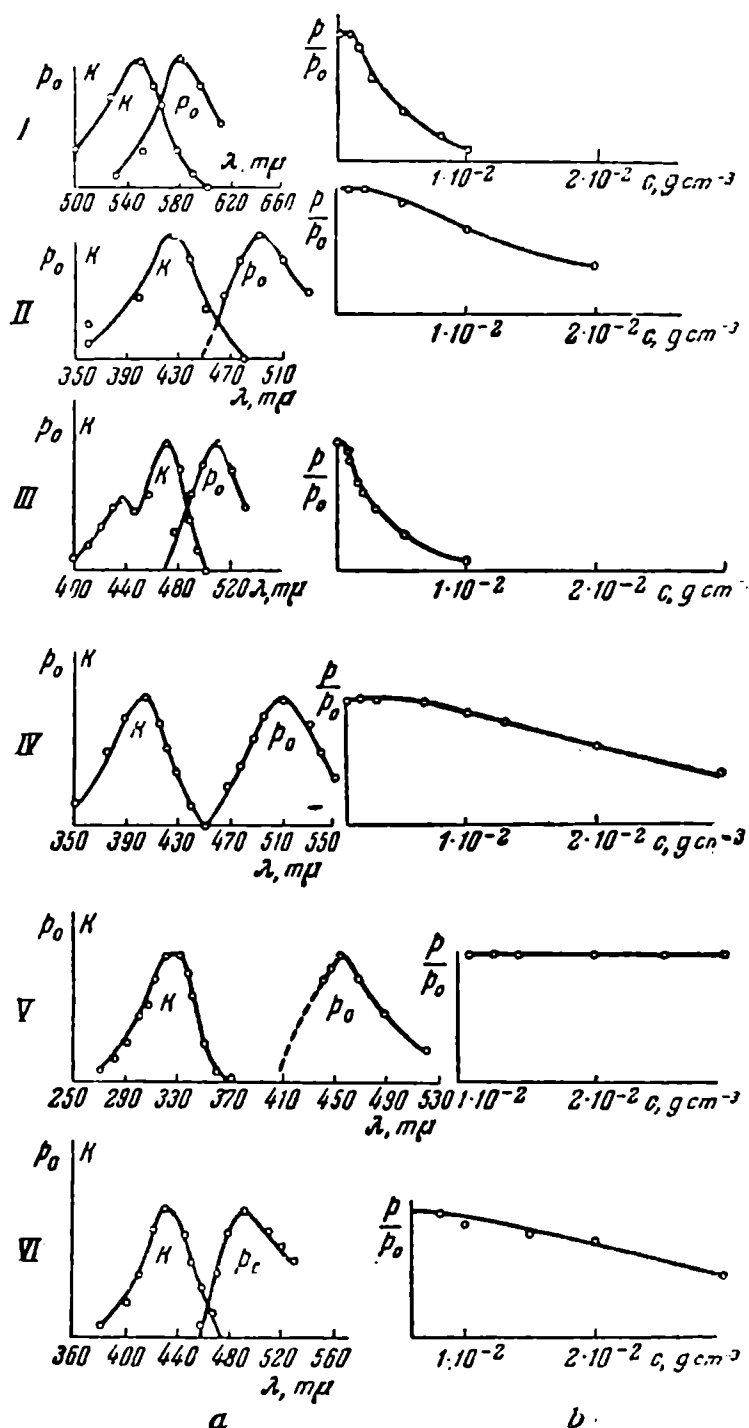


Fig. 45. Poziția reciprocă a spectrelor de absorbție și de emisie (a) și curbele de extincție de concentrație (b) pentru câteva soluții:

I — rodamină B; II — rodulină galbenă; III — sarea de sodiu a acidului perilentetracarbonic; IV — trioxifitalimida; V — trioxifitalimida descompusă; VI — fluoresceină în acid sulfuric.

măsurătorilor lui F.M. Pekerman [5], se arată poziția reciprocă a spectrelor de absorpție și emisie pentru câteva soluții; în dreapta se dau curbele extincției de concentrație ale aceluiași soluții. Din figură se vede că, cu cât suprapunerea spectrelor este mai mică, cu atât extincția de concentrație se manifestă mai slab. Același lucru se observă și în ceea ce privește polarizarea luminii. Corpurile, la care suprapunerea spectrelor este neglijabilă, au depolarizarea de concentrație slabă sau complet absentă. Din acest grup de soluții fac parte în particular, așa cum arată experiența, aproape toate corpurile care dau o fluorescență albastră și violetă (de ex., esculina, bisulfatul de chinină, salicilatul de sodiu etc.).

Fenomenele de concentrație descrise mai sus sunt cu totul deosebite de absorpția și emisia repetată banală. Ele nu pot fi imitate (din punct de vedere cantitativ) prin mărirea grosimii stratului de soluție iluminat. Pe de altă parte, ele au loc pe deplin la grosimi la care absorpția și emisia multiplă obișnuită nu poate să apară în genere.

§ 4. Probabilitatea transferului energiei de excitație la moleculele vecine în funcție de timp și concentrație

Legătura inductivă dintre molecule apare cel mai clar în procesele de depolarizare a luminiscentei în funcție de concentrație și de timpul scurs dela începutul excitației.

Depolarizarea de concentrație a fotoluminiscentei soluțiilor de coloranți a fost descoperită în anul 1924, simultan în U.R.S.S. și în străinătate [5,6]. Curând după aceasta s'a descoperit depolarizarea de concentrație a emisiei de rezonanță a vaporilor de sodiu [7]. Astăzi este incontestabil faptul că, caracterul fenomenului este același în ambele cazuri. În soluțiile de coloranți și în vaporii de metale avem de a face cu o manifestare a rezonanței inductive.

Legătura cantitativă între depolarizare, concentrație și durata medie a stării excitate τ a putut fi stabilită numai după ce au fost găsite metodele de a separa depolarizarea de concentrație de depolarizarea care apare în urma actelor multiple de emisie și absorpție a luminii la distanțe mari. B. Ia. Sveșnikov și P. P. Feofilov [4] au găsit pentru câteva corpuri studiate de ei următoarea relație simplă:

$$\frac{1}{p} = \frac{1}{p_0} + Ac\tau, \quad (4)$$

unde p este gradul de polarizare pentru concentrația dată c și pentru τ dat;

p_0 este gradul de polarizare pentru $c \rightarrow 0$;

A este o mărime constantă.

Ideia migrației de rezonanță a energiei de excitație (sub formă cuantic-mecanică) a fost folosită pentru prima dată de Kallmann și F. London [8], pentru explicarea depolarizării de concentrație a emisiei rezonante a vaporilor de sodiu. Incercarea de a aplica aceeași concepție pentru explicarea depolarizării soluțiilor fluorescente de coloranți a fost făcută de către F. Perrin [9]. El a calculat, pe baza mecanicii cuantice și a unor numeroase simplificări arbitrare, probabilitatea de migrație a energiei de excitație dela o moleculă excitată la una neexcitată. Teoria lui F. Perrin, neținând seama de lărgirea spectrelor, plecând dela ipoteza unei suprapuneri totale a spectrelor de emisie și absorpție în contradicție cu experiența, neținând seama de interacțiunea simultană a mai multor molecule și admitând înafară de aceasta alte simplificări, ducea la concluzia variației pătratice a probabilității de transfer al energiei de excitație în funcție de concentrație, care nu coincidea cu experiența. Valoarea teoretică a concentrației critice, la care ar fi trebuit să înceapă o depolarizare sensibilă, diferă cu un ordin de mărime de valoarea experimentală.

În ultimii ani, Th. Förster [10] a perfecționat teoria lui F. Perrin, luând în considerare poziția reciprocă a spectrelor de absorpție și de emisie, adică suprapunerea lor parțială. În felul acesta se poate explica mărimea experimentală a concentrației critice care corespunde începutului de depolarizare. Teoria lui Förster duce totuși, la fel ca și teoria lui F. Perrin, la dependența greșită pătratică a probabilității de migrație a energiei, în funcție de concentrație, la valori mici ale acesteia din urmă.

Este instructiv să remarcăm că ideea transferurilor succesive de rezonanță ale energiei de excitație dela o particulă la alta prin intermediul « reacției » și nu numai prin radiația « desfacerea liniilor de forță » a început să fie folosită numai în epoca cuantică a fizicii. Ea a fost necesară pentru a înțelege depolarizarea radiației de rezonanță, a fluorescenței sensibilizate și a extincției ei. Din această cauză, transferurile de rezonanță au început să fie interpretate ca expresia « forțelor de schimb » și a « rezonanței cuantic-mecanice ».

Este evident însă că, transferurile de rezonanță de tip inductiv între moleculele dintr'un mediu trebuie să aibă loc neapărat și în cadrul clasic al fenomenelor [11], așa cum s'a arătat în primul capitol. Este esențial să se sublinieze încă odată că în soluțiile de molecule complexe transferurile inductive de rezonanță trebuie să se producă mai des, deoarece viscozitatea mediului îngreunează depărtarea sensibilă a moleculelor ce interacționează în timpul stării de excitație; datorită acestui fapt, rezonanța poate să se desfășoare pe deplin chiar în cazul unui « acord » insuficient.

Spre deosebire de lucrările teoretice amintite [9, 10] bazate pe calculul concret al interacțiunilor unei perechi de molecule schematizate arbitrar,

teoria expusă mai jos, bazată de asemenea pe ideea rezonanței inductive, are un caracter fenomenologic foarte general și nu analizează în amănunt legea interacțiunilor.

Experiența arată (comp. fig. 44) că într'un mediu lichid fluorescent, probabilitatea de extincție a luminiscentei este mult mai mică decât probabilitatea de depolarizare. Presupunând în cele ce urmează că ambele procese sunt legate de migrația de rezonanță între molecule, a energiei de excitație, vom admite (prin convenție) că în mediu există două tipuri diferite de molecule. Trecerea excitației la molecula de primul tip nu poate fi însoțită de extincție, adică de transformarea energiei în căldură. Să notăm prin $q(c, t)$ probabilitatea acestui tip de transfer în care c este concentrația, iar t timpul care a trecut după excitație. Dimpotrivă, trecerea energiei de excitație în moleculele de al doilea tip poate fi însoțită de extincție. Probabilitatea unor asemenea migrații se notează, în cele ce urmează, prin $r(c, t)$. Impărțirea moleculelor absorbante în două tipuri are, după cum s'a menționat, un caracter formal. Moleculele de tipul II pot, de exemplu, să difere de moleculele de tipul I prin starea lor termică sau prin orientare. Este incontestabil în orice caz, că moleculele de primul tip pot să se transforme în molecule de tipul II și invers, fără modificări chimice.

Să trecem la calculul statistic al lui $q(c, t)$. Probabilitatea $q(c, t)$ în interpretare clasică, corespunde existenței unei legături de rezonanță între două molecule apropiate. Datorită mișcării browniene a particulelor și independenței stărilor lor termice, funcția $q(c, t)$ poate varia regulat numai în decursul unor timpuri foarte mici Δt . La fiecare perturbare pronunțată, regularitatea legăturii de rezonanță trebuie să se întrerupă, și energia de excitație (datorită caracterului cuantic al procesului) trebuie să rămână în întregime într'una din moleculele ce interacționează. În felul acesta, în cazul unor perturbări fluctuaționale pronunțate ale rezonanței, probabilitatea q revine la valoarea inițială sau se produce o trecere a energiei la o altă particulă.

Să dezvoltăm $q(c, \Delta t_i)$ în serie, mărginindu-ne la primul termen, datorită micimii lui Δt_i :

$$q(c, \Delta t_i) = q(c, 0) + \Delta t_i q'(c, 0). \quad (5)$$

În cazul general se poate admite că

$$q(c, 0) \leq 1. \quad (6)$$

Condiția $q(c, 0) < 1$ înseamnă că, chiar în momentul excitării, unele molecule, aflate în condiții corespunzătoare, cedează instantaneu energia lor unor alte molecule. Pe baza celor spuse asupra revenirii funcției q la valoarea inițială $q(c, 0)$ după o perturbare a legăturii de rezonanță, pronunțată

prin fluctuații, se poate scrie, conform teoremei de înmulțire a probabilităților, că probabilitatea căutată $q(c, t)$ se va exprima ca produsul probabilităților

$$q(c, t) = q(c, 0) q(c, \Delta t_2) \cdots q(c, \Delta t_n). \quad (7)$$

Primul factor din acest produs corespunde faptului că în cazul general, așa cum s'a admis, în momentul excitației, probabilitatea ca să nu se producă migrația energiei de excitație, este mai mică decât 1. Folosindu-ne de (5), putem scrie (7) astfel:

$$q(c, t) = q(c, 0) \prod_1^n \left[q(c, 0) \left\{ 1 + \frac{\Delta t_i}{q(c, 0)} q'(c, 0) \right\} \right] = e^{\log q(c, 0)} \prod_1^n e^{\chi_i} \quad (8)$$

unde

$$\chi_i = \log q(c, 0) + \frac{\Delta t_i}{q(c, 0)} q'(c, 0);$$

deoarece Δt_i este foarte mic, rezultă de aici

$$q(c, t) = e^{(n+1) \log q(c, 0)} e^{\frac{q'(c, 0)}{q(c, 0)} \sum_1^n \Delta t_i} = e^{\log q(c, 0)} e^{n \log q(c, 0)} e^{\frac{q'(c, 0)}{q(c, 0)} t}; \quad (9)$$

n este egal cu numărul de intervale Δt_i cuprinse în timpul t , adică în medie

$$n = \frac{t}{\Delta t},$$

unde Δt este valoarea medie a intervalului Δt_i . De aceea,

$$q(c, t) = e^{\log q(c, 0)} e^{\frac{t}{\Delta t} \log q(c, 0)} e^{\frac{q'(c, 0)}{q(c, 0)} t}. \quad (10)$$

Să determinăm acum forma funcției $q(c, 0)$ în funcție de c , dacă ea este diferită de 1. Probabilitatea absenței migrației de energie la distanța r între moleculele legate inductiv va fi evident o anumită funcție de r și t $\varphi(r, t)$. Fie c numărul de molecule dizolvate într'un cm^3 . Probabilitatea de a găsi molecula într'un strat sferic de rază r și grosimea dr este egală cu $c4\pi r^2 dr$, probabilitatea lipsei moleculelor în acest strat va fi $(1 - c4\pi r^2 dr)$. Probabilitatea ca excitația să nu treacă dela molecula dată în timpul t în stratul sferic de mai sus, va fi compusă din 2 părți:

$$\varphi(r, t) c4\pi r^2 dr + 1 (1 - c4\pi r^2 dr)$$

(cifra 1 din fața termenului al doilea ne indică certitudinea lipsei migrației de excitație într'un strat lipsit de molecule).

Probabilitatea totală de lipsă a migrației în orice strat sferic care înconjoară molecula excitată, adică $q(c, t)$ se va exprima prin produsul

$$q(c, t) = \prod_{2\sigma}^{\infty} [1 - c 4\pi r^2 \{1 - \varphi(r, t)\}] dr = e^{\sum_{2\sigma}^{\infty} \log [1 - c 4\pi r^2 \{1 - \varphi(r, t)\}]} dr$$

(unde σ este raza moleculei) sau

$$q(c, t) = e^{-c \int_{2\sigma}^{\infty} 4\pi r^2 [1 - \varphi(r, t)] dr} = e^{-\lambda c}, \quad (11)$$

unde

$$\lambda = \int_{2\sigma}^{\infty} 4\pi r^2 [1 - \varphi(r, t)] dr. \quad (12)$$

Constanta λ nu depinde de c și are semnificația fizică a unei « sfere de acțiune », în interiorul căreia migrația de rezonanță (în timpul dat t) este obligatorie; pe de altă parte, λ variază în timp. Pentru problema de față sunt esențiale numai intervale de timp foarte mici, întru cât trebuie să calculăm $q(c, 0)$ și $q'(c, 0)$. De aceea putem să ne mărginim la o dezvoltare în serie

$$\lambda = \lambda_0 + \lambda'_0 \Delta t. \quad (13)$$

Pe baza expresiei (11) găsim în consecință

$$q(c, 0) = e^{-\lambda_0 c};$$

$$q'(c, 0) = -\lambda'_0 c e^{-\lambda'_0 c}.$$

Introducând aceste valori în (10) avem

$$q(c, t) = e^{-\lambda_0 c} e^{-t \left(\frac{\lambda_0}{\Delta t} + \lambda'_0 \right) c}. \quad (14)$$

Notând mărimea constantă

$$\left(\frac{\lambda_0}{\Delta t} + \lambda'_0 \right) = \frac{1}{k_2}, \quad (15)$$

găsim în sfârșit

$$q(c, t) = e^{-\lambda_0 c} e^{-\frac{ct}{k_2}} \quad (16)$$

Formula (16) a fost obținută în ipoteze foarte generale, care nu concretizează problema. Proprietățile dependente de structura moleculelor și a solventului, sunt exprimate de cele două constante λ_0 și k_2 , care în momentul de față sunt dificil de calculat din punct de vedere teoretic.

Constanta λ_0 , așa cum s'a mai spus, are sensul unei « sfere de acțiune » în limitele căreia în cazul excitației, migrația energiei trebuie să se producă instantaneu. Experiența arată că aproape în toate cazurile studiate

$$\lambda_0 = 0, \text{ adică } q(c, 0) = 1. \quad (17)$$

Constanta $\frac{1}{k_2}$, așa cum rezultă din formula (15), dacă este satisfăcută (17), are sensul vitezei de creștere a sferei de acțiune după începutul legăturii de rezonanță.

Să trecem acum la determinarea formei funcționale a probabilității $r(c, t)$ de lipsă a migrațiilor de excitație în moleculele de tipul 2. Aceste migrații pot fi însoțite prin definiție de extincție. Raționamentele folosite pentru deducerea expresiei (16), expuse mai sus, pot fi folosite în întregime în ceea ce privește $r(c, t)$, întru cât nu există nicio justificare de a schimba ceva în aceste raționamente înafară de valoarea constantelor respective. Se poate scrie de aceea de-a-dreptul:

$$r(c, t) = e^{-\omega_0 c} e^{-\frac{ct}{k_1}}. \quad (18)$$

Constanta ω_0 are aici sensul sferei de acțiune pentru extincția « instantanee »:

$$\frac{1}{k_1} = \frac{\omega_0}{\Delta t} + \omega'_0. \quad (19)$$

Până acum am presupus că extincția are un caracter de concentrație pur, adică trebuie să dispară când $c \rightarrow 0$. În realitate, se știe că în multe cazuri de medii luminescente extincția rămâne chiar și la concentrații foarte mici când interacțiunile dintre particule sunt evident excluse. Aceasta înseamnă că există o extincție interioară, care se produce instantaneu și nu depinde de t și c . Ea trebuie luată în considerare pentru a obține probabilitatea totală a lipsei de migrație [15].

Să notăm prin g probabilitatea ca să lipsească extincția interioară în cazul absorpției directe a luminii de către moleculă. Conform legii lui Stokes, energia de excitație va fi în general mai mică decât energia absorbită direct. De aceea probabilitatea f de absență a extincției interioare în cazul migrațiilor ulterioare a excitației în urma rezonanței inductive, va fi în cazul general diferită de g . Deoarece g și f în calculul elementar nu depind de c , putem scrie (18) sub forma nouă mai generală:

$$r'(c, t) = f \cdot e^{-\omega_0 c} \cdot e^{-\frac{ct}{k_1}}. \quad (20)$$

$$r'(c, t) = g \cdot e^{-\omega_0 c} \cdot e^{-\frac{ct}{k_1}}. \quad (20')$$

Formula (20') se referă la actul direct al absorpției luminii excitante.

Probabilitatea totală ca să lipsească orice fel de migrație a energiei de excitație în mediu va fi dată de produsul între $f(c, t)$ și $r'(c, t)$, adică în baza lui (16) și (20).

$$W(c, t) = f(c, t) \cdot r'(c, t) = f \cdot e^{-(\omega_0 + \lambda_0) c} e^{-ct \left(\frac{1}{k_1} + \frac{1}{k_2} \right)}. \quad (21)$$

§ 5. Depolarizarea de concentrație a fotoluminiscenței

Formula (21) constituie baza pentru calculul depolarizării de concentrație a luminiscenței, dacă se dă tipul sistemului elementar emițător și absorbant corespunzător moleculelor dizolvate. Calculele următoare se referă la dipolul electric, sistem frecvent întâlnit în experiență.

Să considerăm cel mai simplu și totodată cel mai frecvent caz de fluorescență polarizată, când oscilatorul absorbant și emițător este reprezentat de un dipol cu o direcție fixă, dipol «rigid». Mai departe să presupunem că moleculele dipolare se găsesc într'un mediu suficient de vâscos pentru ca în timpul duratei medii a stării excitate (de obicei 10^{-8} — 10^{-9} s) dipolul să nu aibă timp să se rotească în mod sensibil în urma mișcării browniene de rotație. Problema influenței vâscozității mediului asupra polarizării fluorescenței soluțiilor este astăzi amănunțit examinată și lămurită [12].

Ea nu introduce principial nimic nou în problema depolarizării de concentrare, de aceea în examinarea generală a acestei probleme este natural să admitem că vâscozitatea este foarte mare, excluzând în felul acesta rotația dipolilor în timpul stării excitate [13].

Să considerăm mai întâi cazul în care legătura inductivă lipsește în mod practic și nu există o depolarizare de concentrație.

Să presupunem că asupra unui mediu luminiscent foarte vâscos, compus din dipoli liniari rigizi distribuiți în mod haotic, cade în direcția x (fig. 46) o undă plană polarizată liniar. Axele y și z le alegem astfel, încât linia de observație

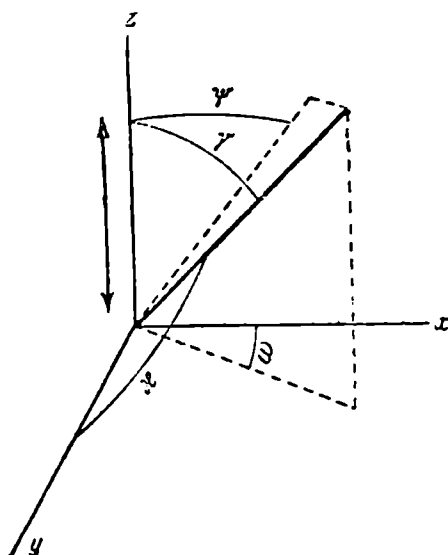


Fig. 46. Schema pentru calculul gradului de polarizare.

să fie paralelă cu y , iar vectorul electric al unde să fie dirijat după z . Axa unui dipol oarecare formează cu axa z unghiul γ . Unghiul format cu axa x de proiecția axei dipolului pe planul xy îl vom nota prin ω .

Sub acțiunea undei cu oscilații verticale, se dezvoltă în dipol oscilații a căror amplitudine este proporțională cu $\cos \gamma$. În timpul emisiei, axa dipolului se presupune prin ipoteză că este aceeași ca și în timpul absorpției. Pe baza proprietăților dipolului, amplitudinea radiației lui depinde de direcție: ea este proporțională cu $\sin \kappa$ (κ este unghiul dintre axa dipolului și linia de observație). Din figura 46 rezultă

$$\sin \kappa = \sqrt{1 - \sin^2 \gamma \sin^2 \omega}. \quad (22)$$

De aceea, amplitudinea radiației emise va fi

$$\cos \gamma = \sqrt{1 - \sin^2 \gamma \sin^2 \omega}. \quad (23)$$

Pentru direcția de observație aleasă, (23) ne dă valoarea totală a amplitudinii radiației emise de dipol. Datorită transversalității undelor luminoase, acest vector electric nu poate avea componente în lungul liniei de observație. De aceea într-un vector (23) este situat în planul y, z , și direcția lui în acest plan se poate găsi după proiecția axei dipolului pe planul y, z . Să notăm unghiul acestei proiecții cu axa z prin ψ . Din figura 46 rezultă că

$$\cos \psi = \frac{\cos \gamma}{\sqrt{1 - \sin^2 \gamma \sin^2 \omega}}; \quad \sin \psi = \frac{\sin \gamma \cos \omega}{\sqrt{1 - \sin^2 \gamma \sin^2 \omega}}; \quad (24)$$

componentele vectorului electric al radiației sunt deci

$$z = \cos \gamma \sin \kappa \cos \psi = \cos^2 \gamma; \quad (25)$$

$$y = \cos \gamma \sin \kappa \sin \psi = \cos \gamma \sin \gamma \cos \omega. \quad (26)$$

Energia oscilațiilor, corespunzătoare componentei verticale și componentei orizontale va fi dată de pătratele expresiilor (25) și (26).

Mediul se presupune isotrop și axele oscilatorilor sunt distribuite în mod isotrop în acest mediu. Pentru calculul energiei totale ale ambelor componente ale radiației, să efectuăm integrarea după toate pozițiile posibile ale dipolilor, de la zero la $\frac{\pi}{2}$ pentru γ și de la 0 la 2π pentru ω . Pentru integrarea pe sferă înmulțim cu elementul de suprafață $\sin \gamma d\gamma$. Avem

$$z^2 = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} z^2 \sin \gamma d\gamma d\omega = \frac{6\pi}{15}; \quad (27)$$

$$y^2 = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} y^2 \sin \gamma d\gamma d\omega = \frac{2\pi}{15}. \quad (28)$$

Gradul de polarizare p este dat de expresia

$$p = \frac{z^2 - y^2}{z^2 + y^2}. \quad (29)$$

Substituind aici (23) și (24), găsim definitiv

$$p = \frac{1}{2}. \quad (30)$$

Valoarea limită a gradului de polarizare a fluorescenței în soluții vâscoase de coloranți este într'adevăr în multe cazuri foarte apropiată de 50%. În general însă, polarizarea limită, chiar în cazul unei viscozități foarte mari a mediului și a unei concentrații infime, care exclude posibilitatea depolarizării de concentrație, poate fi mult mai mică decât 50%. Cauza principală a acestui fapt se reduce formal la deosebirea dintre direcția dipolului absorbant și a celui emițător în moleculă [13]. În acest caz, această deosebire depinde de lungimea de undă a spectrului de excitație, ducând la fenomenul specific al spectrelor de polarizare [12]. Aceste fenomene depășesc cadrul problemei examinate a depolarizării de concentrație; fără a micșora generalitatea deducției, ne putem mărgini la ipoteza cazului limită (30).

Să calculăm acum gradul de polarizare a fluorescenței, pentru cazul când radiația se produce după transportul inductiv al energiei de excitație din molecula care în prealabil a absorbit lumină din fasciculul excitant exterior, într'o altă particulă, a cărei axă formează un unghi χ cu axa primei molecule. Direcția primului dipol este determinată ca și înainte de unghiurile γ și ω . Orientarea dipolului al doilea va fi caracterizată respectiv prin γ_1 și ω_1 (fig. 47). Probabilitatea de absorpție a luminii din fasciculul exterior va fi proporțională, ca și mai înainte, cu $\cos \gamma$.

Dacă dipolul al doilea se găsește față de primul la o distanță mult mai mare decât dimensiunile dipolilor, se poate admite că probabilitatea de transfer a energiei de excitație de la primul dipol la al doilea, va fi proporțională cu cosinusul unghiului dintre direcția câmpului electric generat de primul dipol în locul în care se găsește al doilea dipol și axa acestuia din urmă. Dacă ținem seama de dependența de direcție a câmpului electric al dipolului, probabilitatea de transfer a energiei de excitație de la primul dipol la al doilea este egală în medie cu

$$f(\chi) = \sqrt{\frac{3}{5} + \frac{1}{5} \cos^2 \chi}.$$

¹ În calculele mele publicate anterior [14] se admitea că probabilitatea de transfer este proporțională cu $\cos \chi$. Necesitatea corecției a fost indicată de M. D. Galanin [16]. Întru cât în formulele care urmează, valorile gradului de polarizare obținute din prima sau a doua ipoteză sunt mici și practic se consideră egale cu zero, concluziile finale au rămas neschimbate.

Amplitudinea radiației celui de al doilea dipol în direcția y (fig. 47) este proporțională cu $\sin \kappa_1$ unde κ_1 este unghiul format de axa dipolului al doilea cu axa y' . În felul acesta, amplitudinea radiației în direcția y pentru al doilea dipol va fi proporțională cu

$$\cos \gamma \cdot f(\chi) \cdot \sin \kappa. \quad (31)$$

Vectorul electric nu poate avea o componentă în direcția lui y . De aceea el este situat în planul xz . Proiecțiile lui pe axele z și x sunt respectiv egale cu

$$\left. \begin{aligned} z_1 &= \cos \gamma \cdot f(\chi) \cdot \sin \kappa_1 \cdot \cos \psi; \\ x_1 &= \cos \gamma \cdot f(\chi) \cdot \sin \kappa_1 \cdot \sin \psi. \end{aligned} \right\} \quad (32)$$

Din figura 47 rezultă că

$$\begin{aligned} \sin \kappa_1 &= \sqrt{1 - \sin^2 \gamma_1 \sin^2 \omega_1}; \\ \cos \psi &= \frac{\cos \gamma_1}{\sqrt{1 - \sin^2 \gamma_1 \cdot \sin^2 \omega_1}}; \end{aligned}$$

$$\sin \psi = \frac{\sin \gamma_1 \cos \omega_1}{\sqrt{1 - \sin^2 \gamma_1 \cdot \sin^2 \omega_1}}.$$

Mai departe

$$\cos \chi = \sin \gamma \sin \gamma_1 \cos \omega \cos \omega_1 + \sin \gamma \sin \gamma_1 \sin \omega \sin \omega_1 + \cos \gamma \cdot \cos \gamma_1.$$

Substituind aceste valori în (32), să calculăm z^2 și x^2 . Pentru a obține componentele energiei radiației tuturor dipolilor, trebuie să calculăm integralele

$$Z'^2 = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} z^2 \sin \gamma \sin \gamma_1 d\gamma d\gamma_1 d\omega d\omega_1; \quad (33)$$

$$X'^2 = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} x^2 \sin \gamma \sin \gamma_1 d\gamma d\gamma_1 d\omega d\omega_1. \quad (34)$$

După efectuarea acestei integrări elementare, extrem de laborioasă, găsim

$$Z'^2 = \frac{86}{1125}; \quad X'^2 = \frac{82}{1125} \quad (35)$$

De aici se găsește gradul căutat al depolarizării fluorescenței radiate de molecule după un act de transfer al energiei de excitație:

$$p_1 = \frac{1}{42}. \quad (36)$$

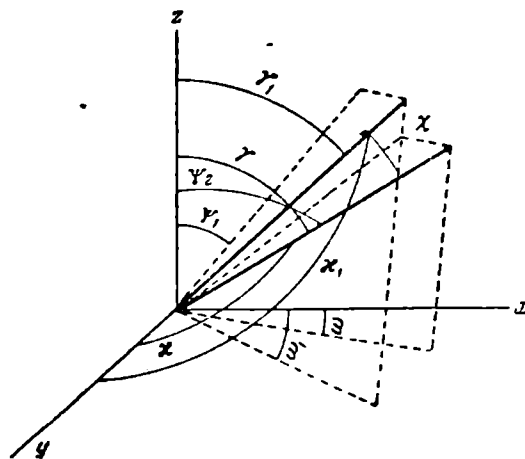


Fig. 47. Schema pentru calculul depolarizării în cazul transferului prin rezonanță.

După aceeași schemă se pot calcula și p_2, p_3 etc. Din compararea expresiilor (26) și (32) apare clar că în urma transferurilor succesive radiația se depolarizează extrem de repede.

Polarizarea totală p a fluorescenței observate se compune din polarizări parțiale, care corespund proceselor separate de migrație a energiei de excitație. Să notăm prin I_n densitatea energiei radiației într-o direcție dată, corespunzătoare procesului de ordin n al transferului; este clar că

$$I_n = Z_n^2 + X_n^2; \quad p_n I_n = Z_n^2 - X_n^2, \quad (37)$$

de unde

$$p = \frac{p_0 I_0 + p_1 I_1 + p_2 I_2 + \dots}{I_0 + I_1 + I_2 + \dots}, \quad (38)$$

sau

$$p = \frac{p_0 + p_1 \frac{I_1}{I_0} + \dots}{1 + \frac{I_1}{I_0} + \frac{I_2}{I_0} + \dots} \quad (39)$$

I_0, I_1, I_2 etc. sunt proporționale cu probabilitățile S_0, S_1, S_2 ale proceselor individuale de migrație a energiei de excitație. Este necesar însă să se introducă încă o corecție legată de anisotropia radiației [17]. Probabilitățile S_n se referă la radiația totală a moleculelor din grupul dat în toate direcțiile, în timp ce mărimile I_n corespund radiației într-o anumită direcție.

Măsurarea randamentului fluorescenței se reduce întotdeauna la măsurarea strălucirii acesteia pe un anumit plan, corespunzător secțiunii unui elipsoid cu două axe, care caracterizează anisotropia fluorescenței. Această strălucire poate fi reprezentată de o mărime proporțională cu suma energiilor a doi vectori perpendiculari între ei, de exemplu, a unuia vertical și a unuia orizontal: $Z^2 + X^2$. Dacă luminiscenta este polarizată, atunci mărimea $Z^2 + X^2$, măsurată fotometric, nu este proporțională cu randamentul. Pentru a ține pe deplin seama de randament trebuie să luăm în considerare și componenta a treia (Y^2), care conform condițiilor de simetrie (caracterul biaxial al elipsoidului care caracterizează polarizarea) va fi egală cu Z^2 sau X^2 . În primul caz, randamentul nu va fi proporțional cu $Z^2 + X^2$, ci cu $2Z^2 + X^2$; în al doilea caz, cu $Z^2 + 2X^2$, și măsurătorile fotometrice trebuie să fie reduse, pentru a obține randamentul (în cazul nostru) în raportul:

$$r = \frac{2Z^2 + X^2}{Z^2 + X^2} = \frac{3 - p_n}{2}; \quad (40)$$

de aceea

$$I_n = \frac{2}{3 - p_n} S_n. \quad (41)$$

Să determinăm acum probabilitatea S_n de radiație după transferul de ordinul n , bazându-ne pe expresia (21) dedusă mai înainte.

Să începem cu determinarea lui S_0 . Probabilitatea ca după excitație în decursul timpului t să nu se producă niciun transfer, va fi egală cu (21).

$$g \cdot e^{-(\omega_0 + \lambda_0)c} \cdot e^{-c\left(\frac{1}{k_1} + \frac{1}{k_2}\right)t}. \quad (42)$$

În această formulă f a fost înlocuit cu g pe baza expresiei (20'), deoarece se examinează absorpția directă a luminii.

Pe de altă parte, probabilitatea ca emisia să se producă în intervalul dela t la $t + dt$, va fi

$$\frac{1}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau_0}} dt. \quad (43)$$

Global vom avea

$$S_0(t) = \frac{g}{\tau_0} \cdot e^{-\Omega c} \cdot e^{-wt} dt, \quad (44)$$

unde

$$\Omega = \omega_0 + \lambda_0; \quad (45)$$

$$w = \left(\frac{1}{\tau_0} + \frac{c}{k_1} + \frac{c}{k_2} \right). \quad (46)$$

Trecem acum la determinarea lui S_1 . Probabilitatea primului transfer la un moment oarecare între θ_1 și $\theta_1 + d\theta_1$, este egală cu

$$ge^{-\Omega c} f \frac{c}{k_2} e^{-\Omega c} e^{-c\left(\frac{1}{k_1} + \frac{1}{k_2}\right)\theta_1} d\theta_1. \quad (47)$$

Probabilitatea lipsei transferurilor următoare după t și a radiației într'un moment oarecare dela t la $t + dt$ va fi egală cu

$$\frac{1}{\tau_0} e^{-c\left(\frac{1}{k_1} + \frac{1}{k_2}\right)(t-\theta_1)} e^{-\frac{t}{\tau_0}} dt. \quad (48)$$

Aici factorul $f \cdot e^{-\Omega c}$ nu mai intră, deoarece el a fost luat în considerare în (47). Ca rezultat final pentru toate valorile posibile ale lui θ_1 , dela 0 la t găsim

$$S_1(t) = \frac{g}{\tau_0} e^{-\Omega c} f e^{-\Omega c} \frac{c}{k_2} \left(\int_0^t d\theta_1 \right) e^{-wt} = \frac{g}{\tau_0} f e^{-\Omega c} \frac{c}{k_2} t e^{-wt} dt. \quad (49)$$

În același fel, introducând succesiv variabile auxiliare $\theta_2, \theta_3 \dots$, găsim

$$\begin{aligned} S_n(t) &= \frac{g e^{-\Omega c}}{\tau_0} \left(f e^{-\Omega c} \cdot \frac{c}{k_2} \right)^n \left(\int_0^t e^{-c\theta_1} e^{-c(t_1-\theta_1)} \dots e^{-c(t-\theta_n)} d\theta_1 \dots d\theta_n \right) e^{-wt} dt = \\ &= \frac{g e^{-\Omega c}}{\tau_0} \left(f e^{-\Omega c} \cdot \frac{c}{k_2} \right)^n \frac{t^n}{n!} e^{-wt} dt. \end{aligned} \quad (50)$$

În cazul unei excitări constante a fotoluminescenței, t are toate valorile dela zero la infinit. De aceea

$$S_n = \frac{g e^{-\Omega c}}{\tau_0} \left(f e^{-\Omega c} \cdot \frac{c}{k_2} \right)^n \frac{1}{n!} \int_0^\infty t^n e^{-wt} dt = \frac{g (f e^{-\Omega c})^n}{\tau_0 w} \left(\frac{c}{k_2} \right)^n \quad (51)$$

În baza lui (41) avem

$$I_n = \frac{2}{3 - p_n} \frac{g e^{-\Omega c}}{\tau_0 w} \left(\frac{c}{k_2} \right)^n, \quad (52)$$

de unde

$$I_0 = \frac{2}{3 - p_0} \frac{g}{\tau_0 w} e^{-\Omega c}. \quad (53)$$

Prin urmare, folosindu-ne de (39), obținem

$$\begin{aligned} p &= \frac{p_0 + p_1 \frac{3 - p_0}{3 - p_1} \cdot \frac{c}{k_2} (f e^{-\Omega c}) + \dots}{1 + \frac{3 - p_0}{3 - p_1} \cdot \frac{c}{k_2} (f e^{-\Omega c}) + \dots} \end{aligned} \quad (54)$$

Să luăm în considerare faptul că în toate cazurile reale

$$\frac{c}{\frac{k_2}{\varpi}} < 1$$

$$p_0 \leq \frac{1}{2} ;$$

$$p_0 \gg p_1 \gg p_2 \dots \quad (55)$$

În afară de aceasta, cu o precizie suficientă pentru posibilitățile experimentale existente, avem

$$p = \frac{p_0}{1 + \frac{3-p_0}{3} \sum_0^{\infty} \left(\frac{\frac{c}{k_2} f e^{-\Omega c}}{\varpi} \right)^n} \quad (55')$$

Efectuând sumarea, substituind valoarea lui ϖ (46) obținem

$$\frac{1}{p} = \frac{1}{p_0} + \frac{1}{p_0} \frac{3-p_0}{3} \cdot \frac{c \tau_0}{k_2} f e^{-\Omega c} \left(\frac{1}{1 + \frac{c \tau_0}{k_1} + \frac{c \tau_0}{k_2} (1 - f e^{-\Omega c})} \right). \quad (56)$$

Aceasta este soluția problemei pusă de noi în legătură cu legea de depolarizare a fotoluminescenței, pentru cazul general când alături de depolarizare există și extincție.

În majoritatea măsurărilor, datele experimentale asupra depolarizării se referă la cazul unor valori foarte mici ale concentrației c , când extincția poate fi neglijată, punând $\frac{c \tau_0}{k_1} \approx 0$; $e^{-\Omega c} \approx 1$; $f \approx 1$. În aceste condiții (56) capătă o formă foarte simplă, liniară

$$\frac{1}{p} = \frac{1}{p_0} + \frac{1}{p_0} \frac{3-p_0}{3} \cdot \frac{c \tau_0}{k_2}. \quad (57)$$

Această formulă coincide cu legea empirică (4) găsită de B. Ia. Sveșnikov și P. P. Feofilov [4] pentru depolarizarea în domeniul concentrațiilor mici.

§ 6. Depolarizarea fotoluminiscenței în timpul extincției ei

Depolarizarea luminiscenței la creșterea concentrației este în esență strâns legată de un alt efect de depolarizare, care capătă o deosebită importanță pentru reprezentarea migrației energiei de excitație în mediu, datorită faptului că este convingător în mod direct. Fenomenul constă în depolarizarea luminiscenței pe măsura stingerii ei după încetarea excitației.

Depolarizarea la extincție, prevăzută de teoria migrației [18], a fost pentru prima dată descoperită experimental de A. N. Sevcenko [19], în cazul extincției luminiscenței polarizate a unor anumite tipuri de sticle uranice, descoperite de el. Pentru soluții fluorescente de coloranți organici, noul fenomen a fost studiat și găsit cu ajutorul fluorometrului ultraacustic de M. D. Galanin [20, 16].

Desfășurarea fosforoscopică în timp a luminiscenței după încetarea excitației ne dă posibilitatea să urmărim starea moleculelor care emit lumină, la diferite momente după încetarea excitației. Cu cât este mai mare timpul care separă momentul excitației și al emisiei, cu atât devine mai probabil transferul inductiv de energie de excitație dela o moleculă la alta. În urma acestui fapt, atunci când există migrații de excitație, stadiile mai depărtate ale stingerii trebuie să conțină o fracțiune relativ mai mare de lumină radiată de moleculele care au obținut excitația nu direct, ci în urma transferurilor inductive. Invers, în stadiile inițiale ale stingerii, fracțiunea acestei lumini va fi neglijabilă. Noi știm pe de altă parte, pe baza celor expuse în § 5, că în cazul unei distribuții desordonate a moleculelor în procesele de migrație, trebuie să scadă sensibil polarizarea luminii emise. Prin urmare, lumina de luminiscență trebuie să se depolarizeze pe măsura stingerii ei.

Legea cantitativă a extincției gradului de polarizare pe măsura stingerii luminiscenței poate fi obținută pe baza formulei deduse în § 5 pentru probabilitatea $S_n(t)$ a lipsei tranzițiilor în funcție de timp. Folosindu-ne de această formulă prin analogie cu (52) și (53), se poate scrie dintr'odată

$$I_n(t) = \frac{2}{3-p_n} \cdot \frac{ge^{-\Omega c}}{\tau_0} \left(fe^{-\Omega c} \cdot \frac{c}{k_2} \right)^n \cdot \frac{t^n}{n!} e^{-\omega t}; \quad (58)$$

$$I_0(t) = \frac{2}{3-p_0} \frac{ge^{-\Omega c}}{\tau_0} e^{-\omega t}. \quad (59)$$

Substituind aceste valori ale lui $I_n(t)$ și $I_0(t)$ în formula (39) pentru polarizare și ținând seama de dependența polarizării de timp, găsim în condițiile (55)

$$p(t) = \frac{p_0}{1 + \frac{3-p_0}{3} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\left(f e^{-\Omega_c \frac{c}{k_2} t} \right)^n}{n!}} = \frac{p_0}{1 + \frac{3-p_0}{3} \left(e^{f e^{-\Omega_c \frac{c}{k_2} t}} - 1 \right)} \quad (60)$$

p_0 este în majoritatea cazurilor $\leq \frac{1}{2}$; pentru sticle cu uraniu p_0 este circa 0,2 de aceea cu o aproximație suficientă formula (60) poate fi transcrisă într-o formă foarte simplă:

$$p(t) = p_0 e^{-f e^{-\Omega_c \frac{c}{k_2} t}} \quad (61)$$

Formula (61) se referă la cazul unei excitații practic instantanee. Dacă excitația înainte de încetare a durat foarte mult, atunci (61) trebuie scrisă sub forma unei integrale:

$$p(t) = p_0 \int_0^{\infty} e^{-f e^{-\Omega_c \frac{c}{k_2} (t+\theta)}} d\theta = \frac{p_0}{f e^{-\Omega_c \frac{c}{k_2} t}} e^{-f e^{-\Omega_c \frac{c}{k_2} t}} \quad (62)$$

Aici θ este timpul cât durează excitația până la încetarea ei.

Să aplicăm teoria expusă a depolarizării în timpul extincției, la măsurătorile lui A. N. Sevcenko asupra sticlelor cu uraniu. Rezultatele experiențelor, făcute cu diferite concentrații de UO_2 în sticlă (1, 2, 4, 6, 8 procente de greutate a UO_2) [21] sunt reprezentate în figura 48. Aceleași rezultate sunt reprezentate logaritmice în figura 49, unde pe axa absciselor s'a marcat timpul extincției, iar pe axa ordonatelor $\log_{10} p(t)$. După cum se vede din ultima figură, depolarizarea are loc într'un interval apreciabil după o lege excepțională, în concordanță cu formula (61) [38]. Cauzele abaterilor în porțiunile inițiale ale curbelor nu sunt încă clare. Se poate presupune că ele se datoresc faptului că în sticlă există două procese diferite de luminiscentă cu constante diferite de extincție și depolarizare. Suprapunerea mai multor procese de acest tip în sticlele de uraniu a fost observată mai înainte [22]. Abaterile pot fi explicate, înafară de aceasta, ca fiind datorite unor cauze tehnice și anume: prin prezența unor mici scânteieri provenite dela lumina polarizată de excitație a sursei în stările inițiale.

Sărurile de uranil s'au dovedit a fi extrem de favorabile, dintr'o serie de motive, pentru descoperirea depolarizării în timpul extincției luminiscentei. Durata luminiscentei în cazul de față este relativ foarte mare, τ este de ordinul a 10^{-4} s. De aceea, pentru observare poate fi folosit un fosforoscop Becquerel simplu. Odată cu aceasta, această luminiscentă de lungă durată este incontestabil « spontană », adică corespunde unei reveniri independente

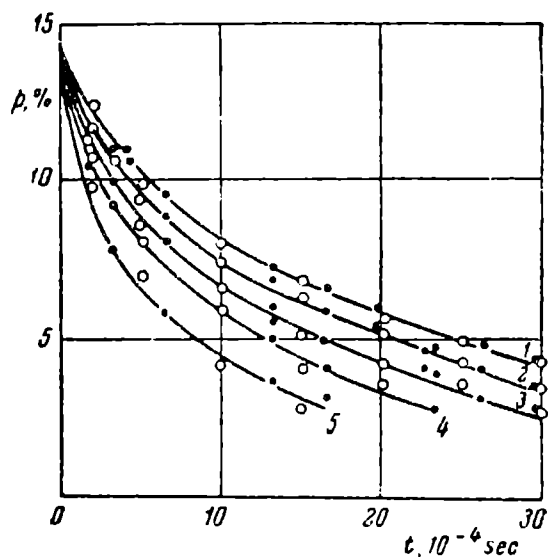


Fig. 48. Depolarizarea la stingere a sticlelor de silicat de bor cu concentrații diferite de UO_2 , după măsurătorile lui A. N. Sevcenko. 1 — 1% UO_2 ; 2 — 2% UO_2 ; 3 — 4% UO_2 ; 4 — 6% UO_2 ; 5 — 8% UO_2 .

a moleculei în stare normală, fără factori exteriori perturbatori. Secu-noaște un număr mare de corpuri luminiscente, care dau o luminiscentă de lungă durată după exci-tare. Cauza acestei durate, însă, stă fie într'un caracter de recombina-re a luminiscentei, așa cum se întâmplă la cristalofosfori, fie în caracterul metastabil al stărilor exci-tate. În cazul luminiscentei de recombina-re, corespunzătoare reve-nirii desordonate a electronilor la centrul electrizat, luminiscenta nu este polarizată și nu există vreo jus-tificare pentru a aplica schema interacțiunilor inductive și a mi-grației excitației. Această schemă nu este aplicabilă nici la stările metastabile ale moleculelor

excitate. Molecula poate trece în starea metastabilă numai pe cale forțată, de exemplu cu ajutorul ciocnirilor termice cu particule vecine; molecula poate părăsi starea metastabilă numai forțat. Radiația în acest caz se produce numai după revenirea forțată în starea normală. În cursul duratei stării metastabile, care determină durata măsurată a radiației, rezonanța și migrația energiei nu pot avea loc. Luminiscenta polarizată de lungă durată a coloran-ților organici, observată în soluții foarte vâscoase (de exemplu, în zahăr candel) și egală uneori cu câteva secunde, nu manifestă, conform expe-rienței lui P. P. Feofilov, vreo depolarizare sensibilă în timpul extincției. Aceasta demonstrează în cazul de față caracterul metastabil al radiației. Dimpotrivă, faptul depolarizării luminiscentei la sărurile de uraniu la extincția ei, demonstrează spontaneitatea acestei luminiscente [11].

S'a menționat mai sus că o altă condiție necesară pentru depolarizare constă în caracterul desordonat al distribuției moleculelor în mediu.

În sticla de uraniu această condiție este incontestabil realizată. Odată cu aceasta, sărurile de uraniu, care determină luminescența sticlei de uraniu, în stare cristalină, ne dau posibilitatea să ne convingem experimental că în cazul unei distribuții uniforme a particulelor, efectul dispăre. A. N. Sevchenko [23] a arătat experimental că luminescența polarizată a monocristalelor de săruri uranilice nu se depolarizează deloc la extincție.

Depolarizarea la extincție poate fi provocată și de alte două cauze independente, de rezonanță inductivă. Prima cauză constă în rotația browniană desordonată a moleculelor în timpul stării excitate. Depolarizarea care apare în urma acestui fapt a fost observată de A. Jabłoński și W. Szymanowski [24]. O astfel de depolarizare poate fi eliminată printr-o mărire apreciabilă a vâscozității mediului în care se găsesc moleculele luminoase. Sticla de uraniu corespunde foarte bine din acest punct de vedere. Vâscozitatea imensă a sticlei la temperatură obișnuită elimină practic rotația browniană a moleculelor și experimentatorul are de a face cu o depolarizare pură, provocată de rezonanța inductivă.

A doua cauză care poate influența depolarizarea în timpul amortizării, este legată de suprapunerea parțială a spectrelor de absorpție și de emisie, adică de acel efect « banal de rezonanță » despre care s'a vorbit în capitolul II (§ 1). Atunci când există o suprapunere a spectrelor, riguros vorbind, însăși legea de extincție trebuie să fie într-o câțva deformată, iar radiația își va prelungi durata în urma actelor repetate de absorpție și emisie. Polarizarea va scădea în acest caz în mod necesar. Luarea în considerare a efectului menționat este una din dificultățile experimentale esențiale, legate de observarea depolarizării inductive la extincția luminescenței. Sticla de uraniu este și în această privință un corp foarte potrivit, deoarece, la o grosime mică a sticlei și la o concentrație mică, suprapunerea spectrelor este foarte mică.

Experiențele fosforoscopice cu sticlele de uraniu, deși demonstrează clar prezența unei depolarizări de migrație și confirmă legătura exponențială dintre gradul de polarizare și timp, cerută de teorie [formula (61)], nu rezolvă încă problema în întregime, deoarece constanta de amortizare are un caracter pur empiric. Pentru completarea problemei trebuie să comparăm această constantă cu constanta din formula (57) a depolarizării de concentrație la sticlele de uraniu. Conform măsurătorilor lui A. N. Sevchenko [21,23], gradul de polarizare a luminescenței sticlelor scade foarte puțin (într-o serie de experiențe dela 0,105 până la 0,09) la o variație a concentrației de 8 ori (dela 1—8 procente de greutate a UO_2 în sticlă). În același timp, după cum reiese clar din figura 49, panta dreptelor logaritmice ale depolarizării la extincție variază mai mult decât de două ori în același interval de concentrații. Această contradicție aparentă se rezolvă dacă ne referim la datele cantitative care

caracterizează condiția experienței. În tabloul Nr. 1, conform datelor lui A. N. Sevchenko [23] și graficului din figura 49, sunt comparate: concentrația c exprimată prin numărul de molecule UO_2 pe 1 cm^3 , durată medie τ , coefi-

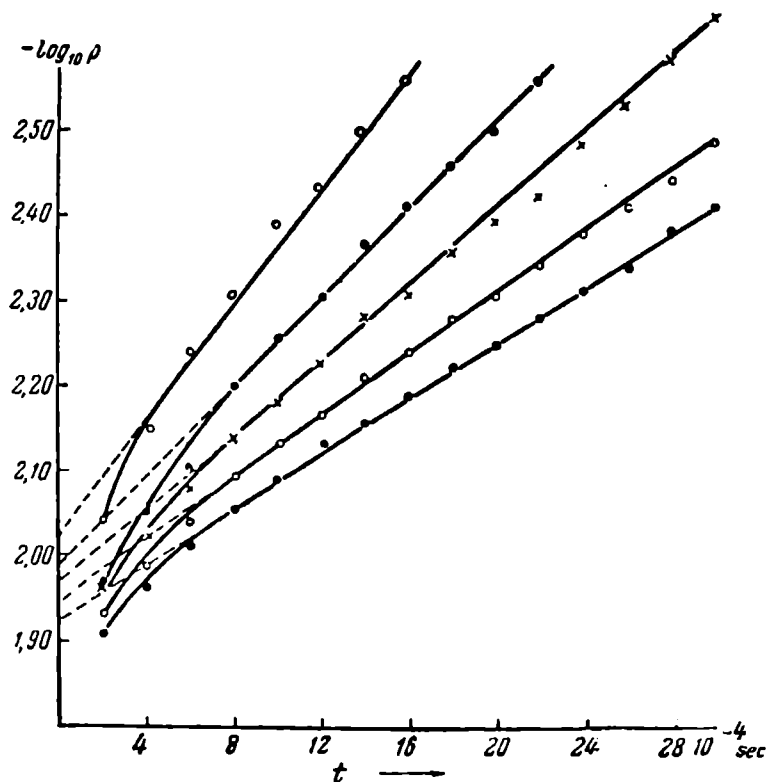


Fig. 49. Reprezentarea logaritmică a măsurătorilor lui A. N. Sevchenko, date în figura 48.

cientul unghiular a , egal teoretic cu $f \cdot \frac{c}{k_2} e^{-\Omega c}$, produsul $a \tau$ și polarizarea limită p_0 , obținută din grafic.

Tabloul Nr. 1

$c \cdot 10^{19}$ (numărul de molecule de UO_2 într'un cm^3)	6,7	13,4	26,8	40,2	53,6
$\tau \cdot 10^2$	4,4	4,0	3,3	2,7	2,2
$a \cdot 10^{-2}$	3,6	4,1	5,2	5,9	7,3
$a \tau$	0,16	0,16	0,17	0,16	0,17
p_0	0,118	0,113	0,110	0,110	0,093

Pentru a face o comparație aproximativă, vom admite că pentru sticle de uraniu $e^{-\Omega c}$ și f diferă puțin de 1. În acest caz trebuie să comparăm formulele (57) și (61) sub această formă foarte simplă:

$$\frac{1}{p} = \frac{1}{p_0} + \frac{1}{p_0} \cdot \frac{3 - p_0}{3} \cdot \frac{c \tau}{k_0};$$

$$p(t) = p_0 e^{-\frac{c}{k_2} t}.$$

a τ din tabloul Nr. 1 este egal cu $\frac{c \tau}{k_2}$ în cazul acestei simplificări. Din ta-

blou se vede că produsul $a \tau = \frac{c}{k_2} \tau$ este constant în intervalul dat de con-

centrație. Deoarece p_0 variază de asemenea foarte puțin, se explică contradicția aparentă menționată mai înainte: constanta lui p la o variație aproape de două ori a lui a . Din această cauză se poate spune că experiențele cu depolarizare de concentrare, pe de o parte, și depolarizare la extincție, pe de altă parte, nu se contrazic între ele. Din nefericire, datorită variației foarte mici a lui p în intervalul de concentrații considerat, nu există deocamdată posibilitatea de a compara valorile constantelor obținute separat din cele două fenomene. Trebuie remarcat, în afară de aceasta, că experiențele asupra depolarizării de concentrație în cazul sărurilor de uraniu, se complică probabil prin procese pur chimice. După măsurătorile lui A. N. Sevcenko, raportul dintre randamentul luminiscentei și durata ei medie rămânând constant în limite largi ale concentrației c dela $6, 7 \cdot 10^{18}$ până la $13,4 \cdot 10^{19}$, începe să scadă brusc, micșorându-se de 5 ori atunci când c variază dela $13,4 \cdot 10^{19}$ până la $53,6 \cdot 10^{19}$. O asemenea variație demonstrează apariția unor modificări fizico-chimice esențiale¹.

Comparația completă a fenomenelor de depolarizare prin concentrație și a depolarizării la extincție a putut fi realizată de M. D. Galanin prin studiul fluorometric al fluorescenței soluțiilor vâscoase de coloranți organici [20,10].

Fluorometrul Institutului de Fizică al Academiei de Științe a U.R.S.S., bazat pe modulația acustică de înaltă frecvență [16], permite să desfășoare în timp procese rapide de extincție a fluorescenței, comparabile cu fracțiuni de ordinul 10^{-9} dintr-o secundă, și în același timp să se urmărească variația polarizării respective. Totuși condițiile de lucru cu fluorometrul sunt apreciabil

¹ De aceea variația lui τ în tabloul Nr. 1 trebuie considerată nu ca rezultatul extincției de concentrație, ci ca o variație a mărimii inițiale τ_0 . Numai din această cauză în formula pentru depolarizare trebuie substituită valoarea variabilă τ .

mai complicate decât cu un fosforoscop obișnuit, nu numai în ceea ce privește caracterul complicat al aparaturii și al procedeelelor, dar și în ceea ce privește interpretarea rezultatelor obținute. De aceea, pentru verificarea cu fluorometrul a consecințelor care decurg din teoria rezonanței inductive, M. D. Galanin a elaborat metode speciale [16] care nu sunt expuse aici. Vom remarca numai următoarele.

Este evident că, componentele intensității fluorescenței polarizate trebuie să fie diferite, după cum observarea se face paralel sau perpendicular pe vectorul electric excitant. Orice metodă de măsurare a polarizării luminescenței se reduce întotdeauna sub o formă oarecare la compararea acestor

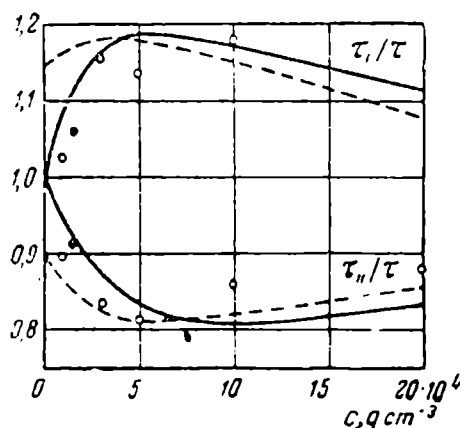


Fig. 50. Compararea valorilor teoretice și experimentale

$$\frac{\tau_1}{\tau} \text{ și } \frac{\tau_{||}}{\tau}$$

pentru diferitele concentrații ale soluției de fluoresceină în glicerină (cercuri) și în zahăr (puncte). Curbele continue reprezintă curbele teoretice fără corecții, cele punctate — cu corecție, la absorbția repetată și la emisie.

fluoresceină în glicerină și în sirop de zahăr, după introducerea corecțiilor pentru fluorescență secundară, care apare în cazul unei intersecții apreciabile a spectrelor de absorbție și de emisie, sunt reprezentate în figura 50.

Curbele teoretice, pentru calculul cărora s'a introdus constanta obținută din experiențele cu depolarizarea prin concentrare, sunt reprezentate punctat. După cum se vede, rezultatele experimentale concordă destul de bine cu teoria.

Fluorometrul nu ne dă posibilitatea de a efectua măsurători directe și simple, care sunt foarte ușor realizabile cu fosforoscopul lui Becquerel în

două intensități. Să le notăm respectiv prin $I_{||}$ și $I_{\perp}$. Dacă gradul de polarizare variază în timp (în timpul extincției luminescenței), atunci este evident că acest grad trebuie să varieze în mod diferit în $I_{||}(t)$ și $I_{\perp}(t)$.

Odată cu aceasta, extincția fiecăreia din componente în parte trebuie să se producă după o lege într-o câțiva diferită de o lege strict exponențială. Ambelor componente le corespunde o durată medie proprie. Destinația principală a fluorometrului constă tocmai în determinarea duratei medii a luminescenței, de aceea pentru verificarea teoriei depolarizării bazate pe migrație în procesul de extincție a fluorescenței, se pot măsura valorile τ pentru cele două componente și pentru concentrații diferite. Rezultatele obținute de M. D. Galanin pentru soluții de

cazul luminiscentei cu durată mare a sticlelor de uraniu. Totuși o oarecare analogie cu aceste experiențe poate fi realizată și cu fluorometrul dacă măsurăm polarizarea luminiscentei în diferite puncte ale curbei fluorometrice (la diferite distanțe ale bancului fluorometrului). Fluorescența observată în partea inițială a curbei fluorometrice corespunde în medie unor momente mai apropiate ale amortizării, decât fluorescența dela sfârșitul curbei. În figura 51 s'a reprezentat pe baza experiențelor lui M. D. Galanin, dependența de concentrație a gradului de polarizare a fluorescenței (abaterea dela gradul de polarizare mediu pentru diferite locuri pe bancul fluorometrului) pentru o soluție de fluoresceină în glicerină. Curba continuă este calculată teoretic; s'a folosit constanta obținută din măsurarea depolarizării prin concentrație. Prin cerceulețe s'au însemnat rezultatele experimentale. În figura 51 se dă compararea curbelor teoretice și a măsurărilor experimentale, pentru diferența gradului de polarizare la începutul bancului fluorometrului (0 cm) și la o distanță de 300 cm, în funcție de concentrația soluțiilor de fluoresceină (I), rodamină 5 G (II) și rodulină portocalie (III) în glicerină. Din figură se vede că există o bună concordanță a experienței cu teoria.

Studiul experimental al depolarizării la extincție împreună cu experiențele asupra depolarizării prin concentrație ne dă în felul acesta o confirmare multilaterală a teoriei migrației.

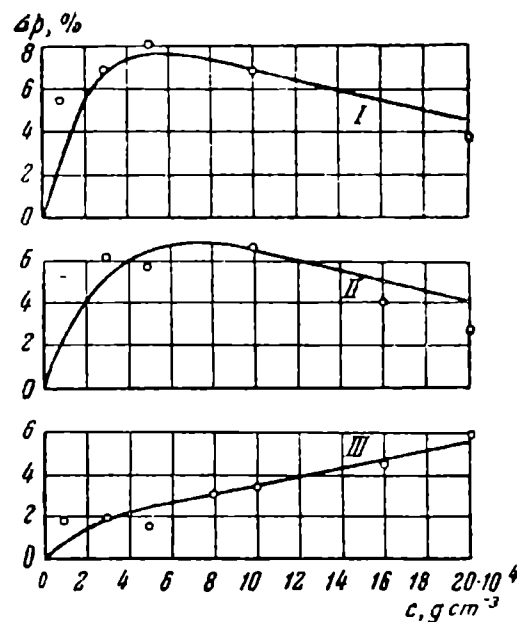


Fig. 51. Curbele teoretice și valorile experimentale pentru diferența gradului de depolarizare Δp în diferite puncte pe bancul optic (0 și 300 cm) pentru diferite concentrații ale soluțiilor de coloranți în glicerină:

I — fluoresceină; II — rodamină 5 G; III — rodulină portocalie.

CAPITOLUL III

EXTINCȚIA PRIN CONCENTRAȚIE A LUMINISCENȚEI ȘI REZONANȚA INDUCTIVĂ

§ 7. Extincția fotoluminiscenței prin concentrație și încercările de a o explica

Spre deosebire de depolarizarea prin concentrație și depolarizarea la extincție, atenuarea luminozității fotoluminiscenței odată cu creșterea concentrației corpului luminos este cunoscută din timpuri vechi. Ea era cunoscută de Newton, de ea s'a ocupat Stokes, ea a constituit obiectul a numeroase cercetări fizice și chimice în secolele XIX și XX. Chiar Stokes a atras atenția asupra reversibilității procesului și anume asupra creșterii randamentului emisiei de luminiscentă la diluție. Cu toate acestea, au fost foarte mult răspândite și continuă să apară și astăzi teorii fizico-chimice care încearcă să reducă extincția la procese chimice ireversibile, la disociația electrolițică, la coagularea moleculelor, la precipitarea sărurilor etc. Pentru a stabili natura pur fizică a extincției prin concentrație, înafară de reversibilitate, o importanță principială o are paralelismul aproximativ dintre variația randamentului luminiscenței L și durata ei medie τ în funcție de concentrația c .

Extincția se supune unei legi complexe [25]. Pentru valori foarte mici ale concentrației, randamentul L este practic constant și se observă un « prag » (comp. fig. 44). Într-o anumită regiune de concentrație însă, începe o extincție bruscă, care se supune într'un interval apreciabil formulei empirice

$$\frac{L_0}{L} = e^{\alpha(c-c_0)} \quad (63)$$

(L_0 este randamentul pentru $c \rightarrow 0$; α și c_0 sunt constante). Pentru c foarte mari, această formulă nu mai este valabilă și extincția se produce mai încet.

Acest caracter al extincției prin concentrație pentru coloranți a fost verificat de nenumărate ori cu metode diferite [5, 26]. Oarecare îndoieli, exprimate în acest caz în ceea ce privește existența « pragului » pentru concentrații mici [27], s'au dovedit a fi greșite [5].

Prima teorie fizică a extincției prin concentrație, bazată pe ideea lui F. Perrin asupra interacțiunii fizice statice a moleculelor (induction moléculaire) a fost dezvoltată de F. Perrin [28]. Din considerații statistice generale, el a obținut o formulă simplă:

$$\frac{L_0}{L} = e^{\alpha c}. \quad (64)$$

Această formulă este, însă, în contradicție vădită cu experiența, ea nu explică « pragul » și paralelismul variației lui L și τ . Nici ipoteza ciocnirilor « de genul II » ca una din cauzele extincției prin concentrație în soluții [25, 29] nu concordă cu experiența; ea duce la formula

$$\frac{L_0}{L} = 1 + c \frac{\tau_0}{k} \quad (65)$$

(k este o mărime constantă), care nu coincide cu (63). Dacă sfera de acțiune a moleculelor care se ciocnesc prin șocuri de genul II, nu coincide cu sfera cinetică, extincția trebuie să se desfășoare pe baza legii [30]:

$$\frac{L_0}{L} = e^{\omega c} \left(1 + e \frac{\tau_0}{k} \right) \quad (66)$$

unde ω este diferența dintre volumul sferei de acțiune și volumul sferei cinetice. Această formulă nu este nici ea în concordanță cu experiența.

Ipoteza rezonanței cuantice mecanice pentru explicarea extincției prin concentrație a luminiscentei în soluții a fost pentru prima dată folosită de F. A. Dușinski [31]. El a presupus că extincția se produce atunci când la o distanță foarte mică de molecula excitată se găsește o altă moleculă, sau dacă moleculele sunt asociate. Introducând ipoteze arbitrar simplificate și particulare, Dușinski a ajuns la formula

$$\frac{L_0}{L} = 1 + kc^3. \quad (67)$$

Ea este în contradicție totală cu experiența și deducerea ei este greșită. Totuși ipoteza inițială a lui Dușinski asupra rezonanței și migrației energiei între molecule, în aplicație la extincția prin concentrație, este rațională. Anume ea este pusă la baza teoriei extincției prin concentrație, expusă mai

jos. Ipoteza tranzițiilor de rezonanță ale excitației, aplicată la problema extincției de concentrație este studiată în ultimul timp și de Th. Förster [10,32] sub aspectul calculului aproximativ al constantelor care intră în teorie. Studiul se găsește într'un stadiu inițial și are alte probleme și alt caracter decât teoria de mai jos.

§ 8. Teoria extincției prin concentrație

Condițiile fizice ale transformării în căldură a energiei luminoase absorbite în moleculă, pot fi stabilite numai pe baza unor cunoștințe amănunțite asupra structurii moleculei și asupra stării de agregare a materiei. Examinând problema extincției de concentrație sub forma ei generală, ne vom mărgini la constatarea faptului, adică la ipoteza că în anumite condiții, energia de excitație din molecule se transformă în căldură. În § 4 din capitolul II, am menționat că o astfel de transformare în căldură se poate produce în unele cazuri și într'o moleculă izolată, când $c \rightarrow 0$. Probabilitatea de absență a unei astfel de transformări am notat-o prin g . O astfel de extincție «interioară» poate servi în cazul rezonanței inductive, drept bază pentru cea mai simplă extincție prin concentrație [15]. La fiecare act de transfer al excitației într'o altă moleculă există o probabilitate de extincție interioară (probabilitatea de absență a unei asemenea extincții se notează în acest caz cu f). Cu cât mai des se vor produce transferuri, adică cu cât este mai mare concentrația, cu atât devine mai mare probabilitatea de transformare a excitației în căldură și se realizează cel mai simplu caz al «extincției prin concentrație».

Alături de acest tip simplu de extincție, se presupune existența unui proces prin esență legat de concentrație, adică depinzând în mod intrinsec de distanța medie dintre molecule. Pentru probabilitatea de absență a transferurilor care pot fi însoțite de extincție de acest tip, s'a dedus mai înainte formula (18).

$$r(c, t) = e^{-\omega_0 c} e^{-\frac{ct}{h_1}}.$$

În deducerea formulei (18) s'a considerat în cazul general că și în momentul inițial, imediat după excitație există o anumită probabilitate de transfer al excitației, urmată de extincție. Probabilitatea de absență a unor asemenea transferuri «statice» cu extincție este egală cu $e^{\omega_0 c}$.

Formula (50) calculată pentru probabilitatea de radiație a energiei de excitație după n transferuri fără extincție, constituie baza pentru deducerea sub formă generală a legii extincției prin concentrație. Într'adevăr, radiația

totală $L(t)$ în timpul (t) , datorită interacțiunii tuturor proceselor caracterizate fiecare de un număr diferit n de acte simple, va fi

$$L(t) dt = \sum_0^{\infty} S_n dt;$$

$$L(t) dt = g \frac{e^{-\Omega c}}{\tau_0} e^{-\omega t} \left[\sum_0^{\infty} \left(f e^{-\Omega c} \cdot \frac{c}{k_2} \right)^n \frac{t^n}{n!} \right] dt = g \frac{e^{-\Omega c}}{\tau_0} e^{-\left(\omega - f e^{-\Omega c} \frac{c}{k_1}\right) t} dt. \quad (68)$$

Introducând valoarea ω (46) găsim

$$L(t) dt = g \frac{e^{-\Omega c}}{\tau_0} e^{-\left\{ \frac{1}{\tau_0} + \frac{c}{k_1} + \frac{c}{k_2} (1 - f e^{-\Omega c}) \right\} t} dt. \quad (69)$$

Pentru a obține randamentul total, trebuie să integrăm (69) în raport cu t pentru toate valorile dela 0 la ∞ . Găsim

$$L = \int_0^{\infty} L(t) dt = \frac{g}{\tau_0} e^{-\Omega c} \frac{1}{\left\{ \frac{1}{\tau_0} + \frac{c}{k_1} + \frac{c}{k_2} (1 - f e^{-\Omega c}) \right\}} \quad (70)$$

De aici găsim, pentru L_0 (valoarea randamentului pentru $c \rightarrow 0$)

$$L_0 = g. \quad (71)$$

Să scriem pe baza formulelor (70) și (71) expresia randamentului $\frac{L_0}{L}$,

$$\frac{L_0}{L} = e^{\Omega c} \left[1 + c \left(\frac{\tau_0}{k_1} + \frac{\tau_0}{k_2} - \frac{\tau_0}{k_2} f e^{-\Omega c} \right) \right]. \quad (72)$$

Această formulă exprimă legea extincției prin concentrație sub o formă foarte generală. Constantele care intră în (72) sunt aceleași ca și cele din formulele (56) și (60) pentru depolarizarea prin concentrație și depolarizarea în timpul extincției.

Pentru domeniul de concentrații pentru care $\Omega c \ll 1$, putem scrie (72) cu o aproximație suficientă sub forma următoare

$$\frac{L_0}{L} \approx 1 + c \left[\frac{\tau_0}{k_1} + \frac{\tau_0}{k_2} (1 - f) + \Omega \right] + c^2 \Omega \left[\frac{\tau_0}{k_1} + \frac{\tau_0}{k_2} \right] + c^3 \Omega^2 \frac{\tau_0}{k_2} f. \quad (72')$$

În cazul cel mai simplu al extincției prin concentrație când $\Omega = 0$, $k_1 = \infty$, caz a cărui semnificație este din punct de vedere fizic cu totul clară, (72) capătă următoarea formă:

$$\frac{L_0}{L} = 1 + \frac{c\tau_0}{k_2}(1 - f). \quad (72'')$$

Din caracterul deducției, folosite pentru a obține (72), rezultă că numai compararea cu datele experimentale va putea permite determinarea gradului admisibil al simplificării formulei (72).

Este important de menționat următoarele. Formula (72) este bazată pe trei ipoteze: 1) interacțiunea de rezonanță dintre molecule, dependentă de timp; 2) interacțiunea «statică» independentă de timp; 3) migrația excitației. Dacă renunțăm la prima ipoteză, adică dacă considerăm constantele $\frac{1}{k_1}$ și $\frac{1}{k_2}$ ca fiind nule, atunci ajungem la formula greșită (64) a lui F. Perrin.

Dacă, dimpotrivă, neglijăm interacțiunea statică, punând $\Omega = 0$, obținem formula (65) care se verifică bine în fenomenele de extincție a luminiscentei cu ajutorul corpurilor străine [29, 30], dar greșită pentru extincția prin concentrație. În sfârșit, dacă nu ținem seama de migrația excitației, ceea ce este echivalent cu anularea constantei $\frac{\tau_0}{k_2}$, obținem formula (66), de asemenea ne-

satisfăcută în procesele de extincție prin concentrație. Formula lui Dușinski (67), așa cum se vede din (72'), s'ar fi putut obține numai dacă coeficienți pe lângă c și c^2 ar fi egali cu zero, iar aceasta ar fi însemnat că și coeficientul pe lângă c^3 este de asemenea egal cu zero. Cu alte cuvinte, formula (67) nu poate fi satisfăcută în niciun fel de condiții.

§ 9. Accelerarea extincției luminiscentei în cazul extincției prin concentrație

În procesul de extincție prin concentrație, din punctul de vedere al teoriei migrației, trebuie să existe o analogie directă a fenomenului de depolarizare în timpul extincției.

În lipsa extincției prin concentrație, amortizarea proceselor spontane trebuie evident să se producă conform legii

$$\lim_{c \rightarrow 0} \frac{I_c(t) dt}{c} = \lim_{c \rightarrow 0} I_{c0} e^{-\frac{t}{\tau_0}} dt.$$

Pe de altă parte, din (69) rezultă că extincția, în cazul când există extincția prin concentrație, trebuie să se desfășoare conform următoarei formule:

$$I_c(t) dt = I_{co} e^{-\left\{\frac{1}{\tau_0} + \frac{c}{k_1} + \frac{c}{k_2} (1 - f e^{-\Omega c})\right\} t} dt,$$

adică, durata medie a extincției este dată de formula

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_0} + \frac{c}{k_1} + \frac{c}{k_2} (1 - f e^{-\Omega c}). \quad (73)$$

Atenuarea suplimentară a luminiscentei, care crește tot timpul, pe măsura extincției ei naturale, este provocată de migrația excitației. În stadiile inițiale, după prima excitație, probabilitatea transferurilor de energie la alte molecule însoțite de extincție, este mai mică decât în stadiile îndepărtate, în concordanță cu concluzia expusă anterior.

Din compararea lui (72) și (73) rezultă că

$$\frac{L_0}{L} \frac{\tau}{\tau_0} = e^{-\Omega c}. \quad (74)$$

Dacă sfera de acțiune Ω este practic egală cu zero, atunci trebuie să existe o proporționalitate riguroasă între randament și durată, pentru orice concentrație. Dacă Ω are o valoare finită, trebuie să se descopere numai un paralelism aproximativ între variația lui L și variația lui τ . Așa cum se va vedea din cele ce urmează, un asemenea paralelism aproximativ există întotdeauna. Această fapt capătă importanța unei experiențe cruciale pentru teoria extincției prin concentrație, la fel cum faptul depolarizării în timpul extincției joacă un rol hotărâtor pentru teoria depolarizării prin concentrație. Într'adevăr, paralelismul între L și τ demonstrează cu certitudine existența unei dependențe a randamentului funcție de timp, care s'a scurs după excitație. O astfel de dependență s'ar fi putut observa dacă procesul de extincție ar fi fost determinat de ciocnirile dintre molecule și ar fi fost supus legii (65). Legea (65) însă nu este satisfăcută; concentrațiile coloranților luminiscenti sunt în cazul acesta atât de mici, încât în timpul stării excitate, ciocnirile se pot produce numai foarte rar; în sfârșit, extincția prin concentrație este aproape independentă de vâscozitatea mediului și are loc în aceeași măsură în apă ca și în glicerină. De aceea, ciocnirile ca o cauză a extincției prin concentrație, pot fi în general excluse. Dependența de timp a randamentului trebuie să fie determinată numai de dezvoltarea interacțiunii dintre particule după excitație, adică de procesele cu caracter de rezonanță.

§ 10. Verificarea experimentală a teoriei extincției prin concentrație

Ecuatiile (72) și (73) conțin 5 constante τ_0 , f , Ω , k_1 , k_2 . În ele sunt exprimate particularitățile de structură ale particulelor, precum și proprietățile moleculare ale mediului. Structura funcțională a ecuațiilor exprimă trăsăturile de migrație ale proceselor într-o formă foarte generală și foarte largă. Pe de altă parte, constantele concretizează în întregime fenomenul. Aceste constante sunt empirice, dar ele nu sunt arbitrare, ci absolut precise, deoarece ele intră în expresiile altor procese fizice independente.

În momentul de față, valoarea timpului mediu τ_0 pentru $c \rightarrow 0$ poate fi găsită cu o precizie bună cu ajutorul fluorometrelor sau pe baza dependenței polarizării fotoluminescenței de vâscozitate, precum și prin alte metode.

Valoarea lui τ din (73), la fel ca și a lui τ_0 poate fi găsită experimental independent de măsurătorile de extincție prin concentrație, cu ajutorul fluorometrului sau al determinărilor polarizării (în cazul concentrațiilor diferite) în funcție de vâscozitate.

Pe de altă parte, formula (74) ne dă o metodă pentru determinarea experimentală separată a lui Ω , adică a dimensiunilor sferei de acțiune (din care se scade sfera cinetică), în interiorul căreia extincția se produce practic instantaneu.

În formula (70) a extincției prin concentrație, intră constantele g și f ale extincției interioare. Mărimea g caracterizează probabilitatea de absență a extincției interioare în timpul absorpției directe a fotonului, mărimea f caracterizează probabilitatea respectivă în timpul tranziției ulterioare a excitației. Randamentul este determinat experimental pe baza energiei totale, iar nu de numărul fotonilor; de aceea, conform legii lui Stokes, g va fi formal, întotdeauna mai mic decât 1 în raportul $\frac{\lambda_a}{\lambda_f}$, unde λ_a este lungimea de undă medie a luminii absorbite, iar λ_f — a luminii emise. În afară de aceasta, în ceea ce privește extincția interioară, este natural (cu toate că nu este obligator) să admitem

$$g = \frac{\lambda_a}{\lambda_f} \cdot f. \quad (75)$$

În această ipoteză g și f pot fi găsiți din determinarea randamentului absolut al fotoluminescenței pentru $c \rightarrow 0$. Pe baza formulei (75), în aceste condiții randamentul absolut este

$$L = g = \frac{\lambda_a}{\lambda_f} \cdot f. \quad (76)$$

În prezent, există metode comode pentru determinarea randamentului absolut [33].

Cunoscând valoarea lui f și ținând seama de faptul că pentru $c \rightarrow 0$, avem $\frac{c^2}{k_1} \approx 0$, $e^{-\Omega c} \approx 1$, se poate determina constanta k_2 pe baza depolarizării prin concentrație (56) sau pe baza depolarizării în timpul extincției (61).

În sfârșit, aceleași formule pentru depolarizare, dar pentru c destul de mari și τ_0 , Ω , f , k_2 cunoscuți ne dau posibilitatea de a găsi pe k_1 .

Aceasta este una dintre căile posibile de determinare a constantelor care figurează în ecuația extincției prin concentrație (72). Călea arătată nu este unică, prin urmare este clar că constantele au o valoare fixă, determinată prin experiențe independente.

În prezent există destul de multe măsurători sistematice paralele ale polarizării, ale randamentului și ale duratei fluorescenței în soluții de coloranți organici. Măsurătorile au fost efectuate în special la Institutul de Fizică «P. N. Lebedev» [16] și la Institutul de Stat de Optică [4, 5]. În figura 52 se dau rezultatele inițiale ale măsurătorilor comparate cu valorile teoretice ale polarizării, ale randamentului și ale duratei în funcție de concentrație, pentru fluoresceină, rodamină B, eosină și tripaflavină în glicerină. Măsurătorile polarizării și ale randamentului au fost efectuate de B. Ia. Sveșnikov și P. P. Feofilov [4] la Leningrad.

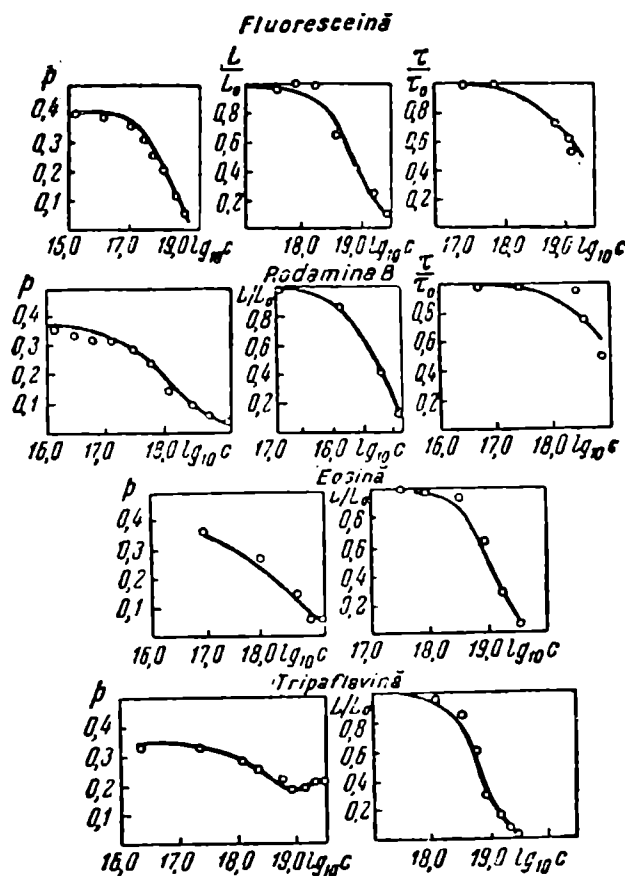


Fig. 52. Compararea cu curbele teoretice a datelor experimentale asupra depolarizării prin concentrație p , a extincției prin concentrație $\frac{L}{L_0}$ și a duratei $\frac{\tau}{\tau_0}$ a fluorescenței în soluții după măsurătorile lui B. Ia. Sveșnikov și P. P. Feofilov [4] și V. Szymanski [34].

I — fluoresceină în glicerină; II — rodamină B în glicerină; III — eosină în glicerină; IV — tripaflavină în glicerină.

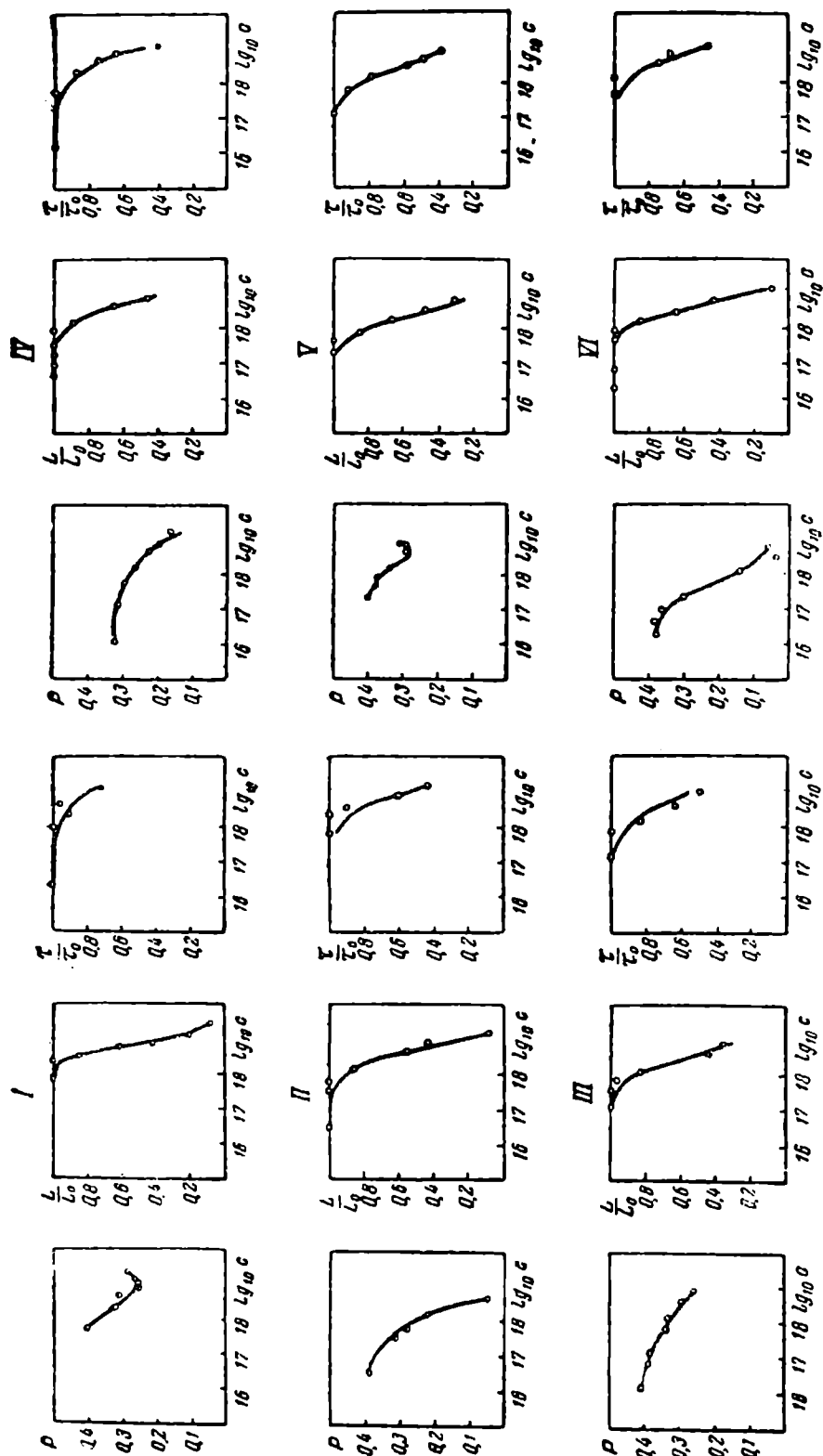


Fig. 53. Compararea cu curbele teoretice a datelor experimentale asupra depolarizării prin concentrație p , a extincției prin concentrație $\frac{L}{L_0}$ și a duratei $\frac{\tau}{\tau_0}$ a fluorescenței în soluții de glicerină, conform măsurătorilor lui F. M. Pekerman [5].

I — tripaflavină; II — fluoresceină; III — rodulină portocalie; IV — rodamină 5 G; V — acridină portocalie; VI — rodamină B.

Durata a fost determinată fluorometric de V. Szymanowski [34] la Varşovia. La compararea datelor experimentale cu teoria, f se presupune egal cu 1. Curbele continue au fost calculate teoretic. Valorile constantelor admise în acest calcul erau destul de arbitrare, deoarece nu există vreo

Tabloul Nr. 2

	$\Omega \cdot 10^{20}$	$\frac{\tau_0}{k_1} \cdot 10^0$	$\frac{\tau_0}{k_2} \cdot 10^0$
Fluoresceină	1,2	5,5	81,5
Rodamină B	1,4	10,0	120,0
Eosină	1,0	1,0	73,0
Tripaflavină	7,3	0,5	30,0

siguranță în identitatea soluțiilor lui Feofilov și Svesnikov pe de o parte, și a soluțiilor lui Szymanowski pe de altă parte. Valorile admise ale constantelor sunt date în tabloul Nr. 2.

În figura 53 se dă reprezentarea grafică a măsurătorilor lui F. M. Pekarman [5] pentru tripaflavină, fluoresceină, rodulină portocalie, rodamină 5 G, acridină portocalie și rodamină B în glicerină. Curbele pline sunt teoretice, calculate cu valorile constantelor date în tabloul Nr. 3. Valorile lui f au fost presupuse și aici egale cu 1.

Din rezultatele reproduse rezultă că concluziile teoriei migrației sunt confirmate. Valorile constantelor din tablourile Nr. 2 și Nr. 3 au de altfel caracterul preliminar al ordinului de mărime, întru cât eroarea într'una din constante poate fi compensată în mare parte de o eroare într'o altă constantă. Există însă posibilități de a mări precizia măsurătorilor, deci și a constantelor.

Tabloul Nr. 3

	$\Omega \cdot 10^{20}$	$\frac{\tau_0}{k_1} \cdot 10^0$	$\frac{\tau_0}{k_2} \cdot 10^{20}$
Tripaflavină	4,0	3,0	23
Fluoresceină	1,0	8,0	150
Rodulină portocalie	4,0	10,0	30
Rodamină B	1,0	8,6	300
Rodamină 5 G	2,0	7,8	69
Acridină portocalie	7,3	22,0	46

Valoarea medie a constantelor, calculată din tablourile Nr. 2 și Nr. 3 este următoarea:

$$\Omega_{cp} = 3 \cdot 10^{-20}; \quad \frac{\tau_0}{k_{1cp}} = 8 \cdot 10^{-20}; \quad \frac{\tau_0}{k_{2cp}} = 90 \cdot 10^{-20}.$$

Admițând că diametrul cinetic al moleculelor de coloranți are ordinul de mărime $1 \cdot 10^{-7}$ cm, găsim din aceste valori medii că în cazul unei extincții instantanee, molecula vecină trebuie să se găsească la o distanță mai mică de aproximativ două diametre moleculare. Distanța medie care corespunde posibilității transferurilor de rezonanță ale excitației cu extincție, este de aproximativ 3 — 4 diametre moleculare. În sfârșit, distanța medie, care determină transferurile de rezonanță fără extincție, este o mărime de ordinul a 10 diametre moleculare.

Tot materialul experimental expus se referă la soluții de coloranți organici. În § 6 din capitolul II s'au dat măsurătorile lui A. N. Sevcenko [19, 21, 23] pentru sticlele de uraniu; ele confirmă în întregime teoria depolarizării în timpul extincției, bazată pe ideea migrației. Cu toate acestea, studiul cantitativ al influenței concentrației de UO_2 în sticle este legat de complicații mari. Datorită micimii momentului dipolar al UO_2 , pentru a obține o luminiscentă sensibilă sunt necesare concentrații foarte mari, aproximativ cu două ordine mai mari decât în cazul coloranților. În acest caz, distanțele medii dintre molecule devin atât de mici, încât apar modificări fizico-chimice profunde, care sunt diferite la concentrații diferite (cf. p. 129). Prepararea sticlelor de uraniu necesită înafară de aceasta temperaturi înalte, care sunt favorabile realizării transformărilor chimice.

Măsurători ale extincției prin concentrație, pentru concentrații relativ mici ale sulfatului de uraniu în soluții lichide, în acid sulfuric și în apă, au fost efectuate încă cu un sfert de secol în urmă [22], obținându-se o dependență de concentrație a randamentului, net diferită de curba obișnuită pentru coloranții organici. Pentru concentrații mici ale sării (de la 10^{-4} până la $5 \cdot 10^{-3}$ g/cm³), valoarea inversă a randamentului variază liniar în funcție de concentrația c (fig. 54). În același timp, variind vâscozitatea soluției (prin încălzire), se constată o dependență liniară simplă între $\frac{1}{L}$ și fluiditatea (mărimea inversă vâscozității η), așa cum se vede din figura 55.

Odată cu aceasta, randamentul L în cazul sărurilor de uraniu este direct proporțional cu τ , așa cum s'a arătat cu experiențe directe [22]. Toate proprietățile menționate ne duc la următoarea ecuație de extincție pentru concentrații mici ale sărurilor de uraniu:

$$\frac{L_0}{L} = 1 + \frac{\tau_0 c}{k\eta}.$$

Această ecuație coincide cu formula (56), dedusă pentru cazul extincției explicate prin șocurile dintre molecule [30, 31].

Nu demult, F. M. Pekerman [5] a repetat experiențele cu soluții lichide cu concentrație slabă a sărurilor de uranil, pentru a obține dependența randamentului de concentrație; nu s'a studiat dependența sa de viscozitate. Pekerman a confirmat dependența liniară dintre $\frac{L_0}{L}$ și c , găsită anterior.

Pe baza experiențelor descrise cu soluții de săruri de uranil, este natural să presupunem că în cazul de față extincția prin concentrație are în fond

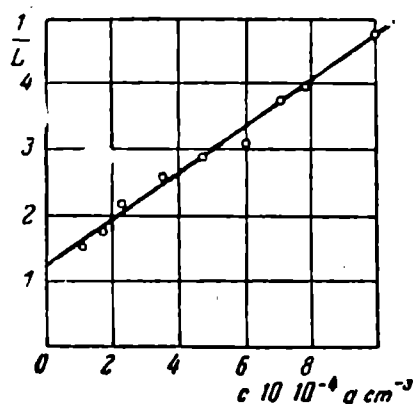


Fig. 54. Extincția prin concentrație a soluțiilor de săruri uranilice [22, 5] în acid sulfuric.

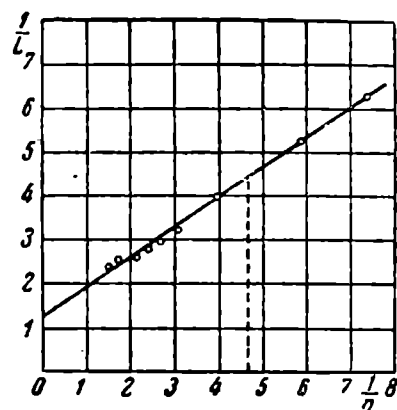


Fig. 55. Extincția prin concentrație a soluțiilor de săruri de uranil în acid sulfuric, în funcție de fluiditate (inversul viscozității).

un alt caracter decât pentru soluții de coloranți, ea fiind determinată de ciocnirile moleculelor excitate cu cele neexcitate [39]. Teoria migrației prevede de asemenea posibilitatea unei dependențe liniare dintre $\frac{L_0}{L}$ și c în

cazul când $\Omega \approx 0$ și $\frac{\tau_0}{k_1} \approx 0$, așa cum se vede din formula (72''). În acest caz însă, importanța hotărâtoare o are dependența de vâscozitate menționată anterior (fig. 55), care este foarte puțin probabilă sau în orice caz este greu de explicat dacă se adoptă punctul de vedere al concepției că fenomenul s'ar datora rezonanței.

La prima vedere, se pare că se obține o contradicție esențială între măsurătorile de polarizare în sticlele de uraniu și experiențele asupra extincției prin concentrație a sărurilor de uranil în soluții solide. Primele demonstrează cu deplină evidență caracterul de rezonanță al fenomenului, ultimele dimpotrivă se explică cel mai simplu prin ipoteza ciocnirilor dintre molecule. Această contradicție este însă ușor explicabilă. Fără îndoială că șocurile dintre particule, în cazul când ele au loc într'adevăr în timpul stării exci-

tate, pot să influențeze procesul de transformare a energiei de excitație în căldură. În cazul soluțiilor lichide de săruri de uraniu, condițiile pentru ciocniri sunt deosebit de favorabile, datorită duratei foarte mici a stării excitate (10^{-5} s) pe de o parte, și datorită unei vâscozități relativ mici a mediului, pe de altă parte. Dimpotrivă, ar fi fost greu de admis că asemenea ciocniri nu exercită nicio influență asupra emisiei. Din acest punct de vedere, este complet explicabil caracterul legii de extincție în cazul considerat. Cu toate acestea, pe baza experiențelor cu polarizarea luminiscentei sticlelor de uraniu, aici trebuie să aibă loc simultan și rezonanța. Dar în urma micimii momentului dipolar la UO_2 și a concentrațiilor slabe ale soluțiilor lichide, rezonanța poate exercita în acest caz o influență neglijabilă. Din tabloul Nr. 1 dela pagina

154, pentru prima concentrație a UO_2 în sticlă se poate găsi că $\frac{\tau_0}{k_2} = 2,4 \cdot 10^{-21}$,

pe de altă parte, pentru coloranți, după cum am văzut, avem în medie $\frac{\tau_0}{k_2} = 80 \cdot 10^{-21}$, adică de 30 de ori mai mult. Numai în condițiile excepționale ale sticlelor de uraniu, când vâscozitatea este enormă, ciocnirile sunt

practic excluse și concentrația este foarte mare, se constată cu deplină claritate interacțiunile de rezonanță și, dimpotrivă, factorii cinetici sunt anihilați.

Din acest punct de vedere, întregul ansamblu al experiențelor cu compuși de uraniu este în deplină concordanță cu concepțiile expuse anterior și noi ajungem la o generalizare a concepțiilor asupra extincției prin concentrație.

§ 11. Influența variației duratei medii a stărilor excitate asupra depolarizării și extincției prin concentrație

Durata medie a stării excitate a moleculelor figurează în ecuațiile fundamentale ale teoriei migrației (56), (61), (72) în combinațiile $\frac{\tau_0}{k_1}$, $\frac{\tau_0}{k_2}$.

Dacă k_1 și k_2 sunt determinate în cea mai mare parte numai de structura particulelor, în schimb valoarea lui τ_0 poate varia în limite largi în funcție de starea mediului. În urma adăugării în soluție a unor corpuri străine, care sting fluorescența și nu absorb lumina, τ_0 poate fi micșorat de mai multe ori. Dintre corpurile folosite de noi în acest scop, sunt utilizabile în special iodura de potasiu, anilina și resorcina. Extincția cu ajutorul acestor corpuri este strâns legată de ciocnirile dintre moleculele corespunzătoare și particulele excitate [29, 30] și satisface ecuația (65) sau (66). În primul caz, variația lui τ_0 este proporțională cu randamentul. Metoda arătată pentru micșorarea

lui τ_0 este aplicabilă bineînțeles numai în cazurile în care între extingtorul exterior și moleculele fluorescente nu se produc reacții chimice.

B. Ia. Sveșnikov și P. P. Feofilov [4] au măsurat polarizarea luminescenței pentru fluoresceină, rodamină B, eosină și tripaflavină pentru diferite concentrații ale acestor coloranți în prezența unui extingtor străin, a anilinei,

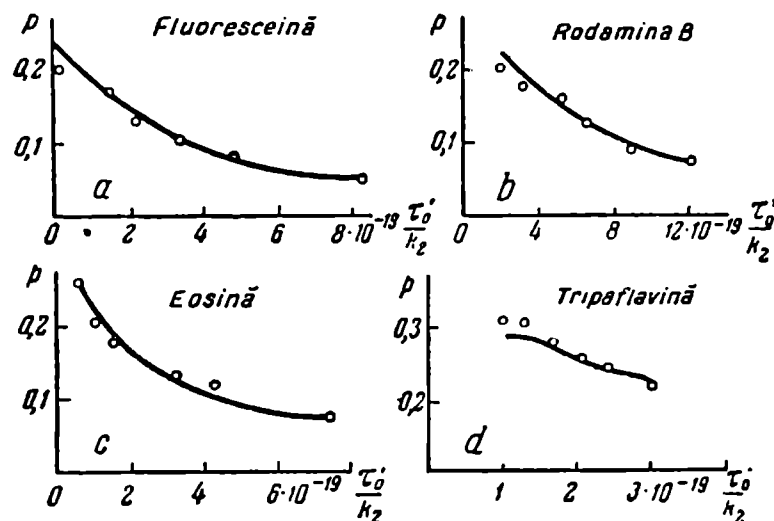


Fig. 56. Influența micșorării duratei medii a stărilor excitate (τ_0) prin adăugarea anilinei, asupra polarizării soluțiilor în glicerină a coloranților: fluoresceină, rodamină B, eosină și tripaflavină, după măsurătorile lui B. I. Sveșnikov și P. P. Feofilov [4]. Curbele continue sunt teoretice.

de asemenea în diferite concentrații. În figura 56 se dau rezultatele experimentale (cerculețe) și curbele teoretice calculate folosind constantele găsite mai înainte pentru aceleași corpuri din experiențele normale cu depolarizarea prin concentrație și reproduse în tabloul Nr. 2 de la pagina 167. În figuri, pe axa ordonatelor s'a luat gradul de polarizare iar pe axa absciselor — valoarea $\frac{\tau_0}{k_2}$. Aici τ_0 este durata medie variabilă a stărilor excitate, care scade din cauza extincției fluorescenței prin anilină.

Din figură rezultă clar că teoria migrației capătă o nouă confirmare deplină. Măsurătorile de acest gen ne dau pe de altă parte o metodă specială pentru stabilirea constantelor care figurează în ecuațiile fundamentale.

Aceeași verificare a teoriei migrației poate fi în principiu efectuată și pentru extincția prin concentrație. În cazul de față însă, experiența se complică prin creșterea reacțiilor chimice datorită concentrațiilor în mod inevitabil mari ale colorantului și ale corpului extingtor străin. Drept criteriu suficient (cu toate că nu este necesar) al unor asemenea influențe

chimice, servește modificarea spectrului de luminiscentă la adăugarea extingtorului.

O serie mare de experiențe pentru studiul influenței variației lui τ_0 asupra extincției prin concentrație, a fost efectuată de F. M. Pekerman [5]. Rezultatele sunt date în figura 57 pentru fluoresceină în apă cu extingtorul iodură de potasiu, pentru rodamină B în alcool etilic cu extingtorul resorcină, pentru portocaliu de acridină în alcool etilic cu resorcină și pentru tripafla-

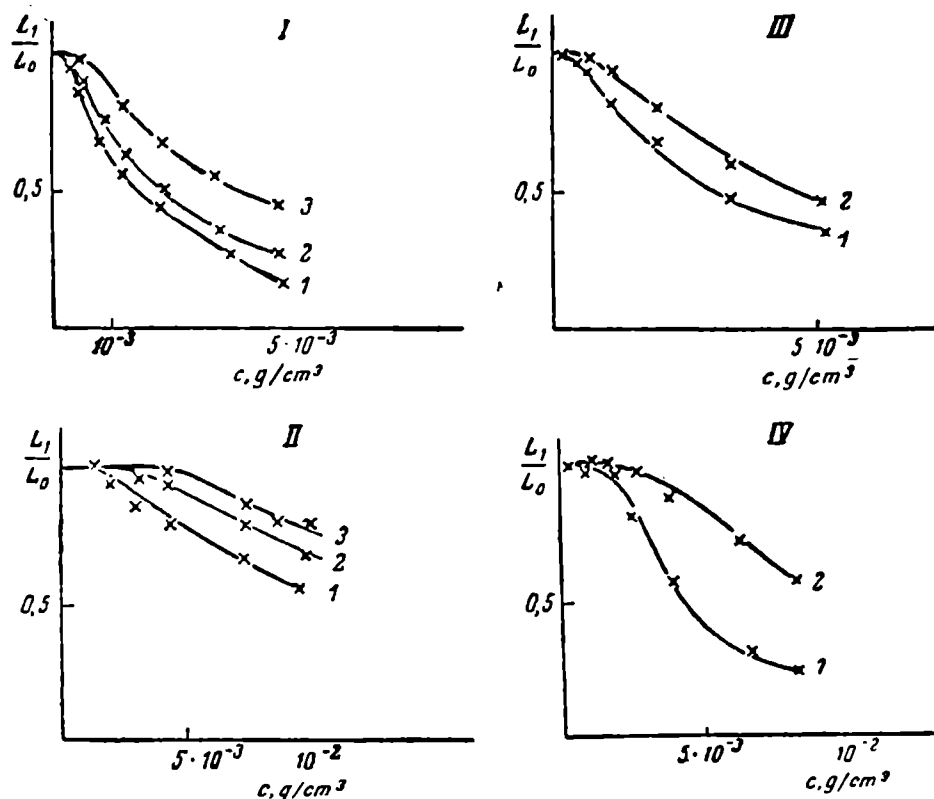


Fig. 57. Influența variației duratei medii a stărilor excitate (τ_0), cauzate de adăugarea unor extingtori străini, asupra desfășurării extincției prin concentrație a fluorescenței soluțiilor, după măsurătorile lui F. M. Pekerman [5].

I — Fluoresceină în apă cu iodură de potasiu la diferite concentrații: 1 — fără extingtor; 2 — cu extingtorul KJ ($C_{KJ} = 5 \cdot 10^{-4} \text{ g/cm}^3$); 3 — $C_{KJ} = 3 \cdot 10^{-1} \text{ g/cm}^3$;
 II — rodamină B în alcool etilic cu resorcină: 1 — fără extingtor; 2 — concentrația extingtorului $C_{res} = 5 \cdot 10^{-2} \text{ g/cm}^3$; 3 — $C_{res} = 10^{-1} \text{ g/cm}^3$;
 III — portocaliu de acridină în alcool etilic cu resorcină: 1 — fără extingtor; 2 — cu extingtorul resorcină $C_{res} = 5 \cdot 10^{-2} \text{ g/cm}^3$;
 IV — tripaflavină în alcool etilic cu resorcină: 1 — fără extingtor; 2 — cu extingtorul resorcină $C_{res} = 10^{-1} \text{ g/cm}^3$.

vină în alcool etilic cu resorcină. Pe axa absciselor s'au luat concentrațiile coloranților, iar pe axa ordonatelor — valorile $\frac{L}{L_0}$. Atât L cât și L_0 depind

bineînțeles de concentrația extingtorului adăugat. Diferitele curbe se referă la diferite concentrații ale extingtorului. Din punct de vedere calitativ

pe baza aspectului curbelor și a așezării lor reciproce reiese în mod clar că fenomenul decurge în concordanță cu prevederile teoretice. Pe măsură ce crește concentrația extincătorului, adică τ_0 scade, extincția prin concentrație slăbește, «pragul» se deplasează în regiunea concentrațiilor mai mari ale colorantului și panta curbelor devine mai puțin abruptă.

În încheiere, este util să arătăm o metodă pentru verificarea cantitativă a concluziilor trase în ceea ce privește influența duratei medii a stărilor excitate asupra extincției prin concentrație. Această metodă nu a fost încă aplicată. Substituind în formula pentru extincția prin concentrație (72) în locul lui τ_0 , expresia

$$\tau_0' = \tau_0 \frac{L_0(C)}{L_0}, \quad (77)$$

unde $L_0(C)$ este randamentul fluorescenței pentru concentrația extincătorului C și pentru concentrația colorantului $c \rightarrow 0$, în formula (72), găsim

$$\frac{\frac{L_0}{L} \cdot e^{-\Omega c} - 1}{\frac{L_0(C)}{L_0}} = c \tau_0 \left(\frac{1}{k_1} + \frac{1}{k_2} - \frac{f}{k_2} e^{-\Omega c} \right). \quad (78)$$

Lăsând concentrația c a colorantului constantă și variind concentrația C a extincătorului, trebuie să ne așteptăm ca raportul din membrul întâi al relației (78) să rămână constant.

Formula de verificare (78) capătă o formă și mai simplă dacă $\Omega c \ll 1$, și în afară de aceasta $\Omega c \ll \frac{\tau_0}{k_1}$. Ultima inegalitate are loc în multe cazuri, așa cum se vede din tabloul Nr. 3 dela pagina 167. Dacă aceste condiții sunt satisfăcute, ne putem folosi de (72') și putem scrie

$$\frac{\frac{L_0}{L} - 1}{\frac{L_0(C)}{L_0}} = c \left[\frac{\tau_0}{k_1} + \frac{\tau_0}{k_2} (1-f) \right] + c^2 \Omega \left[\frac{\tau_0}{k_1} + \frac{\tau_0}{k_2} \right] + c^3 \Omega^2 \frac{\tau_0}{k_2} f. \quad (79)$$

Pentru c constant și C variabil raportul din membrul întâi al relației (79), dacă teoria este valabilă și toate condițiile necesare sunt satisfăcute, trebuie să rămână constant.

CAPITOLUL IV

EXTINCȚIA LUMINISCENȚEI ȘI ABSORPȚIA LUMINII

§ 12. Extincția luminiscenței prin corpuri absorbante străine

Pentru a explica depolarizarea și extincția prin concentrație a luminiscenței, am presupus că moleculele au trei proprietăți optice comune: 1) particulele excitate erau considerate ca sisteme radiante, care execută oscilații proprii; 2) spectrul de absorpție al moleculelor neexcitate se considera parțial suprapus cu spectrul de emisie; 3) se considera posibil ca în anumite condiții (neprecizate), energia de excitație să treacă în căldură. Toate aceste trei proprietăți comune «clasice», la o analiză mai amănunțită trebuie să capete bineînțeles o interpretare cuantică. Am văzut că în cadrul acestei scheme, toate faptele cunoscute, legate de depolarizare și de extincție prin concentrație a luminiscenței capătă o explicație completă. Aceeași schemă ne duce la necesitatea existenței unor anumite fenomene noi, care depășesc limitele efectelor de concentrație, fenomene examinate în acest capitol.

Înainte de toate, dacă premisele menționate ale teoriei sunt valabile, procesul de extincție trebuie să fie produs nu numai de moleculele neexcitate «proprii», dar și de oricare alte molecule străine. Acestor molecule străine li se impune o singură proprietate, o proprietate de natură optică — să absoarbă într'un g ad oarecare lumina de luminiscență. Posibilitatea existenței acestui nou tip de extincție a luminiscenței de către corpuri absorbante străine, a fost indicată pentru prima dată de J. P e r r i n [35] în anul 1927. Fenomenul nu a fost însă demonstrat și studiat în mod corespunzător, ci a fost pur și simplu uitat. Concepția lui J. P e r r i n asupra «inducției moleculare», care l-a dus la concluzia necesității existenței unei extincții prin corpurile absorbante străine, a fost foarte neclară și a rămas nedesăvârșită; în particular nu a fost luată în considerare evoluția în timp a rezonanței.

Din punctul de vedere al concepțiilor expuse aici, extincția luminiscentei de către orice corp absorbant, la fel ca și extincția prin concentrație, este o concluzie optică necesară, imediat ce ținem seama de particularitățile opticii, în cazul când distanțele dintre particulele emițătoare și absorbante sunt mai mici decât lungimea de undă luminoasă.

Să examinăm în primul rând moleculele, care prin structura lor nu sunt capabile de luminiscentă și transformă energia luminoasă absorbită de ele în într-o gime în căldură. Dacă o astfel de moleculă intră într'un cuplaj inductiv de rezonanță cu o particulă luminoasă aflată la o distanță mică de prima, ea va absorbi inevitabil lumină mult mai intens decât la distanțe mai mari, din următorul motiv: datorită legăturii inductive, energia particulei luminoase trebuie să treacă în molecula vecină, dar ea nu este în stare să se întoarcă înapoi, datorită transformării în căldură în această particulă vecină. Prin urmare, legătura inductivă dintre aceste molecule trebuie să exercite o influență printr-o creștere foarte mare a amortizării particulei luminoase, dacă ne folosim de concepțiile clasice. La distanțe mari, absorpția va fi normală, deoarece aici legătura inductivă dispare. În felul acesta, extincția luminiscentei de către corpurile absorbante străine este în realitate o absorpție a luminii extrem de mărită, la distanțe mici de sursă.

Extincția trebuie, evident, să fie însoțită în cazul considerat de o micșorare a duratei medii a stărilor excitate (ceea ce este echivalent cu creșterea amortizării). Acest fapt ne dă o metodă specială pentru studiul experimental al fenomenului.

Extincția luminiscentei de către corpurile absorbante exterioare a fost studiată experimental pentru câțiva coloranți [30]. În seria principală de experiențe se determină randamentul relativ $\frac{L}{L_0}$ al luminiscentei, când se varia concentrația extingtorului, cu corecțiile necesare pentru absorpția « banală » a luminiscentei de către corpul străin la distanțe mari. Paralel cu aceste măsurători fotometrice, cu ajutorul fluorometruului ultrasonor indicat anterior (p. 155 din cuprinsul lucrării) al Institutului de Fizică « P. N. Lebedev », se determină durata medie τ a stărilor excitate. Asemenea măsurători au putut fi realizate numai într'un interval mic de concentrații, datorită creșterii mari a extincției, pe măsură ce creștea concentrația extingtorului.

În figura 58 se dau valorile inverse ale randamentului relativ $\frac{L_0}{L}$ și ale duratei relative $\frac{\tau_0}{\tau}$, în funcție de concentrație (exprimată prin numărul

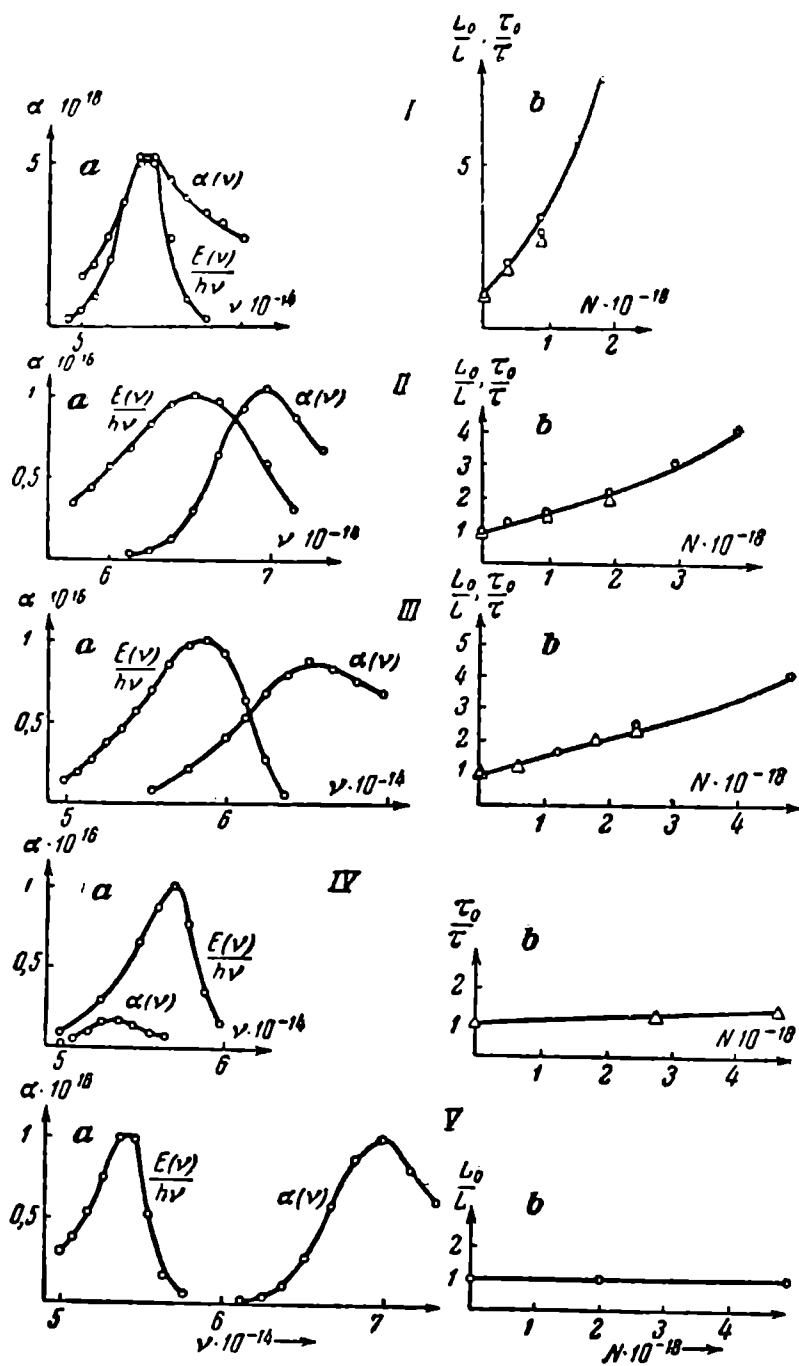


Fig. 58. Extincția fluorescenței cauzată de corpurile absorbante străine:

a — poziția reciprocă a spectrelor de fluorescență și a spectrelor de absorbție ale corpurilor extinctoare adăugate; *b* — curbele de extincție (N este numărul de molecule de extingtor într'un cm^3) (cerulete) și valoarea relativă a lui τ_0 (triunghiuri). I — rodamină 5 G și fuchsină; II — sulfat de chinină și auramină; III — benzoflavină și crisoidină; IV — fluoresceină într'un mediu alcalin și fenolftaleină; V — rodamină 5 G și auramină.

N de molecule într'un cm^3), și sunt comparate cu spectrele de fluorescență și spectrele de absorpție a extincătorului în așezarea lor reciprocă.

Rezultatele acestor experiențe, reprezentate în figura 58, ne arată că: 1) extincția este cu atât mai mare, cu cât suprapunerea reciprocă a spectrelor de emisie a corpului fluorescent și de absorpție a extincătorului este mai completă; 2) extincția și micșorarea duratei luminiscentei, în limitele accesibile măsurătorii, se produc în paralel și sunt proporționale între ele.

Extincția luminiscentei în soluție de către corpurile absorbante străine a fost studiată de asemenea și de Th. Förster [32]. El a constatat extincția fluorescenței la tripaflavină în metanol prin adăugarea rodaminei B. Deoarece în cazul de față, corpul extincător este capabil de fluorescență, alături de extincție se constată de asemenea o fluorescență sensibilizată a rodaminei. Experiențele lui Förster au un caracter calitativ, confirmând totuși cu certitudine faptul însuși al existenței noului tip de extincție.

Extincția cu ajutorul corpurilor absorbante străine este foarte apropiată prin natura ei de extincția prin concentrație. Deosebirea constă numai în faptul că, în ultimul caz, nu toate moleculele neexcitate se găsesc într-o stare corespunzătoare transformării energiei de excitație în căldură. Se poate spune chiar că extincția cu ajutorul corpurilor absorbante străine este în fond mai simplă și ajută la înțelegerea clară a legăturii organice dintre extincția prin concentrație și absorpția luminii. Dacă corpul străin este la rândul său fluorescent, atunci se realizează un caz intermediar între extincția prin concentrație și extincția cu ajutorul unui corp care transformă în întregime lumina absorbită în căldură. Migrația excitației este atunci însoțită de emiteria fluorescenței sensibilizate în locul fluorescenței corpului luminiscent principal, care este emisă în cazul extincției prin concentrație.

Experiențele lui M. D. Galanin au arătat că ambele tipuri de extincție (prin concentrație și extincția cu ajutorul corpurilor străine) nu depind în mod practică (în limitele concentrațiilor folosite) de viscozitatea mediului, în timp ce extincția cu ajutorul corpurilor străine neabsorbante, datorită naturii ei cinetice, scade întotdeauna atunci când crește viscozitatea.

§ 13. Depolarizarea și extincția luminiscentei într'un mediu «unidimensional»

Odată cu micșorarea grosimii stratului fluorescent luminat, absorpția «banală» repetată se elimină treptat, iar radiația în soluție, precum și fenomenele legate de rezonanța inductivă, se manifestă din ce în ce mai clar. Dacă însă micșorăm foarte mult grosimea stratului, trecând la grosimi $\ll \lambda$,

atunci trebuie să ne așteptăm nu numai la o dispariție a fenomenelor « banale » dar și la o slăbire a efectelor referitoare la rezonanța inductivă, adică a depolarizării și a extincției. La asemenea grosimi neînsemnate încetează să existe în număr suficient « partenerii » aflați în rezonanță și nu este asigurat numărul necesar de molecule care interacționează în anumite direcții. Numărul particulelor ce intră în rezonanță va fi suficient în planul stratului luminat, dar ele nu vor mai fi în număr suficient în direcția transversală la acest plan, datorită subțierii amintite a stratului până la grosimi de același ordin de mărime ca și distanța medie dintre moleculele corpului dizolvat.

Depolarizarea și extincția sunt provocate de acțiunea tuturor moleculelor vecine, de aceea numărul insuficient al particulelor în rezonanță în anumite direcții se resimte prin slăbirea proceselor de depolarizare și extincție, cu toate că concentrația medie în acest caz rămâne aceeași.

Această consecință, care decurge cu necesitate din teoria migrației, poate fi verificată în condiții și mai stricte, aproape « unidimensionale ». Pentru aceasta ne putem folosi de proprietățile sticlei « poroase », perfecționate în Institutul de Stat de Optică, în laboratorul lui I. V. Grebenșikov [37]. După un tratament chimic această sticlă este complet transparentă și nu difuzează lumina, cu toate că este străbătută în întregul ei volum de pori filiformi. Volumul porilor în modelele folosite era de cca 25% din întregul volum al sticlei. Diametrul majorității porilor atingea, după măsurătorile lui L. A. Kociur, $1 \cdot 10^{-6}$ cm. Pori sunt separați între ei prin pereți mult mai groși.

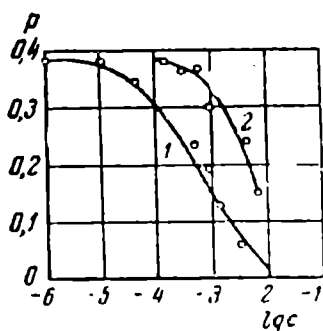


Fig. 59. Depolarizarea fluorescenței soluției de fluoresceină în glicerină:

I — depolarizarea soluției într-o cuvă; II — depolarizarea în sticlă poroasă (după măsurătorile lui F. M. Pekerman).

Să umplem porii sticlei cu o soluție fluorescentă, cu o concentrație la care a și început extincția. Pentru fluoresceină, această concentrație este egală cu $4 \cdot 10^{-4}$ g/cm³, ceea ce corespunde unei distanțe medii dintre molecule de $1,2 \cdot 10^{-6}$ cm. Prin urmare, această diferență este aproximativ egală cu diametrul porilor. Majoritatea moleculelor dizolvate se așează prin urmare una după alta, în mod « unidimensional », sub formă de șirag. Prin mărirea concentrației fluoresceinei până la $5 \cdot 10^{-3}$ g/cm³ randamentul scade de cinci ori, distanța medie dintre molecule fiind egală cu $5 \cdot 10^{-7}$, adică este încă comparabilă cu diametrul porilor.

Experiențele lui F. M. Pekerman [5] au fost efectuate cu coloranți acizi, care nu sunt adsorbiți în porii sticlei, cu soluții apoase alcaline de fluoresceină și cu sarea de sodiu a acidului perilentetracarbonic. În figura 59 sunt reprezentate măsurătorile depolarizării prin concentrație în condițiile

obișnuite și în sticlă poroasă. Egalitatea concentrațiilor în cele două serii de experiențe era controlată prin măsurători fotometrice speciale, cu luarea în considerare a volumului relativ al porilor în sticlă. Măsurătorile se referă la soluția de fluoresceină în glicerină. După cum se vede din figură, fenomenul așteptat este confirmat în întregime. Depolarizarea în sticlă poroasă începe la concentrații mult mai mari decât în condiții obișnuite.

Experiențe asemănătoare au fost efectuate asupra extincției prin concentrație; rezultatele lor sunt date în figura 60. Curbele *a* se referă la extincția soluției apoase de fluoresceină, curbele *b* — la extincția soluției de sare de sodiu a acidului perilentetracarbonic. Curbele inferioare corespund extincției în condiții obișnuite, într-o cuvă de sticlă, cele superioare, extincției în sticlă poroasă. Așa cum se vede din figuri, în condițiile «unidimensionale» ale sticlei poroase, extincția începe la concentrații mult mai mari și se dezvoltă mai departe mai slab.

Experiențele «unidimensionale» cu fluorescență în sticlă poroasă

desființează în felul acesta orice bază a interpretărilor chimice și fizico-chimice care au circulat mai înainte în legătură cu influența concentrației asupra proprietăților fluorescenței și pot fi considerate ca un argument nou și foarte original în favoarea teoriei migrației prin rezonanță a energiei de excitație.

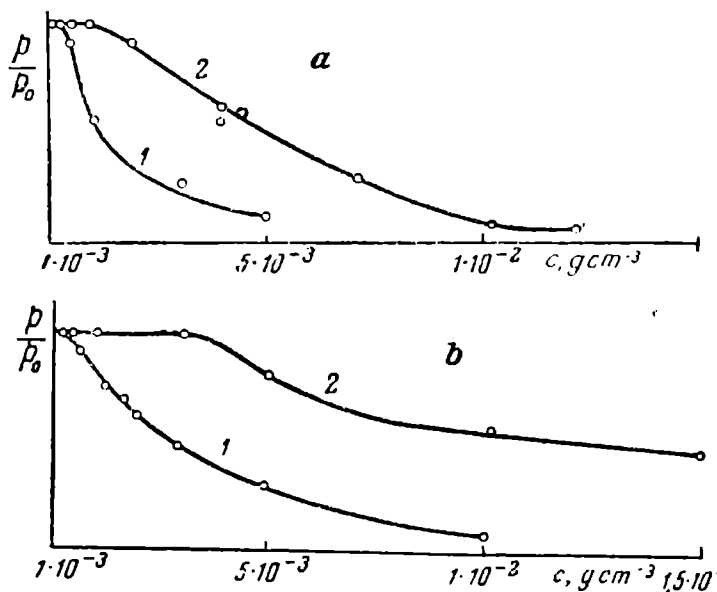


Fig. 60. Extincția prin concentrație a soluțiilor de coloranți acizi:

a — soluția apoasă de fluoresceină; *b* — soluție alcalină de sare de sodiu a acidului perilentetracarbonic. 1 — extincția în cuvă; 2 — extincția în sticlă poroasă (după măsurătorile lui F. M. Pekerman)

§ 14. Absorbția luminii de luminiscență în straturi subțiri

În cazul radiației luminii într-un mediu absorbant, după cum s'a mai subliniat, se pierde, riguros vorbind, deosebirea noțiunilor de «sursă» și «mediu» deoarece mediul influențează prin rezonanță asupra sursei, și reciproc, izvorul modifică proprietățile mediului (migrația excitației). În

urma legăturii inductive cu moleculele absorbante vecine, particula luminoasă se amortizează mai repede și se produce o extincție. Extincția, după cum s'a menționat, este echivalentă cu o creștere foarte mare a capacității de absorpție a straturilor vecine. Particula emițătoare și particulele cele mai apropiate, legate inductiv, formează de fapt un tot unitar, legat în mod organic, și anume sursa cu toate proprietățile cu care ea este recepționată la distanță. Pentru toate moleculele studiate până acum, această absorpție — extincție suplimentară — nu este selectivă, ea stinge în aceeași măsură întregul spectru de luminiscentă¹⁾.

Absorpția la distanțe mari dela molecula luminoasă are un caracter selectiv normal. Această absorpție normală se manifestă în absorpția și emisia repetată a luminii în soluții fluorescente. Dar, după cum știm, acum, în apropiere de molecula luminoasă, în regiunea rezonanței inductive, caracterul absorpției este cu totul diferit, absorpția este foarte mare și are un caracter neselectiv. Avem oare de a face cu o subrapunere a două procese sau unul din procese trece brusc dar continu în celălalt? Teoria clasică a oscilației sistemelor electrice legate (la fel ca și concepțiile cuantice), ne dă un răspuns precis asupra continuității transmisiei. De aceea, se poate afirma că, pe măsură ce sistemul absorbant se apropie de emițător, absorpția selectivă se înlocuiește printr'o extincție neselectivă. Valoarea absolută a extincției selective trebuie să varieze în aceste condiții. Experiența banală cu absorpție și emisie repetată într'un volum luminiscent ne arată caracterul selectiv al absorpției la distanțe mari de molecula luminoasă. Fenomenele de extincție prin concentrație și extincție prin corpurile absorbante străine desvâlue pe de altă parte creșterea enormă și neselectivitatea absorpției în vecinătatea centrului emisiv.

Pentru a descoperi absorpția de tip transitoriu cu absorpție selectivă variabilă și extincție neselectivă crescătoare, sunt necesare experiențe cu straturi luminiscente foarte subțiri.

Pentru aceasta [36] s'a folosit o instalație de tipul « inelelor lui Newton » (fig. 61). O picătură de soluție fluorescentă era fixată între o placă plană și o lentilă din cuarț cristalin, slab convexă, fără luminiscentă sensibilă. Placa și lentila erau tăiate perpendicular pe axa optică a cuarțului. Se obținea în acest caz un strat de soluție de grosime variabilă; dela sutimi de lungimi de undă în centrul sistemului, până la zeci de λ la periferie. Diametrul primului inel întunecat al lui Newton în lumină reflec-

¹⁾ Este naturală presupunerea că neselectivitatea este determinată de particularitățile structurale ale moleculelor în studiu. Se știe că toate aceste molecule emit, oricare ar fi excitația, același spectru. Se poate presupune că în cazul unor molecule care nu au această proprietate, extincția este selectivă.

tată era de cca 6 mm. Imaginea micșorată a lămpii cu mercur cu presiune supraîncălzită L_1 era proiectată de obiectivul O_1 printr'un filtru de lumină, pe stratul luminiscent. Pata luminoasă era proiectată prin intermediul lentilei O_3 pe fanta monocromatorului. Lângă fanta de ieșire se așeza un multiplicator fotoelectric de tip L. A. Kubetki foarte sensibil, care înregistra intensitățile relative. Sistemul lui Newton putea fi deplasat cu ajutorul unui șurub în planul stratului. Lampa L_2 servea pentru determinarea

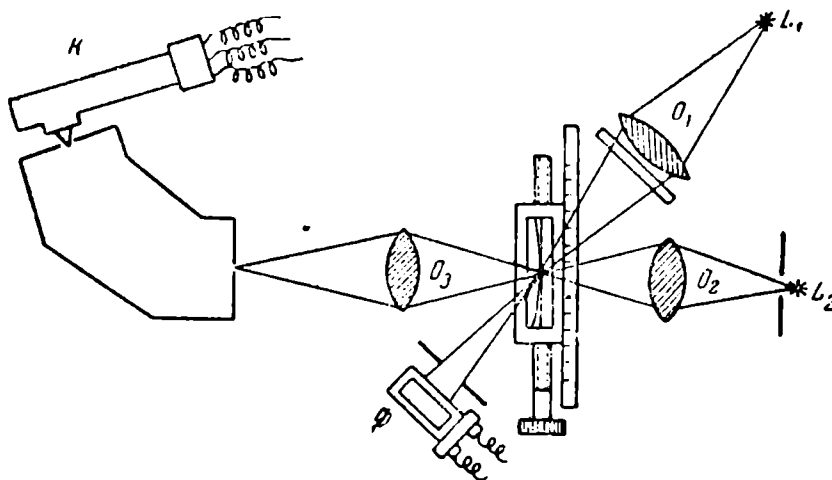


Fig. 61. Schema instalației pentru măsurători cu straturi fluorescente subțiri.

absorpției luminii de la sursa exterioară. Absorpția luminii excitante în stratul luminiscent era măsurată de celula fotoelectrică Φ .

Problema consta în a determina coeficientul absorpției selective a luminii de fluorescență în straturi subțiri. Absorpția neselectivă, provocată de rezonanța inductivă a particulelor radiante cu moleculele vecine, este constatată cu ajutorul extincției. Din punct de vedere calitativ, ea apare în straturi groase la fel ca și în cele subțiri, deoarece fiecare strat gros poate fi considerat ca o sumă de straturi subțiri. Numai în straturile a căror grosime este mult mai mică decât λ , trebuie să apară o micșorare a coeficientului de absorpție neselectivă (sau extincție) datorită lipsei moleculelor-parteneri, care determină rezonanța inductivă. Aceste fenomene apar într'o formă mai pronunțată, după cum s'a arătat în § 13, în cazul distribuției «unidimensionale» a moleculelor fluorescente.

Cu scopul de a evidenția absorpția selectivă transitorie căutată, pe fondul extincției neselective pe întregul spectru, precum și pentru eliminarea complicațiilor introduse de benzile slabe de interferență în stratul subțire,

s'a folosit următoarea metodă: la fiecare poziție a sistemului lui Newton obținută prin deplasarea șurubului, energia luminii care ieșea din monocromator era măsurată de multiplicatorul fotoelectric la două lungimi de undă ale spectrului de fluorescență; la lungimea de undă λ_1 , corespunzătoare regiunii de rezonanță, adică suprapunerii benzilor de emisie și absorpție, și la lungimea de undă λ^2 , practic neabsorbită de mediu.

Să notăm prin F_1 , F_2 energia luminii de fluorescență la lungimile de undă λ_1 și λ_2 , care revin pentru unitate de energie absorbită, excitată: prin I_1 , I_2 — intensitatea relativă a luminii pentru λ_1 și λ_2 , măsurată de multiplicatorul fotoelectric; prin α_1 , α_2 — coeficienții respectivi de absorpție; prin α_0 — coeficientul de absorpție al luminii excitatoare; prin l_0 — grosimea stratului. Se poate scrie pe baza legii lui Bouguer

$$I_1 = F_1 \alpha_0 \int_0^{l_0} e^{-\alpha_0 l} \cdot e^{-\alpha_1(l_0-l)} dl = \frac{F_1 \alpha_0 e^{-\alpha_2 l_0}}{(\alpha_0 - \alpha_1)} \{1 - e^{-(\alpha_0 - \alpha_1)l_0}\}.$$

și respectiv

$$I_2 = \frac{F_2 \alpha_0 e^{-\alpha_2 l_0}}{(\alpha_0 - \alpha_2)} \{1 - e^{-(\alpha_0 - \alpha_2)l_0}\}.$$

Admițând mai departe că lumina cu lungimea de undă λ_2 nu este aproape deloc absorbită, adică $\alpha_2 \approx 0$, găsim:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{F_1}{F_2} \cdot \frac{\alpha_0}{(\alpha_1 - \alpha_0)} \cdot \frac{(e^{-\alpha_0 l_0} - e^{-\alpha_1 l_0})}{(1 - e^{-\alpha_0 l_0})}. \quad (80)$$

Această formulă dedusă, după cum s'a mai arătat, în ipoteza că legea lui Bouguer este riguros satisfăcută, adică α_1 nu depinde de grosime, a fost supusă verificării experimentale. Coeficienții α_0 și α_1 erau determinați fotometric pentru sursa exterioară L_1 (vezi fig. 61). Dacă legea lui Bouguer ar fi rămas valabilă pentru orice grosime, atunci formula (80) ar fi trebuit să fie satisfăcută în mod riguros pentru orice grosime.

Rezultatele măsurărilor sunt date în figura 62. Curbele pline sunt calculate pe baza valorilor lui α_1 și α_0 măsurate independent (pentru sursa exterioară), cerculețele marchează rezultatele experimentale. Pe axa absciselor s'au marcat valorile lui l_0 , exprimate în multipli de λ , pe axa ordonatelor $\frac{I_1}{I_2}$. Prima curbă se referă la cazul benzoflavinei fluorescente și a extincătorului de crisoidină; a doua curbă s'a obținut cu fluorescența sulfatului de chinină și cu extincătorul de auramină; a treia curbă se referă la

extincția prin concentrație a fluoresceinei și a patra curbă se referă la extincția prin concentrație a eosinei.

Din figura 62 se vede în primul rând că toate curbele teoretice calculate cu ajutorul formulei (80) se ridică în sus pe măsură ce grosimea stratului scade. Această creștere corespunde absorpției selective normale a luminii de fluorescență în mediu. Din formula (80) rezultă că pentru α_0 constant și l_0 crescător, raportul $\frac{I_1}{I_2}$ trebuie să scadă. Acest efect banal, în regiunea

unor grosimi apreciabile ale stratului, mai mari decât λ , este confirmat de experiență, așa cum rezultă din figură. Coincidența completă a punctelor experimentale cu curbele teoretice demonstrează odată cu aceasta precizia suficientă a măsurătorilor. La grosimi mai mici decât λ însă, în toate cazurile valorile experimentale se așează sistematic deasupra curbelor calculate. Aceasta înseamnă că coeficientul de absorpție selectivă, la distanțe mai mici decât λ dela moleculele radiante, începe să crească și aceasta cu atât mai mult, cu cât este mai mică grosimea. Legea lui Bouguer nu este respectată. În felul acesta, se stabilește experimental regiunea în care absorpția selectivă începe să varieze. Noul fenomen descoperit experimental este neglijabil în ceea ce privește mărimea lui, dar are o importanță principală: el stabilește oarecum o punte între optica obișnuită cu sursa de lumină separată de mediu, și optica mediului emițător și absorbant, când noțiunea de sursă și mediu sunt greu de separat.

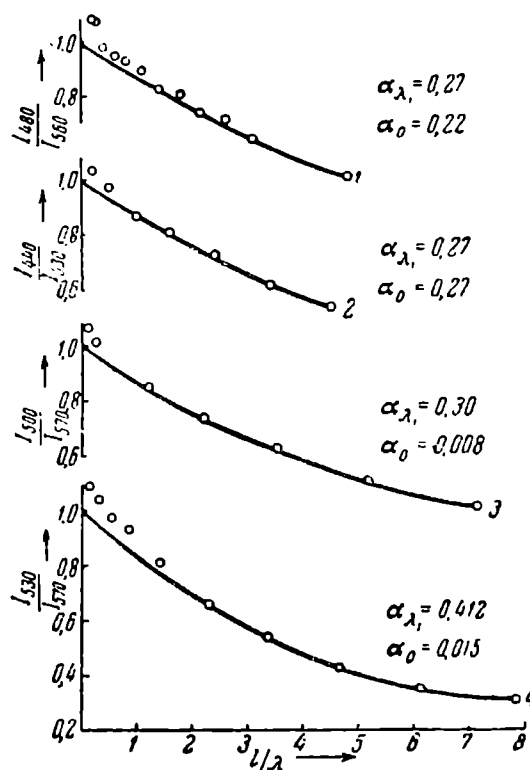


Fig. 62. Raportul intensităților fluorescenței emise în regiunea absorbită (λ_1) și neabsorbită (λ_2) a spectrului în funcție de grosimea stratului.

1 — benzoflavină și crisoidină; 2 — sulfat de chinină și auramină; 3 — fluoresceină; 4 — cosină

BIBLIOGRAFIE

1. L. I. Mandelštam, Opere, t. I, p. 261.
2. W. L. Lewschin, Z. Phys., 1924, **26**, 274.
3. S. I. Vavilov, P. G. Gluhov și I. A. Hvostikov, DAN SSSR, 1937, **16**, 267.
4. B. Ia. Sveșnikov, și P. P. Feofilov, JETP, 1940, **10**, 1372.
5. F. M. Pekerman, DAN SSSR, 1946, **52**, 409,778; Disertatia, GOI, 1948.
6. E. Caviola u. P. Pringsheim, Z. Phys. 1924, **24**, 24;
F. Weigert u. G. Käppler, Z. Phys. 1924, **25**, 99.
7. G. L. Datta, Z. Phys., 1936, **37**, 625.
8. H. Kallmann u. F. London, Z. Phys. Chem., 1929, **2**, 207.
9. F. Perrin, Ann. Phys., 1932, **17**, 283.
10. Th. Förster, Ann. Phys., 1948, **2**, 55.
11. S. I. Vavilov, Vestnic Leningradscovo universiteta, 1946, Nr. 1, p. 5.
12. Vezi de ex. articolele de ansamblu S. I. Vavilov, Izv. AN SSSR, seria fiz., 1945, **9**, 283; P. P. Feofilov, Izv. AN SSSR, seria fiz., 1949, **13**, 33.
13. Cf. S. I. Vavilov, JETP, 1940, **10**, 1363.
14. S. I. Vavilov, JETP, 1943, **13**, 13.
15. S. I. Vavilov, DAN SSSR, 1944, **45**, 7.
16. M. D. Galanin, Trudi fiz. Inst. «P. N. Lebedev», 1950, **5**, 382.
17. S. I. Vavilov, DAN SSSR, 1936, **12**, 271.
18. S. I. Vavilov, DAN SSSR, 1944, **42**, 344.
19. A. N. Sevcenko, DAN SSSR, 1944, **42**, 349.
20. M. D. Galanin, DAN SSSR, 1947, **57**, 883.
21. A. N. Sevcenko, JETP, 1947, **17**, 1063.
22. S. I. Wawilow u. W. L. Lewschin, Z. Phys., 1928, **48**, 397.
23. A. N. Sevcenko, Izv. AN SSSR, 1949, **13**, 188.
24. A. Jabłoński a. W. Szymanowski, Nature, 1935, **135**, 582; A. Jabłoński, Z. Phys., 1935, **95**, 53; 1936, **103**.
25. S. I. Wawilow, Z. Phys., 1925, **31**, 750.
26. F. S. Barișanskaia, DAN SSSR, 1937, **17**, 99.
27. A. Boularic et J. Bouchard, J. Phys. et Rad., 1933, **4**, 324; J. Bouchard, J. Chim. Phys., 1936, **33**, 51, 127, 232.
28. F. Perrin, C. R., 1924, **178**, 1978.
29. S. I. Wawilow, Z. Phys., 1928, **50**, 52; 1929, **55**, 690.
30. I. M. Frank u. S. I. Wawilow, Z. Phys., 1929, **53**, 665.
31. F. A. Dușinski, DAN SSSR, 1937, **14**, 73.
32. Th. Förster, Z. Elektrochem., 1949, **53**, 93; Z. Naturforsch., 1949, **4a**, 321.
33. S. I. Wawilow, Z. Phys., 1924, **22**, 266.
34. W. Szymanowski, Z. Phys., 1935, **95**, 460.
35. J. Perrin, C. R., 1927, **184**, 1097.
36. S. I. Vavilov și M. D. Galanin, DAN SSSR, 1949, **67**, 811.
37. O. S. Molceanova și I. V. Grebenșcikov, JOH, 1942, **12**, 587.
38. S. I. Vavilov, DAN SSSR, 1950.
39. S. I. Wawilow, Z. Phys., 1928, **50**, 52.

CUPRINSUL

<i>Prefață</i>	5
-----------------------	---

PARTEA ÎNTĂIA CERCETĂRILE EXPERIMENTALE ALE FLUCTUAȚIILOR CUANTICE LUMINOASE PRIN METODA VIZUALĂ

CAPITOLUL I. <i>Metoda vizuală de măsurare a fluctuațiilor cuantice</i>	11
§ 1. Fluctuațiile «clasice» și cuantice ale luminii	11
§ 2. Posibilitatea observării vizuale a fluctuațiilor cuantice	13
§ 3. Bazele metodei vizuale de măsurare a fluctuațiilor cuantice	15
§ 4. Instalațiile experimentale și procedeul de măsurare	19
§ 5. Rezultatele măsurărilor de fluctuații pentru regiunea albastru-verde a spectrului	25
CAPITOLUL II. <i>Măsurătorile vizuale de fluctuații în străinătate</i>	31
§ 6. Măsurătorile de fluctuații ale lui S. Hecht și ale colaboratorilor săi	31
§ 7. Măsurătorile de fluctuații ale lui van der Velden și ale altora	35
CAPITOLUL III. <i>Fluctuațiile și proprietățile ochiului</i>	39
§ 8. Fluctuațiile vizuale în diferitele regiuni ale spectrului	39
§ 9. Fluctuații în condițiile unui prag vizual mărit artificial	43
CAPITOLUL IV. <i>Măsurătorile de fluctuații ale proprietăților fluxului luminos la intensități mici</i>	47
§ 10. Fluctuațiile relative ale fasciculelor coerente	47
§ 11. Fluctuațiile de polarizare ale fasciculului luminos	49
<i>Bibliografia</i>	50

PARTEA A DOUA

ASUPRA PREMISELOR ȘI CĂTORVA CONCLUZII
ALE TEORIEI ELEMENTARE A INTERFERENȚEI LUMINII

CAPITOLUL I. <i>Limitele de valabilitate ale principiului optic al superpoziției</i>	53
§ 1. Interferența ca metodă și ca principiu	53
§ 2. Limitele de valabilitate a superpoziției în vid.....	57
§ 3. Limitele de valabilitate a superpoziției într'un mediu absorbant.....	60
§ 4. Abaterea dela «liniaritate» în procesul de absorpție a luminii	67
CAPITOLUL II. <i>Bazele teoriei elementare a interferenței</i>	72
§ 5. Interferența fasciculelor de lumină	72
§ 6. Fascicule monocromatice ideale și reale.....	77
§ 7. Interferența fasciculelor paralele și antiparalele.....	81
§ 8. Interferența Fresnel	88
§ 9. Interferența Fresnel și dimensiunile sursei	91
CAPITOLUL III. <i>Interferența și natura radiatorilor elementari</i>	99
§ 10. Particularitățile interferenței Fresnel pentru fascicule coerente cu unghi mare de divergență	99
§ 11. Proprietățile de interferență ale surselor de lumină for- mate din dipoli și cuadрупoli.....	103
§ 12. Experiențe cu interferența sub unghiuri mari	109
CAPITOLUL IV. <i>Influența mediului asupra fenomenelor de interferență</i>	111
§ 13. Structura luminii naturale și manifestările ei în tabloul de interferență	111
§ 14. Radiația Cerenkov și interferența într'un mediu	114
CAPITOLUL V. <i>Structura statistică a câmpului de interferență</i>	119
§ 15. Observațiile vizuale ale fluctuațiilor în câmpul de inter- ferență	119
§ 16. Măsurătorile cantitative ale fluctuațiilor în câmpul de interferență.....	120
<i>Bibliografie</i>	222

PARTEA A TREIA

PROPRIETĂȚILE LUMINII EMISE DE UN MEDIU
ABSORBANT

CAPITOLUL I. <i>Emisia și absorpția luminii în cazul unei legături inductive între molecule</i>	127
§ 1. Condițiile de aplicabilitate ale noțiunilor separate de «sursă de lumină» și «mediu»	127

§ 2. Consecințele optice datorite legăturii inductive dintre particulele vecine	129
CAPITOLUL II. <i>Migrația de rezonanță a energiei absorbite și depolarizarea fluorescenței</i>	133
§ 3. Variațiile « banală » și « nebanală » ale luminii în soluții luminescente	133
§ 4. Probabilitatea transferului energiei de excitație la moleculele vecine în funcție de timp și concentrație.....	136
§ 5. Depolarizarea de concentrație a fotoluminescenței.....	142
§ 6. Depolarizarea fotoluminescenței în timpul extincției ei	150
CAPITOLUL III. <i>Extincția prin concentrație a luminiscentei și rezonanța inductivă</i>	158
§ 7. Extincția fotoluminescenței prin concentrație și încercările de a o explica	158
§ 8. Teoria extincției prin concentrație	160
§ 9. Accelerarea extincției luminiscentei în cazul extincției prin concentrație	162
§ 10. Verificarea experimentală a teoriei extincției prin concentrație	164
§ 11. Influența variației duratei medii a stărilor excitate asupra depolarizării și extincției prin concentrație..	170
CAPITOLUL IV. <i>Extincția luminiscentei și absorbția luminii</i>	174
§ 12. Extincția luminiscentei prin corpuri absorbante străine	174
§ 13. Depolarizarea și extincția luminiscentei într'un mediu « unidimensional »	177
§ 14. Absorbția luminii de luminiscentă în straturi subțiri..	179
<i>Bibliografie</i>	184

*Dat la cules 9.VII.1953. Bun de tipar 13/XI/1953. Tiraj 2000
exempl. Hârtie velină 65g/mp. format 70×100/16. Coli editoriale 11
Coli tipar 11³/₄. Prețul unui exemplar 4,30 lei. Comanda 1066. A.
02831 Pentru bibliotecile mici indicele de clasificare 535. Pentru
bibliotecile mari indicele de clasificare 535.1*

Tiparul executat la Intreprinderea Poligrafică Nr. 4,
Calea Șerban Vodă Nr. 133—135, București — R.P.R.