

VILNIAUS UNIVERSITETAS
FIZIKOS FAKULTETAS
TAKOMOSIOS ELEKTRODINAMIKOS IR TELEKOMUNIKACIJŲ INSTITUTAS

Aurimas Žalkauskis

Nuotėkio akustinių bangų akustooptinė difrakcija YX-
LiTaO₃ kristaluose

Pagrindinių studijų baigiamasis darbas

Telekomunikacijų fizika ir elektronika

Studentas

Aurimas Žalkauskis

Leista ginti

2018-05-23

Darbo vadovas

dr. Romualdas Rimeika

Instituto direktorius

prof. Jonas Matukas

Vilnius 2018

Turinys

Įvadas.....	3
1. Tūrinės akustinės bangos.....	4
2. Tūrinės bangos seismologijoje	6
3. Reilėjaus bangos	7
4. Lovo bangos	8
5. Nuotėkio akustinės bangos	9
6. Pjezoelektrinis efektas	10
7. Fotoeleastinis efektas.....	11
8. Akustooptinis efektas	12
9. Paviršinių akustinių bangų žadinimas	14
10. Šviesos difrakcija anizotropinėse terpėse	16
11. Eksperimentas.....	22
Išvados.....	33
Literatūros sąrašas	34
Santrauka	35
Summary.....	36

Ivadas

Elektromagnetinių bangų sąveika su akustinėmis bangomis yra plačiai naudojama įvairiuose įtaisuose, naudojamuose šviesos valdymui. Šiuolaikinėje optikoje, optinėse informacijos apdorojimo sistemose, lazerių technologijose (šviesos modulatoriai, deflektoriai, spektro analizatoriai, perderinami akusotooptiniai filtrai) valdyti optinių spindulių pluoštus naudojamos garso bangos. Pagrindinis pranašumas akustooptinių įtaisų yra galimybė keisti keletą optinio signalo parametrų tuo pačiu metu.

Paprastai akustooptiniuose įtaisuose šviesos valdymui naudojamos tūrinės akustinės bangos, kurių žadinimui reikalingos plonos pjezoelektrinės plokštelės – keitikliai, mechaniškai tvirtinamos - klijuojamos prie kristalo. Šių keitiklių gamyba ir pritvirtinimas prie kristalo yra gana sudėtinga technologinė procedūra. Tūrinių akustinių bangų žadinimas paviršinių akustinių bangų elektrodiniais keitikliais pjezoelektriniame kristale, žymiai supaprastina akustooptinius įtaisus.

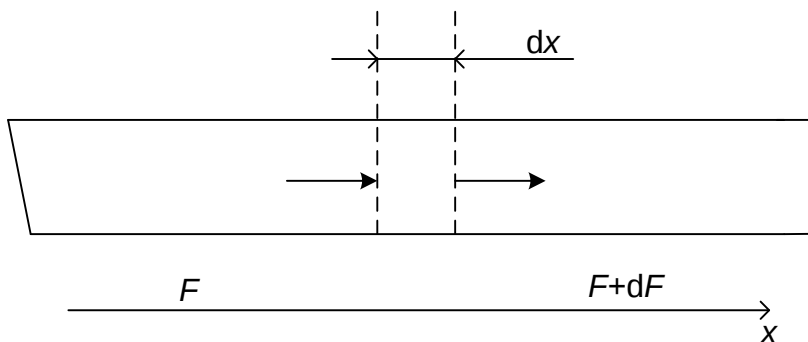
Šio darbo tikslas yra ištirti šviesos difrakciją $YX-LiTaO_3$ kristaluose, žadinant tūrinės akustines bangas, paviršinių akustinių bangų elektrodiniais keitikliais. Mūsų atveju tūrinės akustinės bangos išspinduliuojamos nuotėkio paviršinių akustinių bangų, sklindančių kristalo paviršiumi X – kryptimi.

1. Tūrinės akustinės bangos

Akustinė (garso) banga yra sklindantis tampriosios medžiagos dalelių virpesys. Akustinių bangų dažnių diapazonas – nuo herco dalių iki 10^{13} Hz. Akustinės elektronikos įtaisuose dažniausiai naudojami ultragarsiniai ($2 \cdot 10^4$ - 10^9 Hz) ir hipergarsiniai (10^9 - 10^{13} Hz) virpesiai.

Begalinių matmenų kietajame kūne, kaip žinome, gali sklisti išilginės ir skersinės tūrinės bangos [1]. Sklindant išilginei bangai, dalelės virpa išilgai bangos sklaidmo krypties. Sklindant skersinei akustinei bangai dalelės medžiagoje virpa statmenai bangos sklaidimo krypties.

Paanalizuokime medžiagos sutankėjimus bei išsiplėtimus virpant medžiagos dalelėms (1 pav.). Joms virpant atsiranda tamprumo jėga F , o jos modulis yra proporcingas poslinkiui s .



1 pav. Strypas – garsolaidis.

Jėgos dydžio pokytis priklauso nuo medžiagos vietos, kitaip tariant nuo koordinatės x :

$$dF = \frac{\partial F}{\partial x} dx \quad (1.1)$$

Šiuo atveju dF suteikia medžiagos elementui dx pagreitį:

$$a = \frac{d^2 s}{dt^2} = \frac{dF}{dm} = \frac{1}{\rho S} \frac{\partial F}{\partial x} \quad (1.2)$$

kur ρ - medžiagos tankis, S - skerspjūvio plotas.

Medžiagos dx pailgėjimą, esant jėgai F , galima išreikšti Huko dėsnio:

$$\frac{ds}{dx} = \frac{F}{ES} \quad (1.3)$$

kur E – tamprumo modulis, S – plotas, pertvarkę gauname:

$$\frac{\partial F}{\partial x} = ES \frac{\partial^2 s}{\partial x^2} \quad (1.4)$$

Įsistatę (1.4) išraišką į (1.2) gauname banginė lygtį (1.5):

$$\frac{\partial^2 s}{\partial t^2} = \frac{E}{\rho} \frac{\partial^2 s}{\partial x^2} \quad (1.5)$$

Šios lygties sprendinys būtų sekantis:

$$s(x,t) = A \cdot \exp[j\omega(t-x/v)] + B \cdot \exp[j\omega(t+x/v)] \quad (1.6)$$

kur A ir B integravimo konstantos, o v yra išilginių virpesių sklaidimo greitis, kurį galima išreikšti:

$$v = \sqrt{E/\rho}. \quad (1.7)$$

Skersinių bangų sklaidimo greitis išreiškiamas kita formule (1.9):

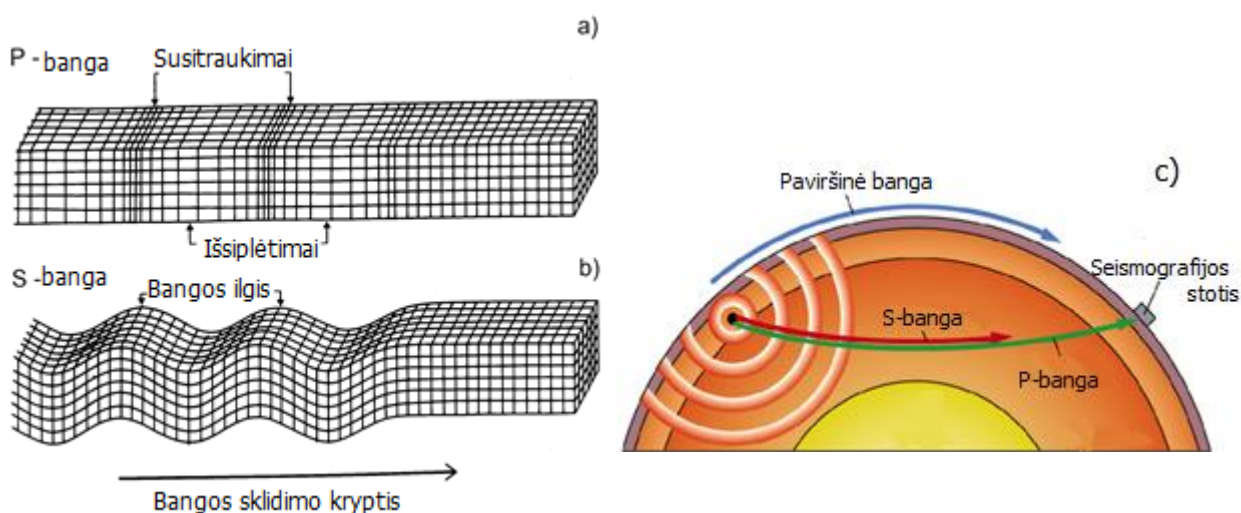
$$v_t = \sqrt{G/\rho} \quad (1.8)$$

kur G – šlyties modulis.

2. Tūrinės bangos seismologijoje

Tyrinėjant seisminėse stotyse priimamus signalus įvykus žemės drebėjimui, buvo stebimi skirtingu laiku ateinantys signalai. Greičiausiai ateinantys signalai (pirminiai) yra sukelti tūrinių išilginių bangų (P-tipo) (2 pav. a). Jos yra pačios greičiausios iš visų seisminių bangų be to sklisti gali visomis terpėmis. Bangos sklido kryptimi atstumai tarp dalelių sutankėja arba praretėja.

S tipo tūrinės bangos yra skersinės (2 pav. b). Jos gerokai lėtesnės nei pirminės bangos ir siekia apie 60% išilginių tūrinių bangų greičio [2]. Skirtingai nei išilginės bangos, jos gali sklisti tik kietosiose medžiagose. Išilginės bangos gali sklisti ir skysčiuose ir dujose. Dalelės juda statmenai bangos sklido krypties. Vėliausiai pasiekiančių bangų signalas priskiriamas paviršinėms akustinėms bangoms (2 pav. c). Jos sklinda žemės paviršiumi ir didžiausius sugriovimus, įvykus žemės drebėjimui, sukelia šios bangos.

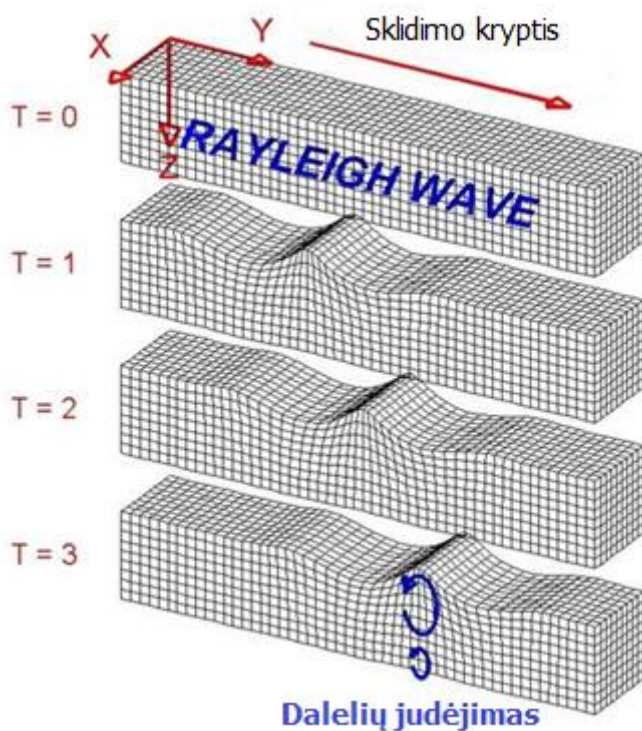


2 pav. Tūrinių išilginių (a) ir skersinių bangų (b) bei paviršinių bangų (c) sklidimas.

3. Reilėjaus bangos

Kai medžiaga yra apribota paviršiumi, tai medžiagos paviršiumi gali sklisti paviršinės akustinės bangos (PAB). Pagrindinės tokios bangos yra Reilėjaus ir Lovo bangos. Paviršinės bangos skiriasi nuo tūrinių pirmiausia sklaidimo greičiu. Paviršinės Reilėjaus bangos yra nuo 5% iki 13% lėtesnės negu pati lėčiausia tūrinė banga. Tai yra dėl to, kad dalelės medžiagos paviršiuje yra mažiau suvaržytos, negu medžiagos viduje [3].

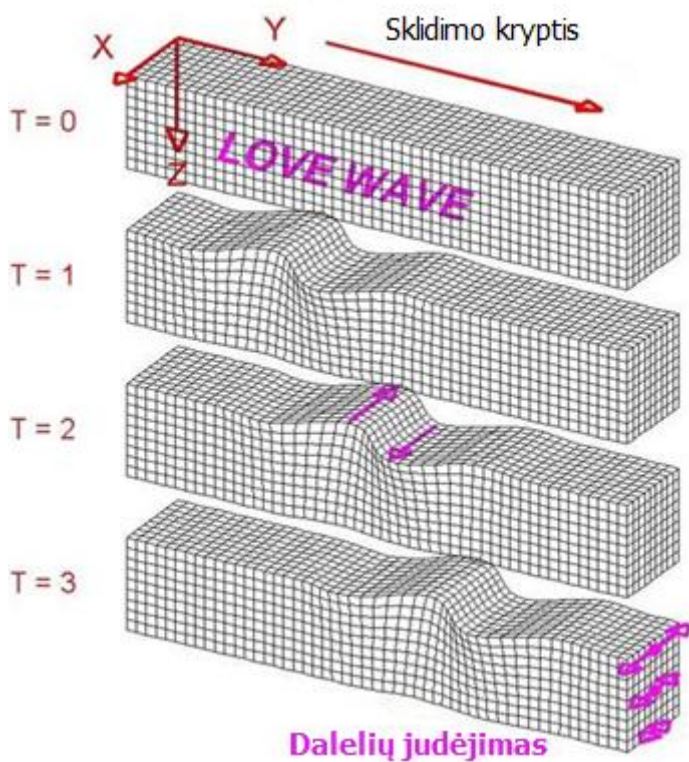
1885 metais anglų fizikas Lordas Reilėjus (Rayleigh) matematiškai apskaičiavo bangų egzistavimą, kurios sklinda kietos medžiagos paviršiumi, tai itin glaudžiai susiję su seisminiu aktyvumu. Reilėjaus bangos yra pačios pavojingiausios žemės drebėjimo metu, ypač lygioje vietoje tokioje kaip atvira jūra ar vandenynas. Reilėjaus bangos sklinda medžiagos paviršiumi (3pav.). Didžiausia energijos dalis yra sukoncentruota medžiagos paviršiuje. Energijos dalis tam tikrame sluoksnyje yra proporcinga $e^{-2\pi\frac{y}{\lambda}}$, kur y - yra atstumas nuo medžiagos paviršiaus, o λ - sklidančios bangos ilgis. Matome, kad beveik visa bangos energijos yra sukoncentruota bangos ilgio gylyje nuo medžiagos paviršiaus [4]. Sklindant paviršinei akustinei bangai dalelės virpa paviršiuje elipsės trajektorija.



3 pav. Reilėjaus bangų sklidimas.

4. Lovo bangos

Lovo bangos buvo pavadintos britų matematiko Augustus Edward Hough Love garbei, kuris tyrinėjo jas 1911 metais. Šios bangos yra pačios greičiausios paviršinės bangos [5]. Šių bangų poliarizacija yra skersinė horizontalioji, tai yra dalelės virpa medžiagos paviršiuje statmenai sklaidimo kryptiai (4 pav.).



4 pav. Lovo bangos sklaidimas.

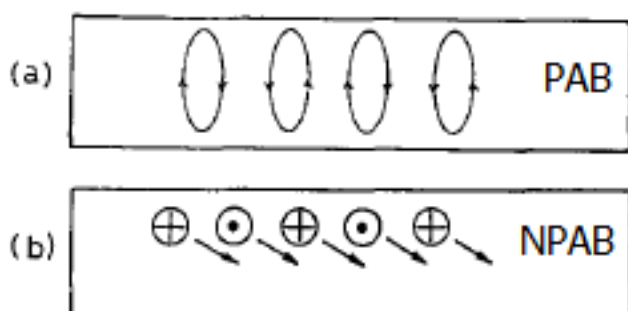
5. Nuotėkio akustinės bangos

Tam tikruose kristalo pjūviuose be paviršinių Reilėjaus akustinių bangų gali sklirti ir nuotėkio paviršinės akustinės bangos, kurios sklisdamos kristalo paviršiumi dalį savo energijos išsipinduliuoja į kristalo tūrį, tūrinės akustinės bangos pavidalu. Nuotėkio paviršinė akustinė banga yra horizontalios poliarizacijos [6].

Pirmą kartą nuotėkio paviršinės akustinės bangas (NPAB) apsakaičiavo K.Yamanouchi, jis įskaitė ir pjezoelektrinį efektą [7]. NPAB pasižymi tuo, kad turi didelį elektromechaninį ryšio koeficientą lyginant su Reilėjaus paviršinėmis akustinėmis bangomis.

Pagrindinės nuotėkio bangų savybės:

- 1) Kadangi pjezoelektriko nuotėkio paviršinės akustinės bangos turi didelį elektromechaninį ryšio koeficientą, tai galima gauti plačios juostos filtrą su mažais nuostoliais.
- 2) NPAB yra žymiai greitesnės nei paviršinės akustinės bangos. Todėl nuotėkio bangų prietaisai gali veikti apie 60% didesniuose dažniuose negu tos pačios geometrijos paviršinių akustinių bangų prietaisai.
- 3) Kadangi nuotėkio paviršinės bangos turi SH horizontaliąją poliarizaciją sklisdamos medžiagos paviršiumi silpnai reguoja į kristalo paviršiaus užterštumą. Šios bangos naudojamos jutikliuose, kurie gali dirbti skysčiuose.
- 4) Paviršinės nuotėkio akustinės bangos turi mažesnę temperatūrinį koeficientą negu Reilėjaus paviršinės akustinės bangos.
- 5) NPAB filtrai ir rezonatoriai gali dirbti žymiai didesnėse galiose nei paviršinių akustinių bangų filtrai ar rezonatoriai.



5 pav. Paviršinių akustinių bangų (a) ir nuotėkio paviršinių akustinių bangų (b) sklidimas medžagoje.

6. Pjezoelektrinis efektas

Pjezoelektrinis efektas yra medžiagos savybė, kai patirdama mechanines deformacijas (suspaudimus ar įtempimus) medžiagos paviršiuje sukuria elektros krūvius. Taip pat yra ir atvirkštinis variantas, kai prijungta išorinė įtampa sukuria mechanines deformacijas. Tai yra pagrindas, visų akustinių bangų prietaisų, kurie pakeičia elektrinį signalą į akustines (mechanines) bangas ir atvirkščiai. Mechaninės bangos sklinda medžiagoje iki kito keitiklio, kuriame akustinė banga keičiama atgal į elektrinį signalą. Paviršinių akustinių bangų prietaisuose dažniausiai naudojamos Reilėjaus paviršinės bangos.

1880-1881m. broliai Paul Curie ir Pierre Curie atrado, kad suspaudus, kai kuriuos kristalus, įskaitant kvarcą, jo paviršiuje susikuria krūviai [4]. Pjezoelektrinis efektas egzistuoja tik kristaluose neturinčiuose simetrijos centro. Kristalai, kurie turi pjezoelektrinį efektą gali funkcionuoti kaip jutikliai. Pjezoelektriko kristalas gali veikti ir kaip jungiklis.

Pjezoelektrinis efektas atsiranda tik anizotropinėse kristalinėse medžiagose. Polikristalinėje medžiagoje atsitiktinės krypties individualios dalelės bus linkusios priešintis, kitų dalėlių krypties poliarizacijai. Vis dėlto, polikristale gali būti indikuotas pjezoelektrinis efektas, kai medžiaga yra veikiamą stipraus elektrinio lauko. Esant didelei temperatūrai, difuzija medžiagoje vyks gana greitai, to pasekoje dalelės persiorientuos pagal elektrinį lauką. Visa tai apibendrinus, jei medžiaga, kurios visos atskiros dalelės turės vienodą poliarizaciją ir jų vektorių kryptys sutamps, jos sudarys bendrą poliarizaciją medžiagoje [8].

Elektromechaninis ryšio koeficientas K . Šis koeficientas aprašo pjezoelektrinės medžiagos sugebėjimą keisti elektrinę į mechaninę energiją ir atvirkščiai.

$$K = \sqrt{\frac{\text{sukaupta elektrinė energija}}{\text{naudojama mechaninė energija}}}$$

$$K = \sqrt{\frac{\text{sukaupta mechaninė energija}}{\text{naudojama elektrinė energija}}}$$

Dažnai šis elektromechaninis koeficientas naudojamas literatūroje kaip K^2 , kuris procentaliai nusako išsaugotos energijos dalį po pakeitimo. Norint efektyviai žadinti ir priimti akustines bangas reiktų pasirinkti medžiagas su kuo didesniu elektromechaniniu ryšio koeficientu K .

7. Fotoeleastinis efektas

Fotoelastinis efektas yra medžiagos optinių savybių (lūžio rodiklio) kitimas veikiant mechaninei deformacijai. Šį efektą 1813 metais atrodė T. J. Sebekas (T. J. Seebeck) ir 1816 m. D. Briusteris (D. Brewster). Fotoelastinis efektas stebimas visose medžiagos būsenose ir aprašomas kaip optinės indikatrės (atvirkštinės dielektrinės skvarbos) koeficientų B_i kitimas, sukeltas deformacijos S_j [9] :

$$\Delta B_i = \Delta \left(\frac{1}{n^2} \right)_i = \Delta \left(\frac{1}{\varepsilon} \right)_i = p_{ij} S_j, \quad i, j = 1, 2, 3 \dots 6 \quad (7.1)$$

kur p_{ij} - fotoelastinio tensoriaus komponentės.

Lūžio rodiklio pokytis (Δn) dėl fotoelastinio efekto bus :

$$\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n_0^2} = pS \quad (7.2)$$

$$\frac{n_0^2 - n^2}{n^2 \cdot n_0^2} - \frac{(n_0 - n)(n_0 + n)}{n^2 \cdot n_0^2} = pS \quad (7.3)$$

$$\frac{-\Delta n \cdot 2n_0}{n_0^4} = pS \quad (7.4)$$

$$\Delta n = -\frac{n_0^3}{2} pS \quad (7.5)$$

Pjezoelektriniame kristale deformaciją lydi elektrinis laukas ir šis laukas taip pat gali keisti medžiagos lūžio rodiklį. Šis efektas vadinamas elektrooptiniu arba Pokelso efektu:

$$\Delta B_i = \Delta \left(\frac{1}{n^2} \right)_i = r_{ij} E_j \quad (7.6)$$

kur r_{ij} – elektrooptiniai koeficientai, E_j – elektrinio lauko komponentės.

8. Akustooptinis efektas

Akustooptinis efektas yra labai artimas reiškinys fotoelastiniam efektui, tik šiuo atveju deformacijos yra sukeltos akustinės bangos terpėje. 1921m. pirmasis teoriškai tai numatė prancūzų mokslininkas Brillouin. Jau po dešimties metų 1932m. amerikiečių mokslininkai Debye ir Sears bei prancūzų mokslininkai Lucas ir Biquard eksperimentiškai stebėjo šviesos difrakciją akustinėmis bangomis. Fenomenologiškai šis efektas aprašomas atvirkštinės dielektrinės skvarbos tenzoriaus ΔB_{ij} kitimu, sklindant akustinei bangai [10].

Kai akustinė banga sklinda optiškai skaidrioje terpėje, dėka fotoelastinio efekto, ji sukelia periodinį medžiagos lūžio rodiklio kitimą:

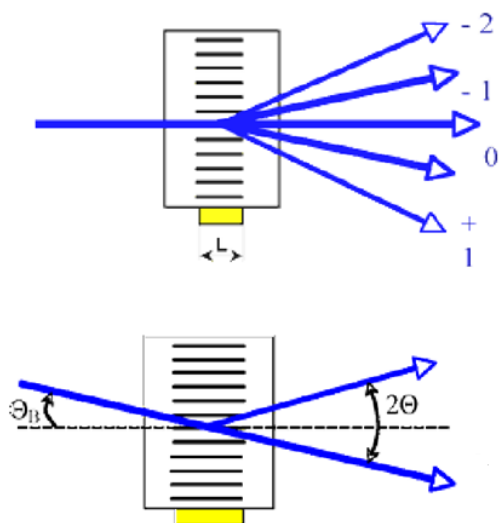
$$n(x,t) = n_0 + \Delta n \cos(\Omega t - Kx), \quad (8.1)$$

kur n_0 – medžiagos lūžio rodiklis, Ω – akustinės bangos dažnis, K – banginis skaičius ir Δn yra lūžio rodiklio pokyčio amplitudė, sukelta akustinės bangos.

$$|\Delta n| = \frac{1}{2} n_0^3 p S \quad (8.2)$$

Šviesai tai reiškia lūžio rodiklio (fazinės) gardelės judėjimą akustinės bangos greičiu. Kadangi šviesos greitis yra apie 10^5 kartų didesnis negu garso bangos, tai šviesa praktiškai „mato“ nejudančią fazinę gardelę [11].

Teorija numato du difrakcijos režimus: Ramano–Nato (Raman-Nath) režimą, kuris apibūdinamas difrakcija į daug eilių (6 pav. a) ir Brego režimą, kai stebima tik viena difrakcijos eilė (6 pav. b).



6 pav. Ramano-Nato viršuje ir Brego apačioje difrakcijos.

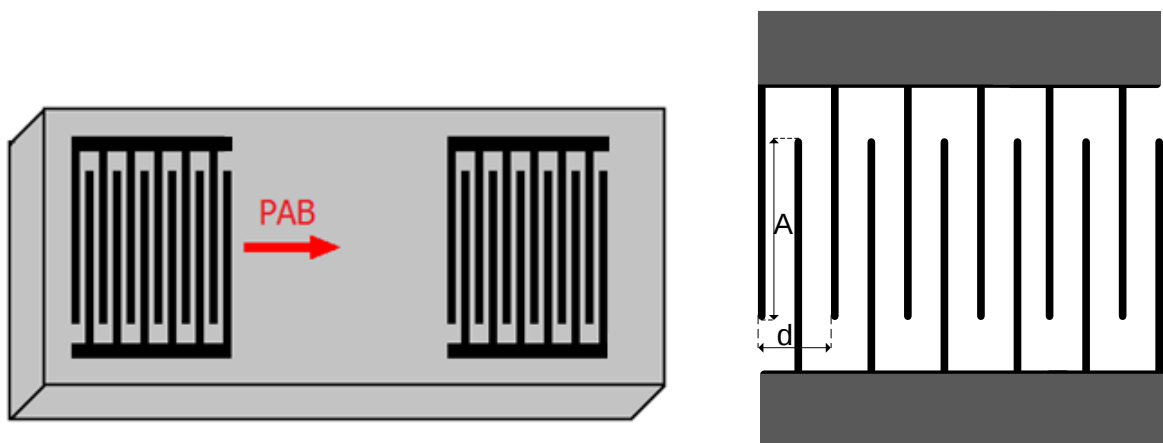
Kad atskirti šiuos du difrakcijos režimus, įvedamas bedimensinis parametras Q :

$$Q = \frac{2\pi\lambda L}{\Lambda^2} \quad (8.3)$$

kur λ – šviesos bangos ilgis medžiagoje, L – akustinio pluoštelio plotis, Λ – akustinės bangos ilgis. Kai $Q < 1$, turime Ramano-Nato režimą. Šiuo atveju akustinės bangos dažnis yra santykinai mažas (didelis bangos ilgis Λ) – dešimčių megahercų eilės ir akustinio pluoštelio plotis mažas. Režimas, kai $Q > 1$ vadinamas Brego režimu. Šiuo atveju akustinės bangos dažniai yra dideli (šimtai megahercų), o akustinis pluoštelis platus.

9. Paviršinių akustinių bangų žadinimas

Kaip „bendrauja“ akustinės bangos elektronikos įtaisuose, kurie „supranta“ tik elektrinius signalus? Tai vyksta pjezoelektriko efekto dėka. Sklindant PAB pjezoelektriko viršumi, jos sukuria elektrinius laukus. Tokiu būdu PAB energija pernešama ir elektriniais, ir elastiniais svyravimais. Elektriniams svyravimas tenkančios energijos dydį sprendžia elektromechaninio ryšio koeficientas – K^2 , kuris priklauso nuo medžiagos pjezoelektrinių savybių bei PAB charakteristikų. Kristaluose K^2 taip pat priklauso nuo PAB sklidimo krypties kristalografinių ašių atžvilgiu. Revoliucinis akustoelektronikos ir ypač PAB įtaisų vystymasis prasidėjo 1965 m., kai du amerikiečių inžinieriai R. White ir F. Volmer PAB sužadinimui ir priėmimui pjezoelektrinėse medžiagose pasiūlė naudoti elektrodinius keitiklius [12]. Elektrodinio keitiklio konstrukcija pavaizduota 7 pav. Pagrindiniai keitiklio elementai yra metaliniai elektrodai, pakaitomis sujungti su dviem kontaktinėmis aikštelėmis. Atstumas tarp elektrodų, sujungtų su ta pačia kontaktine aikšte, yra lygus žadinamos PAB bangos ilgiui – $d = \lambda$. Elektrinio signalo sąlygotas kinamas potencialų skirtumas sukuria pjezoelektriko paviršiniame sluoksnyje kintamas deformacijas, kurios atkartoja elektrodinio keitiklio periodiškumą. Šios kintamos deformacijos ir sukelia dvi bėgančias į priešingas puses paviršines akustines bangas. Kadangi viena elektrodų pora transformuoja iš elektrinio į akustinį signalą tik labai nedidelę energijos dalį, apibrėžtą elektromechaninio koeficiento verte, yra naudojama daug elektrodų porų. Kuo silpnesnis yra pjezoelektrinis efektas padėkle, tuo daugiau elektrodų porų reikia efektyviam PAB žadinimui. Elektrodinių porų skaičius tap pat apibrėžia ir keitiklio darbinių dažnių juostos plotį, atvirkščiai proporcingą elektrodinių porų skaičiui. Panašiai elektrodiniai keitikliai priima paviršines akustines bangas, transformuodami PAB signalą [13].



7 pav. Kristalas su paviršinių akustinių bangų keitikliu ir padidintas vaizdas PAB keitiklio.

Elektrodų persiklojimo ilgis A , vadinamas keitiklio apertūra, apsprendžia žadinamojo PAB pluoštelio plotį. Norint žadinti neišplintantį paviršiuje PAB pluoštelį, keitiklio apertūra turi būti žymiai didesnė už PAB bangos ilgį.

Keitiklių elektrodai ir kontaktinės aikštelės paprastai gaminami iš plonos aliuminio ar vario plėvelės, naudojant fotolitografijos technologiją. Kitas svarbus aspektas yra keitiklių pagrindo medžiaga. Norint gauti efektyvų žadinimą, medžiagoms yra svarbios šios savybės : PAB sklidimo greitis, temperatūrinis vėlinimo laikas bei elektromechaninio ryšio koeficientai. Tinkamiausios medžiagos yra kvarcas, ličio tantalatas LiTaO_3 ir ličio niobatas LiNbO_3 . Galima naudoti ir nepjezoelektrines medžiagas, bet tokiu atveju reiktų medžiagos paviršių padengti pjezoelektrinės medžiagos sluoksniu (pvz., cinko oksidu) [1].

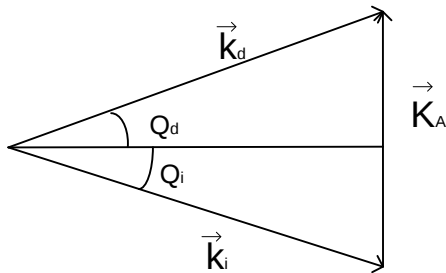
10. Šviesos difrakcija anizotropinėse terpėse

Akustooptinę sąveiką galima paaiškinti naudojantis korpuskuline-bangine šviesos ir garso prigimtimi. Krintanti šviesa gali būti laikoma fotonų srautu, turinčių energiją $\hbar\omega_i$ ir impulsą $\hbar k_i$, o akustinė banga suprantama kaip fononai su savo impulsu $\hbar K_a$ ir energija $\hbar\Omega_a$. Sąveikos metu turi būti išlaikomi impulso ir energijos tvermės dėsniai:

$$\hbar k_i \pm \hbar K_a = \hbar k_d \quad (10.1)$$

$$\hbar\omega_i \pm \hbar\Omega_a = \hbar\omega_d \quad (10.2)$$

kur $\hbar = h/2\pi$ – redukuota Planko konstanta, k_i ir k_d – krintančios ir difragavusios šviesos banginiai skaičiai, K_a – akustinės bangos banginis skaičius, ω_i ir ω_d – krintančios ir difragavusios šviesos ciklinis dažnis, Ω_a – akustinės bangos ciklinis dažnis. Tokiu būdu akustooptinę difrakciją galima atvaizduoti tokia banginių vektorių diagrama (8 pav.).



8 pav. Banginių vektorių diagrama vykstant difrakcija izotropiniame kristale.

Pasinaudodami banginių vektorių diagrama, galime lengvai apskaičiuoti šviesos kritimo θ_i ir difrakcijos θ_d kampus [14]. Šiuo atveju kritimo ir difrakcijos kampai vienodi.

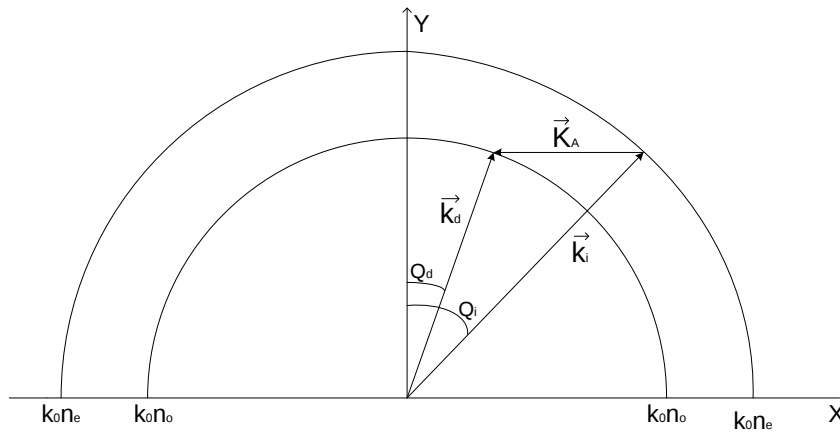
$$\sin \theta_d = \sin \theta_i = \frac{K}{2} : k_i = \frac{K}{2} : k_d \quad (10.3)$$

kur $k_i = k_d = 2\pi / \lambda_0 = k_0 n$, $K_a = 2\pi / \Lambda$, λ_0 – šviesos bangos ilgis vakuume, n – medžiagos lūžio rodiklis, Λ – akustinės bangos ilgis.

$$\sin \theta_i = \frac{\lambda_0}{2n\Lambda} = \frac{\lambda_0 f}{2nv} \quad (10.4)$$

kur f – akustinis bangos dažnis, v – akustinės bangos ilgis. Vykstant difrakcijai izotropinėje medžiagoje kritusios ir difragavusios šviesos lūžio rodiklis nepakinta – tai yra nepakinta difragavusios šviesos poliarizacija atžvilgiu kritusios.

Kitaip bus vykstant difrakcijai anizotropiniame kristale (9 pav.) Šiuo atveju kritusios ir difragavusios šviesos lūžio rodikliai bus skirtingi, taigi bus skirtingi ir banginiai vektoriai $k_i \neq k_d$.



9 pav. Banginių vektorių diagrama vykstant anizotropinei difrakcija YX plokštumoje.

Difragavusi šviesa bus kitokios poliarizacijos negu kritusi, tačiau lūžio rodikliai nepriklauso nuo šviesos sklaidimo krypties [15]. Norėdami apskaičiuoti šviesos kritimo θ_i ir difrakcijos θ_d kampus pasinaudosime (9 pav.) pavaizduota banginių vektorių diagrama. Šiuo atveju taip pat turi būti išlaikomas impulso ir tvermės dėsnis:

$$k_i + K_A = k_d \quad (10.5)$$

Užrašome banginių vektorių projekcijas į x ir y ašis:

$$\begin{cases} k_{iy} = k_i \cos \theta_i \\ k_{dy} = k_d \cos \theta_d \end{cases} \quad (10.6)$$

$$\begin{cases} k_{ix} = k_i \sin \theta_i \\ k_{dx} = k_d \sin \theta_d \end{cases} \quad (10.7)$$

$$\begin{cases} k_{iy} + 0 = k_{dy} \\ k_{ix} + K_a = k_{dx} \end{cases} \quad (10.8)$$

I (10.8) lygtį surašome (10.6) bei (10.7) ir gauname tokia išraišką (10.9):

$$\begin{cases} k_i \cos \theta_i = k_d \cos \theta_d \\ k_i \sin \theta_i + K_a = k_d \sin \theta_d \end{cases} \quad (10.9)$$

$$k_i \sin \theta_i = k_d \sin \theta_d - K_a \quad (10.10)$$

(10.10) keliame kvadratu, gautas rezultatas:

$$k_i^2 \sin^2 \theta_i = k_d^2 \sin^2 \theta_d - 2k_d \sin \theta_d K_a + K_a^2 \quad (10.11)$$

Tęsiame skaičiavimus:

$$k_i^2 \cos \theta_i^2 = k_d^2 \cos \theta_d^2 \quad (10.12)$$

$$k_i^2(1 - \sin \theta_i^2) = k_d^2(1 - \sin \theta_d^2) \quad (10.13)$$

Atlikę veiksmus gauname (9.14):

$$k_i^2 \sin \theta_i^2 = -k_d^2 + k_d^2 \sin \theta_d^2 + k_i^2 \quad (10.14)$$

(10.10) lygtį įrašome į (10.14) ir gauname (10.15) išraišką ir ją suprastiname (10.16):

$$k_d^2 \sin \theta_d^2 - 2k_d \sin \theta_d K_a + K_a^2 = -k_d^2 + k_d^2 \sin \theta_d^2 + k_i^2 \quad (10.15)$$

$$2k_d \sin \theta_d K_a = k_d^2 + K_a^2 - k_i^2 \quad (10.16)$$

Ieškome difrakcijos kampo θ_d :

$$\sin \theta_d = \frac{k_d^2 + K_a^2 - k_i^2}{2k_d K_a} \quad (10.17)$$

$$\sin \theta_d = \frac{k_d^2 - k_i^2}{2k_d K_a} + \frac{K_a}{2k_d} \quad (10.18)$$

Išsikeliamo $K_a/2k_d$ prieš skliaustus:

$$\sin \theta_d = \frac{K_a}{2k_d} \left(1 + \frac{k_d^2 - k_i^2}{K_a^2} \right) \quad (10.19)$$

Į paskutinę gautą išraišką įstatome visus k koeficientus bei išprastiname narius:

$$\sin \theta_d = \frac{2\pi\lambda_0}{4\Lambda\pi n_d} \left[1 - \frac{\Lambda^2}{4\pi^2} \left(\frac{4\pi^2 n_i^2}{\lambda_0^2} - \frac{4\pi^2 n_d^2}{\lambda_0^2} \right) \right] \quad (10.20)$$

$$\sin \theta_d = \frac{\lambda_0}{2\Lambda n_d} \left[1 - \frac{\Lambda^2}{\lambda_0^2} (n_i^2 - n_d^2) \right] \quad (10.21)$$

Akustinės bangos ilgį išsireiškę per bangos greitį ir dažnį turime:

$$\sin \theta_d = \frac{\lambda_0 f}{2v n_d} \left[1 - \frac{v^2}{f^2 \lambda_0^2} (n_i^2 - n_d^2) \right] \quad (10.22)$$

Panašiu būdu suskaičiuojame ir šviesos kritimo kampą θ_i :

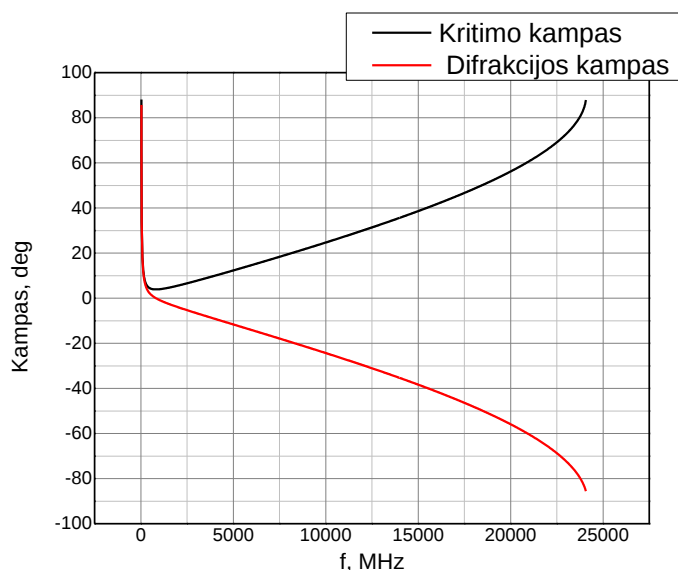
$$\sin \theta_i = \frac{\lambda_0 f}{2vn_d} \left[1 + \frac{v^2}{f^2 \lambda_0^2} (n_i^2 - n_d^2) \right] \quad (10.23)$$

Matome, kai kritusios šviesos lūžio rodiklis (n_i) yra lygus difragavusios šviesos lūžio rodikliui (n_d) formulė (10.23) bus tapati formulei aprašančiai difrakciją izotropinėje terpėje (10.4).

Apskaičiuotos šviesos kritimo θ_i ir difrakcijos θ_d kampų priklausomybės pavaizduotos 10 pav.

Skaiciavimuose panaudotos ličio tantalato lūžio rodiklių vertės :

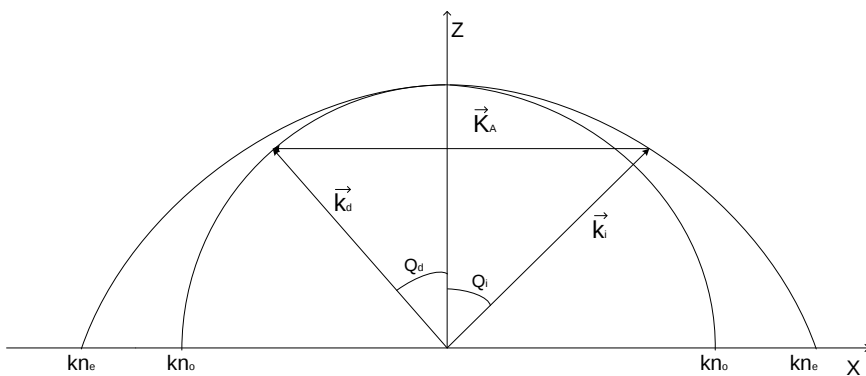
$n_i = 2,18$; $n_d = 2,175$; $\lambda = 0,6328 \mu\text{m}$ ir $v = 3510 \text{ m/s}$.



10 pav. Teorinės šviesos kritimo ir difrakcijos kampų priklausomybės nuo akustinės bangos dažnio.

Mažiausias akustinis dažnis atitinkantis kolinearią difrakciją (kai kritusios, difragavusios ir akustinės bangos banginiai vektoriai yra lygiagretūs ir toje pačioje tiesėje, šiuo atveju išilgai X ašies) yra lygus 27,6 MHz, kai kritęs ir difragavęs spindulys yra tame pačiame ketvirtyje. Kitas kolinearios difrakcijos atvejis – kai kritusi ir difragavusi šviesa yra skirtinguose ketvirčiuose, bus išpildomas, kai $f = 24,1 \text{ GHz}$.

Kitas anizotropinės difrakcijos atvejis pavaizduotas 11 pav. Difrakcija vyksta ZX – kristalo plokštumoje. Šiuo atveju kritusios šviesos lūžio rodiklis priklauso nuo šviesos kritimo kampo. Pritaikę impulso tvermės dėsnį gauname difragavusios ir kritusios šviesos priklausomybes nuo akustinės bangos dažnio.



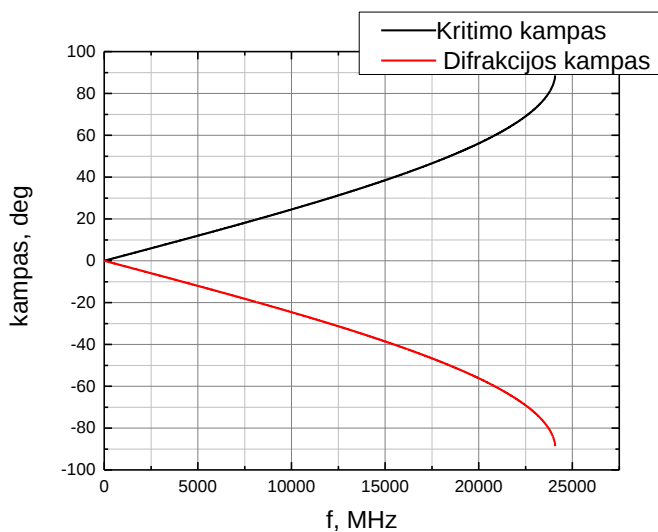
11 pav. Banginių vektorių diagrama, kai difrakcija vyksta ZX plokštumoje.

Kritimo ir difrakcijos kampai apskaičiuoti pagal formules [16]:

$$\sin \theta_i = \frac{\lambda_0 f}{v} (n_0 \pm n_e)^{-1} \quad (10.24)$$

$$\sin \theta_d = \pm \sin \theta_i \cdot \left\{ 1 + \left[\left(\frac{n_0}{n_e} \right)^2 - 1 \right] * \cos^2 \theta_i \right\}^{-1/2} \quad (10.25)$$

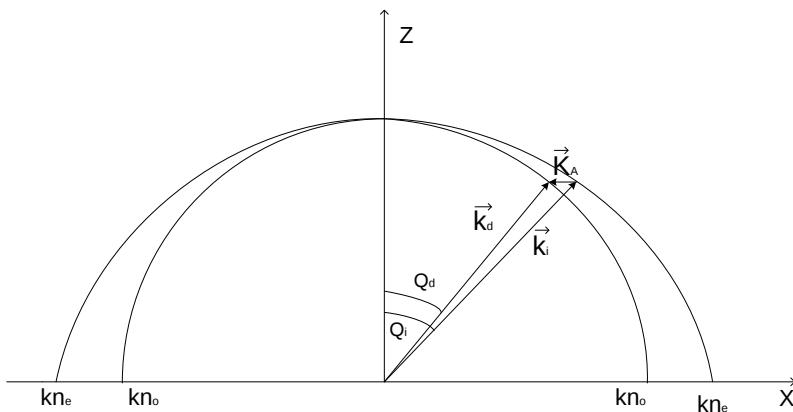
Apskaičiuotos kritimo ir difrakcijos kampų priklausomybės nuo akustinės bangos dažnio (12 pav.).



12 pav. Teorinės šviesos kritimo ir difrakcijos kampų priklausomybės nuo akustinės bangos dažnio.

Šiuo atveju bangos kritimo vektorius buvo I ketvirtyje, o difragavusios šviesos banginis vektorius II ketvirtyje. Šiuo atveju šviesos difrakcija galima nuo kiek norima mažo dažnio, skirtingai negu vykstant difrakcijai vykstant YX plokštumoje, kur mažiausias dažnis buv 27,6 MHz. Maksimalus dažnis yra 24,1 GHz, kuris atitinka kolinearą difrakciją, kaip ir vykstant difrakcijai YX plokštumoje.

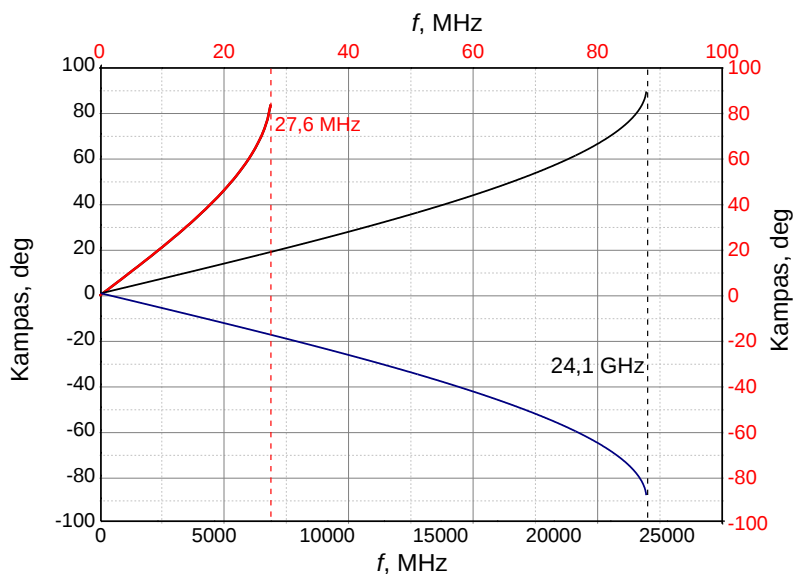
Tačiau difragavusios šviesos banginis vektorius gali būti tame pačiame ketvirtyje kaip ir kritusios šviesos banginis vektorius 13 pav.



13 pav. Banginių vektorių diagrama, kai difrakcija vyksta ZX plokštumoje. Banginiai vektoriai tame pačiame ketvirtyje.

Šiuo atveju dažnių diapazonas yra labai ribotas. Pagal 10.24 formulę maksimalus gaunamas dažnis yra 27,6 MHz, kuris atitinka kolinearią difrakciją. Difrakcijos kampas gaunamas iš 10.25 formulės yra labai artimas kritimo kampui, todėl jie persikloja (14 pav. raudona kreivė).

Difrakcijos ir kritimo kampų verčių priklausomybės nuo akustinės bangos dažnio, kai difrakcijos banginis vektorius yra skirtinguose ketvirčiuose pavaizduotos 14 pav.

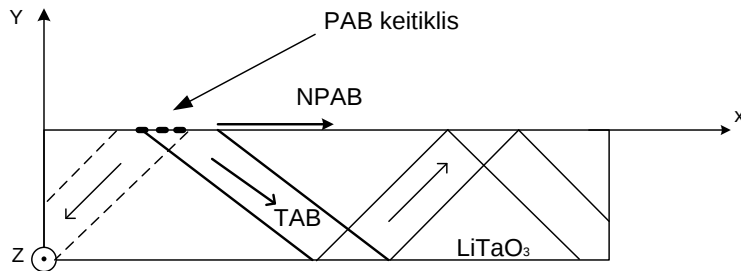


14 pav. Teorinės šviesos kritimo ir difrakcijos kampų priklausomybės nuo akustinės bangos dažnio. Difrakcija vykstant ZX plokštumoje.

Difrakcija galima nuo kaip norima mažo dažnio. Kai kritusi šviesa yra tame pačiame ketvirtyje kaip ir difragavusi šviesa, maksimalus dažnis yra 27,6 MHz. Grafike pavaizduota raudona kreivė. Skirtumas tarp difragavusios šviesos kampo ir kritusios yra toks mažas, kad grafike tiesiog jos persikloja.

11. Eksperimentas

Šiame darbe akustooptinė difrakcija buvo stebima YX - LiTaO_3 kristale. Difrakcija vyko tūrinėmis akustinėmis bangomis (TAB) išspinduliuotomis nuotėkio paviršinės akustinės bangos sklindančios X kryptimi (15 pav.).



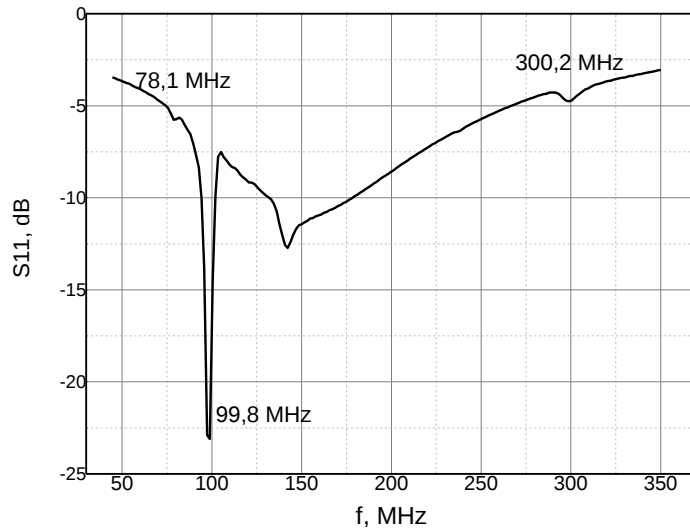
15 pav. Tūrinės akustinės bangos žadinimas YX- LiTaO_3 kristale.

Nuotėkio paviršinių akustinių bangų žadinimui buvo naudojami elektrodiniai keitikliai, kurių parametrai pateikti 1-oje lentelėje.

1 lentelė. Elektrodinių keitiklių parametrai.

Apertūra, mm	Periodas, μm	Porų skaičius
4,06	370	40
4,6	108	20
1,87	120	15
1,87	60	15
1,87	32	15
1,95	40	20
1,3	24	75

YX - pjūvio LiTaO_3 kristaluose žadinasi Reilėjaus ir nuotėkio paviršinės akustinės bangos. Norėdami nustatyti keitiklių rezonansinius dažnius, matavome keitiklių atspindžio koeficiento (S_{11}) priklausomybę nuo dažnio. Tipinė S_{11} priklausomybė nuo dažnio pateikta 16 pav.

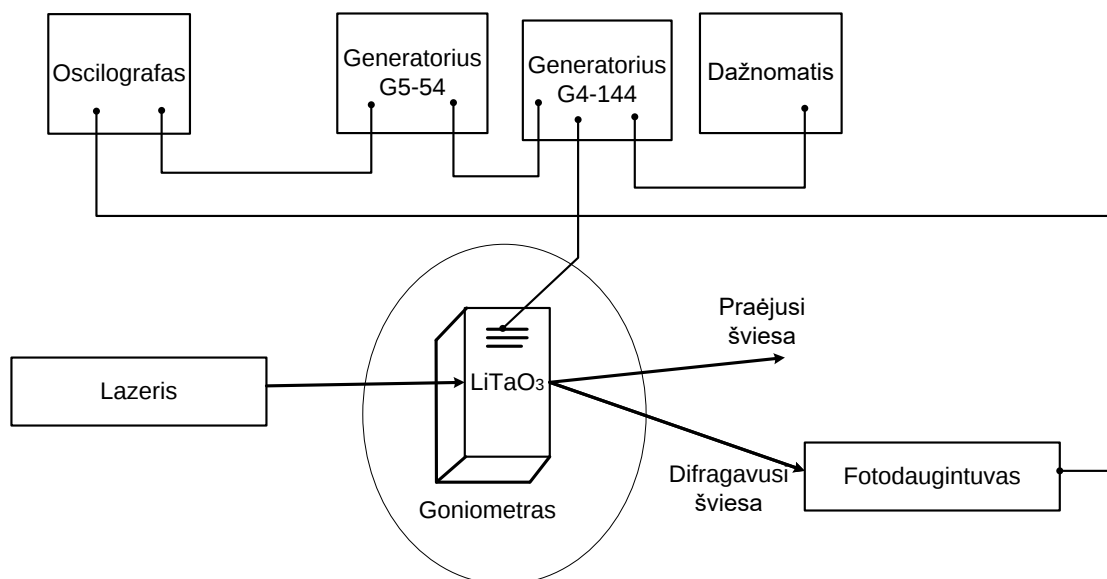


16 pav. Elektrodinio keitiklio ($d = 40 \mu\text{m}$) atspindžio koeficiento (S_{11}) priklausomybė nuo dažnio.

Kaip matome iš paveikslo Reilėjaus akustinė banga sužadinama esant 78,1 MHz dažniui, o nuotėkio paviršinė akustinė banga esant 99,8 MHz (pagrindinis dažnis) ir 300,2 MHz dažniui – trečia harmonika.

Žinodami sąryšį tarp akustinės bangos greičio, keitiklio periodo ir dažnio ($v = d \cdot f$), galime apskaičiuoti Reilėjaus ir NPAB greičius. Gauname, kad $V_R = 3124 \text{ m/s}$ ir $V_N = 4000 \text{ m/s}$. Šios greičių vertės gerai sutampa su greičių vertėmis pateiktomis literatūroje : $V_R = 3150 \text{ m/s}$ ir $V_N = 4080 \text{ m/s}$ [11].

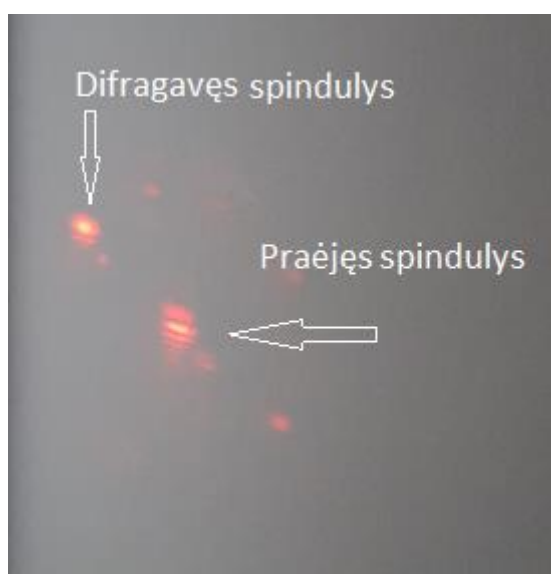
Darbo schema naudota tiriant akustooptinę difrakciją parodyta 17 pav.



17 pav. Difrakcijos eksperimentinė darbo schema.

Tiriamas ličio tantalato kristalas yra uždėtas ant goniometro, kurio pagalba galima matuoti šviesos kritimo ir difrakcijos kampus. Akustinė banga sužadinama paduodant radijo impulsą iš aukšto dažnio generatoriaus G4-144 į paviršinių akustinių bangų keitiklį. Impulsai formuojami naudojant impulsinį generatorių G5-54. Šis generatorius taip pat naudojamas sinchronizuoti oscilografą, kad galėtume stebėti difragavusios šviesos impulsus, kurie yra registruojami fotodaugintuvu. Aukšto dažnio generatoriaus generuojamas dažnis matuojamas dažnomačiu. Eksperimente naudojamas tiesiškai poliarizuotos šviesos šaltinis – helio neono lazeris, kurio bangos ilgis $0,6328 \mu\text{m}$.

Difragavusios šviesos vaizdas parodytas 18 pav. Akustinės bangos dažnis 100 MHz, difrakcija vyksta nuolatiniaame režime.

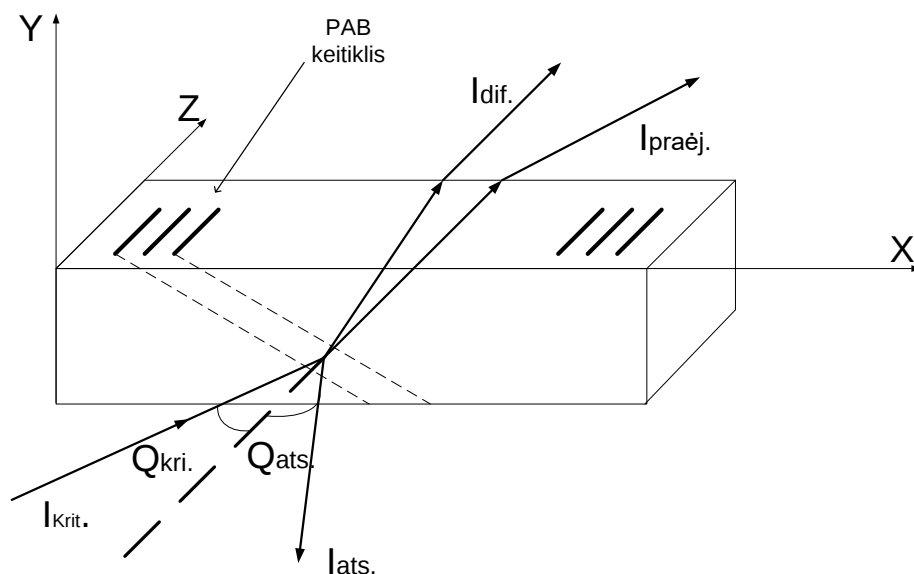


18 pav. Šviesos difrakcija.

Du šviesos difrakcijos variantai buvo realizuoti eksperimente:

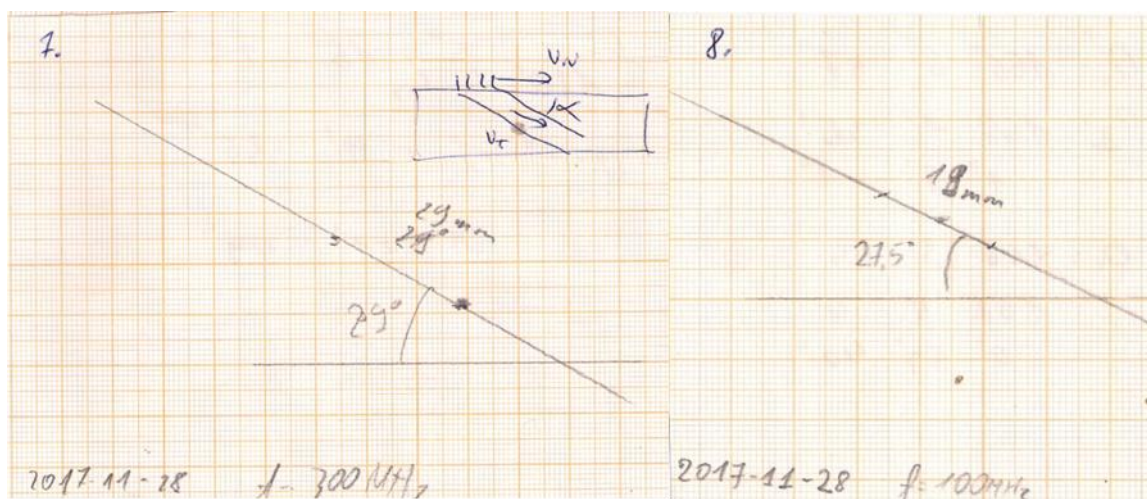
- 1) šviesa krinta į YX kristalo plokštumą ir difrakcija vyksta plokštumoje sudarančioje 29° su kristalo ZX plokštuma.
- 2) šviesa krinta į ZX plokštumą – difrakcija vyksta XY kristalo plokštumoje.

19 pav. pateikta darbo schema, kai šviesa krinta į YX kristalo plokštumą.



19 pav. LiTaO₃ kristalas kritęs spindulys difraguoja ZX plokštumoje.

Šiuo atveju difrakcija vyksta plokštumoje, kuri sudaro kampą α su kristalo ZX plokštuma, nes tokiu kampu NPAB į kristalo tūrį išspinduliuoja tūrinę akustinę bangą, kurios poveikyje ir vyksta difrakcija. Kadangi Z ašis yra kristalo optinė ašis, tai šviesos kritimo ir difrakcijos kampų priklausomybės nuo akustinės bangos dažnio bus tokios pat kaip vykstant ZX plokštumoje. Nuotėkio paviršinė akustinė banga išspinduliuos tūrinę akustinę bangą tik tokiu kampu α , kuriam esant bus išpildyta fazinio sinchronizmo sąlyga (pav 20.).



20 pav. Eksperimentiniai atstumai tarp praėjusios ir difragavusios šviesos prie 100 MHz ir 300 MHz.

$$K_N = K_T \cos \alpha \quad (11.1)$$

kur $K_N = \omega/V_N$, $K_T = \omega/V_T$ - atitinkamai NPAB ir tūrinės akustinės bangos banginiai skaičiai, V_N ir V_T – šių bangų faziniai greičiai, ω – ciklinis dažnis.

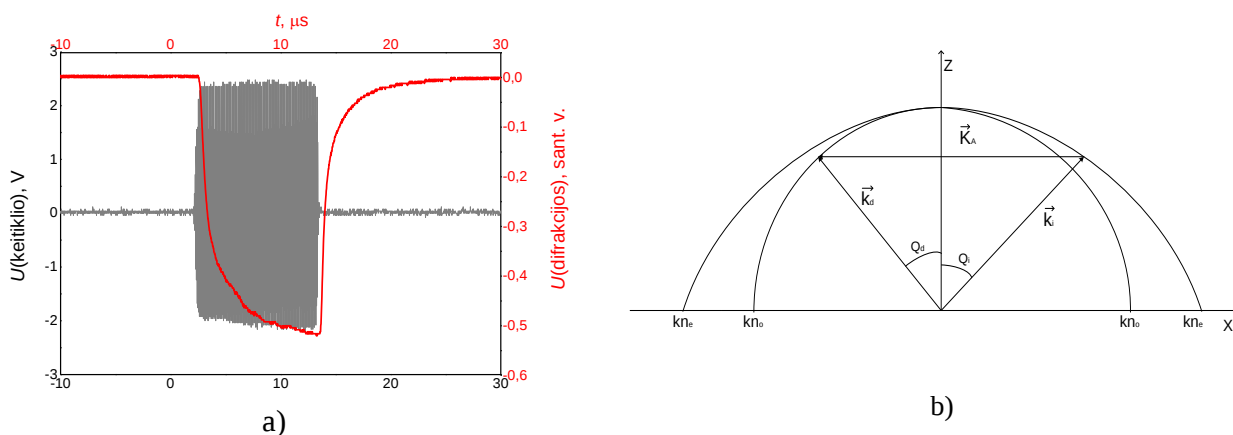
Pasinaudodami (11.1) galime apskaičiuoti tūrinės akustinės bangos greitį V_N , kai žinomas V_T ir kampas α .

$$V_T = V_N \cos \alpha \quad (11.2)$$

Ekperimente išmatuotas kampas α yra apie 29° . Taigi tūrinės akustinės bangos greitį gauname $V_T = 3510$ m/s, kuris gerai sutampa su pateikta literatūroje, tūrinės skersinės bangos greičio verte $V_T = 3530$ m/s [17].

Taigi šis difrakcijos variantas leidžia išmatuoti kampą, kuriuo NPAB išspinduliuoja tūrinę akustinę bangą ir jos greitį. Gauta tūrinės akustinės bangos greičio vertė $V_T = 3500$ m/s buvo naudota skaičiuojant teorines kritimo ir difrakcijos kampų priklausomybes nuo akustinės bangos dažnio.

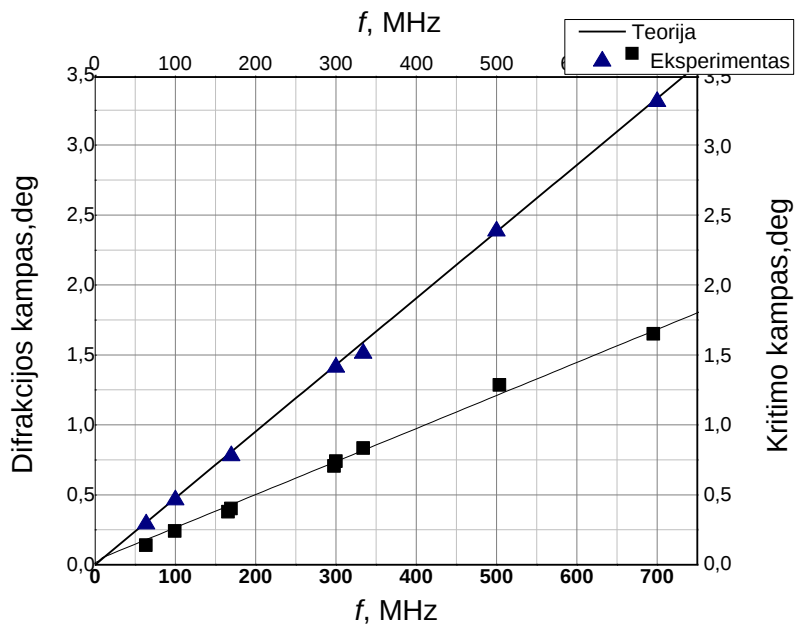
Difragavusios šviesos vaizdas oscilografe ir akustinę bangą žadinantis radijo impulsas parodytas 21 paveiksle. Keitiklio periodas $d = 40\mu\text{m}$ ir akustinės bangos dažnis $f = 302,1$ MHz.



21 pav. a) Paduodamo į keitiklį radijo impulse (raudona spalva) ir difragavusios šviesos (raudona spalva) oscilograma. b) Banginių vektorių diagrama.

Eksperimento metu, stebint difragavusios šviesos impulso dydį, buvo derinamas šviesos kritimo kampas ir akustinės bangos dažnis, kad gauti maksimalų signalą. Išorinis šviesos kritimo kampas θ_i buvo išmatuotas goniometru, po to perskaičiuojamas į kampą kristalo viduje pasinaudojant Snelliaus dėsnio. Eksperimente yra patogiau matuoti šviesos difrakcijos kampą, kaip kampą tarp praėjusios ir difragavusios šviesos spindulių, nors teorijoje difrakcijos kampas nusakomas kampu tarp difragavusios šviesos spindulio ir statmens į akustinės bangos sklaidimo kryptimi. Difragavusios ir kritusios šviesos taškai buvo pažymimi ant milimetrinio popieriaus (20 pav.) ir žinant, atstumą nuo kristalo iki plokštumos, kurioje stebima difrakcija, apskaičiuojamas

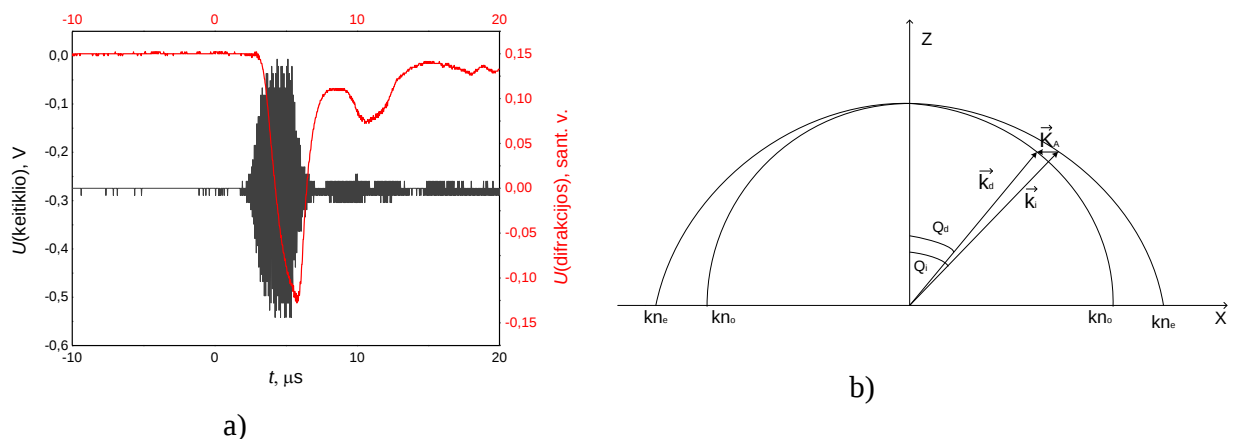
difrakcijos išorinis kampas. Pasinaudojant Snelijaus dėsniu, išmatuotas kampas perskaičiuojamas į vidinį. Gautos vidinės kritimo ir difrakcijos kampų vertės atidėtos 22-ame paveiksle kartu su teorinėmis priklausomybėmis nuo dažnio.



22 pav. Teorinės ir eksperimentinės difrakcijos ir kritimo kampų priklausomybės nuo akustinės bangos dažnio.

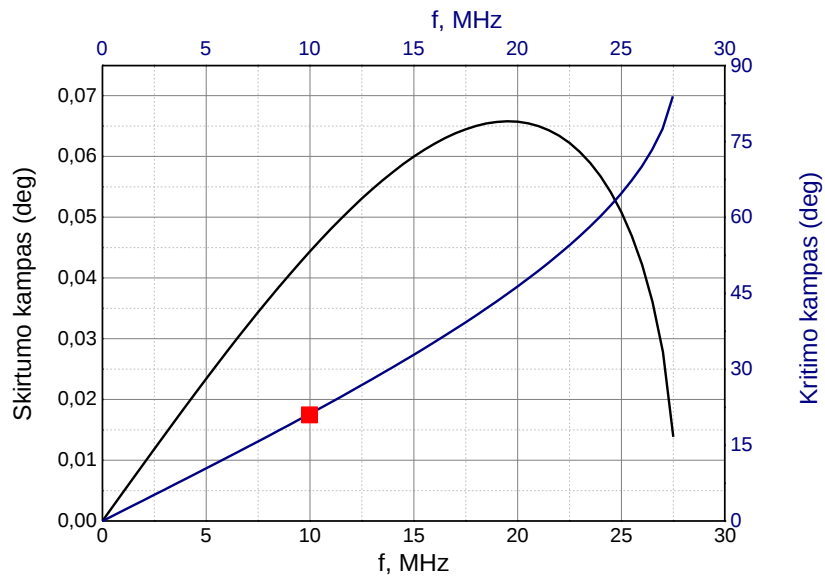
Kaip matome eksperimentinės kampų vertės gerai sutampa su teorinėmis kreivėmis. Skaičiavimuose naudota tūrinės akustinės bangos greičio vertė $v = 3510$ m/s.

Taip pat buvo išmatuota šviesos kritimo kampo vertė, kai difrakcija vyksta „nepermetant“ kritusio spindulio į kitą ketvirtį. Paduodamo į keitiklį radijo impulso ir difragavusios šviesos oscilogramos kartu su banginių vektorių diagrama pateikta 23 paveiksle.



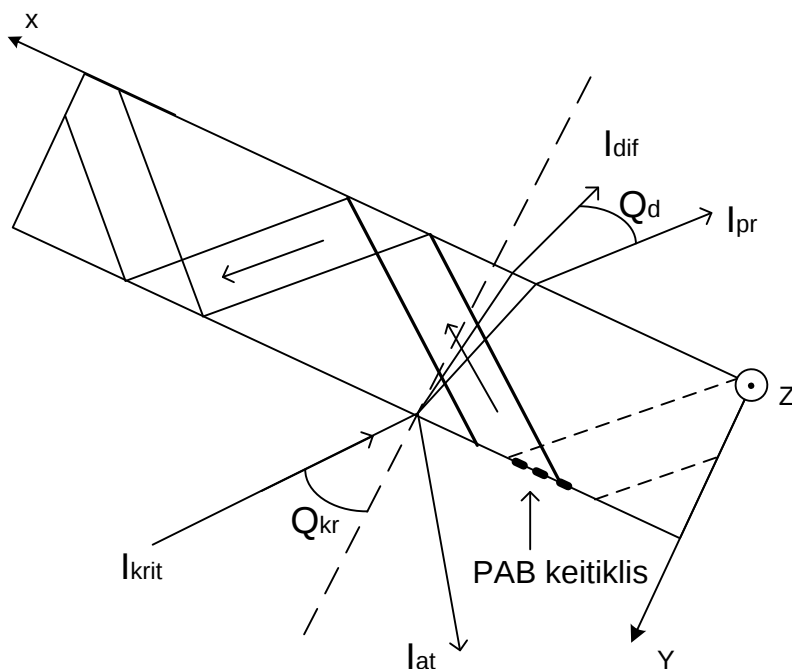
23 pav. a) Paduodamo į keitiklį radijo impulso (juoda spalva) ir difragavusios šviesos (raudona spalva) oscilogramos, akustinės bangos dažnis 10,4 MHz b) Banginių vektorių diagrama.

Šiuo atveju skirtumas tarp difragavusio ir praėjusio spindulių yra labai mažas ($0,065^\circ$ prie 20 MHz). Išmatuojamas tik šviesos kritimo kampas prie 10 MHz. Išmatuota vertė kartu su teorine kreive pateikta 24 pav.



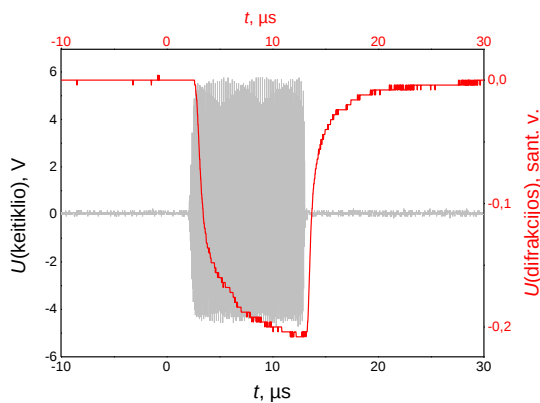
24 pav. Kritusio ir difragavusio kampų skirtumas (juoda kreivė) ir teorinė kritimo kampo priklausomybė nuo dažnio, vykstant difrakcijai tame pačiame ketvirtyje.

Kitas difrakcijos variantas, kai šviesa krinta į ZX plokštumą, o difrakcija vyksta YX kristalo plokštumoje, pateiktas 25 pav.

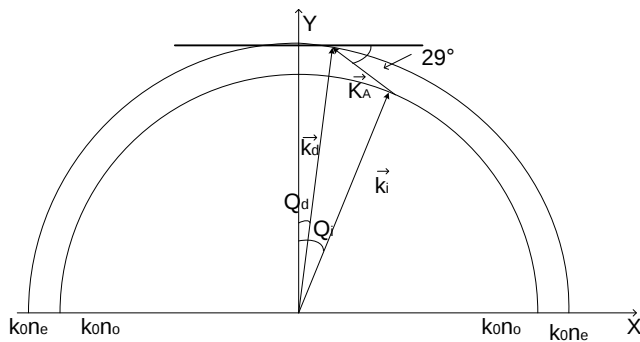


25 pav. Difrakcija YX plokštumoje.

Eksperimento metu į kristalą krinta lazerio spindulys tam tikru kampu, kuris patekęs į kristalą difraguoja nuo tūrinės akustinės bangos. Oscilografe stebimas difragavusios šviesos signalas kartu su radijo impulsu $f = 64 \text{ MHz}$ ($d = 60 \mu\text{m}$) pateiktas 26 pav.



a)

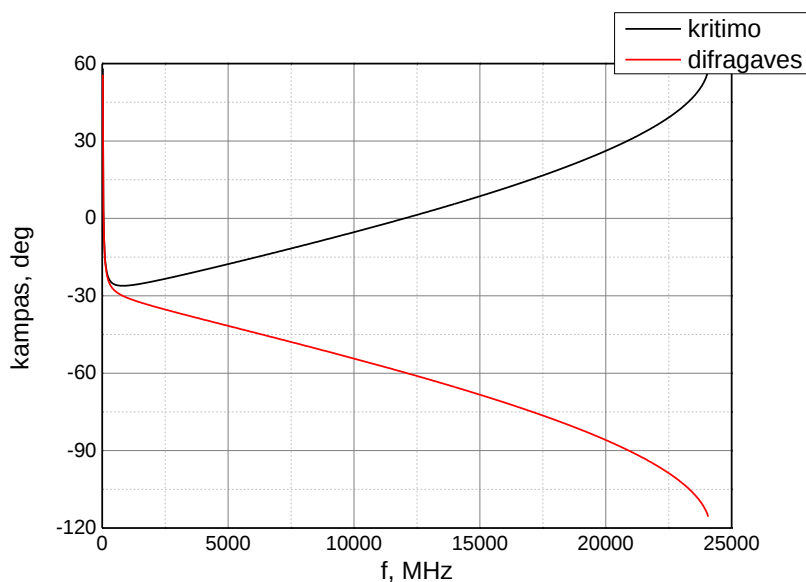


b)

26 pav. a) Radijo impulso ir difragavusios šviesos oscilogramos, kai difrakcija YX plokštumoje, ($d = 60 \mu\text{m}$, $f = 64,2 \text{ MHz}$) b) Banginių vektorių diagrama.

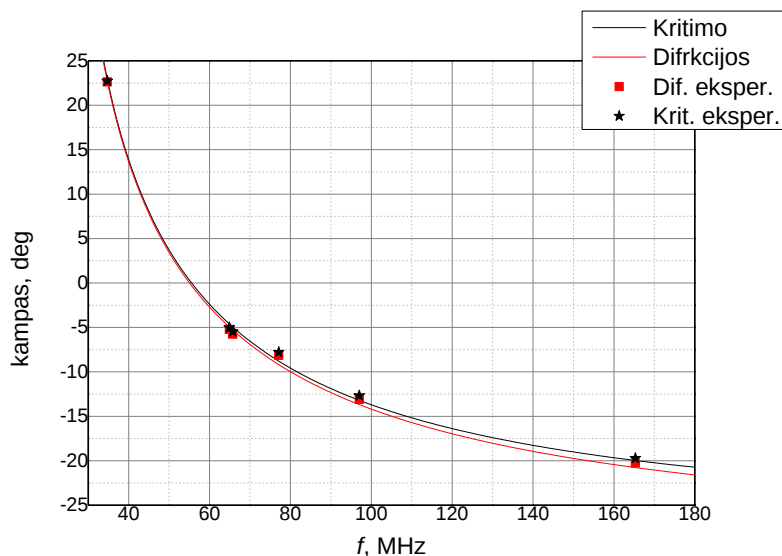
Šiuo atveju kritės, praėjęs ir difragavęs šviesos spinduliai yra vienoje plokštumoje, taigi buvo galima išmatuoti ne tik kritimo, bet ir difrakcijos kampus pasinaudojant goniometru. Buvo išmatuotos išorinės kritimo bei praėjusios ir difragavusios šviesos spindulių kampų vertės. Šios vertės pasinaudojant Snelliaus dėsniu perskaičiuotos į vidines kristalo kritimo ir difrakcijos kampų vertes.

Kadangi eksperimente kampai atskaičiuojami nuo Y ašies, o ne nuo statmens akustinės bangos sklidimo kryptį, tai teorinį grafiką (10 pav.) reikėjo “pakoreguoti”. Kampų diapazoną pakeisti atimant 30° , nes tokį kampą su X ašimi sudaro šį spinduliuojama tūrinė akustinė banga. (10 pav. Akustinė banga sklido X ašies kryptimi). Tokia kritimo ir difrakcijos priklausomybė pavaizduota 27 pav.



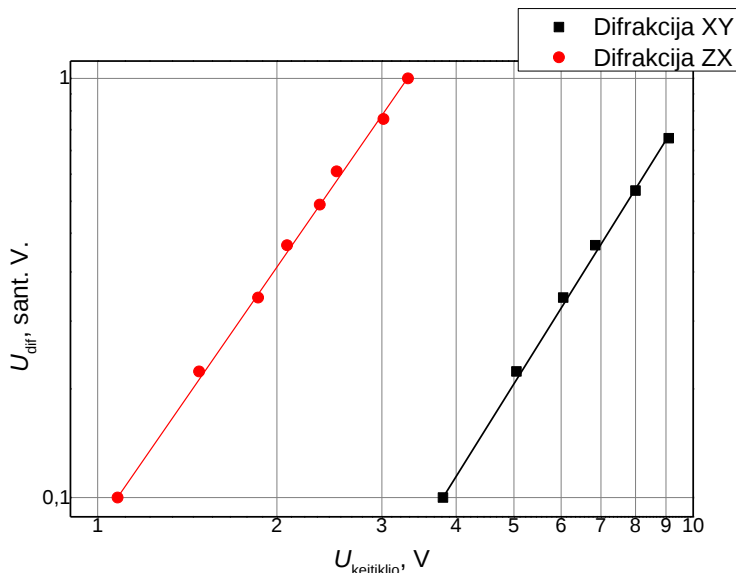
27 pav. Teorinės šviesos kritimo ir difrakcijos kampų priklausomybės nuo akustinės bangos dažnio, kai akustinė banga sudaro 30° kampą su X ašimi.

Eksperimentinės kampų vertės gautos tik prie penkių dažnių verčių, (veikiant PAB keitikliui pagrindine harmonika) kartu su teorinėmis kreivėmis atvaizduotos 28 pav.



28 pav. Teorinės ir eksperimentinės vidinių kritimo ir difrakcijos kampų priklausomybės nuo akustinės bangos dažnio.

Ištirtas šviesos difrakcijos efektyvumas vykstant difrakcijai nuo tūrinės akustinės bangos išspinduliuotos, o pačio keitiklio ($d = 60 \mu\text{m}$, $f = 64 \text{ MHz}$), tik difrakcija vyksta skirtingose kristalo plokštumose. Difrakavusios šviesos intensyvumo priklausomybės nuo PAB keitiklio įtampos pavaizduotas 29 pav.



29 pav. Šviesos difrakcijos priklausomybės nuo keitiklio įtampos ($d = 60 \mu\text{m}$).

Difrakcijos efektyvumas yra nusakomas difragavusios ir kritusios šviesos intensyvumų santykiu ir mūsų atveju, esant mažai akustinei galiai yra: [11].

$$\eta = \frac{I_d}{I_k} = \left(\frac{2\pi L \Delta n}{\lambda} \right)^2 \quad (11.3)$$

kur L – akustinės ir optinės bangos sąveikos ilgis, λ – optinės bangos ilgis ir Δn – lūžio rodiklio pokytis dėl akustinės bangos sukeltos deformacijos.

Lūžio rodiklio pokytį lemia akustinės bangos sukelta deformacija :

$$|\Delta n_j| = \frac{n^3}{2} p_{ijkl} S_{kl} \quad i,j,k,l = 1,2,3 \quad (11.4)$$

kur n – lūžio rodiklis, p_{ijkl} – fotoelastinio tenzoriaus komponentės, S_{kl} – deformacijos tenzoriaus komponentės.

Iš (1) ir (2) gauname :

$$\eta = \frac{2\pi^2 L^2}{\lambda^2} \cdot \frac{n^6 p^2 \cdot I_a}{\rho V^3} \quad (11.5)$$

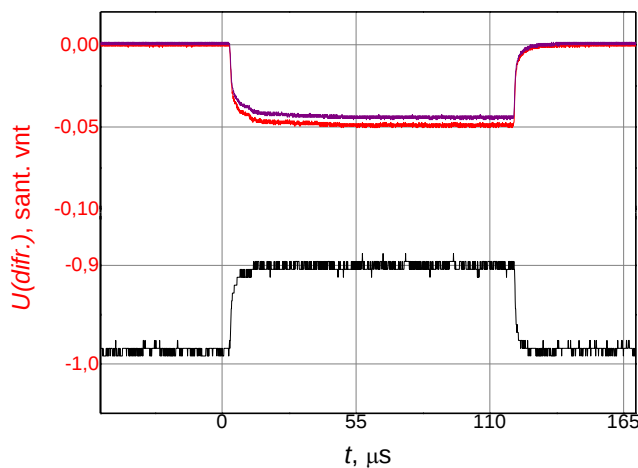
kur I_a – akustinės bangos intensyvumas, V – akustinės bangos greitis, ρ – medžiagos tankis. Akustinės bangos intensyvumas susijęs su deformacijos amplitude sąryšiu :

$$I_a = \frac{1}{2} \rho V^3 |S^2| \quad (11.6)$$

Kaip matome iš 29 pav. difrakcijos efektyvumas yra 14 kartų didesnis, kai šviesa sklinda „daugmaž“ išilgai Z kristalo ašies, nors akustinės bangos intensyvumas išlieka nepakitęs, nes į keitiklį paduodamas tas pats elektrinis signalas.

Teoriškai efektyvumas esant tai pačiai akustinei galiai priklauso nuo sąveikos ilgio L , kuris šiuo atveju skiriasi 3,9 karto, tai duoda efektyvumo padidėjimą 15 kartus. Taigi eksperimentinis difrakcijos efektyvumo padidėjimas gerai sutampa su teorija.

30 paveiksle pavaizduotos difragavusios šviesos oscilogramos. Keitiklio periodas yra 108 μm , apertūra 4,6 mm kas atitinka akustooptinės sąveikos ilgį, akustinės bangos dažnis 37,2 MHz. Šviesa į kristalą krinta Z kryptimi. Paveiksle – praėjusi šviesa atitinka apatinį lygmenį (-1), o tamsa - nulinį lygmenį. Kaip matome difrakcijos efektyvumas yra apie 10%, veikiant 110 μs 37,2 MHz radijo impulsui praėjusios šviesos intensyvumas sumažėja nuo 1 iki 0,9 lygmens ir atitinkamai difragavusios šviesos intensyvumas padidėjo nuo nulinio lygmens iki 0,05. Bet kritusi šviesa difraguoja į du pluošelius, taigi ir difragavusios šviesos intensyvumas pakinta 10%.



30 pav. YX-LiTaO₃ $f = 37,2\text{MHz}$, difrakcija vyksta ZX plokštumoje.

Išvados

Stebėta ir ištirta anizotropinė šviesos difrakcija YX-LiTaO₃ kristaluose tūrinėmis akustinėmis bangomis išspinduliuotomis paviršinių nuotėkio akustinių bangų.

Išmatuotos šviesos kritimo ir difrakcijos kampų vertės gerai sutampa su teoriniais skaičiavimais.

Tūrinė akustinė banga išspinduliuota NPAB sklinda į kristalo tūrį kampu $\theta = 29^\circ$. Jos greitis = 3510m/s.

Difrakcijos efektyvumas padidėja daugiau negu eile šviesai sklindant išilgai Z kristalo ašies negu šviesai krintai išilgai kristalo Y ašies.

Literatūros sąrašas

- [1] ŠTARAS, S. *Puslaidininkinės ir funkcinės elektronikos įtaisai*. Vilnius: Technika, 2006.
- [2] BORMAN, P., ENGDAHL, B., KIND, R. *Seismic Wave Propagation and Earth model*. Germany, 2012.
- [3] HESS, P. *Surface Acoustic Waves in Materials Science*. Phys. Today 55(3), 42, 2002., p. 42-47.
- [4] KIRSCHNER, J. *Surface Acoustic Wave Sensors (SAWS)*. Microelectromechanical systems 2010.
- [5] MORGAN, D. P., *History of saw devices*. Northampton, IEE international frequency control symposium, 1998.
- [6] MUROMETS, A.V., VOLOSHINOV, V.B., KANONIN, I.A. *Bulk wave excitation from the surface of a LiNbO₃ crystal by a system of planar electrodes*. Journal of physics 2016
- [7] YAMANOUCHI, K., TAKEUCHI, M. *Applications for Piezoelectric Leaky Surface Waves*. Ultrasonics symposium, 1990, p. 11-18
- [8] TRUSHIN, A.V., MUROMETS, A.V., *Acousto-optics Interaction in the Lithium Niobate Crystal upon the Surface Excitation of the Bulk Acoustic wave*. Journal of Communications technology and electronics, 2013, p. 366-371.
- [9] NAKAMURA, K., KAZUMI, M., SHIMIZU, H. *SH-type Rayleigh-type surface waves on rotated Y-cut LiTaO₃*. Ultrasonics Symposium Proceedings 1977
- [10] KHARUSI, M. S. *Acoustooptic diffraction angles in anisotropic crystals*. Montreal, Eaton Electronics Research Laboratory, 1968.
- [11] YARIV, A., YEN, P. *Optical waves in crystals*. New York, Wiley, 1984.
- [12] WHITE, R.H., Wolmer, F.W., *Direct piezoelectric coupling to surface elastic waves*. Appl. Phys. Lett. 1965, p 314-316
- [13] *Ryšių technikos naujienos*. 2003m Nr3. 18-28
- [14] DIXON, R., W. *Acoustic Diffraction of Light in Anisotropic Media*. IEEE Journal Of Quantim Electronics, 1967
- [15] ŠALNA, V., A. *Optika*. Vilnius: Enciklopedija, 2004
- [16] ЛЕМАНОВ, В. В., ШАКИН, О. В., *Рассеяние света на упругих волнах в одноосных кристаллах*. 1972.
- [17] BELOVICKIS, J., RIMEIKA, R., ČIPLYŠ, D. *Acousto-optic interaction with leaky surface acoustic waves in Y-cut LiTaO₃*. Ultrasonics 2012 m. Nr. 5.
- [18] ŽILINSKAS, J.P., *Rašto darbai*. Vilnius: Vilniaus universiteto leidykla, 2016.

Santrauka

Nuotėkio akustinių bangų akustooptinė difrakcija YX-LiTaO₃ kristaluose

Aurimas Žalkauskis

Akustooptiniuose įtaisuose įprastai naudojamos tūrinės akustinės bangos. YX – pjūvio ličio tantalatas pasižymi tuo, kad jame žadinasi nuotėkio paviršinės akustinės bangos. Jos sklisdamos kristalo paviršiumi savo energiją išspinduliuoja į kristalo tūrį, tūrinės akustinės bangos pavidalu.

Darbe tirta anizotropinė difrakcija nuotėkio paviršinėmis akustinėmis bangomis YX - ličio tantalato kristaluose. Eksperimentas buvo atliktas, vykstant difrakcijai skirtingose kristalo plokštumose. Išmatuotos šviesos kritimo ir difrakcijos kampų vertės, prie skirtingų akustinės bangos dažnių. Jos gerai sutapo su teoriškai apskaičiuotomis vertėmis. Skirtingų periodų elektrodiniai keitikliai buvo naudojami nuotėkio paviršinėms akustinėms bangoms žadinti. Eksperimentiškai buvo išmatuotas kampas, kuriuo nuotėkio akustinė banga išspinduliuoja tūrinę akustinę bangą į kristalo tūrį. Jo vertė lygi 29° laipsniams. Žinant NPAB greitį apskaičiuotas tūrinės akustinės bangos greitis $v_t = 3510$ m/s. Ištirtas akustooptinis difrakcijos efektyvumas, vykstant difrakcijai skirtingose kristalo plokštumose. Nustatyta, kad difrakcijos efektyvumas yra apie 15 kartų didesnis, kai šviesa sklinda išilgai kristalo Z ašies, negu sklindant išilgai Y ašies. Difrakcijos efektyvumo padidėjimas yra sąlygotas akustooptinės sąveikos ilgio padidėjimu. Pasiektas 10% difrakcijos efektyvumas žadinant NPAB keitikliu, kurio apertūra lygi $l = 4,6$ mm.

Gauti rezultatai rodo naujas galimybes panaudoti nuotėkio akustinės bangos efektyviai šviesos moduliacijai ličio tantalato kristaluose.

Summary

Acousto-optics diffraction of leaky acoustic waves in YX-LiTaO₃ crystals

Aurimas Žalkauskis

Bulk acoustics waves are usually being used in acousto-optic devices. The leaky surface acoustic waves (LSAWs) have many advantages as compared to the Rayleigh surface waves: higher velocity, better temperature coefficient and electromechanical coupling coefficient values. In some cases the leaky surface acoustic wave strongly radiate energy into substrate in form of a bulk acoustic wave allowing efficient light diffraction.

In the present work anisotropic diffraction has been studied by leaky surface acoustic waves in YX – cut lithium tantalate crystals. The experiment has been performed by acousto-optic diffraction in different crystal planes. Interdigital transducers with different periods deposited on the YX - lithium tantalate surface were used for excitation of leaky surface acoustic waves. Linearly polarised light with wavelength of 633 nm from the He-Ne laser was used in experiments. The light incident and diffraction angles at different acoustic wave frequencies have been measured. The good agreement between experimental and theoretical values was found. The angle at which the leaky acoustic wave radiate a bulk acoustic wave into crystal volume was experimentally measured. The experimental angle value is 29 degrees. Knowing the velocity of LSAW, the velocity of bulk acoustic wave has been calculated as $v_b = 3510$ m/s. The dependency of diffracted light intensity on the amplitude of radio frequency voltage amplitude applied to the interdigital transducer have also been explored. The experimental efficiency of acousto-optic diffraction is 15 times greater when light propagates along Z axis of the crystal, rather than propagating along Y axis. The increase in diffraction efficiency is due to increase of acousto-optic interaction length. 10% diffraction efficiency was achieved by exciting LSAW sensor with aperture equal to $l = 4.6$ mm.

The achieved results of work show the new possibilities for using leaky acoustic waves for efficient light modulation in LiTaO₃ crystals.