

VYŠETROVANIE ELEKTROMAGNETICKÝCH VĽN

Elektromagnetické a mechanické vlny majú veľa spoločného. Ich vlastnosti sú popísané vlnovými rovnicami. Významný rozdiel spočíva v tom, že mechanické vlny sa šíria len v materiálnom prostredí, pričom elektromagnetické vlny na svoje šírenie prostredie vo všeobecnosti nepotrebnú. Pre popis ich správania používame analogické vzťahy. Laboratórne úlohy sú navrhnuté tak, aby boli postihnuté hlavné charakteristiky elektromagnetických vln. Dôležitou časťou je tiež porovnanie výsledkov difrakčných meraní plynúcich z merania na elektromagnetických vlnách v oblasti centimetrových vln s výsledkami získanými s použitím svetla vo viditeľnej oblasti. Záver z týchto meraní by mal odrážať jednotnú povahu elektromagnetických vln. Naopak polarizácia elektromagnetických vln je jav, ktorý nie je prítomný v mechanickom vlnení. Vlastnosti elektromagnetických vln sú skúmané prostredníctvom nasledovných meraní:

- určenie vyžarovacieho diagramu antény
- určenie vlnovej dĺžky stojatej elektromagnetickej vlny
- štúdium polarizácie elektromagnetických vln
- vyšetrovanie difrakcie elektromagnetických vln

Okrem mechanického vlnenia v prírode (vlny na vode, zvukové vlny, atď.) významným druhom vlnenia je vlnenie elektromagnetického poľa. Jeho existenciu teoreticky dokázal anglický fyzik J. C. Maxwell na základe všeobecných rovníc elektromagnetického poľa. Ich existenciu experimentálne dokázal nemecký fyzik Hertz v r. 1888. Dôkaz existencie elektromagnetického vlnenia spočíva v tom, že na základe Maxwellových rovníc je možné odvodiť pre vektor intenzity elektrického poľa \vec{E} a vektor magnetickej indukcie \vec{B} diferenciálne rovnice totožné s vlnovou rovnicou pre mechanické vlny t. j.

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon\mu} \Delta \vec{E} \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon\mu} \Delta \vec{B} . \quad (2)$$

Tieto platia pre vektor \vec{E} a \vec{B} v neohraničenom homogénnom izotrópnom prostredí, kde t je časová premenná, ϵ je dielektrická konštanta a μ je magnetická permitivita prostredia, Δ je známy Laplaceov operátor.

Porovnaním rovníc (1) resp. (2) s vlnovou rovnicou

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = v^2 \Delta u \quad (3)$$

nachádzame, že rýchlosť šírenia týchto vln je daná vzťahom

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}} . \quad (4)$$

Vo vákuu musí preto platiť

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} = (8,86 \cdot 10^{-12} 4\pi \cdot 10^{-7})^{-\frac{1}{2}} \text{ m.s}^{-1} \doteq 300000 \text{ km.s}^{-1} . \quad (5)$$

V rovnici (3) je u výchylka ako funkcia polohy a času v danom prostredí, v ktorom sa vlny šíria, pričom $\Delta = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2 + \partial^2 / \partial z^2$.

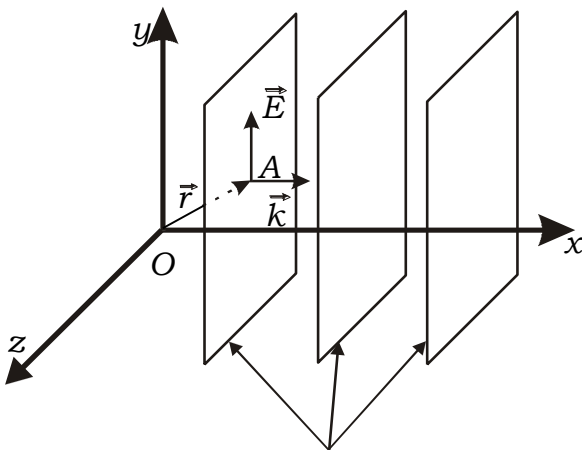
Uvedená skutočnosť, daná vzťahom (5) bola pre Maxwella východiskom k tvrdeniu, že svetlo je vlnenie elektromagnetického poľa. Okrem iného, položil tým základ k výkladu optických javov na základe predstavy, že svetlo je elektromagnetické vlnenie s veľmi krátkou vlnovou dĺžkou. Ďalej je možné ukázať, že vlnové rovnice (1) a (2) pripúšťajú riešenie v podobe guľových, resp. rovinných monochromatických vln. Potom napr. v neohraničenom homogénnom a izotropnom prostredí pre rovinnú harmonickú vlnu vektor intenzity elektrického poľa môžeme vyjadriť funkciou dvoch premenných

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{r}_0 E_0 \cos(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}) \quad (6)$$

kde \vec{r} je polohový vektor daného miesta v čase t , $\omega = 2\pi f$ uhlová frekvencia vlny (f je frekvencia), \vec{r}_0 jednotkový vektor v smere polarizácie vlny, E_0 amplitúda vlny v danom mieste a čase, \vec{k} je vlnový vektor v smere šírenia sa vlny (jeho veľkosť je vlnové číslo $k = 2\pi/\lambda$, kde λ je vlnová dĺžka). Výraz $(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})$ vo vzťahu (6) predstavuje fázu vlny. Schematicky môžeme vektory vystupujúce vo vzťahu (6) pre daný okamih znázorniť tak, ako je to uvedené na obr. 1.

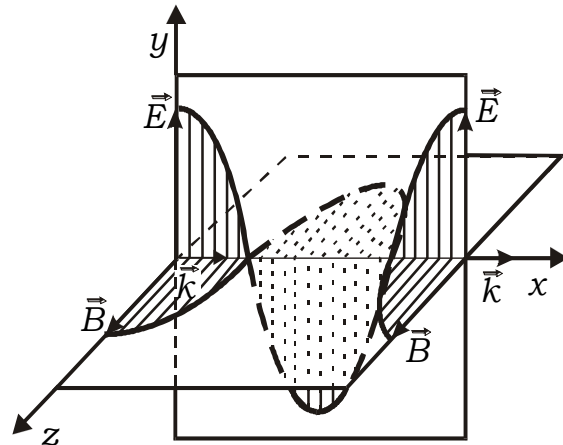
Polohový vektor \vec{r} udáva polohu ľubovoľného bodu (napr. bod A) na rovine konštantnej fázy (napr. na vlnoploche). Vektor \vec{k} udáva smer šírenia vlny.

Vektor $\vec{E}(\vec{r}, t)$ vyjadruje intenzitu elektrického poľa v mieste \vec{r} a v čase t , t. j. vlnový stav



roviny konštantnej fázy (vlnoplochy)

Obr. 1



Obr. 2

rovinnej harmonickej vlny danej vzťahom (6). V našom prípade sa vlna šíri v smere osi x a vlnoplochy sú rovnobežné s rovinou y, z .

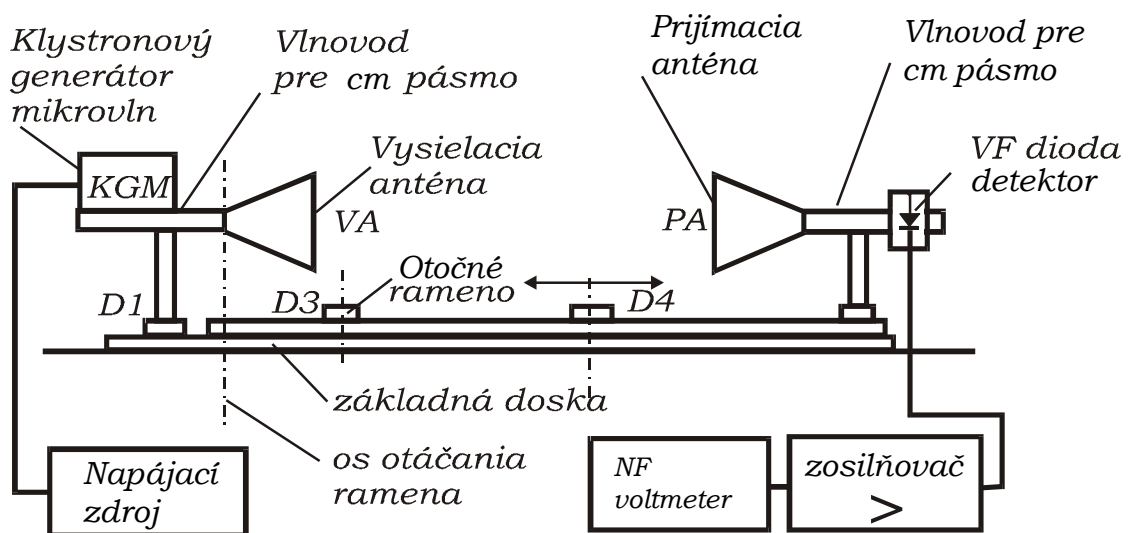
Analogický výraz môžeme písať pre vektor \vec{B} ako riešenia rovnice (2). Podrobnejšou analýzou je možné ukázať, že elektromagnetické vlnenie je vlnenie priečne, t. j. vektory \vec{E} a \vec{B} sú na seba kolmé, pričom vlnový vektor \vec{k} je súčasne kolmý na \vec{E} a \vec{B} , tak ako je to schematicky pre rovinnú harmonickú vlnu v danom časovom okamihu znázornenú na obr. 2.

Ak sa veľkosť vektora \vec{E} mení v čase v rovine x, y hovoríme, že vlna je lineárne polarizovaná. Obecnne môže vektor \vec{E} meniť svoj smer, respektíve koncový bod vektora \vec{E} vytvárať v čase a priestore skrutkovicu na povrchu valca alebo eliptického valca, potom hovoríme o kruhovej polarizácii, alebo eliptickej polarizácii elektromagnetickej vlny (bližšie pozri literatúru). Vlna znázornená na obr. 2 reprezentuje rovinnú harmonickú vlnu šíriacu sa v smere osi x , ktorá je polarizovaná v rovine x, y . Rovinu x, y nazývame rovinou polarizácie. Inými slovami: rovinná polarizácia je daná smerom vektora \vec{E} a smerom šírenia vlny (smer vektora \vec{k}).

Ďalej sa v tejto úlohe budeme zaoberať vyšetrením smerovej charakteristiky antény ako zdroja elektromagnetických vln, určením vlnovej dĺžky elektromagnetickej vlny a štúdiom polarizácie elektromagnetickej vlny.

Náčrt a popis meracieho zariadenia

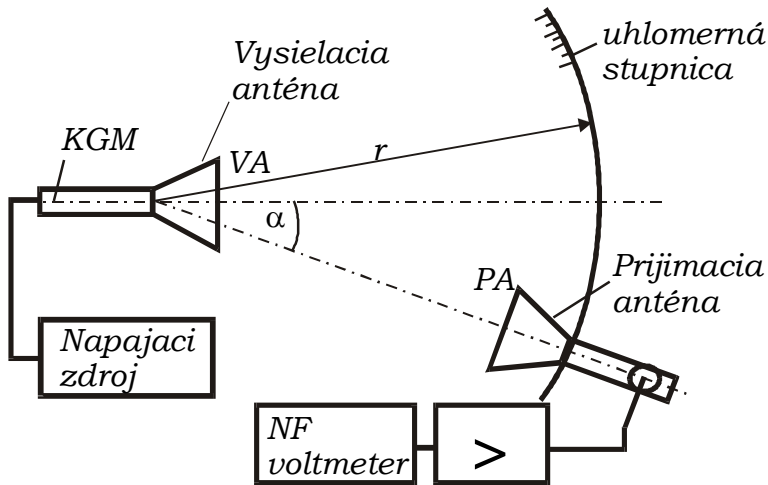
Principiálne usporiadanie meracej aparatury je znázornené na obr. 3. Základom meracej aparatury je zdroj (vysielač) elektromagnetických vln s frekvenciou cca 10 GHz (resp. cca 3 cm). Hovoríme, že zdroj pracuje v trojcentimetrovej oblasti rádiovln. Zdrojom je mikrovlnná elektrónka nazývaná reflexný klystrón, z ktorej krátka anténka siaha otvorom do obdĺžnikového vlnovodu trojcentimetrového pásma, ktorý je zakončený „lievikovou“ anténou tvaru ihlana s obdĺžnikovou základňou. Budená elektromagnetická vlna s vlnovou dĺžkou cca $\lambda = 3\text{cm}$ sa šíri od vysielačnej antény do priestoru smerom k prijímacej anténe rovnakého tvaru a tých istých rozmerov. Vo vlnovode príjmovej antény je v špeciálnom držiaku zasunutá vľ mikrovltná dióda, z ktorej detekovaný signál privádzame prostredníctvom koaxiálneho vodiča (kábla) na vstup zosilňovača a ďalej na nízkofrekvenčný voltmeter. Vysokofrekvenčný signál generátora je modulovaný impulzným spôsobom s frekvenciou 1 kHz, čo umožňuje po detekcii detekovaný signál zosilniť nízkofrekvenčným zosilňovačom a použiť nízkofrekvenčný voltmeter.



Obr. 3

A. URČENIE VYŽAROVACIEHO DIAGRAMU ANTÉNY

Poznamenajme, že „lievikové“ antény majú tú vlastnosť, že elektromagnetickú vlnu vyžarujú len do určitého priestorového uhla. Horeuvedená zostava nám umožňuje študovať vyžarovací diagram, napr. vysielačnej antény VA, tým že prijímacia anténa PA uchytená v držiaku (obr. 3) sa spolu s otočným ramenom môže otáčať okolo zvislej osi. Na obr.4 máme schematicky znázornenú situáciu pri pohľade zhora.



Obr. 4

Pretože meracia aparátúra je vybavená uhlomernou stupnicou, pri postupnom nastavovaní prijímacej antény PA pod rôznymi uhlami α , vo vodorovnej rovine voči vysielanej anténe a súčasnom odčítaní detekovaného napätia na nf voltmetri získame jeho závislosť od uhla α .

Úlohy:

Namerajte vyžarovací diagram vysielacej (lievikovej) antény!

Spracovanie výsledkov:

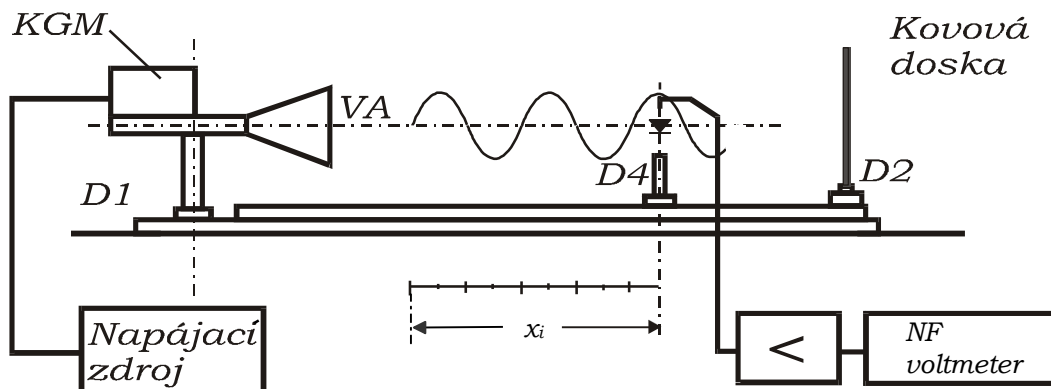
Hodnoty detekovaného napätia signálu na voltmetri prijímacej časti aparátúry v závislosti od uhla natočenia ramena s prijímacou anténou doporučujeme zapisovať do nasledovnej tabuľky. Merajte v smere kladných aj záporných uhlov.

i	1	2	3
α [°]	0	2,5	5
U [mV]
U/U_{\max}

Grafickú závislosť smerovej charakteristiky vyneste na milimetrový papier v polárnych súradniciach. Na os x vyneste relatívne hodnoty U/U_{\max} (U_{\max} je maximálne napätie pri $\alpha = 0$), čo zodpovedá relatívnej hustote žiarivého toku I/I_{\max} . Z grafu určte na úrovni $U/U_{\max} = 0,5$ šírku vyžarovacej charakteristiky $\Delta\alpha$.

B. URČENIE VLNOVEJ DĹŽKY STOJATEJ ELEKTROMAGNETICKEJ VLNY

Stojaté vlnenie vzniká ako dôsledok interferencie dvoch proti sebe idúcich vln rovnakej amplitúdy a frekvencie. Aby sme takúto situáciu realizovali, necháme vlnu vyžarovanú vysielacou anténou VA dopadať na kovovú dosku, ktorú umiestnime kolmo na smer šírenia v držiaku D2. Odrazená vlna od dosky potom interferuje s vlnou dopadajúcou. Postupným premiestňovaním Hallovej detekčnej diódy umiestnenej v špeciálnom držiaku a pripojenej k nf voltmetru máme



Obr. 5

možnosť zisťovať napätie zodpovedajúce detekovanému signálu v miestach maximálnej amplitúdy stojatej vlny (alebo v miestach minimálnej amplitúdy). Polohu detekčnej diódy v smere kolmice na kovovú dosku určujeme na merítku, ktoré je súčasťou základnej dosky. Z rozdielu jednotlivých polôh určíme vlnovú dĺžku stojatej elektromagnetickej vlny (pozri spracovanie výsledkov). Usporiadanie aparátúry je schematicky znázornené na obr. 5.

Úlohy:

Zmerajte vlnovú dĺžku elektromagnetických vln vyžarovaných vysielacou anténou metódou stojateho vlnenia.

Spracovanie výsledkov:

Pri meraní vlnovej dĺžky postupujeme hore uvedeným spôsobom. Hodnoty detekovaných napätí v závislosti od polohy sondy v miestach maxim a minim zapisujeme do nasledujúcej tabuľky.

I	1	2	3	4	5	6		
U_{\max} [mV]								
U_{\min} [mV]								
x_i	x_1	x_2	x_3	x_4	x_5	x_6		
λ_i [cm]	$\lambda_{1=x_3} - x_1$		$\lambda_{2=x_4} - x_2$		$\lambda_{3=x_5} - x_3$			$\bar{\lambda}$ z max.
λ_i [cm]								$\bar{\lambda}$ z min.
Δ_i								$\Sigma \Delta_i$
Δ_i^2								$\Sigma \Delta_i^2$

Stanovte strednú kvadratickú chybu podľa vzťahu:

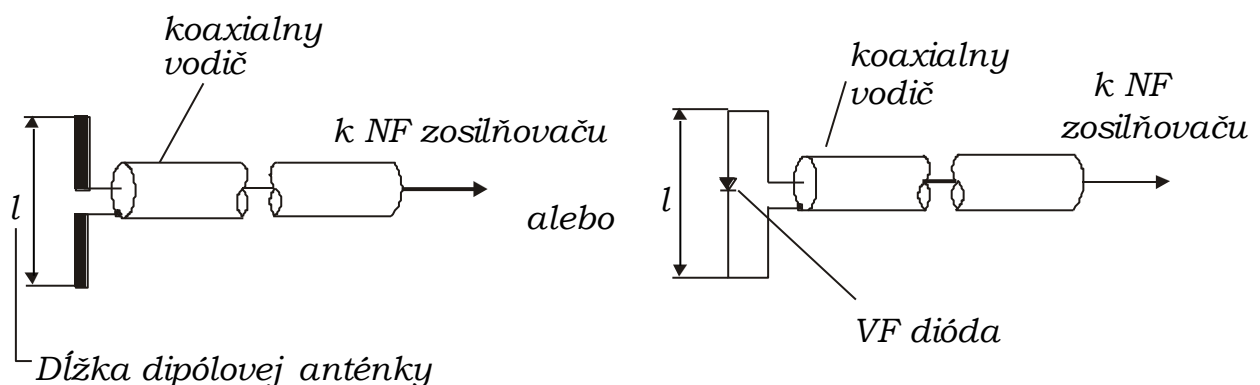
$$\bar{\delta}_\lambda = \sqrt{\frac{\sum \Delta_i^2}{n(n-1)}}.$$

Výsledok zapíšte v tvare $\lambda = \bar{\lambda} \pm \bar{\delta}_\lambda$.

Porovnajete výsledok získaný z merania pomocou maxim v stojatej vlne s meraním pomocou minim.

C. ŠTÚDIUM POLARIZÁCIE ELEKTROMAGNETICKÝCH VLN

Táto časť má okrem iného demonštračný charakter. Základnou úlohou bude stanoviť rovinu polarizácie elektromagnetickej vlny, ktorú vyžaruje „lieviková“ anténa. Najjednoduchšie rovinu polarizácie stanovíme malou dipólovou anténkou (obr. 6), v ktorej vlna indukuje maximálne napätie vtedy, keď je dipólová anténka natočená v smere vektora \vec{E} elektromagnetickej vlny. Ak bude



Obr. 6

anténka natočená na vektor \vec{E} kolmo, indukované napätie je nulové. Smer šírenia vlny je v experimente známy a je daný osou lievnikovej vysielacej antény.

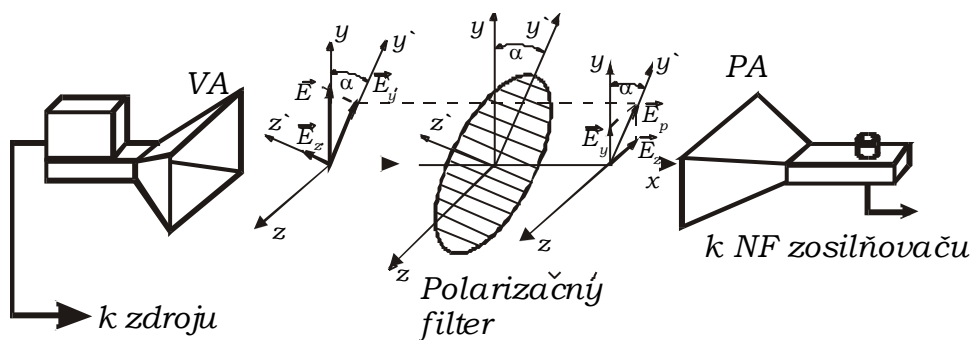
Polarizačné stavy elektromagnetickej vlny je možné tiež študovať s použitím polarizačných filtrov. Polarizačný filter pre pásmo centimetrových vln je realizovaný ako sústava rovnobežných tenkých vodičov ležiacich v rovine, napr. uchytенých v kruhovom dielektrickom ráme, ktorých vzdialenosť je menšia ako polovica vlnovej dĺžky elektromagnetickej vlny. Takýto filter vkladáme jeho rovinou kolmo na smer šírenia elektromagnetickej vlny medzi vysielaciu a prijímaciu anténu.

Fyzikálny princíp filtra spočíva na nasledovných zákonitostiach. Keď kovové vodiče filtra majú smer vektora intenzity elektrického poľa \vec{E} , t. j. smer polarizácie, indukujú sa v nich, prostredníctvom elektrickej zložky poľa vo vlně, pozdĺžne elektrické prúdy. Tieto sú zdrojom sekundárnej elektromagnetickej vlny, šíriacej sa na obidve strany od roviny filtra s polarizáciou v smere kovových vodičov filtra. Táto sekundárna vlna má v rovine filtra opačnú fázu ako vlna, ktorá ju vyvolala (tj. vlna dopadajúca na filter). V pôvodnom smere šírenia sa teda vlny interferenciou rušia, to znamená, že situácia sa nám javí tak, že filter neprepúšťa. V opačnom smere od filtra sa šíri vlna odrazená.

Ak sú vodiče filtra kolmé na smer polarizácie prijímacej (dopadajúcej vlny), nedochádza k vzniku indukovaných prúdov a teda ani ku vzniku sekundárnej elektromagnetickej vlny. Vlna z vysielacej antény sa potom šíri skoro bez jej zmeny, t. j. ako keby tam filter nebol.

Predstavme si, že na filtri existuje značka v smere osi y (obr. 7), ktorá bude reprezentovať rovinu priepustnosti filtra, t. j., že filter dopadajúcu vlnu prepustí. Pootočíme filter tak, ako je to schematicky znázornené na obrázku, t. j. rovina priepustnosti je pootočená o uhol α . Analyzujeme teraz situáciu teda so šikmo pootočeným filtrom.

Je možné ukázať, že každá rovinne polarizovaná vlna je ekvivalentná superpozícii dvoch rovinne polarizovaných vln, ktorých roviny polarizácie sú na seba kolmé. Pre vektor intenzity elektrického poľa \vec{E} môžeme písať $\vec{E} = \vec{E}_y + \vec{E}_z$. Pretože \vec{E}_y je kolmé na vodiče filtra, zodpovedá



Obr. 7

vlně, ktorá cez filter prejde. Vektor \vec{E}_z je rovnobežný so smerom kovových vodičov filtra, teda zodpovedá vlně, ktorá cez filter neprejde. Za filtrom sa objaví vlna, v ktorej vektor $\vec{E}_y = \vec{E}_p$ bude mať napr. v okamihu t_2 smer osi y' . Túto si tiež môžeme predstaviť ako superpozíciu dvoch vln, ktoré sú v okamihu t_2 reprezentované vektormi \vec{E}_y a \vec{E}_z . Signál zodpovedajúci prejdenej vlně detekujeme prijímacím zariadením (prijímačom). Vplyv polarizačného filtra môžeme teda chápať tak, ako keby filter natočil rovinu polarizácie o uhol α . Matematicky situáciu popíšeme nasledovne

$$E_p = E_y = E \cos \alpha . \quad (7)$$

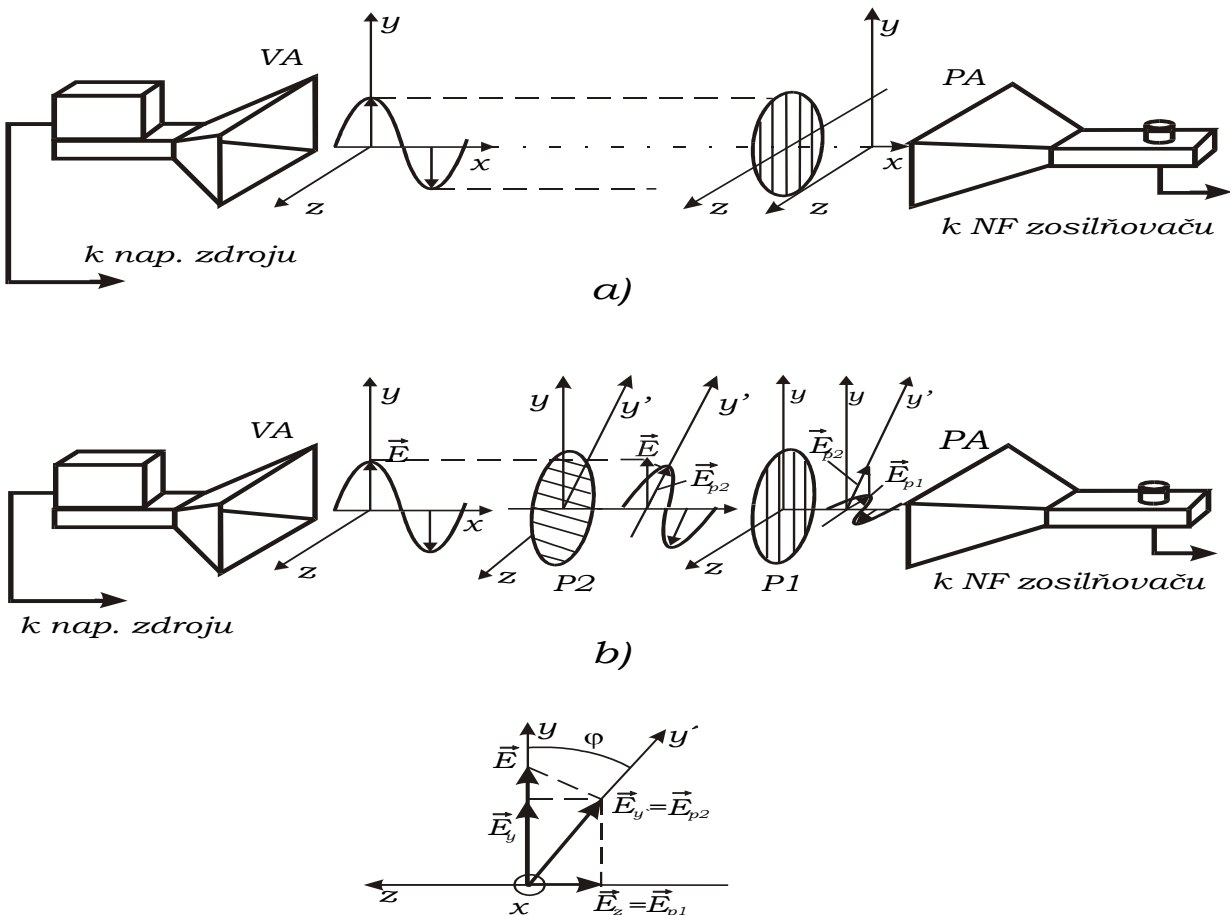
Tento vzťah vyjadruje veľkosť vektora intenzity E_p prejdenej vlny v závislosti od natočenia filtra daným uhlom α , keď na filter dopadala kolmo vlna reprezentovaná veľkosťou vektora intenzity

elektrického poľa E . Vidíme, že napr. pre $\alpha = \frac{\pi}{2}$ je $E_p = 0$. Ďalej tiež hustota žiarivého toku je daná vzťahom

$$I_p = I \cos^2 \alpha . \quad (8)$$

Predstavme si ďalej, že polarizačný filter podľa predchádzajúceho natočíme tak, aby prijímač nedetekoval žiadny signál (t. j. je to vtedy, keď kovové vodiče filtra majú smer osi y) obr. 8a. Ak vsunieme medzi vysielačnú anténu a prvý filter, ktorý označíme $P1$, druhý filter $P2$, ale tak, aby jeho rovina maximálnej priepustnosti zvierala s rovinou x, y uhol α , napr. 45° , zistíme, že prijímač bude detekovať nenulový signál menší, aký by bol, keby medzi vysielačnou a prijímačnou anténou nebol žiadny filter. Situácia je schematicky znázornená na obr. 8b.

Všimnime si, že vertikálne polarizovaná vlna (smer φ), ktorej zodpovedá na obr. 8a,b vektor \vec{E} , po dopade na filter v zmysle vyššie uvedeného generuje vlnu, ktorej zodpovedá vektor $\vec{E}_{y'} = \vec{E}_{p2}$ (obr. 8b, c). Tu si vieme predstaviť ako superpozíciu reprezentovanú dvomi na seba kolmými rovinne polarizovanými vlnami, ktorým zodpovedajú vektory elektrickej intenzity \vec{E}_{py} a $-\vec{E}_{pz} = -\vec{E}_{p1}$. Filter $P1$ je však pre zložku \vec{E}_{py} nepriepustný. Filtrom $P1$ prejde vlna, ktorej zodpovedá polarizácia \vec{E}_{pz} a túto detekuje prijímač aparatury. Tento experiment dokazuje, že elektromagnetické vlny sú



c) os x je kolmá na nákrešňu (smer k nám)

vlny priečne, že intenzita elektrického poľa v elektromagnetickej vlne je vektor, a navyiac je kolmý na smer šírenia. Pre pozdĺžne vlny nič podobné nie je možné.

Uvedené experimenty je možné realizovať efektne aj s optickými polarizačnými filtermi používanými vo fotografii, keď ako zdroj svetla použijeme laser, ktorý má polarizované svetlo, alebo jedným (tretím filtrom) filtrom svetlo polarizujeme.

Úlohy:

1. Vyššie popísanou metódou určte rovinu polarizácie elektromagnetických vln vyžarovaných vysielacou anténou.
2. Presvedčte sa vyššie uvedeným postupom, že generované vlny sú vlny priečne.
3. Využitím polarizačného filtra overte vzťah $I_p = I \cos^2 \alpha$ resp. $U_p = U \cos^2 \alpha$, kde U je napätie na voltmetri prijímača, keď elektromagnetická vlna postupuje v smere osi x bez zaradeného polarizačného filtra.

Spracovanie výsledkov:

Zasuňte polarizačný filter do držiaka D4 (obr.3) tak, aby bol kolmý na spojnicu prijímacia anténa – vysielacia anténa. Získanú závislosť detekovaného signálu od uhla natočenia filtra zapíšte do tabuľky:

I	1	2	3	...
$\alpha [^\circ]$..
U_p [mV]				...

Získanú závislosť vyneste graficky. Súčasne zistite, či platí vzťah $U_p = U \cos^2 \alpha$ analogicky vzťahu (7) t. j. $I_p = I \cos^2 \alpha$.

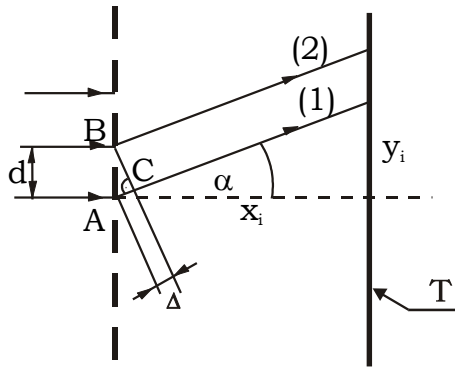
D. VYŠETROVANIE DIFRAKCIE ELEKTROMAGNETICKÝCH VLN

Teoretický úvod:

Pod difrakciou (ohybom) elektromagnetických vln rozumieme vo všeobecnosti jav, pri ktorom sa elektromagnetické vlny v homogénnom prostredí nešíria priamočiarno. Môžeme ho pozorovať napr. tak, že osvetlíme nejakú ostrú hranu bodovým zdrojom svetla. Na tienidle potom prechod z oblasti svetla do tieňa je postupný, pričom sa striedajú svetlejšie a tmavšie pruhy, ktoré sú stále bližšie k sebe a postupne sa strácajú. V ďalšom bude jav difrakcie využitý na stanovenie vlnovej dĺžky monochromatického svetla lasera a mikrovln vytvorených klystrónovým generátorom mikrovln.

1. DIFRAKCIA SVETLA NA MRIEŽKE.

Optická mriežka je sklenená doska, na ktorej je vyryté niekoľko sto vzájomne rovnobežných a rovnako vzdialených vrypov na jeden mm dĺžky. Vrypy predstavujú nepriehľadné miesta, pričom medzery medzi nimi sa uplatňujú ako štrbiny. Vzdialenosť stredov dvoch susedných vrypov d (alebo vzdialenosť stredov dvoch susedných štrbín, pozri obr. 9) je tzv. mriežkový parameter. Optickú mriežku je tiež možno realizovať fotografickou cestou na celuloidovom filme. Schematicky je



Obr. 9

mriežka znázornená na obr. 9. Nech na optickú mriežku dopadá kolmo monochromatický zväzok rovnobežných svetelných lúčov (obr. 9). Všetky body v jednotlivých štrbinách mriežky sa podľa Huygensovho princípu stávajú zdrojmi elementárnych vln, ktoré sa šíria za mriežkou na všetky strany. Na mriežke vzniká ohyb svetla, ktorý sa na tienidle prejaví vznikom interferenčného obrazca. Poloha maxim a miním pri tomto ohybe svetla závisí len od mriežkového parametra d . Keď opäť uvažíme lúče (1) a (2), ktoré vychádzajú z bodov A, B mriežky a zvierajú s pôvodným smerom postupu svetla uhol α , bude dráhový rozdiel medzi týmito lúčmi $\Delta = AC = d \cdot \sin \alpha$. Keď sa tento

dráhový rozdiel rovná práve vlnovej dĺžke použitého svetla, alebo celočíselnému násobku vlnovej dĺžky, potom sa interferenciou zosilňujú nielen tieto dva lúče, ale aj všetky ostatné lúče, ktoré vychádzajú z jednotlivých štrbín mriežky pod tým istým uhlom α , ak sme ich spojnu šošovkou sústredili do jedného miesta tienidla. Difrakčné maximá intenzity osvetlenia vznikajú teda vo všetkých smeroch lúčov, pre ktoré je splnený vzťah

$$d \sin \alpha = k \lambda \quad (9)$$

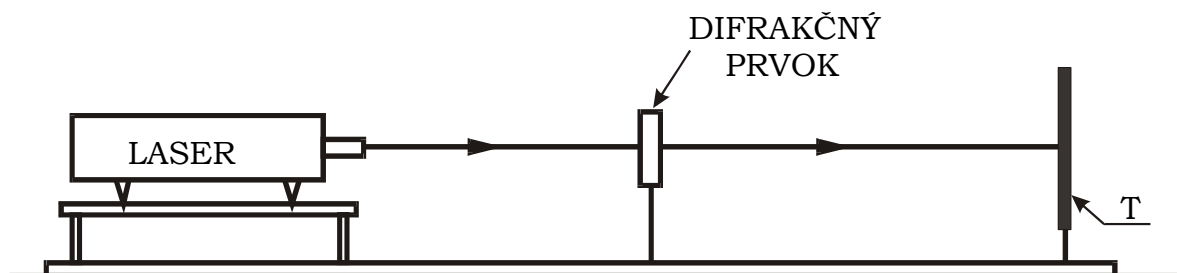
kde k je celé číslo $k = 1, 2, 3, \dots$.

Podľa toho aká hodnota prislúcha číslu k , hovoríme o maxime prvého, druhého atď. až k -tého rádu. Podobnou úvahou je možné ukázať, že vo všetkých ostatných smeroch, ktoré nespĺňajú vzťah (9) sa interferenciou svetlo ruší, a teda v týchto smeroch sa svetlo nešíri.

Pomocou vzťahu (9) môžeme ľahko určiť vlnovú dĺžku použitého svetla (napr. lasera) ak z merania určíme uhol α odchyľujúceho lúča príslušného maxima pri známom mriežkovom parametri. Je možný aj opačný postup, t.j. určenie mriežkového parametra d pri známej vlnovej dĺžke λ .

Popis meracieho zariadenia:

Pre meranie využijeme zariadenie schematicky znázornené na obr. 10. Pre štúdium difrakcie táto zostava pozostáva z optickej lavice, polovodičového lasera a prvku, na ktorom dochádza k difrakcii (vlákno, štrbina, optická mriežka). Na optickej lavici je lišta s milimetrovou stupnicou a posuvným bežcom, pomocou ktorých určujeme vzdialenosť difrakčného prvku od tienidla T.



Obr. 10

Laserom je možné posúvať v smere kolmom na optickú os a potom ho zafixovať. Svetelný lúč po difrakcii napr. na mriežke pripevnenom v špeciálnom prípravku dopadá na tienidlo alebo matnicu, na ktorom je možné pomocou mm stupnice určovať polohu jednotlivých maxim resp. miním intenzity svetelného lúča. Pretože rez laserového lúča je kruhový, difrakčné maximá nebudú mať tvar prúžkov, ale kruhov.

Metóda merania a postup pri meraní:

Napájací zdroj lasera pripojíme k sieťovému zdroju. Do zvolenej vzdialenosti napr. 0,50 m od tienidla na optickej lavici umiestnime difrakčný prvok (optickú mriežku).

Keď difrakčným prvkom bude optická mriežka, popísaným postupom môžeme určiť vlnovú dĺžku svetla podľa vzťahu (9). Ak prepíšeme $\sin \alpha$ cez koordináty x_i a y_i a dosadíme do (9), potom vlnovú dĺžku použitého svetla vypočítame podľa vzťahu

$$\lambda = \frac{d}{k} \frac{y_i}{\sqrt{(x_i^2 + y_i^2)}} \quad (10)$$

Merania vykonáme pre $i = 1, 2, \dots, 10$ polôh difrakčného prvku na optickej lavici.

Úlohy: Určte vlnovú dĺžku použitého lasera .

Spracovanie výsledkov:

Odčítané súradnice b_i , x_i , y_i pre rôzne polohy difrakčných prvkov spracujeme do tabuľky.

I	x_i [m]	y_i [m]	$\sin \alpha$	λ_i [m]	Δ_i [m]	Δ_i^2 [m ²]
1				λ_1		
2						
·						

 λ_i

$$\sum_{i=1}^n \Delta_i^2$$

Stredná hodnota $\bar{\lambda}$ reprezentuje skutočnú hodnotu vlnovej dĺžky lasera. Stredná kvadratická chyba aritmetického priemeru je potom daná vzťahom

$$\delta_{\lambda} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n \Delta_i^2}{n(n-1)}} \quad (11)$$

kde n je počet meraní. Výsledok potom vyjadríme v tvare $\lambda = \bar{\lambda} \pm \delta_{\lambda}$.

2. DIFRAKCIA ELEKTROMAGNETICKÝCH VÍLN NA DVOJŠTRBINE.

Na meranie vlnovej dĺžky mikrovĺn môže byť použitá aparátúra z úlohy A, obr. 3, pričom medzi vysielateľ a prijímač sa umiestni dvojštrbina. V tomto meraní využijeme javu difrakcie. Otáčaním ramena, na ktorom je umiestnený prijímač analyzujeme uhlové rozloženie intenzity mikrovĺn. Nájdené maximá zapisujeme do tabuľky, kde k – rád difrakčného maxima, α - uhol pod ktorým sa nachádza difrakčné maximum a U – prislúchajúce napätie.

k	0	1 (vľavo)	2 (vľavo)	1 (vpravo)	2 (vpravo)
α [°]					
U [mV]					

Poloha difrakčných maxím vzhľadom na hlavnú os je označená ako „vľavo“ a „vpravo“. Vlnová dĺžka mikrovln sa dá vypočítať pomocou vzťahu (10), kde úlohu mriežkového parametra hrá vzdialenosť medzi štrbinami d .

Úlohy: Určte vlnovú dĺžku mikrovln.

Spracovanie výsledkov:

Namerané a vypočítané hodnoty spracujeme do tabuľky.

k	$\sin \alpha$	λ_i [m]	Δ_i [m]	Δ_i^2 [m ²]
1 (vľavo)		λ_1		
1 (vľavo)				
2 (vpravo)				
2 (vpravo)				

λ_i

$$\sum_{i=1}^n \Delta_i^2$$

Stredná hodnota $\bar{\lambda}$ reprezentuje skutočnú hodnotu vlnovej dĺžky mikrovln. Stredná kvadratická chyba aritmetického priemeru je potom daná vzťahom

$$\delta_{\bar{\lambda}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n \Delta_i^2}{n(n-1)}}, \quad (12)$$

kde n je počet meraní. Výsledok potom vyjadríme ako $\lambda = \bar{\lambda} \pm \delta_{\bar{\lambda}}$.

Upozornenie: I keď výkon laserového zväzku je v tomto prípade len niekoľko mW, musíme byť pri meraní veľmi opatrní. Laserové žiarenie je pre ľudské oko veľmi nebezpečné. Nikdy nesmieme z optickej lavice demontovať tienidlo, pokiaľ je laser v prevádzke!