

VILNIAUS UNIVERSITETAS  
Radiofizikos katedra

**Apskritimiškai poliarizuotos bangos apvaliajame bangolaidyje**

Mikrobangų fizikos laboratorinis darbas Nr. 3

Paruošė doc. V. Kalesinskas

Vilnius 2012

## Turinys

Turinys .....	2
Darbo užduotis .....	3
Literatūra .....	3
Metodiniai nurodymai .....	4
<b>Elektromagnetinių laukų ir srovių pasiskirstymas bangolaidyje.....</b>	<b>6</b>
<b>Elipsiškai poliarizuotos bangos.....</b>	<b>7</b>
<b>Ekspimentinė darbo dalis .....</b>	<b>10</b>
<b>Laukų pasiskirstymo skaičiavimas.....</b>	<b>11</b>

## Apskritiminės poliarizacijos bangos apvaliajame bangolaidyje

### Darbo tikslas

Susipažinti su atskirų modų elektromagnetinių laukų stiprių pasiskirstymu apvaliajame bangolaidyje ir gauti apskritiminės poliarizacijos mikrobangas, panaudojant anizotropinį bangų sklidimą bangolaidyje.

### Darbo uždutis

1. Išsiaiškinti  $E_{11}$  ir  $H_{11}$  modų skersinių elektrinių laukų ir jėgų linijų pasiskirstymus bangolaidžio skerspjūvyje ir juos pavaizduoti grafiškai.
2. Ištirti  $H_{11}$  bangų, poliarizuotų lygiagrečiai ir statmenai dielektrinei plokštelei, fazių skirtumo dažninę priklausomybę ir nustatyti dažnį, kuriam esant fazių skirtumas yra  $\pi/2$ .
3. Gauti apskritimiškai poliarizuotą bangą apvaliajame bangolaidyje. Ištirti žadinamos bangos stačiakampiame bangolaidyje amplitudės priklausomybę nuo poliarizacinės plokštelės padėties (kampu  $\varphi$ ). Tyrimą atlikti, kai poliarizacinė plokštelė su žadinančiojo stačiakampio bangolaidžio plačiąja sienele sudaro kampus:  $\varphi = 0^\circ, 40^\circ, 45^\circ, 50^\circ$  ir  $90^\circ$ . Žadinamojo stačiakampio bangolaidžio kampą  $\alpha$  keisti ribose  $\pm 90^\circ$ , kas  $10^\circ$ .

Apvaliojo bangolaidžio spindulys  $R = 12,5$  mm.

### Literatūra

1. Mickūnas S. Elektrodinamikos pagrindai. Vilnius: Mintis, 1975, p. 175-180.
2. Kybartas V., Šugurovas V. Elektrodinamika. Vilnius: Mokslas, 1977, p. 235-239.
3. Фуско В. СВЧ цепи. М. Радио и связь, 1990, с. 56-61.
4. Альтман Дж. Устройства сверхвысоких частот. М. Мир, 1968, с. 18-27.
5. Laboratorinio darbo aprašas.

### Metodiniai nurodymai

Darbo struktūrinė schema parodyta 1 pav. Svarbiausia tyrimų schemos dalis yra bangolaidžių rinkinys, sudarytas iš trijų nuosekliai sujungtų sekcijų: a) perėjimo iš stačiakampio bangolaidžio į apvalųjį, b) sukiojamos kampu  $\varphi$  apie savo ašį apvaliojo bangolaidžio sekcijos su patalpinta jame dielektrine plokštele ir c) sukiojamo kampu  $\alpha$  perėjimo iš apvaliojo bangolaidžio į stačiakampį, kuriame yra patalpintas detektorius. Iš mikrobangų generatoriaus išėjusi EM banga per matavimo liniją ir perėjimą a), kuris ir atlieka žadinančiojo bangolaidžio vaidmenį, patenka į apvalųjį bangolaidį b) ir šiame bangolaidyje pakeitusi savo poliarizaciją per kitą perėjimą c) patenka į detektorinę galvutę (žadinamąjį stačiakampį bangolaidį su detektoriumi). Detektorinę galvutę kartu su perėjimu iš apvaliojo bangolaidžio į stačiakampį galima sukoti apie išilginę ašį kampu  $\alpha = \pm 90^\circ$ . Bangolaidžių rinkinys ir atitinkami kampai  $\varphi$  ir  $\alpha$  parodyti 1 pav.

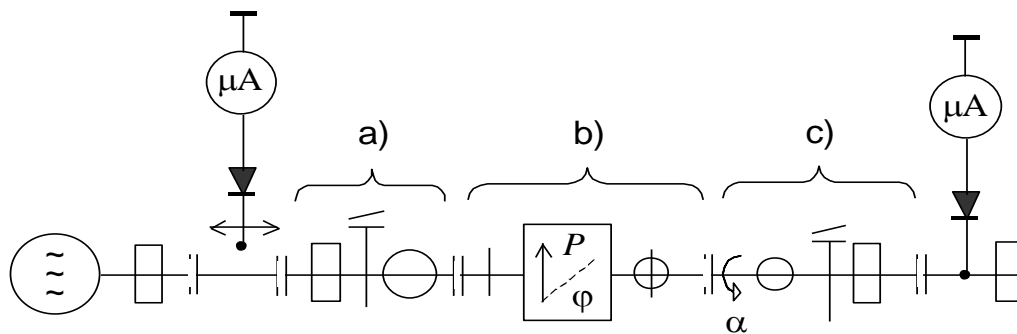
Tyrimus atliekame dviem etapais: *pirmajame etape* nustatome dažnį  $\nu_x$ , kuriam esant turėtų susidaryti apskritimiškai poliarizuota banga; *antrajame etape* nusistatę generatorių dažniui  $\nu_x$ , tikriname apskritiminės poliarizacijos susidarymą (matuojame detektorinės galvutės detektoriaus srovės priklausomybės grafiką nuo kampo  $\alpha$ , esant įvairioms kampo  $\varphi$  vertėms).

*Pirmasis etapas.* Žadinamąjį bangolaidį c) su detektorine galvute pasukame kampu  $\alpha = 90^\circ$  (tai reiškia, kad tuo atveju, kai banga yra poliarizuota tiesiškai, o tai atitinka kampą  $\varphi = 0$  arba  $90^\circ$ , beveik visa EM bangos energija atsispindės nuo detektorinės galvutės ir matavimo linijoje susidarys stovinti banga). Toliau šią  $\alpha$  padėtį išlaikome viso matavimo eigoje. Įvairiems dažniams ( $8 \div 12$  GHz) su matavimo linija nustatome stovinčiosios bangos minimumo padėtis  $x_\perp$ , kai  $\varphi = 0^\circ$  (statmena plokštei tiesinė poliarizacija), ir  $x_\parallel$ , kai  $\varphi = 90^\circ$  (lygiagreti plokštei tiesinė poliarizacija). Fazių skirtumas tarp šių bangų apskaičiuojamas pagal formulę

$$\Delta\psi = 2 \frac{2\pi}{\lambda_B} (x_\parallel - x_\perp).$$

Čia  $\lambda_B = \lambda_0 / \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{2a}\right)^2}$  - bangos ilgis matavimo linijoje,  $a = 2,3$  cm,  $\lambda_0 = c/\nu$ ,  $c$  -

šviesos greitis,  $\nu$  - dažnis. Nubraižome  $\Delta\psi$  priklausomybę nuo dažnio, ir iš grafiko nustatome dažnį  $\nu_x$ , kuriam  $\Delta\psi \sim 180^\circ$ . Šitaip matuojant fazių skirtumą, jis yra dvigubai didesnis, nes bangos pro bangolaidinę atkarpą su dielektrine plokštele praeina du kartus – pirmyn ir atgal. Praėjusių tiktai viena kryptimi (pirmyn) bangų fazių skirtumas būtų lygus  $90^\circ$ .

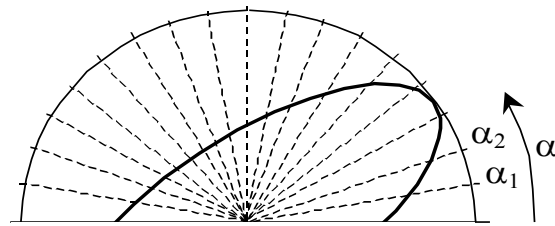


1 pav. Struktūrinė schema.

*Antrasis etapas.* Generatorių suderiname nustatytam dažniui  $\nu_x$ . Nustatome plokštelės kampą  $\varphi = 45^\circ$  ir keisdami kampą  $\alpha$  (ribose  $\pm 90^\circ$ ) matuojame statmenai plokštei ir lygiagrečiai

plokštei poliarizuotų bangų elektrinių laukų stiprių santykį  $E_{\perp}/E_{\parallel}$ . Keisdami kampą  $\varphi$   $45^{\circ}$  aplinkoje ( $\pm 5^{\circ}$ ) surandame optimalią kampo vertę, kuriai esant laukų stiprių santykis  $E_{\perp}/E_{\parallel}$  išlieka beveik pastovus, t.y. banga yra apskritimiškai poliarizuota. Grafiką brėžiame polinėje koordinatinių sistemoje. Detektoriaus charakteristiką laikome kvadratine. Detektoriaus parodymus normuojame taip, kad maksimalus atsilenkimas būtų lygus 1. Kampą  $\alpha$  keičiame kas  $10^{\circ}$  nuo  $0$  iki  $180^{\circ}$ . Grafiko pavyzdys  $E = f(\alpha)$  pateikiamas 2 pav.

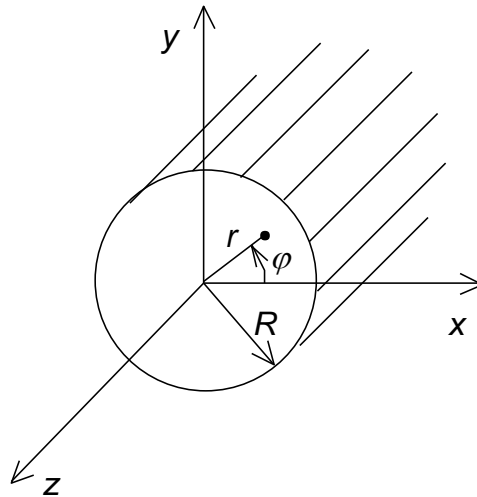
Atliekame analogiškus matavimus kampams  $\varphi = 0^{\circ}$  ir  $90^{\circ}$  ir, nubrėžę grafikus, įsitikiname, kad šiais atvejais banga yra poliarizuota tiesiškai.



2 pav. Grafiko pateikimo pavyzdys.

## Elektromagnetinių laukų ir srovių pasiskirstymas bangolaidyje

Elektromagnetinių laukų pasiskirstymą H (TE) ir E (TM) tipų modoms gauname sprenddami Maksvelo lygtis kintamųjų atskyrimo metodu. Apvaliajame bangolaidyje modų laukai išreiškiami Beselio ir trigonometrinių funkcijų (kosinuso ir sinuso) sandauga. Įvedę koordinačių sistemą tokią, kaip parodyta 3 pav.,



3 pav. Apvaliojo bangolaidžio orientacija stačiakampėje  $(x, y, z)$  ir polinėje  $(r, \varphi, z)$  koordinačių sistemose

gauname šias elektromagnetinio lauko išraiškas tuščiavidurio ( $\varepsilon = 1$ ,  $\mu = 1$ ) apvaliojo bangolaidžio E ir H modoms.

E – modos:

$$\begin{aligned}
 E_r^{mi} &= -ih_{mi} \frac{R}{\mu_{mi}} J'_m \left( \frac{\mu_{mi}}{R} r \right) A_{mi} \cos(m\varphi) e^{i(\omega t - h_{mi} z)}, \\
 E_\varphi^{mi} &= ih_{mi} \frac{R}{\mu_{mi}} \frac{m}{r} J_m \left( \frac{\mu_{mi}}{R} r \right) A_{mi} \sin(m\varphi) e^{i(\omega t - h_{mi} z)}, \\
 E_z^{mi} &= J_m \left( \frac{\mu_{mi}}{R} r \right) A_{mi} \cos(m\varphi) e^{i(\omega t - h_{mi} z)}, \\
 H_r^{mi} &= -i\omega\varepsilon\varepsilon_0 \frac{R^2}{\mu_{mi}^2} \frac{m}{r} J_m \left( \frac{\mu_{mi}}{R} r \right) A_{mi} \sin(m\varphi) e^{i(\omega t - h_{mi} z)}, \\
 H_\varphi^{mi} &= -i\omega\varepsilon\varepsilon_0 \frac{R}{\mu_{mi}} J'_m \left( \frac{\mu_{mi}}{R} r \right) A_{mi} \cos(m\varphi) e^{i(\omega t - h_{mi} z)}, \\
 H_z^{mi} &= 0.
 \end{aligned} \tag{1}$$

H – modos:

$$\begin{aligned}
 E_r^{mi} &= i\omega\mu_0 \frac{R^2}{v_{mi}^2} \frac{m}{r} J_m\left(\frac{v_{mi}}{R}r\right) D_{mi} \sin(m\varphi) e^{i(\omega t - h_{mi}z)}, \\
 E_\varphi^{mi} &= i\omega\mu_0 \frac{R}{v_{mi}} J'_m\left(\frac{v_{mi}}{R}r\right) D_{mi} \cos(m\varphi) e^{i(\omega t - h_{mi}z)}, \\
 E_z^{mi} &= 0, \\
 H_r^{mi} &= -ih_{mi} \frac{R}{v_{mi}} J'_m\left(\frac{v_{mi}}{R}r\right) D_{mi} \cos(m\varphi) e^{i(\omega t - h_{mi}z)}, \\
 H_\varphi^{mi} &= ih_{mi} \frac{R^2}{v_{mi}^2} \frac{m}{r} J_m\left(\frac{v_{mi}}{R}r\right) D_{mi} \sin(m\varphi) e^{i(\omega t - h_{mi}z)}, \\
 H_z^{mi} &= J_m\left(\frac{v_{mi}}{R}r\right) D_{mi} \cos(m\varphi) e^{i(\omega t - h_{mi}z)}.
 \end{aligned} \tag{2}$$

Šiose formulėse indeksas  $m$  reiškia Beselio funkcijos eilę,  $i$  –  $m$ -tosios eilės Beselio funkcijos  $i$ -tąją šaknį.  $A_{mi}$  ir  $D_{mi}$  yra atitinkamų modų amplitudės.  $R$  – bangolaidžio spindulys,  $E_r, E_\varphi, H_r, H_\varphi, E_z, H_z$  lauko projekcijos  $\vec{r}_0, \vec{\varphi}_0$  ir  $\vec{k}$  kryptimis.  $\mu_{mi}$  lygties  $J_m(\mu_{mi}) = 0$   $i$ -toji šaknis;  $v_{mi}$  – lygties  $J'_m(v_{mi}) = 0$   $i$ -oji šaknis;  $h_{mi}$  – atitinkamos bangos banginis skaičius (sklidimo konstanta);  $m = 0, 1, 2, \dots$ . Keletas pirmųjų  $\mu_{mi}$  ir  $v_{mi}$  verčių pateikta 1 lentelėje.

1 lentelė

$m$	$\mu_{mi}$			$v_{mi}$		
	$i = 1$	$i = 2$	$i = 3$	$i = 1$	$i = 2$	$i = 3$
0	2,405	5,520	8,654	3,832	7,016	10,174
1	3,832	7,016	10,173	1,840	5,335	8,536
2	5,135	8,417	11,620	3,052	6,705	9,965

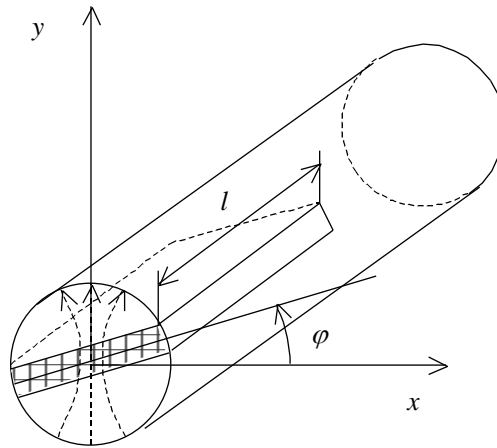
Norint surasti analizinę lauko jėgos linijos išraišką dvimačiu atveju, reikia išspręsti diferencialinę lygtį

$$\frac{df(x)}{dx} = \frac{E_y}{E_x}, \tag{3}$$

kurioje  $E_y$  – elektrinio lauko  $y$  sandas,  $E_x$  –  $x$  sandas,  $y = f(x)$  – funkcija, aprašanti jėgos liniją. Trimačio uždavinio atveju vietoj paprastosios diferencialinės lygties (3) turėtume lygtį dalinėmis išvestinėmis. Srovės linijos surandamos visiškai panašiai kaip ir laukų linijos. Tai seka iš srovės linijos apibrėžimo.

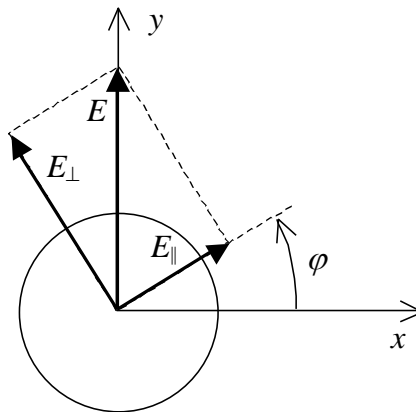
### Elipsiškai poliarizuotos bangos

Elipsiškai poliarizuotą bangą gauname, parinę toki dažnį, kad bangolaidžiu sklistų tik  $H_{11}$  moda. Į bangolaidį įstatome  $l$  ilgio dielektrinę plokštelę (4 pav.), taip, kad galima būtų keisti jos orientacijos kampą  $\varphi$ .

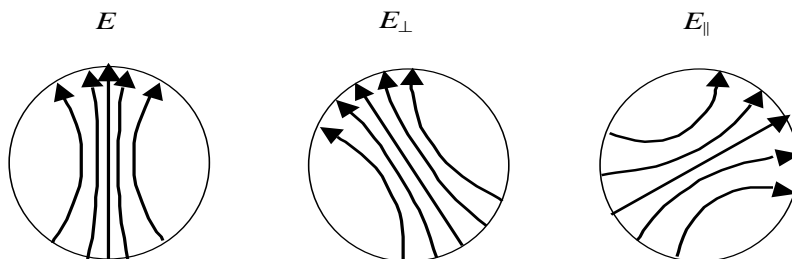


4 pav. Dielektrinė  $l$  ilgio plokštelė apvaliajame bangolaidyje pasukta kampu  $\varphi$

Elektromagnetinę bangą išskaidykime į dvi tarpusavyje statmenų poliarizacijų bangas (galioja laukų superpozicijos principas). Vienos bangos elektrinio lauko vektorius  $E_{\parallel}$ , orientuotas lygiagrečiai plokštelės plokštumai, kitos  $E_{\perp}$  – statmenai plokštelės plokštumai (5 ir 6 pav.).



5 pav. Bangos skaidymas į du tarpusavyje statmenų poliarizacijų sandus



6 pav. Bangų skersiniai elektriniai laukai apvaliajame bangolaidyje

Šių skirtingai poliarizuotų bangų sklidimo sąlygos bangolaidyje bus nevienodos. Ta banga, kurios lauko poliarizacija yra statmena plokštei, plokštelę jaus silpniau, o ta, kurios laukas



lygiagretus – stipriau. Statmenai plokštelės plokštumai poliarizuotos bangos  $E_{\perp}$  fazė, bangai praėjus bangolaidžio dalį, užpildytą plokštele, pakis kampu  $\Psi$ , o lygiagrečiai poliarizuotos bangos  $E_{\parallel}$  - kampu  $\Psi + \Delta\psi$ .  $\Delta\psi$  – gali būti bet kurio ženklo. Panagrinėsime, ką duoda atsiradęs fazių skirtumas tarp  $E_{\parallel}$  ir  $E_{\perp}$ .

Bangolaidžio dalies su plokštele įėjime, bangų amplitudės  $E_{\perp}$  ir  $E_{\parallel}$  bus tokios:

$$\begin{aligned} E_{\perp} &= -E \cos(\varphi), \\ E_{\parallel} &= E \sin(\varphi), \end{aligned} \quad (4)$$

kur  $E$  – neišskaidytos bangos amplitudė. Jos konkreti analizinė išraiška duotu atveju mums nesvarbi. Bangolaidžio dalies užpildytos plokštele išėjime, turėsime tokias amplitudes  $E_{\perp}^{is}$  ir  $E_{\parallel}^{is}$

$$\begin{aligned} E_{\perp}^{is} &= -E \cos(\varphi) e^{i\Psi}, \\ E_{\parallel}^{is} &= E \sin(\varphi) e^{i(\Psi + \Delta\Psi)}. \end{aligned} \quad (5)$$

Vadinasi, bangolaidžiu sklis dvi bangos, su vienas kitam statmenais elektrinio lauko stiprio vektoriais. Šių bangų elektriniai laukai  $E_{\perp}^b$  ir  $E_{\parallel}^b$  bus aprašomi kompleksinėmis funkcijomis

$$\begin{aligned} E_{\perp}^b &= -E \cos(\varphi) e^{i(\omega t + \Psi - hz)}, \\ E_{\parallel}^b &= E \sin(\varphi) e^{i(\omega t + \Psi + \Delta\Psi - hz)}. \end{aligned} \quad (6)$$

Laukų realiosios dalys

$$\begin{aligned} E_{\perp}^b &= -E \cos(\varphi) \cos(\omega t + \Psi - hz), \\ E_{\parallel}^b &= E \sin(\varphi) \cos(\omega t + \Psi + \Delta\Psi - hz). \end{aligned} \quad (7)$$

Tegul  $\Delta\Psi = \pi/2$ , tuomet

$$\begin{aligned} E_{\perp}^b &= -E \cos(\varphi) \cos(\omega t + \Psi - hz), \\ E_{\parallel}^b &= -E \sin(\varphi) \sin(\omega t + \Psi - hz). \end{aligned} \quad (8)$$

Pažiūrėkime, kaip kinta suminė abiejų bangų elektrinių laukų amplitudė tam tikroje fiksuotoje bangolaidžio skerspjūvio plokštumoje, kurios koordinatė  $z$ .

Tuo tikslu iš (8) lygčių pašaliname laiką pasinaudodami gerai žinomu sąryšiu  $\sin^2(x) + \cos^2(x) = 1$ :

$$\left(\frac{E_{\perp}^b}{E}\right)^2 \frac{1}{\cos^2(\varphi)} + \left(\frac{E_{\parallel}^b}{E}\right)^2 \frac{1}{\sin^2(\varphi)} = 1. \quad (9)$$

Gavome, kad laikui bėgant, fiksuotame  $z$  taške, elektrinio lauko vektoriaus galas per periodą nubrėš elipsę. Jei  $\cos^2(\varphi) = \sin^2(\varphi)$  tada elipsė virs apskritimu, t.y. turėsime apskritimiškai poliarizuotą bangą.

### **Eksperimentinė darbo dalis**

Darbo struktūrinė schema parodyta 1 pav. Svarbiausia tyrimų schemos dalis yra bangolaidžių rinkinys, sudarytas iš trijų nuosekliai sujungtų sekcijų: a) perėjimo iš stačiakampio bangolaidžio į apvalųjį, b) sukiojamos kampų  $\varphi$  apie savo ašį apvaliojo bangolaidžio sekcijos su patalpinta jame dielektrine plokšte ir c) sukiojamo kampų  $\alpha$  perėjimo iš apvaliojo bangolaidžio į stačiakampį, kuriame yra patalpintas detektorius. Iš mikrobangų generatoriaus išėjusi EM banga per matavimo liniją ir perėjimą a) patenka į apvalųjį bangolaidį b) ir šiame bangolaidyje pakeitusi savo poliarizaciją per kitą perėjimą c) patenka į detektorinę galvutę (stačiakampį bangolaidį su detektoriumi). Detektorinę galvutę kartu su perėjimu iš apvaliojo bangolaidžio į stačiakampį galima sukoti apie išilginę ašį kampų  $\alpha = \pm 90^\circ$ . Bangolaidžių rinkinys ir atitinkami kampai  $\varphi$  ir  $\alpha$  parodyti 1 pav.

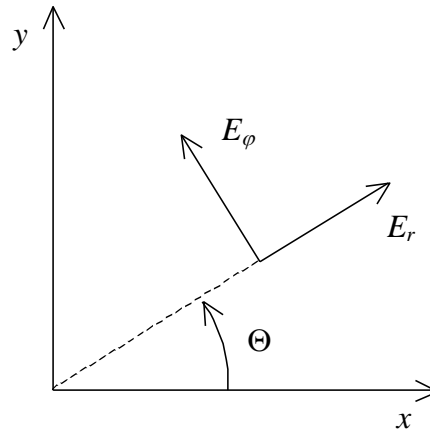
Tyrimus atliekame ir gautus rezultatus apiforminame pagal metodinėje dalyje pateiktus reikalavimus.

Laukų pasiskirstymus skaičiuojame dėstytojo norodytai modai pagal žemiau pateiktas formules.

## Laukų pasiskirstymo skaičiavimas

Grafiniam elektrinių laukų pasiskirstymo atvaizdavimui naudosime stačiakampę koordinatinių sistemą. Laukų sandai stačiakampėje ir polinėje koordinatinių sistemose (7 pav.) susieti šiomis lygtimis:

$$\begin{aligned} E_x &= E_r \cos \Theta - E_\varphi \sin \Theta, \\ E_y &= E_r \sin \Theta + E_\varphi \cos \Theta. \end{aligned} \quad (11)$$



7 pav. Laukai stačiakampėje koordinatinių sistemoje

### $E_{11}$ modos skaičiavimas.

Skaičiavimus atliekame konkrečioms  $z$  ir  $t$  vėrtėms, todėl nemažinant bendrumo galima laikyti, kad  $ih_{mi}A_{mi}e^{i(\omega t - h_{mi}z)} = 1$ . Tuomet

$$\begin{aligned} E_r^{11} &= -\frac{\mu_{11}}{R} J_1' \left( \frac{\mu_{11}}{R} r \right) \cos \varphi, \\ E_\varphi^{11} &= \frac{1}{R} J_1 \left( \frac{\mu_{11}}{R} r \right) \sin \varphi, \end{aligned} \quad (12)$$

arba, įrašius  $\mu_{11} = 3.832$  ir  $J_1'(x) = J_0(x) - \frac{1}{x} J_1(x)$ ,

$$\begin{aligned} E_r^{11} &= -\frac{3.832}{R} \left[ J_0 \left( \frac{3.832}{R} r \right) - \frac{R}{3.832 \cdot r} J_1 \left( \frac{3.832}{R} r \right) \right] \cos \varphi, \\ E_\varphi^{11} &= \frac{1}{r} J_1 \left( \frac{3.832}{R} r \right) \sin \varphi. \end{aligned} \quad (13)$$

Iš (13) formulių matome, kad kai  $\varphi = \pi/2$ ,  $\vec{E} = E_\varphi \vec{\varphi}_0$ , t.y. elektrinis laukas statmenas spinduliui. (13) formules dar supaprastinsime pasinaudoję tuo, kad

$$\begin{aligned} \cos \varphi &= -\sin \Theta, \\ \sin \varphi &= \cos \Theta. \end{aligned} \quad (14)$$

Įstatę (13) laukų vertes į (11) išraiškas, gauname  $E_{11}$  modos skersinių elektrinių laukų pasiskirstymą stačiakampėje koordinačių sistemoje:

$$\begin{aligned} E_x &= \frac{1}{2} \left[ \frac{3.832}{R} J_0 \left( \frac{3.832}{R} r \right) - \frac{1}{r} \left( 1 + \frac{R}{3.832} \right) J_1 \left( \frac{3.832}{R} r \right) \right] \sin 2\Theta, \\ E_y &= \frac{3.832}{R} \left[ J_0 \left( \frac{3.832}{R} r \right) - \frac{R}{3.832} J_1 \left( \frac{3.832}{R} r \right) \right] \sin^2 \Theta + \frac{1}{r} J_1 \left( \frac{3.832}{R} r \right) \cos^2 \Theta. \end{aligned} \quad (15)$$

Gautąsias (15) formules panaudojame laukų skaičiavimo programoje.  $r$  kitimo ribas imame nuo 0 iki  $R$ , o  $\Theta$  - nuo 0 iki  $2\pi$ .

### **$H_{11}$ modos skaičiavimas.**

Kaip ir  $E_{11}$  modai laikome, kad  $i\omega\mu_0 D_{mi} e^{i(\omega t - h_m z)} = 1$ . Tuomet

$$\begin{aligned} E_r^{11} &= \frac{1}{r} J_1 \left( \frac{v_{11}}{R} r \right) \sin \varphi, \\ E_\varphi^{11} &= \frac{v_{11}}{R} J_1' \left( \frac{v_{11}}{R} r \right) \cos \varphi, \end{aligned} \quad (16)$$

arba, įrašius  $v_{11} = 1.84$  ir  $J_1'(x) = J_0(x) - \frac{1}{x} J_1(x)$ ,

$$\begin{aligned} E_\varphi^{11} &= \frac{1.84}{R} \left[ J_0 \left( \frac{1.84}{R} r \right) - \frac{R}{1.84 \cdot r} J_1 \left( \frac{1.84}{R} r \right) \right] \cos \varphi, \\ E_r^{11} &= \frac{1}{r} J_1 \left( \frac{1.84}{R} r \right) \sin \varphi. \end{aligned} \quad (17)$$

Iš (17) formulių matome, kad kai  $\varphi = 0$ , tai  $E_r^{11} = 0$ , o  $E_\varphi^{11} \neq 0$ , t.y. elektrinis laukas statmenas spinduliui. Todėl šiuo atveju  $\varphi = \theta$ . Įstatę (17) formules į (11) išraiškas gauname  $H_{11}$  modos skersinių laukų  $E_x$  ir  $E_y$  pasiskirstymą stačiakampėje koordinačių sistemoje:

$$\begin{aligned} E_x &= \frac{1}{2} \left[ -\frac{1.84}{R} J_0 \left( \frac{1.84}{R} r \right) + \frac{2}{r} J_1 \left( \frac{1.84}{R} r \right) \right] \sin 2\Theta, \\ E_y &= \frac{1}{r} \left[ J_1 \left( \frac{1.84}{R} r \right) \right] \sin^2 \Theta + \frac{1.84}{R} \left[ J_0 \left( \frac{1.84}{R} r \right) - \frac{R}{1.84 \cdot r} J_1 \left( \frac{1.84}{R} r \right) \right] \cos^2 \Theta. \end{aligned} \quad (18)$$

Čia  $r$  kitimo ribos nuo 0 iki  $R$ , o  $\theta$  - nuo 0 iki  $2\pi$ .