

FIZIKALNA OPTIKA

do sada - svojstva prednosti zrakama koje izlaze iz izvora svjetlosti

pravci ← model zrake svjetlosti

- zakonima pravocrtnog širjenja, odbijanja i lana → zrcala, leća, prizme ... (optičke naprave)

model zrake svjetlosti ne može objasniti sve optičke pojave!

- difrakcija ili ogib
- interferencija
- polarizacija svjetlosti

priroda svjetlosti?

FIZIKALNA optika uzima u obzir prirodu svjetlosti.

NEWTON ("OPTICKS")
KORPUŠKULARNA teorija
(svjetlost STRUVA ČESTICA)

Ch. HUYGENS, R. Hooke
UNDULATORNA teorija
(val.)

* svjetlosna točka
pobudi sredstvo kojim
se šire valovi
(svaka točka u fronti vala
izvor novog elementarnog
vala koji se širi sa smjerom
napredovanja vala)
↓
Nova fronta vala nastaje
kao "envelope" elem. valova

2. Newton - izvijenio i opisao pojam kojeg je napisao pomoću Newtonovih stakala

- nije se mogla protumačiti niti korpuskularnom teoriju u Huygensovom preduzboru

⇒ valnu teoriju usavršio T. Young (1773 - 1829)

- pokaze u valu svjetlosti slijede jedna drugu u pravilnim razmacima tako da se na posljednji vodi izvijenjuju brjež i dol vala.
razmak 2 susjedna brježa = valna duljina

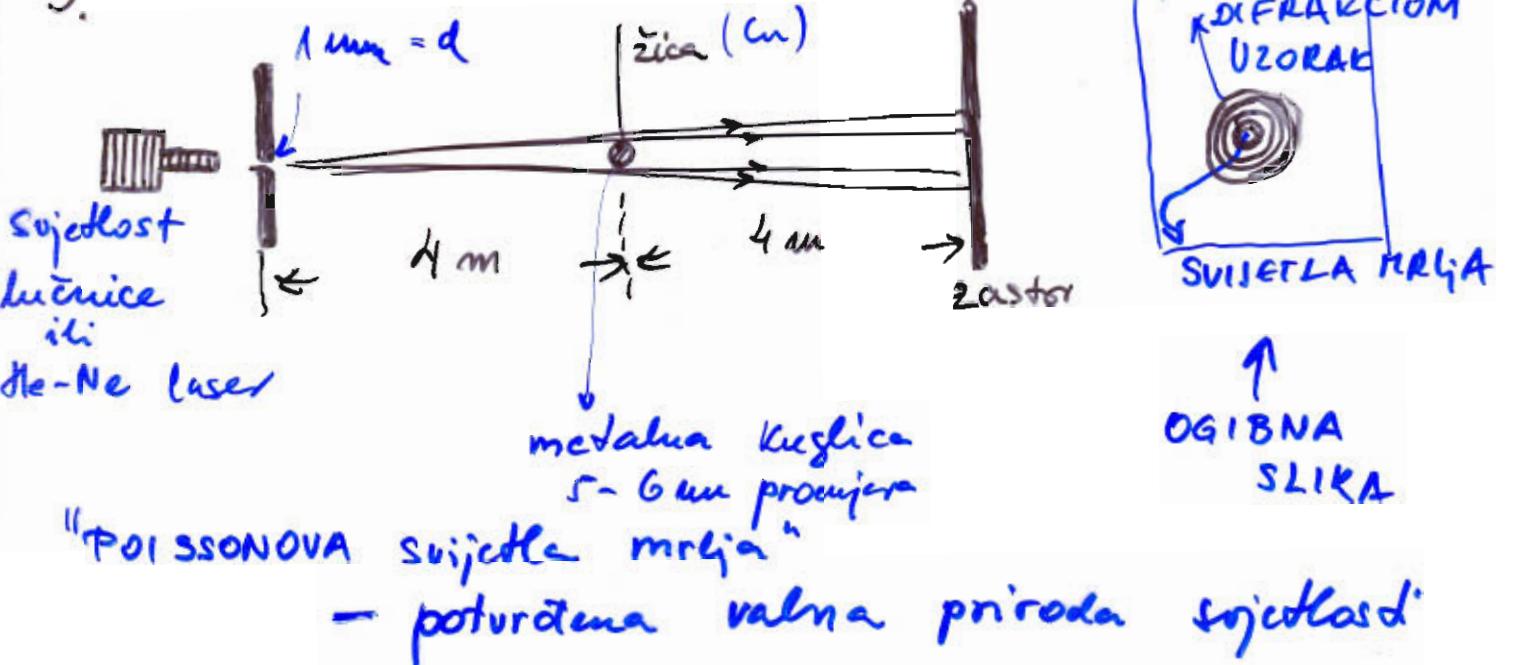
valnu teoriju unaprijedio Fresnel - matematička formulacija

S. D. Poisson (1781 - 1840) → zaustavlja Korpuskul. teoriju

- pomoću Fresnelove serije - Poisson izračunava u sklopu svjete slike koja baca neprozirna kugle raspršujuće svjetlosti češastog izvora → svjetla točka!

J. F. ARAGO (1786 - 1853) : pokus prema ↑
ogib svjetlosti na kugli
→ svjetla točka u središtu!

3.



INTERFERENCIJA VALOVA SVETLOSTI

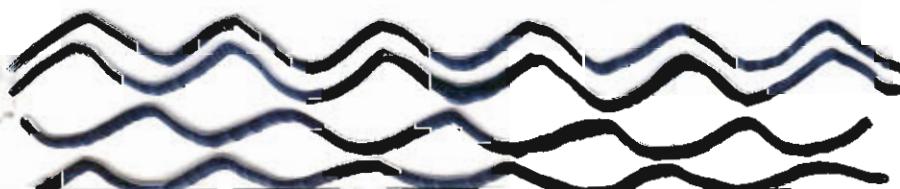
- interferencija sinusnih valova

FOURIER (1768-1830) matematičar - svaka valna pojava (oblik) može se prikazati superpozicijom sinusnih valova

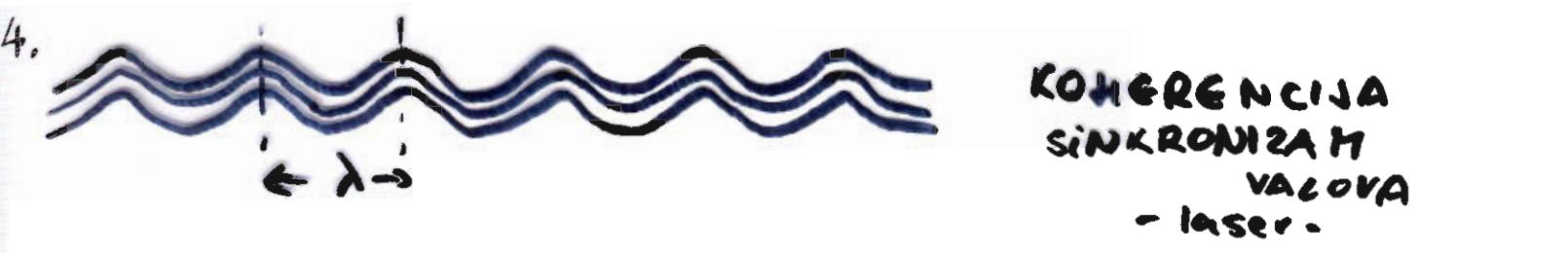
III
SPEKTAR

promatrane valne pojave
članovi spektra -
spektralne komponente
(odudane amplitudama i f.)

- pojave interferencije - slaganje dva ili više sijeljivih valova, pri čemu rezultat može biti **pojačano** (sjedlo) **ili** **osmoračeno** (dama)

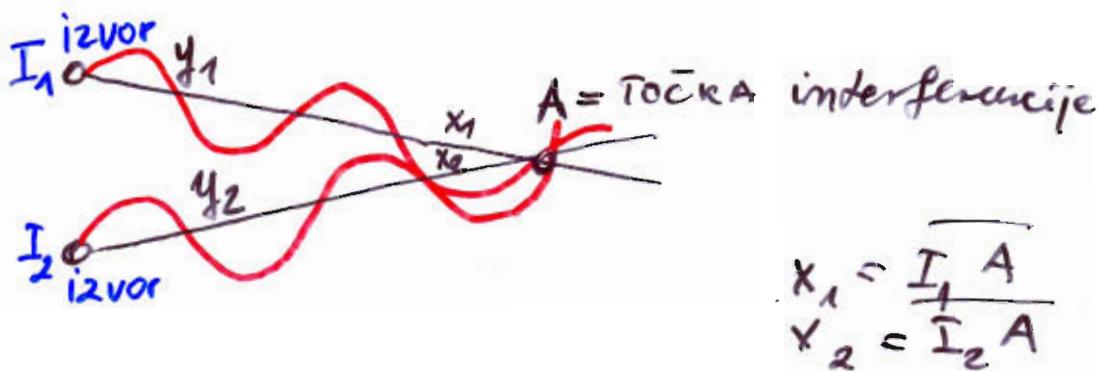


Svetlo
(koherenti, sinkron)
Tama
(koherenci, antisinkron)



KOHERENCIJA
SINKRONIZAM
VAGOVA
- laser -

- matematički opis interferencije



$$y_1 = a_1 \sin \omega t$$

$$y_2 = a_2 \sin \omega t$$

$$\left. \begin{array}{l} a_1 + a_2 \\ \omega \text{ iste} \end{array} \right\}$$

$$y_i = a_i \sin \omega(t - t_i)$$

elongacija u točki A

$$y_1 = a_1 \sin \omega \left(t - \frac{x_1}{v} \right)$$

$$y_2 = a_2 \sin \omega \left(t - \frac{x_2}{v} \right)$$

valovi svjetlosti (EM valovi) $v = \frac{c}{n}$

$$\vec{E}_1 = E_{10} \sin \omega \left(t - \frac{n x_1}{c} \right) \hat{r}$$

$$\vec{E}_2 = E_{20} \sin \omega \left(t - \frac{n x_2}{c} \right) \hat{r}$$

Veljajućih el. poja EM vala

radijamo superpoziciju 2 vala u točki A

5.

$$E_A = E_1 + E_2$$

Trigonometrija

$$\sin \alpha + \sin \beta = 2 \cos \frac{\alpha - \beta}{2} \sin \frac{\alpha + \beta}{2}$$

$$u2 \quad E_{10} = E_{20} = E_0$$

$$E_A = 2E_0 \cos \frac{w}{2c} (n_x_1 - n_x_2) \sin \left[wt - \frac{w}{2} \cdot \frac{n}{c} (x_1 + x_2) \right]$$

u2 zaujemu

$$\frac{w}{c} (n_x_1 - n_x_2) = \varphi$$

$$\frac{w}{2} \frac{n}{c} (x_1 + x_2) = \alpha$$

$$E_A = 2E_0 \cos \frac{\varphi}{2} \sin (wt - \alpha) = E_{012} \sin (wt - \alpha)$$

gdje su išnos amplitude

$$E_{012} = 2E_0 \cos \frac{\varphi}{2}$$

- u doili A - titrajuje cija amplituda osim o položaju točke prema ieronima
- titrajuje se zbiva kao i titraje izvora, jednatom frekvencijom i kao fija sin, samo je ponaknuto u fazi za d
- ako je argument fje kosinus tešao da fje poprima MAXIMUM \rightarrow u A \Rightarrow SVETLO

$$\frac{\varphi}{2} = \frac{w}{2c} (n_x_1 - n_x_2) = 0, \pi, 2\pi, (k-1)\pi$$

TAMA

$$\frac{\omega}{2} = \frac{\omega}{2c} (m_{x_1} - m_{x_2}) = \frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2}, \dots \left(\frac{2k-1}{2}\right)\pi$$

$$\omega = 2\pi f$$

vrijedi: $\lambda \cdot f = c$ za valno širinje

$$\frac{\omega}{2c} = \frac{2\pi f}{2c} = \frac{2\pi f}{8\pi \lambda}$$

$$= \frac{\pi}{\lambda}$$

uvjet za sujetko:

TAMU

$$\begin{aligned} mx_1 - mx_2 &= (k-1)\lambda \\ mx_1 - mx_2 &= \frac{2k-1}{2} \lambda \end{aligned}$$

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

izraz rezultirajućé amplitude $E_{0,2} = 2E_0 \cos \frac{\varphi}{2}$

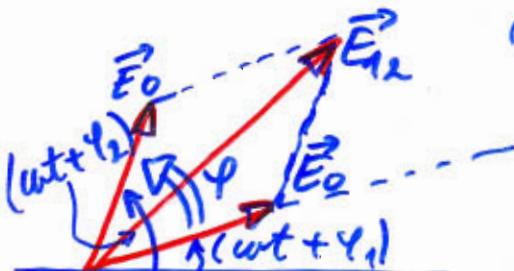
\Rightarrow postupkom rotirajućeg vektora

AMPLITUZA 1. vala je vektor $\vec{E}_{1,0}$, a

elongacija imá fazni kota

$$\begin{cases} \vec{E}_1 = \vec{E}_0 \sin(\omega t + \gamma_1) \\ \omega t + \gamma_1 = \omega t - \frac{m_{x_1}}{c} \end{cases}$$

2. val $\vec{E}_{2,0}$



fazni kota $\omega t + \gamma_2 = \omega t - \frac{m_{x_2}}{c}$

$$E_{1,0} = E_{2,0} = E_0$$

$$\{ \vec{E}_2 = \vec{E}_0 \sin(\omega t + \gamma_2)$$

$$E_{1,2}^2 = E_0^2 + E_0^2 + 2E_0^2 \cos \varphi$$

$$\varphi = \gamma_2 - \gamma_1$$

$$E_{012}^2 = 2E_0^2(1 + \cos\varphi) = 4E_0^2 \cos^2 \frac{\varphi}{2}$$

$$\Rightarrow E_{012} = 2E_0 \cos \frac{\varphi}{2}$$

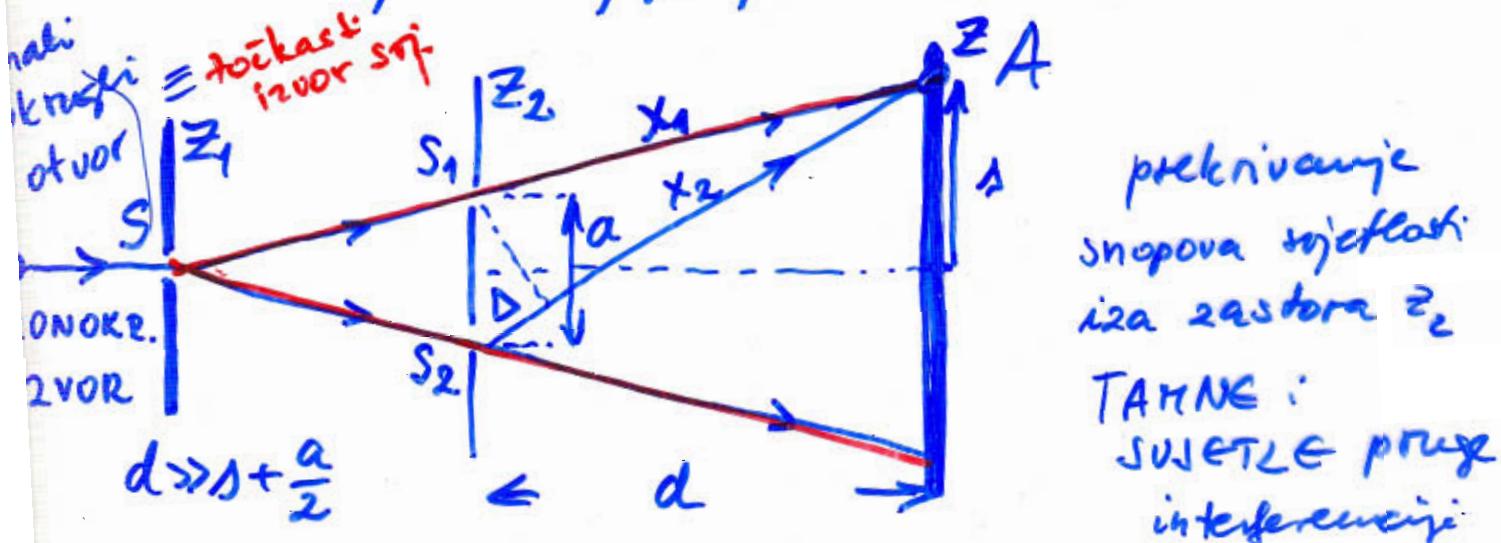
stoji u v. Poyntingova vrh. $P = \frac{1}{2} \frac{\epsilon_0}{\mu_0} E_{012}^2$ (vakuum)

 $E_{10} = E_{20} = E_0 \Rightarrow P = 2 \frac{\epsilon_0}{\mu_0} E_0^2 \cos^2 \frac{\varphi}{2}$

YOUNGOV POKUS i FRESNELLOVA SIPRIČMA

- pretpostavljeno kontinuirano, koherentno tijeluje dvaju monokrom. izvoru
- najraniji ekspl. uvedaj za demonstraciju interferencije svjetla \rightarrow Th. YOUNG (1773-1820)

KOHERENTNI IZVORI - zrake koje mogu interferirati dobivaju se cijepanjem iste početne zrake



$S_1, S_2 \equiv$ sekundarni
monokr. točkasti izvori

- dvije zrake干涉iraju u točki A

8. kolika je optička razlika u hodu valova iz S_1 i S_2 ?

$$\Delta = x_2 - x_1 = \sqrt{\left(s + \frac{a}{2}\right)^2 + d^2} - \sqrt{\left(s - \frac{a}{2}\right)^2 + d^2}$$

$$d \gg s + \frac{a}{2}$$

račun u red $\sqrt{1 \pm x} \approx 1 \pm \frac{1}{2}x - \frac{1}{8}x^2 \dots$
 $x \leq 1$

$$\Delta = d \left[1 + \frac{\left(s + \frac{a}{2}\right)^2}{2d^2} - 1 - \frac{\left(s - \frac{a}{2}\right)^2}{2d^2} \right] = \\ = \frac{1}{2d} \cdot 2as = \frac{as}{d}$$

$$\frac{as}{d} = \Delta = k\lambda$$

svijetla pruge

$$1 = k \frac{d\lambda}{a}$$

udaljenost snijelje
pruge od središta
zaslona

pojava nastaje srda u prostoru
gdje se sile koherentni valovi

\Rightarrow NELOKALIZIRANE pruge interferencije

Intenzitet EM vala kod Youngovog poluasa:

$$P = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E_{012}^2 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E_0^2 \cos^2 \frac{\phi}{2}$$

E_0 jednač. t. krov jedinač. $\frac{I_0}{A}$ površina \rightarrow

$$I = I_0 \cos^2 \frac{\phi}{2} = I_0 \cos^2 \left(\frac{\pi}{\lambda} \frac{as}{d}\right)$$

10.

UVJETI KOHERENCIJE

- emisija sojetnosti - statistička pojava

$$\tau = 10^{-8} \text{ s}$$

$$c = 3 \cdot 10^8$$

duljina valnog paketa $\Lambda = c \cdot \tau = 3 \text{ m}$

= koherentna duljina (karakteristična za
mota izvora)

za živinu lučnicu 3 cm (straciće zbog
Dopplerova proširuju spektroskih linija i
proširuju linija uzrokovanih halogen plina
u izbojnoj cijeni)

- za He-Ne laser koher. duljina veća

uvjet koherencije

① uvjet koincidencije

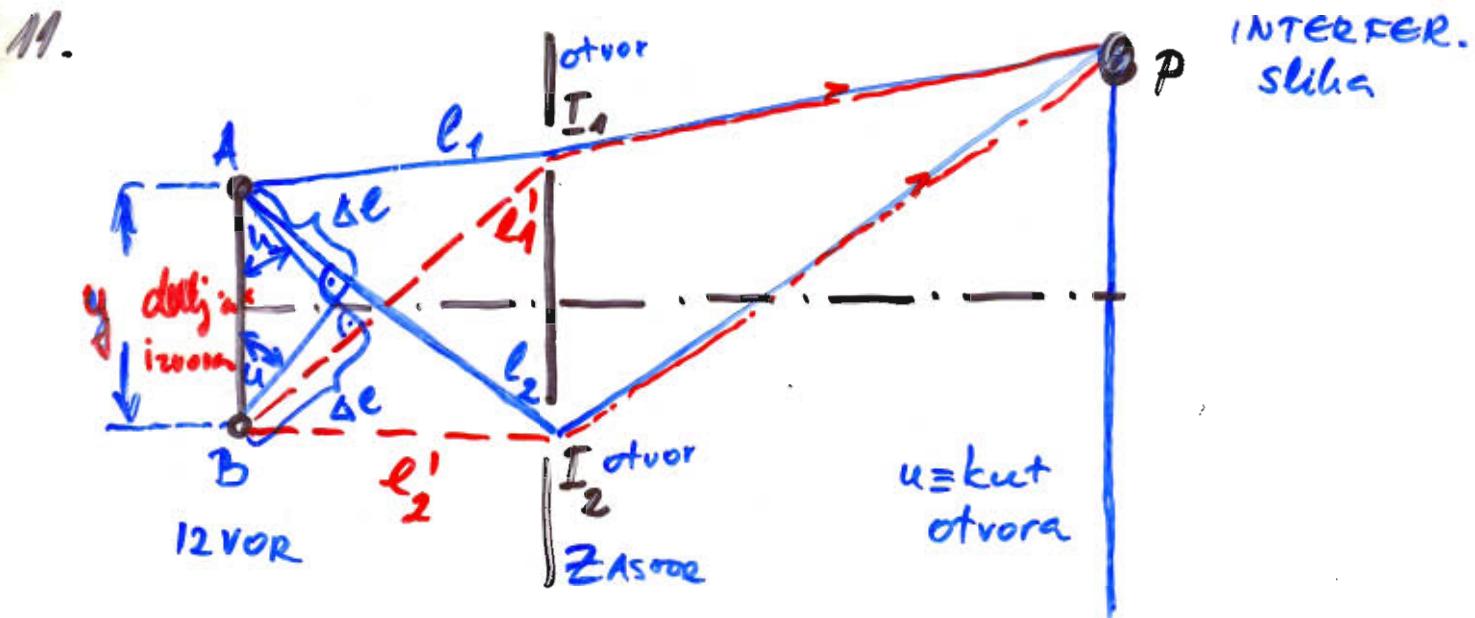
kada dva koherenta valna paketa
interferiraju osim razlike u hodu Δ
mota biti ispunjeno

$$\Delta < \Lambda$$

↓ koherentna duljina

- izvori - konacne dimenzije (srakci diđić nezavisno
(y) emisiju svjetlosti)

promatramos emisiju svj. iz dve krajnjih
točaka A i B



iz A
B svjetlost pada na oba otvora I_1, I_2

razlika u hodu zraka iz A koje padaju na I_1 , odnosno I_2

iz točke A $\Delta = l_2 - l_1$
razlika u hodu

B $\Delta' = l'_2 - l'_1$
razlika u hodu

- svjetlost iz I_1 i I_2 formirat će interferencijsku sliku u P ako je razlika između oboje razlike u hodu mnogo manja od valne duljine svjetlosti:

$$\underline{\Delta - \Delta'} = (l_2 - l_1) - (l'_2 - l'_1) \ll \lambda$$

slike: $l_1 = l'_1 - \Delta l$ i $l_2 = l'_2 + \Delta l$

$$\Delta - \Delta' = l_2 - l'_2 + l'_1 - l_1$$

$$\Delta l = y \cdot \sin \alpha$$

$$= 2 \Delta l = 2 y \sin \alpha$$

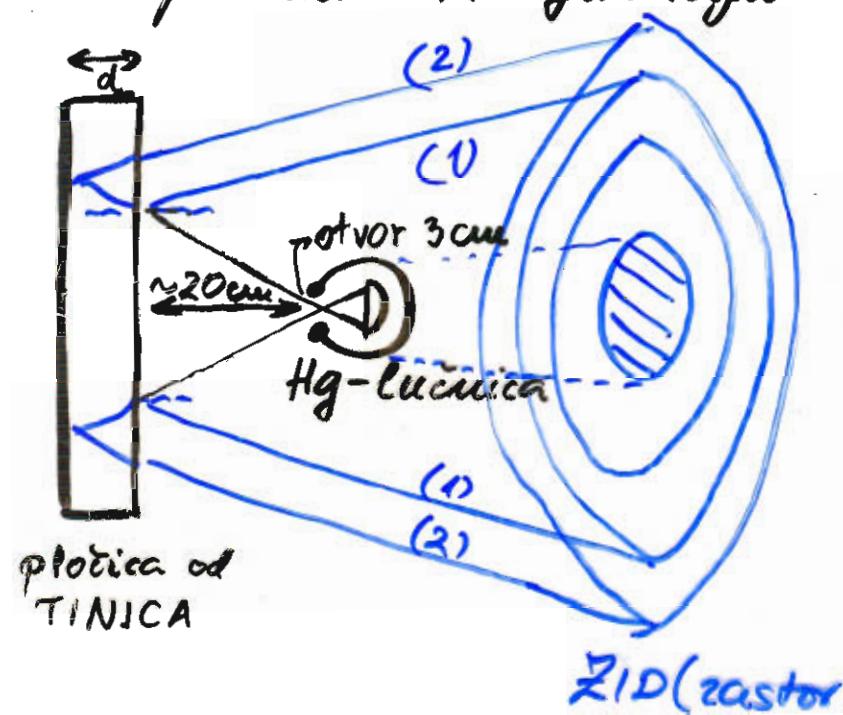
uvjet kohärencije mali
 $2 y \cdot \sin \alpha \ll \lambda$

Dobra inter. slika: izvor uzak ($2y$) i kut otvora/ λ

11 a)

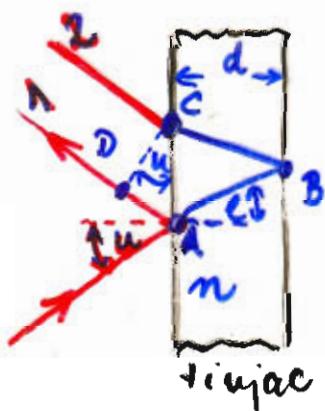
Pohlov pokus

- pokazao interferenciju snijelasti Hg-lučnice



(1) refleksija

(2) lom, refleksija, izlaz u zraku



zrača u zraku prevali put $2\bar{AB}$

geometrijska razlika hoda
 $2\bar{AB} - \bar{AD}$

optička razlika hoda

refleksija u točki A je na optički gusđem
 stedstvu \rightarrow pomak za $\frac{\lambda}{2}$

\Rightarrow kao da se val zrače 1 pomakne
 u suprotnu smeru za $\frac{\lambda}{2}$

\Rightarrow umesto $\bar{AD} \rightarrow \bar{AD} + \frac{\lambda}{2}$

INTERFERENCIJA

(Young - dva istovrsna vala soj.
 mogu se trajno pojačavati ili oslabljivati ovisno
 o tome koliko su "brzovi" jednog vala
 pomaknuti prema "brz." drugog)

11^boptička razlika hoda ($z \neq 1$)

$$\Delta = 2m\overline{AB} - (\overline{AD} + \frac{\lambda}{2})$$

- $\overline{AB} = \frac{d}{\cos \ell}$

$$\overline{AD} = \overline{AC} \sin u = 2d \operatorname{tg} \ell \sin u$$

$$\frac{\overline{AC}}{2d} = \operatorname{tg} \ell$$

$$\left\{ \text{Snellov z. } \sin u = n \sin \ell \right\}$$

- $\overline{AD} = \frac{2nd \sin^2 \ell}{\cos \ell}$



$$\Delta = \frac{2nd}{\cos \ell} - 2d \operatorname{tg} \ell \sin u - \frac{\lambda}{2} =$$

$$= 2nd \left(\frac{1}{\cos \ell} - \frac{\sin^2 \ell}{\cos \ell} \right) - \frac{\lambda}{2}$$

$\Delta = 2nd \cos \ell - \frac{\lambda}{2}$

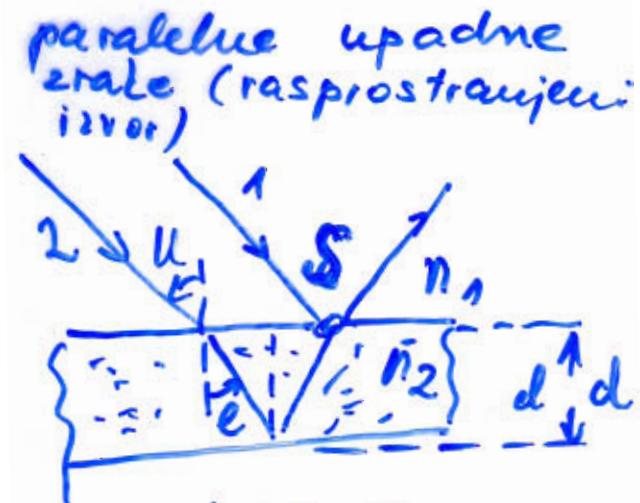
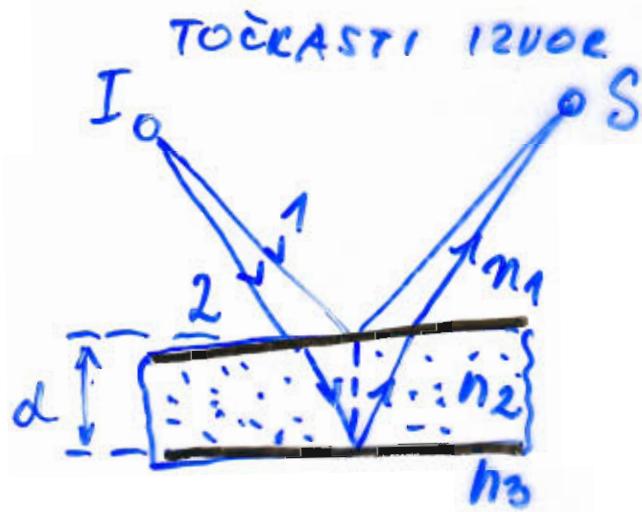
$$= 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 u} - \frac{\lambda}{2}$$

POJAČANJE :

$$2d \sqrt{n^2 - \sin^2 u} = (2k+1) \frac{\lambda}{2}$$

INTERFERENCIJA NA TANKIM LISTICIMA

- slojni debeljine 10 nm do 10^4 nm bilo plina, bilo tekuć i ili čvrste tvari - s ravnim ploham (ne nučno paralelne) već zatvaraju mali kut
- \Rightarrow nelokalizirana interfer. slika (točkasti izvor) ili lokalizirane pruge interfer. jednake debeljine (prošireni izvor)



- prva zraka u sredstvu n_1 odbija se na gornjoj površini listice (lokalizirane pruge u listici)
 - Ako $n_2 > n_1$, odbijena zraka ima **pomak od $\frac{d}{2}$**
- druga zraka se u listici (n_2) lomi i odbija od donje površine listice koja graniči s n_3

INTERFERENCIJA ovisi o DEBELJINI d LISTICE i upadnom kutu α

OPTIČKA RAZLIKA Δ

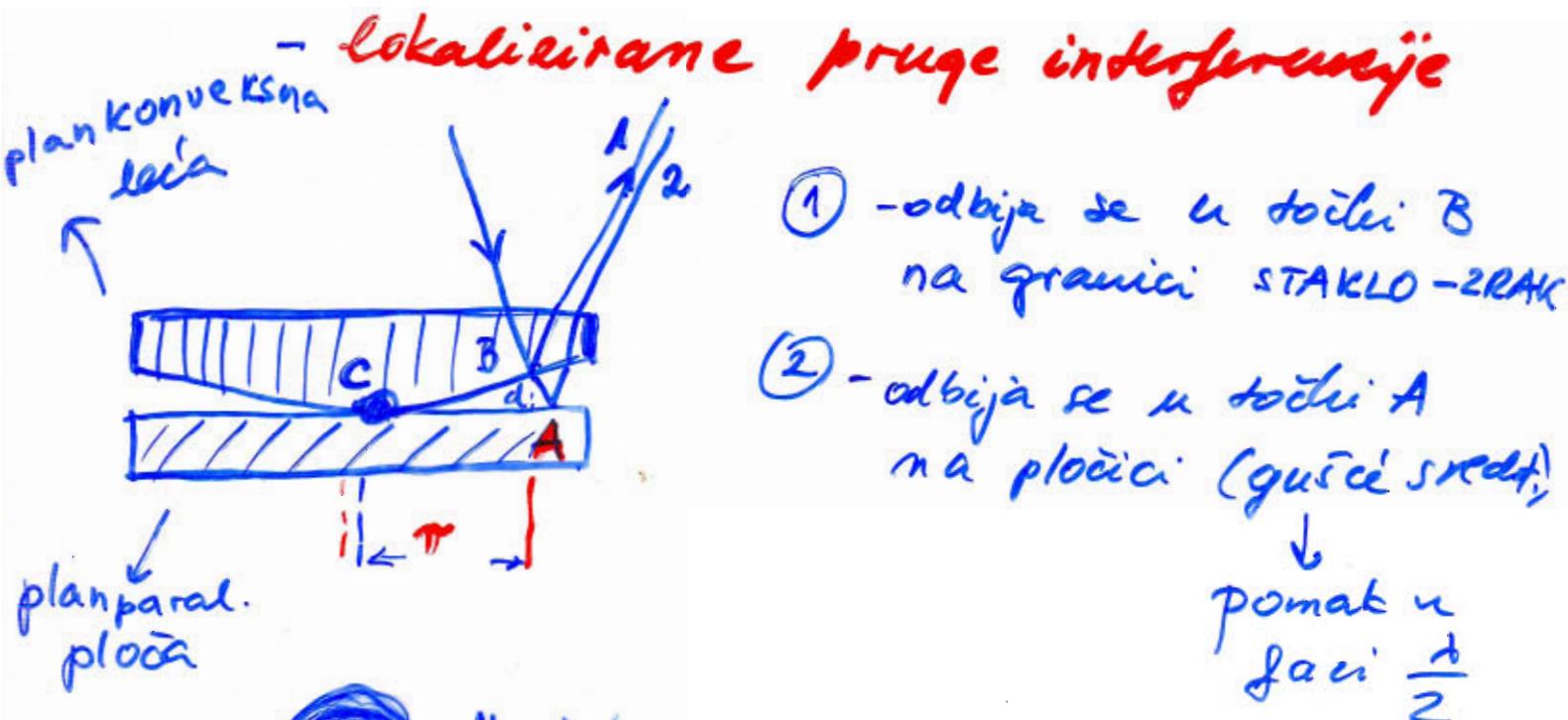
$$\Delta = 2d n_2 \cos \theta + \delta$$

$$f = 0 \text{ ili } \frac{d}{2}$$

MAX reflektancije u S: $\Delta = k\lambda$ 0, 1, 2, 3
 $\text{MIN } \Delta = (2k+1) \frac{\lambda}{2}$

13.

Newtonova STAKLA



Newtonovi
kolobari

u bijeloj svjetlosti
- Šareni -

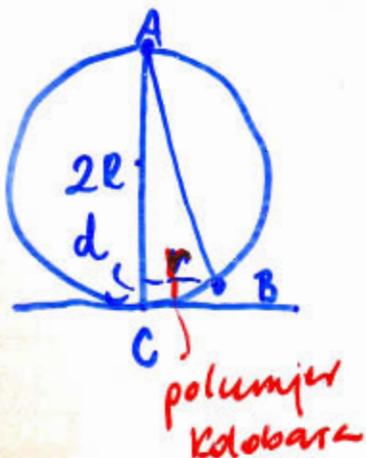
tamna
Kružna mrlja
u C, tubom postepeno sijekliji:

\rightarrow 1. svjetli kolobar (središte u C)
tamni kolobar, Šareni kolobari

R sferne plohe vrlo velik
(nekoliko desetaka metara)

d prema R neznatno

u C \rightarrow okomicu na ravninu ploče s kojom se dodiruje leća



$\triangle ABC$ duljina r je
srednja geometrijska proporcionalna
imeđu duljina d i $(2R-d)$

$$d : r = r : (2R-d)$$

$$d = \frac{r^2}{2R-d} = \frac{r^2}{2R}$$

za sredstvo m izmedu stakala

$$d = \frac{r^2}{2R} \cdot m$$

- ako svjetlo pada gotovo okomito na površinu Newt. stakala \rightarrow pruge "jednake" debljine ($n \approx 0$)

geometrijska razlika hoda zrake 1 i 2

$$2d = \frac{r^2}{R}$$

optička razlika hoda

$$\Delta = 2d + \frac{d}{2} = \frac{r^2}{R} + \frac{d}{2}$$

- SVETLI Kolobar $\Rightarrow \Delta = \lambda, 2\lambda, \dots, 6\lambda$

$$k\lambda = \frac{r^2}{R} + \frac{d}{2}$$

$$\boxed{\frac{\lambda^2}{k} = R(2k-1) \frac{d}{2}} \\ k=1,2,3\dots$$

- TAHNI Kolobar

$$\text{ako je } \Delta = \frac{\lambda}{2}, \frac{3\lambda}{2}, \dots, \frac{(2k+1)\lambda}{2} \\ k=0,1,2,3$$

$$\boxed{\frac{\lambda^2}{k} = R \bar{E} \lambda}$$

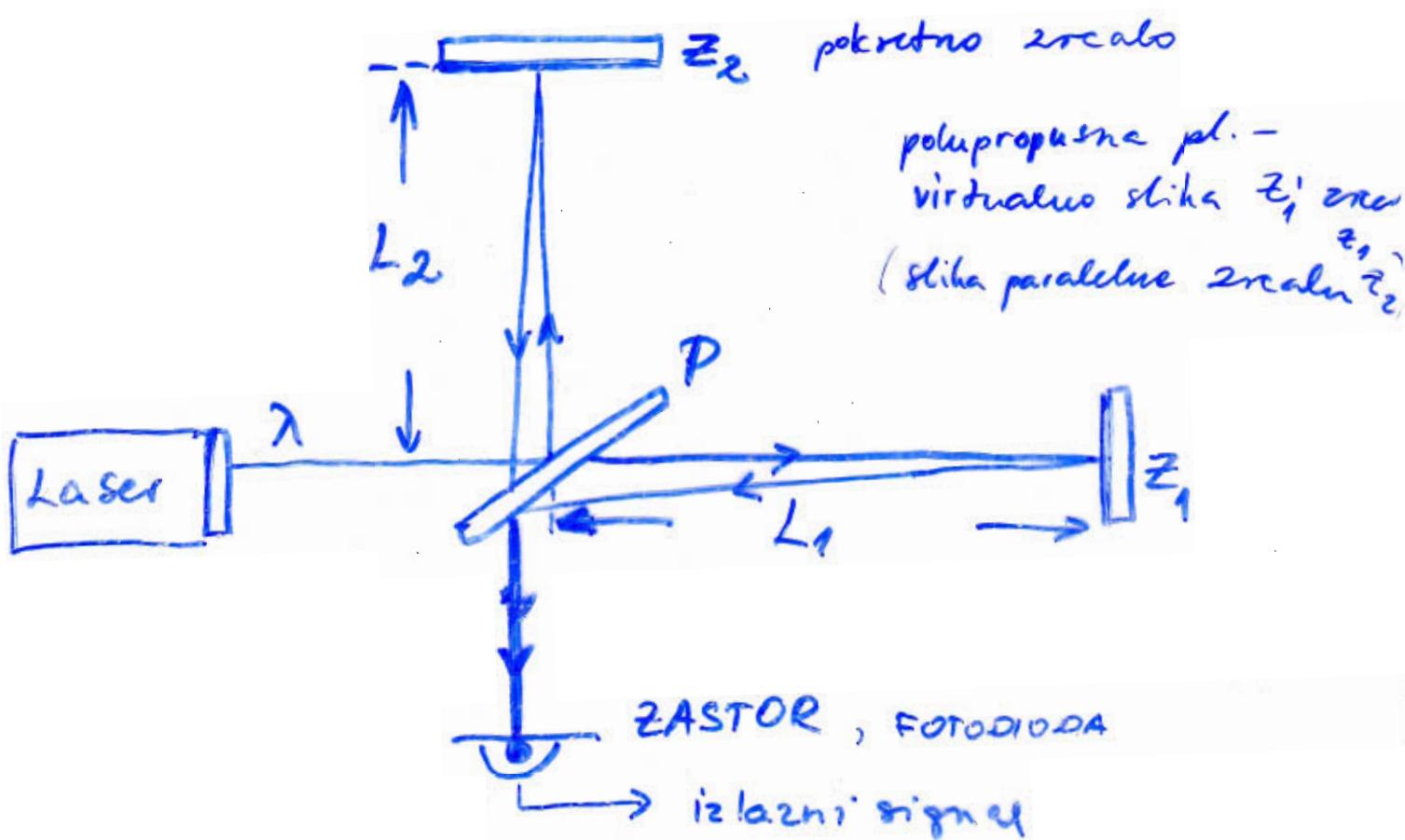
\rightarrow može se odrediti d

$k \equiv$ redni broj Kolobara

N.

MICHELSONOV INTERFEROMETAR

- interferencija 2 svjetlosnih snopova
- monokrom. izvor svjetlosti (He-Ne laser)
- svjetlost kroz 2 leće; prva - proširuje snop
druga ga kolimira
- polupropusna pločica - dijelitelj snopa
s površinom zrcala Z_1, Z_2 rotira $\frac{\pi}{4}$



L_1, L_2 duljine krakova

λ - v. dulj. lasera

Z_1, Z_2 su zrcala u krakovima

Razlika ili pomak u fazi $\Delta\varphi$ dvaju
laserskim snopova \rightarrow

(fotoni)

$$\Delta\varphi = k \cdot \Delta_{1,2} = \frac{2\pi}{\lambda} 2(L_1 - L_2) = \frac{4\pi}{\lambda} (L_1 - L_2)$$

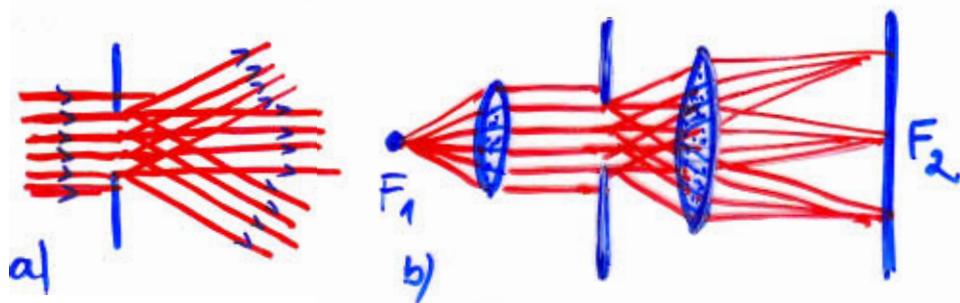
↑ foton putuje od P do zrcala i na površinu

1.

OGIB - difrakcija valova slijedost na pukotinama

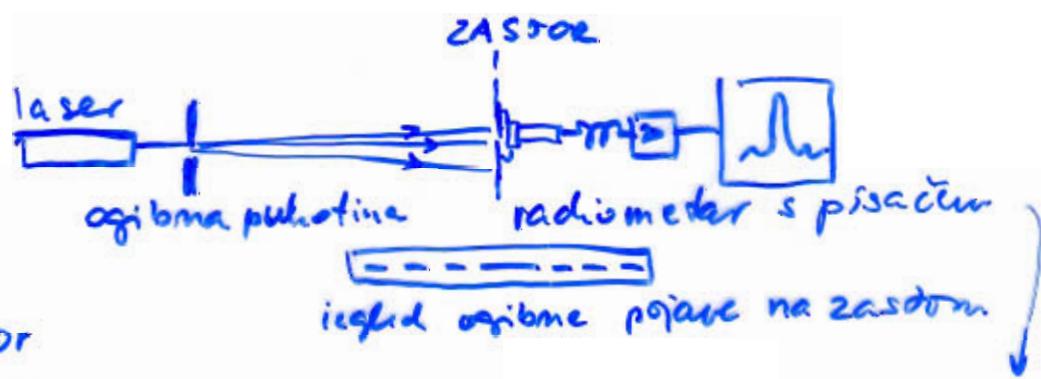
▲ FRAUNHOFER-ov ogib

izvor slijedosti i mjesto promatranja
ogibne pojave beskonечно udaljeni
od zaspreme



praktična izvedba

izvor i ogibna pojava nalaze
se u žarišnim ravninama leća



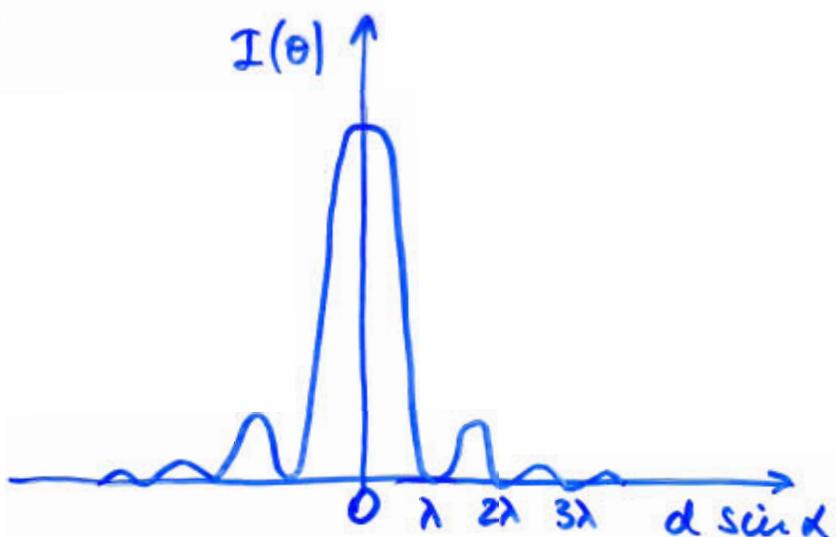
He-Ne
laserski izvor
parallelni snop
Koherenčne monokr. slijedosti

PIN - dioda
osjetljiva na snagu
monokr. eracične
(pretvara optički signal
u električni)

pukotina Široka NEKOLIKO VALNICA duljina slijedost
- ogibne pojave

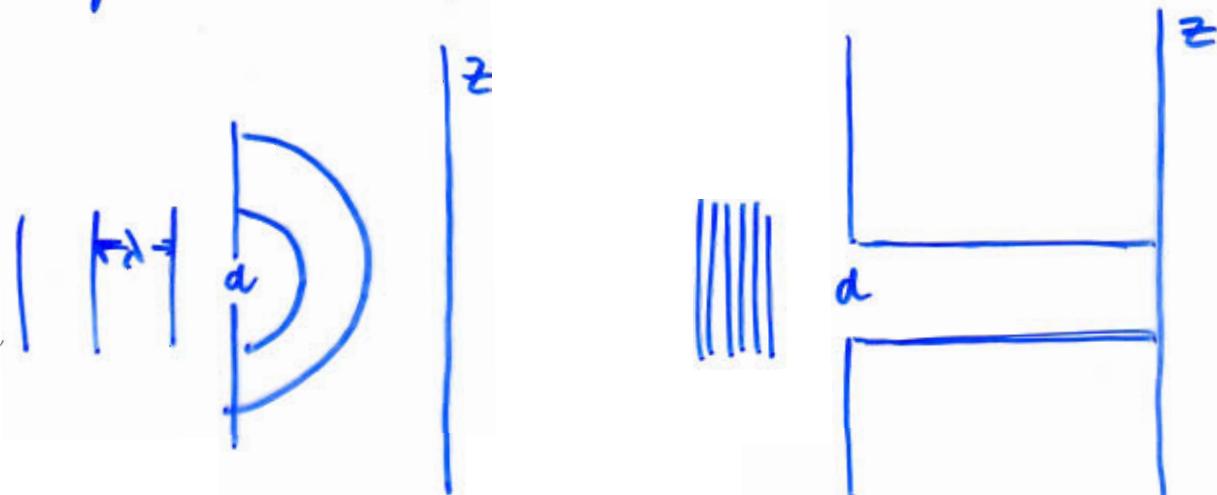
povećavajući Širine pukotine maksimumu do
uzi (sve dok ogibna pojava posve ne isčeče)

2.



Intenzitet pri ogibu na jednoj pukotini:

- pukotina puno uza od $\lambda \rightarrow$ tada sa svim valoci (koji po Huygensem principu nastaju u točki de pukotine) u fazi i žice se u snim smjetanima \rightarrow na zastoru NE VIDIMO SLIKU PUKOTINE
- ogib je potpuni i snijeklost ispunja cijev prostor iza pukotine



$$d \ll \lambda$$

čitav prostor ispunjen centralnim maksimumom

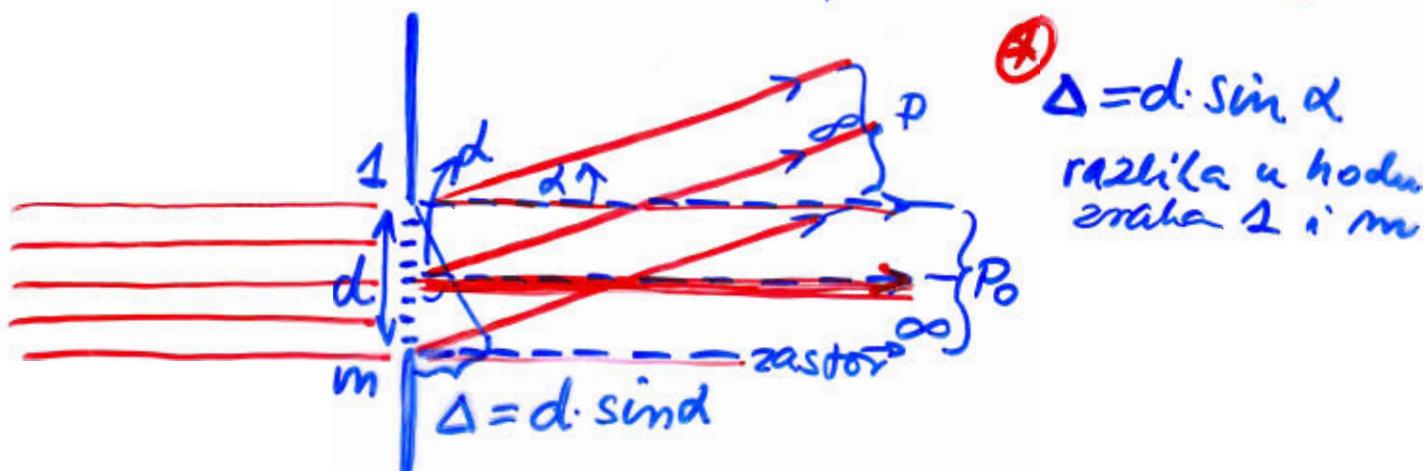
(nema prug minimum.
pri $\sin \alpha = \frac{\lambda}{d} > 1$)

$d \gg \lambda$ ogib se ne vidi već samo geometrijska slika pukotine

- za $\frac{d}{\lambda} = 5$... sni elem. valovi iz pukotine nisu u fazi \rightarrow pruge ogiba kao rezultat njihove interferencije

2.

analitičko objašnjujući pojave
metoda rotiraćih vektora



putodima - podjela na m dijelova

iz svakog dijela pod kutom α prema upadućem
sujetu izlazi elementarni val
amplituda E_0

rezultirajuće amplituda $E(\alpha)$ u smjeru d
(u dočki u α) \Rightarrow ZBEAJANJE SRITI AMPLITUDA
valova koji imaju ugib za kut α

fazna razlika $\phi = \frac{2\pi}{\lambda} d \sin \alpha$

DVE susjedne zrake ogibnog kuta α imaju
razliku u fazi

$$\delta = \frac{\Delta}{m} = \frac{d}{m} \sin \alpha$$

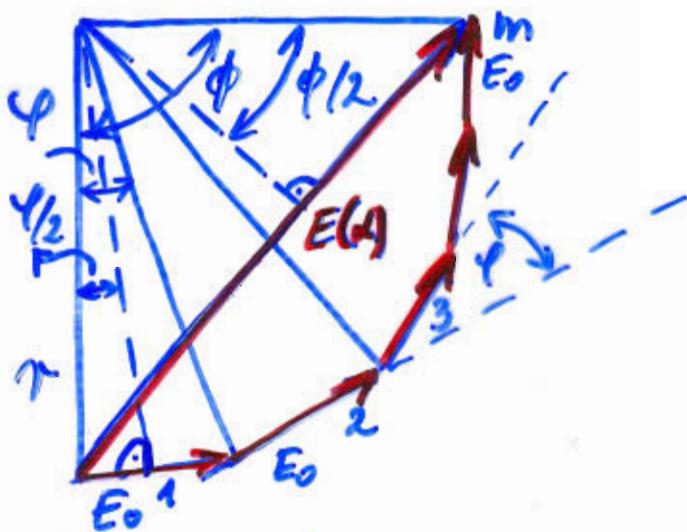
razliku u fazi

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{d}{m} \sin \alpha$$

3.

RACUNANJE AMPLITUDE (intenziteta) metodom ROTIRAJUCIH VEKTORA

- svaka amplituda vala \rightarrow vektor E_0
- vektori driju susjednih amplituda zatvaraju kut α



$$S = \frac{\Delta}{m}$$

dvije susjedne valne (λ) imaju razlike u fazi

$$\underline{\text{ufani}}: \varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{d}{m} \sin \alpha$$

vektori (amplitude) E_0
su dative:

$$\textcircled{2} r = \frac{E_0}{2 \sin \frac{\varphi}{2}} = \frac{E_0}{2 \sin \left(\frac{\pi d}{\lambda m} \sin \alpha \right)}$$

$$E(\alpha) = 2r \sin \frac{\varphi}{2} = 2r \sin \frac{m\varphi}{2}$$

$$E(\alpha) = 2r \sin \left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \alpha \right)$$

$$E(\alpha) = \frac{E_0 \sin \left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \alpha \right)}{\sin \left(\frac{\pi d}{\lambda m} \sin \alpha \right)}$$

- \textcircled{3} za zrake koje prolaskom kroz pakotine NE MINIJAVU smjer \rightarrow kut $\alpha = 0$

\Rightarrow u udaljenoj točki P u ukupna amplituda je algebarski zbroj amplitudu elementarnih valova

$$E(0) = mE_0$$

\Rightarrow u izraz za ukupnu amplitudu (pod pravog:
 α)

$$E(\alpha) = E(0) \frac{\sin \left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \alpha \right)}{m \sin \frac{\pi d}{\lambda m} \sin \alpha}$$

polozaj pokrajnih maksimuma \rightarrow
 moram ujet da je derivacija istančita
 $\sin \alpha = 0$

$$\frac{dI}{d\frac{\pi}{2}} = 0$$

ujest za $\Rightarrow d \sin \alpha = \frac{2k+1}{2} \lambda$
 pokrajni maksimum

$$I = \frac{I_0}{(k \pm \frac{1}{2})^2 \pi^2}$$

maior,
 smanjivan se s
 povećanjem k

$$k = \pm 1, \pm 2, \dots \quad I = 0,045 I_0; 0,016 I_0; 0,008 I_0 \dots$$

$$\lim_{m \rightarrow \infty} [m \sin(\frac{\pi d}{\lambda m} \sin \alpha)] = ?$$

$$\text{zatvara } \lim_{x \rightarrow \infty} x \cdot \sin\left(\frac{a}{x}\right) = ? \quad \left\{ \begin{array}{l} a = \frac{\pi d}{\lambda} \sin \alpha \\ x = m \end{array} \right.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} x = \frac{1}{y} \\ \text{za } x \rightarrow \infty \quad y = \frac{1}{x} \rightarrow y \rightarrow 0 \end{array} \right\}$$

$$\lim_{x \rightarrow \infty} x \cdot \sin\left(\frac{a}{x}\right) = \lim_{y \rightarrow 0} \left(\frac{1}{y} \sin a y \right) = ?$$

$$ay = z \quad y = \frac{z}{a}$$

$$\lim_{z \rightarrow 0} \left(\frac{1}{\frac{z}{a}} \cdot \sin z \right) = a \lim_{z \rightarrow 0} \left(\frac{\sin z}{z} \right) = a \cdot 1 = a$$

$$\left\{ \lim_{x \rightarrow 0} \left(\frac{\sin x}{x} \right) = 1 \right\}$$

$$\lim_{x \rightarrow \infty} x \cdot \sin\left(\frac{a}{x}\right) = a$$

$$\Rightarrow \lim_{m \rightarrow \infty} [m \cdot \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda m} \sin \alpha\right)] = \frac{\pi d}{\lambda} \sin \alpha$$

4.

granični slučaj $m \rightarrow \infty \Rightarrow$ nazinek

$$\lim_{m \rightarrow \infty} \left[m \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda m} \sin \alpha\right) \right] = \lim_{m \rightarrow \infty} \left(m \frac{\pi d}{\lambda m} \sin \alpha \right)$$

$$= \frac{\pi d}{\lambda} \sin \alpha$$

$$E(\alpha) = E(0) - \frac{\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \alpha\right)}{\frac{\pi d}{\lambda} \sin \alpha} = E(0) - \frac{\sin \frac{\phi}{2}}{\frac{\phi}{2}}$$

$$I \sim E^2$$

$$I(\alpha) = I_0$$

intenzitet
za svršak d

$$\frac{\sin^2\left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \alpha\right)}{\left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \alpha\right)^2} = I_0 \frac{\sin^2 \frac{\phi}{2}}{\left(\frac{\phi}{2}\right)^2}$$

luters. minimum ($I \rightarrow 0$)

$$\frac{\pi d}{\lambda} \sin \alpha = k\pi$$

uvjet za MINIMUM

$$\boxed{d \sin \alpha = k \lambda}$$

$$k = \pm 1, \pm 2, \dots$$

$$K=0 \rightarrow \text{kut } \alpha = 0$$

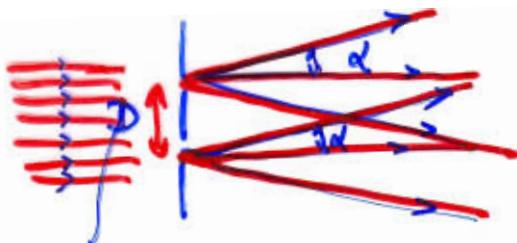
$$\frac{\phi}{2} = 0 \Rightarrow \text{uklop. ang.} \left(\frac{\sin \frac{\phi}{2}}{\frac{\phi}{2}} \right)_{\frac{\phi}{2}=0} = 1$$

NAJVEĆI MAXIMUM (intenzitet I_0)

\rightarrow SREDINA OGRIBNE SЛИKE

- između minimuma na ogibnoj slici, simetrično od glavnog max. \rightarrow polakojevi maksimumi \Rightarrow

OGIB NA DVJE JEONAKE pukotine



zaupčujemo u
područjima maksimuma
 \rightarrow pojava minimuma

mecturasmat pukotine
 $D > d$

- obje pukotine daju ogibne slike
obje slike padaju zajedno, k obve
odgovarejuci par zraka, svaka iz jedne
pukotine, mectusobno interfiriuje

Prtp: pukotine jednako široke (d)

- amplitudaognute snijeknosti je jednostavne
pukotine $E(\alpha)$
- valovi iz suprotnih obje pukotine \rightarrow slike
su različne u hodu

$$E(\alpha) = E(0) \frac{\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \alpha\right)}{\frac{\pi d}{\lambda} \sin \alpha}$$

$$\Delta = D \sin \alpha$$

$$\text{razlika u fazu } \varphi = \frac{2\pi}{\lambda} D \sin \alpha$$

UKUPNA amplituda \Rightarrow rotir. veličinu

$$\frac{1}{2} (E_0(\alpha) + E(\alpha)) E_0(\alpha) = 2E(\alpha) \cos \frac{\varphi}{2}$$

$$\text{ZAMJENA } \cos \frac{\varphi}{2} = \frac{\sin \frac{\varphi}{2}}{2 \sin \frac{\varphi}{2}}$$

7.

$$E_D(\alpha) = E(0) \frac{\sin Y}{\sin Z}$$

angl. u točki P u smjeru α

$$E_S(\alpha) = E(0) \frac{\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin\alpha\right)}{\frac{\pi d}{\lambda} \sin\alpha} \frac{\sin\left(\frac{2\pi D}{\lambda} \sin\alpha\right)}{\sin\left(\frac{\pi D}{\lambda} \sin\alpha\right)}$$

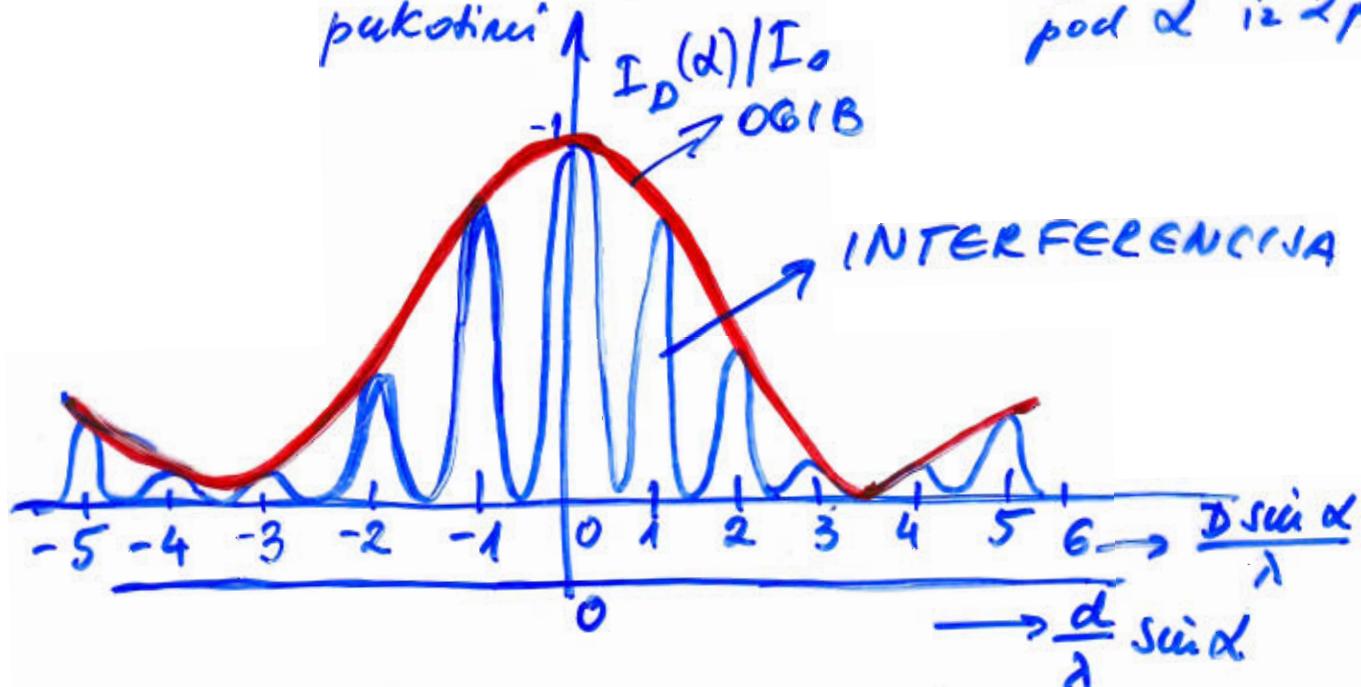
INENZITET SUJETLA u točki P ~ kvadr. angl

$$I_D(\alpha) \sim E_D^2(\alpha)$$

$$I_D(\alpha) = I_0 \left[\frac{\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin\alpha\right)}{\frac{\pi d}{\lambda} \sin\alpha} \right]^2 \left[\frac{\sin\left(\frac{2\pi D}{\lambda} \sin\alpha\right)}{\sin\left(\frac{\pi D}{\lambda} \sin\alpha\right)} \right]^2$$

OGIB na jednoj
pukotini

interferencija
ognute svjetlosti
pod α = 2 ph.



Racunski dobivena promjena intenziteta
ognute svjetlosti na dvije pukotine

8.

INTERFERENCIJSKA
SLIKA 1. reda
(pukotina)

MINIMUM

$$d \sin \alpha = k\lambda$$

$$k = \pm 1, \pm 2, \pm 3$$

MAKSIMUM

$$d \sin \alpha = (2k+1) \frac{\lambda}{2}$$

$$\sin \alpha = 0$$

INTERF. SЛИКА
2. reda
(interferencija)

$$d \sin \alpha = (2k' + 1) \frac{\lambda}{2}$$

$$k' = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

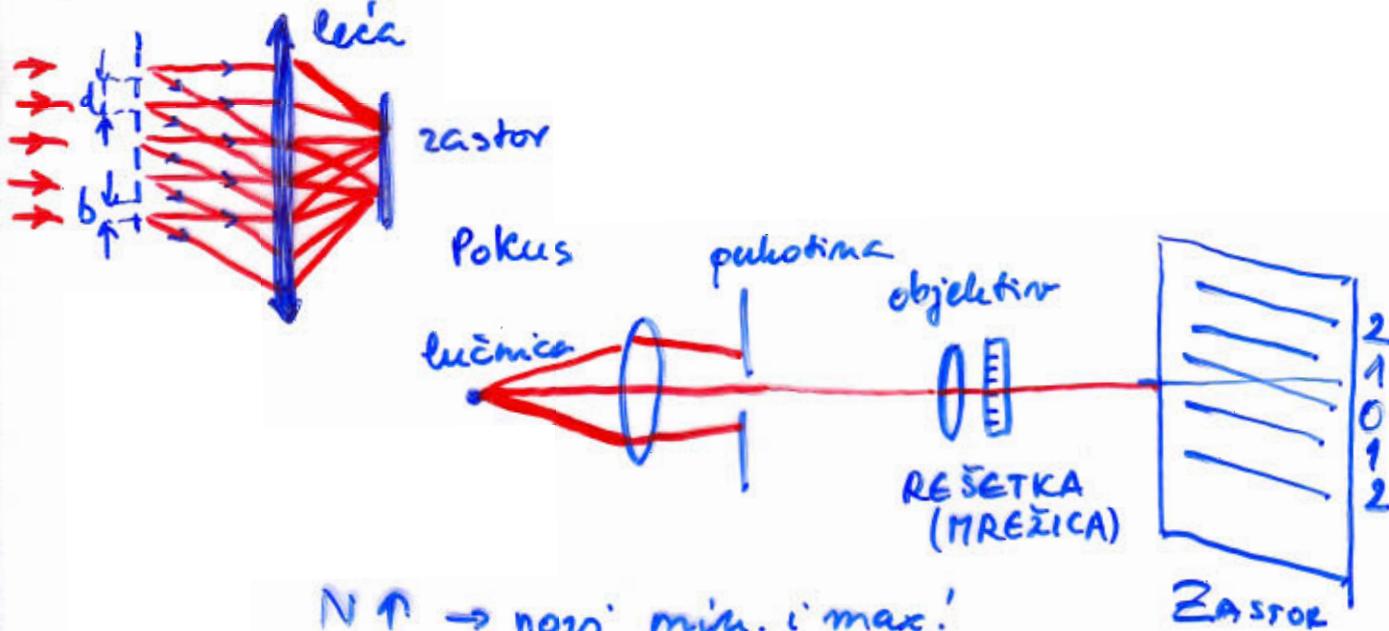
$$d \sin \alpha = k' \lambda$$

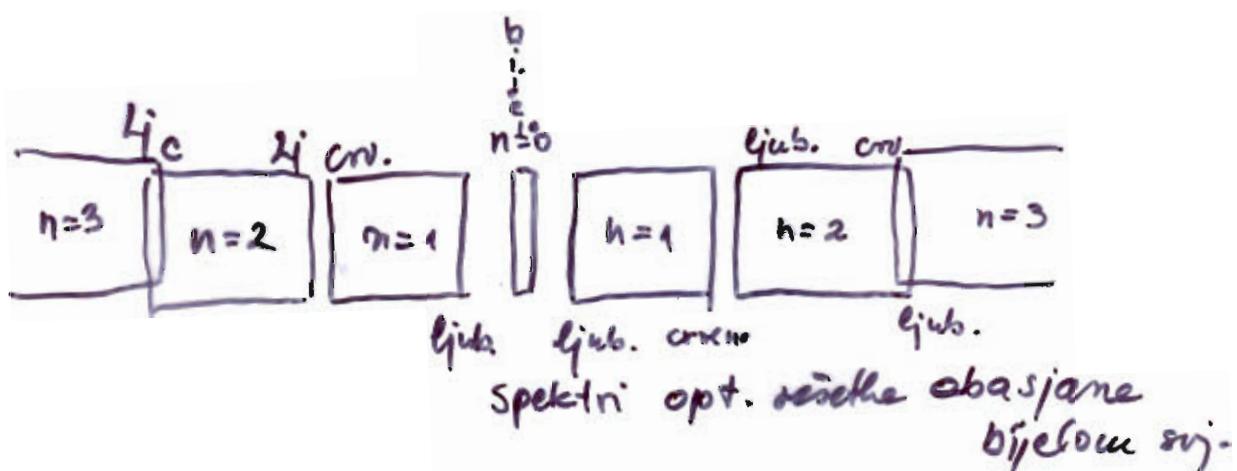
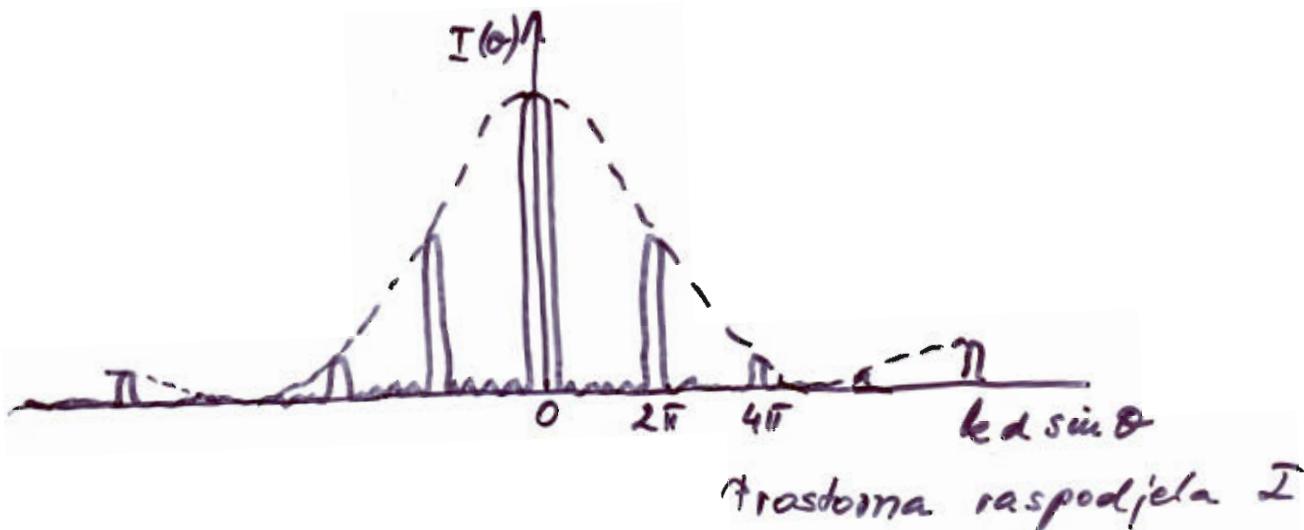
OPTIČKA REŠETKA

**SVOJSTVA. UVJETI ZA DOBIVANJE
SPEKTRA**

- ogib s više pukotina
 - u podnečju maksimuma srednja pri ogibu na pukotini pojavljuje se novi max. i min. zbog dodatnih interferencijskih zrača iz više pukotina

N velik (broj pukotina) = OPTIČKA REŠETKA





oprščka svjetla rezultira otključu rascjeku

Moc' razlučivanja = koliko je min. razlika duži valnih duljina za koje težka može razlučiti

λ i $\lambda + \Delta\lambda$ mora maksimum m-tog reda valne duljine $\lambda + \Delta\lambda$ pasti baš u red max. za valnu duljinu λ (tj. na pri min do tog max.)

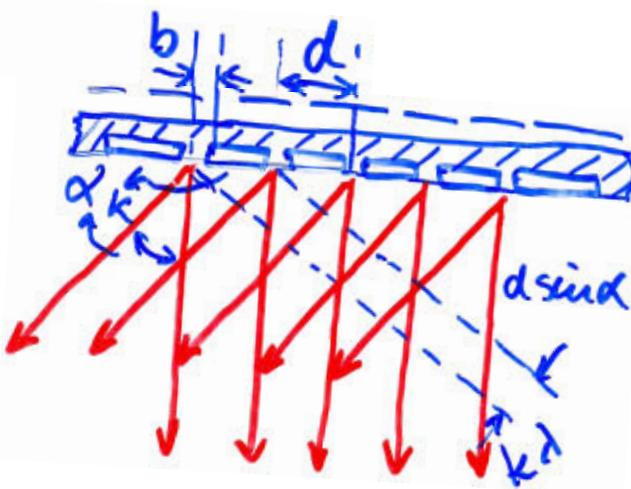
$$\text{ujet max. za } \lambda + \Delta\lambda : D \sin \theta = m(\lambda + \Delta\lambda)$$

$$\text{min za } \lambda \quad D \sin \theta = m\lambda + \frac{\lambda}{N}$$

izjednačimo →

moc' razluč. proporcionalna je
broju pukotina i srednje spuštene $\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = m N$

9.



projekcija

Intenzitet ognute snijelosti pod kutom α

$$I(\alpha) = I_0 \left[\frac{\sin\left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin\alpha\right)}{\frac{\pi b}{\lambda} \sin\alpha} \right]^2 \left[\frac{\sin\left(\frac{2\pi N d \sin\alpha}{\lambda}\right)}{\sin\left(\frac{\pi d \sin\alpha}{\lambda}\right)} \right]$$

ogib na pukotinu modulacija
ognute snijelosti iz
sirk pukotina

svaki faktor poslovno zadovoljavanje uvjet za
dobivanje ekstremnih intenziteta ($\alpha = 0$ i $d \sin\alpha = 0$)

OGIB: maksimum $b \sin\alpha = (2k'+1)\frac{\lambda}{2}$: $d = 0$
min $b \sin\alpha = k'\lambda$ $2k' = 1, 2, 3, \dots$

↓
Sirina pukotine

INTERFER. :

maksimum $d \sin\alpha_k = k\lambda$ $k = 0, 1, 2, \dots$
 \Rightarrow glavni maksimum: $d = \text{konst. rez.}$

izmedu 2 glavna maksimuma ima $(N-1)$ minimum,
a izmedu dva susjedna minimuma slijede
ti jedan pokrajni maksimum.

UVJET tame pri interf.

$$d \sin\alpha = \left(k + \frac{m}{N}\right) \lambda \quad k = 0, 1, 2, \dots$$

 $m = 1, 2, 3, \dots (N-1)$

10.

MOC' RAZLUCIVANJA RESETKE

λ i λ' su bliske
valne duljine

$$\frac{\lambda' - \lambda}{\lambda} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{1}{kN}$$

✓ sed spektra

moc' razlucivaju je to veca sto su postodne
valne u valnoj duljini koje moemo ustavoniti
majuje

- moc' rad. veca sto je nji u sed spektra
u kojem sijestost mojimo
- sto je veci broj otvara sekcije N

DISPERZIJA (RAZVUCENOST) SPECTRA

→ mjeni se difracijalnim kvocijentom $\frac{d\lambda}{d\alpha}$
koji govori kako broj raste kada otklona α
ako se λ povecava

→ difracirajuju

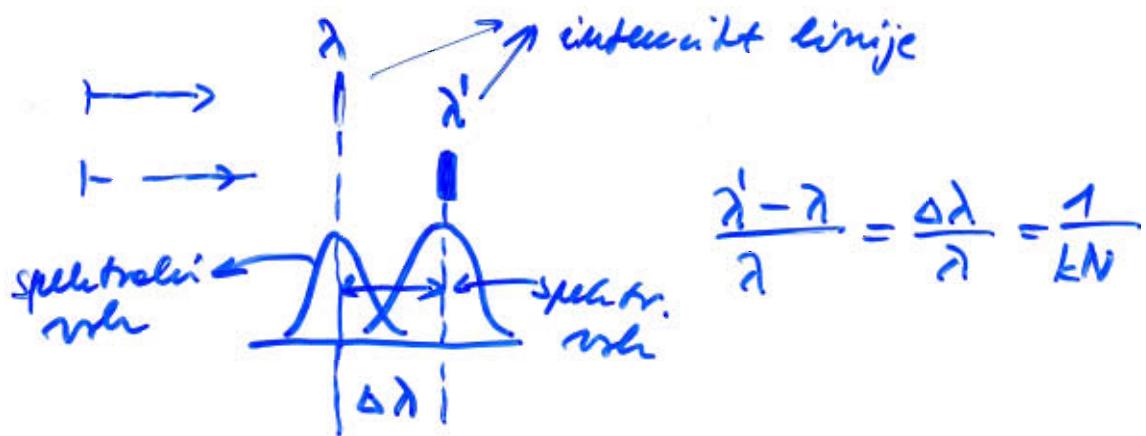
$$d \sin \alpha = k \lambda$$

$$d \cos \alpha \cdot d\alpha = k d\lambda$$

$$\frac{d\lambda}{d\alpha} = \frac{k}{d \cos \alpha}$$

razvucenost do veca sto je vel
spectra k veci, sto je veci otklon α
isto je maja konstanta kojega je

kutno razlucivanje $f = \frac{\lambda}{Nd \cos \alpha}$



$$\frac{\lambda' - \lambda}{\lambda} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{1}{kN}$$

$\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ što manji broj da će razlikovati dve boje

$$d \sin \alpha = k\lambda$$

$$d \cos \alpha \, dd = k \cdot d\lambda$$

$$\frac{dd}{d\lambda} = \frac{k}{d \cos \alpha}$$

$$dd \rightarrow \delta$$

$$\begin{aligned} \delta &= \frac{k}{d \cos \alpha} \cdot d\lambda = |d\lambda| = \frac{1}{kN} \cdot \lambda / = \\ &= \frac{k}{d \cos \alpha} \cdot \frac{\lambda}{kN} \end{aligned}$$

$$\checkmark \quad \delta = \frac{\lambda}{Nd \cos \alpha} = \frac{\lambda}{Nd \cos \alpha_2}$$

kutno razlikovanje
opt. rastrebe

DISTERZIJA : APSORPCIJA

- indeks loma materijala ovisi o valnoj duljini svjetlosti (frekvenciji)

bijela svjetlost \Rightarrow prizma \rightarrow najmanje se lomi CRVENA

indeks loma porećava se s najviše ljubičasta
empirijska formule \Rightarrow DISPERZIJA

$$n = A + \frac{B}{\lambda^2}$$

konst. karakteristike za pojedinci materijal

▲ zašto materijal mijenja boju EM vala i do za razlike u razlici?

EM val \rightarrow interakcija s elektronima u atomu
(interakcija = frekvencija s kojom se molekuli osciliraju) \rightarrow pobudjuje harmoničke oscilatore!

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \sin(\vec{k}\vec{r} - \omega t) \quad \text{Zrake fotonima w}$$

\Rightarrow izaziva oscilacije u atomu (procijene frekventne veličine u odnosu na jezgru)

\Rightarrow atom: harmonički oscilator koji prisilno vibrira

\rightarrow makroskopska posljedica \Rightarrow općenito ovisnost indeksa lome o λ ; dogada se DISPERZIJA

od neutralnih atoma EM polje inducira el. dipole

2.

atomi \rightarrow dipolni moment

$$P = q \cdot z$$

polarizacija $\vec{P} = \text{ukupni dipolni moment jedinicnog volumena materijala}$
 $= N \cdot \vec{p}$
 broj dipola

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi_e \vec{E} \quad \begin{matrix} \downarrow \\ \text{jakost el. polja} \end{matrix}$$

\downarrow
 dielektr. vakuuma \downarrow el. susceptibilnost

$$n = \frac{c}{v} = \frac{\epsilon_p}{\epsilon_0 \mu_0} = \sqrt{\epsilon_r \mu_r}$$

$$n = \sqrt{1 + \chi_e}$$

$$= \sqrt{1 + \frac{P}{\epsilon_0 E}}$$

u dielektričima elektronu u atomu veran
 privlačnom silom koja je u prvoj aproksimaciji
 proporcionalna pomaku e uz ravn. položaj

$$F = -kz$$

atomi H.O. koji ide foton. $w_0 = 2\pi\nu = \sqrt{\frac{E}{m}}$

stavak

zračenje prikušuje sileme e $F = -m\delta^2\nu$

varijable polje (samo vrem. osnovost; zatvara se
 puno manji od λ) \Rightarrow konstanta prikušenja

$$\boxed{m\ddot{z} = -m\omega_0^2 z - m\delta^2 z + eE_0 e^{i\omega t}}$$

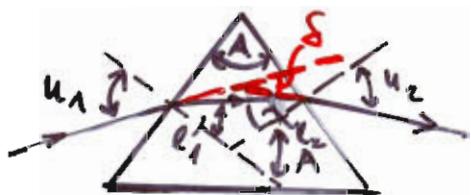
$$z = \frac{eE_0 e^{i\omega t}}{m(\omega_0^2 - \omega^2 + i\delta\omega)}$$

$$P = N \cdot e \cdot z$$

$$\Rightarrow \boxed{n^2 = 1 + \frac{Ne^2/\epsilon_0}{m(\omega_0^2 - \omega^2 + i\delta\omega)}}$$

OPT. PRIZMA - prolaz svjetlosti

tijelo čiji je glavni
presjek TROKUT



A lomni kut prizme

promatrajući monokromatsku
svjetlost

$$\delta_1 = u_1 - l_1 \quad \text{devijacija upadne zrake}$$

$$\delta_2 = u_2 - l_2$$

$$\text{ukupna devijacija} \quad \delta_1 + \delta_2 = S = u_1 + u_2 - (l_1 + l_2)$$

za priamu svjetlost $A = l_1 + l_2$ (vanjski kut trokuta
što ga lomljene zrake u staklu zatvara s
obje normale jednako je zbroju $l_1 + l_2$)

A je vanjski kut četverokuta (obje normale i
dva kuta prava, kut A stvarni prav) $\frac{l_1 + l_2}{A} = \text{koste}$

za svatu upadnu kut u_1

$$l_1 + l_2 = A = \text{koste}$$

$$\boxed{S = u_1 + u_2 - A}$$

MINIMUM devijacije postiže se za $u_1 = u_2$ tj.

DEVISACIJA ima najmanju vrijednost kad
je prolaz zrake svjetlosti kroz prizmu SIMETRICAN

④ tražimo minimum devijacije $\frac{dS}{du_1} = 0$

2. premaže se veličine has fič u_1

$$\frac{ds}{du_1} = 1 + \frac{du_2}{du_1} \quad (\text{iz } s = u_1 + u_2 - A)$$

u_2 treba iznudit počko $u_1 \Rightarrow$ Snellov zakon
vezé ℓ_1 i u_1 a ℓ_2 i u_2 nečini su s
 $\ell_1 + \ell_2 = A$

$$\sin u_1 = n \sin \ell_1$$

$$\ell_1 + \ell_2 = A$$

$$n \ell_2 = \sin u_2$$

definiramo $\rho \circ u_1$

$$(1) \cos u_1 = n \cos \ell_1 \frac{d\ell_1}{du_1}$$

$$(2) \frac{d\ell_1}{du_1} + \frac{d\ell_2}{du_1} = 0$$

$$(3) n \cos \ell_2 \frac{d\ell_2}{du_1} = \cos u_2 \frac{du_2}{du_1} \Rightarrow \text{iz (3)}$$

$$\frac{du_2}{du_1} = n \frac{\cos \ell_2}{\cos u_1} \frac{d\ell_2}{du_1} \quad u_2 \text{ (2) eliminiran}$$

$$\frac{du_2}{du_1} = -n \frac{\cos \ell_2}{\cos u_2} \frac{d\ell_1}{du_1} \quad \text{pozadu (1) eliminiran}$$

$$\frac{d\ell_2}{du_1}$$

$$\frac{d\ell_2}{du_1} = -\frac{\cos u_1 \cos \ell_2}{\cos \ell_1 \cos u_2}$$

$$\text{u slaganju minimuma } \frac{ds}{du_1} = 0 \quad \text{ili } \frac{du_2}{du_1} = -1$$

3.

za ekstrem vrijedi

$$\frac{\cos \ell_2 \cdot \cos u_1}{\cos u_2 \cdot \cos \ell_1} = 1$$

ℓ_1 i ℓ_2 eliminiraju pomoću Snellova zakona za prvi, drugi kom

$$\cos \ell_1 = \sqrt{1 - \sin^2 \ell_1} = \sqrt{1 - \frac{\sin^2 u_1}{n^2}}$$

$$\cos \ell_2 = \sqrt{1 - \sin^2 \ell_2} = \sqrt{1 - \frac{\sin^2 u_2}{n^2}}$$

ustavimo gore

$$\Rightarrow \frac{\cos^2 u_1}{n^2 - \sin^2 u_1} = \frac{\cos^2 u_2}{n^2 - \sin^2 u_2}$$

$$\frac{1 - \sin^2 u_1}{n^2 - \sin^2 u_1} = \frac{1 - \sin^2 u_2}{n^2 - \sin^2 u_2}$$

ili

$$(n^2 - 1)(\sin^2 u_2 - \sin^2 u_1) = 0$$

$$n > 1 \Rightarrow \sin^2 u_2 - \sin^2 u_1 = 0$$

$$\underbrace{u_2 = u_1}$$

polazimo još da je ekstrem minimum

$$\frac{d^2 S}{du_1^2} > 0$$

ustavimo vrijednost lige propadaju $\frac{ds}{du_1} = 0$

vrijedilo u

$$@ \quad \frac{ds}{du_1} = 1 + \frac{du_2}{du_1}; \quad \textcircled{c} \quad \frac{dl_1}{du_1} + \frac{dl_2}{du_1} = 0$$

$$\textcircled{c} \quad \frac{du_2}{du_1} = - \cos u_1 \cos \ell_2 / \cos \ell_1 \cos u_2$$

4.

slijedi

$$\frac{d^2 S}{du_1^2} = \frac{d^2 u_2}{du_1^2}$$

iz ② $\frac{du_2}{du_1} \cos l_1 \cos u_2 = -\cos u_1 \cos l_2 / \frac{d}{du_1}$

$$\frac{d^2 u_2}{du_1^2} \cos l_1 \cos u_2 - \frac{du_2}{du_1} \frac{dl_1}{du_1} \sin l_1 \cos u_2 - + (a)$$

$$- \left(\frac{du_2}{du_1} \right)^2 \cos l_1 \sin u_2 = \sin u_1 \cos l_2 - \cos u_1 \sin l_2 \frac{dl_2}{du_1}$$

$$\frac{du_2}{du_1} = -1 \quad u_1 = u_2 \quad l_1 = l_2 \quad \text{za ekstrem}$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2 u_2}{du_1^2} \cos l_1 \cos u_1 &+ \frac{dl_1}{du_1} \sin l_1 \cos u_1 - \cos l_1 \sin u_1 \\ &= \cos l_1 \sin u_2 - \sin l_1 \cos u_1 \frac{dl_1}{du_1} \end{aligned}$$

daje $\frac{d^2 u_2}{du_1^2} = 2 \operatorname{tg} u_1 - 2 \operatorname{tg} l_1 \frac{dl_1}{du_1}$

$$n > 1 \quad 0 < u_1 < 90^\circ \quad \text{smelloo 2.} \Rightarrow u_1 > l_1$$

$$\operatorname{tg} u_1 > \operatorname{tg} l_1$$

$$\cos u_1 = n \cos l_1 \frac{dl_1}{du_1} \quad \text{uz } n > 1 \quad u_1 > l_1 \quad \square$$

$$\frac{dl_1}{du_1} = \frac{1}{n} \frac{\cos u_1}{\cos l_1} < 1 \quad 0 < u_1 < 90^\circ$$

$$\underline{\underline{\frac{d^2 S}{du_1^2} > 0}}$$

5.

► određivanje indeksa loma

devijacija zrake svjetlosti lomom u prizmi
mihim. ako je prolaz zrake kroz prizmu
SIMETRICAN

$$\delta_{\min} = 2u_1 - A$$

$$A = 2l_1$$

izračunamo u_1 i l_1

$$u_1 = \frac{1}{2} (\delta_{\min} + A)$$

$$l_1 = \frac{A}{2}$$

\Rightarrow u Snellov zakon

$$n = \frac{\sin u_1}{\sin l_1} = \frac{\sin \frac{\delta_{\min} + A}{2}}{\sin \frac{A}{2}}$$

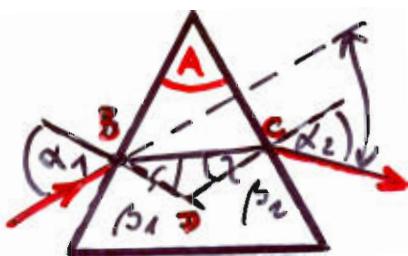
A i δ_{\min} mogu se vrlo dobro izmeriti (geometrijski)

\Rightarrow odredimo n



Zadatak

Na prizmu indeksa loma 1.5 i kuta $A = 40^\circ$ pada zraka laserske svjetlosti pod $\alpha_1 = 45^\circ$. Izračunati uljemenu devijaciju zrake



$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \beta_1} = \frac{n_2}{n_1}$$

$n_1 = 1$ za vakuum
(zrak)

$$\sin \beta_1 = \frac{1}{n} \cdot \sin \alpha_1$$

$$\beta_1 = 28,13^\circ$$

u trokutu DBC imamo β_1, β_2 i $180^\circ - A$ kutove

pa je $\beta_1 + \beta_2 + (180^\circ - A) = 180^\circ$ tj.

$$\beta_2 = A - \beta_1 = 11,87^\circ$$

(majući od grančnog $\beta_2 = \arcsin \frac{1}{n} = 41,81^\circ$) pa
svjetlost izlazi iz prizme

Snellov zakon $\Rightarrow \alpha_2$

$$\alpha_2 = \arcsin (n \cdot \sin \beta_2) = 17,98^\circ$$

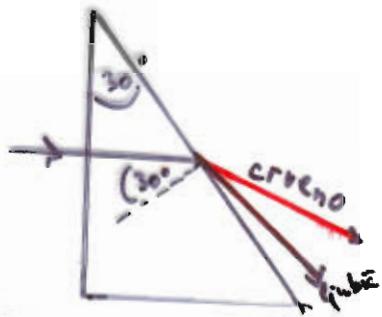
Devijacija malom pravoj loma

$$\delta_1 = \alpha_1 - \beta_1 = 16,87^\circ, \text{ malom}$$

$$\text{dugoj loma } \delta_2 = \alpha_2 - \beta_2 = 6,10^\circ$$

$$S = \delta_1 + \delta_2 = 22,97^\circ$$

DISPERZIJA ili RASAP SVJETLOSTI

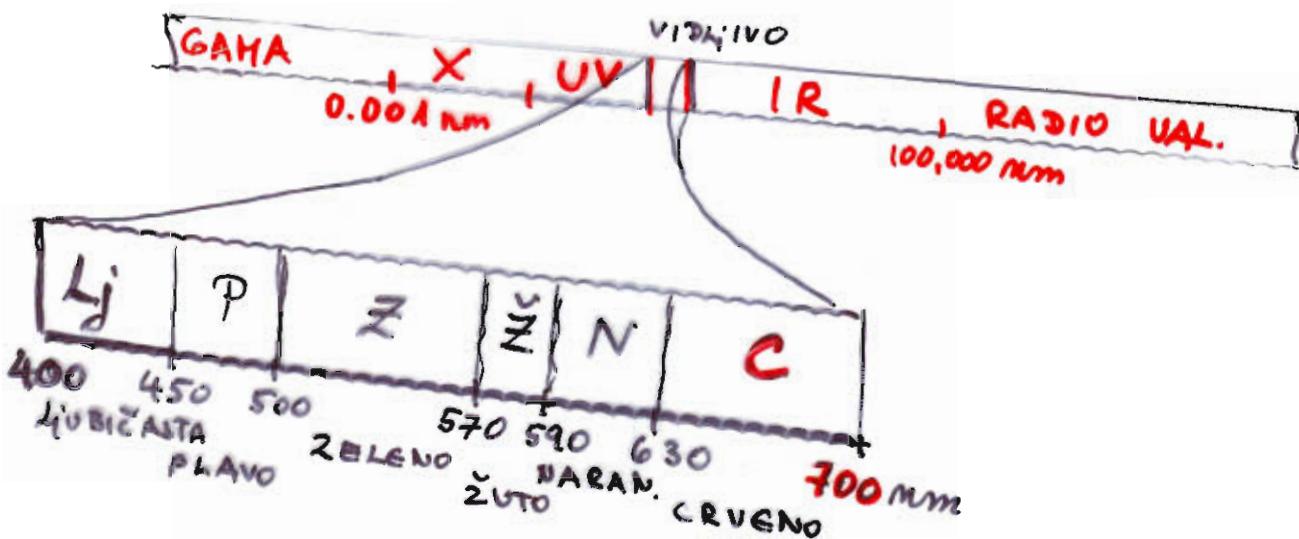


Newton je dokazao promatracu

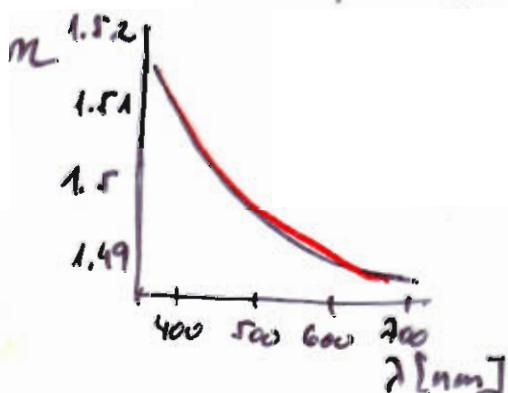
LOM višebojne svjetlosti kroz prizmu

(dojeflost također rasap po bojama difrakcijom)

Newton je pokazao da prizma može razložiti bijelu svjetlost u spekter dok druga prizma obrnuto okrenuta može tu razloženu svjetlost, spekter vratići u bijelu svjetlost



voda, staklo, prozirne plastike, kvarc
 \Rightarrow disperzivni materijali



dijamant:

- velik indeks loma,
- velika disperzija

n kao funkcija λ
 polymethylmethacrylate

pokus

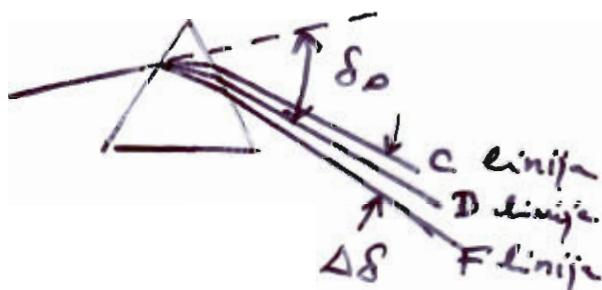
- spektar ponovoju paralelni od raznih materijala
(voda, kremiklo staklo, leilo flintsko staklo
...)

za svetlo u spektar → veli odlon i širina

da li izrasili osobine nekog spektra:
velicina odlona (devijacija)
širina spekta (dispersija)

(razlike boje se racunaju odlajenja zato se
odabire D-linija - žuta Natrijeva svjetlost =
mjeru devijacije)

MJERA devijacije je odlon koji priznaju
dobije žuta natrijeva svjetlost $\approx \delta_D$



ŠIRINA SPEKTRA ili DISTERZIJA mjeri se kada su
što ga čine crvena svjetlost i zelenomodra
(uklm daju atome vodika)

1.

BOTIROV MODEL ATOMA

postulati:

e ne može knuti po cito kojim
već samo točno određenim KVANTIZIRANIM
stazama (dopuštene ili stacionarne)
e ne gubi E zračenjem

dovoljene staze na kojima je orbitalni
moment količine gibanja cijelobrojni viški.
redoviraju Plaudi. konst $L = \frac{h}{2\pi}$

$$L = r_m m_e v_m = n \cdot L$$

$$2\pi r_m m_e v_m = n \cdot h$$

- kvantizirao gibanje e
 $n = 1, 2, 3, \dots$ glavni kvantni br.

atom zraći ili apsorbiti zračenje (kvante)
pri prelazu e iz jedne staze u drugu

$$h\nu = E_m - E_n \Rightarrow \nu = \frac{E_m - E_n}{h}$$

pri skoku e iz staze sive E_m u stazi E_n
zraći ili apsorbiti foton fiks.

2.

ENERGINSKA STANJA ATOMA VODIKA

$$r_n = ?$$

$$N_n = ?$$

$$E_n = ?$$

pref. staze e kružnice ; Kuharska sila između protona i e

$$1) \quad \frac{m_e v_n^2}{r_n} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r_n^2}$$

$$\text{u2 ujet } L = r_n m_e v_n = u \cdot t$$

$$2) \quad r_n = n^2 \frac{\epsilon_0 h^2}{4\pi m_e e^2} \quad n=1, 2, \dots$$

$n=1$ — prva staza

$n=2$ — drugo pobudeno stanje

$$r_1 = \frac{\epsilon_0 h}{4\pi m_e e^2} = 0,053 \text{ nm}$$

$$1) : 2) \Rightarrow E_n = \frac{1}{n} \frac{e^2}{2\epsilon_0 h}$$

$$n_1 \sim \frac{c}{137}$$

$$E = E_k + E_p$$

$$E_k = \frac{1}{2} m_e v_n^2 \quad \text{na } n\text{-toj stazi}$$

$$F_k = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r_m} = \frac{m_e e^4}{8\epsilon_0^2 m^2 h^2}$$

$$E_p = \int_{\infty}^{\rho} F dr = \int_{\infty}^{\rho} \left(-\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} dr \right) = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \Big|_{\infty}^{\rho} = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}$$

$$E_p = -\frac{m_e e^4}{4\epsilon_0^2 m^2 h^2}$$

$$\boxed{E = -\frac{1}{m^2} \frac{m_e e^4}{8\epsilon_0^2 h^2}} \quad n=1, 2, \dots$$

$$E_1 = -13,6 \text{ eV}$$

energija vezanja
e u H-atomu

$$E_2 = -\frac{13,6}{4} \text{ eV} = -3,4 \text{ eV}$$

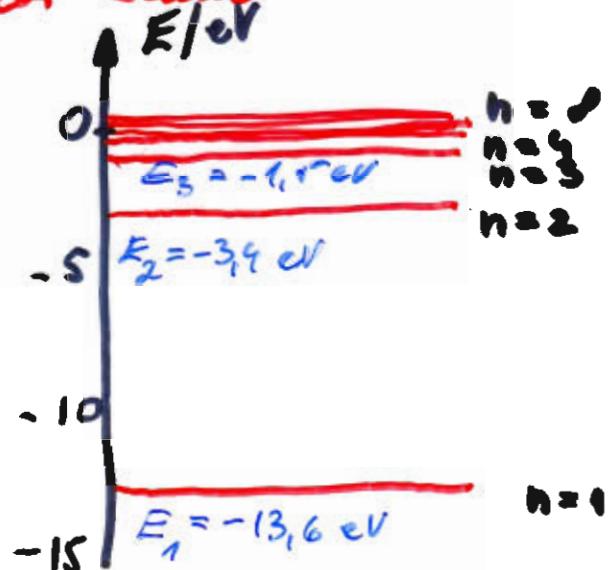
\equiv energija ionizacije

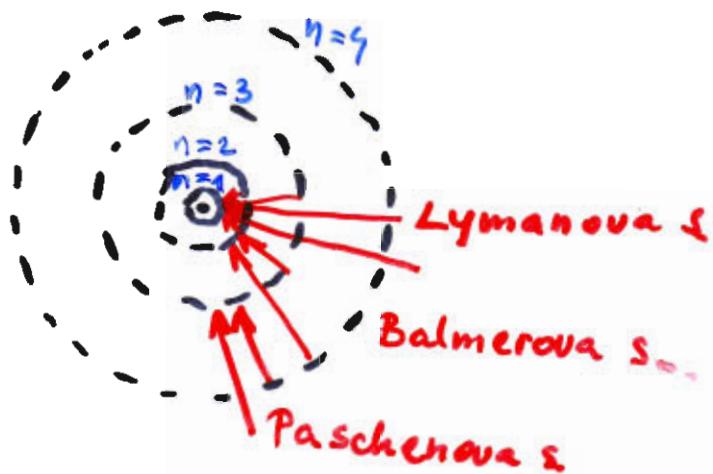
dopušteni nivoi

Vezani e u atomu moraju imati samo
diskretne negativne energije
takmaka se smanjujući s $\frac{1}{n^2}$

$$h\nu = E_m - E_n \quad (2. \text{ Bohrov postulat})$$

$$R = \frac{m_e e^4}{8\epsilon_0^2 h^2} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right)$$





usporadiće s Balmerova s.

$$v = c R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

$$R = 1.09 \cdot 10^9 \text{ m}$$

exp i teorij. vrijednost
Slaganje!

- ne može objasniti fine strukture linija; učinak el. polja na linije spektra
- ne može objasniti spektre alkalinih elemenata

I. Bohrov postulat - razumijeo preko valne prirode e-
e-val koji putuje oko jezge \rightarrow postoji t. c. samo na onim stazama na kojima se interferencijom ne pouštava. duljina staze:



$$\begin{aligned} 2\pi r_m \pi &= m \lambda & \left\{ \lambda = \frac{h}{m \cdot v} \right\} \\ 2\pi r_m \pi &= m \frac{h}{p} \\ D \rho r = L &= m \frac{h}{2\pi} = m \cdot k \end{aligned}$$

dopuštene su one staze na kojima postoji stalni val elektrona

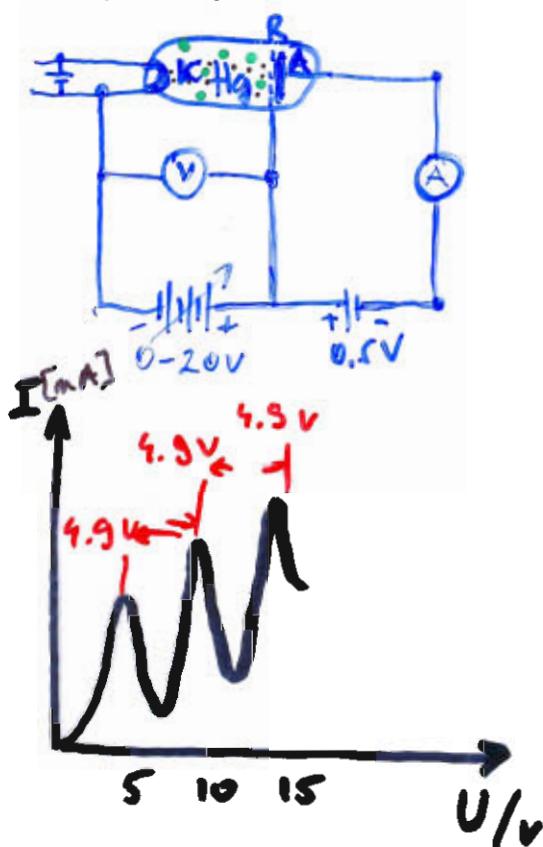
Schrödinger - valna mehanika nemoguće odrediti putanje e u atomu - ona je posljedica valno-čest. prirode

1.

FRANCK - HERTZOV eksperiment

1914. eksperimentom potvrdili da održani energ. nivoi u atomu postoji i da je Bohrova teorija opravdana

- atome žive bombardirali s



trioda napunjena Hg parama
e s katode ubrzavaju se prema A
potenc. rezetke neznatno pozitivniji
za 0.5 V od A
e energ. < 0.5 eV zaustavljaju
se na rezetki
e energ. > 0.5 eV \rightarrow na A

Mijenjanje anodnog napona i
ujestavljen anodne struje
U-I karakteristika triode

- 1) $0-4.9$ V I raste (e skupljaju na A)
- 2) napon oko 4.9 V anodna struja smanji (a Reichtle porečia)
- 3) napon raste \rightarrow I raste pre dok napon ne dosegne 9.8 V

$\Rightarrow E_n$ u Hg kvantizirani

- 1) U_A manji od 4.9 V e u cijeli NE MAJU E potreban za pobuditi e u atomu Hg; samo elastični udari s adiuvima (zbog male in praktički ne pruđaju E , struja raste s naponom) $\Delta E = \frac{q_{Hg} E}{M_{Hg}} e$
e "cik-cak" stranu napreduje i ne može da



2) $E = 4,9 \text{ eV} \rightarrow$ pobudi atom Hg

$E_K = -5,54 \text{ eV}$ u tom NEEL. sudaru je izgublj. energ.

$E_G = -10,42 \text{ eV}$ uspori. e ne prođe kroz R

$E_K - E_G = 4,88 \text{ eV}$ anodna I slabi

$\lambda = \frac{hc}{E} = 253,6 \text{ nm}$ pri napona

$2 \cdot 4,9 \text{ eV} \rightarrow$ e sposoban izvršiti i
2 nedaost. sudara

\rightarrow drugi minimum

ATOM Hg iz osnovnog može projeci u
pobudeno stanje primivši samo
ODREĐEN KVANT ENERGIE

pobudeni atom Hg vrati se u osnovno stanje
emisijom fotona $h\nu = E_2 - E_1$

ULTRAGUBICAŠTA ŽIVINA linija
 $\lambda = 253,7 \text{ nm}$

\rightarrow tu liniju predviđa i Bohrova form.

$$\nu = \frac{E_2 - E_1}{h} = \frac{4,9 \text{ eV}}{h} = 1,19 \cdot 10^{15} \text{ Hz}$$

$$\lambda = \frac{c}{\nu} = 253 \text{ nm}$$

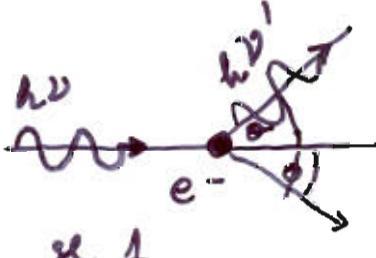
Comptonov efekt

- raspršuje visokoenerg. (γ ili δ^{μ} zrake) na ugliku
 \Rightarrow u raspršenim valovima osim originalne frekvencije (valne duljine) javlja se i komponenta malo različita od frekv. upadne svjetlosti
 \rightarrow pomak u ν nezavisno od λ upadne svj.
, od vrste materijala

1923. Compton \rightarrow fotoni, energije $E = h\nu = \frac{hc}{\lambda}$, količine gibanja $p = \frac{E}{c} = \frac{h\nu}{c}$ raspršuju na e^-

$$\Rightarrow \Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{mc} (1 - \cos\theta)$$

\uparrow kret raspršuju
 (ulazni fotona)
 λ' valna duljina
 raspršenog fotona



sl. 1

IZVOD: ulazni fotona (sl. 1)

Količina gibanja ima horizont. i vertik. kompon.

$$p'_{fh} = \frac{h}{\lambda'} \cos\theta \quad p'_{fv} = \frac{h}{\lambda'} \sin\theta$$

elektron $p'_e = \gamma m v$ (nakon sudara)

$$p'_{eh} = \gamma m v \cos\phi \quad \text{prije: mijene} \rightarrow \text{en. mirovanja}$$

$$p'_{ev} = -\gamma m v \sin\phi$$

$$2SE \Rightarrow \bullet \quad \frac{hc}{\lambda} + mc^2 = \frac{hc}{\lambda'} + \gamma m c^2$$

$$\left\{ \gamma m c^2 = E_k + m c^2 \Rightarrow \text{ukupna energija } e \right\}$$

ZSKG : horizontálna komp :

$$\frac{h}{\lambda} = \frac{h}{\lambda'} \cos \theta + \delta m + \cos \phi$$

$$\text{vertikale } O = \frac{h}{\lambda'} \sin \theta - f_m v \sin \phi$$

členov s ϕ na jednu stranu ; kvadrátov jednadváckrát

$$1) \quad \frac{h^2}{x^2} + \frac{h^2}{y^2} - \frac{2h^2}{xy} \cos\theta = x^2 m^2 v^2$$

→ 2SE, quadrat

$$\frac{h^2}{\lambda^2} + \frac{h^2}{\lambda'^2} - \frac{2h^2}{\lambda\lambda'} + 2mch\left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda'}\right) + m^2c^2 = \mu^2 m^2 c^2$$

$$2) \quad \frac{h^2}{\lambda^2} + \frac{h^2}{\lambda'^2} - \frac{2h}{\lambda\lambda'} + \frac{2mch}{\lambda\lambda'} (\lambda - \lambda') = g^2 m^2 v^2$$

od 2) odrzucimy 1)

$$\lambda' - \lambda = \Delta\lambda = \frac{h}{mc} (1 - \cos\theta)$$

valna d.
raspršenog f. valna d. upadnog fotona

između
smjera
upadnog i
raspršenog.

$$\lambda_c \equiv \frac{\hbar}{mc}$$

Comptonova valna duljina elektro-

LINIJSKI SPEKTRI

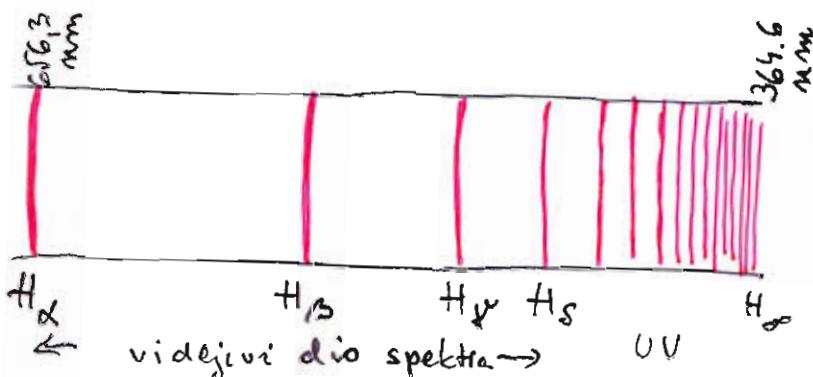
emisija svjetlosti

- čvrsta tijela i plinovi pri visokim tlakonima i temperaturama
KONTINUIRANI SPEKTAR

- atomi razrijeđenih plinova i para metala, pobudeni el.-strujom ili grijanjem
svjetlosť sastavljena od valova određenih vlnih d.

LINIJSKI SPEKTRI

LINIJSKI SPEKTAR VODIKA - opažen krajem 19 st.



BALMERova serija
spektralnih linija
atoma vodika

Johann Balmer (1825-1898) švicarski učitelj - 1885 : jednostavna
empirijska relacija
korakto opisuje regularnost spektra

formula
(vidljivi dio)
spektra

$$\left[\frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2} \right) \right] \quad m = 3, 4, 5, \dots$$

už n=3 → λ = $\underbrace{656,3 \text{ nm}}_{H_\alpha}$

$$R_H = 1,097 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$$

Rydberg-ova konst.

$n \rightarrow \infty$ limit serije λ = 364,6 nm

Seriјe spektralnih linija vodika u ostalom dijelu spektra kasnije otkrivene

Lyman-ova serija (posve u UV)

$$\frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{m^2} \right) \quad m = 2, 3, 4, \dots$$

Paschenova serija (u IR)

$$\frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{m^2} \right) \quad m = 4, 5, 6, \dots$$

Brackettova

$$\frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{m^2} \right) \quad m = 5, 6, \dots$$

Pfundova

$$\frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{m^2} \right) \quad m = 6, \dots$$

$$\boxed{\frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{n_f} - \frac{1}{n_i} \right)} \rightarrow \text{generalizacija}$$

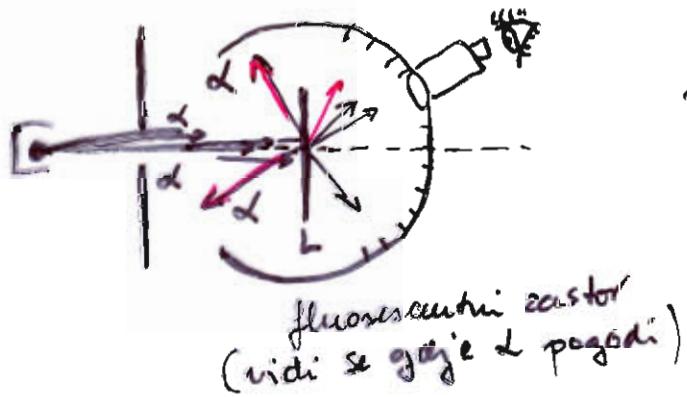
$n_f = 1$ Lymanova serija $n_i = n_f + 1$
 $n_f = 2$ Balmerova
 \vdots

→ model atoma (struktura) ?

uspješan model mora dati upravo i SAMO eksperimentalno utvrđene valne duljine linijskog spektra atoma

1913. Niels Bohr → model atoma vodika
 (rođen kada je Balmerova formula!) poluklasična slika → uvođi kvantnu teoriju

- prije → Thomsonov model: "puding sa šljivama" sferna pozitivna tvor ($\sim 10^{-10}$ m) u koju su uronjeni e raspršuje e na tankoj metalnoj foliji



H. Geiger i Marsden 1909 uz pomoć E. RUTHERFORDA:

"it was almost as incredible as if you fired a 15-inch shell at a piece of tissue paper and it came back and hit you"

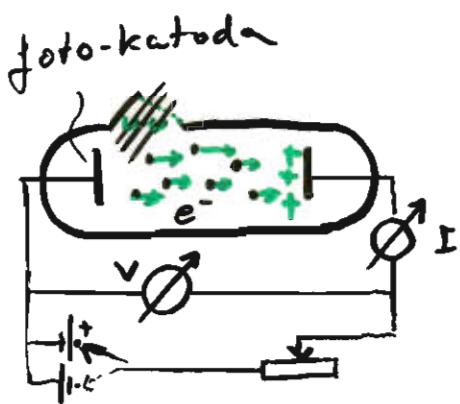
- pozitivan naboj mora biti koncentriran na vrlo male dimenzije

- RUTHERFORDOV nuklearni model atoma: "sva masa atoma koncentrirana u jergi koja je u centru atoma e kreće kao planeti okolo"

$$\frac{-e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} = m \frac{v^2}{r} \quad a = \frac{v^2}{r}! \quad e \text{ zaci}!$$

1.

FOTOEFEKT

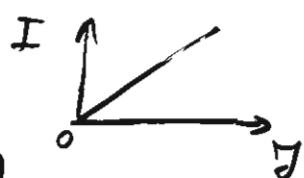


1888. W. Hallwachs

- fotoefekt

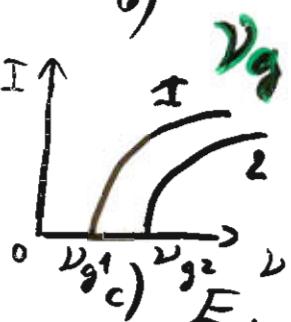
metali ispuštaju - naboje
kad ih se osvijetli

a) ako se V/f upadne snijelost ne mijenja,
stalan napon V izvora



struja $I \propto$ intenzitetu
upadne snijelosti γ

c)



ν_g = granicna frekvencija
za određeni materijal lako elektronu
su izbaceni samo za $\nu > \nu_g$

$E_{max kin}$ - postepeno smanjivati naboje
na anodi

za $V = 0$ i daje čeli struju
ljenju - postoji e klij (iz katode) -
spadanju dolaze do anode i
zatvaraju strujni krug

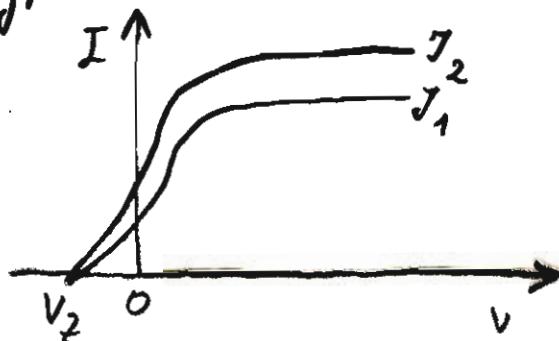
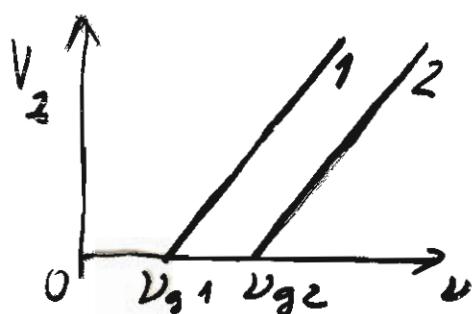
povećava li se - naboje na anodi \rightarrow
do anode stiže "najenergetski" e (dovoljno Ekin)

Najmanja razlika potencijala između K i A
koja uspije spriječiti "najenergetske" e
 \equiv ZAUSTAVNI NAPON V_z

2.

$$E_{kin\max} = \frac{m v_{max}^2}{2} = e \cdot V_2$$

pokus: V_2 ne ovisi o intensitetu već o frekvenciji



d) smanjuje intensitet na krajnjim male vrijednostima → e izbačeni, "zda je to neutalno!"
Ekinmax! (kao i za velike intensitete!)

EINSTEINOVA TEORIJA fotoefekta

poopćio Planckom hipotezu o kvantizaciji energije svjetlosti

- svjetlost prenosi energiju u kvantima FOTON

$$E_\nu = h \cdot \nu$$

$$E_\nu = h \nu = \frac{h \cdot c}{\lambda}$$

►
$$h \nu = W + E_{kin}$$
 jednačka za fotoefekt

$$h \nu_g = W$$

$$E_{kin\max} = e \cdot V_2$$

$$h \cdot (\nu - \nu_g) = E_{kin\max}$$

8.

RENDGENSKO ZRAČENJE

1895. C.W. Röntgen - X zrake

$$E_{\text{fot}} = 10^2 - 10^6 \text{ eV}$$

$$\lambda = 0,001 - 10 \text{ nm}$$

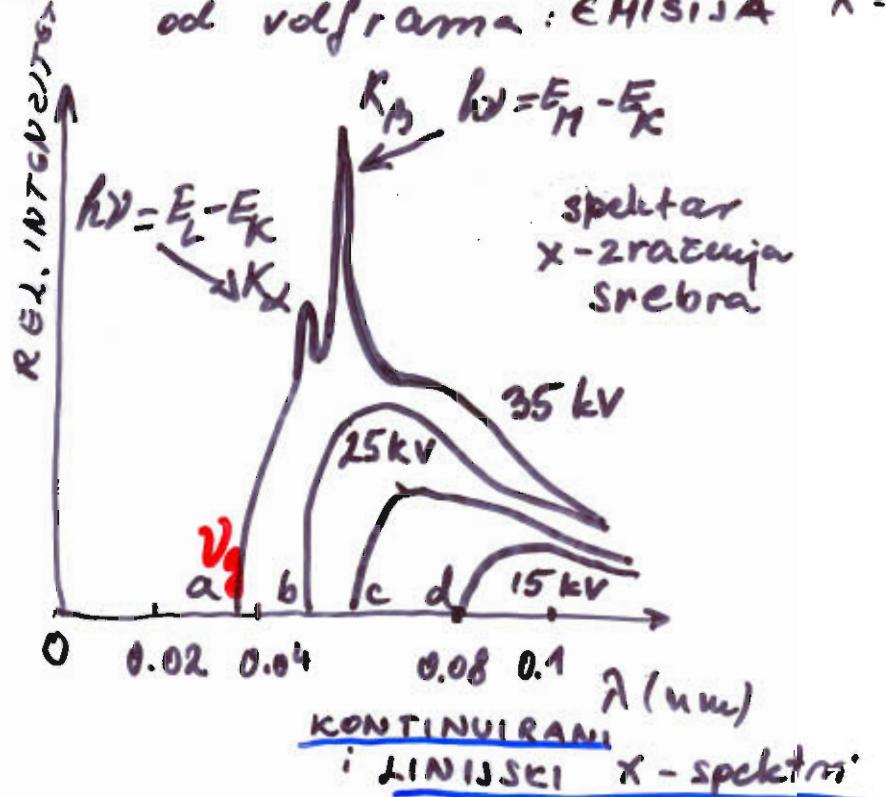
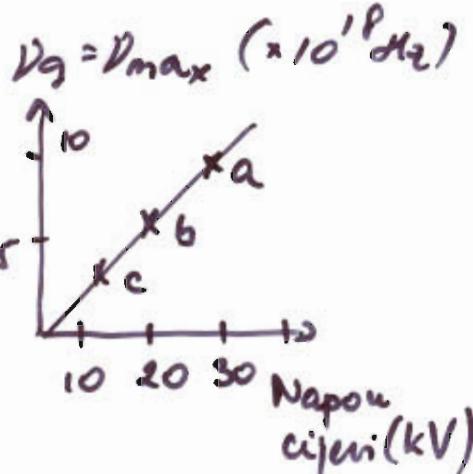
$$\text{ubrzani } V = 10^4 \text{ do } 10^6 \text{ V}$$

Rendgenska cijev:

broj e udaraju u anodu od volframa: EMISIJA X-zraka

$$E_{\text{kin}} \geq h\nu_x - W \quad L \approx \emptyset$$

$$h\nu_x \leq E_{\text{kin}}$$



$V_g \rightarrow$ nastali fotoni ne mogu imati veću E od E_k upadnog e

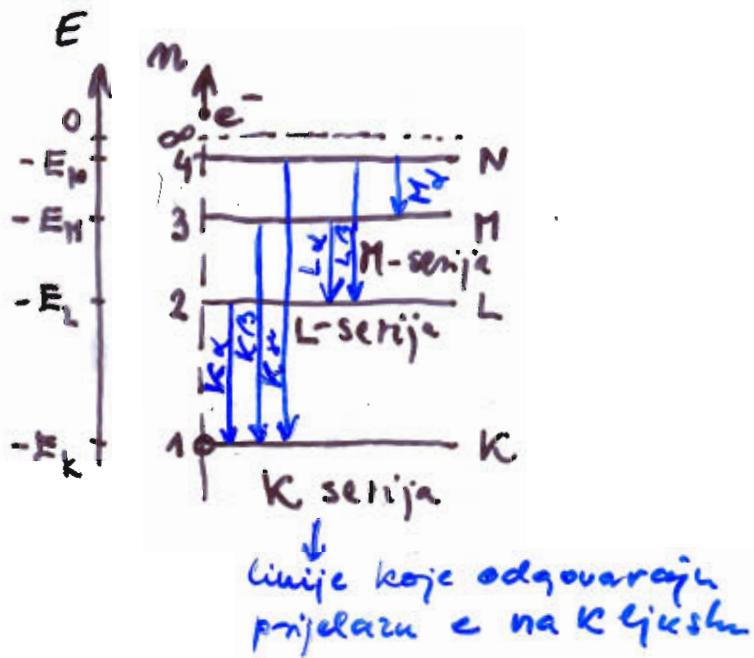
ubrzavajući se između katode i anode (pot. V)

E_k neposredno prije udara u anodu: eV

$$h\nu_g = eV \quad d_g = \frac{C}{V_g} = \frac{hc}{eV}$$

$$\text{pri } 100 \text{ kV } d_g = 0,012 \text{ nm}$$

9.



19/3. G. K. Moseley - proučavao tendgenske spektre
uočio OVISNOST valne duljine
spektralnih linija o REDNOM broju
elementa od Kojiq je napravljena
meta

Spektri su po svojoj strukturi za sve elemente jednaki, samo se valne duljine pojedinih linija smanjuju s porastom rednog broja

empirički: k_d - (za elemente teže od Na)

$$\nu = CR (z-a)^2 \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right) \quad \begin{array}{l} \text{naglo} \\ \text{rasde} \\ \text{s rednim} \\ \text{brojem} \\ a = 1 \text{ za } K \end{array}$$

$$K \text{ serija} \quad D = CR \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right) (z-a)^2 \quad \begin{array}{l} \text{(slične Lyman ovaj} \\ \text{seriji za vodik)} \\ \downarrow \\ \text{razlike - u} \\ \text{tečim jezgra} \end{array}$$

\bullet iz $H \rightarrow L$ nastaju 2 linije
(e u polju jezge rasjenjene
 $\approx 7 e$ u L glijesi i 2 u K
efektivni naboj $(z-7,4)e$

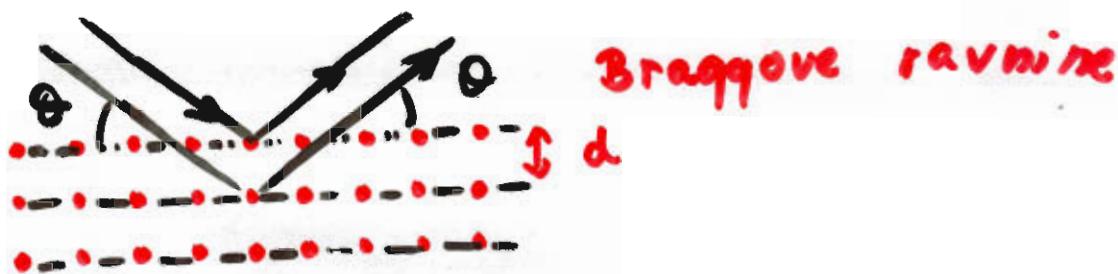
(slične Lyman ovaj
seriji za vodik)

jezga rasjenjena ostala je
efektivni naboj $e(z-1)(jedan e u K glijesi)$

DIFRAKCIJA X-zraka

$$\lambda \sim 10^{-10} \text{ m}$$

difrakcija na kristalima



$$2d \sin \theta = n\lambda$$

RELACIJE NEODREDENOSTI

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \geq \hbar$$

$$\Delta p_x \geq \frac{\hbar}{\Delta x}$$

1927 . W. Heisenberg

VALNA PRIRODA ČESTICA

- stanje čestice : energija
Količina gibanja

$$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \gamma mc^2 \quad ; \quad p = \frac{mv}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \gamma mv$$

$$\frac{E^2}{c^2} - p^2 = m^2 c^2$$

foton $E = h\nu$

$$p = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}$$

EM valovi \rightarrow dualne prirode

Da li su čestice dualne prirode? Pouštaju li se u nekim okolnostima kao valovi?

Louis de Broglie 1924. svaka čestica koja se giba osim čestičnih ima i valna svojstva

- potvrđeno eksperim.

$$\gamma mc^2 = h\nu$$

$$\gamma mv = \frac{h}{\lambda}$$

$\lambda \equiv$ de Broglieva valna d.

MATERIJA je DUALNE PRIRODE

svakoj čestici pripada odgovarajući val

u relativističkoj aproksimaciji de Broglieova v. d.
čestice kinetičke energije E_k je

$$\lambda = \frac{h}{mv}$$

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2mE_k}}$$

$$E_k = \frac{mv^2}{2}$$

- 2.
- Davisson i Germer - opazili difraciju elektrona pri raspršenju niskoenerg. elektrona na kristalima metala
- G. P. Thomson (sin J. J. Thomsone koji je 1897. izmjerio specifični naboj e/m i tako dokazao čestične osobine elektrona)
- pokazao da se e na atonima u kristalnoj rešetki raspršaju kao valovi. Dokazao da e u gibanju imaju valna svojstva

DIFRAKCIJA ELEKTRONA

Davisson i Germer - raspršenje e na kristalu
Thomson - e kroz dante listice (zlate)

→ difrakcijski kolobari

$$2d \sin \theta = n\lambda \quad n = 1, 2, \dots$$

valovi u fazi → maksimumi

$$\text{exp. } \lambda = \frac{2d \sin \theta}{n} = 1.65 \cdot 10^{-10} \text{ m}$$

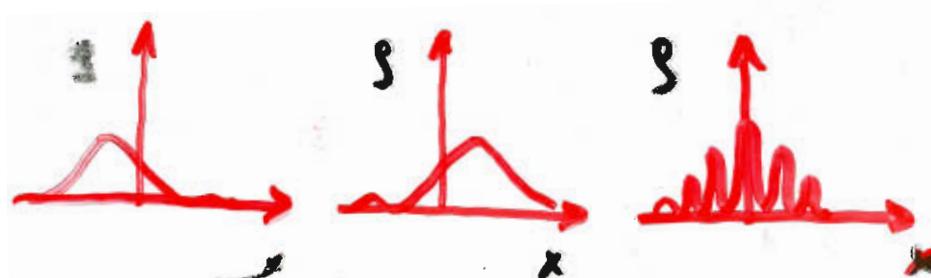
za nikal $d = 9.1 \cdot 10^{-10} \text{ m}$

$$\theta = 65^\circ$$

$$E = 54 \text{ eV}$$

De Broglieova relacija

$$\lambda = \frac{h}{p} = 1.67 \cdot 10^{-10} \text{ m}$$



$$\Psi = \Psi_1^2$$

amplituda
vjerojatnosti

1.

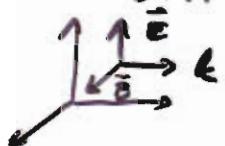
POLARIZACIJA SVJETLOSTI

svjetlost: transverzalni EM val
smjer titranja okomit na smjer širenja

- Z - Smjer širenja vala

el. polje može titrati u bilo kojem smjeru
u ravnini okomitoj na os Z

VAL U KOJEM \vec{E} IMA STALNI SMJER TITRANJA
OKOMIT NA SMJER ŠIRENJA VALA \equiv LINEARNO
Polarizirani Val (RAVNO)



- ravnina definirana vektorom \vec{E} ; smjerom
širenja zove se RAVNINA POLARIZACIJE

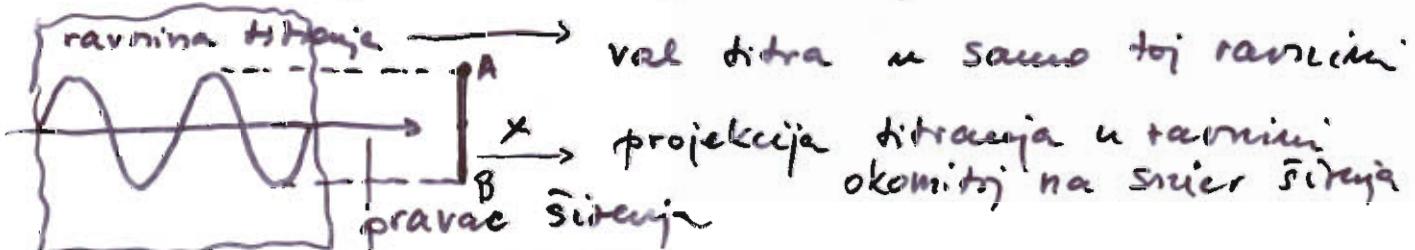


- pri širenju svjetlosti najveći dio međudjelovanja s proximnim sredstvom otpada na el. komponentu polja

$$\vec{E}(t, x) = \vec{j} E_0 \cos(\omega t - kx)$$

val se širi u x smjeru, a
el. polje \vec{E} iznosi amplitudu E_0
titra u y smjeru

Vrh el. veličine u ravnini okomitoj na
smjer širenja EM vala opisuje dužinu
dužine $2E_0$ ($-E_0$ do E_0)



2.

TV antena - emitira polarizirane valove
rečima sojektnih izvora - svjetlo nije
polarizirano

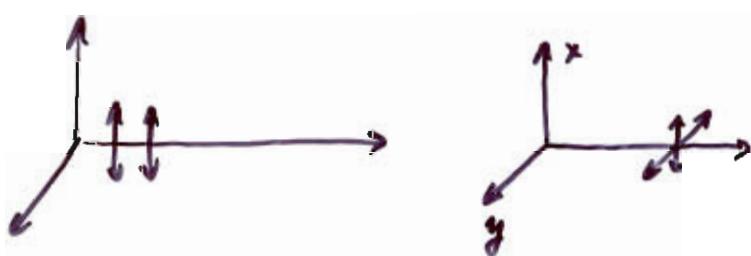
- prirodno svjetlo

- sastoji se od EM valova čiji
su smjerovi \vec{E} kaotično
raspodijeljeni i titraju u svim
mogućim smjerovima

atom \rightarrow emisija (10^{-8} s)

mnoštvo atoma \rightarrow polarizacija se stalno
mjenja \Rightarrow NEPOLARIZIRANO SVJETLO

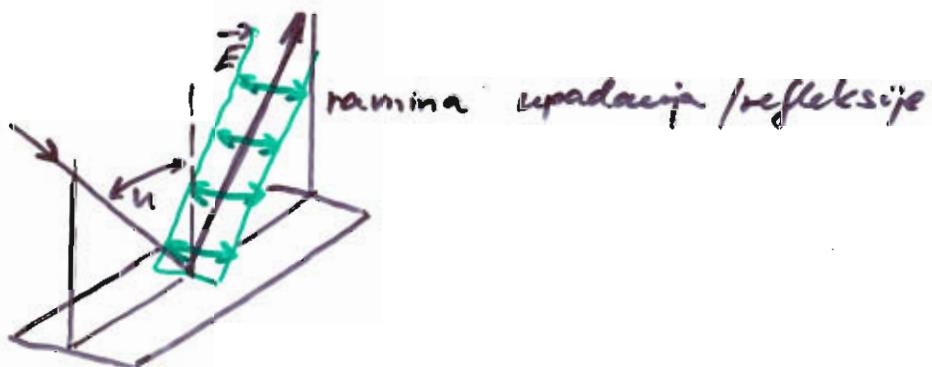
- u nepolariziranom EM valu \vec{E} titra u
svim smjerovima OKOMITIM na smjer
širenja vala (u linearно polariziranom
valu samo u jednom smjeru)



3.

nacini da od nepolarizirane dobijemo polariziranu svjetlost:

- REFLEKSIJA - prirodna svjetlost pada na granicu prozirnog materijala; za određeni upadni kut upadne svjetlosti reflektirana zraka je polarizirana tako da pi smjer polarizacije okomit na ravninu refleksije



- RASPRŠENJE - svjetlost se pri raspršenju na molekulama zraka, vodenoj pari i prašini polarizira.

- Jace se raspršuje svjetlost malih valnih duljina (ljubičasta, plava)

- DVOLOM - prirodna svjetlost pada na granicu nekih kristala (kalcar, kvarc, led), lomi se tako da od jedne upadne \rightarrow dije zrake redovna i izvanredna
- neizotropni kristali (omima svi u razlicitim smjerovima, razlicite medusobno)

4.

izvarena i redovna zraka - polarizirane tako da su im RAVNINE POLARIZACIJE **NEDUSOBNO OROMITE**

- ▲ DIKROIZAM (selektivna apsorpcija) - priroda snijelost pada na neke dvolomne kristale - oni mogu jednu zraku apsorbirati, drugu propuske \Rightarrow dikroizam (svojstvo kristala B)
 - najpoznatiji - TURHALIN
 - kristal herapatisa (jod-kinin-sulfat) ima svojstvo - na debljinu 0.1 mm potpuno apsorbira jednu zraku
- materiali: dikroičnih svojstava - izvedeni u listovima - folijama = POLAROID
 - E.H. Land 1932 postupak kristalizacije Kopiu je dobio velike dikroične površine Polaroid - od prirodne snijelosti - samo komponirane koje slijede u jednom smjeru \Rightarrow linearno polariziran snijelost

5.

Polarizacija REFLEKSIJOM



prirodna snjetlost

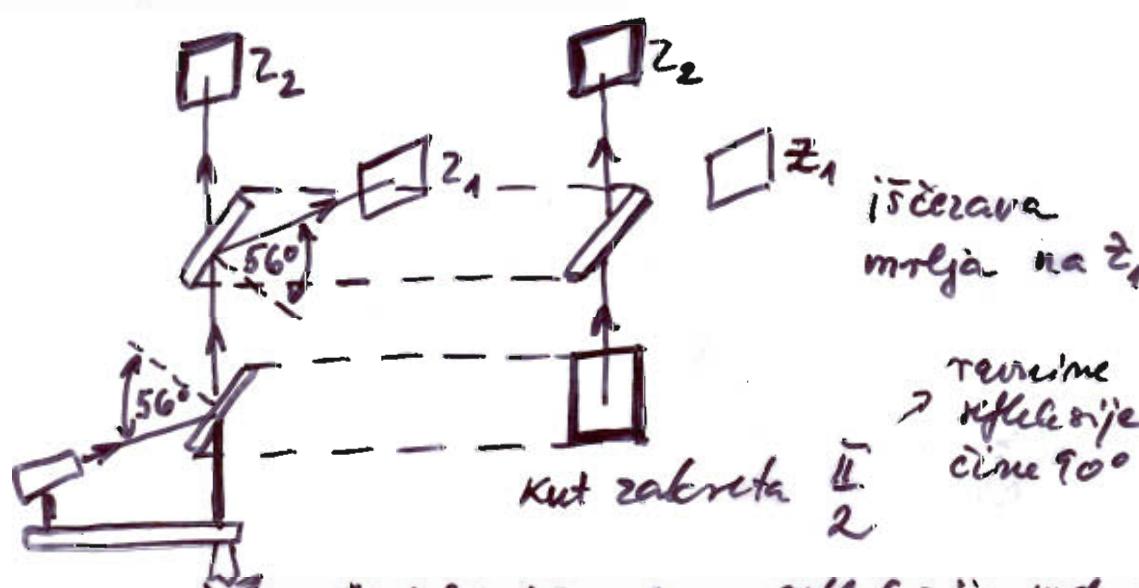
pri određenom kuta (lomejena i reflektirana
čine pravi kut)

reflektirana \rightarrow polarnizirana okomito na
tarniju refleksiju $\alpha + \beta = 90^\circ$

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n = \frac{\sin \alpha}{\sin (90^\circ - \beta)} = 0 \quad \boxed{\tan \alpha / \tan \beta = n}$$

Brewsterov zakon za određivanje
kuta polarizacije

Krunsko staklo $1,5076$ indeks loma
za ratijsku D-liniju $56^\circ 26'$



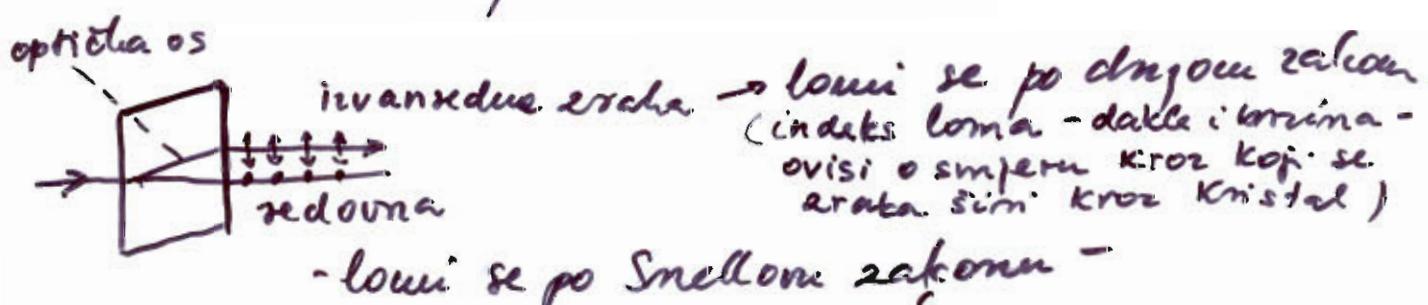
• Kad se tvarna refleksija podudara
snjetla mrlja u Z_1 najintenzivnija

6.

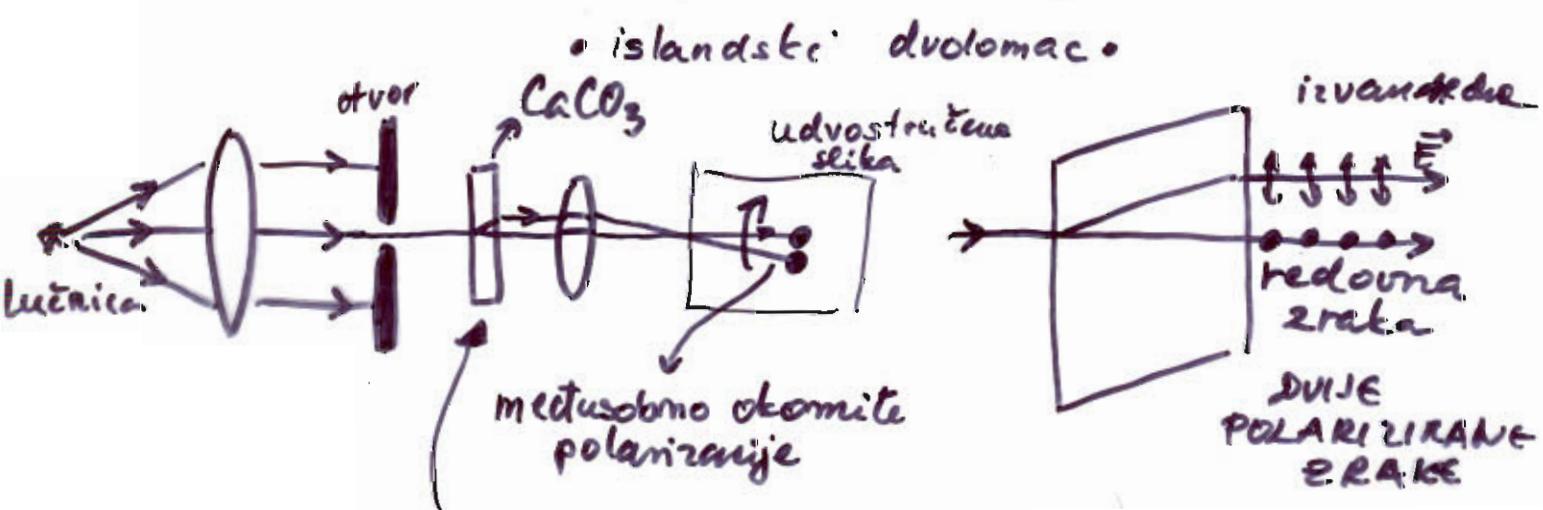
Polarizacija prolaskom kroz kristale

1669 E. Bartholinus - opisao prolaz svijetle kroz kristal kalcita, calcij-karbocaat (CaCO_3)

- lomi u dñe zasebne zrake



- lomi se po Snellovom zakonom -



DVOLOM SOJELIŠTVO I POLARIZACIJA

- zatretanjem kristala oko pravca upadne zrake zakreće se slika dobivena od izvankr. zraka oko mimo slike (udvojene zrake - pravac redovne zrake nije prevezen sa slijepim)
- umjetanjem analizatora između kalcita i objektiva dokazuje se da su zrake medusobno okomito polarizirane.

7.

optički izotropni kristal - ne uzbudjuje polarizaciju prirodnih snijeklosti

jednoosni kristali - pokazuju dvolom i polarizaciju snijeklosti (valne brine teđorije i izvucene slike nisu jednake osim u jednom smjeru, koji je optička os kristala)

dvoosni kristali - postoji dva smjera duž kojih su te brine jednake

POLARIZATORI

- uređaj za dobivanje linearno polarizirane snijeklosti.

dvolomni kristali daju samo polariziranu snijeklost \rightarrow prirodnja u 2 snopa polarizirane snijeklosti (ramine polarizacije \perp)

Nicolova prijema (1768-1851)
- uklonjena jedna slika

prirodna snijeklost - polaroid - polarizirana snijeklost

- dva polaroida (polarizatori)

ako se pravci polarizacije ne podudaraju (s pravcem 1. polarizatora) indeks refleksije snijeklosti otvara okrug

8.

kut između pravca polarizacije 1. i 2. polarizadora

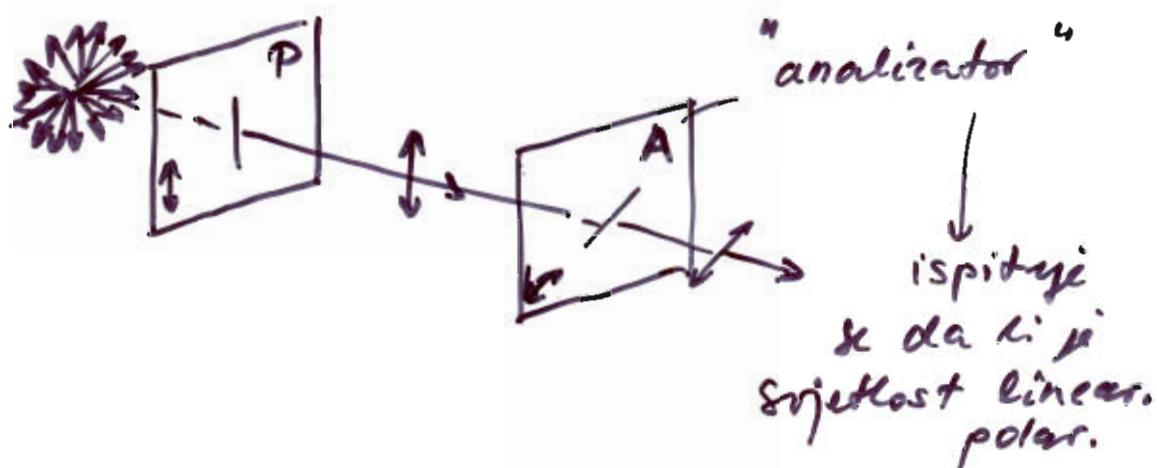
θ

$$I(\theta) = I(0) \cos^2 \theta = \text{HALUSOVU}$$

zakonac

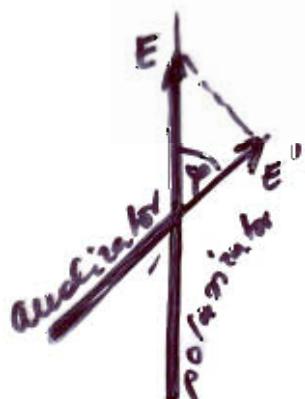
ako je $\theta = \frac{\pi}{2}$ nema
polarne sijeklosti

\dagger
intenzitet ovisan
o kutu



ako pravac vibracija 2 i A paralelni - max. intenz.
ukreštanje - tama

gleđamo amplitudu el. vektora \vec{E} vala
koji izlazi iz polarizatora
sugor analizatora - pod kutom γ



iz analizatore izlazi val
polarizirane sijekosti u kojoj el.
vektor ima amplitudu E'

Analizator propušta samo onu
komponentu \vec{E} koja je PARALELNA
sa smjerom vibracija \vec{E} u
analizatoru

8.

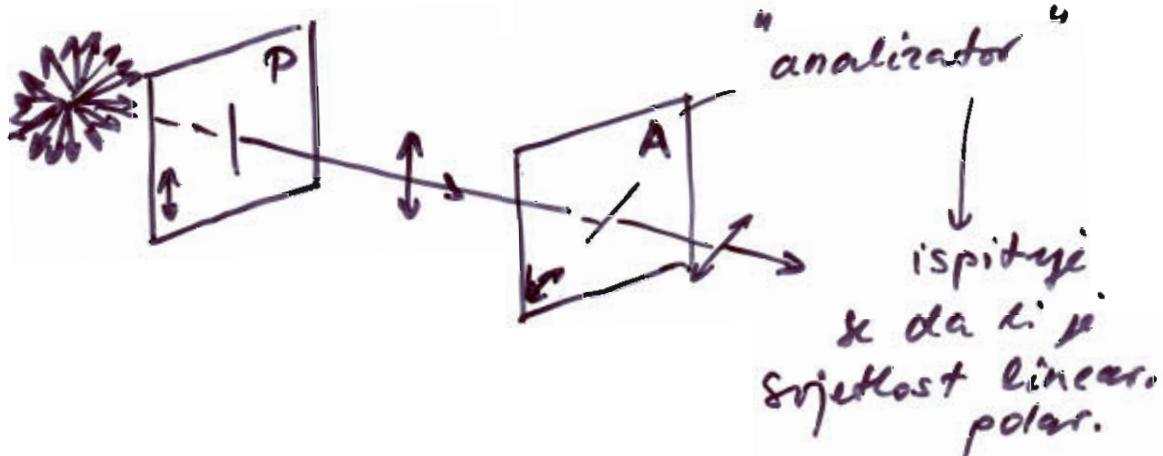
kut između pravca polarizacije 1. i 2. polarizadora θ

$$I(\theta) = I(0) \cos^2 \theta \quad = \text{HALUSOVU zakonac}$$

†

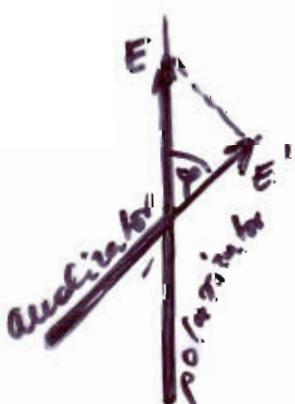
intenzitet osnjan
o kutu

ako je $\theta = \frac{\pi}{2}$ nema
polarizne sijeklosti



ako pravac slike u A paralelni - max. intenz.
ukrštaju - tama

gleđamo amplitudu el. vektora \vec{E} vala
koji izlazi iz polarizatora
smjer analizatora - pod kutom θ



iz analizatora izlazi val
polarizirane sijeklosti u kojoj el.
vектор ima amplitudu E'

Analizator propušta samo one
komponente \vec{E} koja je PARALELNA
sa smjerom slike \vec{E} u
analizatoru

9

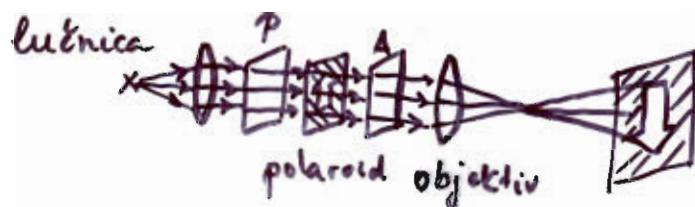
$$E' = E \cos \varphi$$

intensitet snijeklosti koji prođe kroz analizator \rightarrow Malusovim zakonom

$$I = I_0 \cos^2 \varphi$$

- 3 polaroida

- 1) polarizator i analizator paralelni
- 2) ukršteni



- 1) iz polarizatora P izlazi val amplitude E pravac titana u smernicu polaroida zatvara \Rightarrow precent titana polarizatora φ

- iz umetnutog polaroida izlazi val amplitude E' (projekcija u pravac titana tog polaroida)

$$E' = E \cos \varphi$$

- analizator od E' propušta komponentu E'' koja pada u sijekou pravac titane

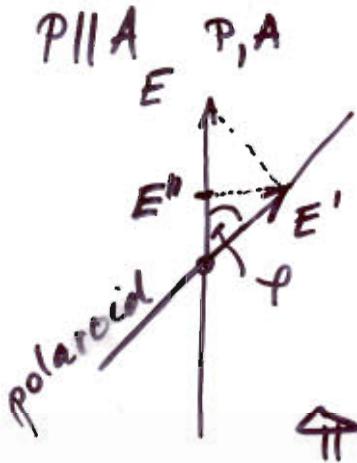
$$E'' = E' \cos \varphi$$

$$E'' = E \cos^2 \varphi$$

$$I_{\text{min}} = I_0 \cos^2 \varphi$$

najveća sijeklo
 $\varphi = 0, \pi$

tama $\varphi = \frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2}$



električni vektori
pri prolazu kroz 3 polaroide

$$P \parallel A$$

$$E' = E \cos \varphi$$

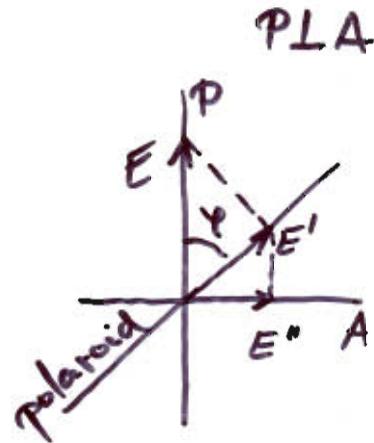
$$E'' = E' \cos \varphi$$

$$E''' = E \cos^2 \varphi$$

sijelo $\varphi = 0, \pi$

tama $\varphi = \frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2}$

$$I''' = I_0 \cos^2 \varphi$$



$$\Rightarrow P \perp A$$

- pravac slike je u smjeru zatvara kota φ s pravcem slike polarizatora

$$E' = E \cos \varphi$$

$$E'' = E' \sin \varphi$$

$$E''' = E \sin \varphi \cos \varphi$$

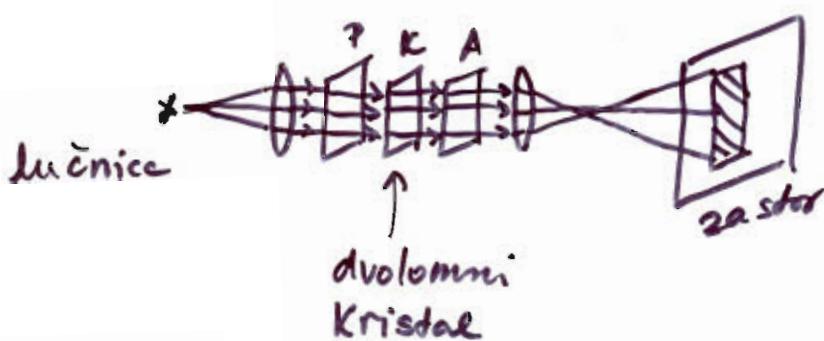
$$= \frac{1}{2} E \sin 2\varphi$$

tama $0, \frac{\pi}{2}$

sijelo $\frac{\pi}{4}, \frac{3\pi}{4}$

$$I''' = \frac{1}{4} I_0 \sin^2 2\varphi$$

DVOLOMNI KRISTALI U POLARIZIRANOJ SVJETLOSTI



1)

$P_i A \parallel$

- između ?: A nema kristala; svjetlost iz ? prolazi nepromjenjena kroz A i vidno polje na zastoru: svijetlo
- umetnemo dvolomni Kristal
 - val iz polarizatora $\xrightarrow{\downarrow}$ rascijepljen u Redorne i Izvankredne zrake
 - pravac libanja redorne i izv. zrake u svakoga dvolomnog međusobno okončiti \Rightarrow neka pravac titraje Redorne zrake s pravcem polarizatora zatvara φ
 - amplituda vala redorne zrake na izlazu iz Kristala $E_r' \rightarrow$ zatvara s pravcem titraje polarizatora φ

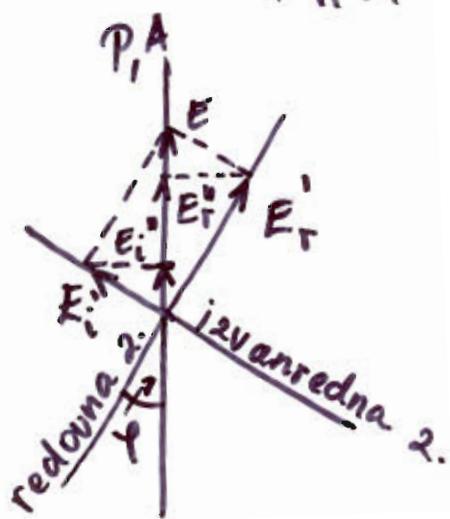
A propušta E_r''

$$E_r' = E \cos \varphi$$

$$E_r'' = E_r' \cos \varphi$$

$$E_r'' = E \cos^2 \varphi$$

AMPL. vala iz A koji je protao kroz K kao REDORNA ZRAKA

$P \parallel A$ 

prolaz vala koji putuje kroz k lako izvanredne zrake

$$E_i' = E \sin \varphi$$

$$E_i'' = E_i' \sin \varphi$$

$$E_i''' = E \sin^2 \varphi$$

amplituda iza A

$$E_f' = E \cos \varphi$$

$$E_f'' = E_f' \cos \varphi$$

$$E_f''' = E \cos^2 \varphi$$

ove zrake na izlazu iz A mogu interferirati

- Kad li optički putovi za "r" i "i" zraku bili jednakci (ili cijelobrojno d) obje zrake iz kristala s istom fazom

$$E_f''' + E_i''' = E \cos^2 \varphi + E \sin^2 \varphi = \underline{\underline{E}}$$

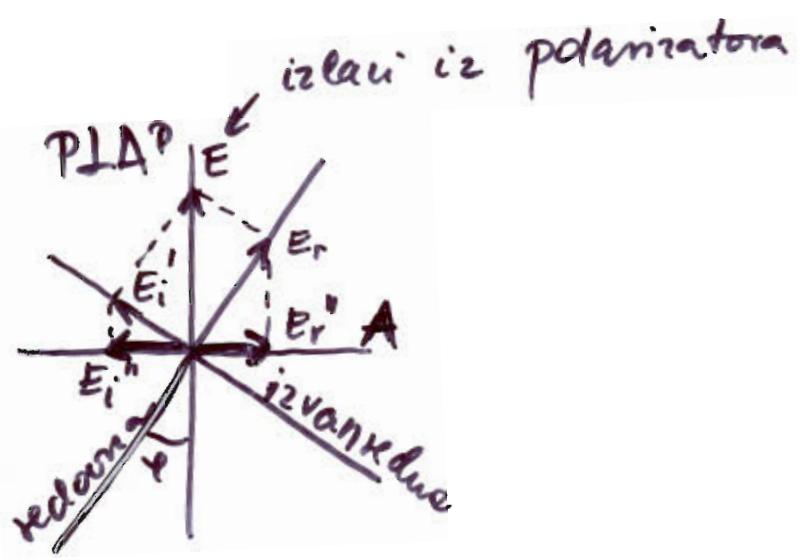
sojeklast te valne duljine prošla li djelomično kroz τ , i kroz k neoslabljenog intereniteta

- postoji razlika u fazi izmedu "r", "i"
- \Rightarrow oslabljuju se zrake (npr. za $\tau = \frac{\lambda}{2}$)

$$E_f''' - E_i''' = E \cos^2 \varphi - E \sin^2 \varphi = E \cos 2\varphi$$

Naključje mlijecu za $\varphi = \frac{\pi}{2}$

13



P vertikalni smjer titraje

A horizontalni

E_r' - ampl. redomne 2. na izlazu iz k

$$E_r' = E \cos \varphi$$

$$E_r'' = E_r \sin \varphi \rightarrow \text{izlaz iz A}$$

$$E_r'' = E \sin \varphi \cos \varphi = \frac{1}{2} E \sin 2\varphi$$

E_r'' i E_i'' ("suprotno - E_r'' pozitivna velicina
 E_i'' negativna")

$$E_i = E \sin \varphi$$

$$E_i'' = E_i \cos \varphi$$

$$E_i'' = E \sin \varphi \cos \varphi = \frac{1}{2} E \sin 2\varphi$$

u ukrštenom položaju oba su vala
 vrijek jednakog intenziteta

- * ako je razlika u fazi π i $\pi/2$ \rightarrow
 svjetlosi se na izlazu PONISTE

$$\frac{\lambda}{2} \rightarrow \text{pojavljivanje}$$

KVANTNA PRIRODA SVJETLOSTI

Klasična fizika krajem prošlog stoljeća
 problemi: toplinsko zračenje tijela
 eksperimentalno spektar nije u!
skladu s predviđanjima
fotoelektrični efekt, comptonovo
 raspršenje

TOPLINSKO ZRAČENJE

- nastaje kada atomi (ili molekule) tijela pobudeni termičkim gibanjem emisiraju EM valove

uzorenja tijela - IR područje

INTENZITET i SPEKTRALNI sadar

izraćene toplinske energije - ovise o T

za $T > 800 K$, osim IR i vidljivu svjetl.

vrlo visoke T : IR, vidljivo, UV

(0.75 μm - 1000 μm)

- ▲ RASPORED ENERGIJE po pojedinim λ ovisno o T tijela koje zrači

(0.4 μm - 0,75 μm)

Zračenje upada na površinu neprozirnog tijela
 → odvija se ili se reflektira
 → apsorbira → apsorpcija

$$\text{faktor refleksije } \delta = \frac{\Phi_r}{\Phi_u} ; \text{ faktor apsorpcije } \alpha = \frac{\Phi_a}{\Phi_u}$$

$$\alpha + \delta = 1$$

bijelo tijelo: tijelo koje reflekira cijelo upadno zračenje
 $\delta = 1$

sivo tijelo: djelomično reflekira sve valne duljine upadnog zračenja

IDEALNO CRNO TIJELO - potpuno apsorbira sve upadno zračenje



pri refleksiji dio se apsorbira

intenzitet zračenja (energija koju zrači jedinica površine tijela u jedinici vremena)

$$I = \frac{\Phi_e}{S}$$

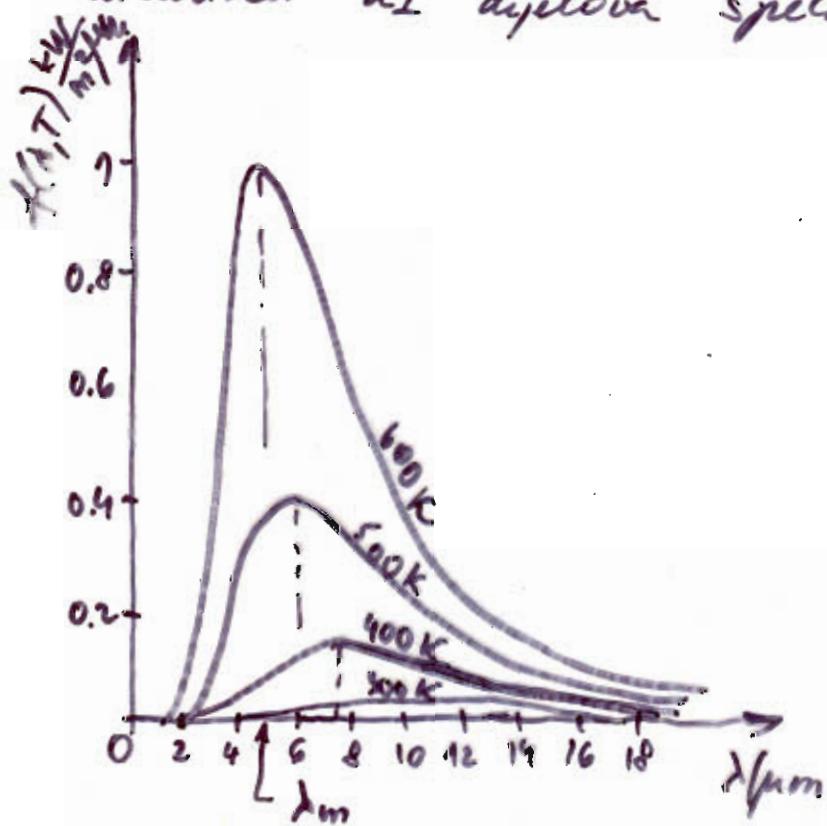
dI - dio ulaznog intenziteta koji crnu tijelo zrači \rightarrow valnu duljinu λ do $\lambda + d\lambda$

$$dI = I_\lambda d\lambda = \underbrace{f_{ct}(\lambda, T)}_{\text{emisiona moć}} d\lambda$$

$$I = \int_0^\infty I_\lambda d\lambda = \int_0^\infty \frac{dI}{d\lambda} d\lambda = \int_0^\infty f_{ct}(\lambda, T) d\lambda$$

SPEKTAR ZRAČENJA CRNOG TIJELA

- izotermna supljina na temp. $T \rightarrow$ zračenje kontinuirane raspodjеле valnih duljina
- odrediti emisiju mod $f(\lambda, T)$
(zračenje se rastavi u spektar i mijere intenzitet dijelova spektra dA za tezne dλ)



spektri c. j. za razne T

- T veća - ukupna izračena energ. veća
- λ_m prema maximum λ kako $T \uparrow$
- Stefan-Boltzmannov zakon:
ukupni intenzitet zračenja razmjeran četvrtoj potenciji absolutne temp.
crnog tijela

4.

$$\boxed{I = \int_0^{\infty} f(\lambda, T) d\lambda = \int_0^{\infty} \frac{dI}{d\lambda} d\lambda = \sigma T^4}$$

$$\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{W}{m^2 K^4} \quad \text{Stefan - Boltzmann konst.}$$

ukupna snaga zračenja povećava se s rastom T .

$$P = S \sigma T^4$$

valuce tijela faktor emisije ϵ ($0 < \epsilon < 1$)

$$I = \epsilon \sigma T^4$$

za crno tijelo temp. T_2 , otvoreno zidovima na T_1 , tijelo emisija $S \sigma T_2^4$ ali će apsorbita $S \sigma T_1^4$
 \Rightarrow snaga izgubljene zračenje

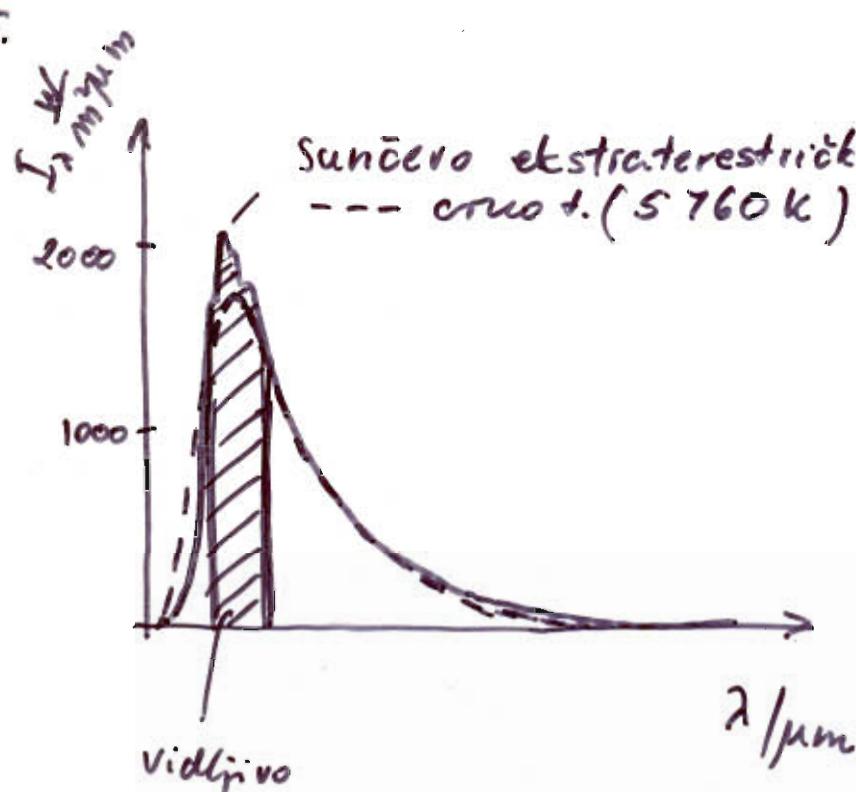
$$P = S \epsilon (T_2^4 - T_1^4)$$

WIEGOV zakon: valna duljina koja odgovara maksimumu izražene energije je obrnuto proporcionalna aps. T

$$\boxed{\lambda_m T = 2,898 \cdot 10^{-3} \text{ km}}$$

pri sobnoj (300 K) najniže emisirane energije ima $\lambda \sim 10 \mu\text{m}$

pri 6000 K - max. emisivnost ($0,5 \mu\text{m}$)



spektralna gustoća toča Sunčeva zračenja
 (izvan zemljine atmosfere; stedaju unijednoct
 \equiv Solarne konst.)

prije ulaska u atmosferu sunčev spektar:

$0,12 \mu\text{m} - (0,45 \mu\text{m}) - 1,0 \mu\text{m}$

\downarrow
max

ultraljubičasto ($0,12 - 0,4 \mu\text{m}$)

vidljivo ($0,4 - 0,75 \mu\text{m}$)

infracrveno ($\lambda > 0,75 \mu\text{m}$)

energija koja dolazi na površinu je

$0,3 \mu\text{m} - 2,5 \mu\text{m}$

6.

ULTRALJUBIČASTA KATASTROFA

statistička mehanika + valna teorija svjetlosti

\Rightarrow objasnidi oblik Krivega spektra (za pojednostavljeno)

\Rightarrow kvantitativna omisnost energije zračenja od

ATOM - H. O. \rightarrow pobuden tihot i emisija svjetlosti
uzatena tijela: kontinuirani spektar
(atoci emisiraju sve frekv.)

Rayleigh i Jeans 1900 - objasnidi zračenje
unutar izotermne supljine volumena V

- stojni el. mag. valovi - određili broj u
intervalu frekv. v i $v+dv$

- broj $\xleftarrow{\text{pomnožiti s prosječnom energ. vala}}$
 $=$ energija u supljini

$\frac{E}{V} \rightarrow$ gustoća energije zračenja $w_v dv$ za
interval v i $v+dv$

dN - broj stojnih valova

$$dN = \frac{8\pi V}{c^3} v^2 dv$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{utvrditi } \frac{3}{2} kT \\ E = \frac{\int_0^\infty E \cdot e^{-E/kT} dE}{\int_0^\infty e^{-E/kT} dE} \end{array} \right.$$

zakon o ekviparticiji energije \rightarrow svaki stupanj
slobode harmoničkog titranja $E = kT$

$$\text{gustoća energije } dw = \frac{8\pi}{c^3} v^2 kT dv$$

7.

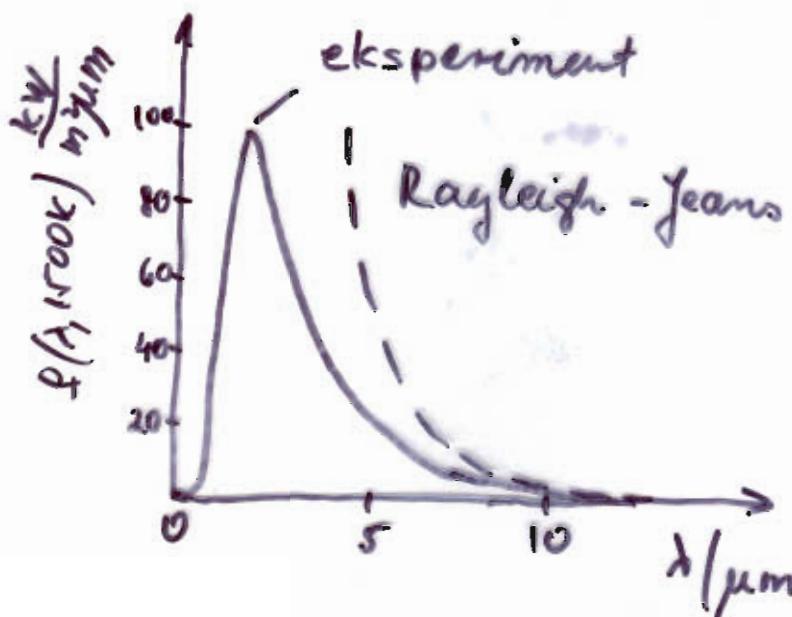
$$dI = f(\nu, T) d\nu = \frac{c}{4} d\nu \quad \leftarrow \text{relacija koja povezuje intenzitet zračenja emisije s jedinice površine tijela (experiment)}$$

Rayleigh - Jeans formula za zračenje c.t.

$$f(\nu, T) = \frac{2\pi}{c^2} \nu^2 kT$$

$$f(\lambda, T) = \frac{2\pi c kT}{\lambda^4}$$

→ integrirano daje beskonačno veliku vrijednost za ukupnu E!



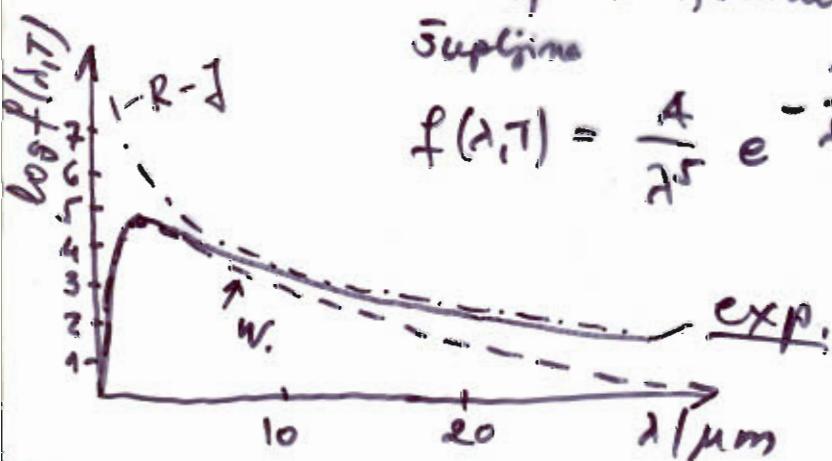
▲ ULTRALJUBICAŠTA KATASTROFA

W. Wien → zakoni termodinamike

Teorijska formula za zračenje izotermne župljine

$$f(\lambda, T) = \frac{A}{\lambda^5} e^{-\frac{\lambda}{\lambda_0 T}}$$

(samo za kratkovljeni dio)



8.

PLANCKOV zakon

1900. Spektralnu gustoću zračenja opisaje izraz

$$f_{\text{ct}}(\lambda, T) = \frac{2\pi h c^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1}$$

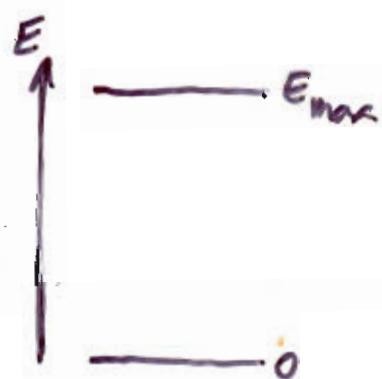
$h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$
Planckova konst.

=> Atomi imaju kvantizirane energijske stanje, emitiraju energiju u KVANTIMA a ne kontinuirano (kao što je putem Klasična fizika)

oscilator zrači samo određene vrijednosti energije
=> KVANTIZIRANA

$$E = h\nu$$

KLASIČNI H.O. koji takođe postoji može imati bilo koju vrijednost energije od 0 do neke max



KVANTNI H.O.

može imati samo određene diskrete energije $h\nu, 2h\nu, 3h\nu, \dots$



9. $E = \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}$ srednja energija kvantnog
h.o.

also u Rayleigh - Jeansova formula ustimo

$$\left\{ f(\nu, T) = \frac{2\pi h\nu^2 kT}{c^2} \right\}$$

dobijeno Planckov zakov

$$f(\lambda, T) = \frac{2\pi h c^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1}$$

Planckova formula predati u Wienov za
 λ na jednom kraju spektra odnosno u
 Rayleigh - Jeansom na drugom !

12 Planckove formule \rightarrow Stefan - Boltzmannov
 zakov

$$I = \int_0^\infty f(\lambda, T) d\lambda = \int_0^\infty \frac{2\pi h c^2}{\lambda^5} \frac{d\lambda}{e^{hc/\lambda kT} - 1}$$

$$= \dots = \sigma \cdot T^4$$

Wienov i Stefan - Boltzmannov zakov postojice
 Planckovog z. \Rightarrow iz njega se izvode

1.

SREDNJA ENERGIJA KVANTNOG OSCILATORA (UZ PLANK-OV ZAKON)

$$E_0, 2E_0, 3E_0, \dots$$

$$e^{-nE_0/kT} \quad (\text{Maxwell - Boltzmann})$$

$$\bar{E} = \frac{\sum_{n=0}^{\infty} E_n e^{-E_n/kT}}{\sum_{n=0}^{\infty} e^{-E_n/kT}} = \frac{h\nu \sum n e^{-nh\nu/kT}}{\sum_{n=0}^{\infty} e^{-nh\nu/kT}}$$

$$e^{-h\nu/kT} = x$$

$$\bar{E} = h\nu \frac{\sum_{n=0}^{\infty} nx^n}{\sum_{n=0}^{\infty} x^n} = h\nu \frac{x + 2x^2 + 3x^3 + \dots}{1 + x + x^2 + \dots} =$$

$n=0$

$$= h\nu x \frac{1 + 2x + 3x^2 + \dots}{1 + x + x^2 + \dots} \Rightarrow \Sigma = \frac{1}{1-x}$$

beskonačni geometri. red
brojnik \rightarrow derivacija tog reda

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{1}{1-x} \right) = \frac{1}{(1-x)^2}$$

$$\bar{E} = \frac{h\nu x}{1-x} = \frac{h\nu e^{-h\nu/kT}}{1-e^{-h\nu/kT}} =$$

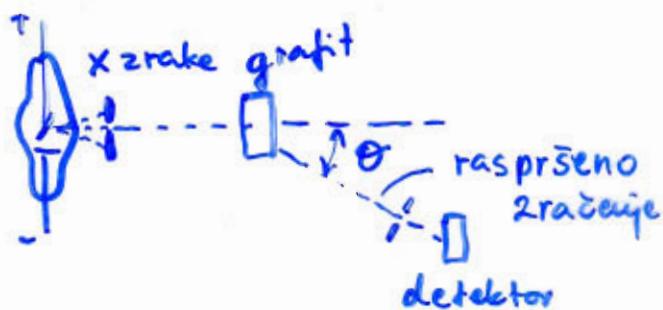
$$\bar{E} = \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT}-1} \quad \text{za } h \rightarrow 0 = 0$$

$$\bar{E} = kT$$

1.

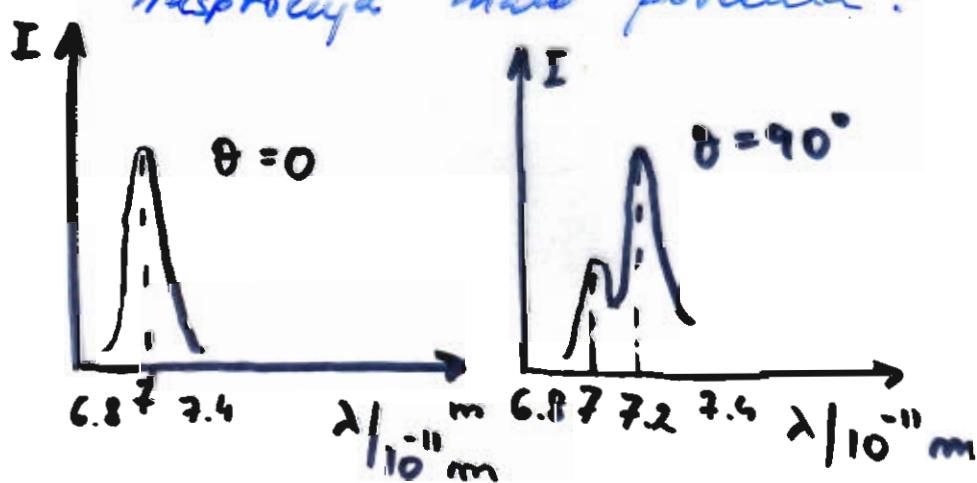
COMPTONOV EFEKT

(923. - pri raspršenju rendgenskog ($\lambda < 10^{-10}$ m) zračenja na e u komadu grafita



- zračenje ima 2 komponente
 1. λ hao i smije
 2. λ malo veća
 $\Delta\lambda$ (2. - 1.) ovisi o KUTU RASPRŠENJA

- zašto se u jednog dijelu zračenja nakon raspršenja male porečala?



- zračenje - roj fotona ($E = h\nu$; $p = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}$)

sudar fotona - elektrona

- ZESE

$$h\nu + mc^2 = h\nu' + \gamma mc^2$$

- ZSKG

$$(\gamma m\alpha)^2 = \left(\frac{h\nu}{c}\right)^2 + \left(\frac{h\nu'}{c}\right)^2 - 2 \frac{h^2\nu\nu'}{c^2} \cos\theta$$

$$\frac{\lambda}{\nu} = \frac{e^-}{m} \quad n=0$$

$$\frac{\lambda}{\nu} = \frac{e^-}{m} \quad (1-\cos\theta)$$

$$P = \frac{h\nu}{c}$$

$$E = h\nu$$

$$\gamma = \frac{h\nu}{mc^2}$$

$$p_e = \frac{\gamma mc v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

$$\vec{P} = \vec{p} + \vec{p}_0$$

$$\vec{p}_e = \vec{p} - \vec{p}'$$

$$p_e^2 = p^2 + p'^2 - 2 \vec{p} \cdot \vec{p}'$$

$$1. \quad h\nu + mc^2 = h\nu' + \gamma mc^2$$

$$2. \quad (\gamma mc)^2 = \left(\frac{h\nu}{c}\right)^2 + \left(\frac{h\nu'}{c}\right)^2 - 2 \frac{h^2}{c^2} \nu \nu' \cos \theta$$

$$1. /: c \rightarrow \frac{h\nu}{c} + mc = \frac{h\nu'}{c} + \gamma mc$$

$$\gamma mc = \frac{h}{c} (\nu - \nu') + mc \quad |^2$$

$$3. \quad (\gamma mc)^2 = (mc)^2 + 2mc h(\nu - \nu') + \frac{h^2}{c^2} \nu^2 - 2 \frac{h^2}{c^2} \nu \nu' + \frac{h^2}{c^2} \nu'^2$$

$$3. - 2. = 0$$

$$\gamma^2 m^2 (c^2 - v^2) = m^2 c^2 - 2 \frac{h^2}{c^2} \nu \nu' (1 - \cos \theta) + 2mh(\nu - \nu')$$

$\left\{ \nu = \frac{c}{\lambda} \right\} \quad \left\{ \text{vrjedi: } \gamma^2 m^2 c^2 - \gamma^2 m^2 v^2 = m^2 c^2 \right\} ^{\Delta}$

$$\Delta \lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{mc} (1 - \cos \theta) =$$

$$= \frac{2h}{mc} \sin^2 \frac{\theta}{2}$$

3.

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{mc} (1 - \cos\theta)$$

$$= \frac{2h}{mc} \sin^2 \frac{\theta}{2}$$

▲ $v - v' = \frac{h(vv')}{mc^2} (1 - \cos\theta)$

$$\frac{c}{\lambda} - \frac{c}{\lambda'} = \frac{h}{mc^2} \frac{c^2}{\lambda \cdot \lambda'} (1 - \cos\theta) \quad / \cdot \frac{\lambda' \lambda}{c}$$

$$\lambda' - \lambda = \frac{h}{mc} \cdot (1 - \cos\theta)$$

KUANTNI BROJEVI

- Schrödingerova jednadžba - kuantna fizika
KUANTNO STANJE ϵ : 4 kuantna broja

GLAVNI KV. BR.	m
ORBITALNI	l
MAGNETSKI	m_l
SPINSKI	m_s

GLAVNI KV. BROJ n

$$n = 1, 2, 3, \dots$$

određuje ENERGIJU elektrona u atomu

$$E_n = -\frac{1}{n^2} \frac{m_e e^2 e^4}{8 \pi^2 \hbar^2}$$

$n=1$ K
 2 L
 3 M
 4 N

ORBITALNI KV. BR. l - moment količine gibanja je kvantiziran
Bohr: $L = n\hbar$

$$\text{moment kol. gib } L = \sqrt{l(l+1)} \hbar \quad \leftarrow \text{KUANTNA meh.}$$

l - orbitalni kv. broj

$$l = 0, 1, 2, \dots, n-1$$

određuje moment količine gibanja

$$n=1 \rightarrow l=0 \quad s = 1, \quad l=0 \quad \text{SFORA Simetrija}$$

$$n=2 \quad l=0, 1 \quad l=0, 1 \quad \text{L}$$

$$l=1 \quad p$$

$$l=2 \quad d$$

$$l=3 \quad f$$

OSNOVNO STAVAK

2. 1s 2s 2p
 3s 3p 3d
 4s 4p 4d 4f ihe

stavka koja je
može imati u
H-atomu

energija ovisi o n (ali nivo malo i o ℓ)

MAGNETSKI

KV. broj - e koji se giba oko jezgre
čini zadržavanje strujnog polja
određenog MAGNETSKOG momenta

e se giba brzinom v po kružnici ($2\pi r$)

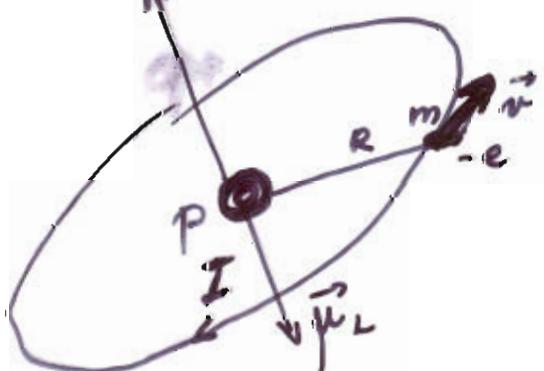
$$\frac{N}{2\pi r} \text{ broj okretova u s}$$

$$I = e \frac{v}{2\pi r}$$

$$\mu_B = I \cdot S = \frac{e\sigma}{2\pi r} \pi^2 r^2 = \frac{e m_e v r}{2 m_e} = \frac{e}{2 m_e} L$$

magn. moment površina polje

- sujer struje suprotni smjeru gibanja e
- $\mu \propto L \rightarrow$ suprotnog smjera!
moment količine gibanja e



OTJER

$$\frac{\mu}{L} \equiv \text{GIROTAGNETSKI omjer}$$

$L = \text{kvantiziran!}$

$$\approx \frac{e}{2m_e} \text{ za orbitalo gibanje}$$

$$\mu_L = \frac{e}{2m_e} \sqrt{e(e+1)} \hbar = \mu_B \sqrt{e(e+1)}$$

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} \text{ Bohrov magneton}$$

$$= 9,273 \times 10^{-24} \text{ J/T}$$

- e koji se giba oko jezgre ima određeni MAGNETSKI moment (ponaša se kao magn. dipol) atomič u vanjskom magn. polju dobiti dodatnu energiju \rightarrow prelaska energijskih nivoa

- bez polja $\rightarrow E_m$

u polju $E_m + E_B$

$$E_B = -\vec{\mu}_m \cdot \vec{B} = -\frac{e}{2m_e} \vec{L} \cdot \vec{B} =$$

$$= \frac{e}{2m_e} L_B B$$

\uparrow projekcija vektora L na smjer \vec{B}

za vanjsko polje u sagazu θ energija ovisi o L_z

$$E_B = \frac{e}{2m_e} \beta L_z$$

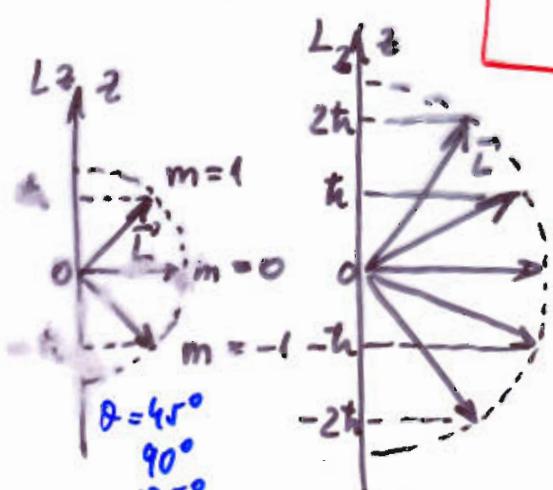
$$L_z = m_e \hbar$$

projekcija L_z je kvantizirana

MAGNETSKI kv. broj

$$m_e = 0, \pm 1, \pm 2 \dots \pm l$$

od $-l$ do l



moguce orientacije momenata kolicine gibanja za $m_e = 1, 0, -1$

$\theta = 35,3^\circ$
 $65,9^\circ$
 90°
 $114,1^\circ$
 $144,7^\circ$

$m_e = 2, 1, 0, -1, -2$
& kvantiziran

$$E \rightarrow +\mu_B m \cdot B$$

cijepanje stanja

m_l	$+1$
$l=2$	0
$+2$	-1
$+1$	-1
0	-1
-1	-1
-2	-1

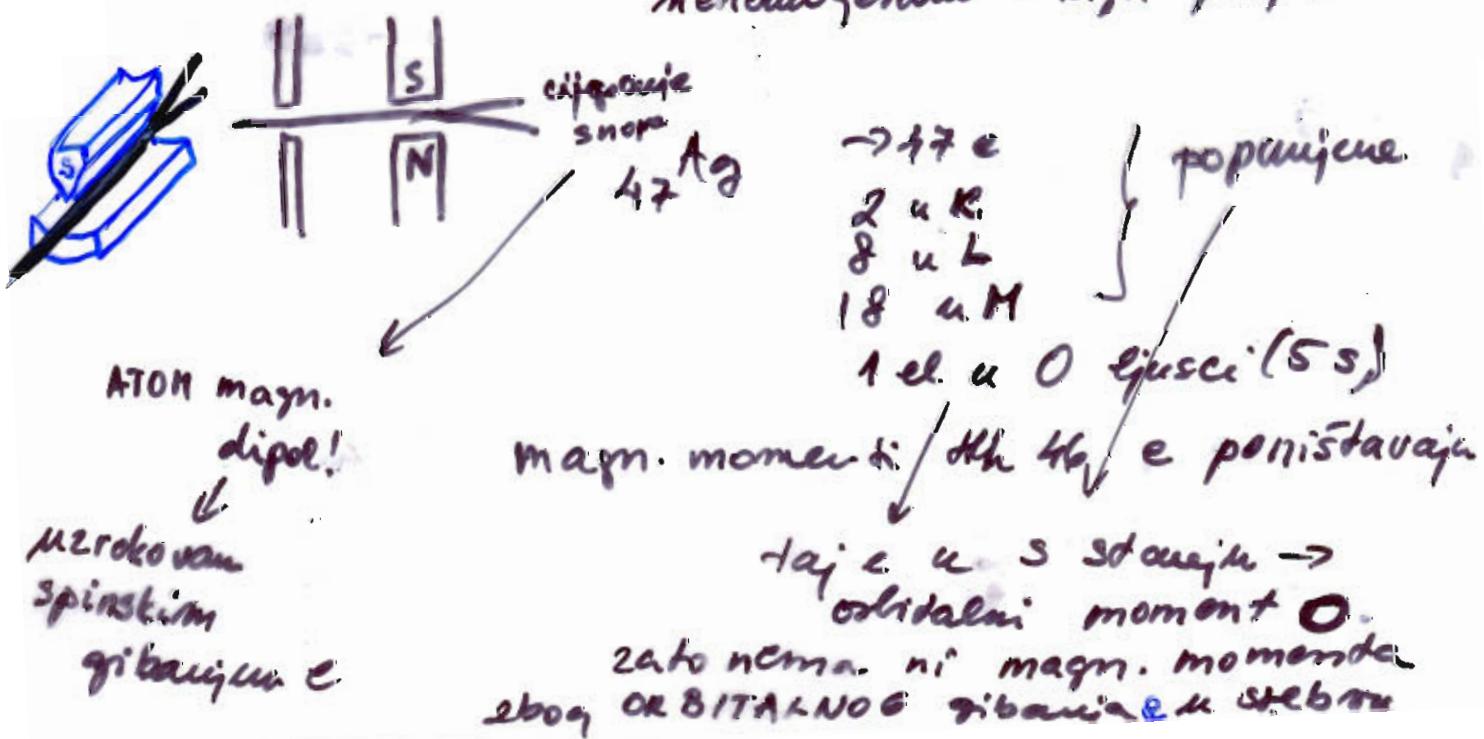
SPIN elektrona - kv. br. spina e

- e ima vlastiti moment količine gibanja tзв. SPIN zbroj vrtaće e oko svoje osi
- => uzrokuj i vlastiti magnetski dipolni moment elektrona μ_S (ili s)

$$\mu_S = \hbar \sqrt{s(s+1)} \quad s = \frac{1}{2}$$

Stern-Gerlachov eksperiment (1924) - izražava potvrda postojanja spina

gibanje atoma stebra u nehomogenom magn. polju



5.

exp: snop se cijepa u 2 simetrične snopove
 (prema gore - rastuce polje; prema dolje -
 u smjeru padajućeg polja) $\left. \begin{array}{l} \text{silu na dipol u} \\ \text{nehomog. polju} \end{array} \right\}$
 \Rightarrow atome srebre: $F = \mu \frac{dB}{dz} \cos \theta$
 magnetski dipol
 urotovan STINSKIM gibanjem e

experiment:

$$\vec{\mu}_s = -2 \left(\frac{e}{2m_e} \right) \vec{s}$$

$$\mu_s = -2\mu_B \sqrt{s(s+1)}$$

vera između vlastitog
 magn. momenta e i spina

$$\mu_{s\pm} = \pm \frac{e}{m_e} \mu_s$$

FERMIONI - čestice sa spinom $\frac{1}{2}$

BOZONI - spin 0

\Rightarrow dokaz da je spina kvantizirana
magn. moment koji
nastaje zbog

2 moguće orientacije
 u magn. polju

UKUPNI MOMENT količine gibanja atoma \vec{J}
 $\neq e \vec{L} + \vec{s}$
 $\vec{L}_{orbitalni}$ SPINSKI

$$Tenzor \vec{J} \rightarrow J = \sqrt{j(j+1)} \text{ i } \left\{ j = l \pm \frac{1}{2} \right\}$$

$$J_z = m_j \text{ i }$$

Orbitalni momenti suvi
 e u atomu zbrajaju se u ukupni orbitalni

$$\vec{L}_{orb} = \sum_i \vec{l}_i$$

$$\vec{S}_{orb} = \sum_i \vec{s}_i$$

$$\vec{J} = \vec{L}_{orb} + \vec{S}_{orb}$$

6.

PERIODNI SUSTAV ELEMENATA

1. GLAVNI KV. BROJ - sve e u istoj tijesci n iste E
 $n = 1, 2, 3 \dots$
K L M

2. ORBITALNI KV. BROJ - moment količine gibanja e
 $l = 0, 1, 2 \dots n-1$

3. MAGNETSKI KV. BROJ - određuje orijentaciju
 $m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \pm l$ momenta količine gibanja \vec{l}
 $(2l+1)^{2a}$ s obzirom na smjer vanjskog
magn. polja (veličina L_z)
određeni l

4. SPINSKI KV. BROJ

$$\mu_s = +\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}$$

↑
ako je spin orijentiran $\uparrow \uparrow = \vec{\ell} (\uparrow \vec{B})$
spin $\downarrow \downarrow$

PAULIJEV princip (1945. Pauli - Nobelova n.)

DVA e U ATOMU NE MOGU IMATI ISTI SET KVANTNIH BROJEVA, tj. ne mogu biti u ISTOM STANJU

e - fermioni (posve drugačiji od Coulombske repulzije - e "izbjegavaju" jedne druge)

ZAKON RADIOMATERIALNOG RASPADA

- raspad → statističke prirode
 - izračunati vjerojatnost procesa

VJEROJATNOST da se jednača raspade ne povećava se s vremenom očekiva, već je jednaka za bilo koji vremenski interval

AKTIVNOST = brzina koju se radioaktivni materijal raspada

$$-\frac{dN}{dt} = \lambda N \quad \begin{array}{l} \text{proporcionalne broju } N \\ \text{nestabilnih jezgara u uobičajenoj } \end{array}$$

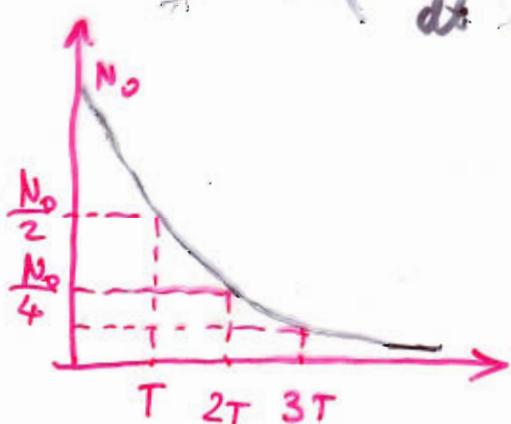
konstanti raspada / s

=> ZAKON RADIOMATERIALNOG RASPADU

$$N = N_0 e^{-\lambda t}$$

✓ početni broj jezgara ($t=0$)
broj neraspadnutih jezgara malou t

Ako je $(-\frac{dN}{dt})_0$ početna aktivnost ; aktinost nalučat



$$-\frac{dN}{dt} = \lambda N$$

$$-\frac{dN}{dt} = \lambda N_0 e^{-\lambda t} = \left(-\frac{dN}{dt}\right)_0 e^{-\lambda t},$$

VRIJEME POLURASPADA (poluzivot) $T_{1/2}$
(raspadne se polovina jezgara)

$$t = T_{1/2} \quad ; \quad N = \frac{N_0}{2}$$

$$\rightarrow T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda}$$

$$\frac{\int_0^{\infty} dt dN}{\int_0^{\infty} dt dN} = \frac{\int_0^{\infty} N_0 \lambda t e^{-\lambda t} dt}{\int_0^{\infty} N_0 \lambda t e^{-\lambda t} dt} = \frac{1}{\lambda}$$

srednje vrijeme života jedne jezge $\bar{t} = \frac{\int_0^{\infty} t dN}{\int_0^{\infty} dN} = \frac{\int_0^{\infty} t N_0 \lambda t e^{-\lambda t} dt}{\int_0^{\infty} N_0 \lambda t e^{-\lambda t} dt} = \frac{2}{\lambda}$

vrijeme potrebno da se

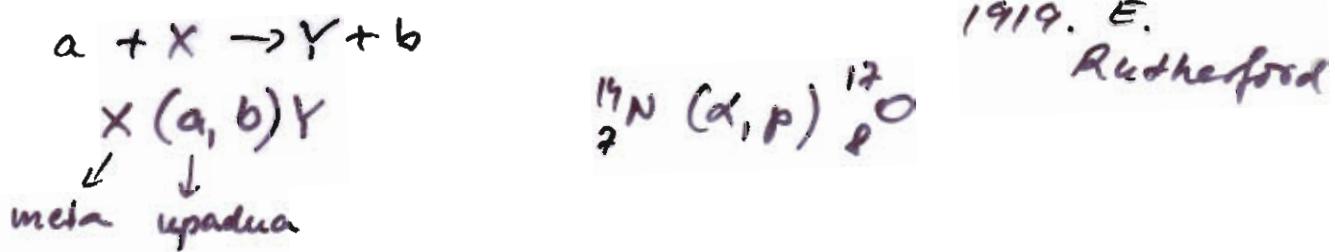
početni broj jezgri smanji za faktor e { $N = \frac{N_0}{e}$ }

1.

NUKLEARNE REAKCIJE

FISIJA. FUZIJA.

proces interakcije jergre s elementarnom čerdicou ili drugom jergrou, koji vodi transformaciju jergre



ZSE

$$m_a c^2 + E_{ka} + m_x c^2 + E_{kx} = m_y c^2 + E_{kb} + m_y c^2 + E_{ky}$$

oslobodena ili apsorbivana energija

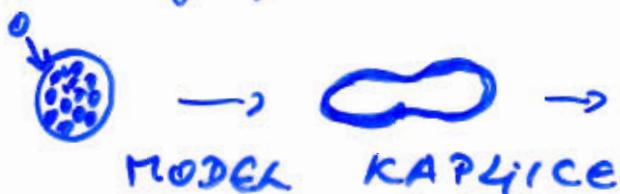
$$Q = (m_x + m_a)c^2 - (m_y + m_b)c^2 = (E_{kb} + E_{ky}) - (E_{ka} + E_{kx})$$

\downarrow
Q-vrijednost
kataje

FISIJA



n uđe u jergu, već se za ostale nukleose
 \Rightarrow oslobodena energija veranja pobuduje
 jergu (iznad praga fizijske) \rightarrow raspad



FUZIJA

1938. H. BETHE

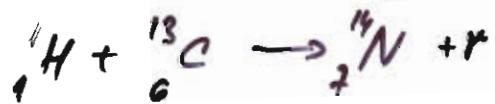
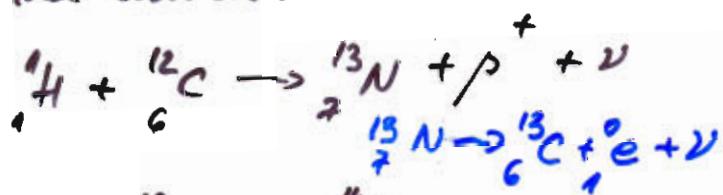
nuklearna reakcija spajanja
dvaju jergara u novu primernu
se oslobadaju velika količina energije
- odgovorna za oslobadanje energije
sa Sunca i zvijezda

velike $E_k \rightarrow$ ubrzavanjem u akceleratorima ili
zagnjavanjem do visokih T ($10^7 K$)

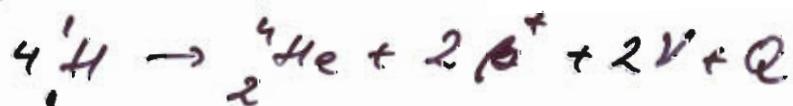
\downarrow
eksplozijom
atomskih bomba

teh detonatora
nastaju vjetri

fuzijski proces na suncu:



4 vodikove jergre utrošene
ciklus predstavlja reakciju



na Suncu se oslobadaju snaga od $3,7 \cdot 10^{25} W$

"termornuklearna energija"

- polovi nuklearne fuzije lasenima

ELEMENTARNE ČESTICE

osnovne sile u prirodi

1. JAKA sila
 2. elektromagnetska sila
 3. SLABA sila
 4. gravitacijska sila
- elektroslaba
sila

1. nuklearna sila između p i n u jezgri
- među česticama i sreduje česticama
- najjača, bratko doseg
2. do 100 puta slabije od jakih
- između nabijenih čestica
3. do 10^{12} puta slabije od jake
bratko doseg
4. 10^{39} puta slabije - zanemarive u nuklearnoj fizici
mjerljive u makroskopskim

fizika elem. č. ⇒ bavi se osnovnim djelicima tvari
- nedjeljivim, fundamentalnim elem. č.
i prirodnom ujednošću međudjelovanja

SILA	GRAVITACIJA	EL.-MAGN.	SLABA	JAKA
12vor	masa	elektro. naboj	"slabi" "naboj"	"boja"
Doseg	∞	∞	$\approx 10^{-18}$	$\approx 10^{-15}$
prenosnik (kvant polje)	Granitou?	Foton	W^{\pm}, Z^0 bozoni	gluoni
Masa Gev/c^2	0	0	80 - 90	0
spin	2	1	1	1
Sila između 2 protona	10^{-38}	10^{-2}	10^{-13}	1

medudjelovanje dva tijela u kvantnoj teoriji suodi se na 12 mjenja prenosnika sile

podjela elem. čestica

LEPTONI (lake) - medudjeluju el.-magn. (ako su nabijene), slabom i gravitacionom silom

KUARKOVI - izgradjuju između ostalog i nukleone (proton, elektron), medudjeluju silem silama

PRENOSNICI SILE - kvant odgovarajućih polja

Sve čestice \rightarrow antičestice

elektron - pozitron

neutrino - antimenterino

foton - sam sebi antičestica

kvark - antikvark $\bar{u} \dots$

Kvarkovi osim električnog naboja ('čelinskoš.') nose još jedan atribut po kojem se razlikuju = "boja"

\hookrightarrow izvor jekos medudjelovanja koji prenose gluoni

↑

ν_e

ν_μ

ν_τ

↓

e

μ

τ

χ

up (u)

charm c

Top t

g

down d

strange s

bottom b

PRENOSNICI SILE ↑

- sličnost/pravilnost između leptona i kvarkova

(3 "obitelji" sa po 2 čestice iz svake vrste) \Rightarrow porijeklo je pravilnosti

↓
još nije
objašnjeno!

n, l, m_l, m_s

$$n=1 \quad l=0 \quad \cancel{m_l=0} \quad m_s = \pm \frac{1}{2} \quad \left. \right\} 2$$

$$n=2 \quad l=0 \quad s \quad \cancel{\frac{1}{2}} \quad \left. \right\} 2 \\ L \quad m_l=0 \\ l=1 \quad p \quad \cancel{\frac{1}{2}} \quad \cancel{\frac{1}{2}} \quad \cancel{\frac{1}{2}} \quad \left. \right\} 6$$

$$n=3 \quad l=0 \quad s \quad \cancel{\frac{1}{2}} \quad l=0 \\ M$$

$$l=1 \quad p \quad \cancel{\frac{1}{2}} \quad \cancel{\frac{1}{2}} \quad \cancel{\frac{1}{2}} \quad l=1 \\ d \quad l=2 \quad \cancel{\frac{1}{2}} \quad \cancel{\frac{1}{2}} \quad \cancel{\frac{1}{2}} \quad \cancel{\frac{1}{2}} \quad \left. \right\} 10 \\ m_l = -2 \\ -1 \\ 0 \\ +1 \\ +2$$

broj stanja $2n^2$

Element	At. broj	K 1s	L 2s 2p	M 3s 3p	N 3d 4s
H	1	1			
He	2		2		
Li	3		2	1	
Be	4		2	2	
B	5		2	2	1
C	6		2	2	2
N	7		2	2	3
O	8		2	2	4
F	9		2	2	5
Ne	10		2	2	6

plementirati plin -
popunjene linije i
podlinije

1.

ATOMSKA JEZGRA

- 10^4 do 10^5 puta manja od atoma

masa - maseni broj A - Σ prot. i neutroni
 naboje - određen brojem protona Z \rightarrow e.Z

Z \rightarrow redni broj elementa

A \rightarrow maseni broj

$$N = \text{broj neutrona} = A - Z$$



Jezgre koje imaju jednaki Z i N pripadaju nuklidu

Nuklid se obilježava simbolom kemijskog elementa

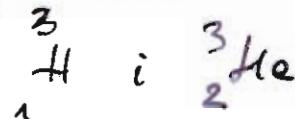
\rightarrow označom masenog broja upr. ^{12}C

ponekad i redni broj

IZOTOPI - nuklidi istog broja protona Z
 različit broj neutrona N \rightarrow i različit A



IZOBARI - nuklidi jednalog broja nukleona



MASA nuklida praktički jednaka masi atoma

TABLICE : mase atoma

ATOMSKA masa \rightarrow u atomskim jedinicama mase

$$u = \frac{1}{12} \times \text{masa atoma } {}^{12}\text{C}$$

$$u = 1,66054 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$$

unificirana atomska mase - konstanta je

$$m_u = u = 1,66054 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$$

upotreba relacije $E = mc^2$ energijski ekvivalent je J
 $1 m_u \cdot c^2 = 931,478 \text{ MeV}$

$$2. \quad m_p = 1,00728 \text{ u} \quad m_n = 1,00867 \text{ u}$$

destr. energ: 938,26 MeV

939,55 MeV

exp: radius jergje $R = r_0 A^{1/3}$

$$r_0 = 1,2 \cdot 10^{-15} \text{ m}$$

$$V_{\text{jergje}} \approx 7 \cdot 10^{45} A \text{ m}^3$$

skduje gustoča $2 \cdot 10^{17} \text{ kg/m}^3$ - kroz 10^{14} pada red.
od gustoće materijala
i meorisau o mudi nuklide

2.

Energija vezanja jergje

- energija potrebna da se nukleoni vezani u jergni razdrogi

$$\text{masa nuklida} < \sum \text{masa } p + \text{masa } n$$

$$m_A = Z m_p + N m_n$$

deficit MASE $\Delta m = Z m_p + N m_n - m_A$

npr. ${}^4\text{He}$ $m_A = 4,002603 \text{ u}$

$$2m_p + 2m_n = 4,03298 \text{ u}$$

$$\Delta m = 0,03038 \text{ u}$$

$$E_b = \Delta m c^2 \leftarrow \text{energ. vezanja}$$

$$(23,8 \text{ MeV za } {}^4\text{He};$$

7 MeV po nukleonu)

Pri spajanju nukleona u jergnu oslobođena je se energija $\Delta m c^2$
Da bismo jergn razdelili na sastavne nukleone \rightarrow uložiti da

$$E_b = [2m_p + (A-2)m_n - m_A] c^2$$

energija
ZA JERGRU mase m_A sastavljena od A nukleona
(2 protona i $A-2$ neutrona.)

FUZIJA - spajanje lakoćih jergni u teže

FISIJA - ocepljavanje teže jergje u 2

\Rightarrow oslobođena je NUKLEARNA energija

E_b - energija potrebna za odvajanje svih nukleona iz jergje

$\frac{E_b}{A}$ energija vezanja po nukleonu (upućuje na stabilitet jergje)
max za $A \approx 60$

RADIOAKTIVNOST

u prirodi postoji 92 prirodnih elementa
+ 12 umjetno proizvedenih

1500 različitih nuklida, 340 prirodnih, 1100 umjetno
proizvedenih
većina (1200) $\xrightarrow{\text{NESTABILNI}} \text{RADIOAKTIVNI}$

n ublažuju el. st. odbijanje protona
broj n u laksim jezgrama ~ broju protona
u teziumu malo veći od broja protona

pogodna kombinacija p i n čini jezgri stabilnom
čim je drugacija izbacivanjem odgovarajućih čestica
nastoji se približiti stabilnoj konfiguraciji

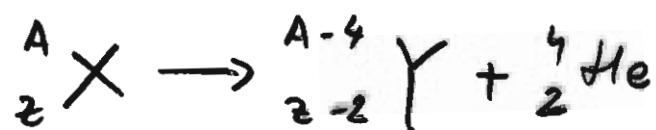
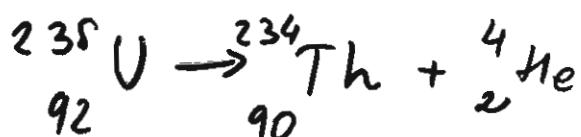
- emisija α čestica β čestica radioaktivni materijali

izotopi elemenata sa $A > 200$ prirodno su
radioaktivi

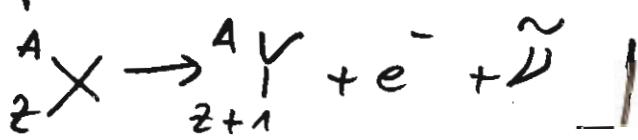


α : helijene jezgre $^{4}_{2} He$ α raspad

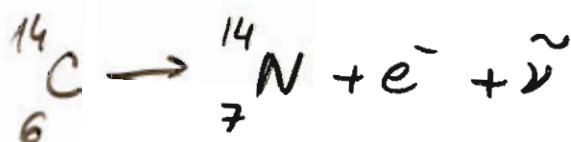
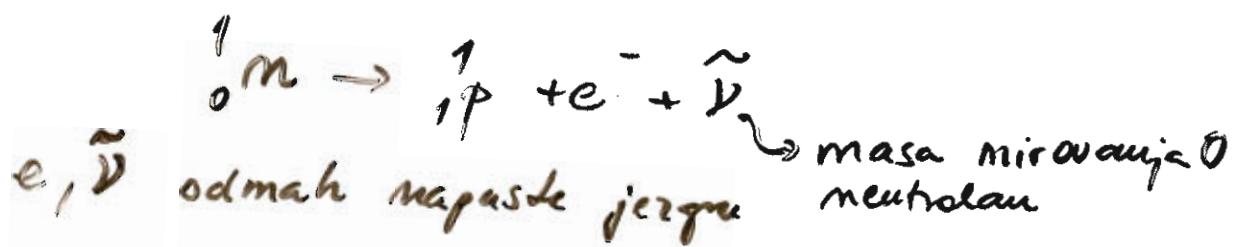
masevi broj smanjuje se za 4, a redni: 1e 2



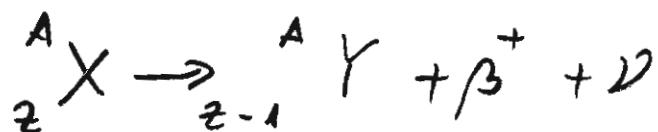
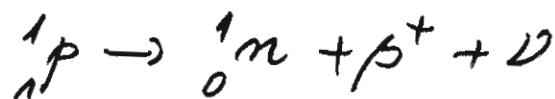
β (brzi elektroni $-e^-$)



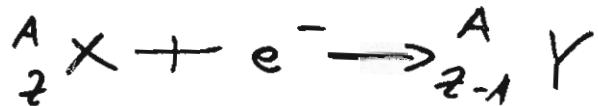
β^- raspad \rightarrow prenosi neutrona u jergu; jedan od upit transformisao se u proton i tako \rightarrow stabilitet



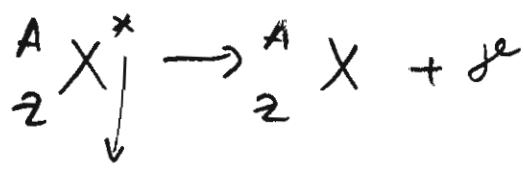
β^+ raspad - jerke nesabilne - nemaju dovoljno neutrona emitiraju pozitivne čestice mase jednake masi elektrona, a naboja +e proton se pretvara u neutron, a iz jerga izlaze pozitroni i neutrini



nekre jerke mogu preći u stabilnije nukleonu pretvorboom - uhvat elektrona (iz elektronskog omaka)



GAMA RASPAD je emisija EM zračenja iz jerke atoma koja pridruži se iz jednog energijskog stanja u drugo



Robljeno stanje