

Poglavje 6

VALOVANJE

6.1 Uvod

V naravi srečujemo valovanja na vsakem koraku: valove na vodni gladini, zvočno valovanje (zvok in ultrazvok), elektromagnetno valovanje (vidna svetloba, radijski valovi, rentgensko sevanje...), žarek elektronov v elektronskem mikroskopu itd. Čeprav so vsa ta valovanja na prvi pogled različna, imajo tudi veliko skupnih lastnosti, kot so n. pr. lom, uklon in interferenca. Pomembna skupna lastnost valovanj je tudi, da se z njimi po prostoru prenaša energija, ki jo dobijo iz izvora. Energija valovanja se lahko v snovi absorbira, zaradi česar imajo valovanja lahko vpliv na tkivo oz. jih lahko zaznamo. V tem poglavju bomo najprej opisali splošne valovne pojave, ki so enaki za vse vrste valovanj, nato pa si po bližje ogledali še dve vrsti valovanja, ki sta pri medicini še posebej pomembni, to sta zvočno in elektromagnetno valovanje.

6.2 Splošne značilnosti valovanja

6.2.1 Osnovne lastnosti

Nastanek valovanja

Valovanje nastane, ko so deli prostora med seboj sklopljeni in se zaradi tega nihanje na enem mestu širi v okolico. Na primer: ko v vodo pade kamen, deli vode na mestu padca kamna pričnejo nihati gor in dol, njihovo gibanje pa se zaradi interakcij med sosednjimi molekulami prenese tudi na dele vode v neposredni okolici in valovanje se tako razširi po vodni gladini. Podobno je pri zvočnem valovanju: nihanje izvora se prenese na okoliški zrak, ta povzroči nihanje svoje soseščine in tako naprej. Pri tem same molekule zraka ne potujejo po prostoru, ampak le nihajo okoli svojih ravnovesnih leg. Pri elektromagnetnem valovanju nihata jakost električnega polja in gostota magnetnega polja, zato se elektromagnetno valovanje lahko širi tudi po praznem prostoru (vakuumu). Ker je z vsakim nihanjem povezana energija, se s širjenjem valovanja po prostoru prenaša **energija**.

Valovanju, pri katerem je nihanje pravokotno na smer valovanja, pravimo **transverzalno** valovanje, če pa je smer nihanja enaka smeri širjenja valovanja, je valovanje **longitudinalno**. Transverzalno valovanje je lahko **polarizirano**, kar pomeni, da se smer nihanja pri valovanju ne spreminja naključno, ampak je vedno dobro definirana. V nadaljevanju bomo spoznali, da je zvočno valovanje longitudinalno, saj deli zraka pri njem nihajo v smeri širjenja valovanja, elektromagnetno valovanje pa je transverzalno, saj jakost električnega in gostota magnetnega polja nihata v smeri, ki je pravokotna na smer širjenja valovanja.

Širjenja valovanja v prostor je povezano s sklopitvijo med sosednjimi deli prostora, zato je tudi hitrost širjenja valovanja c v splošnem odvisna od lastnosti prostora, t. j. od snovi, po kateri se valovanje prenaša. Na primer: hitrost zvoka in hitrost svetlobe sta v zraku drugačni kot v vodi.

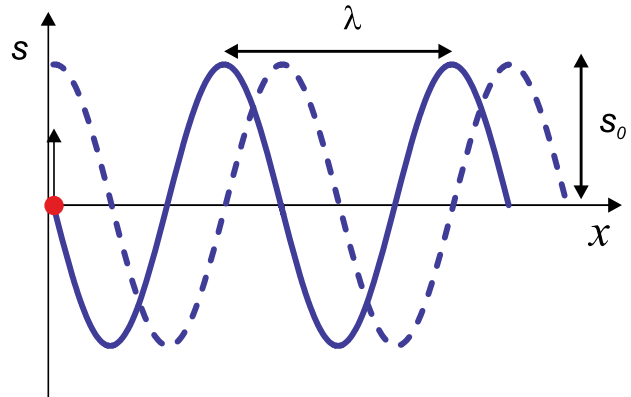
Opisovanje valovanja

Če izvor valovanja niha sinusno, bo sinusne oblike tudi valovanje (sl. 6.1). Ko izvor opravi en nihaj, se valovanje razširi za eno valovno dolžino λ . Valovna dolžina je enaka n. pr. razdalji med dvema sosednjima vrhoma ali med dvema sosednjima dolinama. Enako kot pri nihanju tudi pri valovanju velja zveza med nihajnim časom in frekvenco valovanja: $\nu = 1/t_0$. Nihajni čas nam pove trajanje enega nihaja, frekvenca pa število nihajev na časovno enoto. Enota za frekvenco je *hertz*, $1 \text{ Hz} = 1 \text{ s}^{-1}$. Pot, ki jo valovanje s hitrostjo c opravi v času enega nihaja, je po eni strani enaka ct_0 , po drugi strani pa je to ravno valovna dolžina, zato velja med frekvenco, valovno dolžino in hitrostjo valovanja naslednja zveza

$$\lambda = ct_0 = c/\nu \quad \text{oziroma} \quad c = \lambda\nu. \quad (6.1)$$

Za valovanja v splošnem velja, da njihovo frekvenco določa frekvenca nihanja izvora, hitrost valovanja je odvisna od snovi, po kateri se valovanje širi, valovna dolžina pa je podana z zgornjo enačbo.

Slika 6.1: Shematični prikaz sinusnega valovanja. Izvor (na sliki je označen s piko) sinusno niha v navpični smeri, od njega pa se v smeri x širi valovanje. S polno črto je narisana val po dveh nihajnih časih od začetka nihanja ($t = 2t_0$, izvor se v tem trenutku giblje navzgor), s črtkano pa isti val četrtega nihajnega časa kasneje ($t = 2,25t_0$). Odmik od ravnovesja označimo s s , valovno dolžino valovanja z λ , maksimalen odmik od ravnovesja (amplitudo) pa s s_0 .



Pri harmoničnem nihanju lahko časovno odvisnost odmika od ravnovesja ($s(t)$) opišemo s sinusno funkcijo. Pri sinusnem valovanju je podobno, le da je odmik od ravnovesja odvisen tudi od položaja v prostoru, $s(t, x)$. Primerjajmo enačbo za opis nihanja z enačbo za opis valovanja, ki se širi v eni dimenziji, v desno po osi x in ima konstantno amplitudo:

$$\text{Nihanje:} \quad s(t) = s_0 \sin(\omega t - \delta). \quad (6.2)$$

$$\text{Valovanje:} \quad s(t, x) = s_0 \sin(\omega t - kx - \delta). \quad (6.3)$$

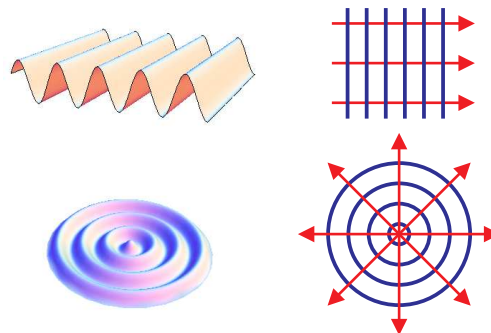
V obeh primerih je s_0 amplituda, δ je fazni premik, ω pa je krožna frekvenca, ki smo jo spoznali že pri opisu nihanja in je povezana s frekvenco, $\omega = 2\pi\nu$. Analogno krožni frekvenci pri valovanju vpeljemo tudi valovni vektor (k), ki je povezan z valovno dolžino, $k = 2\pi/\lambda = \omega/c$ (v treh dimenzijah je k zares vektor, ki kaže v smeri širjenja valovanja). Vrednost v oklepaju sinusne funkcije v enačbi 6.3 imenujemo **faza** valovanja. Hitro se lahko prepričamo, da zgornji zapis zares opisuje sinusno valovanje: faza se spremeni za 2π (t. j. za en val), če na izbranem mestu počakamo en nihajni čas t_0 ali pa če se ob izbranem času premaknemo po osi x za eno valovno dolžino.

Enačba 6.3 opisuje valovanje, ki potuje v desno (proti pozitivnim vrednostim x). O tem se prepričamo, če opazujemo na primer vrh vala, ki ima fazo $\pi/2$. Če naj ta vrh vala potuje v desno, se mu mora ob večanju časa t večati tudi koordinata x . Ker se mu ob tem faza ne sme spremeniti (opazujemo vrh vala z izbrano fazo), mora biti v oklepaju enačbe 6.3 pred x zato predznak minus. Valovanje, ki potuje v levo (proti negativnim vrednostim x), pa bo torej opisala enačba s pozitivnim predznakom pred k : $s(t, x) = s_0 \sin(\omega t + kx - \delta)$. Pri tej enačbi se z večanjem t faza ohranja z zmanjševanjem x .

Širjenje valovanja po prostoru si lahko najlažje ponazorimo, če narišemo **valovne fronte** ali pa **žarke** valovanja (sl. 6.2). Valovne fronte so črte, ki povezujejo dele prostora, ki nihajo v fazi, žarki pa kažejo v smeri širjenja valovanja in so pravokotni na valovne fronte. V splošnem je lahko širjenje

valovanja po prostoru zelo zapleteno, pogosto pa se srečamo z dvema preprostima primeroma. O ravnem valu govorimo, če se valovanje širi le v eno smer in so žarki vzporedni (ravni val opisuje en. 6.3). Če pa so žarki radialno divergentni (na primer, če jih oddaja točkast izvor), govorimo v dvodimenzionalnem prostoru o krožnem valu (valovne fronte so krožnice), v tridimenzionalnem prostoru pa o krogelnem valu (valovne fronte so površine krogle). Krožni val se na primer pojavi na vodni gladini po padcu kamna v vodo, krogelne valove pa oddaja vsako točkasto svetilo, ki sveti v prostor.

Slika 6.2: Shematični prikaz ravnega vala (zgoraj) in krožnega vala (spodaj). Desno so narisani ustrezni žarki in valovne fronte. Žarki kažejo v smer širjenja valovanja, valovne fronte pa so pravokotne glede na žarke.



6.2.2 Energija valovanja

Gostota energijskega toka

Vsa energija valovanja prihaja iz njegovega izvora. **Energijski tok** valovanja je tako kar enak moči, ki jo oddaja izvor. Na primer: 10 W žarnica vsako sekundo odda 10 J energije, zato bo tudi celotni energijski tok oddanega elektromagnetnega valovanja enak 10 W. Ponavadi tako moč kot tudi energijski tok označimo kar z enakim simbolom P . Podobno kot pri ostalih vrstah tokov (masnem, difuzijskem, toplotnem ...) tudi energijskemu toku pripišemo **gostoto energijskega toka** (j), ki pove, koliko energije pride na časovno enoto skozi površino, ki je pravokotna na smer širjenja valovanja (sl. 6.3A). Enota za gostoto energijskega toka je W/m^2 .

Gostota energijskega toka valovanja je povezana z gostoto energije v prostoru w in hitrostjo širjenja energije c (spomnimo se analogne enačbe za masni tok pri mehaniki, en. 2.130, kjer gostoto nadomestimo z gostoto energije, hitrost toka pa s hitrostjo valovanja):

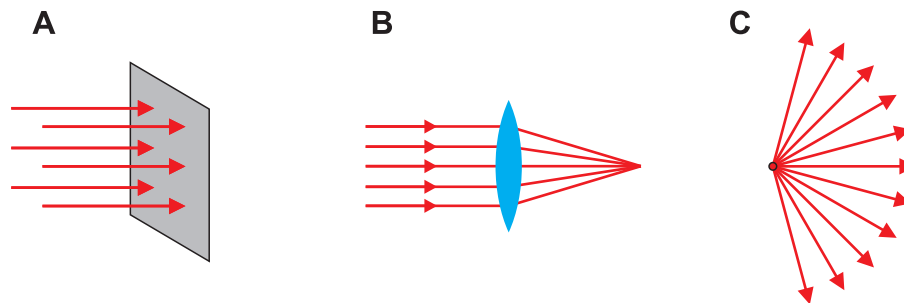
$$j = wc. \quad (6.4)$$

Ker je gostota energije v prostoru povezana z energijo nihanja, ta pa je sorazmerna kvadratu amplitude nihanja, je tudi gostota energijskega toka sorazmerna kvadratu amplitude, $j \propto s_0^2$.

Vsi učinki valovanja so neposredno povezani z njegovo energijo. Tako sta na primer od gostote energijskega toka odvisni glasnost zvoka in jakost svetlobe, ki ju zaznavamo. Tudi svetli deli na rentgenski sliki se od temnih ločijo ravno po tem, da so bili svetli osvetljeni z manjšo gostoto energijskega toka rentgenskih žarkov kot temni (in so zato na filmu povzročili šibkejšo kemijsko reakcijo). Gostota energijskega toka je torej zelo pomemben parameter valovanja, zato je v medicini nujno dobro poznavanje dejavnikov, ki nanjo vplivajo. Med njimi sta najpomembnejša konvergenca oz. divergenca žarkov in pa zmanjševanje gostote energijskega toka zaradi absorpcije, kasneje pa bomo spoznali tudi sipanje valovanja.

Širjenje v prostor

Med potovanjem valovanja skozi prostor se lahko gostota energijskega toka spreminja zaradi konvergence oz. divergence žarkov. Kvalitativno si tako spreminjanje gostote energijskega toka najbolj predstavljamo s pomočjo gostote žarkov na sliki. Če so žarki vzporedni (pri ravnem valu, n. pr.



Slika 6.3: (A) Gostota energijskega toka (j) opisuje, koliko energije pride na časovno enoto skozi določeno pravokotno površino. Če ni izgub energije zaradi absorpcije, si lahko gostoto energijskega toka nazorno predstavljamo z gostoto žarkov na sliki. (B) Če so žarki konvergentni (n. pr. ko jih zberemo z lečo), se gostota energijskega toka povečuje. (C) Če so žarki divergentni (n. pr. pri izvoru, ki valovanje oddaja na vse strani okoli sebe), gostota energijskega toka z razdaljo od izvora pada.

pri laserju), je njihova gostota vseskozi enaka, zato se tudi gostota energijskega toka z razdaljo ne spreminja. Če so žarki konvergentni (n. pr. če jih zberemo z lečo, sl. 6.3B), se gostota energijskega toka z razdaljo povečuje, če pa so žarki divergentni (n. pr. če izvor valovanje oddaja na vse strani oz. pri krogelnem valovanju, sl. 6.3C), gostota energijskega toka z razdaljo pada.

Kvantitativno lahko gostoto energijskega toka izračunamo, če znamo določiti površino, skozi katero potuje valovanje z določenim energijskim tokom. Na primer: če se valovanje iz točkastega izvora širi v prostor na vse strani, je osvetljena površina kar površina krogle s središčem v izvoru. Celotni energijski tok, ki pade na osvetljeno površino, je vseskozi enak, zato gostota energijskega toka pri takem valovanju pada s kvadratom oddaljenosti r od izvora:

$$j = \frac{P}{4\pi r^2}, \quad (6.5)$$

kjer je P moč izvora oziroma celoten energijski tok, ki ga oddaja izvor. Upoštevali smo, da je površina krogle enaka $4\pi r^2$. Podoben razmislek nam pove, da gostota energijskega toka pada s kvadratom razdalje, $j \propto 1/r^2$, tudi v primeru, ko se krogelno valovanje ne širi na vse strani in torej osvetljuje le del površine krogle okoli sebe.

Absorpcija

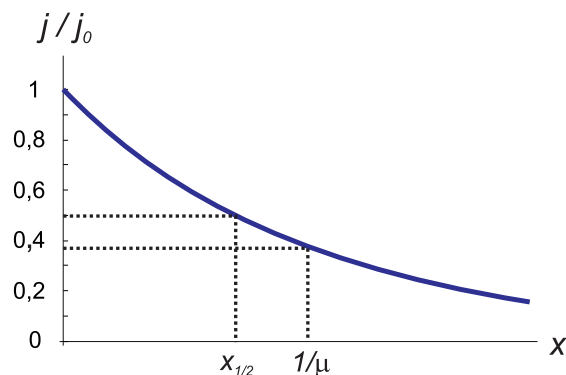
Na zmanjševanje gostote energijskega toka lahko vpliva tudi **absorpcija**, saj se lahko pri potovanju valovanja skozi snov del energije valovanja v snovi absorbira. V splošnem velja, da je absorpcija v tanki plasti snovi sorazmerna gostoti toka in debelini plasti. V plasti debeline dx se gostota toka valovanja j zmanjša za dj , $dj = -\mu j dx$. Sorazmernostni koeficient μ imenujemo **absorpcijski koeficient** in je za dano valovanje odvisen od vrste snovi. Z integracijo izraza za tanko plast izračunamo, da zaradi absorpcije gostota toka v snovi pada eksponentno s prepotovano razdaljo x :

$$j = j_0 e^{-\mu x} = j_0 2^{-x/x_{1/2}}. \quad (6.6)$$

Pri tem smo eksponentno pojemanje gostote toka zapisali na dva načina: najprej z naravno osnovo in absorpcijskim koeficientom (μ), nato pa še z dvojiško osnovo in **razpolovno debelino** ($x_{1/2}$). Razpolovna debelina je tista, v kateri se absorbira natanko polovica energijskega toka vpadnega valovanja, njena vrednost pa je neposredno povezana z absorpcijskim koeficientom: $x_{1/2} = \ln 2/\mu$ (do te zveze pridemo z logaritmiranjem en. 6.6). Oba zapisa sta ekvivalentna, včasih nam bolj prav pride prvi, včasih pa drugi.

Pri absorpciji se del energije valovanja prenese v snov, kjer lahko povzroči zelo različne učinke. Lahko na primer povzroči kemične reakcije (n. pr. v rentgenskem filmu) ali pa preprosto poveča temperaturo v snovi.

Slika 6.4: Pri potovanju valovanja skozi snov se lahko energija valovanja v snovi absorbira. Gostota energijskega toka se zaradi absorpcije eksponentno zmanjšuje z debelino snovi x . Pri debelini, ki je enaka razpolovni debelini $x_{1/2}$, se gostota energijskega toka prepolovi, pri debelini, ki je enaka obratni vrednosti absorpcijskega koeficienta μ , pa se zmanjša za faktor $1/e \approx 0,37$ (en. 6.6).



V praksi si velja zapomniti, da zaradi absorpcije skozi enako debelino snovi pride vedno enak *delež* vstopnega energijskega toka, ne glede na gostoto njegovega energijskega toka ($dj \propto j$). Če na primer skozi 1 cm snovi pride ena četrtnina energijskega toka, bo skozi naslednji 1 cm prišla ena četrtnina preostalega. Skozi 2 cm snovi tako pride ena šestnajstina vstopnega energijskega toka.

6.2.3 Odboj in lom

Ko valovanje pride na mejo med dvema snovema, se ga v splošnem en del odbije, en del pa se na meji med snovema lomi ter nadaljuje svojo pot v spremenjeni smeri. Zaradi zakona o ohranitvi energije velja, da je gostota toka vpadnega valovanja enaka vsoti gostot tokov odbitega in prepuščenega valovanja, $j_{vpad} = j_{odb} + j_{prep}$. Natančna analiza, ki presega okvirje tega učbenika, pokaže, da je razmerje med odbitim in vpadnim valovanjem odvisno od razlike **karakterističnih impedanc** snovi. Za valovanje, ki pada pravokotno na mejo, velja

$$\frac{j_{odb}}{j_{vpad}} = \frac{(z_1 - z_2)^2}{(z_1 + z_2)^2}, \quad (6.7)$$

kjer smo karakteristično impedanco snovi označili z z .

Karakteristična impedanca snovi je povezana s hitrostjo valovanja v snovi. Za zvočno valovanje na primer velja, da je karakteristična impedanca snovi kar produkt hitrosti zvoka v snovi in gostote snovi, $z_{zvok} = \rho c$.

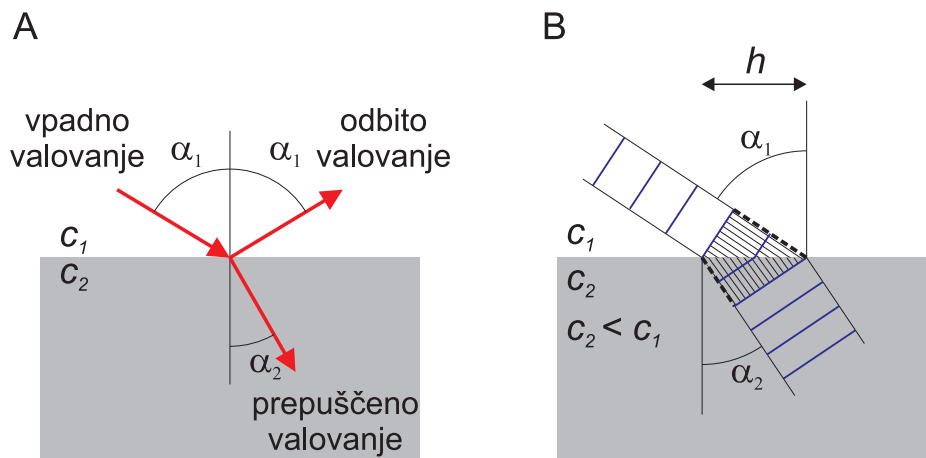
Smeri odbitega in prepuščenega valovanja določata **odbojni zakon**, ki pravi, da je odbiti kot enak vpadnemu, ter **lomni zakon** (*Snellov zakon*), ki opisuje lomni kot (sl. 6.5):

$$\frac{c_1}{\sin \alpha_1} = \frac{c_2}{\sin \alpha_2}. \quad (6.8)$$

Pri razumevanju lomnega zakona si lahko pomagamo s sliko 6.5B. Izvor valovanja v drugi snovi je valovanje, ki trči na mejo med snovema. Frekvenca valovanja je torej v obeh snoveh enaka, hitrost pa je različna. Valovanje tako razdalji, označeni črtkano, prepotuje v istem času t , dolžina ustreznih poti v prvi in drugi snovi pa je $c_1 t$ in $c_2 t$. Do lomnega zakona pridemo, ko upoštevamo, da sta črtkani črti kateti trikotnikov z isto hipotenuzo in zato velja zveza $h = c_1 t / \sin \alpha_1 = c_2 t / \sin \alpha_2$ (dolžino hipotenuze smo označili s h).

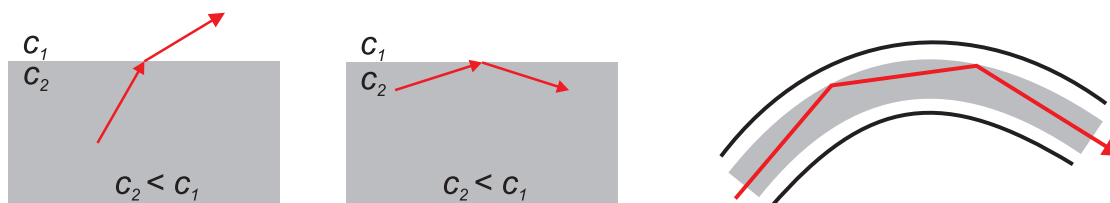
Vidimo, da se pri prehodu v snov, kjer je hitrost širjenja manjša, valovanje lomi proti pravokotnici ter obratno. Pri velikem vpadnem kotu pri prehodu v snov, v kateri je hitrost večja, zato lahko pride do **totalnega odboja**, saj lomni kot ne more biti večji od 90° , oz. sinus lomnega kota ne more biti večji kot 1 (sl. 6.6). Totalni odboj opazimo na primer, ko pri potapljanju v vodi pogledamo poševno navzgor proti gladini — gladina vode deluje kot zrcalo. Ko v enačbo 6.8 vstavimo pogoj za največji možni lomni kot ($\sin \alpha_{1m} = 1$), dobimo mejni vpadni kot, pri katerem se pojavi totalni odboj:

$$\sin \alpha_{2m} = \frac{c_2}{c_1}. \quad (6.9)$$



Slika 6.5: (A) Na prehodu iz ene snovi v drugo se del valovanja odbije, del pa se ga lomi. (B) Shematični prikaz valovnih front valovanja na prehodu med snovema. Valovanje ima v obeh snoveh enako frekvenco, zato valovanje v obeh snoveh razdaljo med dvema valovnimi frontama prepotuje v enakem času. Osenčena trikotnika z črtkastima katetama imata zato isto hipotenuzo (njena dolžina je h).

Pojav totalnega odboja se izkoristi pri **valovnem vodniku**, po katerem lahko valovanje potuje po zavatih poteh. Valovne vodnike za svetlobo imenujemo *optična vlakna*. Sestavljena so iz prozorne sredice in plašča, pri čemer pa je hitrost svetlobe večja v plašču kot v sredici. Svetloba, ki potuje vzdolžno po sredici, se na meji s plaščem odbije nazaj in sredice ne more zapustiti. Ker so optična vlakna upogljiva, lahko z njihovo pomočjo svetlobo usmerjamo po poljubno zavatih poteh. Optična vlakna so osnovni sestavni del endoskopskih metod, ki nam omogočajo gledanje v notranjost telesa.



Slika 6.6: Shematični prikaz totalnega odboja. Pri prehodu v snov, kjer je hitrost večja, se valovanje lomi stran od pravokotnice. Do totalnega odboja pride, če je vpadni kot prevelik in bi moral biti izstopni kot po lomnem zakonu večji kot 90° . Desno: optično vlakno je sestavljeno iz prozorne sredice in plašča, ki sta narejena tako, da je hitrost svetlobe v plašču večja kot v sredici. Na meji med sredico in plaščem zato pride do totalnega odboja in žarki, ki v sredico vstopajo pod ustreznim kotom, iz nje ne morejo več pobegniti.

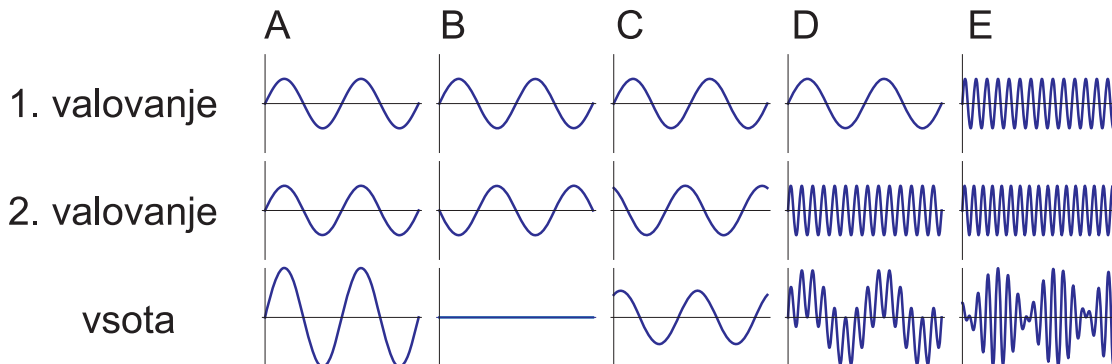
6.2.4 Seštevanje valovanj – interferenca

Če se v prostoru sreča več valovanj, se seštejejo. Pojav imenujemo **interferenca**. V splošnem je lahko rezultat interferenca valovanj zelo raznolik, valovanja se lahko n. pr. ojačajo ali oslabijo, odvisen pa je od njihove amplitude, frekvence in faznega zamika.

Slika 6.7 prikazuje nekaj primerov interferenca dveh valovanj v eni dimenziji. Računsko lahko to vsoto določimo kot $s(t, x) = s_1 \sin(\omega_1 t - k_1 x - \delta_1) + s_2 \sin(\omega_2 t - k_2 x - \delta_2)$. Če se seštejeta valovanja z enako frekvenco in amplitudo, je rezultat interferenca valovanje z nespremenjeno frekvenco, amplituda pa je odvisna od fazne razlike $\delta_1 - \delta_2$ (sl. 6.7 A, B in C). Če je faza valovanj enaka (t. j. če se bodo vrhovi enega valovanja ujeli z vrhovi drugega, $\delta_1 - \delta_2 = 0$), bo rezultat interferenca valovanje s dvojno amplitudo (sl. 6.7A). Če se po drugi strani seštevata valovanja z nasprotno fazo ($\delta_1 - \delta_2 = \pi$), se bosta valovanja med seboj ravno odšteli (sl. 6.7B). V primeru neke vmesne fazne

razlike je rezultat interference valovanja z neko vmesno amplitudo (sl. 6.7C). V splošnem torej zaradi interference dveh valovanj z enako frekvenco pride do **ojačitev** in **oslabitev** valovanja.

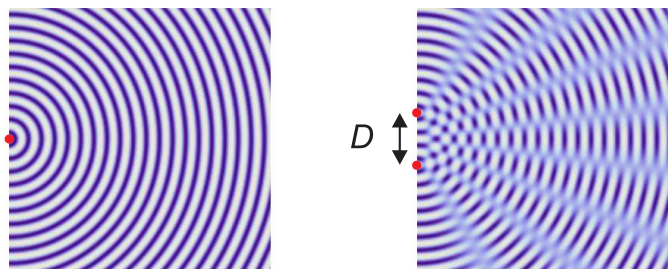
Zanimiva sta tudi primera, ko se seštejeta valovanji z zelo različnima frekvencama (sl. 6.7D) ter ko se seštejeta valovanji s podobnima frekvencama (sl. 6.7E). V drugem primeru (sl. 6.7E) dobimo značilno **utripanje**, kjer ima končno valovanje približno nespremenjeno frekvenco, hkrati pa njegova amplituda utripa s frekvenco, ki je enaka polovični razliki originalnih frekvenc (spomnimo se adicijskega izreka za seštevanje dveh sinusnih funkcij: $\sin \alpha + \sin \beta = 2 \sin \frac{\alpha + \beta}{2} \cos \frac{\alpha - \beta}{2}$).



Slika 6.7: Shematični prikaz interference (seštevanja) dveh valovanj v eni dimenziji. V zgodnjih dveh vrsticah sta valovanji, ki se seštevata, v spodnji pa je njuna vsota. (A) Seštevanje valovanj z enako frekvenco in enako fazo. (B) Seštevanje valovanj z enako frekvenco in nasprotno fazo. (C) Seštevanje valovanj z enako frekvenco in neko vmesno fazo. (D) Seštevanje valovanj z zelo različnima frekvencama. (E) Seštevanje valovanj s podobnima, a ne enakima frekvencama.

Zgornji primeri kažejo, da je lahko interferenca zelo raznolika že v eni dimenziji, v dveh in treh dimenzijah pa je interferenčna slika lahko še mnogo bolj zapletena. Slika 6.8 na primer prikazuje interferenco dveh krožnih valovanj, katerih izvora sta blizu skupaj in nihata z isto frekvenco. Na sliki vidimo, da pride na veliki oddaljenosti od izvorov v nekaterih smereh do ojačitev, v drugih pa do oslabitev.

Slika 6.8: Shematični prikaz krogelnega (ali krožnega) valovanja in interference dveh takih valovanj z isto frekvenco, ki sta med seboj oddaljeni za razdaljo D . Izvora valovanj sta označena s pikama. V interferenčni sliki so značilne različne smeri ojačitev in oslabitev valovanja.



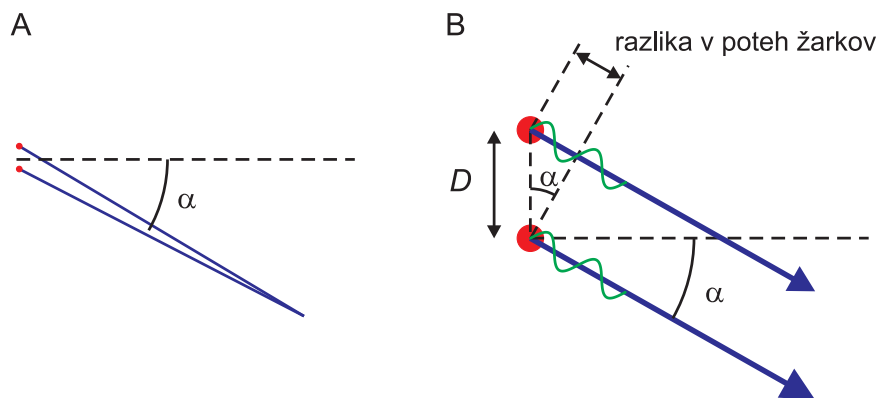
Čeprav zgornja interferenčna slika ni enostavna, pa z našim znanjem lahko določimo, v katerih smereh se bosta valovanji ojačali in v katerih izničili. Interferenca, ki jo bosta žarka iz virov povzročila na veliki oddaljenosti od virov, bo odvisna od njune fazne razlike, ta pa je odvisna od razlike dolžin poti, ki sta jih žarka prepotovala. Iz slike 6.9 razberemo, da je razlika poti žarkov v smeri α enaka $D \sin \alpha$, kjer je D razdalja med izvoroma. Če je razlika poti ravno cel večkratnik valovne dolžine, se bosta žarka v tej smeri ujela v fazi in se zato seštela, če pa je razlika poti lih večkratnik polovice valovne dolžine, se bosta žarka v tej smeri izničila. Če izvora nihata v fazi, sta pogoja za ojačitev oz. oslabitev v smeri kota α torej:

$$\text{Ojačitev: } D \sin \alpha = N\lambda \quad (6.10)$$

$$\text{Oslabitev: } D \sin \alpha = \left(N + \frac{1}{2}\right)\lambda \quad (6.11)$$

kjer je N celo število. Ker je lahko $\sin \alpha$ največ 1, je vseh ojačitev največ toliko, kolikokrat gre valovna dolžina v razdaljo med izvoroma, $N \leq D/\lambda$.

Valovanja, ki imajo natanko enako frekvenco in stalno fazno razliko, so med seboj **koherentna**. Časovno nespremenljivo interferenčno sliko dajo le koherentna valovanja. V praksi pa vsa valovanja iz enakih izvorov niso nujno koherentna. Ko se seštejeta dve nekoherentni valovanji, se rezultat njune interference na nekem mestu stalno spreminja in interferenčne slike pogosto ne moremo zaznati. Pri žarnici, na primer, nihanje v različnih delih žarilne nitke ni vedno v isti fazi in zato tudi krogelni valovi, ki izhajajo iz različnih točk v žarnici, nimajo stalne fazne razlike. Svetloba iz žarnic torej ni koherentna. Po drugi strani je laserska svetloba koherentna in jo lahko zato uporabimo pri različnih pojavih, ki so vezani na interferenco, n. pr. pri holografiji. Tudi zvoka iz sosednjih zvočnikov sta lahko koherentna, če le oba zvočnika oddajata isti zvok, n. pr. isto glasbo, ki ni stereo. V takem primeru lahko interferenčno sliko v prostoru tudi zaznamo — v nekaterih delih prostora je glasba glasnejša kot v drugih.



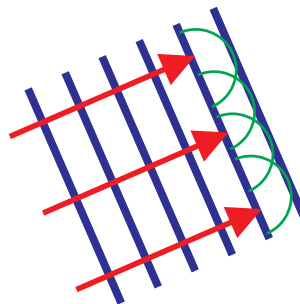
Slika 6.9: (A) Žarka, ki se srečata na veliki oddaljenosti od izvorov, potujeta praktično v isti smeri (na sliki je smer označena s kotom α). (B) Shematični prikaz razlike dolžin poti dveh žarkov iz sosednjih izvorov, ki potujeta v smeri pod kotom α . Izvora sta označena z rdečo piko, valovanja pa z zeleno sinusno krivuljo. Izvora nihata v fazi. Razdalja med izvoroma je D . Razlika poti žarkov je $D \sin \alpha$ in je torej odvisna od kota α . Če je razlika poti enaka celemu večkratniku valovne dolžine, bosta valovanja iz obeh izvorov nihali v fazi in se zato ojačili. Če pa bosta imeli valovanja nasprotno fazo, se bosta izničili. Na sliki je razlika poti žarkov ravno ena valovna dolžina.

6.2.5 Huygensovo načelo

V vsaki točki prostora, skozi katero potuje valovanje, se vzpostavi nihanje. Po drugi strani si lahko vsako točko prostora, kjer je nihanje, predstavljamo kot točkast izvor novega valovanja. To dejstvo povzema **Huygensovo načelo**, ki pravi, da vsako naslednjo valovno fronto valovanja dobimo s sestavljanjem krogelnih (oz. krožnih) valovanj, ki izhajajo iz vseh točk na prejšnji valovni fronti. Naslednja valovna fronta valovanja leži torej na ovojnici sfer (oz. krožnic) s središči v vseh točkah prejšnje valovne fronte (sl. 6.10). Iz ravne valovne fronte v neskončnem prostoru tako nastane nova ravna fronta, iz krožne pa krožna.

6.2.6 Uklon

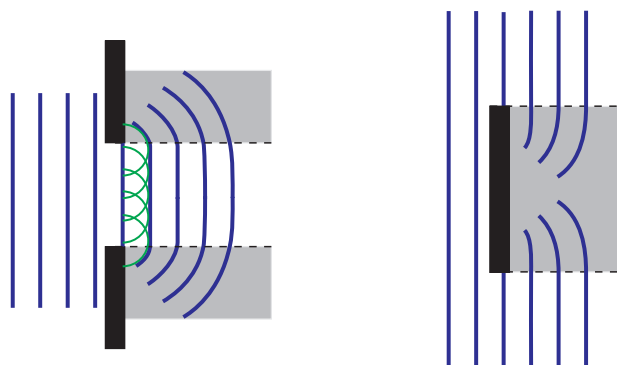
Iz vsakdanjega življenja vemo, da se zvok brez težav širi tudi za vogale. Ta valovni pojav imenujemo **uklon**. Uklon bomo lažje razumeli, če se spomnimo osnovne značilnosti valovanja: valovanje se širi tako, da se nihanje v vsaki točki prostora prenaša na bližnjo okolico. Ko na primer val pride skozi odprtino v steni, se nihanje točk na robu vala širi na vse strani v prostoru (spomnimo se Huygensovega načela!) in torej tudi za vogal, t. j. v območje geometrijske sence (sl. 6.11). Situacija



Slika 6.10: Shematični prikaz Huygensovega načela. Vsaka naslednja valovna fronta valovanja je ovojnica krožnih valovanj, ki izhajajo iz vsake točke prejšnje valovne fronte.

je podobna tudi, ko valovanje zadane ob oviro in se nato za oviro razširi v območje njene geometrijske sence.

Slika 6.11: Shematični prikaz uklona valovanja. Ko ravni val pride do odprtine ali ovire, se na drugi strani uklanja tudi v območje geometrijske sence (na sliki je označena s sivo). Uklon si lahko nazorno predstavljamo na osnovi Huygensovega načela, po katerem je vsaka točka valovne fronte izvor krogelnega valovanja. Vsako naslednjo valovno fronto dobimo, ko seštejemo vsa ta krogelna valovanja. Na sliki smo Huygensovo načelo uporabili za konstrukcijo valovne fronte, ki je tik za odprtino.



Kvalitativno je pojav uklona torej lahko razumeti, bolj zapleteno pa je razumevanje natančnega obnašanja vala za odprtino. Ko val pride na odprtino in se nihanje pojavi v točkah odprtine, je vsaka točka v odprtini izvor krogelnega valovanja in končna oblika vala za odprtino bo rezultat interference vseh teh krogelnih valovanj. V splošnem je tako uklon tesno povezan z interferenco in je uklonska slika za odprtino ali oviro lahko zelo zapletena (sl. 6.12).

Slika 6.12: Uklonska slika, ki nastane za majhno okroglo odprtino. Na njej so vidni temni in svetli koncentrični krogi, ki so posledica interference krogelnih valovanj, ki izhajajo iz vsake točke odprtine.

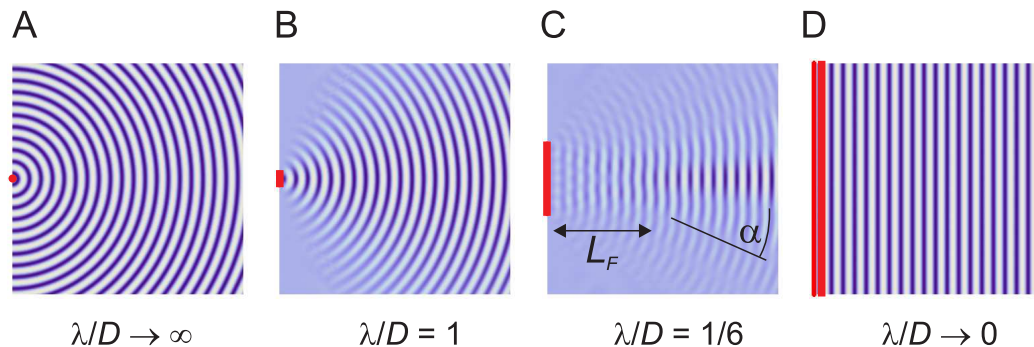


Izkaže se, da je za izrazitost uklonskih pojavov ključno razmerje med valovno dolžino in velikostjo odprtine (oz. ovire). Intuitivno si lahko predstavljamo dva skrajna primera: če je odprtina zelo majhna v primerjavi z valovno dolžino, deluje kot izvor krogelnega valovanja, če pa je odprtina zelo velika, gre valovanje skozi praktično brez uklona (sl. 6.13 A in D). V vmesnem območju, ko je velikost odprtine primerljiva z valovno dolžino, se na drugi strani odprtine pojavi interferenčna slika, ki je lahko tudi zelo zapletena (sl. 6.13 B in C). V splošnem velja, da bo takoj za odprtino območje, kjer bo val približno raven, na veliki oddaljenosti pa se bo valovanje širilo v prostor z divergenčnim kotom α . Z analizo, ki presega obseg tega učbenika, je mogoče pokazati, da je globina bližnjega območja (imenuje se tudi *Fresnelovo območje*) za odprtino s premerom D podana z izrazom

$$L_F \approx \frac{D^2}{4\lambda}, \quad (6.12)$$

divergenčni kot v oddaljenem območju (to območje se imenuje tudi *Fraunhoferjevo območje*) pa je podan z izrazom

$$\sin \alpha \approx \frac{\lambda}{D}. \quad (6.13)$$



Slika 6.13: Shematični prikaz uklona ravnega vala na različno velikih odprtinah. Odprtine so na levi, val pa potuje proti desni. Če je odprtina zelo majhna, deluje kot točkast izvor (A) če pa je zelo velika, gre valovanje skozi brez uklona (D). V splošnem je slika za odprtino odvisna od razmerja med valovno dolžino valovanja λ in velikostjo odprtine D . Če je λ nekaj manjša od D , nastane takoj za odprtino območje, kjer je val približno raven (globina tega območja je L_F), na veliki razdalji za odprtino pa valovanje divergira z divergenčnim kotom α .

Zaradi uklona je pomembno tudi razmerje med velikostjo izvora in valovno dolžino valovanja. Če je izvor valovanja majhen v primerjavi z valovno dolžino, se bo valovanje že na izvoru močno uklanjalo in bo izvor deloval kot točkast izvor, ki valovanje oddaja na vse strani. Če si želimo valovanje usmeriti v ozek snop žarkov, potrebujemo izvor, ki je veliko večji od valovne dolžine valovanja. Uklon je torej razlog, da se zvoki iz naših ust "razlijejo" po celem prostoru: valovna dolžina tipičnih frekvenc zvoka v zraku je namreč nekaj deset cm, kar je več od velikosti ust.

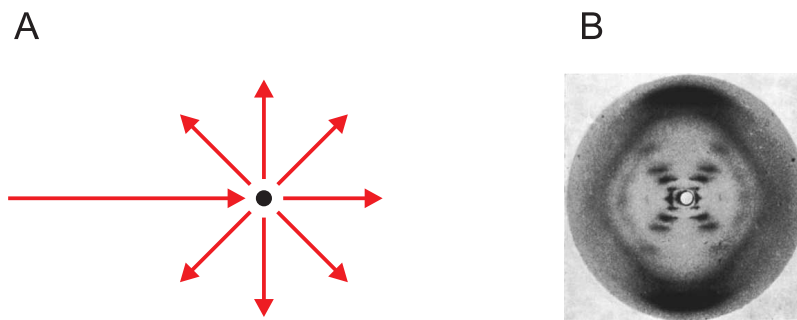
Za vse uklonske pojave je torej značilno, da je njihova izrazitost sorazmerna razmerju med valovno dolžino in velikostjo ovir oz. odprtin. Uklon bo velik, če je valovna dolžina velika v primerjavi z dimenzijo objekta. Na predmetih iz vsakdanjega življenja ($D \approx 10$ cm) je tako uklon zvoka ($\lambda \approx 30$ cm) velik, uklona svetlobe ($\lambda \approx 500$ nm) pa sploh ne opazimo. Zaradi uklona z valovanjem tudi ne moremo opazovati predmetov, ki so veliko manjši od valovne dolžine, saj valovanje v takem primeru predmet oblije in skoraj nemoteno potuje mimo. Uklon je torej razlog, da z vidno svetlobo ne moremo slikati n. pr. posameznih molekul ($\lambda \approx 500$ nm, $D \approx$ od 0.2 nm do nekaj nm), z ultrazvokom pa ne posameznih celic v telesu ($\lambda \approx 200$ μ m, $D \approx 10$ μ m).

6.2.7 Sipanje

Pojav, ko valovanje interagira z delci snovi in se zaradi tega razprši na vse strani, imenujemo **sipanje** (sl. 6.14A). Sipanje je torej eden od pojavov, zaradi katerega se zmanjšuje gostota energijskega toka žarkov na poti skozi snov (podobno kot pri absorpciji, le da se pri slednji energija absorbira v snovi, pri sipanju pa se žarki le razpršijo).

Zaradi sipanja svetlobe na molekulah zraka v atmosferi podnevi ob pogledu navzgor ne vidimo črnega vesolja in zvezd, temveč modro nebo (na majhnih delcih se modra barva siplje bolj kot ostale). Sipanje ultrazvoka v nehomogenem tkivu ima lahko za posledico nejasne ultrazvočne slike, do sipanja pa lahko pride tudi na odboju na negladki podlagi.

Po drugi strani lahko z analizo sipanja rentgenskih žarkov na atomih snovi določimo strukturo snovi. Med žarki, ki se sipljejo na sosednjih atomih v snovi, namreč pride do interference, nastala interferenčna slika pa je odvisna od medsebojne lege atomov (interferenčna slika je najbolj izrazita, če je posledica sipanja na periodično razporejenih atomih, n. pr. v kristalih). Tudi znamenita Watson in Crick sta strukturo molekule DNK določila na osnovi interferenčne slike rentgenskega sipanja na kristalu DNK (sl. 6.14B).

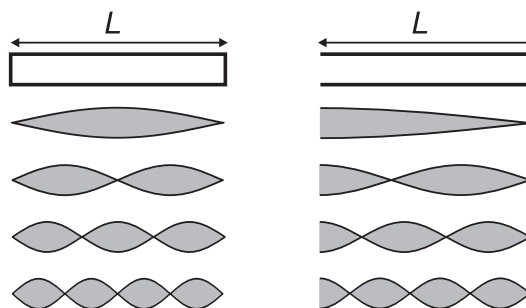


Slika 6.14: (A) Shematičen prikaz sipanja na delcu snovi. (B) Interferenčna slika, nastala po sipanju rentgenskih žarkov na molekulah DNK, ki jo je posnela Rosalind Franklin. Na osnovi te slike sta Watson in Crick določila strukturo DNK.

6.2.8 Stojече valovanje

V omejenih prostorih, kjer se valovanje odbija na stenah, lahko nastane **stojече valovanje**. Pri stojčem valovanju pride do interference med vpadnim in odbitim valovanjem, zato valovanje ne potuje več po prostoru, temveč v prostoru nastanejo območja, kjer je amplituda nihanje velika (t. i. hrbti stojčega valovanja) in območja brez nihanja (t. i. vozli stojčega valovanja).

Stojече valovanje si lahko nazorno predstavljamo v piščali (sl. 6.15). Ko valovanje pride do konca piščali, se odbije v nasprotno smer, pri čemer vpadno in odbito valovanje interferirata. Na zaprtih koncih piščali zrak ne more nihati, zato so tam vozli stojčega valovanja. Na sliki vidimo, da nastanek stojčega valovanja ni možen za valovanja s poljubno valovno dolžino temveč le za tiste, ki imajo na zaprtem koncu piščali vozle. Če je piščal na eni strani odprta, pa je tam hrbet stojčega valovanja.



Slika 6.15: Shematični prikaz stojčega valovanja v zaprti piščali (levo) in v piščali, ki je odprta na eni strani (desno). Na mestu, kjer je piščal zaprta, je vozle stojčega valovanja, saj zrak tam ne more nihati. Na odprti strani piščali je hrbet stojčega valovanja.

S pomočjo slike izračunamo, da so v zaprti piščali možna stojčča valovanja, pri katerih je večkratnik polovice valovne dolžine enak dolžini piščali: $N\frac{\lambda}{2} = L$, v odprtih piščalih pa mora biti izpolnjen pogoj $\frac{\lambda}{4} + N\frac{\lambda}{2} = L$. Z uporabo zveze med valovno dolžino, frekvenco in hitrostjo valovanja lahko izračunamo tudi ustrezne frekvence:

$$\text{Zaprta piščal: } \nu = \frac{c}{2L}N, \quad (6.14)$$

$$\text{Odprta piščal: } \nu = \frac{c}{2L}\left(N + \frac{1}{2}\right). \quad (6.15)$$

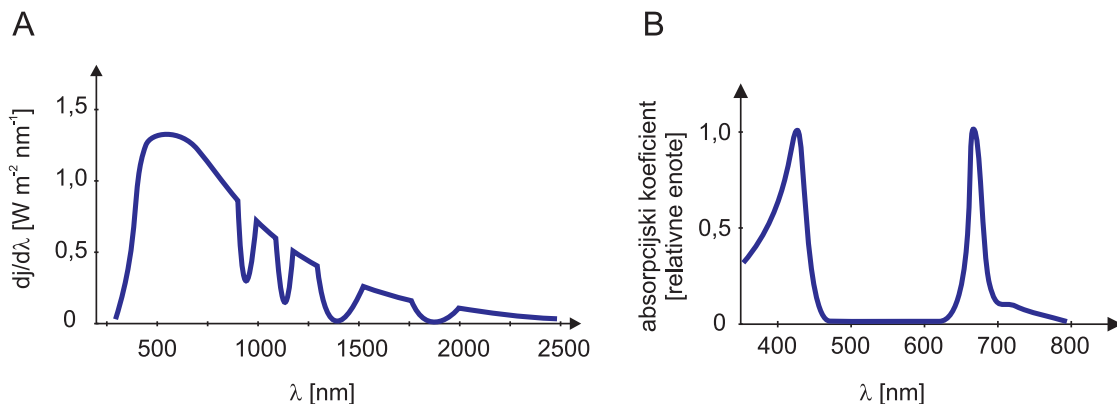
Do stojčega valovanja lahko torej pride le pri določenih frekvencah, pravimo jim **lastne frekvence**.

Podobno kot piščal ima vsak omejen prostor svoje lastne frekvence, ki so odvisne od njegove velikosti in oblike. Valovanja z ustreznimi frekvencami se lahko v takem prostoru ojačijo, tista s drugačnimi pa ne, zato tak prostor imenujemo tudi **resonator**. Akustična resonatorja sta n. pr. tudi govorni trakt (sapnik, usta z jezikom...) in uho (več o tem v nadaljevanju). Pri glasbenem inštrumentu kot resonator deluje trup inštrumenta (tudi n. pr. pri violini ali klavirju). Pravzaprav do stojčega valovanja pride tudi v struni inštrumenta in v stenah trupa, le da v tem primeru

ponavadi govorimo o sklopljenem nihanju. Stoječe valovanje je torej le drug pogled na sklopljeno nihanje, ki smo ga srečali v poglavju 2.4.7 pri mehaniki. Poleg akustičnih resonatorjev poznamo tudi elektromagnetne, v katerih se lahko ojači elektromagnetno valovanje.

6.2.9 Spekter

Valovanja pogosto niso sestavljena iz ene same frekvence temveč so vsota valovanj z različnimi frekvencami. Ko na primer zaigramo določen ton na glasbenem inštrumentu, so v zvoku inštrumenta poleg osnovne frekvence tona tudi višje frekvence, ki dajejo zvoku inštrumenta njihovo značilno barvo (zvoki različnih inštrumentov se med seboj ločijo ravno po teh višjih frekvencah, saj je osnovna frekvenca določenega tona pri vseh inštrumentih vedno enaka). Sončna svetloba je sestavljena iz mnogih valovnih dolžin (barv). Informacijo o frekvencah, ki so prisotne v določenem valovanju, lahko razberemo iz **spektra valovanja**, t. j. porazdelitve gostote energijskega toka valovanja po različnih frekvencah oz. valovnih dolžinah. Spekter nam torej pove, kolikšen del energijskega toka valovanja (dj) odpade na majhen interval frekvenc ($d\nu$) pri frekvenci ν in ga na grafu prikažemo kot funkcijo $\frac{dj}{d\nu}$ v odvisnosti od ν . Ker je frekvenca tesno povezana z valovno dolžino, lahko spekter seveda prikažemo tudi kot $\frac{dj}{d\lambda}$ v odvisnosti od λ (sl. 6.16A).



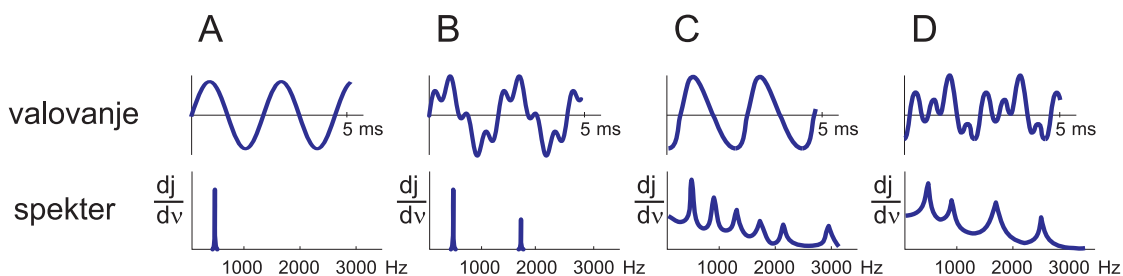
Slika 6.16: Primeri spektrov. (A) Spekter sončne svetlobe, ki pade na površino zemlje. Valovne dolžine vidne svetlobe (400 nm - 750 nm) so v njem približno enakomerno zastopane. Škrbine v infrardečem delu spektra so posledica absorpcije svetlobe v vodni pari v atmosferi (glej sl. 4.15). (B) Shematični prikaz absorpcijskega spektra klorofila A. Spekter je prikazan kot odvisnost relativnega absorpcijskega koeficienta od valovne dolžine. Iz spektra razberemo, da se v klorofilu modra (450 nm) in rdeča (650 nm) absorbirata veliko močneje kot ostale barve.

Slika 6.17 prikazuje nekaj primerov spektrov zvoka. Levo je prikazan zvok čistega tona A_4 , v katerem je le frekvenca 440 Hz, kakršnega lahko na primer ustvarimo z glasbenimi vilicami (te so pripomoček za uglaševanje inštrumentov). Vsa energija takega zvoka je zbrana le v zelo ozkem intervalu frekvenc pri frekvenci 440 Hz. Če čistemu tonu dodamo še enega z višjo frekvenco, bosta v spektru dve črti (sl. 6.17B). V primerih, ko je valovanje sestavljeno iz diskretnega števila frekvenc, pravimo, da je spekter **črtast**. Na slikah 6.17 C in D sta prikazani valovanji, ki ju dobimo, če ton A_4 zaigramo na klavir in orgle. Vidimo, da je valovanje zvoka pri inštrumentih sicer periodično, a je daleč od lepe sinusne oblike. V zvoku inštrumentov je namreč združeno zelo veliko število različnih frekvenc, kar se pozna kot **zvezni spekter**. Spektra klavirja in orgel se seveda razlikujeta, če pa v obeh primerih igramo isti ton A_4 , je najvišji vrh (osnovna frekvenca) obeh spektrov pri 440 Hz. Zvezni spekter narišemo kot zvezno porazdelitev $\frac{dj}{d\nu}(\nu)$. Spektri valovanj v naravi so pogosto kombinacija črtastega in zveznega spektra. Na primer: spekter sončne svetlobe je sicer zvezen, a v njem manjkajo določene frekvence ("črte"), ki se absorbirajo v snovi na poti od izvora svetlobe v Soncu do Zemlje.

Spekter valovanja lahko določimo na več načinov. Spekter svetlobe dobimo na primer, ko svetlobo razklonimo v mavrico s pomočjo steklene prizme ali uklonske mrežice (več o tem kasneje v

poglavju o elektromagnetnem valovanju). Če pa so frekvence valovanja dovolj majhne, lahko izmerimo časovni potek nihanja valovanja (t. j. zgornje vrstice s slike 6.17) in iz njega izračunamo spekter s pomočjo matematične operacije, ki se imenuje *Fourierova transformacija*. Vsaki obliki valovanja namreč pripada natanko določen spekter. Furierovo transformacijo lahko tako uporabimo pri zvoku, ultrazvoku in pri radijskih valovih, ki jih uporabljamo pri slikanju z magnetno resonanco.

Veliko pojavov, ki so povezani z valovanjem, je odvisnih od frekvence (oz. valovne dolžine) valovanja. Tudi take frekvenčne odvisnosti pogosto prikazujemo na različnih spektrih. Na primer, absorpcija v snovi je pogosto odvisna od frekvence valovanja — valovanja z različnimi frekvencami se v snovi absorbirajo različno, kar prikažemo z **absorpcijskim spektrom** snovi (sl. 6.16B, primer absorpcijskega spektra hemoglobina pa bomo srečali pri sl. 6.28).



Slika 6.17: Shematični prikaz valovanj nekaterih zvokov (zgoraj) in njihovih spektrov (spodaj). (A) Čisti ton s frekvenco 440 Hz oz. nihajnim časom 2,3 ms (t.i. komorni ton a1), ki pogosto služi pri uglasenju inštrumentov. (B) Komornemu tonu a1 se pridruži še ton a3, ki je dve oktavi višje in ima frekvenco 1760 Hz. (C) in (D) valovanji, ki ju dobimo, ko komorni ton a1 zaigramo na električni klavir oziroma orgle. Spekter zvoka inštrumentov je zvezen.

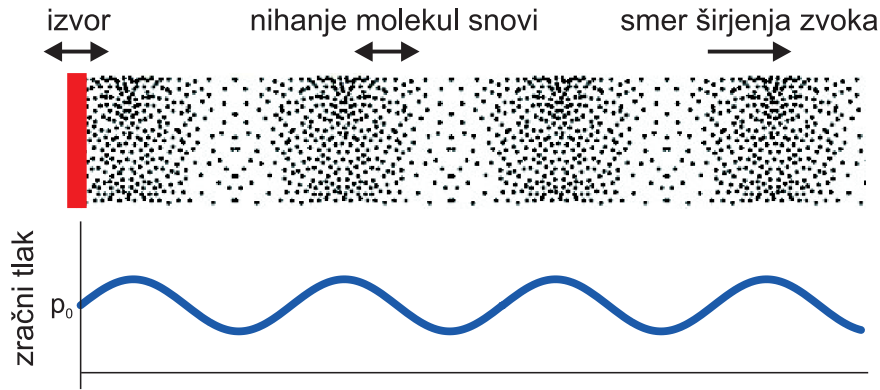
6.3 Zvok in ultrazvok

6.3.1 Osnovne lastnosti

Zvok in ultrazvok sta mehanski valovanji, saj pri njiju nihajo deli snovi. Zvok in ultrazvok se tako ne moreta širiti po praznem prostoru (vakuumu) temveč le po snovi. Osnovna razlika med zvokom in ultrazvokom je njuna frekvenca: zvočno valovanje lahko ljudje slišimo, frekvenca ultrazvoka pa je tako visoka, da je s svojimi ušesi ne zaznamo. Slišne zvočne frekvence so od približno 20 Hz do 20 kHz, frekvence ultrazvoka, ki se uporablja v medicini, pa so od nekaj 100 kHz do približno 20 MHz.

V snoveh, kjer ni (močnih) strižnih sil, se nihanje med deli snovi ne more prenašati pravokotno na smer širjenja valovanja. Deli snovi tako nihajo le v smeri širjenja valovanja. Zvočno valovanje v zraku in tekočinah (pa tudi v mehkih tkivih) je tako longitudinalno (v trdnih snoveh je mehansko valovanje lahko tudi transverzalno). Delci snovi nihajo okoli svoje ravnovesne lege in tako v snovi nastajajo razredčine in zgoščine snovi (sl. 6.18). Izvor zvoka so lahko vse površine, ki nihajo z ustrežno frekvenco in katerih nihanje se prenaša na okolico, na primer glasilke ali pa membrana v zvočnikih. Zaradi tehničnih razlogov navadni zvočniki niso dober izvor ultrazvoka, zato kot izvor ultrazvoka ponavadi uporabimo piezoelektične kristale. To so kristali, ki se jim debelina spreminja glede na priključeno električno napetost. Če piezoelektični kristal priključimo na visokofrekvenčno električno napetost, bo začel nihati in oddajati ultrazvok z enako frekvenco.

Hitrost zvoka v snovi lahko določimo s pomočjo dejstva, da pri širjenju zvoka tlačne razlike povzročajo tako gibanje snovi kot tudi njeno stiskanje. Predstavljajmo si del snovi, ki je najprej v ravnovesju, potem pa ga začnemo stiskati s silo F in hitrostjo v (sl. 6.19). Snov v gibanju ob tem potiska mirujočo snov pred seboj, zato se meja med zgoščino in mirujočo snovjo premika s hitrostjo, ki je večja od v . Hitrost širjenja meje zgoščine je ravno enaka hitrosti širjenja zvoka c . V



Slika 6.18: Shematični prikaz zvočnega valovanja. Izvor (n. pr. membrana v zvočniku) niha levo-desno in to nihanje se prenese na molekule zraka v sosesčini. Prikazano je valovanje, ki se širi v desno. Zaradi nihanja molekul v snovi nastajajo izmenično razredčine in zgoščine. V razredčinah je tlak manjši v zgoščinah pa večji od normalnega zračnega tlaka.

kratkem času Δt snov v zgoščini dobi hitrost v , zato iz izreka o gibalni količini (en. 2.56) sledi

$$F \Delta t = \rho S c \Delta t v, \quad (6.16)$$

kjer smo maso snovi v zgoščini izrazili kot produkt ravnovesne gostote snovi ρ in njenim ravnovesnim volumnom $S c \Delta t$, kjer je S prečni presek snovi. Po drugi strani pri stiskanju snovi v zgoščini velja (en. 2.100 ali pa en. 3.55):

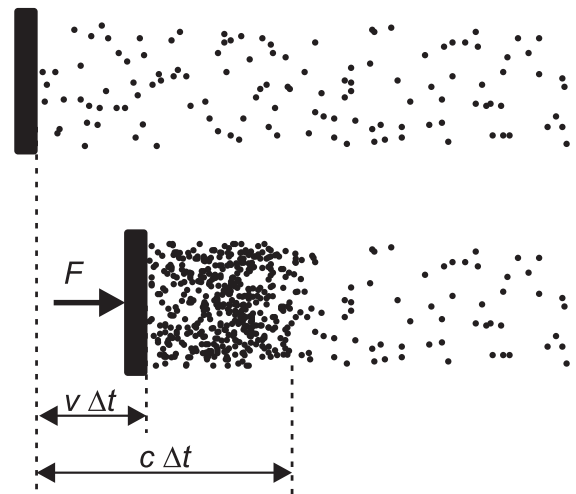
$$\frac{F}{S} = -\frac{1}{\chi} \frac{\Delta V}{V} = \frac{1}{\chi} \frac{S v \Delta t}{S c \Delta t} = \frac{1}{\chi} \frac{v}{c}, \quad (6.17)$$

kjer je χ stisljivost snovi, relativno zmanjšanje volumna snovi v zgoščini $\Delta V/V$ pa smo izrazili s hitrostma v in c (sl. 6.19). Ko združimo enačbi 6.16 in 6.17, dobimo, da je hitrost zvoka v snovi odvisna le od gostote in stisljivosti snovi:

$$c = \frac{1}{\sqrt{\rho \chi}}. \quad (6.18)$$

Stisljivost trdnih snovi in tekočin je zelo majhna, zato je hitrost zvoka v njih ponavadi velika.

Slika 6.19: Shematični prikaz stiskanja snovi pri prenosu zvoka. Zgoraj je snov v ravnovesju, spodaj pa isto snov stisnemo s silo F in hitrostjo v . Ker deli snovi na začetku potiskajo tiste pred seboj, se meja zgoščine premika s hitrostjo c , ki je večja od v . V kratkem času Δt bo tako relativno zmanjšanje volumna zgoščine enako razmerju hitrosti, $\frac{\Delta V}{V} = -\frac{S v \Delta t}{S c \Delta t} = -\frac{v}{c}$.



V zraku, ki je praktično idealni plin, se enačba za hitrost zvoka še poenostavi, saj sta gostota in stisljivost idealnih plinov med seboj povezani. Pri zvoku se zgoščine in razredčine zraka menjavajo hitro in med njimi praktično ni prehajanja toplote (frekvenca stiskanja je enaka frekvenci zvoka). Pri

izračunu hitrosti zvoka moramo tako upoštevati adiabatno stisljivost zraka, $\chi = 1/\kappa p$, kjer p tlak plina, κ pa je razmerje specifičnih toplot pri konstantnem tlaku in konstantni prostornini ($\kappa = c_p/c_v$, spomnimo se poglavja 3.3.7 pri Toploti in termodinamiki). Pri zraku, ki je sestavljen v glavnem iz dvoatomnih plinov, velja $\kappa = 1,4$. Ob upoštevanju splošne plinske enačbe $pV = (m/M)RT$ in zveze za gostoto $\rho = m/V$ dobimo

$$c_{\text{plin}} = \sqrt{\frac{\kappa RT}{M}}, \quad (6.19)$$

kjer je R plinska konstanta, M molekulska masa plina, T pa temperatura. Vidimo, da je hitrost zvoka v plinu z dano molsko maso M odvisna le od temperature T .

Različne snovi se med seboj razlikujejo tudi po akustični impedanci, saj je le-ta odvisna od gostote snovi in hitrosti zvoka v njej, $z_{\text{zvak}} = \rho c$. Spomnimo se, da je akustična impedanca pomemben parameter, ki definira kolikšen del zvoka se odbije na prehodu med dvema snovema (spomnimo se poglavja 6.2.3).

Tipične hitrosti zvoka v različnih snoveh in ustrezne akustične impedance so predstavljene v tabeli 6.1. Ker so frekvenca, hitrost in valovna dolžina povezane (en. 6.1), je pri dani frekvenci ultrazvoka tudi njegova valovna dolžina odvisna od snovi. Tabela 6.2 prikazuje še tipične valovne dolžine zvoka in ultrazvoka v zraku in mehkem tkivu.

Tabela 6.1: Hitrost zvoka (c) in vrednost akustične impedance (z) v različnih snoveh.

snov	hitrost zvoka [m/s]	akustična impedanca [$10^{-4} \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-4}$]
zrak	333	0,0004
voda	1498	1,5
kri	1570	1,61
maščoba	1475	1,38
možgani	1560	1,55
ledvice	1560	1,62
lobanjska kost	3360	6,1

6.3.2 Jakost zvoka in decibeli

Gostoto energijskega toka zvoka imenujemo tudi **jakost zvoka**. Enota za jakosti zvoka je torej W/m^2 . V primerih, ko ima jakost zvoka zelo velik razpon, pa jo lahko opišemo tudi z **nivojem**

Tabela 6.2: Tipične valovne dolžine zvoka in ultrazvoka v zraku ($c = 333 \text{ m/s}$) in mehkem tkivu ($c = 1540 \text{ m/s}$).

frekvenca	valovna dolžina [mm]	
	zrak	mehko tkivo
1000 Hz	333	1540
100 kHz	3,3	15,4
1 MHz	0,33	1,5
3 MHz	0,11	0,5
10 MHz	0,03	0,15

jakosti zvoka, ki temelji na logaritemski lestvici:

$$J = 10 \log \frac{j}{j_0}, \quad (6.20)$$

kjer je j_0 neka referenčna jakost zvoka. Enota pri uporabi logaritemске lestvice je decibel (dB). Če se jakost zvoka desetkrat poveča, se nivo poveča za 10 dB, če se jakost stokrat poveča, se nivo poveča za 20 dB itn. Omenimo naj še, da v literaturi ni enotnega imena za nivo jakosti zvoka, ponekod J imenujejo glasnost, drugje kar jakost, v angleški literaturi pa največkrat SPL (sound pressure level).

Logaritemska lestvica pride na primer zelo prav pri opisovanju jakosti slišnega zvoka, saj je uho zelo občutljivo čutilo in lahko zaznava zvoke z jakostjo od približno 10^{-12} W/m² do 1 W/m² (še večje jakosti povzročijo okvaro ušesa). Pri definiciji nivoja jakosti slišnega zvoka za j_0 vzamemo najmanjšo slišno jakost pri frekvenci 1 kHz ($j_0 = 10^{-12}$ W/m²), tako da je v logaritemski lestvici meja slišnosti pri 0 dB, prag bolečine pa pri 120 dB (več o tem še kasneje pri poglavju o sluhu).

Nivo jakosti ultrazvoka se ponavadi meri glede na jakost ob izvoru, tako da je vrednost j_0 pri logaritemski lestvici v tem primeru kar enaka vrednosti jakosti pri izvoru. Izvori ultrazvoka, ki jih srečamo v medicini, imajo j_0 od 0,1 W/m² do 700 W/m². Vredno si je zapomniti, da se zaradi absorpcije v tkivu nivo jakosti ultrazvoka pri vsaki prepotovani razpolovni debelini zmanjša za 3 dB ($10 \log \frac{1}{2} \approx -3$).

Z našim znanjem mehanike lahko izračunamo odvisnost jakosti zvoka od njegove frekvence. Ker je zvok mehansko valovanje, pri katerem nihajo deli snovi, je gostota energije zvoka enaka gostoti maksimalne kinetične energije nihanja snovi (en. 2.173): $w = \frac{1}{2} \rho v_m^2$, kjer je ρ gostota snovi, v_m pa je maksimalna hitrost nihanja. Maksimalno hitrost nihanja izračunamo z odvajanjem enačbe 6.3 po času ($v = ds/dt = s_0 \omega \cos(\omega t - kx - \delta) \Rightarrow v_m = s_0 \omega$). Ko izračunano gostoto energije vstavimo v izraz za gostoto energijskega toka (en. 6.4), dobimo:

$$j = wc = \frac{1}{2} c \rho s_0^2 \omega^2. \quad (6.21)$$

Vidimo, da je jakost zvoka sorazmerna kvadratu frekvence in amplitude.

6.3.3 Dopplerjev pojav

Če se izvor ali sprejemnik valovanja gibljeta eden glede na drugega, sprejemnik ne zazna enake frekvence, kot jo oddaja izvor. Pojav se imenuje Dopplerjev pojav in je shematično prikazan na sliki 6.20.

Slika 6.20A prikazuje primer, ko izvor valovanja miruje, sprejemnik pa se mu približuje s hitrostjo v_s . Izvor oddaja valovanje s frekvenco ν , valovi se širijo enakomerno stran od izvora s hitrostjo c in valovno dolžino λ . Ker se sprejemnik giblje proti smeri valovanja, zaznava navidezno večjo hitrost valovanja $c' = c + v_s$, zaznana valovna dolžina valovanja pa se ne spremeni. Frekvenca, ki jo zaznava sprejemnik, je tako

$$\nu' = \frac{c'}{\lambda} = \frac{c + v_s}{\lambda} = \nu \left(1 + \frac{v_s}{c} \right), \quad (6.22)$$

in je višja od oddane frekvence. V primeru, ko se sprejemnik oddaljuje od izvora, je hitrost v_s negativna in je frekvenca, ki jo zazna sprejemnik, nižja od oddane.

Slika 6.20B prikazuje primer, ko sprejemnik miruje, izvor valovanja pa se približuje s hitrostjo v_s . V tem primeru sprejemnik zaznava nespremenjeno hitrost valovanja in zmanjšano valovno dolžino λ' , zato bo zaznana frekvenca višja od frekvence izvora. Zmanjšanje valovne dolžine je enako razdalji, ki jo prepotuje izvor v eni periodi valovanja. Premik izvora valovanja v eni periodi je $L = v_i t_0 = \frac{v_i}{\nu} = \frac{v_i}{c} \lambda$, zato je frekvenca, ki jo zazna sprejemnik, enaka:

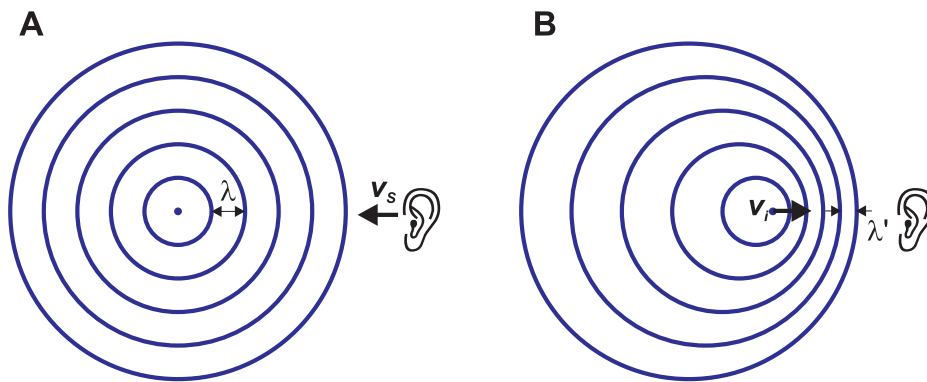
$$\nu' = \frac{c}{\lambda'} = \frac{c}{\lambda - L} = \frac{c}{\lambda - \frac{v_i}{c} \lambda} = \nu \frac{1}{1 - \frac{v_i}{c}}, \quad (6.23)$$

Vrednost faktorja $1/(1 - v_i/c)$ je večja od 1, zato je zaznana frekvenca ν' večja od oddane frekvence ν . V primeru, ko pa se izvor oddaljuje od sprejemnika, ima v_i negativno vrednost in je zaznana frekvenca manjša od frekvence izvora.

Hitrosti gibanja so pogosto majhne v primerjavi s hitrostjo valovanja, $\frac{v}{c} \ll 1$. V takih primerih lahko uporabimo binomski razvoj, za katerega pri majhnih vrednostih x velja: $(1 \pm x)^m \approx 1 \pm mx$. Enačba 6.23 se tako poenostavi $\nu' = \nu(1 + v_i/c)$, kar je enako kot v primeru, ko se oddaljuje sprejemnik in izvor miruje. Pri majhnih hitrostih torej ni razlike med gibanjem izvora in sprejemnika, zato lahko spremembo frekvence zaradi Dopplerjevega pojava zapišemo preprosto kot:

$$\nu' = \nu \left(1 \pm \frac{v}{c} \right), \quad (6.24)$$

kjer je v relativna hitrost med izvorom in sprejemnikom in pozitiven predznak velja za približevanje. Zaznana frekvenca se torej poveča, če se izvor in sprejemnik približujeta in zmanjša, če se izvor in sprejemnik oddaljujeta. Če je medsebojna hitrost izvora in sprejemnika enaka 1% hitrosti zvoka, se bo tudi zaznana frekvenca spremenila za 1%.



Slika 6.20: Shematičen prikaz Dopplerjevega pojava. (A) izvor valovanja miruje, sprejemnik se premika s hitrostjo v_s . (B) Sprejemnik miruje, izvor valovanja pa se premika s hitrostjo v_i .

6.3.4 Uporaba ultrazvoka v medicini

Najbolj pogosta ultrazvočna tehnika v medicini je ultrazvočno slikanje (imenujemo jo tudi *ehografija* oz. *sonografija*). Pri tej metodi uporabljamo ultrazvok šibke jakosti s frekvenco nekaž MHz. S pomočjo sonde v telo usmerimo ultrazvočne sunke in nato na osnovi signalov, ki se odbijajo na mejah med tkivi, rekonstruiramo sliko. Sodobne tehnike slikanja uporabljajo tudi Dopplerjev pojav ter na osnovi spremenjene frekvence odbitega signala določijo n. pr. hitrost pretakanja krvi po ožilju (pri odboju pride do Dopplerjevega pojava kar dvakrat: prvič, ko ultrazvok zadane gibajoče se tkivo in nato še, ko gibajoče se tkivo ultrazvok odbije nazaj. Pri odboju je torej sprememba frekvence še enkrat večja kot po enačbi 6.24).

Med fizikalni vplivi ultrazvoka na tkiva sta dva najbolj izrazita. Prvi je mehansko nihanje tkiva, ki lahko povzroči nastajanje zračnih mehurčkov (to imenujemo kavitacija), drugi pa je segrevanje tkiva zaradi absorpcije. Pri majhni jakosti ultrazvočnega valovanja, ki se uporablja pri slikanju, so ti fizikalni vplivi majhni in naj ne bi imeli trajnih stranskih posledic. Ker pa biološki vplivi ultrazvoka v celoti še niso povsem raziskani, se včasih kljub vsemu odsvetuje uporabo ultrazvočnega slikanja po nepotrebnem. Po drugi strani fizikalne vplive ultrazvoka s pridom uporabljajo pri fizioterapiji, kjer naj bi pomagali pri lažšanju bolečin in celjenju ran. Poleg tega se v zadnjem času intenzivno raziskuje uporaba t.i. ultrazvočne kirurgije, pri kateri skalpel ni potreben, saj se n. pr. maligno tkivo uniči z natančno usmerjenim ultrazvočnim valovanjem zelo velike jakosti.

Razlog, da se v medicini uporablja ultrazvok in ne zvok, je njegova velika frekvenca ter posledično majhna valovna dolžina in s tem tudi manjši uklon. Tabela 6.3 prikazuje valovne dolžine

Tabela 6.3: Vpliv frekvence ultrazvoka na valovno dolžino λ v mehkem tkivu, globino bližnjega območja L_F , divergenčni kot α ter razpolovno debelino pri absorpciji $x_{1/2}$. Globina bližnjega območja in divergenčni kot sta podana za primer uporabe ultrazvočne sonde s premerom 1 cm (za opis L_F in α glejte poglavje o uklonskih pojavih). Višja kot je frekvenca, manjša je valovna dolžina in manj izraziti so uklonski pojavi. Po drugi strani se z večanjem frekvence večja absorpcija v tkivu.

ν	λ [mm]	L_F [cm]	α [°]	$x_{1/2}$ [cm]
1000 Hz	1540	0,002	90	
1 MHz	1,5	1,6	11	6
5 MHz	0,3	8	2	1,2
10 MHz	0,15	16	1,1	0,6

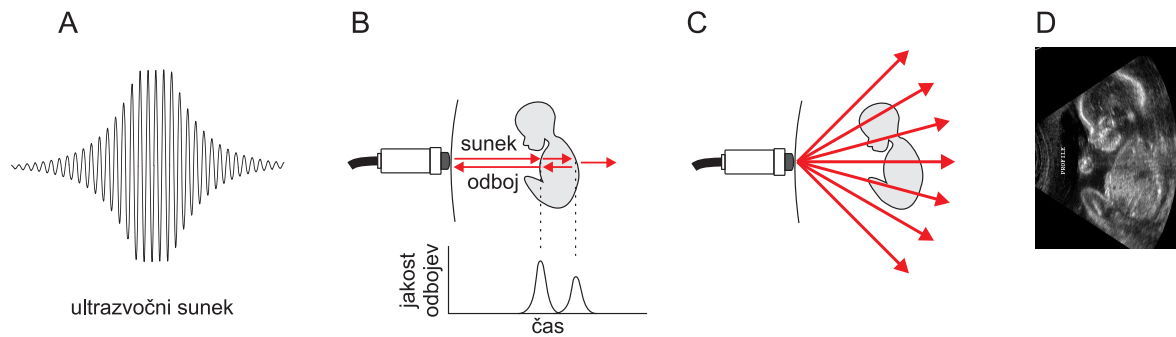
zvoka in ultrazvoka različnih frekvenc v mehkem tkivu. Na primer, valovna dolžina zvoka s frekvenco 1 kHz je 1,5 m, valovna dolžina ultrazvoka s frekvenco 1 MHz pa tisočkrat manj, to je 1,5 mm. Manjša kot je valovna dolžina, manjši so uklonski pojavi in boljše je mogoče ultrazvok usmeriti. Pri dani velikosti ultrazvočne sonde ima torej ultrazvok visoke frekvence večjo globino bližnjega območja L_F in manjši divergenčni kot α (sl. 6.13C in tabela 6.3). Z višanjem frekvence ultrazvoka bo torej ultrazvočna slika lahko bolj natančna. Kljub vsemu pa v medicini ne moremo uporabljati ultrazvoka poljubno visokih frekvenc. Glavni razlog za to je, da z večanjem frekvence narašča tudi absorpcija v tkivu (glej tudi tabelo 6.3). Tako je razpolovna debelina za ultrazvok v tkivu kar obratno sorazmerna frekvenci,

$$x_{1/2} \propto \frac{1}{\nu}. \quad (6.25)$$

Pri izbiri frekvence ultrazvoka v klinični praksi je tako potreben kompromis: visoke frekvence omogočijo lepšo sliko, a z njimi ne moremo slikati tako globoko v telo kot z nizkimi. Zato se ponavadi pri slikanju podkožnih struktur uporablja čim višje frekvence (~ 10 MHz), pri abdominalnem slikanju pa nižje (2 – 5 MHz).

Poglejmo si še osnovne principe ultrazvočnega slikanja (sl. 6.21). Za slikanje se ponavadi uporablja piezoelektrične sonde, ki so hkrati izvor in detektor ultrazvoka. Sonda, ki je prislonežna na površino telesa, oddaja kratke ultrazvočne sunke (sl. 6.21A) in nato zaznava odboje teh sunkov, ki se odbijajo na prehodih med tkivi (spomnimo se, da se na prehodu med snovmi del valovanja odbije, del pa prepušča, poglavje 6.2.3). Večja kot je globina, na kateri se sunek odbije, daljšo pot bo sunek prepotoval in kasneje bomo zaznali njegov odboj (sl. 6.21B). Podatek o zakasnitvi odbitih sunkov je torej neposredno merilo globine. V najbolj pogostem načinu slikanja sonda oddaja sunke zaporedoma v različnih smereh (sl. 6.21C), računalnik pa nato na osnovi odbojev sestavi celotno sliko (ta način se ang. imenuje *B-mode*), pri čemer je intenziteta na sliki kar sorazmerna višini zaznanega odboja (sl. 6.21D).

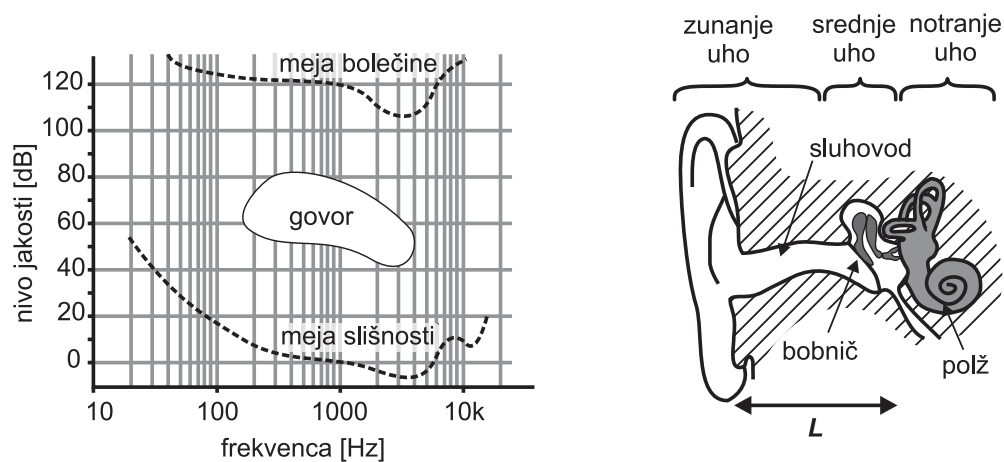
Odboj ultrazvoka na prehodih med tkivi je tem večji, čim večja je razlika akustičnih impedanc tkiv z (en. 6.7). Vrednosti akustičnih impedanc različnih tkiv so prikazane v tabeli 6.1. Vidimo, da je odboj med mehkim tkivom in kostjo veliko večji, kot med dvema mehkim tkivoma (iz zgornje enačbe lahko izračunamo, da se na meji med možgani in kostjo odbije 35%, na meji med maščobo in ledvicami pa le 0,5% gostote energijskega toka). Po eni strani je tako lobanjska kost na ultrazvočnih slikah zelo dobro vidna (sl. 6.21C), po drugi pa je z ultrazvokom težko slikati skozi kosti (n. pr. v možgane). Odboj je zelo velik tudi med zrakom in kožo. Da ta odboj zmanjšamo, ultrazvočno sondo prislonežimo tik na kožo, vmes pa namažemo še poseben gel, katerega akustična impedanca je podobna akustični impedanci kože.



Slika 6.21: Shematični prikaz nastanka slike pri ultrazvočnem slikanju. (A) Shematični prikaz kratkega ultrazvočnega suneka. (B) Ultrazvočna sonda, ki je prislonejena na kožo, oddaja ultrazvočne sunke ter zaznava odboje, do katerih pride na prehodih med tkivi v telesu. Merilo za globino tkiv je kar časovni zamik odbojev. (C) Sonda oddaja sunke zaporedoma v različnih smereh. (D) Računalnik na osnovi odbojev iz različnih smeri sestavi ultrazvočno sliko, pri čemer je intenziteta na sliki sorazmerna višini odbitih sunkov.

6.3.5 Sluh in govor

Človeško uho je zelo občutljivo in hkrati prilagodljivo čutilo, saj je zmožno razločevati tako izredno tihe kot tudi zelo glasne zvoke. Občutljivost ušesa pa je zelo odvisna od frekvence zvoka (sl. 6.22). Frekvenčni meji slišnosti sta približno 20 Hz in 20 kHz (s starostjo pa se lahko zgornja frekvenca slišnosti zniža celo na 5 kHz), najbolje pa zaznavamo zvok s frekvencama med 3000 Hz in 4000 Hz. Frekvenca vpliva tudi na naš občutek za **glasnost zvoka**, saj se nam dva zvoka z enako jakostjo in različnima frekvencama ne zdita nujno tudi enako glasna. Glasnost zvoka je zato fiziološka količina, ki je definirana tako, da dva zvoka iste glasnosti vzbudita enak občutek v ušesu ne glede na svojo frekvenco. Enota za glasnost je **fon** in je določena tako, da pri frekvenci 1 kHz lestvica fonov ustreza lestvici nivoja jakosti slišnega zvoka v dB (za definicijo dB se spomnimo en. 6.20), pri ostalih frekvencah pa se razmerje ustrezno prilagodi. Ne glede na frekvenco ima zvok na meji slišnosti glasnost 0 fonov, zvok na meji bolečine pa 120 fonov. Na primer, meja slišnosti (glasnost 0 fonov) je za zvok s frekvenco 1 kHz pri nivoju jakosti 0 dB, za zvok s frekvenco 100 Hz pa pri nivoju jakosti 20 dB (sl. 6.22).



Slika 6.22: Levo: Približni prikaz frekvenčne občutljivosti ušesa. Črtkani črti predstavljata približno frekvenčno odvisnost najmanjšega (meje slišnosti) in največjega (meje bolečine) nivoja jakosti zvoka, ki ga lahko razloči zdrava oseba. Občutljivost ušesa je največja med 3000 Hz in 4000 Hz. Prikazano je še približno območje frekvenc in nivoja jakosti pri govoru. Desno: shematični prikaz anatomije ušesa.

Poglejmo si še osnove delovanja ušesa. Anatomijo ušesa razdelimo na tri dele: v zunanjem in srednjem ušesu je zrak (razmejena sta z bobničem), v notranjem ušesu pa so kanali z vodno raztopino in tkivom, ki vsebuje čutnice za sluh in ravnotežje (sl. 6.22). Zunanje in srednje uho opravljata pomembno "fizikalno" nalogo: zvočno valovanje morata iz zraka prenesti v notranje uho s čim manj izgubami. Spomnimo se namreč, da se akustični impedanci zraka in vode zelo razlikujeta, zato bi se zvok brez pomoči zunanjega in srednjega ušesa pri prehodu v notranje uho skoraj v celoti odbil.

Ko zvok prispe v zunanje uho, zrak v sluhovodu zaniha. Sluhovod je namreč resonator v obliki odprte piščali (sl. 6.15), saj je na eni strani odprt, na drugi pa se zvok odbija od trdih sten notranjega ušesa. Dolžina resonatorja (L) je približno 26 mm, kar ustreza osnovni lastni frekvenci približno 3500 Hz ($L = \lambda/4$, en. 6.15). V sluhovodu se torej relativno najbolj ojača zvok s frekvencami med 3000 Hz in 4000 Hz, in tudi zato je v tem frekvenčnem območju naš sluh najbolj občutljiv (sl. 6.22). Nihanje zraka v sluhovodu povzroči nihanje bobniča, saj je slednji malo odmaknjen od sten notranjega ušesa in se ne nahaja v vozlu stoječega valovanja. Bobnič je preko treh koščic (kladivca, nakovalca in stremenca) mehansko povezan z notranjim ušesom, kar omogoča prenos nihanja bobniča v nihanje raztopine v notranjem ušesu. Kako pomembna je funkcija srednjega ušesa pove podatek, da se ob njegovi okvari občutljivost ušesa poslabša za približno 20 dB.

Slušni del notranjega ušesa predstavlja v polža navit kanal z vodno raztopino, v katerem je tudi membrana iz tkiva s slušnimi čutnicami. Oblika in zgradba kanala se z oddaljenostjo od začetka spreminjata, tako da ima vsak del kanala svojo resonančno frekvenco (resonančna frekvenca pada z oddaljenostjo od stremenca). Ko zvočno valovanje potuje po kanalu, različne frekvence valovanja vzbudijo nihanje membrane v različnih delih kanala. Notranje uho torej deluje kot frekvenčni analizator zvoka. V membrani so čutnice z laski, ki se zaradi nihanja tkiva premikajo in mehansko gibanje pretvarjajo v spremembo prekomembranskega potenciala, ki po živcu potuje do možganov. Čutnice pa niso le pasivni detektorji nihanja, saj se lahko tudi same aktivno premikajo in tako preko zapletenega mehanizma povratnih zank izboljšujejo zaznavanje zvoka. Po drugi strani z aktivnim premikanjem dlačic uho tudi samo oddaja šibek zvok, kar imenujemo otoakuskična emisija (OAE). OAE izkoriščamo pri diagnozi motenj v delovanju notranjega ušesa — sluha novorojenčkov tako ne preizkušajo več s cingljanjem z zvončkom temveč z mikrofonom, s katerim v ušesu izmerijo OAE.

Podobno kot zaznavanje zvoka je tudi produkcija zvoka pri človeku zapleten proces in že majhne motnje v njegovem delovanju lahko vodijo do govornih napak. Z raziskovanjem govora se ukvarja fonetika, mi pa se bomo tega širokega področja le bežno dotaknili. Izvora nihanja pri produkciji zvoka sta nihanje glasilk in pa vrtinčenje zraka ob različnih stenah govornega trakta (žrelo, ustna in nosna votlina, jezik, zobje...). Pri tem energija za nihanja prihaja največkrat iz stiskanja zraka iz pljuč, le pri redkih glasovih tudi od drugje — n. pr. pri tlesku z jezikom. Glede na svojo velikost je govorni organ zelo močan izvor zvoka, saj se lahko n. pr. operni pevec dobro kosa s celotnim orkestrom. Glasovi so sestavljeni iz več frekvenc in imajo večinoma zapleteno spektralno sestavo. Nihanje zvoka je namreč lahko zares periodično le pri samoglasnikih, saj le samoglasniki nastanejo z nihanjem glasilk ob povsem odprtem govornem traktu. Osnovno frekvenco samoglasnikov (višino njihovega tona) tako uravnavamo z napetostjo glasilk, ostale značilne frekvence, po katerih se samoglasniki pravzaprav ločijo med seboj, pa z oblikovanjem votlin govornega trakta. Žrelo, ustna in nosna votlina namreč delujejo kot resonatorji, v katerih se glede na njihovo obliko in velikost nekatere frekvence ojačijo bolj kot druge. Pri soglasnikih se oblika govornega trakta med govorom zelo spreminja (v določenem hipu je trakt lahko tudi povsem zaprt, kot n. pr. pri zapornikih "p", "b" ...) ali pa ni nihanja glasilk (n. pr. pri "s"), zato je o periodičnosti teh zvokov in o njihovi višini težko govoriti.

6.4 Elektromagnetno valovanje

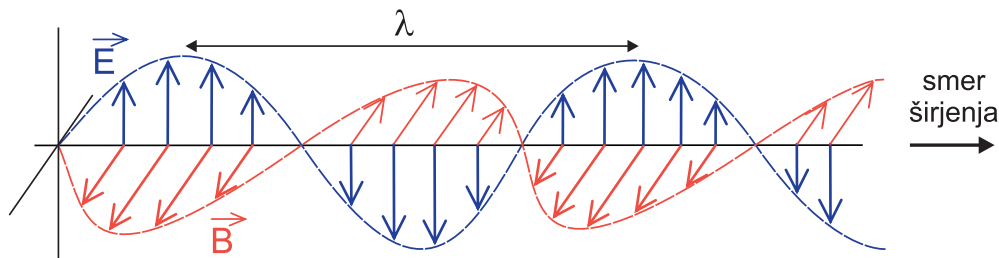
6.4.1 Osnovne lastnosti

Poznamo različne vrste elektromagnetnega valovanja, od radijskih valov preko vidne svetlobe do rentgenskih žarkov in žarkov gama (tabela 6.4). Frekvenčna območja različnih vrst elektromagnetnega valovanja so zelo različna (razmerje med frekvenco pri žarkih gama in radijskih valovih je več kot 10^{18}), zato so zelo različne tudi njihove lastnosti, uporaba in nenazadnje tudi njihov vpliv na biološko tkivo. Območje radijskih valov si ponavadi zapomnimo po njihovi frekvenci (do približno nekaj 100 MHz), območja ostalih vrst pa po valovnih dolžinah. Rentgenske žarke in žarke gama si pogosto zapomnimo tudi po visoki energiji fotonov (od nekaj 100 eV do nekaj 100 keV in več).

Tabela 6.4: Pregled spektra elektromagnetnega valovanja. Prikazane so frekvenca ν , valovna dolžina v zraku λ , energija enega fotona W_γ (več o fotonih v poglavju 6.4.3) ter tipični izvori. Meje med različnimi tipi elektromagnetnega valovanja niso ostre.

	ν	λ	W_γ	tipični izvor
nizke frekvence	50 Hz	1000 km	2×10^{-13} eV	elekt. omrežje
FM radio	~ 100 MHz	~ 3 m	$\sim 0,1$ μ eV	antena
GSM mobilni	~ 1 GHz	~ 30 cm	~ 1 μ eV	antena
mikro valovi	~ 10 GHz	~ 3 cm	~ 10 μ eV	antena
IR	~ 30 THz	750 nm – 100 μ m	$< 1,5$ eV	telesa s sobno T
vidna svetloba	~ 600 THz	400 nm – 750 nm	1,5 eV – 3 eV	molekule, atomi
UV	$\sim 10^{15}$ Hz	10 nm – 400 nm	3 eV – 120 eV	molekule, atomi
rentgen	$\sim 10^{18}$ Hz	10 pm – 10 nm	120 eV – 120 keV	atomi
žarki γ	$> 10^{19}$ Hz	< 10 pm	> 100 keV	jedrski razpad

Pri elektromagnetnem valovanju nihata jakost električnega \vec{E} in gostota magnetnega polja \vec{B} pravokotno ena na drugo. V splošnem so izvori elektromagnetnega valovanja električni naboji, ki se pospešeno gibljejo. Na primer, v radijskih antenah niha naboj (antene so električni nihajni krog), zato se spreminja električno polje v okolici. Ker je s spreminjanjem električnega polja na enem mestu vedno povezano tudi spreminjanje magnetnega polja v okolici in obratno (spomnimo se n. pr. zakona o magnetni indukciji, poglavje 4.3.7), se elektromagnetno valovanje širi stran od antene. Smeri jakosti električnega polja in gostote magnetnega polja sta pravokotni na smer širjenja, zato je elektromagnetno valovanje transverzalno. Če sta smeri električnega in magnetnega polja stalni, je elektromagnetno valovanje polarizirano.



Slika 6.23: Shematični prikaz elektromagnetnega valovanja. Jakost električnega polja \vec{E} in gostota magnetnega polja \vec{B} nihata pravokotno ena na drugo ter pravokotno glede na smer širjenja valovanja.

Elektromagnetna valovanja se lahko širijo po praznem prostoru (vakuumu). Hitrost širjenja elektromagnetnega valovanja v praznem prostoru je nam dobro znana konstanta:

$$c_0 = 299792458 \text{ m/s} \approx 3 \cdot 10^8 \text{ m/s} .$$

Hitrost elektromagnetnega valovanja v praznem prostoru je povezana z influenčno konstanto ϵ_0 in indukcijsko konstanto μ_0 , ki smo ju spoznali že pri električnih in magnetnih pojavih, $c_0 = 1/\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$. V snovi je hitrost elektromagnetnega valovanja c vedno manjša od hitrosti v praznem prostoru, $c < c_0$, odvisna pa je od dielektičnosti (ϵ) (en. 4.32) in permeabilnosti (μ) snovi (en. 4.125),

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0\epsilon\mu\mu_0}} = \frac{c_0}{\sqrt{\epsilon\mu}} = \frac{c_0}{n}. \quad (6.26)$$

Pri tem smo v zadnjo obliki enačbe 6.26 vpeljali **lomni količnik** snovi n , ki je razmerje hitrosti v vakuumu in hitrosti v snovi, $n = c_0/c = \sqrt{\epsilon\mu}$. Lomni količnik je vedno večji od 1. Za vidno svetlobo je lomni količnik v zraku približno 1,0003, v vodi 1,33, v steklu pa približno 1,5.

Lomni količnik v določeni snovi ponavadi ni enak za vse valovne dolžine elektromagnetnega valovanja. Ta pojav imenujemo **dispersija**. V steklu je na primer lomni količnik za vidno svetlobo največji za modro in najmanjši za rdečo. V steklu se tako različne barve lomijo pod različnimi koti in zato se bela svetloba na stekleni prizmi razloži v mavrico (pri tem se najbolj lomi modra svetloba). Dispersija je prisotna tudi v lečah (tako v očesnih kot tudi pri mikroskopu) zato lomnost leč ni nujno enaka za vse barve (pri lečah ta pojav imenujemo **kromatična aberacija**).

6.4.2 Energija elektromagnetnega valovanja

V poglavju o energiji valovanja smo se spomnili, da je gostota energijskega toka povezana z gostoto energije in hitrostjo prenašanja energije (en. 6.4). Gostota energije pri elektromagnetnem valovanju je kar vsota gostote energije električnega polja in gostote energije magnetnega polja, ki smo ju srečali v poglavju o električnih in magnetnih pojavih (en. 4.27 in en. 4.123). V vakuumu velja

$$w = w_{\text{el}} + w_B = \frac{1}{2}\epsilon_0 E^2 + \frac{B^2}{2\mu_0}. \quad (6.27)$$

Analogno klasičnemu primeru nihanja lahko tudi tu gostoto energije torej zapišemo z amplitudama obeh nihanj E_0 in B_0 , $w = \frac{1}{2}\epsilon_0 E_0^2 = \frac{1}{2}\frac{1}{\mu_0} B_0^2$ (vidimo, da med E in B velja zveza $E = B/c$), zato za gostoto energijskega toka velja:

$$j = wc = \frac{1}{2}c\epsilon_0 E_0^2 = \frac{1}{2}\frac{c}{\mu_0} B_0^2. \quad (6.28)$$

Gostota energijskega toka elektromagnetnega valovanja je torej sorazmerna kvadratu amplitud in v splošnem ni odvisna od frekvence valovanja.

6.4.3 Kvantna slika

Čeprav lahko elektromagnetno valovanje razumemo kot zvezen proces, pa lahko izmenjava energije med elektromagnetnim valovanjem in snovjo poteka le v obliki končno velikih "paketov energije" (kvantov) — **fotonov**. Fotoni elektromagnetnega valovanja s frekvenco ν imajo energijo

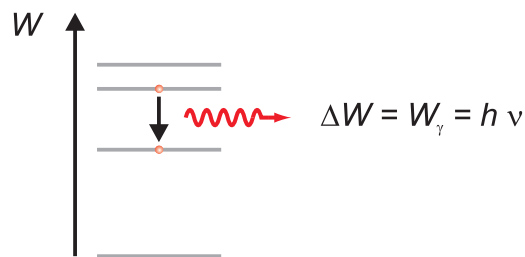
$$W_\gamma = h\nu = \frac{hc}{\lambda}, \quad (6.29)$$

kjer je Planckova konstanta $h = 6,6 \cdot 10^{-34}$ Js (ker fotone pogosto označujemo s simbolom γ , smo energijo fotona zapisali z W_γ). Elektromagnetno valovanje je torej po eni strani zvezen proces (valovanje), po drugi pa si lahko predstavljamo, da ga sestavljajo delci fotoni, ki so energijski delci brez mase in se gibljejo s svetlobno hitrostjo.

Pri določanju energije fotonov nam pride prav tudi drugi zapis v zgornji enačbi, iz katerega lahko izračunamo energijo fotona valovanja z valovno dolžino λ . Če si zapomnimo vrednost produkta $hc = 1240$ eV nm, lahko n. pr. hitro izračunamo energijo fotona valovanja z $\lambda = 10$ nm: $W = \frac{1240 \text{ eV nm}}{10 \text{ nm}} = 124$ eV. Tipične energije fotonov so predstavljene v tabeli 6.4.

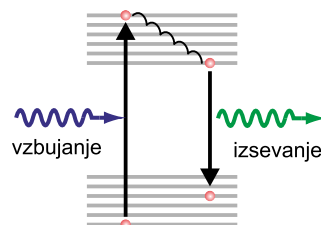
Prehodi med različnimi energijskimi stanji v atomih in molekulah so kvantizirani, se pravi da so energijske razlike med različnimi stanji natanko določene. Prehod v višje energijsko stanje je tako možen le ob absorpciji fotona natanko ustrezne energije. Prav tako velja obratno, pri prehodu v nižje energijsko stanje atom odda foton ustrezne energije. Na primer: razlika med prvim vzbujenim in osnovnim stanjem atoma vodika je $-\frac{13,6}{4} \text{ eV} - (-13,6 \text{ eV}) = 10,2 \text{ eV}$ (en. 5.2 iz poglavja o molekularni biofiziki). Atom vodika lahko tako iz osnovnega v prvo vzbujeno stanje vzbudi le foton z energijo 10,2 eV. Če je energija fotona manjša od 10,2 eV, foton atoma vodika ne more vzbuditi, če pa je večja, bo atom vzbujen v katero od višjih stanj. Če pa bo energija fotona večja od ionizacijske energije atoma, bo foton atom ioniziral (t. j. razbil na ločena pozitivni ion in elektron), višek energije pa bo šel v kinetično energijo nastalega ionskega para. Podobno kot atome lahko ioniziramo tudi molekule. Tipične ionizacijske energije atomov in molekul so reda velikosti nekaj eV, zato imajo za njihovo ionizacijo dovolj energije le del ultravijolične svetlobe, rentgenski žarki in žarki gama (tabela 6.4). Tem valovanjem tako pravimo tudi **ionizirajoča sevanja**. Po drugi strani so radijski valovi in mikrovalovi (torej tudi sevanje mobilnih telefonov) neionizirajoče sevanje, saj je energija fotonov pri teh valovanjih veliko premajhna za ionizacijo.

Slika 6.24: Shematični prikaz prehoda atoma iz višjega v nižje vzbujeno stanje. Atom pri prehodu v nižje energijsko stanje izseva foton z energijo, ki je enaka razliki energij obeh stanj. Podobno velja tudi obratno: atom se lahko v višje vzbujeno stanje vzbudi z absorpcijo fotona ustrezne energije.



Vračanje (relaksacija) molekul iz vzbujenih stanj v stanja z nižjo energijo lahko poteka tudi brez oddajanja fotonov. Razlika energije med stanji se v tem primeru pretvori na primer v vibracijsko energijo molekule. Pogosto srečamo situacijo, ko se molekula v višje stanje vzbudi z absorpcijo fotona, se nato delno relaksira preko različnih vmesnih stanj ter na koncu z oddajo fotona spet konča v osnovnem stanju (sl. 6.25). Oddan foton bo imel v takem primeru še vedno natanko določeno energijo, ki pa bo nekaj nižja od energije absorbiranega fotona (emisijška valovna dolžina bo torej malo večja od absorpcijske). Če proces relaksacije poteče hitro (v času nekaj 10 ns), ga imenujemo **fluorescenca**, če pa relaksacija poteka počasi (v času od nekaj ms do nekaj ur) govorimo o **fosforescenci**. Proces fluorescence nam pride prav pri vizualizaciji celičnih gradnikov - če na primer na določen protein kemijsko vežemo fluorescenčno molekulo ("označevalec"), ter nato celico osvetlimo z ustrežno eksitacijsko svetlobo, bodo označeni proteini nazaj svetili z ustrežno emisijško svetlobo, kar nam bo omogočilo, da jih zaznamo.

Slika 6.25: Shematični prikaz pojavnosti fluorescence. Z absorpcijo fotona se molekula vzbudi v višje stanje, nato del energije izgubi s prehodi preko različnih vmesnih stanj, na koncu pa se v osnovno stanje vrne spet z izsevanjem fotona. Izsevan foton ima manjšo energijo kot absorbiran.



6.4.4 Termično sevanje

Ko se atomi v snovi zaradi svojega termičnega gibanja zadevajo med seboj, se vzbujajo v vzbujena energijska stanja in nato med vračanjem v nižja energijska stanja del energije oddajo tudi v obliki elektromagnetnega sevanja. Površine toplih teles tako oddajajo elektromagnetno sevanje, ki ga

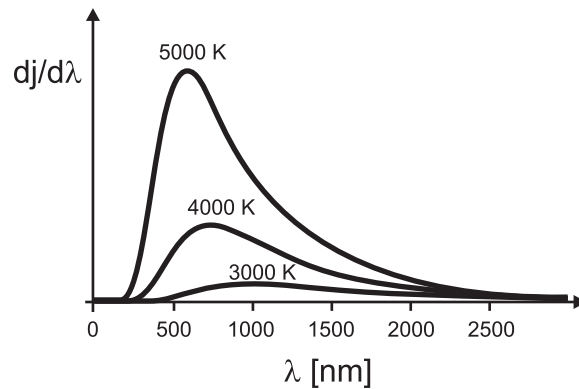
imenujemo **termično sevanje**. Občutimo ga na primer kot "toploto", ki jo z roko čutimo tik nad vročo kuhinjsko ploščo ali ko se grejemo ob tabornem ognju.

Spekter termičnega sevanja je zvezen in ima obliko hriba, položaj vrha spektra pa je odvisen od temperature telesa (sl. 6.26). Višja kot je temperatura telesa, pri krajših valovnih dolžinah je vrh. Pri normalnih temperaturah okolja je večina energije termičnega sevanja zbrana v infrardečem spektru. Celotno gostoto energijskega toka termičnega sevanja, ki jo oddaja površina s temperaturo T , pove *Stefanov zakon*:

$$j = \sigma T^4, \quad (6.30)$$

kjer je σ Stefanova konstanta, $\sigma = 5,7 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$. Človeško telo je ponavadi toplejše od okolice, zato oddaja več sevanja kot ga od okolice sprejema — če je temperatura okolice $20 \text{ }^\circ\text{C}$, človeško telo zaradi termičnega sevanja izgublja približno 100 J energije na sekundo. Ponesrečence zato pred podhladitvijo zaščitijo tudi z aluminijasto folijo, ki je sicer tanka, a ne prepušča infrardečega sevanja.

Slika 6.26: Spekter termičnega sevanja, ki ga seva površina telesa pri treh različnih temperaturah. Ta spekter imenujemo tudi **spekter črnega telesa**, saj strogo vzeto natančno velja le za telesa, ki ne odbijajo nobenega vpadnega sevanja (t. j. za "črna telesa"). Ostala telesa sevajo le približno tak spekter.



6.4.5 Laser

Laser je izvor svetlobe z zelo uporabnimi lastnostmi. Izvor svetlobe pri laserju je snov v optičnem resonatorju, ki jo vzbujamo v točno določeno vzbujeno stanje in ki pri prehodu v osnovno stanje tako oddaja fotone svetlobe točno določene energije, t. j. svetlobo s točno določeno valovno dolžino. Pri tem prihaja do stimulirane emisije - že oddani fotoni v snovi spodbujajo nove emisije. Laserska svetloba ima zato lahko veliko jakost in je koherentna. Poleg tega laser svetlobo oddaja v ozkem snopu vzporednih žarkov. Laser se po tem bistveno razlikuje od žarnic, ki svetlobo vedno oddajajo na vse strani, v njihovi svetlobi pa so vse valovne dolžine (klasične žarnice več kot 90 % energije oddajajo v infrardečem spektru, kar zaznamo kot toploto). Gostota svetlobnega toka v laserskem žarku je lahko tako bistveno večja kot pri klasičnih svetilih.

Valovna dolžina laserske svetlobe je odvisna od izbire snovi, ki je v laserju. V medicini je tako v zadnjem času na tržišču velika izbira različnih laserjev z različnimi valovnimi dolžinami. Med tipične primere sodijo laserji na osnovi argona ($\lambda = 488 \text{ nm}$), Nd:YAG (neodimij:itrij-aluminijev kristal, $\lambda = 1064 \text{ nm}$), ogljikovega dioksida ($\lambda = 10,6 \text{ } \mu\text{m}$), UV svetlobo pa oddajajo različni t.i. excimer laserji (excimer = excited dimer, vzbujen dimer žlahtnega in reaktivnega plina, n. pr. ksenonov fluorid).

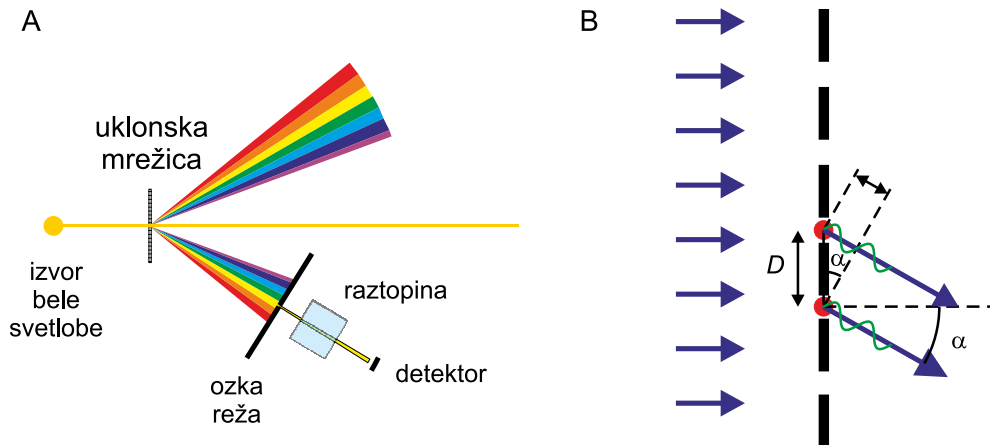
Energija fotonov vidne svetlobe je premajhna, da bi svetloba lahko povzročila ionizacijo snovi. Laserska svetloba tako na tkivo deluje preko svojih termičnih učinkov — absorpcija svetlobe v tkivu povzroči segrevanje tkiva. Če je to segrevanje dovolj veliko, lahko tkivo celo izpari, kar lahko uporabljamo za preoblikovanje tkiva. Tako na primer laser uporabljamo za odstranjevanje različnih kožnih struktur ali pa za preoblikovanje očesne leče, s čimer lahko zmanjšamo kratkovidnost.

6.4.6 Svetlobna spektroskopija

Vidna svetloba* je elektromagnetno valovanje z valovnimi dolžinami od približno 400 nm do približno 750 nm. V mavrici vidne svetlobe si barve sledijo približno tako: vijoličasta, modra, zelena, rumena, oranžna in rdeča, s tem da meje med barvami niso ostre. Modra barva ima najkrajšo valovno dolžino, rdeča pa najdaljšo. V mavrici ni bele barve, saj bela svetloba nima "svoje" valovne dolžine, ampak je mešanica vseh mavričnih barv.

Absorpcijski koeficient (μ , en. 6.6) snovi v splošnem ni enak pri vseh valovnih dolžinah. V raztopinah je poleg tega absorpcijski koeficient odvisen od koncentracije snovi v raztopini, pri majhnih koncentracijah je odvisnost kar sorazmerna. To s pridom izkoriščajo različne **spektroskopske metode**, pri katerih na osnovi absorpcijskih lastnosti raztopin določajo vsebnost različnih snovi v njih. Pri tem poleg absorpcijskega koeficienta pogosto vpeljejo molarni absorpcijski koeficient, ki podaja absorpcijski koeficient eno molarne raztopine snovi.

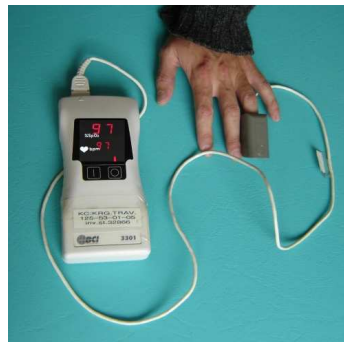
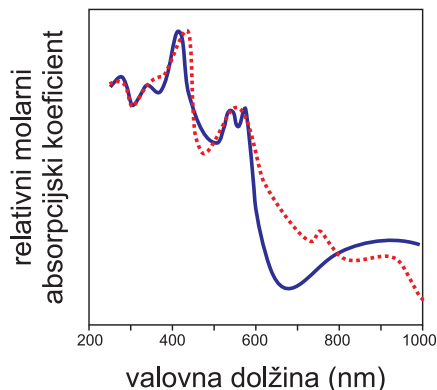
Osnovni spektroskopski inštrument je spektrofotometer (sl. 6.27A), pri katerem belo svetlobo najprej razklonimo v mavrico, nato pa s pomočjo detektorja izmerimo gostoto energijskega toka, ki prihaja skozi raztopino pri različnih valovnih dolžinah. Ko te meritve primerjamo s spektrom svetlobe, ki ga izmerimo brez raztopine, dobimo absorpcijski spekter raztopine. Pri spektrofotometrih ponavadi za razklon svetlobe uporabimo **uklonsko mrežico** (in ne n. pr. steklene prizme). Uklonska mrežica je mrežica z vzporednimi režami, ki so me seboj oddaljene približno za valovno dolžino vidne svetlobe (sl. 6.27B). Če na uklonsko mrežico padajo vzporedni žarki, vsaka od rež deluje kot točkast izvor z enako fazo. Valovanja iz sosednjih rež med seboj interferirajo in se ojačijo le v določenih smereh, ki so odvisne od valovne dolžine (glejte poglavje o interferenci, en. 6.10). Če na uklonsko mrežico pade bela svetloba, se tako na drugi strani razkloni v mavrico.



Slika 6.27: (A) Shematični prikaz spektrofotometra. (B) Povečan prikaz uklonske mrežice. Razdalja med režami uklonske mrežice D je tipično 1000 nm. Če na uklonsko mrežico padajo vzporedni žarki, vsaka od rež deluje kot točkast izvor z enako fazo. Valovanja iz sosednjih rež med seboj interferirajo in se ojačijo le v določenih smereh, ki so odvisne od valovne dolžine. Bela svetloba se na uklonski mrežici zato razkloni v mavrico.

Pri bioloških makromolekulah je spektralna odvisnost absorpcijskega koeficienta povezana s stanjem molekule (s konformacijo molekule, z vezavo ligandov...). Na primer: v hemoglobinu, na katerega je vezan kisik, se absorbira manj rdeče barve kot v hemoglobinu brez kisika (sl. 6.28 levo). S kisikom nasičena kri ima zato živo rdečo barvo. To lastnost uporabimo pri kliničnem inštrumentu imenovanem *pulzni oksimeter* (sl. 6.28 desno), pri katerem na osnovi primerjave absorpcije svetlobe z valovnima dolžinama 660 nm in 910 nm izmerijo oksigenacijo krvi (t. j. delež hemoglobina z vezanim kisikom).

*Več o svetlobi in njeni absorpciji lahko preberemo pri 1. in 7. vaji Praktikumuma iz biofizike.



Slika 6.28: Levo: absorpcijski spekter oksihemoglobina (polna črta) in deoksihemoglobina (pikčasto). V hemoglobinu s kisikom se absorbira manj rdeče barve, zato je s kisikom nasičena kri živo rdeče barve. Desno: pulzni oksimeter. Pogosto ga kot nekakšno ščipalko pripnemo na pacientov prst.

6.5 Optika

Optični inštrumenti nam pomagajo videti stvari, ki jih s prostim očesom ne razločimo, zato ni presenetljivo, da je optika z znanostjo tesno povezana že vse od časov, ko je Galileo Galilei skozi teleskop pogledal na Luno, ali ko je Antony van Leeuwenhoek skozi svoj preprost mikroskop prvič opazil bakterije in krvne celice. Čeprav je zgodovinsko optika najbolj povezana s svetlobo, pa danes vemo, da optične zakonitosti veljajo tudi pri drugih valovanjih, zato nas izrazi kot so "ultrazvočna leča" ali "magnetna leča v elektronskem mikroskopu" ne bodo presenetili. V tem poglavju si bomo ogledali le najbolj osnovne elemente svetlobne optike, ki nam bodo pomagali razmeti delovanje leč, mikroskopa in očesa.

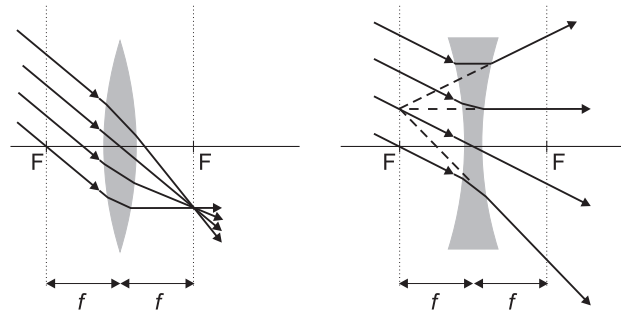
6.5.1 Leče

Leče so osnovni optični element večine optičnih naprav. Izdelane so iz prozornih materialov, ki imajo drugačen lomni količnik od okolice, npr. iz stekla ali iz prozorne plastike, zato se svetlobni žarki na njih lomijo. Njihova osnovna lastnost je, da imajo ukrivljeno površino, zato snop vzporednih žarkov svetlobe zberejo ali razpršijo. Zbiralne leče so ponavadi konveksne oblike, razpršilne leče pa so konkavne* (sl. 6.29). Površine leč imajo ponavadi krogelno obliko, njihovo simetrijsko os pa imenujemo **optična os**. V nadaljevanju se bomo omejili na opis **tankih leč**, katerih debelina je veliko manjša od krogelnih radijev površin. Poleg tega bo opis strogo vzeto veljal le za žarke, ki so blizu optične osi in na lečo ne padajo pod prevelikim kotom (t.i. paraksialni približek).

Zbiralna leča snop vzporednih žarkov zbere v eni točki, ki leži v goriščni ravnini leče (sl. 6.29). Presečišče optične osi in goriščne ravnine se imenuje **gorišče**, v njem se zberejo žarki, ki so vzporedni optični osi. Gorišče označimo z F , razdaljo od gorišča do leče pa z f . Razpršilna leča snop vzporednih žarkov lomi tako, kot da bi izhajali iz točke v goriščni ravnini pred lečo. Po dogovoru ima zbiralna leča pozitivno, razpršilna pa negativno goriščno razdaljo. Če je na obeh straneh leče snov z enakim lomnim količnikom, sta tudi goriščni razdalji na obeh straneh enaki in leča deluje enako v obeh smereh. Obratno vrednost goriščne razdalje leče ($1/f$) imenujemo **lomnost** leče. Lomnost je torej osnovna lastnost leče, ki pove kako "močno" leča zbira žarke, zbiralne leče imajo pozitivno lomnost, razpršilne pa negativno. Lomnost leče je sorazmerna razliki lomnih količnikov v leči in okolici ter ukrivljenosti obeh površin leče. Enota za lomnost je **dioptrijska**, označimo pa jo z D ; velja $1 D = 1 m^{-1}$.

Leča predmet preslika v njegovo sliko. Lego nastanka slike in njeno velikost lahko določimo geometrijsko s pomočjo treh t.i. značilnih žarkov, ki izhajajo iz ene točke predmeta (sl.6.30). Pri

*Da bi si lažje zapomnili razliko, smo se na srednji šoli učili, da v *konkavno* lečo lahko nalijemo kavo, v konveksno pa ne.

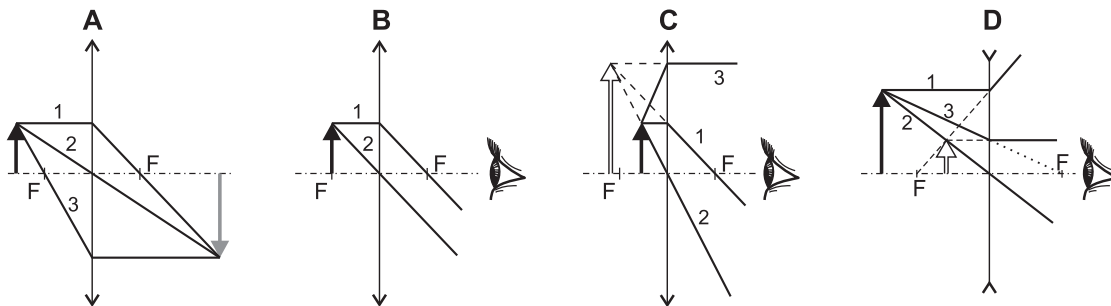


Slika 6.29: Zbiralna leča (levo) snop vzporednih žarkov zbere v goriščni ravnini, razpršilna (desno) pa žarke razprši, kot da bi prihajali iz ene točke goriščne ravnine pred njo. Žarek, ki gre skozi središče leče, se na leči sploh ne lomi. Goriščna ravnina je pravokotna na optično os, njena oddaljenost od leče pa je enaka goriščni razdalji leče. Goriščna razdalja leče je označena z f , gorišči leče pa z F .

zbiralni leči velja:

1. žarek, ki je pred lečo vzporeden optični osi, gre na drugi strani skozi gorišče leče
2. žarku, ki gre skozi središče leče, se na leči smer ne spremeni
3. žarek, ki gre pred lečo skozi gorišče, je po prehodu skozi lečo vzporeden optični osi.

Če je predmet pred goriščem zbiralne leče, se žarki iz ene točke predmeta na drugi strani leče spet sekajo in zato tam nastane **realna** slika predmeta, ki pa je obrnjena (sl. 6.30A). Realno sliko lahko opazujemo na zaslonu, ki ga postavimo na mesto nastanka slike, lahko pa jo s pomočjo drugih leč preslikamo še naprej, podobno kot bi preslikali realen predmet.



Slika 6.30: Prikaz treh značilnih žarkov, ki izhajajo iz ene točke predmeta, v različnih primerih. Realna slika predmeta je označena sivo, navidezna pa belo. Realno sliko lahko npr. vidimo na zaslonu, ki ga postavimo na mesto slike, navidezno pa vidimo, če z očesom pogledamo skozi lečo. A) Zbiralna leča, ko je predmet pred goriščem. Slika predmeta je realna. B) Zbiralna leča, predmet je v gorišču. Na drugi strani leče so žarki vzporedni in pravimo, da slika nastane v neskončnosti. C) Zbiralna leča, predmet je med goriščem in lečo. Slika predmeta je navidezna, vidimo jo, če pogledamo skozi lečo. D) Razpršilna leča. Pri njej je slika vedno navidezna.

Če je predmet v gorišču zbiralne leče, so žarki iz ene točke predmeta na drugi strani vzporedni in pravimo, da leča predmet preslika v neskončnost (sl. 6.30B). Žarki z zelo oddaljenih predmetov se nam namreč zdijo praktično vzporedni. V takem primeru predmeta ne moremo projicirati na zaslon, lahko pa ga vidimo z očesom, saj očesna leča vzporedne žarke spet zbere v sliko na mrežnici.

Če pa je predmet med goriščem in zbiralno lečo (sl. 6.30C), so žarki iz ene točke predmeta na drugi strani leče razpršeni, kot da bi prihajali iz ene točke pred lečo. V tem primeru realna slika predmeta ne nastane, a pri pogledu skozi lečo proti predmetu vidimo **navidezno** sliko predmeta – če v tem primeru gledamo skozi zbiralno lečo na predmet, nam leča predmet navidezno prestavi na večjo oddaljenost.

Pri razpršilni leči vedno nastane navidezna slika, ne glede na postavitev predmeta glede na lečo (sl. 6.30D). Tudi pri konstrukciji slike razpršilne leče si pomagamo s tremi značilnimi žarki, le da sta tu vlogi gorišč zamenjani. Če pogledamo skozi razpršilno lečo, nam oddaljene predmete navidezno približa.

Lego in velikost slike predmeta lahko tudi izračunamo. Na skici poti žarkov skozi lečo lahko opazimo dva para med seboj podobnih trikotnikov (sl. 6.30A). Prvi par sta trikotnika med žarkom 2 in optično osjo, ki imata vrh v središču leče, drugi pa trikotnika med desnim delom žarka 1 in optično osjo z vrhom v desnem gorišču. Če oddaljenost predmeta od leče označimo z a , oddaljenost slike od leče z b , velikost predmeta z A ter velikost slike z B , iz prvega para trikotnikov sledita razmerji: $A : a = B : b$ iz drugega pa $A : f = B : b - f$. Ko te zveze preuredimo, pridemo do **enačbe leče**, ki povezuje oddaljenost predmeta in slike od leče ter goriščno razdaljo:

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{a} + \frac{1}{b}. \quad (6.31)$$

Enačba leče velja tako za zbiralne kot tudi za razpršilne leče, upoštevati moramo le, da je goriščna razdalja razpršilnih leč negativna. Po dogovoru ima a vedno pozitiven predznak, b pa ima pozitiven predznak, če je slika realna (in je torej na drugi strani leče kot predmet) ter negativnega, če je slika navidezna (in je torej na isti strani leče kot predmet).

Velikost slike predmeta je odvisna od oddaljenosti predmeta od leče. Bližje kot je predmet gorišču zbiralne leče, večja in bolj oddaljena je realna slika (ko je predmet v gorišču, nastane slika v neskončnosti). S pomočjo zgoraj opisanih podobnih trikotnikov lahko izpeljemo razmerje med velikostjo slike in velikostjo predmeta:

$$N = \frac{B}{A} = \frac{b}{a} = \frac{e}{f}, \quad (6.32)$$

kjer je e razdalja med goriščem leče in sliko predmeta, $e = b - f$. S pomočjo enačbe leče ugotovimo tudi, da je realna slika, preslikana z zbiralno lečo, povečana le, če je oddaljenost predmeta od leče med f in $2f$.

Poleg zgornjih enačb velja za tanke leče tudi preprosta zveza za skupno lomnost sistema dveh leč, ki sta ena tik zraven druge. Rezultat navedimo brez izpeljave:

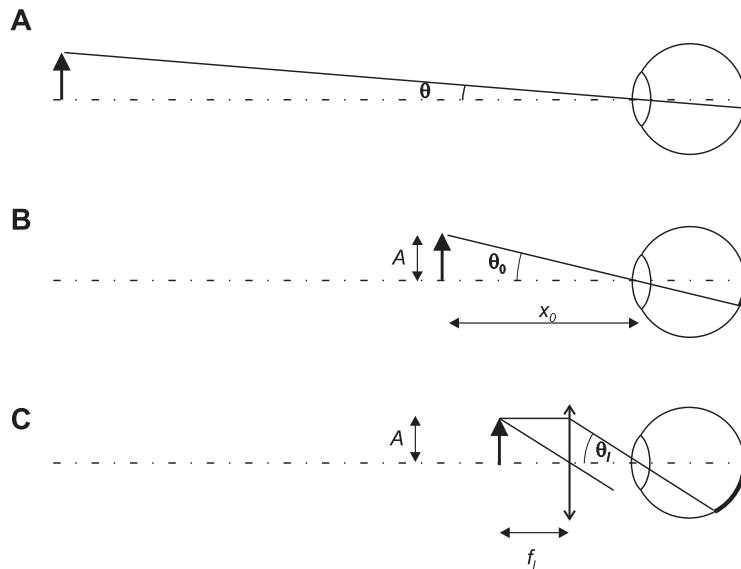
$$\frac{1}{f} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2}. \quad (6.33)$$

Če več leč postavimo skupaj, se njihove lomnosti torej seštevajo.

6.5.2 Povečevalno steklo

Najpreprostejši optični inštrument, ki nam pomaga pri opazovanju majhnih predmetov, je **povečevalno steklo**. Poglejmo si, kako deluje. Navidezna velikost predmetov, ki jo zaznavamo s prostimi očmi, ni odvisna le od njihove dejanske velikosti ampak tudi od njihove oddaljenosti. Navidezna velikost predmetov je torej odvisna od **zornega kota**, pod katerim vidimo predmet (sl. 6.31). Ponavadi tudi povečavo optičnih inštrumentov definiramo glede na to, kako nam povečajo zorni kot pod katerim gledamo predmet.

Ko predmet gledamo s prostim očesom, si ga lahko navidezno povečamo tako, da ga približamo očesu. Vendar pa s prostim očesom ne moremo izostriti predmetov, ki so preblizu očesa (o tem več v nadaljevanju). V takem primeru si lahko pomagamo s povečevalnim steklom, ki ni nič drugega kot zbiralna leča z dovolj veliko lomnostjo. Če postavimo med predmet in oko povečevalno steklo, vidimo navidezno sliko predmeta, ki pa je od našega očesa bolj oddaljena in jo bomo zato lažje izostrili (sl. 6.30B in 6.30C). Ponavadi predmet postavimo kar v gorišče, oko pa tik za povečevalno steklo – na tak način so žarki z ene točke predmeta na drugi strani leče vzporedni in gledamo lahko s sproščenim očesom (sl. 6.30B). Povečevalno steklo nam torej predmeta pravzaprav ne "poveča", ampak nam ga le pomaga izostriti pri zelo majhni oddaljenosti od očesa.



Slika 6.31: (A) Velikost predmeta, ki jo vidimo z očesom, je odvisna od zornega kota θ , pod katerim vidimo predmet. Bližje kot je predmet, večji je zorni kot in večja je navidezna velikost predmeta (t. j. večja je slika na mrežnici). (B) Predmet si navidezno povečamo s približevanjem očesa, a ga dosti bližje od normalne zorne razdalje (x_0) ne moremo izostriti. Povečave optičnih instrumentov so zato definirane glede na navidezno velikost predmeta na normalni zorni razdalji. (C) Pri gledanju s povečevalnim steklom vidimo predmet pod zornim kotom θ_l , ker pa so žarki iz ene točke predmeta vzporedni, oko prilagodimo gledanju na daleč in z ostrenjem predmeta nimamo težav. Oko je na vseh treh slikah prikazano shematično.

Povečavo povečevalnega stekla definiramo glede na velikost predmeta, ki jo vidimo pri **normalni zorni razdalji** x_0 , katere vrednost je določena na 25 cm. Ta razdalja namreč približno ustreza najmanjši razdalji, na kateri lahko predmete s prostim očesom še izostrimo. Z enačbo se povečavo definira kot razmerje tangensa zornega kota θ_l , pod katerim vidimo predmet skozi povečevalno steklo, ter tangensa zornega kota θ_0 , pod katerim vidimo predmet, ki je na normalni zorni razdalji: $N = \tan \theta_l / \tan \theta_0$. V primeru, ko predmet postavimo ravno v gorišče leče, je zorni kot, pod katerim skozi lečo vidimo predmet enak $\tan \theta_l = A/f_l$ (sl. 6.31C), pri gledanju s prostim očesom na normalni zorni razdalji pa velja $\tan \theta_0 = A/x_0$ (sl. 6.31B). V tem primeru je torej povečava povečevalnega stekla enaka

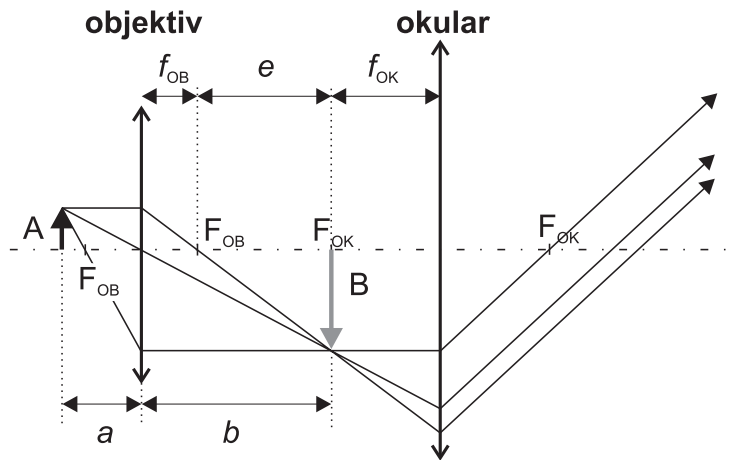
$$N = \frac{\tan \theta_l}{\tan \theta_0} = \frac{x_0}{f_l}. \quad (6.34)$$

Iz enačbe 6.34 razberemo, da nam povečevalno steklo pomaga le, če je njegova goriščna razdalja manjša od normalne zorne razdalje. Tipične povečave povečevalnih stekel so do približno 10x.

Povečevalno steklo včasih imenujemo tudi **lupa**. Obstajajo pa tudi lupe, ki so izdelane iz več kot ene leče in dosegajo tudi večje povečave — take so npr. lupe, ki jih kirurgi nosijo na očalih med operacijami.

6.5.3 Mikroskop

Mikroskop je instrument za opazovanje mikroskopskih predmetov. Obstaja več različnih vrst mikroskopov, van Leeuwenhoekov "mikroskop" je bil na primer le povečevalno steklo z zelo majhno goriščno razdaljo. Tu si bomo ogledali delovanje najbolj preprostega sestavljenega mikroskopa, ki ima dve zbiralni leči: objektiv in okular. Pri takem mikroskopu predmet postavimo malo pred gorišče objektiv. Objektiv predmet tako preslika v realno in povečano sliko, ki jo nato povečamo še z okularjem, ki ga uporabimo kot povečevalno steklo. Okular je torej postavljen tako, da njegovo gorišče sovпада s sliko predmeta, ki jo preslika objektiv. Žarki, ki izhajajo iz ene točke predmeta, so pri izstopu iz okularja vzporedni, zato so naše oči pri gledanju skozi mikroskop lahko sproščene.



Slika 6.32: Prikaz poti treh značilnih žarkov skozi mikroskop.

Iz slike 6.32 razberemo, da je tangens zornega kota, pod katerim vidimo predmet skozi mikroskop, enak $\tan \theta = B/f_{OK}$, tako da je povečava mikroskopa enaka

$$N = \frac{\tan \theta}{\tan \theta_0} = \frac{B/f_{OK}}{A/x_0} = \frac{e}{f_{OB}} \frac{x_0}{f_{OK}}, \quad (6.35)$$

kjer smo upoštevali razmerje $B : A = e : f_{OB}$ (en 6.32). Po pričakovanju je povečava mikroskopa enaka produktu povečave objektiv in povečave okularja.

S povečevanjem lomnosti objektiv in njegovo povečavo lahko povečevali v nedogled. Vendar pa se izkaže, da nas pri povečevanju majhnih predmetov omejuje uklon svetlobe na robovih leče. Zaradi uklanja žarkov se točka skozi lečo ne preslika v točko, temveč v majhno okroglo liso. Če sta dve točki zelo blizu skupaj, se bosta njuni sliki zlili skupaj. Najmanjšo razdaljo med točkama, ki ju objektiv še preslika v dve ločeni lisi, imenujemo **ločljivost** objektiv. Iz poglavja o uklonu se spomnimo, da je uklon odvisen od razmerja med valovno dolžino in velikostjo odprtine. Daljši račun pokaže, da je ločljivost d enaka

$$d = \frac{0,61\lambda}{NA}. \quad (6.36)$$

kjer je NA numerična apertura objektiv, λ pa valovna dolžina svetlobe, s katero opazujemo predmet. Numerična apertura je merilo za količino žarkov, ki jih zbere objektiv, in je definirana kot

$$NA = n \sin \alpha, \quad (6.37)$$

kjer je n lomni količnik snovi med predmetom in objektivom, α pa kot med optično osjo in veznico med goriščem ter robom objektiv. Večja kot je leča pri dani goriščni razdalji, večjo numerično aperturo ima. Numerična apertura je večja pri imerzijskih objektivih, pri katerih med predmetom in objektivom ni zraka ($n \approx 1$), temveč imerzijsko olje ($n \approx 1,4$). Ker je $\sin \alpha$ lahko največ ena, je največja mogoča NA pri najboljših imerzijskih objektivih približno 1,4. Tudi ločljivost najboljših objektivov tako ne more bistveno presegati valovne dolžine svetlobe λ , s katero opazujemo predmet.

6.5.4 Napake leč

Ves zgornji opis strogo vzeto velja le v limiti zelo tankih leč in žarkov, ki so vseskozi blizu optični osi. V praksi pa leče ne morejo biti neskončno tanke, pa tudi žarki na njih padajo pod večjimi koti. Izkaže se, da leč pravzaprav sploh ne znamo narediti tako, da bi v celoti ustrezale vsem zgornjim kriterijem. Pravimo, da imajo realne leče napake oz. aberacije. Vseh aberacij se je nemogoče znebiti, zato je ena od glavnih umetnosti izdelave optičnih inštrumentov zmanjševanje tistih aberacij, ki so za uporabo določenega inštrumenta najbolj moteče. Za ilustracijo si oglejmo le tri najpreprostejše vrste aberacij leč.

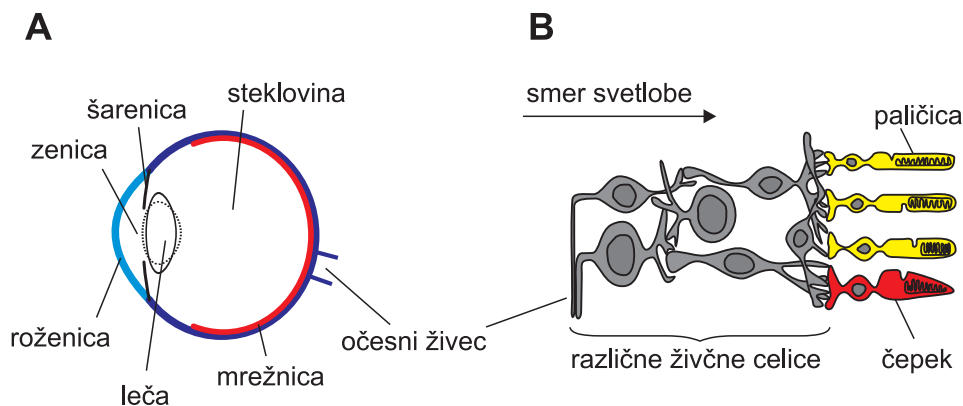
Sferična aberacija. Zaradi te napake se vsi vzporedni žarki ne sekajo v isti točki (bolj kot so žarki oddaljeni od optične osi, bliže leči se sekajo). To napako se da delno popraviti z asferičnim oblikovanjem površine leče.

Astigmatizem. Pri astigmatizmu leča ni povsem simetrična okoli svoje geometrijske osi in je zaradi tega npr. lomnost leče v navpični smeri drugačna kot v vodoravni smeri (površina leče npr. ni krogelna ampak elipsoidna). Žarki s predmetov, ki potujejo skozi navpičnico leče, se tako ne sekajo v isti točki kot žarki, ki potujejo skozi vodoravnico leče. Če se ta napaka pojavi v očesni leči, jo odpravimo z očali, katerih stekla so ravno tako zbrušena neosnosimetrično.

Kromatična aberacija. V vsaki prozorni snovi je večja ali manjša disperzija, t. j., hitrost svetlobe in s tem lomni količnik sta za različne valovne dolžine različna. Lomnost leče za rdečo barvo je tako ponavadi malo drugačna od lomnosti leče za modro barvo, zato barvna slika predmeta skozi lečo ni povsem ostra. Pri optičnih napravah je mogoče kromatično aberacijo omiliti s sestavljenimi lečami, ki so sestavljene iz stekel z različnimi lastnostmi (na eni leči se npr. bolj lomi modra barva na drugi leči pa rdeča). Pri dobrih mikroskopih sta tako objektiv in okular vedno sestavljena iz več leč.

6.5.5 Oko

Skozi dolga leta evolucije se je človeško oko prilagodilo gledanju v zelo različnih razmerah in se tako razvilo v enega najbolj izpopolnjenih optičnih inštrumentov. Tu si bomo ogledali le najosnovnejše lastnosti očesa. Glavni sestavni deli očesa so roženica in očesna leča, ki zbirata svetlobne žarke, ter mrežnica, v kateri so čutnice za svetlobo (sl. 6.33).



Slika 6.33: Shematični prikaz anatomije očesa. (A) Prerez očesa. Sproščena očesna leča je narisana s polno črto, leča med akomodacijo za gledanje na blizu pa pikčasto. (B) Prerez mrežnice. Celotna mrežnica je debela približno 0,2 mm, pri čemer so fotoreceptorji (paličice in čepki) v najgloblji plasti.

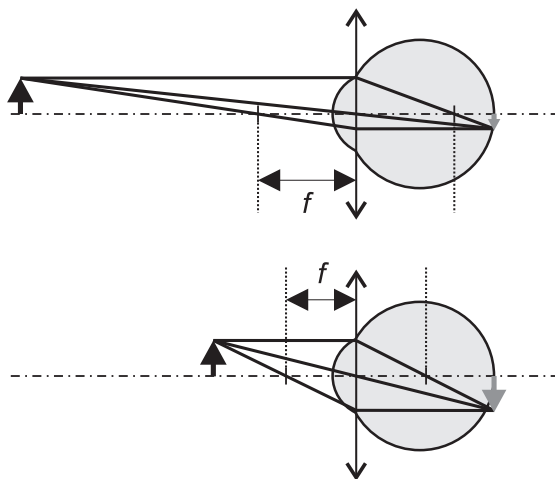
Optične lastnosti

V očesu se svetlobni žarki najprej lomijo na roženici in nato še na očesni leči. Roženica in očesna leča tako delujeta kot sistem dveh zbiralnih leč. Skupna lomnost očesa v sproščnem stanju je približno 60 D, od česar pa pravzaprav večji del odpade na roženico (40 D), na očesno lečo pa le približno 20 D. Očesa ne moremo povsem natančno opisati z enostavnim sistemom tankih leč, ki smo jih srečevali do sedaj (pri očesu n. pr. lomni količnik ni enak na obeh straneh leče, zato tudi goriščna razdalja na obeh straneh ni enaka), kljub vsemu pa si pri razumevanju delovanja očesa pogosto pomagamo s preprostejšimi modeli, imenovanimi *reducirano oko*.

Predmete vidimo ostro, če na mrežnici nastane njihova ostra realna slika. Razdalja med očesno lečo in mrežnico je fiksna, zato oko različno oddaljene predmete izostri s prilagajanjem lomnosti očesne leče — pri gledanju zelo oddaljenih predmetov je potrebna manjša lomnost kot pri gledanju

bližnjih predmetov (sl. 6.34). Iz enačbe leče (en. 6.31) namreč sledi, da se mora pri fiksni razdalji b z manjšanjem razdalje a manjšati tudi goriščna razdalja leče f . Lomnost očesne leče prilagajamo s pomočjo posebnih mišic: če so mišice sproščene, je lomnost očesne leče najmanjša in oko lahko izostri oddaljene predmete, če pa se mišice napnejo, povečajo ukrivljenost površin očesne leče ter s tem njeno lomnost in izostrimo lahko bližnje predmete. Ta proces se imenuje **akomodacija** očesa.

Slika 6.34: Shematični prikaz povečevanja lomnosti očesne leče pri ostrenju bližnjih predmetov (akomodaciji). Ko ostrimo zelo oddaljene predmete (zgoraj), je lomnost očesa najmanjša (goriščna razdalja očesa f je največja). Pri ostrenju bližnjih predmetov (spodaj) se lomnost očesne leče poveča (zmanjša se goriščna razdalja očesa f). Očesne mišice so pri gledanju na daleč sproščene, med akomodacijo pa napete.



Mrežnica

V mrežnici so fotoreceptorske celice dveh vrst: čepki so prilagojeni za gledanje pri dnevni svetlobi (t.i. fotopično gledanje), paličice pa za gledanje v mraku in temi (skotopično gledanje). Ko se foton svetlobe absorbira v molekuli fotopigmenta, ki je v fotoreceptorjih, povzroči njeno konformacijsko spremembo, kar sproži zapleten biokemijski proces, ki vodi do nastanka živčnega signala. Živčni signali nato potujejo po očesnem živcu v možgane, pri čemer pa se lahko živčni signali več sosednjih fotoreceptorskih celic tudi združijo in delno obdelajo že v mrežnici.

V paličicah je fotopigment ene vrste (rodopsin), zato s paličicami ne moremo zaznavati barv (v mraku barve slabo razlikujemo), čepki pa so treh vrst in z njimi lahko zaznavamo različne barve.

Postavitev fotoreceptorskih celic v mrežnici je na prvi pogled neučinkovita, saj so oživčene na strani, s katere nanje pada svetloba, in se zato del svetlobe absorbira v živčnih vlaknih še preden pride do svetlobnih čutnic (sl. 6.33B). Vendar pa raziskave kažejo, da imajo nekatere celice v mrežnici višji lomni količnik od okolice in tako delujejo kot svetlobni vodniki, ki svetlobo vodijo skozi mrežnico do fotoreceptorskih celic.

Svetlobna občutljivost

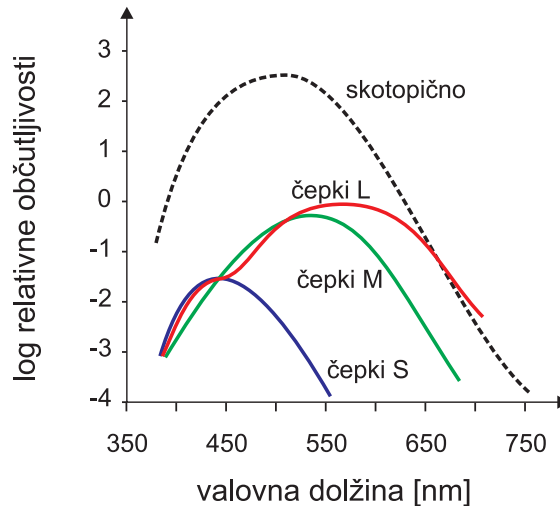
Oko se izredno dobro prilagaja različno močni svetlobi, saj razločuje gostoto svetlobnega toka v razponu približno 10^{10} W/m² (od približno 10^{-6} W/m² pa do 10^4 W/m²). Vendar pa oko le zelo majhen del tega prilagajanja doseže s spreminjanjem premera zenice. Premer zenice se lahko spreminja od približno 3 mm do 9 mm, s čimer lahko količino svetlobe uravnavamo le za približno faktor 10 (če se premer trikrat poveča, se površina poveča devetkrat). Vse ostalo prilagajanje različno močni svetlobi se doseže s prilagajanjem biokemijskih procesov v fotoreceptorjih.

Zaznavanje barv

Čepki so treh vrst in se med seboj ločijo po spektralni občutljivosti fotopigmenta. V čepkih S je fotopigment, ki je relativno najbolj občutljiv za modro barvo (pri 426 nm), fotopigment v čepkih L za rdečo (pri 560 nm), fotopigment v čepkih M pa je najbolj občutljiv pri 530 nm (Oznake S, L in M so povezane z angleškimi izrazi short, long in medium. Včasih so čepki poimenovani tudi po

ustreznih barvah, B-blue, G-green, R-red). Različne barve vzbudijo različne vrste čepkov različno močno, kar možganom omogoči, da barve ločijo med seboj (sl. 6.35). Če neka svetloba vse tri vrste čepkov vzbudi enako, jo vidimo kot belo. Celotni vidni spekter, ki ga oko lahko zazna, je od približno 380 nm do 700 nm. Krajše valovne dolžine (ultravijolična svetloba) se absorbirajo že v roženici in do mrežnice sploh ne pridejo, daljše valovne dolžine (infrardeča svetloba) pa se sicer absorbirajo v mrežnici, a nimajo dovolj energije, da bi povzročile konformacijsko spremembo fotopigmentov. Prevelika izpostavljenost UV svetlobi nam tako poškoduje roženico, prevelika izpostavljenost IR svetlobi pa mrežnico.

Slika 6.35: Shematičen prikaz odvisnosti relativne občutljivosti čepkov od valovne dolžine. Čepki S so najbolj občutljivi pri 426 nm, čepki M pri približno 530 nm, čepki L pa pri približno 560 nm. Črtkano je prikazana še spektralna občutljivost pri skotopičnem gledanju, ko svetlobo zaznavamo s paličicami. Svetlobna občutljivost pri skotopičnem gledanju je mnogo večja kot pri fotopičnem.



Kratko in daljnovidnost

Če je lomnost očesa prevelika glede na velikost očesa, nastane slika neskončno oddaljenih predmetov malo pred mrežnico tudi v sproščenem stanju očesa, ko je njegova lomnost najmanjša možna. Z napenjanjem mišic slike seveda ne moremo izostriti, saj akomodacija očesa lomnost očesne leče le še poveča. Zato pa lahko celotno lomnost očesnega sistema zmanjšamo z očali z negativno lomnostjo (negativno dioptrijo) — spomnimo se, da je celotna lomnost vsota lomnosti očesa in očal, en. 6.33 (ta izraz je bolj točen za kontaktne leče, ki se oči zares dotikajo).

Po drugi strani daljnovidno oko lomnosti ne more dovolj povečati, da bi lahko izostrilo bližnje predmete. Do daljnovidnosti pogosto pride s starostjo, ko se zmožnost akomodacije očesa zmanjšuje. Pomagamo si z očali s pozitivno lomnostjo.

Ostrina vida

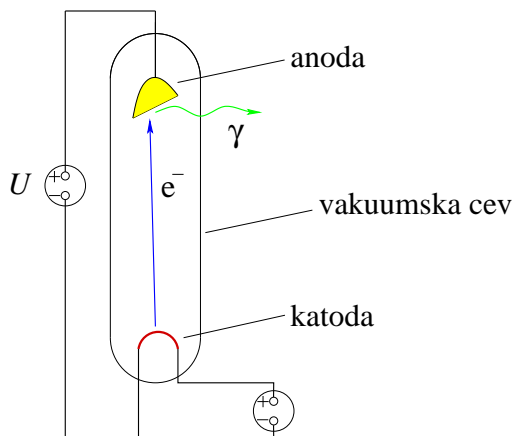
Poleg zmožnosti ostrenja na naš vid zelo vpliva tudi omejena ločljivost očesa. Kotna ločljivost očesa pri dnevni svetlobi je približno 1 kotno minuto, kar pomeni, da lahko na normalni zorni razdalji med seboj ločimo dve točki, ki sta med seboj oddaljeni približno 0,1 mm (sliki točk sta na mrežnici tako oddaljeni približno 10 μm). Omejena ločljivost je posledica končno velikih fotoreceptorjev na mrežnici (če svetloba iz dveh bližnjih točk pade na isti fotoreceptor, ju z očesom seveda ne bomo mogli razločiti), dodatno pa se lahko poslabša tudi zaradi različnih boleznih, npr. zaradi sive mrežnice. Ločljivost pri gledanju v mraku je še slabša kot pri dnevni svetlobi, saj pri skotopičnem vidu k enemu živčnemu signalu prispeva veliko sosednjih paličic in je torej efektivna površina, na kateri se zaznava svetloba, veliko večja kot pri zaznavanju s čepki.

6.6 Rentgenski žarki

6.6.1 Nastanek rentgenskih žarkov

Rentgenski žarki so elektromagnetno valovanje z valovnimi dolžinami v območju 10 nm do 0,001 nm oziroma s frekvencami med $3 \cdot 10^{16} \text{ s}^{-1}$ in $3 \cdot 10^{20} \text{ s}^{-1}$ (tabela 6.4) in se torej v spektru elektromagnetnega valovanja delno prekrivajo z ultravijoličnimi (večje valovne dolžine) žarki in z žarki gama (manjše valovne dolžine). Rentgenski žarki nastanejo pri elektronskih prehodih v težjih atomih in jim ustrezajo kvanti energije (fotoni) od 0,1 keV do 1,2 MeV.

Rentgenske žarke dobimo iz rentgenskih cevi (sl. 6.36). To so vakuumске elektronske cevi z dvema elektrodama (katodo in anodo), ki so posebej prirejene za pridobivanje rentgenskih žarkov. Elektroni izhajajo iz katode, ki jo segrevamo z električnim tokom, da oddaja elektrone s termično emisijo. Prosti elektroni v kovini imajo namreč pri običajnih temperaturah povprečno kinetično energijo le nekaj stotink eV, kar je precej manj kot izstopno delo (nekaj eV) in zato ne morejo zapustiti katode. S segrevanjem na več sto do tisoč kelvinov povečamo kinetično energijo elektronov, tako da imajo nekateri večjo energijo (W), kot je izstopno delo A_{iz} . Zato lahko zapustijo kovino, razlika energij $W - A_{iz}$ pa je enaka kinetični energiji po izstopu iz kovine. Število elektronov, ki jih katoda odda na časovno enoto, je odvisno od njene temperature in zato od toka, s katerim jo grejemo. Čim večji je ta tok, tem večje je število oddanih elektronov.



Slika 6.36: Shematski prikaz rentgenske cevi. Narisan je tudi tokokrog za gretje katode.

Med pozitivno anodo in negativno katodo je pri rentgenski cevi priključena visoka enosmerna napetost U (od 10 do 200 kV). Močno električno polje pospešuje iz katode oddane elektrone proti anodi, tako da pridobijo do anode energijo e_0U (od 10 do 200 keV), kjer je e_0 osnovni naboj. Ker so te energije mnogo večje kot začetne kinetične energije elektronov, ko pridejo iz katode, lahko rečemo, da imajo vsi elektroni, ko pridejo do anode, enako energijo.

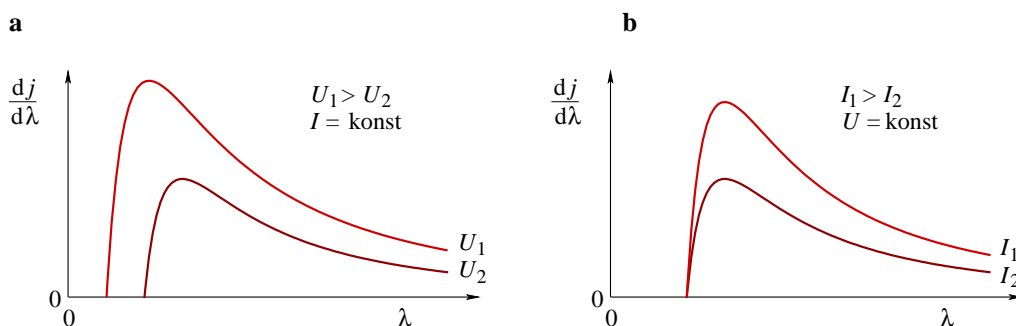
Pospešeni elektroni zadenejo anodo z veliko hitrostjo. Ker se velika večina (pribl. 99,9 %) z elektroni dovedene energije pretvori v toploto, mora biti anoda grajena masivno, tako da jo lahko od znotraj hladimo (z vodo ali oljem). Na delu anode, na katerega padajo elektroni, pride do precej visoke temperature, zato mora biti anoda narejena iz kovine z visokim tališčem (n. pr. iz volframa), preostali del pa mora biti iz snovi, ki dobro prevaja toploto (n. pr. iz bakra). Anoda se lahko tudi vrti, tako da pridejo v snop elektronov vedno drugi deli kovine in se tako izvir toplote porazdeli po večji površini.

Majhen del energije vpadlih elektronov pa se pretvori v fotone – rentgenske žarke. V električnem polju pozitivnih atomskih jeder se vpadli elektroni ustavljajo in med zaviranjem po zakonih klasične elektrodinamike sevajo, t. j. oddajajo elektromagnetno valovanje. To t. i. *zavorno sevanje* predstavlja zvezni spekter elektromagnetnih valov od največjih valovnih dolžin do določene najmanjše valovne dolžine λ_{\min} . Energija posameznega kvanta svetlobe (fotona) namreč ne more biti večja, kot je energija vpadlega elektrona (e_0U). Foton z največjo energijo ima frekvenco ν_{\max} in

valovno dolžino λ_{\min} , ki sta določeni z zvezami (en. 6.29):

$$h\nu_{\max} = \frac{hc}{\lambda_{\min}} = e_0U. \quad (6.38)$$

Iz zgornje enačbe vidimo, da je najkrajša valovna dolžina obratno sorazmerna anodni napetosti.



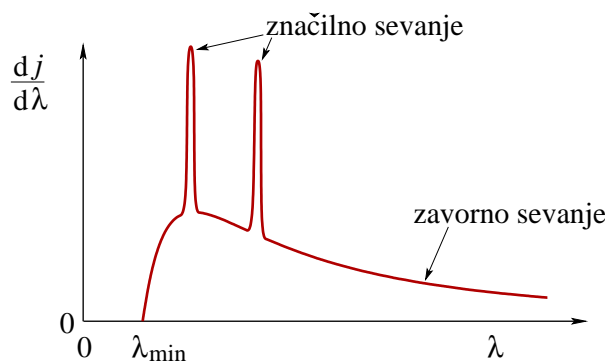
Slika 6.37: Shematski prikaz spektra zavornega sevanja rentgenskih žarkov pri stalnem grelnem toku in dveh napetostih (a) ter pri stalni anodni napetosti in dveh različnih grelnih tokovih (b).

Spekter rentgenskih žarkov, t. j. porazdelitev gostote energijskega toka nastalega zavornega rentgenskega sevanja po valovnih dolžinah (spomnimo se poglavja 6.2.9), je shematsko prikazan na sliki 6.37. Na sliki 6.37a je prikazana oblika spektra zavornega sevanja pri stalnem grelnem toku katode pri dveh anodnih napetostih. Pri valovnih dolžinah, manjših od λ_{\min} , je $dj/d\lambda = 0$. $dj/d\lambda$ nad λ_{\min} hitro naraste do maksimuma, nato pa sorazmerno počasi pada. S povečano napetostjo se spodnja meja λ_{\min} in tudi vrh spektra pomikata proti manjšim valovnim dolžinam, obenem pa narašča celotna gostota energijskega toka zavornega sevanja:

$$j = \int_{\lambda_{\min}}^{\infty} \frac{dj}{d\lambda} \cdot d\lambda, \quad (6.39)$$

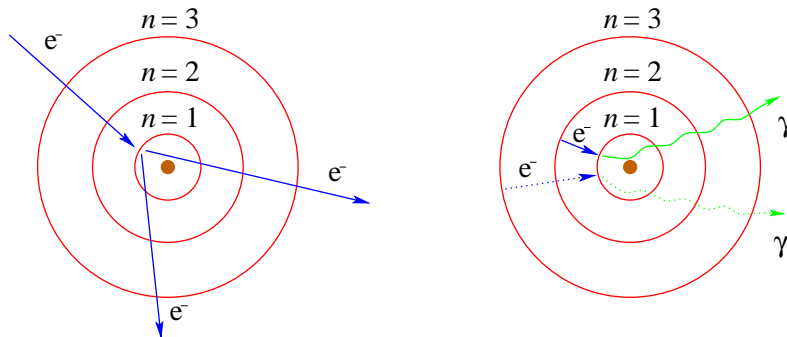
ki ga predstavlja ploščina pod krivuljo na sliki 6.37. Spodnja meja λ_{\min} je neodvisna od vrste anode, celotna gostota energijskega toka pa je sorazmerna vrstnemu številu (Z) anodine kovine. Zaradi večjih nabojev jeter v anodi je namreč električno polje, v katerem se ustavljajo elektroni, večje. Zato uporabljamo anode iz elementov z večjo atomsko maso.

Slika 6.37b prikazuje spekter zavornega sevanja pri dveh različnih grelnih tokovih. Vidimo, da se λ_{\min} in oblika spektra ne spreminjata. Drugačna je le celotna gostota energijskega toka zaradi drugačnega števila iz katode oddanih elektronov.



Slika 6.38: Spekter rentgenskih žarkov, sestavljen iz zavornega in značilnega sevanja.

Pri dovolj veliki napetosti se zavornemu sevanju pridruži t. i. *značilno sevanje* (sl. 6.38). To so ostre črte v spektru: njihova valovna dolžina je značilna za kovino, iz katere je narejena anoda, in je neodvisna od anodne napetosti. Nekateri od vpadlih elektronov namreč lahko izbijejo iz atomov



Slika 6.39: Izbitje elektrona iz lupine K z vpadnim elektronom (levo). Pri prehodu elektrona iz lupine L ali M v izpraznjeno lupino K pride do izsevanja fotona (desno).

v anodi elektrone iz notranjih elektronskih lupin, n. pr. iz lupine K (glavno kvantno število $n = 1$), L ($n = 2$), M ($n = 3$) itd. Pri prehodu atoma v energijska stanja z manjšo energijo skočijo elektroni iz višjih energijskih lupin na izpraznjena mesta (sl. 6.39). Pri tem oddajo fotone, katerih valovne dolžine so podane z energijskimi razlikami med posameznimi elektronskimi stanji v atomu in so značilne za vrsto atoma. Če ima atom dovolj veliko vrstno številko (Z), so te valovne dolžine v območju rentgenskega dela elektromagnetnega valovanja.

Nastale črte lahko razvrstimo v serije. Serija črt K nastane, če vpadli elektroni izbijejo atomske elektrone iz najnižje lupine K, in je sestavljena iz črt K_α (če elektron iz lupine L preskoči na lupino K), K_β ($M \rightarrow K$) itd. Serija L nastane, če vpadli elektroni izbijejo atomske elektrone z lupine L. Valovne dolžine serije L so večje od valovnih dolžin serije K.

Velja, da je frekvenca K_α črte sorazmerna $(Z - 1)^2$ oziroma

$$\lambda = \frac{1,2 \cdot 10^2 \text{ nm}}{(Z - 1)^2}.$$

Z merjenjem valovnih dolžin črt značilnega sevanja lahko določimo atomska števila elementov, ki so v anodi. Ker imajo črte ostro določeno frekvenco oziroma valovno dolžino, jih uporabljamo tudi pri analizah zgradbe kristalov in molekul.

6.6.2 Prehod rentgenskih žarkov skozi snov

Rentgenski žarki pri prehodu skozi snov iz več vzrokov zgubljajo energijo in se absorbirajo. Iz atomov izbija elektrone (fotoelektrični pojav), se na elektronih sipljejo (Comptonov pojav) in tvorijo pare elektron – pozitron. Fotoni z energijami do 200 keV se absorbirajo v glavnem s fotoelektričnim pojavom. Pri energijah nad 300 keV je pri atomih z manjšim vrstnim številom (Z), ki so glavne sestavine organskih snovi, glavni mehanizem za absorpcijo *Comptonov pojav*. Pri energijah nad 1 MeV nastopi *tvorba parov*, elektron – pozitron.

Zaradi absorpcije energijski tok (P) rentgenskih žarkov z določeno valovno dolžino upada eksponentno z naraščanjem debeline snovi (spomnimo se poglavja o absorpciji valovanja, en. 6.6),

$$P = P_0 e^{-\mu x}. \quad (6.40)$$

Tu je μ absorpcijski koeficient snovi in x debelina snovi. V splošnem je μ odvisen od valovne dolžine rentgenskih žarkov (sl. 6.40).

Sposobnost snovi, da absorbirajo rentgenske žarke, lahko izrazimo namesto z njenim absorpcijskim koeficientom tudi z razpolovno debelino ($x_{1/2}$). Razpolovna debelina pove, kakšna je debelina snovi, ki oslabi tok rentgenskih žarkov na polovico, Absorpcijski koeficient (μ) in razpolovna debelina ($x_{1/2}$) sta v enostavni medsebojni zvezi:

$$x_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu}, \quad (6.41)$$

tako da lahko izrazimo prepuščeni tok kot funkcijo debeline x z

$$P = P_0 2^{-x/x_{1/2}} . \quad (6.42)$$

Absorpcijski koeficient je tako kot pri vidni svetlobi odvisen od vrste snovi. Ker pa so valovne dolžine rentgenskih žarkov majhne, je v nasprotju z vidno svetlobo absorpcijski koeficient za rentgenske žarke odvisen le od tega, kakšne atome imamo v snovi in koliko jih je, ne pa od tega, kako so atomi med seboj povezani v molekule. Zato je obravnavanje absorpcije rentgenskih žarkov enostavnejše. Poznati je treba le absorpcijski koeficient za vse elemente, ker se absorpcije na posameznih vrstah atomov enostavno seštevajo. Od vrste elementa (i) je odvisno tudi razmerje med absorpcijskim koeficientom in gostoto ($(\mu/\rho)_i$). V snovi, v kateri se nahaja več elementov, je skupni absorpcijski koeficient enak

$$\mu = \sum_i \left(\frac{\mu}{\rho} \right)_i \rho_i , \quad (6.43)$$

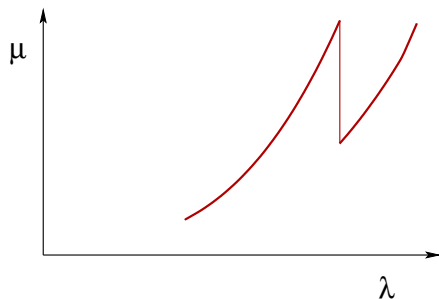
kjer je ρ_i gostota posameznega elementa v tej snovi definirana kot število atomov na prostorninsko enoto pomnoženo z maso atoma.

Pri oslavitvi rentgenskih žarkov v snovi je treba tudi upoštevati, da se rentgenski žarki sipljejo mnogo močnejše kot vidna svetloba. Ker ima sevanje, ki se siplje iz žarka, lahko po večkratnem sipanju zopet smer žarka, ni oslabitev več popolnoma eksponentna, ampak le približno. Zaradi teh dveh pojavov je absorpcijski koeficient μ sestavljen iz dveh delov: pravega absorpcijskega koeficienta in sipalnega koeficienta.

Odvisnost absorpcijskega koeficienta od lastnosti snovi in valovne dolžine rentgenskih žarkov je dokaj zamotana. Lažji atomi, ki imajo malo elektronov (majhno vrstno število Z), absorbirajo le malo rentgenskih žarkov, z naraščanjem Z pa absorpcijski koeficient precej hitro narašča. Izkaže se, da je približno sorazmeren Z^4 .

Žarki z veliko valovno dolžino (mehki) se mnogo močnejše absorbirajo kot tisti z majhno valovno dolžino (trdi). Tudi odvisnost μ od λ ni enostavna, ker je treba upoštevati vse pojave, ki povzročajo absorpcijo v snovi. Za valovne dolžine, ki niso v bližini značilnih črt snovi, skozi katere se širijo žarki, približno velja, da je μ sorazmeren tretji potenci valovne dolžine, tako da odvisnost absorpcijskega koeficienta od λ in Z lahko približno izrazimo kot

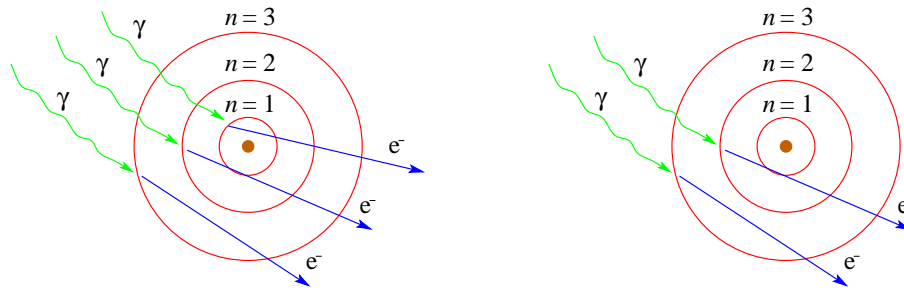
$$\mu \propto \lambda^3 Z^4 . \quad (6.44)$$



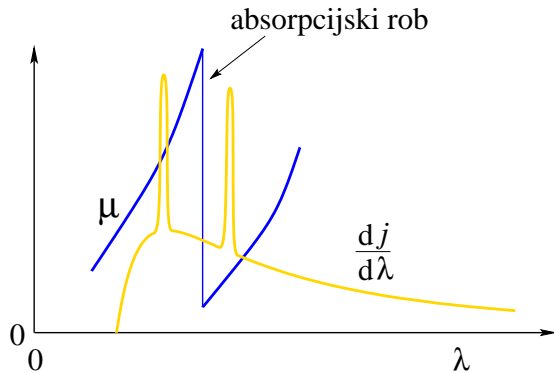
Slika 6.40: Odvisnost absorpcijskega koeficienta (μ) od valovne dolžine (λ) za rentgenske žarke.

V bližini značilnih črt snovi se pojavijo nezveznosti v odvisnosti absorpcijskega koeficienta od valovne dolžine (sl. 6.40), ki jih imenujemo absorpcijski robovi. Če namreč zmanjšujemo valovno dolžino in s tem večamo njihovo energijo, pride do povečanja absorpcije vsakič, ko dobijo dovolj energije, da lahko izbijejo elektron iz nove elektronske lupine (sl. 6.41).

Valovne dolžine absorpcijskih robov se ne ujemajo natančno s črtami značilnega spektra za to snov, ampak so malo manjše. Črto K_α lahko atom odda s tem, da elektron skoči iz lupine L v lupino K, ne more pa je absorbirati, ker lupina L ni prosta. Zato pride do povečane absorpcije šele takrat, ko ima žarek dovolj energije, da spravi elektron z lupine K na prvo nezasedeno lupino. Ker je zato potrebna večja energija, je tudi valovna dolžina manjša od $\lambda_{K\alpha}$. Iz slike 6.42 je razvidno, da lahko



Slika 6.41: Pri majhnih energijah rentgenski žarki ne morejo izbijati elektronov iz K lupine (desno), pri velikih energijah pa lahko (levo).



Slika 6.42: Podan je primer, kako s pomočjo absorpcijskega roba z absorpcijo posameznih črt rentgenskega spektra dobimo enobarvno rentgensko svetlobo.

s pomočjo absorpcijskega roba dosežemo absorpcijo posameznih črt rentgenskega spektra, tako da dobimo enobarvno rentgensko svetlobo.

Podobno kot valovne dolžine črt značilnega spektra tudi valovne dolžine absorpcijskih robov padajo z Z (približno kot Z^{-2}).

6.6.3 Detektorji rentgenskih žarkov

Za merjenje rentgenskih žarkov lahko uporabljamo večino merskih tehnik, ki so bile izdelane za detekcijo visokoenergijskih delcev (nabitih delcev in fotonov z energijo, veliko večjo od ionizacijskih energij atomov in molekul). Pri nekaterih detektorjih izkoriščamo pojav, da rentgenski žarki ionizirajo atome in molekule, pri nekaterih pa pojav, da rentgenski žarki vzbujajo atome in molekule na višja vzbujena stanja. Pri rentgenskih napravah največkrat merimo energijski tok rentgenskih žarkov ali gostoto energijskega toka rentgenskih žarkov.

Fluorescenčni zasloni

Pri fluorescenčnih zaslonih izkoriščamo pojav, da rentgenski žarki vzbujajo atome in molekule. Opazujemo svetlobo, ki jo ti atomi in molekule izsevajo, ko se vračajo v osnovno stanje. Fluorescenčni zasloni so iz posebnih snovi, izbranih tako, da je število izsevanih kvantov na absorbirano količino rentgenskih žarkov čim večje. Količina svetlobe, ki jo oddajo fluorescenčni zasloni na enoto časa, je sorazmerna energijskemu toku rentgenskih žarkov.

Fotografska emulzija in film

Rentgenski žarki povzročajo v fotografski emulziji kemične reakcije, zaradi katerih emulzija pri razvijanju počrni. Počrnitev je toliko večja, kolikor večji je produkt energijskega toka rentgenskih žarkov in časa osvetlitve (ekspozicije). V t. i. »delovnem območju« je počrnitev sorazmerna logaritmu ekspozicije.

Scintilacijski detektor

Rentgenski žarek, ki se absorbira, v t. i. scintilatorju vzbudi atome ali molekule v višja elektronska stanja. Izsevane svetlobo merimo s fotopomnoževalko. Tok iz fotopomnoževalke je sorazmeren energijskemu toku rentgenskih žarkov.

Proporcionalni števec

Pri njem uporabimo pojav ionizacije plina zaradi absorpcije rentgenskih žarkov. Število ioniziranih parov, ki nastanejo v enoti časa, je zopet sorazmerno gostoti energijskega toka rentgenskih žarkov.