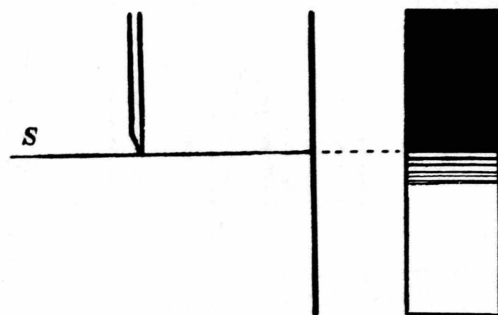


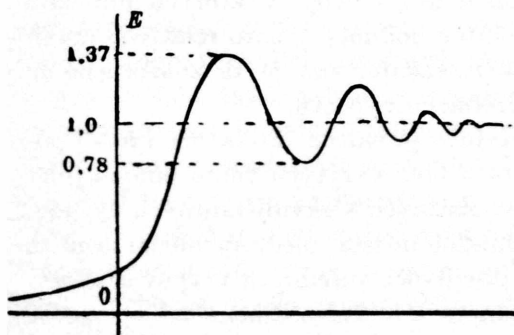
13.4. Ohyb svetla. O tom, že sa svetlo nešíri vždy priamočiarno, možno sa presvedčiť napríklad starostlivým preskúmaním intenzity osvetlenia povrchu telesa, na ktoré svetlo dopadá, v blízkosti rozhrania svetla a tieňa. Pri ohybe zväzku rovnobežných lúčov na rovnej hrane (obr. 13.4) prechod zo svetla do tieňa nie je náhly, ale postupný, avšak bez maxim a miním. V oblasti svetla vzhľadom na geometrickú hranicu svetla a tieňa možno však pozorovať jemné svetlejšie a temnejšie pruhy, ktoré sú stále bližšie pri sebe a rýchle sa strácajú. Rozdelenie intenzity osvetlenia znázorňuje krivka na obr. 13.5. Príslušný výpočet je zdĺhavý.

Dôležitejší ako ohyb svetla v blízkosti okrajov nepriehľadných prekážok je ohyb svetla v štrbine a v tzv. *optickej mriežke*.

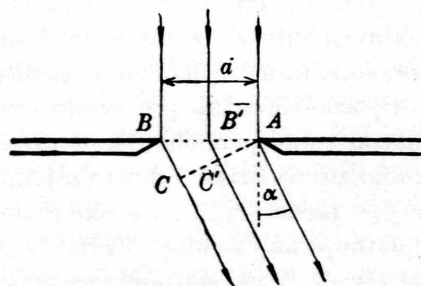
Predstavme si najprv štrbinu v nepriehľadnej prepážke (obr. 13.6), na ktorú dopadá monochromatický zväzok rovnobežných lúčov. Ich smer na rovinu štrbiny nech je pre jednoduchosť kolmý. Na druhej strane štrbiny nech je spojivá šošovka (na obr. 13.6 nie je zakreslená). Podľa Huygensovho princípu všetky body štrbiny AB šírky a sa stávajú elementárnymi zdrojmi svetelného



Obr. 13.4.



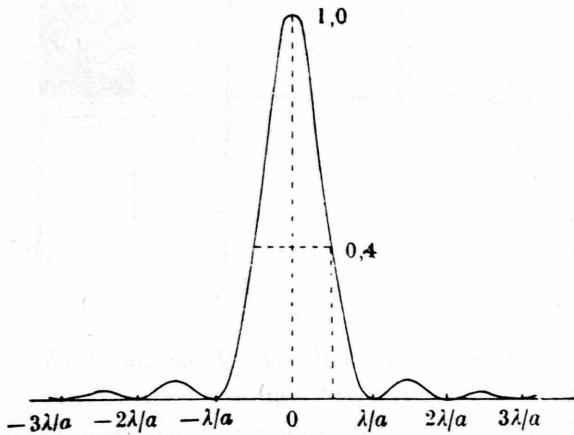
Obr. 13.5.



Obr. 13.6.

vlnenia, takže sa z nich šíri svetlo v guľových vlnách na všetky strany. V dôsledku interferencie týchto vlnení intenzita osvetlenia v jednotlivých bodoch ohniskovej roviny spojivej šošovky, ktorá sa nachádza za štrbinou, nie je rovnako veľká. Zo všetkých lúčov, ktoré vychádzajú z jednotlivých bodov štrbiny, majme na mysli len tie, ktoré sú na dĺžku štrbiny kolmé a zvierajú

s normálou na jej rovinu určitý uhol α . V rovine AC (obr. 13.6) na tento smer kolmej, dráhové oneskorenie lúča vychádzajúceho z okrajového bodu štrbiny B vzhľadom na lúč vychádzajúci z druhého okrajového bodu A je $\delta = a \sin \alpha$ a fázové oneskorenie $2\pi \frac{\delta}{\lambda}$. Keď toto oneskorenie je 2π , t. j. keď $\delta = a \sin \alpha = \lambda$, ku každému lúču vychádzajúcemu z jednej polovice úsečky



Obr. 13.7.

AB možno nájsť lúč vychádzajúci z príslušne položeného bodu druhej polovičky tejto úsečky, ktorý sa od predošlého lúča v rovine AC líši vo fáze o π . Účinok obidvoch týchto lúčov v ohniskovej rovine spojnej šošovky sa interferenciou ruší. Podľa toho smer určený rovnicou $a \sin \alpha = \lambda$ a pre tú istú príčinu aj všetky smery určené rovnicou $a \sin \alpha = \pm a\alpha = k\lambda$, takže $\alpha = k \frac{\lambda}{a}$, vyznačujú sa tým, že im v ohniskovej rovine spojnej šošovky zodpovedajú body s nulovou intenzitou osvetlenia. Medzi nimi sa nachádzajú body, v ktorých intenzita osvetlenia je relatívne maximálna. Absolútne hodnoty týchto relatívne maximálnych intenzít s rastúcim k sa však znižujú, ako je to znázornené na obr. 13.7, ktorý vyjadruje výsledky podrobného výpočtu.

Optická mriežka pre svetlo prechádzajúce je sklenená doska, na ktorej pomocou veľmi jemného diamantového hrotu bolo vyrytých veľmi mnoho (niekoľko sto na dĺžku 1 mm) vzájomne rovnobežných a ekvidistantných vrypov. Vrypy predstavujú na doske málo priehľadné miesta, medzery medzi nimi sa uplatňujú ako štrbiny. Vzdialenosť stredov dvoch susedných vrypov d je tzv. *mriežková konstanta*. Jej recipročná hodnota $n = 1/d$ znamená zrejme počet vrypov pripadajúcich na dĺžkovú jednotku, t. j. tzv. *hustotu mriežky*.

Predstavme si, že podobne ako v prípade jedinej štrbiny dopadá na mriežku monochromatický zväzok rovnobežných lúčov v smere na rovinu mriežky kolmom (obr. 13.8). Na druhej strane mriežky nech sa nachádza spojná šošovka, ktorá na obr. 13.8 nie je vyznačená. Podľa Huygensovho princípu všetky body v jednotlivých štrbinách stávajú sa elementárnymi zdrojmi guľových svetelných vln. Zo všetkých príslušných lúčov majme na mysli len tie, ktoré sú na vzájomne rovnobežné štrbiny kolmé a od normály k rovine mriežky od-

zodpovedajú body s nulovou intenzitou osvetlenia. Medzi nimi sa nachádzajú body, v ktorých intenzita osvetlenia je relatívne maximálna. Absolútne hodnoty týchto relatívne maximálnych intenzít s rastúcim k sa však znižujú, ako je to znázornené na obr. 13.7, ktorý vyjadruje výsledky podrobného výpočtu.

klonené o uhol α . Dva lúče z tohto zväzku, vychádzajúce zo sebe zodpovedajúceho okrajov dvoch susedných štrbín, majú dráhový rozdiel

$$\delta = BC = d \sin \alpha$$

Keď sa tento dráhový rozdiel rovná celistvému násobku vlnovej dĺžky použitého svetla, v ohniskovej rovine spojnej šošovky (alebo na sietnici oka) zosilňujú sa interferenciou nielen tieto dva svetelné lúče, ale aj všetky ostatné, ktoré vychádzajú z rovnako položených bodov obidvoch susedných štrbín. Ale keďže všetky štrbiny sú v rovnakej vzdialenosti od seba, platí tento výsledok pre lúče vychádzajúce zo všetkých štrbín. V ohniskovej rovine spojnej šošovky vzniká preto intenzívne osvetlenie (úmerné druhej mocnине počtu všetkých štrbín) v bodoch, ktoré zodpovedajú smerom určeným rovnicou

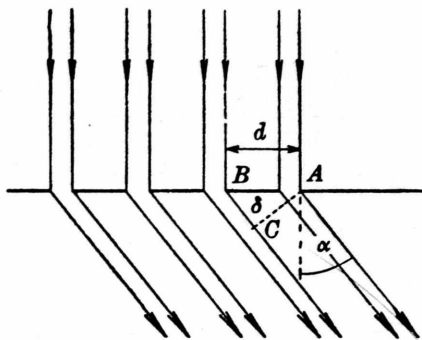
$$d \sin \alpha = k\lambda \quad (1)$$

kde k je celé číslo.

Pre praktické používanie optickej mriežky je veľmi dôležité, že pri veľkom počte vrypov na mriežke svetlo sa vo všetkých ostatných smeroch interferenciou skoro úplne ruší. Predstavme si, že dráhový rozdiel stredových lúčov vychádzajúcich v určitom smere z dvoch susedných štrbín je napríklad $1,1\lambda$. Potom dráhový rozdiel svetelných lúčov vychádzajúcich zo stredov 1. a 6. štrbiny je $5,5\lambda$, takže príslušné svetelné vlny sa v ohniskovej rovine spojnej šošovky stretajú s opačnou fázou, a preto sa rušia. Podobne sa však rušia aj svetelné vlny vychádzajúce zo stredov 2. a 7. štrbiny, zo stredov 3. a 8. štrbiny atď. Keď teda nie je presne splnená podmienka: $d \sin \alpha = k\lambda$ (kde k je celé číslo), pre každú štrbinu možno nájsť takú inú, že dráhový rozdiel lúčov, ktoré z nich vychádzajú, rovná sa veľmi približne nepárnemu násobku $\lambda/2$, v dôsledku čoho sa svetlo postupujúce od optickej mriežky v takomto smere interferenciou ruší.

Tie isté úvahy, ktoré sme práve vykonali majú na mysli prechádzanie svetla cez optickú mriežku, ktoré na mriežku dopadalo kolmo, sú v podstate správne aj pre svetlo, ktoré mriežka odráža na svojom vrypni neporušenom povrchu. Prednosťou *mriežok na odraz* je, že pri nich svetlo nemusí prechádzať cez sklo, takže sa nezoslabaže absorpciou.

Keď na mriežku dopadá zväzok rovnobežných lúčov, napríklad červenej farby, ktoré sa vyznačujú vlnovou dĺžkou λ_1 , v ohniskovej rovine objektívu

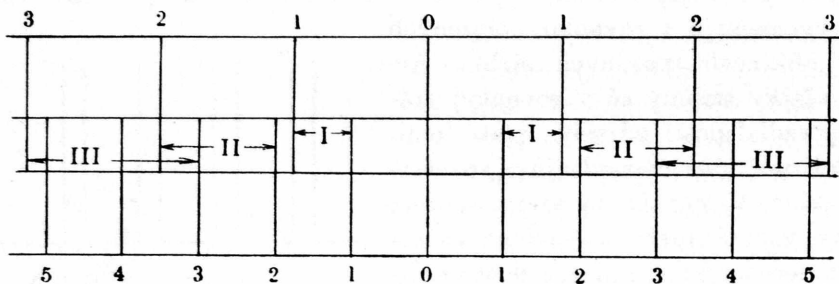


Obr. 13.8.

ďalekohľadu alebo fotografického prístroja vznikajú čiary v červenej farbe v miestach zodpovedajúcich smerom určeným vzorcom

$$\sin \alpha_1 = \frac{k\lambda_1}{d}$$

Na obr. 13.9 sú tieto miesta vyznačené zvislými čiarami v jeho hornej tretine.



Obr. 13.9.

Pre svetlo napríklad fialové, s vlnovou dĺžkou λ_2 , platí podobný vzťah

$$\sin \alpha_2 = \frac{k\lambda_2}{d}$$

Ale pretože vlnová dĺžka λ_2 je kratšia ako λ_1 , čiary vznikajúce vo fialovej farbe sú bližšie k sebe, ako je to znázornené v dolnej tretine obr. 13.9.

Pri používaní bieleho svetla čiary vznikajúce v jednotlivých farbách idú za sebou v poradí príslušných vlnových dĺžok. Len miesto nachádzajúce sa v priamom pokračovaní svetla dopadajúceho na optickú mriežku je spoločné všetkým farbám. Tým vzniká v strede zorného poľa biely pruh, v určitej vzdialenosti po jeho obidvoch stranách spektrum I. rádu, potom dvakrát také široké spektrum II. rádu, do ktorého však už zasahuje spektrum III. rádu atď. V každom z týchto spektier sú od pôvodného smeru najmenej odklonené lúče fialové, najviac lúče červené.

14. POLARIZÁCIA A DVOJLOM SVETLA

14.1. Fresnelove vzorce pre odraz a lom svetla. Majme na mysli rovinné rozhranie oddeľujúce dve priehľadné, homogénne a izotropné prostredia 1 a 2. Na rozhranie nech dopadá rovinné svetelné vlnenie pozdĺž priamky, ktorá s kolmicou dopadu zvierá uhol α_1 . Ako už vieme, na rozhraní nastáva odraz a lom svetla. Uhol odrazu nech je $\alpha'_1 = \alpha_1$ a uhol lomu α_2 (obr. 14.1).