

ҚАЗАҚСТАН РЕСПУБЛИКАСЫ БІЛІМ ЖӘНЕ ҒЫЛЫМ МИНИСТРЛІГІ

Қ.И. Сәтбаев атындағы Қазақ ұлттық техникалық зерттеу университеті

Автоматика және ақпараттық технологиялар институты

Электроника, телекоммуникация және ғарыштық технологиялар кафедрасы

ӘОЖ 621.3 (043)

Қолжазба нұсқасында

Жәдігер Төрехан Әмірханұлы

Талшықты-оптикалық тарату жүйелеріндегі электро-оптикалық
модуляторлардың спектрлік сипаттамаларын зерттеу және модельдеу

Магистр академиялық дәрежесін іздену үшін

МАГИСТРЛІК ДИССЕРТАЦИЯ

7М06201 – «Телекоммуникациялар» мамандығы

Алматы 2022

ҚАЗАҚСТАН РЕСПУБЛИКАСЫ БІЛІМ ЖӘНЕ ҒЫЛЫМ МИНИСТРЛІГІ

Қ.И. Сәтбаев атындағы Қазақ ұлттық техникалық зерттеу университеті

Автоматика және ақпараттық технологиялар институты

Электроника, телекоммуникация және ғарыштық технологиялар кафедрасы

ҚОРҒАУҒА ЖІБЕРІЛДІ

Кафедра меңгерушісі,

техн.ғыл. канд-ы

Таштай Е.

«25» 05 2022 ж.

Магистр академиялық дәрежесін іздену үшін

МАГИСТРЛІК ДИССЕРТАЦИЯ

Тақырыбы: «Талшықты-оптикалық тарату жүйелеріндегі электро-оптикалық модуляторлардың спектрлік сипаттамаларын зерттеу және модельдеу»

7М06201 – «Телекоммуникациялар» мамандығы

Орындаған

Жәдігер Т.Ә

Пікір беруші,
АЭЖБУ профессоры, т.ғ.к.

К.С.Чежимбаева
«25» мамыр 2022 ж.

Ғылыми жетекші,
ЭТЖТТ кафедрасының ассистент
профессоры, т.ғ.к.

А.А.Абдыкадыров
«25» мамыр 2022 ж.

Алматы 2022

ҚАЗАҚСТАН РЕСПУБЛИКАСЫ БІЛІМ ЖӘНЕ ҒЫЛЫМ МИНИСТРЛІГІ

Қ.И Сәтбаев атындағы Қазақ ұлттық техникалық зерттеу университеті

Автоматика және ақпараттық технологиялар институты

Электроника, телекоммуникация және ғарыш технологиялар кафедрасы

7М06201 – Телекоммуникация

БЕКІТІЛДІ

ЭТ ж ҒТ кафедра меңгерушісі

техн.ғыл.кан, профессор

Е.Таштай

«25» мамыр 2020 ж

**Магистрлік диссертацияны орындауға
ТАПСЫРМА**

Магистрант: Жәдігер Төрехан Әмірханұлы

Тақырыбы: «Талшықты-оптикалық тарату жүйелеріндегі электро-оптикалық модуляторлардың спектрлік сипаттамаларын зерттеу және модельдеу».

Университет ректорының «03» қараша 2020ж. №2034-М бұйрығына өзгерістермен бекітілген.

Дайын диссертацияны тапсыру уақыты: «30» мамыр 2022ж.

Жұмыстың алғашқы мәліметтері: 1. ГОСТ Р ISO 11551-2015 Оптика және оптикалық құрылғылар. Лазерлер және лазерлік қондырғылар (жүйелер). Оптикалық элементтермен лазерлік сәулеленудің жұтылу коэффициентін өлшеу әдістемесі.

Диссертацияда өңделетін сұрақтар, диссертацияның қысқаша мазмұны: Сызбалық материалдар тізімі (міндетті сызбалар дәл көрсетілуі тиіс):

а) *Сәуленің анизотропты кристалдан өту сызбалары;*

б) *Мах-Цендер модуляторындағы сәуленің сөнуі (2%);*

в) *Мах-Цендер модуляторының математикалық моделі;*

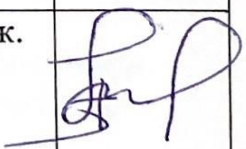
Ұсынылатын негізгі әдебиет 68 атау:

1. Розеншер, Э. Оптоэлектроника / Э. Розеншер, Б. Витнер - М.: Техносфера, 2006. - 592 с
2. David J. Thomson. 50-Gb/s Silicon Optical Modulator / IEEE Photonics technology letters, Vol. 24, NO. 4, 2012. - P. 234-236.

Магистрлік диссертацияны дайындау
КЕСТЕСІ

Бөлімдер атауы, қарастырылатын мәселелер тізімі	Ғылыми жетекшіге және кеңесшілерге көрсету мерізімі	Ескерту
Электро-оптикалық модуляторлардың артықшылықтары мен кемшіліктерін анықтау	01.10.2020 -01.01.2021	орындалды
Талшықты оптикалық байланыс желісінде сандық сигналдардың сипаттамаларын зерттеу.	01.01.2021–01.05.2021	орындалды
COMSOL Multiphysics бағдарламасында Мах-Цендер модуляторының моделін құру.	01.09.2021–01.05.2022	орындалды

диссертацияға қатысты бөлімдерді көрсете отырып, аяқталған магистрлік
диссертацияға консультанттарды және нормабақылаушылардың
қолдары

Бөлімдер атауы	Кеңес берушілер Т.А.Ә. (ғылыми дәрежесі)	Қол қойылған күні	Қолы
Диссертациялық жұмыстың тақырыбын талдау	ЭТжҒТ кафедрасының ассистент профессоры, к.т.н. Абдыкадыров А.А.	10.01.2021 ж.	
Теориялық ақпарат	ЭТжҒТ кафедрасының ассистент профессоры, к.т.н. Абдыкадыров А.А.	01.05.2021 ж.	
Нормабақылаушы	Доктор PhD, ассоц профессор Смайлов Н.К.	27.05.2022 ж.	

Ғылыми жетекші

Абдыкадыров А.А.

Магистрант

Жәдігер Т.Ә.

АҢДАТПА

«Талшықты-оптикалық тарату жүйелеріндегі электро-оптикалық модуляторлардың спектрлік сипаттамаларын зерттеу және модельдеу» магистрлік диссертация жұмысында электро-оптикалық модуляторлардың қолдану мақсатына қарай артықшылықтары мен кемшіліктері анықталған. Заманауи кең жолақты сәулелену көздері үшін электро-оптикалық модуляцияны қолдану мүмкіндігі қарастырылған. Практикалық бөлімде оптикалық сигнал генераторы арқылы қуаты минус 4.84 дБм болатын сандық оптикалық сигнал генерацияланып Мах-Цендер интерферометрі негізіндегі модуляторға жіберілді. Мах-Цендер модуляторының шығысындағы сигнал спектрі зерттелді. Практикалық жұмыс барысында оптикалық сигнал көзі, фотоқабылдағыш, «РУБИН 201» оптикалық тестері, «RIGOL DS1054Z» осциллографы және ұзындығы 3м болатын бір модальды FC/UPS-SM-3m- FC/UPS оптоалшықты шнурлар қолданылды. Ал Мах-Цендер модуляторының моделі COMSOL Multiphysics бағдарламасында жасалды. Сандық оптикалық толқындарды Мах-Цендер интерферометрі негізіндегі модулятор арқылы амплитудалық және фазалық модуляциялау барысы COMSOL Multiphysics бағдарламасында симуляцияланған.

АННОТАЦИЯ

В магистерской диссертации «Исследование и моделирование спектральных характеристик электрооптических модуляторов в волоконно-оптических системах передачи» выявлены преимущества и недостатки электрооптических модуляторов в зависимости от цели и назначения использования. На сегодняшний день, есть возможности использования электрооптической модуляции для современных широкополосных источников излучения.

В практической части данной работы генератором оптических сигналов был сгенерирован цифровой оптический сигнал мощностью минус 4,84 дБм и подавался на модулятор на основе интерферометра Маха-Цендера. Исследовался спектр сигнала на выходе модулятора Маха-Цендера. В ходе практической работы были использованы источник оптического сигнала, фотоприемник, оптический тестер «РУБИН 201», осциллограф «RIGOL DS1054Z» и одномодовые волоконно-оптические кабели FC/UPS-SM-3m-FC/UPS длиной 3 м. Математическая модель модулятора Маха-Цендера была разработана в среде COMSOL Multiphysics. Описан процесс амплитудной и фазовой модуляции цифровых оптических волн с помощью математической модели электрооптического модулятора на основе интерферометра Маха-Цендера.

ANNOTATION

The master's thesis "Research and modeling of the spectral characteristics of electro-optical modulators in fiber-optic transmission systems" revealed the advantages and disadvantages of electro-optical modulators depending on the purpose of use. Today, there are great opportunities to use electro-optical modulation for modern broadband radiation sources.

In the practical part of this work, a digital optical signal with a power of minus 4.84 dBm was generated by an optical signal generator and fed to a modulator based on a Mach-Zehnder interferometer. The spectrum of the signal at the output of the Mach-Zehnder modulator was studied. In the practical part of the work, an optical signal source, a photodetector, an optical tester "RUBIN 201", an oscilloscope "RIGOL DS1054Z" and single-mode 3 m long fiber-optic cables FC / UPS-SM-3m-FC / UPS were used. Mathematic model of the Mach-Zehnder electro-optical modulator was developed in the COMSOL Multiphysics environment. The process of amplitude and phase modulation of digital optical waves is described using a mathematical model of an electro-optical modulator based on a Mach-Zehnder interferometer.

МАЗМҰНЫ

Кіріспе	9
1 Оптикалық сәулелердің анизотропты ортадан өту кезіндегі шағылу көрсеткіштерінің өзгеруі	10
1.1 Мах-Цендер электро-оптикалық модуляторларының артықшылықтары мен кемшіліктері (Әдебиеттерге шолу)	10
1.2 Анизотропты кристаллдардың оптикалық сипаттамалары	14
1.3 Жарықтың анизотропты кристалды жүйелерден өтуі	20
1.4 Кристалдардың оптикалық сипаттамаларына сырқы электр өрісінің әсері	24
1.5 Сәулеленудің электрооптикалық модуляциясы.	27
2 Сыртқы жағдайлардың анизотропты кристалдардың оптикалық сипаттамаларына әсері	31
2.1 Электр өрісінің анизотропты кристалдарда таралуы	31
2.2 Литий ниобаты кристалындағы поляризацияланған сәулеленудің сипаттамаларының өзгеруі	33
2.3 Лзерлік сәулеленудің электрооптикалық модуляциясы	40
2.4 Гаусс интенсивтілігінің таралуымен кең жолақты сәулеленудің электрооптикалық модуляциясы	43
3 Литий ниобаты кристалындағы электрооптикалық модуляция және Мах-Цендер интерферометрі негізіндегі электрооптикалық модулятордың математикалық моделі	51
3.1 Мах-Цендер электрооптикалық модуляторының шекті бұрыштық апертурасын есептеу	51
3.2 Мах-Цендер электро-оптикалық модуляторының математикалық моделін COMSOL Multiphysics бағдарламасында модельдеу	56
Қорытынды	63
Пайдаланылған әдебиеттер тізімі	64

КІРІСПЕ

Қазіргі таңда теориялық және қолданбалы оптикада оптикалық сәулеленуді басқару мәселесі өзекті болып табылады. Бұл бағыттың ақпаратты өңдеудің, тасымалдаудың және сақтаудың оптикалық және электронды әдістерін бірлесіп пайдалану мәселелерін қарастыратын заманауи оптоэлектроникада алатын орны бөлек [1, 2].

Заманауи телекоммуникациялық желілерде ақпаратты тасымалдауға арналған, анизотропты кристалдарда болатын электрооптикалық әсерге негізделген сәулеленудің электрооптикалық модуляциясы [3] кең қолданыс тапты. Сондай-ақ, оптиканың өзекті саласы болып табылатын сәулеленудің таралуы зерттелуді [4]. Анизотропты кристалды екі поляризатордың арасына орналастырып, шығыс сәулеленудің интенсивтілігін өзгертуге болатыны белгілі, бірақ поляризаторлардың тасымалдау жазықтықтары мен кристалдардың оптикалық осьтерінің өзара бағдарлануының, шығарылатын сәулеленудің құрамы спектріне әсері толық зерттелмеген.

Электрооптикалық кристалдарда сыртқы электр өрісінің болуы сыну көрсеткіштерінің және соның салдарынан кристалдың ішіндегі электромагниттік толқындардың таралу бағытының өзгеруін тудырады [5]. Егер сыну көрсеткішінің өзгеруі электр өрісіне пропорционал болса, онда бұл сызықтық электрооптикалық әсерге сәйкес келеді. Осы әсердің негізінде қарқындылыққа немесе фазаға қатысты сәулеленуді модуляциялаудың ыңғайлы және кеңінен қолданылатын әдістері әзірленді [6]. Сыртқы электр өрісінің біртекті еместігі кристалдардағы сыну көрсеткішінің біркелкі емес өзгеруіне және модуляция тереңдігінің төмендеуіне әкеледі. Сонымен қатар, электрооптикалық модуляцияны қолдану әлі күнге дейін сәулелену көздерінің монохроматтылығына қойылатын талаптармен шектеледі. Заманауи электрооптикалық модуляторлар сәулеленудің тар спектрлік диапазонына (бірнеше нанометрге дейін) ие және бірнеше ондаған ерікті спектрлік құрамы бар кең жолақты сәулеленуді модуляциялауға жарамсыз лазерлер мен лазерлік диодтардың [7] сәулеленуін тиімді модуляциялайды. Осыған байланысты кең жолақты сәулеленудің электро-оптикалық модуляциясын зерттеу және сәулелену спектрінің түрін бақылау өте өзекті болып табылады.

Жұмыстың өзектілігі. Интернет желісінің үздіксіз дамуы, 5G және IoT қосымшалары сияқты жоғары жылдамдықты қажет ететін бағдарламаларды енгізу, жеткілікті өткізу қабілеттілігін қамтамасыз ететін аппараттық инфрақұрылымға шұғыл қажеттілік туғызады. Осындай жоғары жылдамдыққа ие ақпараттық инфрақұрылымдар тек талшықты-оптика көмегімен құрастырылады. Сол себепті сөну көрсеткіші төмен, кең жолақты өткізу қабілетіне ие, сенімді оптикалық жүйелерді құру қазіргі таңда, электроника мен телекоммуникация

саласындағы ең өзекті бағыттардың бірі болып табылады. Жоғарыда айтылған, жүйелердің ең басты элементі – электро-оптикалық модуляторлар. Сәйкесінше электро-оптикалық модуляторлардың сипаттамаларын арттыру да өзекті мәселелердің бірі болып табылады.

Ғылыми жаңалығы. Осы жұмыс барысында Мах-Цендер интерферометрі негізіндегі жасалған электро-оптикалық модулятордың моделі төмен кіріс шығынына, төмен жартылай толқын кернеуіне және жоғары шығыс оптикалық қуатына ие.

Түйін сөздер. Электро-оптикалық модуляторлар, Мах-Цендер модуляторлары, Брэгг торлары негізіндегі электро-оптикалық модуляторлар, литий ниобаты негізіндегі электро-оптикалық модуляторлар.

1 ОПТИКАЛЫҚ СӘУЛЕЛЕРДІҢ АНИЗОТРОПТЫ ОРТАДАН ӨТУ КЕЗІНДЕГІ ШАҒЫЛУ КӨРСЕТКІШТЕРІНІҢ ӨЗГЕРУІ

1.1 Мах-Цендер электро-оптикалық модуляторларының артықшылықтары мен кемшіліктері

Қазіргі таңда электрооптикалық модуляторлардың кең тараған түрі – Мах-Цендер интерферометрі негізіндегі модуляторлар. Электрооптикалық модуляторлардың бұл түрінің кеңінен таралуы оның деректерді жоғары жылдамдықта тарату мүмкіндігі мен оларды құрастыру құнының төмен болуы. Дәл осындай құны төмен, деректерді тасымалдау жылдамдығы 50 Гб/с дейін жететін электрооптикалық модуляторды Дэвид Томпсон ұсынған. Ол бір субстратта кремний мен CMOS электроникасы интеграцияланған модулятор прототипін жасады. Аталмыш прототип биіктігі 220 нм, ені 400нм қабырғалық волноводтан жасалған. Төсемше(подложка) ретінде ұзындығы 100нм төсемше қолданылған. Авторлардың айтуы бойынша бұл түйіспеге төмен кіру кедергісі мен бүйір қабырғалардың әрекеттесуін қамтамасыз етеді. Жасалынған модулятордың мүмкіндіктерін көру үшін оның кірісіне тасымалдау жылдамдығы 12.5 Гб/с болатын, мультиплексордан өткен төрт псевдо-кездейсоқ деректер ағымы берілді. Кіріс оптикалық толқынның толқын ұзындығы ретінде 1551.75нм мәні таңдалған. Нәтижесінде тасымалдаушы толқынның көз диаграммасы алынды. Оған сәйкес каналдағы шум мен тасымалдаушы сигналдың төмен интерференция мәніне көз жеткізсе болады. Ал модулятордағы оптикалық сигналдың сөну мәні 7,4дБм [8].

Деректерді тасымалдау жылдамдығын одан әрі артыру мақсатында, W.Henі деректерді тасымалдау мәні 72 Гб/с-қа, кейін 108 Гб/с-қа дейін жететін жүйені ұсынған. Ол бұл жүйені кремний-плазмоника-органикалық гибриді Мах-Цендер интерферометрі негізінді жасалынған. Бұл жүйеде фазалық модуляция плазмоника-органикалық гибриді (РОН) ығыстырғышы арқылы жүзеге асырылған. Бұл модулятордың деректерді тасымалдау жылдамдығы жоғары болғанымен, толқынның сөну көрсеткіші 25дБм. Ол Дэвид Томпсонның моделінен әлде қайда жоғары. Модулятордың артықшылықтарына келетін болсақ: ол толқын ұзындығы 1520-1620нм болатын 70ГГц-тен асатын спектрлік аралықтағы толқындармен жұмыс жасайды. Практикалық бөлімде, құрылғы BER мәні 4×10^{-5} , деректерді тарату жылдамдығы 72 Гб/с-қа, 108 Гб/с болатын сигналдарды қолдану арқылы сынақтан өтті. Авторлардың айтуы бойынша, мұндай жүйелер болашақта фотоникалық IQ модуляторлардың орнын басу мүмкіндіктері бар [9].

Сонымен қатар, қазіргі таңда, аса үлкен көлемдегі деректерді 2-10 км аралығында аз энергиятұтыну мөлшерімен тарату жүйелері үлкен сұранысқа ие.

Осы сұраныстарды қанағаттандыру мақсатында Sophie Lange деректерді тарату жылдамдығы 100 ГБ/с, өткізу жолағы 44 ГГц болатын DFB-MZM TOSA монолитті модулін ұсынды. Бұл модуль таратылған кері байланыс лазерінің гетероструктурасынан (DFB), және оған интеграцияланған волноводынан (DRWG) тұрады. 1,8 км мен 1,2 км-ге тасымалдау толқын ұзындығы 1550 нм-ге тең болатын толқынмен жүзеге асады. Бұл жылдамдығы 400 Гб/с-тең екі жолақты жүйелер үшін тиімді болып келеді. Ал энергия тұтыну мәселесіне келетін болсақ РАМ4 модуляциясының бір битына 0,85 пДж/бит энергия жұмсалса, РАМ8 үшін 0,85 пДж/бит энергия жұмсалады [10].

Ал деректерді үлкен қашықтыққа тасымалдау үшін оптикалық бір жақ жолақты модуляциясын (OSSB) қолданған тиімді. Дәлірек айтқанда 120° гибриді қосқыш пен қос жетекті Мах-Цендер модуляторы негізіндегі жаңа OSSB модуляция схемасының артықшылықтары көп. Мәселен Min Xue 90° гибриді қосқыш пен 120° гибриді қосқыш негізіндегі OSSB сигналдарының симуляцияланған оптикалық спектрлерін салыстырған. Зерттеу барысында модулятордың шектеулі сөну коэффициентіне байланысты –бірінші ретті бүйірлік жолақ толығымен басылмаған. Екі OSSB модуляциясының әрқайсысы үшін –бірінші ретті бүйірлік жолағының басылу коэффициенттері бірдей. Бірақ мақалада ұсынылған OSSB модуляциясының 2-ші ретті бүйірлік жолақ модуляция индексі $\pi/3$ болғанда қарапайым OSSB модуляциясынан 26,38 дБм мәнге төмен [11].

Біріктірілген қос параллель Мах – Цендер модуляторынан (dMZM) тұратын оптикалық модуляторды бір жақты оптикалық жолақ модуляциясы (OSSB) үшін ғана емес, сонымен қатар оптикалық тасымалдаушының бүйірлік жолақ қатынасының (OCSR) реттелуін бір уақытта алуға болады. Мұндай модулятор модуляция тиімділігі мен қабылдағыштың сезімталдығын арттыру, талшықты хроматикалық дисперсиядан туындаған RF қуатының өшуін жою және талшықты байланыстар арқылы радионың жұмысын оңтайландыру үшін қолданылады. Ішкі MZM-ге қолданылатын ығысу кернеуін өзгерту арқылы OCSR теңшеу мүмкіндігінің кең динамикалық диапазонын алуға болады. Максималды RF шығыс қуатын алу нәтижесі оңтайлы OCSR модуляция индексіне және dMZM өшу коэффициентіне байланысты [12].

Электрооптикалық модуляторларда фазалық модуляция эффективтілігін арттыру үшін Мах-Цендер интерферометрінің екі жағына фаза бойынша ығысқан Брэгг торлары орнатылады. Фазалық модуляция эффективтілігінің артуы ықшам біріктірілген резонаторлардағы баяу жарық эффектісіне байланысты. Брегг торының бұл резонаторлары микро сақиналар сияқты басқа біріктірілген қуыстармен салыстырғанда оптикалық өткізу қабілеттілігі жоғарылайтындай етіп жасалған. Бұл жақсартылған өткізу қабілеттілігі құрылғылардың температураға сезімталдығын төмендетеді. Модуляция тиімділігі ($V_\pi \times L$), оптикалық модуляция амплитудасы және оптикалық өткізу қабілеттілігі ($\Delta\lambda_{BW}$)

сияқты қасиеттерді ескере отырып, осы модуляторларды оңтайландыру мүмкіндіктері бар [13].

Мах-Цендер модуляторына интеграцияланған Брэгг торлары негізіндегі тағы бір модулятордың моделі фотонды кремнийден жасалынған. Бұл модулятордың басқа резонатор негізінде жасалған модуляторлардан басты ерекшелігі оның оптикалық өткізу жолағының едәуір кеңдігі болып табылады. CMOS үйлесімді құю процесін пайдаланып жасалған бұл модулятор қарапайым кремний негізінде жасалған модуляторомен салыстырғанда мәні 0.18 В.см-ге тең жеті есе әлсіз $V_{\pi} \times L$ сигналға қол жеткізді. Аталған құрылғының көлемі өте шағын, ұзындығы бар болғаны 162 мкм-ге тең, сонымен қатар 1 В керу ығысу кезінде 28 ГГц модуляция жолағына ие [14].

Екі позициялық манипуляцияланған сигналды 100 Гб/с жылдамдықпен, хроматикалық дисперсия мәнін компенсациялау қажетінсіз, толқын ұзындығы 1559,05 нм-ге тең болатын стандартты бірмодалы оптоалшық арқылы жіберу үшін, жұқа литий ниобаты пленкасында волноводты брэгг торларын орналастыру негізінде жасалған интегралды электрооптикалық модуляторлар қолданылады. Өлшемі $10 \times 400 \mu\text{m}^2$ болатын бұл модуляторда толқын ұзындығы 1559.9 нм С-диапазонында оптикалық сөну көрсеткіші 53.8 дБ мәніне тең. Қарапайым қарқындылық модуляция мен тікелей детектрлеу схемасы кезінде 2, 4 және 8 PWM модуляциясы арқылы деректерді 100 Гбит/с жылдамдығы арқылы жіберу мүмкіндігі бар. Брэгг торларындағы волноводты модулятордың оптикалық филтрдің сипаттамалары бір бүйірлік оптикалық жолақты басады, нәтижесінде бір бүйірлік жолақ модуляциясы пайда болады [15].

Мах – Цендер интерферометрін гетерогенді түрде кремний фотоникасына біріктіру арқылы оптикалық сәулелерді басқару мүмкіндігі бар. Осындай шешімдердің бірі – индий қалайы оксиді (ИҚО) негізінде жасалған, оптикалық сәулені бүйіріне орналасқан МОП конденсаторы арқылы басқаратын Мах-Цендер модуляторы. Бұл модуляторды беттік фазалық торы бар, сәулені басқаратын 128-волноводты оптикалық платформаға фазалық ығыстырғыш ретінде қолданып, негізгі сәуленің жіңішке жапырақша формасын және бүйірлік сәулесінің сөну көрсеткіші 10 дБм-ге тең болатын мәнін алуға болады. Бұл әдіс қазіргі таңда белгілі оптикалық фазаланған торлардағы шығын көрсеткішін азайтып, LiDAR жүйелері, голографиялық дисплейлер, оптикалық бос кеңістік байланыстары және оптикалық қосқыштар үшін ИҚО ГГц модуляция жылдамдығын қолдану мүмкіндігіне ие [16].

Ультра кең жолақты және тартылған оптикалық жиілік тарағын (OFC) генерациялау үшін фазалық модулятордың және қос жетекті литий-ниобаттық Мах-Цендер модуляторының (DD-LiNbO₃-MZM) сериялық каскадтауға негізделген тәсілдері белгілі. Бұл мақстақа қол жеткізу үшін сигналдың қозғаушы күші 16,9 дБм болатын төмен қуатты күшейтілген RF көзі қолданылады, ал

үздіксіз лазердің қуаты 3 дБм деңгейінде сақталады. Тасымалдаушы сигналдардың максималды санын генерациялау үшін жиілік аралығы (FS) 20 ГГц деңгейінде сақталады. Ұсынылған схема салыстырмалы түрде қарапайым, ал жиілік аралығы модуляторлардағы қолданылатын RF көзіне байланысты. Қол жеткізілген OFC желілерінде қажетсіз бүйірлік моданы қабылдамау коэффициенті шамамен 20 дБ болатын 45 дБ-ден жоғары тон-шу қатынасына (TNR) ие. Тарақ сызықтары шамамен 0-6 дБ қуат ауытқуымен бірдей, және 0,12 дБ мәнге дейін оңтайландырылған [17].

Тартылған оптикалық жиілік тарағын (OFC) және синусоида пішінді Найквист формалы сигналдарды қарапайым кремний негізіндегі екі каскадты Мах-Цендер модуляторы көмегімен генерациялауға болады. OFC 1.83 дБ әркелкілікке және 5 ГГц жиілік таралуына ие. Ал Найквист импульсінің уақыты 22 пс-қа тең. Жоғарыда айтылған цифрлық сигналдар толқын ұзындығы 1536.6, 1542.8, 1549 және 1555,3 нм-ге тең оптикалық сәулелермен жіберіледі. Жиілік тарағының әркелкілігі осы төрт толқын ұзындығында 2 дБ мәнінен төмен. Бұл құрылғы оптикалық желілер мен интеграцияланған микротолқынды фотониктерде бапталатын қайталау жиілігімен көптолқынды сәуле көзі немесе импульті сәуле көзі ретінде қолданылады [18].

Сондай-ақ, аса-жоғары жылдамдықтағы оптикалық байланыстарды Найквист формалы РАМ модуляция сигналдары арқылы жүзеге асырады. Модуляцияланған сигналдарды алу үшін өткізу жолағы 22.5 ГГц болатын қарапайым кремний-фотонды Мах-Цендер модуляторы қолданылған. Өткізу жолағы шектеулі жүйелерде күшейтілген жоғары жиілікті шуды басуға арналған екі отводы бар постфильтр қолданылады. Постфильтрдің әсерінен пайда болған символаралық шуылдар, тізбектің максималды ықтималдылығын (MLSD) анықтау арқылы жойылады. Осы постфильтр мен MLSD көмегімен РАМ-6 модуляцияланған, BER мәні 20%-дан төмен, шектік мәні 1.5×10^{-2} тең сигналды 1 км аралықта стандартты бірмодалы оптоалшықты қолдану арқылы 200 Гб/с жылдамдық арқылы таратуға болады. Сонымен қатар РАМ-4, РАМ-8 модуляциялары үшін сәйкесінше 192 Гб/с және 168 Гб/с жылдамдықпен деректер жіберіледі [19].

1.2 Анизотропты кристаллдардың оптикалық сипаттамалары

Кристаллдардың оптикалық сипаттамалары оптикалық құрылғыларды жасауда негізгі орынды алады [20]. Электро-оптикалық және бейсызық-оптикалық кристалдарда, механикалық кернеулер мен электр өрісінің әсері, кристалдың толықтай оптикалық қасиеттерінің өзгеруіне себепші болатын гетерогенділікті тудырады. Сонымен қатар, сыну көрсеткіштерінің

гетерогенділігі құрылымдық әртектіліктің және кристал құрамының өзгеруіне байланысты болуы мүмкін [21]. Әдетте, оптикалық гетерогенділік жарық поляризатор-кристалл-анализатор жүйесінен өтуі кезінде аномальды екі жақты сыну ретінде көрінеді және кристалл жарықтандырудың болуы, жылу, электр, серпімді өрістер және т. б. секілді бірқатар сыртқы факторларға байланысты.

Кристалдардың оптикалық қасиеттерін зерттеу кезінде сыну көрсеткіштеріне негізделген, оптикалық индикатриса деп аталатын көмекші кеңістіктік фигурасы қолданылады. Индикатриса векторының әрбір радиусының мәні осы вектордың бағытында тербелетін жарық толқындары үшін кристалдың сыну көрсеткішін көрсетеді.

Осылайша, оптикалық индикатриса сыну көрсеткіштерінің мәндері мен кристалдан өтетін жарық толқындарының тербеліс бағыты арасындағы байланысты анық көрсетеді. Индикатрисаның эллиптикалық қимасының симметрия осьтері, жарық толқындарының кристалдың берілген қимасында тербелетін жалғыз бағыты болып табылады. Индикатрисаның пішіні кристалдың симметриясымен анықталады [22].

Кристалдың немесе кристалдық элементтің оптикалық біртектілігін анықтау үшін: қалдық жарық ағыны (ҚЖА), контраст, аномальды екі осьтік және эллиптіктілік секілді бірнеше сипаттамалар қолданылады.

$I_{\text{кал}}$ (%) қалдық жарық ағыны:

$$I_{\text{кал}} = (I_{\perp} / I_{\parallel}) \times 100 \quad (1.1)$$

ретінде анықталады. Мұндағы $I_{\perp}$ және $I_{\parallel}$ сәйкесінше айқастырылған және параллель поляризаторлары бар кристалдың оптикалық осі бойымен поляризатор-кристалл-анализатор жүйесі арқылы өтетін жарықтың қарқындылығы.

Электрооптикалық элементтер үшін біркелкіліктің критерийі ретінде жиі K_{κ} контраст коэффициенті және $K_{\circ}$ эллипстік коэффициент қолданылады. Айқастырылған $K_{\kappa}^{\times}$ және K_{κ}^{Π} параллель поляроидтары үшін контраст коэффициенттері келесідей өрнектермен анықталады:

$$K_{\kappa}^{\perp} = I_{\perp(U_{\lambda/2})} / I_{\perp(0)} \quad (1.2, \text{ а})$$

$$K_{\kappa}^{\parallel} = I_{\parallel(0)} / I_{\parallel(U_{\lambda/2})} \quad (1.2, \text{ ә})$$

Мұндағы $I_{\parallel(U_{\lambda/2})}$ және $I_{\perp(U_{\lambda/2})}$ — кристалдық элементке жарты толқындық кернеуді бергенде поляризатор-кристалл-анализатор жүйесі арқылы өткен

жарықтың қарқындылығы; Ал $I_{H(0)}$ және $I_{\perp(0)}$ $U=0$ болған кездегі поляризатор-кристалл-анализатор жүйесі арқылы өткен жарық қарқындылығы.

Эллипстік коэффициенттер келесі орнектер бойынша анықталады:

$$K_{\circ} = I_{H(0)} / I_{\perp(0)} \quad (1.3, \text{ а})$$

$$K_{\circ} = I_{\perp(U_{\lambda/2})} / I_{H(U_{\lambda/2})} \quad (1.3, \text{ ә})$$

Бұл критерийлердің басты кемшіліктерінің бірі, олар Δn - мен тікелей емес, $\sin^2(\frac{\pi l}{\lambda} \Delta n)$ функциясымен байланысқан. Мұндағы λ – толқын ұзындығы, ал l – кристалл ұзындығы.

ҚЖА, K_{κ} және $K_{\circ}$ кристалдан өткен сәуленің толық апертурасында есептеледі, және де гетерогенділіктің интегралды сипаттамасы болып саналады. Айқастырылған поляроидтар арасында орналасқан кристалды бақылау ашық және қара дақтар түріндегі гетерогендік үлгісін көрсетеді.

Оптоэлектроника мен талшықты оптика жүйелерінде ең жиі қолданылатын материалдардың бірі анизотропты литий ниобат кристалы болып табылады. Оның бірегей электрооптикалық, фотосерпімді, пьезоэлектрлік, бейсызықты қасиеттері мен жақсы механикалық қасиеттерінің комбинациясы, химиялық тұрақтылығы мен кең жолақты тарату диапазоны бірқатар құрылғыларды жасау үшін негіз болады [23].

Литий ниобаты монокристалдары 3м нүктелік симметрия тобына жатады; олар қос сынудың үлкен мәні бар теріс бір осьті ($n_o > n_e$) кристалдар болып табылады.

$LiNbO_3$ кристалдары 0.3-тен 5.5 мкм-ге дейінгі толқын ұзындығы диапазонында мөлдір болады [24]. $LiNbO_3$ кристалдары жоғары сыну көрсеткіштеріне ие болғандықтан, үлгілердің бетінен сәулеленудің айтарлықтай шағылысуы байқалады. Есептеулер 1.06 және 0.53 мкм толқын ұзындығында қалыңдығы 10 мм үлгі үшін жалпы шағылысу жоғалуы 30–32% болатынын көрсетеді [25]. $LiNbO_3$

Толқын ұзындығы 4 мкм-ден асатын кезде $LiNbO_3$ кристалдарының мөлдірлігі үлгілердің қалыңдығына қатты тәуелді болады, сонымен қатар шағылысу жоғалуы қатты артады. Қалыңдығы 5 - 8 мм үлгілердің өтуі $X = 5,5$ мкм кезінде нөлге жетеді, алайда жұқа үлгілер (1-2 мм), шағылысу жоғалуларын қоспағанда, 7 мкм-ге дейін мөлдір болып қала алады.

Инфрақызыл таратудың шетінде табиғаты белгісіз таяз жұтылу шыңдары байқалады [25]. Олардың тереңдігі үлгінің қалыңдығына байланысты. [25] авторлары бұл жұтылу жолағы $O\bar{H}$ иондарының сілтілі галогенид

кристалдарында және кварцта пайда болуы сияқты $LiNbO_3$ торына қосылуы нәтижесінде пайда болады деп есептейді. Енгізудің себебі ауадағы кристалдардың өсуі немесе бастапқы заттардың гидролизі болып табылады.

$LiNbO_3$ кристалдарының оптикалық қасиеттеріне оның құрылымындағы ақаулар үлкен әсер етеді. Тіпті номиналды таза $LiNbO_3$ кристалдары химиялық құрамы бойынша ($R = [Li]/[Nb]$) литий атомдары санының ниобий атомдарының санына қатынасы 0,8-ден 1,0 немесе одан да көп мәнге өзгеруі мүмкін) ерекшеленеді, және бұл әр түрлі типтегі ақаулардың жоғары концентрациясына әкеледі [26].

[27] авторы $LiNbO_3$ кристалдарының оптикалық гетерогенділігі олардың нақты құрылымымен байланысты, оның ішінде дислокациялар, зарядталған ақаулар кешені және әр түрлі ақауларға локализацияланған зарядталған домен шекаралары бар екендігін көрсеткен.

Сонымен қатар, номиналды таза кристалдар фоторефрактивті қасиеттерге ие, бұл қуатты лазер сәулесінің әсерінен оптикалық сипаттамалардың айтарлықтай өзгеруіне әкеледі және фоторефракцияны кристалдар өсірілетін балқымаларға басу үшін Mg, Sc, Zn немесе In сияқты кейбір химиялық элементтердің қоспалары қосылады. Керісінше, Fe, Cu сияқты қоспаларды қолдану фоторефракцияны күшейтуге көмектеседі. Қоспалардың өз ақауларымен әрекеттесуі нақты кристалдардың құрылымын өте күрделі етеді. [28] авторлары мөлдірліктің барлық ауданында $LiNbO_3$ легіріленген кристалдардың сыну көрсеткіштерінің дисперсиясын зерттеді.

Конгруентті құрамдағы балқымадан өскен кристалы жоғары қуатты сәулеленуге ұшырағанда, онда фоторефракция әсерінен болған оптикалық бұзылу әсері байқалады. Бұл әсерді азайту үшін құрылымы стехиометриялыққа жақын арнайы өсірілген $LiNbO_3$ кристалдары қолданылады. Литий ниобаты кристалының жойылу шегін арттырудың тағы бір тәсілі оны MgO-мен легирлеу болып табылады [29].

[30] әдебиетте авторлар "фоторефрактивті" Cu катиондары мен "фоторефрактивті емес" Zn катиондарымен қоспаланған $LiNbO_3$ монокристалдарындағы жарықтың фоторефрактивті шашырау кинетикасының сәулелену қуатына және кристалл кесілген були аймағына тәуелділігін ұсынады. Эксперименттік нәтижелер буль көлемінде бір кристалдың қасиеттері айтарлықтай ерекшеленетінін көрсетеді. Бұл ретте шашыраған Жарық индикаторының пішіні қоспалаушы қоспаның түрі мен концентрациясына, сондай-ақ лазер сәулесінің қуатына байланысты болады [31].

[32] авторлары үш қоспалы $LiNbO_3 : Zr, Cu, Ce$ кристалын өсіріп, зерттеді. Зерттеу барысында, бұл кристалдың фоторефракторлық сезімталдығы 0,009 см/А-ге өскенін анықтады. Бұл көрсеткіш $LiNbO_3 : Cu, Ce$ кристалымен

салыстырғанда әлдеқайда жоғары. Сонымен қатар $\text{LiNbO}_3 : \text{Zr}, \text{Cu}, \text{Ce}$ кристалы төмен ынталандырылған жарық шашырауына ие болғандықтан, деректерді голографиялық сақтау үшін тамаша материал болып табылады.

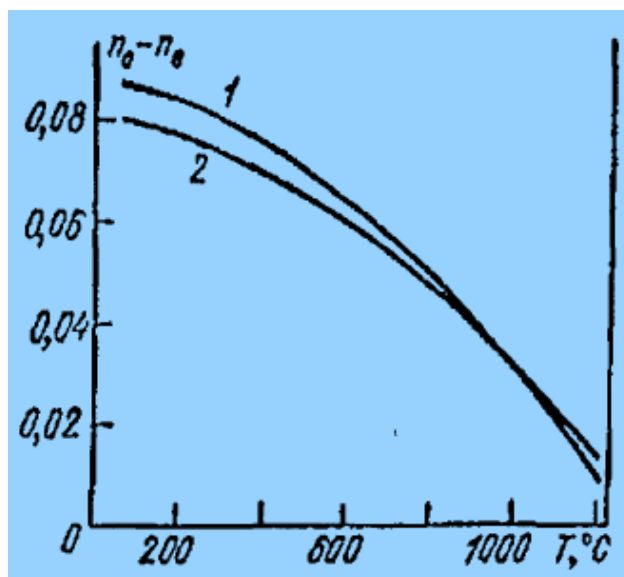
300-400 К температурада B , Zn , Gd , Tm элементтерімен легіріленген литий ниобаты кристалдары үшін олардың электрофизикалық және диэлектрлік дисперсия мәндерінің аномалиясы анықталған [33].

LiNbO_3 кристалының сыну көрсеткіші мен қос сыну көрсеткішінің өзара байланысын алғаш рет Миллер мен Сэведж, Вернер, Хобден және т.б. зерттеген.

Миллер мен Сэведж зерттеулері [34] мономоденді кристалдарда интерференция-поляризация әдістері арқылы 0,6328 мкм толқын ұзындығында жүргізілген. Нәтижесінде ғалымдар сыну көрсеткіші мен қос сыну көрсеткіштерінің өзгерісін анықтады. Температура мәні Кюри мәніне дейін өскен жағдайда (шамамен 1200 °C) n_e мәні 0.18-ге, ал n_o 0.03-ке өзгереді.

[35] әдебиеттерінде полидоменді LiNbO_3 кристалының бөлмелік температура мен Кюри нүктесіне дейінгі аралықта қос сыну көрсеткішінің мәндері көрсетілген (1.1-сурет). Өлшеулер 0.6328 және 1.15 мкм толқын ұзындықтарында поляризация-оптикалық тәсілмен жүргізілген.

Қос сыну көрсеткіші температура мәні 882 °C ($\lambda = 0.6328$ мкм) және 888 °C-қа ($\lambda = 1.15$ мкм) дейін өскенде азаяды, және литий ниобаты кристалы изотропты күйде болады. Температураны одан әрі арттырып, Кюри мәніне жеткізгенде қос сыну көрсеткіші 0.069 ($\lambda = 0.6328$ мкм) және 0.060 ($\lambda = 1.15$ мкм) мәндеріне тең болады.



1.1 Сурет – $\lambda = 0.6328$ (1) және $\lambda = 1.15$ (2) мкм кезіндегі литий ниобаты кристалының қос сыну көрсеткішінің температура мәніне қатысты өзгеруі.

Хобден мен Вернер [35] полидоменді $LiNbO_3$ кристалдарының сыну көрсеткіштерінің қатынасын $\lambda=0,4471, 0,4713, 0,4922, 0,5016, 0,5876, 0,6678$ және $0,7076$ мкм мәндерінде, 19 бен 374 °C аралығында сегіз температура мәнінде есептеген. Есептеу нәтижелері Селмейер эмпирикалық теңдеуімен жақсы сипатталады:

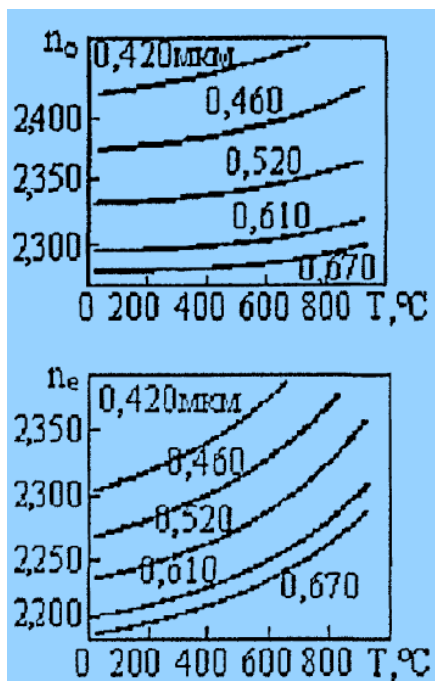
$$n_o^2 = 4,913 + \frac{1,173 \cdot 10^5 + 1,65 \cdot 10^{-2} T^2}{\lambda^2 - (2,12 \cdot 10^2 + 2,7 \cdot 10^{-5} T^2)^2} - 2,78 \cdot 10^{-8} \cdot \lambda^2 \quad (1.4, a)$$

$$n_e^2 = 4,5567 + 2,605 \cdot 10^{-7} T^2 + \frac{0,970 \cdot 10^5 + 2,7 \cdot 10^{-2} T^2}{\lambda^2 - (2,01 \cdot 10^2 + 5,4 \cdot 10^{-5} T^2)^2} - 2,24 \cdot 10^{-8} \lambda^2 \quad (1.4, \text{ә})$$

Мұндағы, T – температура, К; λ – толқын ұзындығы, мкм.

[36] әдебиетте периодты поляризацияланған $LiNbO_3$ кристалы үшін Селмейер теңдеуі келтірілген.

Кездейсоқ поляризацияланған $LiNbO_3$ кристалының сыну көрсеткіші мен температура байланысын Ивасаки және т.б. зерттеген [37]. Бұл зерттеулерде $0,42-0,67$ мкм толқын ұзындығы диапазонындағы бірнеше толқындардың сыну көрсеткіштерінің температураға қатынасын призма әдісі бойынша зерттеген. Эксперимент барысында температура мәнін 900 °C-ң-ға дейін өсірген (1.2-сурет).



1.2 Сурет – $LiNbO_3$ кристалындағы сыну көрсеткіштері мен температураның қатынасы.

Температураның литий ниобаты кристалының оптикалық қасиеттеріне әсері [38] әдебиетте қарастырылған. Литий ниобатының сыну көрсеткіштерінің температураға байланысты өзгеру жылдамдығы әртүрлі толқын ұзындықтары үшін әртүрлі болатыны анықталды. $\Delta n_o / \Delta t$ және $\Delta n_e / \Delta t$ спектрлік қатынастары анықталды. $n = f(\lambda)$ дисперсиялық қисықтары әртүрлі температура мәндерінде әртүрлі формада болатындығы көрсетілген. Сыну көрсеткіштерінің мұндай өзгеруінің себебі dn/dt -ға қойылатын торлық үлес болып табылады.

[39] әдебиет авторларының тұжырымдамасы бойынша, $LiNbO_3$ кристалдарының қос сыну көрсеткіштерінің температураға әсері өздігінен поляризацияға байланысты және кристалдың деформациясы ретінде анықталады:

$$\delta \Delta n_i = R_{ij} P_j^2 + p_{im} x_m^0 \quad (1.5)$$

Мұндағы, R_{ij} – электрооптикалық тұрақты, P_j – өздігінен поляризация, p_{im} – өздігінен деформация, x_m^0 – деформацияның тензор компоненттері.

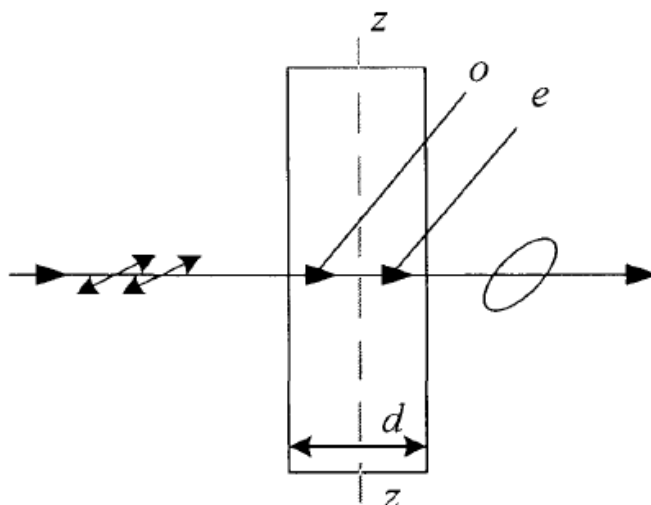
$LiNbO_3$ кристалының оптикалық әртектілігін зерттеу барысында, температура мәнінің өсуімен ҚЖА мәні де өсіп, 60-90 °С-да максимум мәнге жетіп, кейін 150 °С-да біртіндеп нольге түсетіні анықталды [40]. Бастапқыда ҚЖА-ның мұндай өзгеруі серпімді кернеулердің босаңсуымен түсіндірілді. Дегенмен, ҚЖА өзгертін температуралар серпімді кернеуді күйдіру үшін тым төмен. Сондықтан ҚЖА-ны тек серпімді-оптикалық эффектпен сипатталмайды. Электрооптикалық эффектпен түсіндірілетін ҚЖА мен фоторефракция әлсірейтін температураның сәйкес келуі ҚЖА-ның ішкі ("кіріктірілген") электр өрісінің әсерінен пайда болатын электрооптикалық эффектімен анықталады деп болжауға мүмкіндік береді. Кристалдарда кіріктірілген өрістің болуы және оның ҚЖА түрінде кездесуі кристалдың тепе-теңдік күйінен ауытқуын көрсетеді.

$LiNbO_3$ монокристалдарының гамма-, гамма-нейтронды шағылулары сыну көрсеткіштерінің артуына әкеледі [41]. n_o және n_e сыну көрсеткіштерінің сәулелену дозасына тәуелділігі 106 Р-дан үлкен қанығу шығысына және өспелі сипаттамаға ие. n_o және n_e -нің температураға тәуелділігі циклдық қыздыру кезінде температуралық гистерезиске және баяу өспелі сипаттамаға ие.

1.3 Жарықтың анизотропты кристалды жүйелерден өтуі

Анизотропты кристалдағы жарықтың таралуының басты ерекшелігі – еркін поляризацияланған жарық толқыны әртүрлі фазалық жылдамдықтармен

таралатын ортогональды поляризация бағыттары бар екі сызықты поляризацияланған толқындарға (қарапайым және ерекше) бөлінеді [42] (1.3-сурет).



1.3 Сурет – Поляризацияланған жарықтың z оптикалық перпендикуляр анизотропты кристалы арқылы өтуі

Қарапайым (o) және ерекше (e) толқындарда жарық векторының тербелістері өзара перпендикуляр бағытта болатындықтан, пластинадан шыққанда осы тербелістердің қосылуы нәтижесінде жарық толқындары пайда болады. E векторы (демек, H векторы да) оның соңы координаталық осьтерге қатысты ерікті түрде бағытталған эллипсті сипаттайтындай уақыт бойынша өзгереді. Бұл эллипстің теңдеуі келесідей [43]:

$$\frac{x^2}{E_o^2} - \frac{2xy}{E_o E_e} \cos \varphi + \frac{y^2}{E_e^2} = \sin^2 \varphi \quad (1.6)$$

Мұндағы E_o және E_e – сәйкесінше қарапайым және ерекше толқындардың электр өрісінің кернеулік компоненттері, φ – толқындардың фаза айырмашылығы.

Осылайша, кристалды пластинадан өту нәтижесінде жазық поляризацияланған жарық эллиптикалық поляризацияланған жарыққа айналады. Эллипстің параметрлері кристалдағы толқындар арқылы өтетін қашықтық ұлғайған сайын өзгереді, өйткені пластинадағы қарапайым және ерекше толқын арасында оптикалық жол айырмашылығы мен фазалық айырмашылық пайда болады:

$$\Delta = (n_o - n_e)d, \Rightarrow \varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0}(n_o - n_e)d \quad (1.7)$$

Мұндағы, d – пластинаның қалыңдығы, λ_0 - вакуумдағы жарықтың толқын ұзындығы. Егер $\Delta = (n_o - n_e)d = 1/4$, $\varphi = \pm\pi/2$ болса, онда (1.6) теңдеуі келесідей түрде болады:

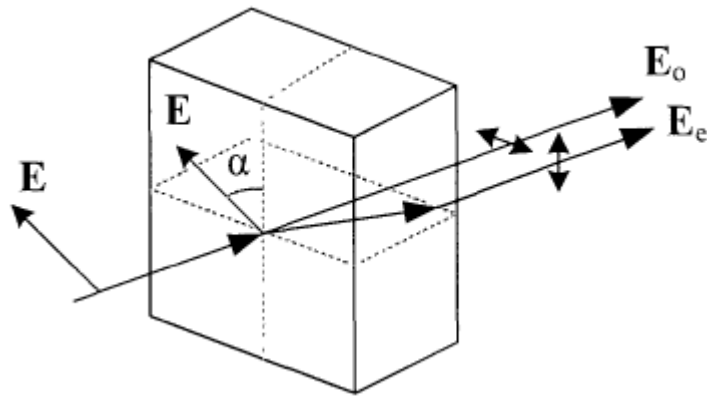
$$\frac{x^2}{E_o^2} + \frac{y^2}{E_e^2} = 1 \quad (1.8)$$

$E_o = E_e$ (егер пластинаға түсетін жазық поляризацияланған жарықтың жарық векторы пластинаның оптикалық осінің бағытымен $\alpha = 45^\circ$ бұрыш жасаса) кезінде:

$$x^2 + y^2 = E_o^2 \quad (1.9)$$

Бұл, пластинаның шығысындағы жарық циркулярлы поляризацияланған болатынын дәлелдейді.

Егер бірінші кристалдан кейін сызықты поляризацияланған жарық екінші кристалға түссе, онда қайтадан екі қарапайым және ерекше сәулеге бөліну пайда болады. Олардың интенсивтілігі түскен сәуледегі тербеліс жазықтығы мен екінші кристалдың негізгі жазықтығы арасындағы α бұрышына байланысты (1.4-сурет).



1.4 Сурет – z оптикалық осіне α бұрышында поляризацияланған жарықтың анизотропты кристал арқылы өтуі

Егер E_o түскен толқынның амплитудасын негізгі ось бойымен және оған перпендикуляр кеңейтетін болса:

$$\begin{cases} E_o = E_0 \sin \alpha \\ E_e = E_0 \cos \alpha \end{cases} \quad (1.10)$$

онда, қарапайым және ерекше толқындардың интенсивтілігін таба аламыз:

$$I_o = I_0 \sin^2 \alpha, \quad I_e = I_0 \cos^2 \alpha \quad (1.11)$$

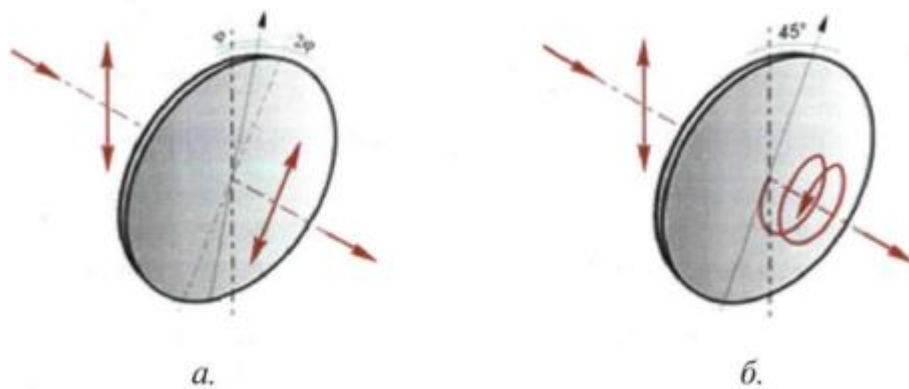
Сәйкесінше қарапайым толқын мен ерекше толқынның қатынасы:

$$\frac{I_o}{I_e} = \operatorname{tg}^2 \alpha \quad (1.12)$$

(1.11)-(1.12) өрнектері Малюс заңы деп аталады.

Жарықтың ерекше таралуының себебі – қарапайым (бір поляризацияның жарығы) және ерекше (басқа поляризацияның жарығы) сәулелердің таралуы үшін кристалдың әртүрлі сыну көрсеткіштері болып табылады.

Анизотропты кристалда жарықтың таралуы кезінде болатын физикалық құбылыстарды жарықтың поляризациясын басқару үшін пайдалануға болады. Жарық өрісінің ортогональды құраушыларының фазалық айырмасының өзгеруі жарық толқынының поляризация күйін өзгертеді [44]. Бұл эффект кристалдық оптикада кеңінен қолданылатын фазалық пластиналар жұмысы негізінде жатыр [45]. Ширек толқынды және жартылай толқынды фазалық пластиналар болады (1.5-сурет). Олар сызықтық поляризацияны дөңгелек поляризацияға түрлендіру және керісінше түрлендіру үшін, сызықтық поляризацияның бағытын немесе айналмалы поляризацияда айналу бағытын өзгерту үшін қолданылады.



1.5 Сурет – Фазалық пластиналар: а – $\lambda/2$ жартылай толқынды пластина;
б – $\lambda/4$ ширек толқынды пластина

Оптикалық оське параллель бір осьті кристалдан кристалдық пластина кесілген болса, онда пластинадағы ерекше және қарапайым сәулелер кеңістікте бөлінбейді, бірақ әртүрлі жылдамдықтарға ие болады. Сәйкесінше $\lambda/4$ -тегі пластина e және o сәулелерінің арасындағы $\pi/2$ фазалық айырмашылықты береді. Ал сәуле жолының айырмашылығы (1.7):

$$\Delta = (n_o - n_e)d = \pm \lambda / 4, \Rightarrow \varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0} (n_o - n_e)d = \pm \frac{\pi}{2} + m\pi \quad (1.13)$$

Егер пластинаның кірісіне жазық поляризацияланған толқын түссе, онда шығысында циркулярлы поляризацияланған толқын аламыз. Және керісінше, циркулярлы поляризацияланған толқыннан пластинасынан өткенде шығысында жазық поляризацияланған толқынды аламыз. Бұл пластина арқылы табиғи жарық өткенде, табиғи жарық өзгеріске ұшырамайды және ол поляризацияланбаған болып қалады. Циркулярлы поляризацияланған жарықты пластинасынан өткізу арқылы жазық поляризацияланған жарықты аламыз, содан кейін оны поляризатор арқылы өткізуге болады. Поляризатор сызықты поляризацияланған жарықты бір айналу бұрышындағы максималды интенсивтілік пен бұрышпен бұрылған кезде жіберілетін жарық қарқындылығының нөлдік мәні арқылы көрсетеді. Поляризатордың әртүрлі айналу бұрыштарында жіберілетін табиғи жарықтың қарқындылығы тұрақты болып қала береді.

Сызықтық поляризация жазықтығын белгілі бір бұрышқа айналдыру үшін келесідей оптикалық жолды және фазалар айырмашылығын беретін $\lambda/2$ пластинасын пайдалануға болады:

$$\Delta = (n_o - n_e)d = \pm \lambda / 2, \Rightarrow \varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0} (n_o - n_e)d = \pm \frac{\pi}{2} \quad (1.14)$$

Егер $\lambda/2$ пластинасының алдындағы сызықтық поляризация кристалдың оптикалық осіне қатысты α бұрышына ие болса, онда шығыста поляризация жазықтығының 2α бұрышқа айналуын аламыз.

1.4 Кристалдардың оптикалық сипаттамаларына сырқы электр өрісінің әсері

Анизотропты кристалға сыртқы тұрақты электр өрісі әсер еткенде, электрондар белгілі бір ионға қарай ығысады, бұл ортаның поляризациялануының, демек, кристалдың сыну көрсеткіштерінің өзгеруіне әкеледі [46].

Оптикалық индикатрисаның теңдеуін келесідей сипаттауға болады:

$$a_{ij}x_i x_j = 1, \quad (1.15)$$

Мұндағы, $a_{ij} = 1/\varepsilon_{ij} = 1/(n_j)^2$ - поляризация константалары, ε_{ij} - диэлектрик өтімділіктің тензор компоненттері, n_j - кристалдың басты сыну көрсеткіштері.

Кристалға электр өрісі әсер еткенде, оптикалық индикатор деформацияланып, айналады [47]. Сыну көрсеткіштерінің өзгеруі әдетте поляризация константаларының өзгеруі арқылы анықталады:

$$\Delta a_{ij} = a'_{ij}(E) - a'_{ij}(0), \quad (1.16)$$

Мұндағы $a'_{ij}(0)$ және $a'_{ij}(E)$ - жалпы жағдайда оптикалық индикатриса электр өрісі бағытын жаңа осьтері мен ескі осьтері сәйкес келмейтіндей етіп өзгертетіндіктен, жаңа координаталар жүйесінде енгізілетін кристалға әсерсіз және сырқы электр өрісінің әсері бар поляризация константалары.

Ескі координаталар жүйесіндегі Δa_{ij} келесідей сипаттамаға ие:

$$\Delta a_{ij} = a_{ij}(E) - 1/(n_j)^2, i = j = 1, 2, 3, \quad (1.17)$$

$$\Delta a_{ij} = a_{ij}(E), i \neq j, \quad (1.18)$$

мұндағы n_1, n_2, n_3 - кристалдың басты сыну көрсеткіштері.

Электрооптикалық эффектілерді сызықтық (Поккелс эффектісі) және квадраттық (Керр эффектісі) деп екіге бөліп қарастырады. Поккелс эффектісі электр өрісінің әсерінен электрондық поляризациялануының өзгеруімен байланысты, сондықтан ол іс жүзінде инерциясыз [48]. Оған негізделген құрылғылардың жауап беру жылдамдығы 10^{-9} с-тан аз.

Сызықтық электрооптикалық эффект симметрия центрі жоқ пьезоэлектрлік кристалдарда ғана жүзеге асырылады. Демек, кристалда сызықтық электрооптикалық эффект пен кері пьезоэлектрлік эффект параллельді түрде жүреді [49]. Қазіргі таңда электрооптикалық эффектті сипаттау кезінде пьезооптикалық: кері пьезоэлектрлік әсерден туындаған деформацияларға байланысты оптикалық тұрақтылардың өзгеру эффектісін ескеруді талап етеді. Кері пьезоэлектрлік әсерге байланысты емес кристалға (яғни пьезоэлектрлік эффект) электр өрісі әсер еткенде поляризация константаларының өзгеруі шынайы сызықтық электрооптикалық әсерді құрайды. Сонымен, шынайы сызықтық электрооптикалық эффект диэлектриктің зарядтарына электр өрісінің тікелей әсер етуінің ғана нәтижесі болып табылады және оны құрайтын бөлшектердің

электронды қабаттарының тығыздығын қайта бөлуден тұрады. Жалған сызықтық электрооптикалық эффект деп кері пьезоэлектрлік әсерге байланысты поляризация константаларының өзгеруі сипатталады (пьезооптикалық эффект арқылы) [50].

Шынайы сызықтық электрооптикалық эффектімен поляризация константаларының өзгеруі оған әсер ететін электр өрісінің қарқындылығының бірінші дәрежесіне пропорционал:

$$\Delta a_{ij} = r_{ijk} E_k, \quad (1.19)$$

мұндағы E_k - электр өрісінің кернеулігі; r_{ijk} - сызықтық электрооптикалық эффект коэффициенті. Кристалдың оптикалық осіне қатысты электр өрісінің бағытына байланысты сызықтық электрооптикалық әсер бойлық немесе көлденең болуы мүмкін.

Сызықтық электрооптикалық эффект жарықты модуляциялауға арналған электрооптикалық ақпаратты беру жүйелерінде кеңінен қолданылады [51]. Мұндай байланыс жүйелері электр жүйелеріне қарағанда ақпараттың тығыздығының айтарлықтай арттыру, ақпаратты бір объектіден екінші объектіге тар жолақ арқылы беру мүмкіндігі (лазер сәулесінің аз дивергенциясына байланысты), ультра ұзақ қашықтықтағы байланысты жүзеге асыру секілді бірқатар маңызды артықшылықтарға ие. Жарық модуляторының жұмыс істеу принципі оптикалық ұяшық арқылы өтетін жарық интенсивтілігінің кристалға берілген кернеуге тәуелділігіне негізделген. Сонымен қатар, негізгі модуляцияланған кернеуден басқа $I = f(U_{\text{вн}})$ тәуелділігі бойынша жұмыс нүктесін таңдау үшін тұрақты ығысу кернеуін қолдану қажет.

Сұйық және орталық-симметриялық кристалдарда квадраттық электрооптикалық эффект (Керр эффектісі) орын алады, оны жарықты модуляциялау мақсатында да сәтті қолдануға болады [49]. Квадраттық эффектті ақиқат және жалған деп те бөлуге болады. Шынайы электрооптикалық эффект диэлектриктің зарядына электр өрісінің тікелей (поляризация) әсерінен қолданылатын өрістің квадратына пропорционал поляризация константаларының өзгеруінен тұрады. Шынайы эффект кристалдың деформациясымен байланысты емес, ол әрқашан өріс (поляризацияның өзгеруі) қолданылғанда электрострикцияның әсерінен орын алады. Бұл жалған квадраттық электрооптикалық эффектке жауапты [50].

Шынайы квадраттық электрооптикалық эффект үшін поляризация константаларының өзгеруі әсер етуші электр өрісі күшінің квадратына пропорционал:

$$\Delta a_{ij} = R_{ijkl} E_k E_l \quad (1.20)$$

мұндағы R_{ijkl} - квадраттық электрооптикалық эффект коэффициенті. Квадраттық электрооптикалық эффект азды-көпті мөлшерде барлық кристалдарда байқалады.

Жалпы жағдайда кристалдардың электрлік, жылулық және механикалық қасиеттері арасында тығыз байланыс бар.

Бір полярлы осі бар орталық-симметриялық емес кристалдарда пироэлектрлік эффект байқалады [52]. Пироэлектрлік эффект кристалдың температурасының өзгеруімен поляризация константаларын өзгертуден тұрады. Біркелкі емес қыздыру кезінде (температура градиентінің болуы) кристалда біртекті емес кернеу күйі пайда болады, бұл кристалдың поляризациясының өзгеруіне әкеледі. Бұл құбылыс үшінші реттік пироэлектрлік эффект деп аталады.

1.5 Сәулеленудің электрооптикалық модуляциясы

Оптикалық модулятор, қақпа, дефлектор және сәулеленуді басқаратын басқа да құрылғылардың барлығы сызықтық және квадраттық электрооптикалық құбылыстың негізінде жұмыс істейді [53].

Байланыс жүйелерінде электрооптикалық модуляторлар кең қолданысқа ие. Электрооптикалық модулятордың жұмысы кристалға сырттан кернеу бергенде кристал арқылы өткен сәулелің поляризация бағытының өзгерісіне негізделген.

Амплитудалық модуляцияны жүзеге асыру үшін электрооптикалық кристалды өзара ортогональ өткізу жазықтықтары бар поляризатор мен анализатордың ортасына орналастырады. Модулятордың кірісінде тұрған поляризатор жарық көзінен шыққан жарық толқынының тек жазық поляризацияланған бөлігін ғана өткізеді. Егер де кристалға сырттан кернеу көзі берілмесе, жарық толқынының поляризация бағыты өзгермейді және ол шығыс анализаторымен тежеледі. Ал егер кристалға сырттан кернеу берілсе, толқынның поляризация жазықтығы электр өрісіне тәуелді бұрышқа бұрылады да, жарық ағынының белгілі бір бөлігі анализатор арқылы өтеді. Максималды жарықтылық шарты ретінде кристалдағы 90° -қа тең сәулелену айналуы болып табылады.

Электрооптикалық модуляторларды келесідей он факторлармен сипаттауға болады:

- электрооптикалық эффект негізінде барлық модуляция түрлерін жүзеге асыруға болады;
- кең жолақты модуляцияны жүзеге асырса болады;
- тасымалдаушы жиіліктің спектрлік диапазоны барлық оптикалық диапазонды қамтиды.

Электрооптикалық модуляторлардың кемшіліктері ретінде жоғары модуляциялау кернеуін беру қажеттілігі, Δn температураға тәуелділігі және олардың үлкен габариттері жатады.

Электрооптикалық сәулелену қарқындылығы модуляторы кристалға электр өрісін беру арқылы амплитудалық модуляцияланған дискретті екілік сигналдарды жүзеге асыруға мүмкіндік береді. Бұл жағдайда кристалға электр өрісі әсер етпесе, онда лазер сәулесі модулятор арқылы толығымен әлсіретіледі (пассивті үзіліспен ортогональды сигналдар).

Электрооптикалық жиілік модуляторы дискретті қос сигналдарды (белсенді үзіліспен ортогональды сигналдар) жүзеге асыруға мүмкіндік береді.

Электрооптикалық поляризация модуляторы $-\pi/2$ және $+\pi/2$ фазалық кешігуге байланысты сол жақ дөңгелек поляризациясы және оң жақ дөңгелек поляризациясы бар қолданылатын кернеуге пропорционалды дискретті екілік сигналдарды (қарсы сигналдарды) генерациялауға мүмкіндік береді.

[54] әдебиет авторлары талшықты лазердің және люминесцентті сәулеленудің поляризацияланбаған шағын өлшемді сәулелеріне арналған екі электро-оптикалық жапқышты қарастырды. Екі $LiNbO_3$ кристалына негізделген изотропты бірмодалы талшықпен байланысқан бақылау жарты толқындық кернеуі ≈ 270 В болатын кристалл зерттелді. Бұл затвор $CaCO_3$ кристалынан жасалған поляризациялық бөлгіш призмасынан тұрады және екі сәулені бір электрооптикалық кристалдан бір уақытта өткізу қажеттілігінен туындайтын апертуралық шектеулер кесірінен қолдануы қиын электрооптикалық дефлектор.

Электрооптикалық затворды басқару үшін [55] әдебиет авторлары наносекундты фронтқа ие жоғары вольтты (6 кВ-қа дейін) импульсті модуляторды ұсынды.

Күшті байланыстыру және қысқа әрекеттесу ұзақтығы үшін қосылатын режим тендеулерін шешуге негізделген [56] әдебиет авторлары гиротропия немесе оптикалық белсенділік бар ортадағы электрооптикалық модуляцияны зерттеді. Электрооптикалық әрекеттесуде гиротропияның болуы фазалық модуляцияны модааралық байланысқа түрлендіруге, сонымен қатар фазалық сәйкестікті төмен жиілікті аймақтан жоғары жиілікті аймаққа ауыстыруға мүмкіндік береді, осылайша тиімді жоғары жиілікті модааралық түрлендіруді жүзеге асырады. Осы әсердің негізінде поляризация күйінің кең жолақты электрооптикалық модуляторлары және гигагерц жиілік диапазонындағы жарық жиілігін ауыстырғыштар жасалуы мүмкін.

Электрооптикалық амплитудалық модуляторлар микротолқынды радиосигналдарға арналған (барлық оптикалық) фотонды сүзгілердің құрылымында қолданысқа ие. [57] авторлары алғаш рет электр өрісінің кернеулігі бойынша электрооптикалық модулятордың модуляциялық сипаттамаларын егжей-тегжейлі зерттеу негізінде теріс коэффициенттері бар

сүзгілерді қалыптастыру мүмкіндігін көрсетті. Модуляция сипаттамасы бойынша жұмыс нүктесінің орнын өзгерту арқылы олардың конфигурациясын өзгерту мүмкіндігі бар реттелетін сүзгілердің синтезі ұсынылған.

Электрооптикалық модуляторлар сонымен қатар «жақын аймақта» зондтау лазерінің сәулеленуінің кері шашырау кедергілерін және дірілдерді азайту мүмкіндігін шешу үшін қолданылады.

[58] әдебиетте дифракциялық дивергенциясы үлкен және қысқа когерентті көп арналы электрооптикалық лазерлік сәулелену модуляторын құру мүмкіндігі эксперименталды түрде зерттелді.

Сондай-ақ электрооптикалық модуляторлар интегралды-оптикалық Мах-Цендер интерферометрі негізінде жасалады. Осындай модуляторларда модуляция тереңдігіне сигнал көзінің сәулелену монохроматикалық еместігі мен волновод қабықтарында дефекттердің болуының әсері сипатталған. Мах-Цендер модуляторы қарама-қарсы бағытта қосылған екі Y – тәріздес тармақталу бөлгіштерінен тұрады. Талшықтар арасында бөлінген байланыс болмайды, және де олар фазалық модулятор рөлін атқарады. Бұл арналардағы оптикалық толқындар әртүрлі жылдамдықпен таралады және әр түрлі фазалық ілгерілеушіліктерге ие болады, олар шығысқа қосылған кезде кедергі қуатының төмендеуін тудырады. Модуляцияның жоғары сызықтылығын қамтамасыз ету үшін схема тұрақты ток ығысуын пайдаланады. Модуляторлардың бұл түрі оптикалық сигналдарды жиілікті кодтау үшін және талшықты-оптикалық құрылымдарды талдау жүйелері үшін екі жиілікті сәулеленуді генерациялау үшін пайдаланылуы мүмкін.

Заманауи электрооптикалық модуляторлар лазерлер мен лазерлі диодтардың сәулеленулерінің тар спектр жолағын жақсы модуляциялайды. Алайда, ондаған нанометр ерікті спектр құрамы бар кең жолақты модуляция үшін қолайсыз.

Анизатропты бейсызықты оптикалық кристалдардағы кең жолақты сәулеленудің электрооптикалық модуляция ерекшеліктері [59] әдебиетте зерттелген. [59] авторлары коллинеарлық әрекеттесу жағдайлары үшін электр өрісіне орналастырылған кальцит кристалындағы түрлендірілген кең жолақты оптикалық сәулелену спектрін есептеді. Бұл жағдайда модуляциялық өрісте сызықты болып табылатын электрооптикалық Керр эффектiсi кристалдың текше бейсызықтығында жүзеге асады. Оптикалық спектрді көрінетін аймаққа берумен жұмыс істейтін инфрақызыл кескіннің жоғары жылдамдықты оптикалық ысырмасын жасау үшін сызықтық Керр эффектiсiн пайдалану ұсынылады. Ұсынылған модуляция әдісінің басты артықшылығы – геометриялық бұрмалаулардың болмауы. Векторлық өзара әрекеттесулердің арқасында сәулелену түрлендіруінің тиімділігін айтарлықтай арттыруға және ИҚ жарық сәулеленуімен болатын жылдам процестер спектрінің көрінетін аймағында суретке түсіру үшін үлкен бұрыштық апертурасы бар ысырма жасауға болады.

[60] авторлары дифракциялық торлардың беріктігінің өзгеруіне байланысты квадраттық электрооптикалық әсері бар фоторефракциялық ортада басқарылатын көп сәулелі дифракциялық модуляцияны зерттеу нәтижелерін ұсынды. Екі және одан көп сәулелі фоторефрактивтік модуляторлар модуляцияның сезімталдығы мен сызықтылығы бойынша бір сәулелік модуляторлармен жақсы салыстырылады.

Ең кең жолақты сызықтық сипаттамаларға ие модуляторлар электрооптикалық эффектке негізделген модуляторлар. Бірақ бұл модуляторлар модуляциялық сигналдың жоғары кернеулерінде (және қуаттарында) жұмыс істейді. Осындай модуляторлар негізінде кең спектрлі диапазондағы жоғары жылдамдықты сүзгілер жасалады.

Модулятор жұмыс істей алатын жиілік жолағының енін арттыру үшін кристалдық сыйымдылықты азайту немесе жоғалтуларды арттыру қажет. Кристалда U кернеуін жасау үшін қажетті P қуаты, кристалдық сыйымдылық C , қосымша тізбек сыйымдылығы C_p және модулятор жұмыс істей алатын $\Delta\Omega$ жиілік диапазонымен анықталады:

$$P \approx U^2 (C + C_p) \Delta\Omega \quad (1.21)$$

Көлденең электрооптикалық эффектсі бар электрооптикалық модуляторлардың басқару қуаттарын l/d геометриялық факторын қолдану арқылы айтарлықтай азайтуға болады (l – сәулелену бағыты бойынша кристалдың ұзындығы, d – берілген электр өрісі бағыты бойынша кристалдың ені). Сонымен қатар, көлденең Поккельс эффектсі жүзеге асырылатын кристалдың сыйымдылығының маңызды мәні кең жолақты модуляторды арттыратын төмен жиіліктерде қосымша контур сыйымдылығын босатуға мүмкіндік береді. Өте жоғары жиілікте бойлық электрооптикалық әсері бар модуляторлардың артықшылығы – олардың модуляциялық қуатты бірдей тұтыну үшін сыйымдылығы аз болады.

[51] авторлары сәулелену көзі ретінде спектрлік ені ондаған нанометрге дейінгі жарық диодты пайдаланатын екі бірдей литий ниобат кристалдарына негізделген электрооптикалық модулятордың жұмысының физикалық принциптерін қарастырды. Спектр бойынша сәулелену амплитудасының таралуын және сыну көрсеткіштерінің дисперсиясын ескере отырып, авторлар жарты толқындық кернеуді, сәулелену модуляциясының тереңдігін және бұрыштық дивергенцияны анықтады.

[61]-жұмыста $\text{PbMg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3$ қорғасын магнониобаты кубтық кристалына негізделген электрооптикалық модулятор әзірленді, ол 20° -қа дейінгі үлкен бұрыштық дивергенциямен монохроматикалық емес сәулеленуді модуляциялауға мүмкіндік береді. Модуляцияланған сәулеленудің спектрлік

құрамы 0,4-1 мкм-ді құрайды. Бұл модуляторлардың кемшіліктері қорғасын магниобаты кристалдарының $\epsilon=7000$ мәніндегі үлкен диэлектрлік өтімділігі мен электрооптикалық коэффициенттердің төменгі жиілікті дисперсиясының көп мөлшеріне байланысты, бұл олардың микротолқынды құрылғыларда қолданылуын шектейді. Бұл кристалдардағы күшті электростриктивтік белсенділіктің көрінісі олардың электрооптикалық қосқыштарда қолданылуын шектейді. Сұйық кристалды дисплейлерді пайдаланудың үлкен перспективалары сұйық кристал жасушалары арқылы жарықтың өтуін электрооптикалық басқаруға қызығушылық тудырады, соның ішінде нематикалық кристалдарды қолдану.

Көптеген электрооптикалық модуляторларда шамасы температураға байланысты табиғи қос сынғыштығы бар кристалдар қолданылады. Электрооптикалық модуляторларды жобалау және пайдалану кезінде электрооптикалық коэффициенттердің дисперсиясын ескеру қажет, өйткені олар кристалдың жұмыс температурасының төмендеуімен артады. Температураның тұрақсыздығын өтеу үшін арнайы шараларға жүгіну керек, бірақ оны толығымен жою мүмкін емес.

Қазіргі таңда лазерлердің электрооптикалық Q-қосқышы үшін немесе жоғары қуатты импульстік лазерлерді жүргізу үшін оксид кристалдарының жаңа буыны пайда болды. [62] авторлары дәстүрлі (DKDP және литий ниобаты) және басқа да жаңа электрооптикалық кристалдар (BBO, лангазит құрылымдары және КТР материалдары) үшін Q-қосқышының сипаттамаларын қарастырды. [63] жұмыста төмен жиілікті микротолқынды модуляция үшін DAST кристалын пайдалану ұсынылды. Сондай-ақ импульстік және тұрақты басқару өрістерінде сенімді жұмыс істейтін жоғары кедергісі бар КТР кристалдары негізінде жоғары контрастты электрооптикалық модуляторларды құруға болатыны көрсетілді.

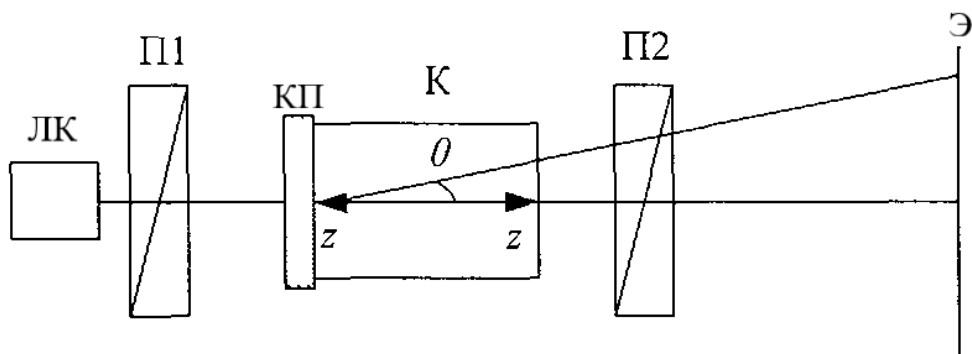
Жоғарыда айтылғандарға қарамастан, кең спектрлік диапазонда жұмыс істеуге қабілетті, жарық сәулесінің үлкен дивергенциясы бар электрооптикалық құрылғыларды құруда әлі де қиындықтар бар. Мысалы, кері шашыраудан, фотографиялық жапқыштардағы және бірқатар басқа құрылғылардағы оптикалық сәулелердің қабылдау жолдарын қорғауға арналған құрылғыларда жұмыс істеуге арналған жүйелерді құрастыру қиын.

2 СЫРТҚЫ ЖАҒДАЙЛАРДЫҢ АНИЗОТРОПТЫ КРИСТАЛДАРДЫҢ ОПТИКАЛЫҚ СИПАТТАМАЛАРЫНА ӘСЕРІ

2.1 Электр өрісінің анизотропты кристалдарда таралуы

Анизотропты кристалдардың физикалық қасиеттерін зерттеудің өзекті және заманауи әдістерінің бірі коноскопиялық фигураларды бақылау және тіркеу болып табылады. Бұл әдіс кристалдағы оптикалық осьтердің бағдарларының таралуы мен олардың арасындағы бұрыш мәнін, сонымен қатар қос сыну көрсеткіші мәні туралы түсінік алуға мүмкіндік береді.

Егер қиылысатын поляроидтардың арасына қойылған бір осьті кристалдың алдына одан өткеннен кейін сәулелер әртүрлі бұрыштарда шашырайтын линза немесе күңгірт пластина қойылса (2.1-сурет), онда поляроидтың артында орналасқан экранда бір коноскопиялық суретті – қарапайым және ерекше толқындардың интерференциясының нәтижесін, дәлірек айтқанда, олардың қарқындылығының шығыс поляроидтың рұқсат етілген бағытына проекциясын бақылауға алады.



2.1 Сурет – Коноскопиялық бейнені бақылауға арналған схема: ЛК – лазер көзі; П1, П2 – поляризаторлар; КП – күңгірт пластинка; К – анизотропты кристалл; Э – экран.

Қарапайым және ерекше толқындар ұзындығы l кристалдан өткенде, олардың арасында фаза айырмашылығы пайда болады:

$$\Delta\varphi = 2\pi l(n_1 - n_2) / \lambda \quad (2.1)$$

Қарапайым сәуле үшін $n_1 = n_0$ және ол сәуленің бағыты мен Z осінің арасындағы θ бұрышқа тәуелді емес. Ерекше сәуле үшін n_2 сыну көрсеткіші θ бұрышқа тәуелді және мына тендеумен анықталады:

$$\frac{1}{n_2^2} = \frac{\cos^2 \theta}{n_0^2} + \frac{\sin^2 \theta}{n_e^2} \quad (2.2)$$

Кіші бұрыштар ($\sin \theta \approx \theta, \cos \theta \approx 1 - \theta^2 / 2$) үшін n_e мен n_0 аздап ерекшеленетінін ескерсек $n_2 = n_0 - (n_0 - n_e) \theta^2$. Қорытындылай келе фаза айырмашылығын келесідей жазса болады:

$$\Delta \varphi = 2\pi(n_0 - n_e)\theta^2 / \lambda \quad (2.3)$$

Коноскопиялық бейнелер арқылы оптикалық осьтер арасындағы бұрышты ғана емес, сонымен қатар жартылай толқындық кернеуді де анықтауға болады. Ол арасында кристал орналасқан, жарықтың қиылысатын поляроидтар жүйесі арқылы толығымен өтетін кернеу мәні ретінде анықталатыны белгілі. Бейнелерден оның шамамен 4 - 4,5 кВ екенін көруге болады. Өріс болмаған жағдайда коноскопиялық өрнектің орталық бөлігі қараңғы болады, яғни поляризатор-кристалл-поляризатор жүйесінен жарық өтпейді. Мәні 4 - 4,5 кВ өріс қолданылған кезде, жарық мүмкіндігінше өтеді. Электр өрісінің шамасының одан әрі ұлғаюымен, жіберілетін жарықтың қарқындылығы қайтадан төмендей бастайды, ал кернеу 9 кВ-қа жеткенде ол минималды болады.

Егер электродтар кристал беттерінің шеттерінде орналасса, онда электродтарға жақын нүктеде кристалдың айқын электрооптикалық қасиеттері байқалады. Бақылау нүктесі шетінен электродтармен алыстаған сайын электрооптикалық қасиеттердің көрінісі төмендейді, ал қарама-қарсы жиекте бір осьті кристалға сәйкес бейне байқалады. Яғни, электр өрісі электродтар арасындағы аймақта кристалдың оптикалық қасиеттерін тікелей өзгертеді және бұл аймақтан алыстаған сайын өзгерістер азаяды. 1 см қашықтықта электр өрісі іс жүзінде жоқ және 9,9 кВ шамасына дейін электр өрісі қолданылған кезде кристалдың бір осьті болып қалуынан байқалады.

Осылайша, электродтар кристалдық беттердің бүкіл бетін жабатын жағдайда, оның ішіндегі электр өрісі конденсатордағы сияқты біркелкі бөлінеді деп қорытынды жасауға болады. Егер электродтар кристалл беттерінің бүкіл бетінде орналаспаса, онда олардан қашықтығы артқан сайын кристалдың ішіндегі электр өрісі азаяды.

Кристалға электр өрісі әсер еткенде электродтардың өлшемі мен пішіні маңызды рөл атқарады, өйткені кристалдың ішіндегі электр өрісінің кернеулігі мен индукцияланған қос сынуының таралуы оларға байланысты.

Индукцияланған қос сыну құбылысын бақылау үшін, дивергентті поляризацияланған жарықта кристалдарды зерттеу әдістемесі қолданылады.

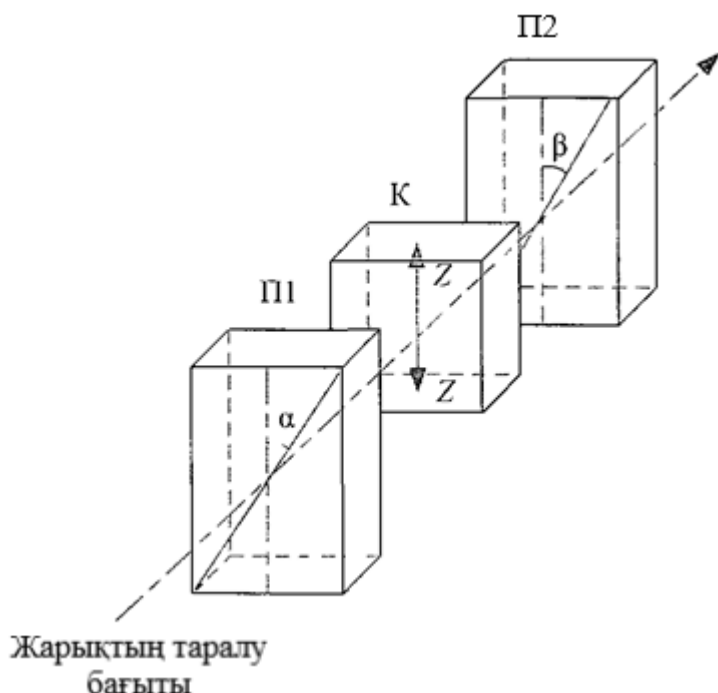
2.2 Литий ниобаты кристалындағы поляризацияланған сәулеленудің сипаттамаларының өзгеруі.

Анизотропты кристалдардағы сәулеленудің таралу ерекшеліктері, өткізу спектрлері, сәулеленудің поляризациялық сипаттамалары және осы сипаттамаларды басқару мүмкіндіктері туралы мәліметтер кванттық және сызықты емес оптика үшін пайдалы және жаңа түпнұсқа оптикалық құрылғыларды жасауға ықпал етеді.

Қарапайым анизотропты элементтердің бірі оптикалық осі пластина жазықтығында жатқан бір осьті кристалдан жасалған жазық-параллель пластина. Поляризатордан, жазық-параллельді кристалдық пластинадан және анализатордан тұратын жүйенің спектрі ауыспалы күңгірт және ашық сызықтар түрінде болатыны белгілі. Спектрлер бірнеше рет өлшенді. Өткізілу спектріндегі жарықтың интенсивтілігі анализатордың айналу бұрышына байланысты екендігі көрсетілген, бұл жағдайда поляризатор мен анализатордың өткізу жазықтықтарының өзара орналасуының сипаттамалық жағдайлары ғана қарастырылады: анализатор мен поляризатор параллель немесе қиылысады.

Жалпы жағдайда [64] авторлары поляризатордан, кристалдан және анализатордан тұратын жүйенің берілу спектрлерін қарастырып, сонымен бірге осы жүйе арқылы берілетін поляризацияланған сәулеленудің сипаттамаларын анықтады. Бұл ақпарат негізінен фоторефрактивтік кристалда кең жолақты сәулеленуі бар кескінді жазу жүйелерін талдау кезінде қажет. Дегенмен, авторлар анизотропты кристалдағы сыну көрсеткіштерінің дисперсиясын ескермеді, бұл кең жолақты сәулелену кезінде ескерілуі керек.

Төменде кристалдағы сыну көрсеткіштерінің дисперсиясын ескере отырып, поляризатор-кристал-поляризатор жүйесіне тән белгілер қарастырылады. Үлгі ретінде оптикалық оське параллель кесілген, қалыңдығы 1 мм болатын бір осьті теріс литий ниобат кристалы қолданылады. Спектрлік ені $\Delta\lambda = 20$ нм TLCS5100 жарық диодының кең жолақты сәулеленуі Z кристалының оптикалық осі жатқан жазықтыққа перпендикуляр бағытталған. П1 және П2 поляризаторының беріліс жазықтықтары кристалдың Z оптикалық осіне қатысты α және β бұрышпен орналасқан (2.2-сурет).



2.2 Сурет – К кристалының оптикалық осінің және П1 және П2 поляризаторларының беріліс жазықтықтарының бағдарлануы.

Бұндай жүйеден өткен сәуленің интенсивтілігі келесідей анықталады:

$$J = \sum_l J_l = \sum_l 0,5J_0 \left\{ \cos^2(\alpha + \beta) + \cos^2(\alpha - \beta) + \sin 2\alpha \sin 2\beta \cos[2\pi l / \lambda_l (n_{ol} - n_{el})] \right\} \quad (2.4)$$

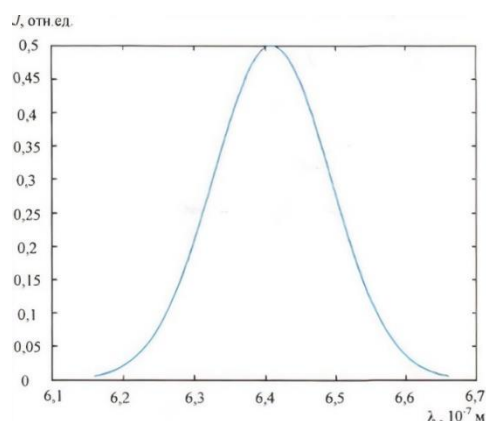
мұндағы J_0 – жарық диодының бастапқы интенсивтілігі; α – кристалдың негізгі қимасының жазықтығы мен поляризатордың П1 жіберу жазықтығы арасындағы бұрыш; β – кристалдың негізгі қимасының жазықтығы мен поляризатордың П2 жіберу жазықтығы арасындағы бұрыш; λ_l – сәуленің толқын ұзындығы; n_{el} , n_{ol} – λ_l толқын ұзындығы үшін қарапайым және ерекше сәулелердің сыну көрсеткіші. l – сәуленің таралу бағытындағы кристал ұзындығы.

Жоғарыда келтірілген өрнектен жүйе арқылы таралатын сәулелену спектрі α және β бұрыштарының мәндеріне тәуелді екенін және периодты, үздіксіз немесе үздіксіз спектрдің фонында периодты (біріктірілген) болуы мүмкін екенін көруге болады. 2.3 – Суретте $\alpha = 45^\circ$ үшін қалыңдығы 1 мм литий ниобаты кристалының өткізу спектрі көрсетілген. $\alpha = \beta$ бұрышында спектр көрінісі периодты (2.3, з). $\beta = 90^\circ$ немесе 0° болғанда спектрі – үздіксіз (2.3, а). $\alpha < \beta$ және $\alpha > \beta$ бұрыштарында (2.3, б, в) біріктірілген болатын үздіксіз спектр фонында

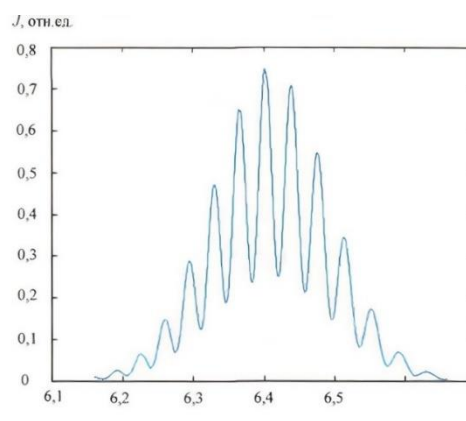
периодты спектр байқалады. Осылайша, α және β бұрыштарын өзгерте отырып, жүйенің тарату спектрін жеткілікті кең жолағында басқаруға болады.

Спектр бойынша сәулелену қарқындылығының периоды α және β бұрыштарына тәуелді емес, және кристал дисперсиясымен анықталады ($\cos[2\pi d / \lambda_l (n_{ol} - n_{el})]$ мәндерімен). Бұл жағдайда период шамамен 4 нм-ге тең.

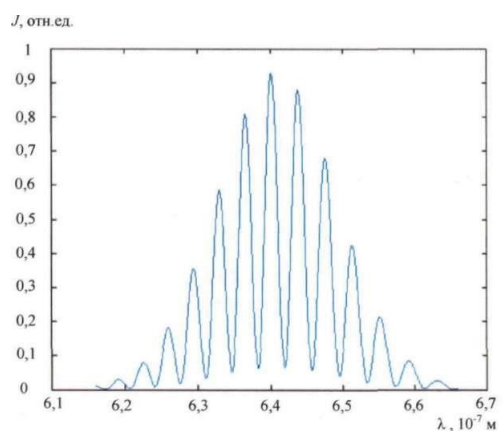
Айқастырылған поляризаторлар жағдайында шығыс сәулелену спектрі периодтық пішінге ие, ал сәулелену қарқындылығы негізгі қима жазықтығы мен поляризаторлардың өткізу бағыттары арасындағы бұрышқа тәуелді (2.3, а – Сурет). Кристалл қимасының негізгі жазықтығына 45° -қа тең емес поляризаторлардың өткізуінің параллель бағыттары жағдайында шығыс сәулелену спектрі біріктіріледі және оның мәні негізгі қима кристалының жазықтығы мен поляризаторлардың берілу бағыттары арасындағы бұрышқа байланысты болатын периодтық спектрдің фонында үздіксіз спектрдің құрамдас бөлігі пайда болады (2.3, б - Сурет).



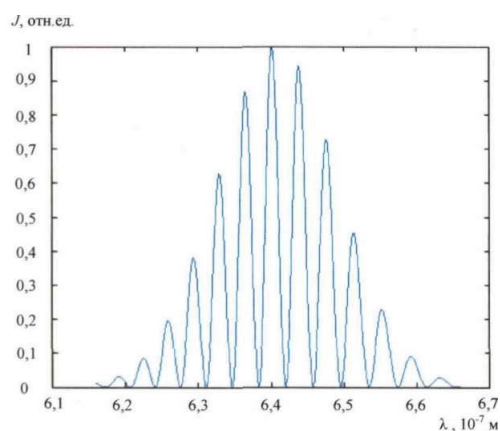
а.



б.



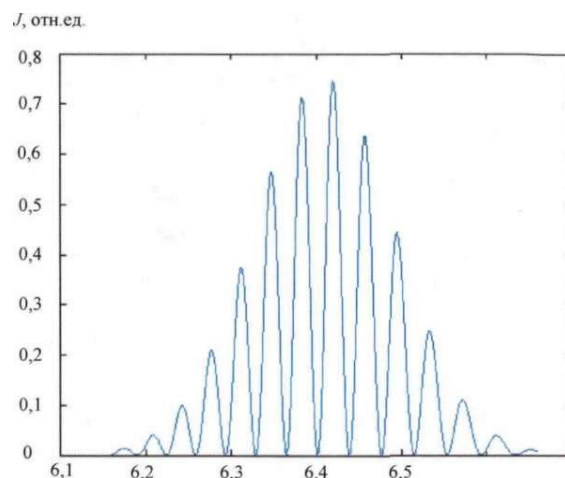
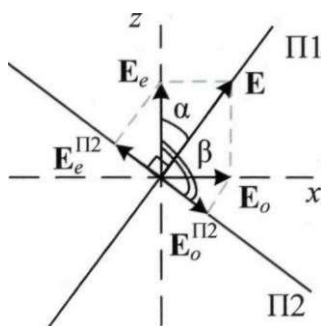
в.



г.

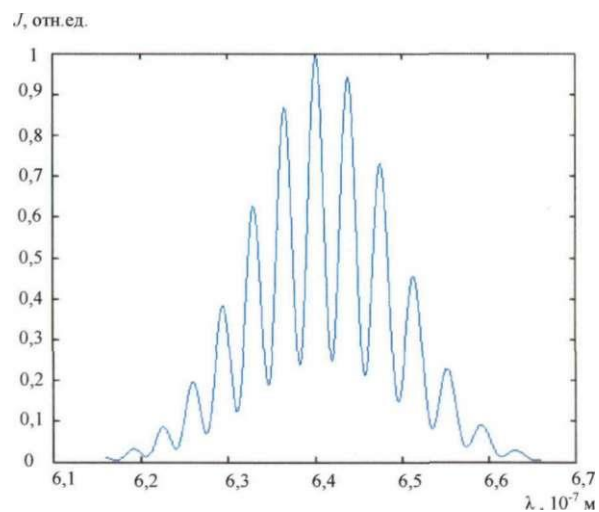
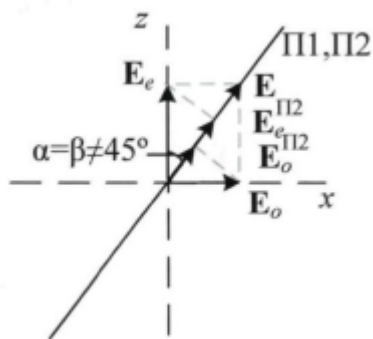
2.3 Сурет – Қалыңдығы 1мм литий ниобаты кристалының $\alpha = 45^\circ$ және β бұрыштары кезінде өткізу спектрі, бұрыштар: а – $0^\circ, 90^\circ$; б – $15^\circ, 75^\circ$; г – 45° .

Үздіксіз спектр компонентінің пайда болуы поляризатордың беріліс осіндегі қарапайым және ерекше сәулелердің күш векторларының проекцияларының кодиректорлы және әртүрлі амплитудалары болуымен түсіндіріледі. Сәулелердің интерференциясы нәтижесінде үздіксіз спектрдің пайда болуын сипаттайтын тұрақты компонент пайда болады. Үздіксіз спектрдің құрамдас бөлігі П2 поляризаторын параллель позициядан қандай да бір бұрышқа ауытқу арқылы өтелуі мүмкін.



$$\alpha = 30^\circ, \beta = 120^\circ: J = \sum_i 0,5J_0 \{0,75 - 0,75 \cos[2\pi d / \lambda_i (n_{oi} - n_{ei})]\}$$

а.



$$\alpha = \beta = 30^\circ: J = \sum_i 0,5J_0 \{1,25 + 0,75 \cos[2\pi d / \lambda_i (n_{oi} - n_{ei})]\}$$

б.

2.4 Сурет – Поляризаторлардың айқастырылған (а) және параллель (б) өткізу жолақтарындағы шығыс сәулелену спектрі.

Кристалға сыртқы электр өрісі әсер еткенде, электрооптикалық әсерге байланысты сыну көрсеткіштері өзгереді. Егер кристалдың оптикалық осіне электр өрісі әсер етсе, онда сыну көрсеткіштері келесі түрде анықталады:

$$n'_{oi} = n_{oi} - n_{oi}^3 r_{13} U / 2d, \quad (2.5, a)$$

$$n'_{ei} = n_{ei} - n_{ei}^3 r_{33} U / 2d, \quad (2.5, б)$$

Мұндағы r_{13} , r_{33} – электрооптикалық коэффициенттер; U – кристалға берілген кернеу, d – кернеу берілетін жердегі кристал қалыңдығы.

Сыну көрсеткіштерінің өзгеруі периодтық спектрдің ығысуына әкеледі. Сонымен қатар, спектрдің ығысуының шамасы кристалдағы кернеудің мәніне байланысты. 2.5 – Суретте $\alpha = \beta = 45^\circ$ бұрыштарда кристалға әртүрлі кернеу әсер еткенде периодты спектрдің өзгеруі көрсетілген.

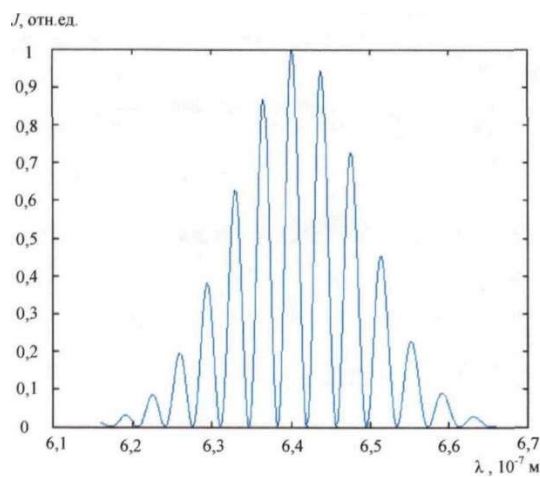
Кристалдағы кернеу мәні 1500 В болған кезде спектрдің ығысуы шамамен 1 нм болады (2.4, б және 2.6, а-сурет). 3000 В кернеуде бұл мән – 2 нм (2.4, с – сурет және 2.6, б – сурет). Кернеудің одан әрі 6000 В дейін жоғарылауы спектрдің өріссіз секілді бастапқы күйіне алып келеді (2.5, е, а – сурет).

2.5 – суреттен сыртқы электр өрісі әсер еткенде ығысу шамасының пропорционалдық коэффициентін есептеуге болады. Ол минималды сәулелену толқын ұзындығының өзгеруінің осы өзгеріс болған кернеу мәніне қатынасы ретінде анықталады:

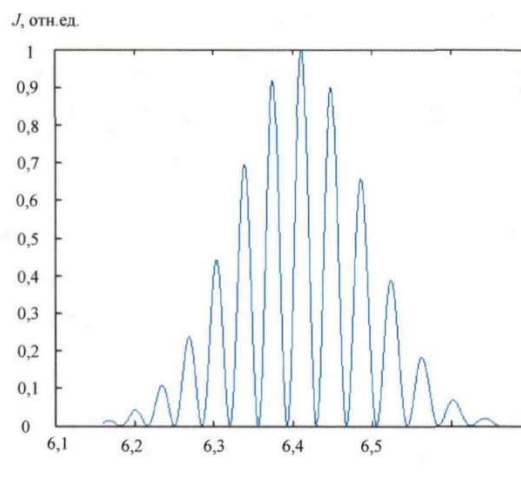
$$K = \frac{\lambda_i - \lambda_j}{U} \quad (2.6)$$

Пропорционалдық коэффициент кристалдың геометриясына байланысты және өлшемі $1 \times 1 \times 1 \text{ мм}^3$ кристалл үшін шамамен $7 \cdot 10^{-4} \text{ нм/В}$ болады.

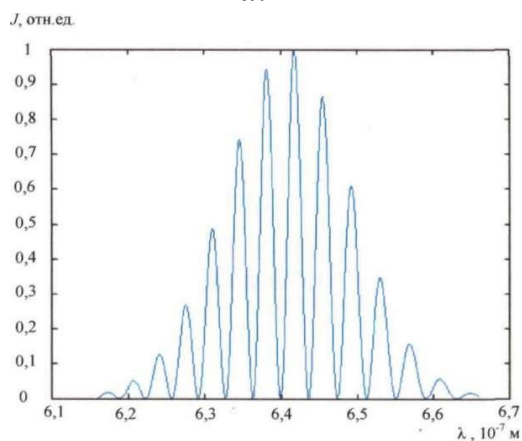
Анизотропты кристалға электр өрісін қолдана отырып, спектрдің ығысуының әсерін белгілі бір қадаммен сәуле тарататын сүзгілерді жасау мақсатында пайдалануға болады. Мұндай сүзгінің берілу қадамы бастапқы спектрдің еніне және анизотропты кристалдың ұзындығына байланысты болады, ал әсер ету жылдамдығы 10^9 Гц-тен жоғары болады (электрооптикалық әсерге байланысты).



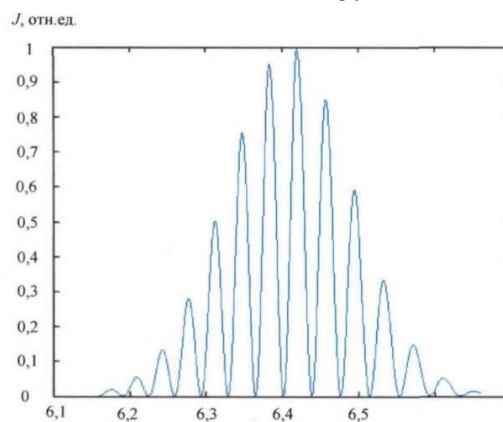
a.



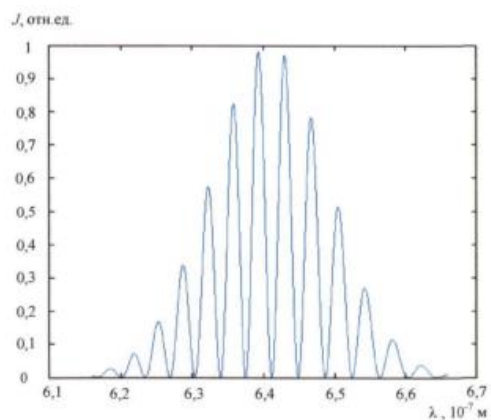
б.



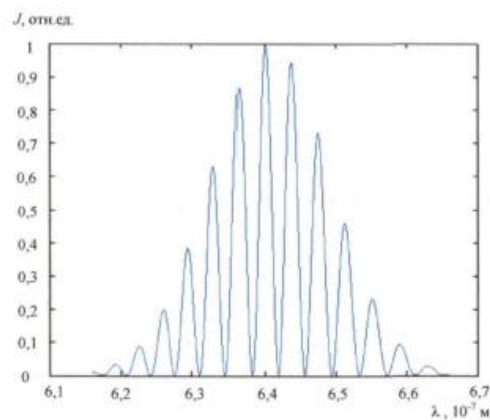
в.



г.

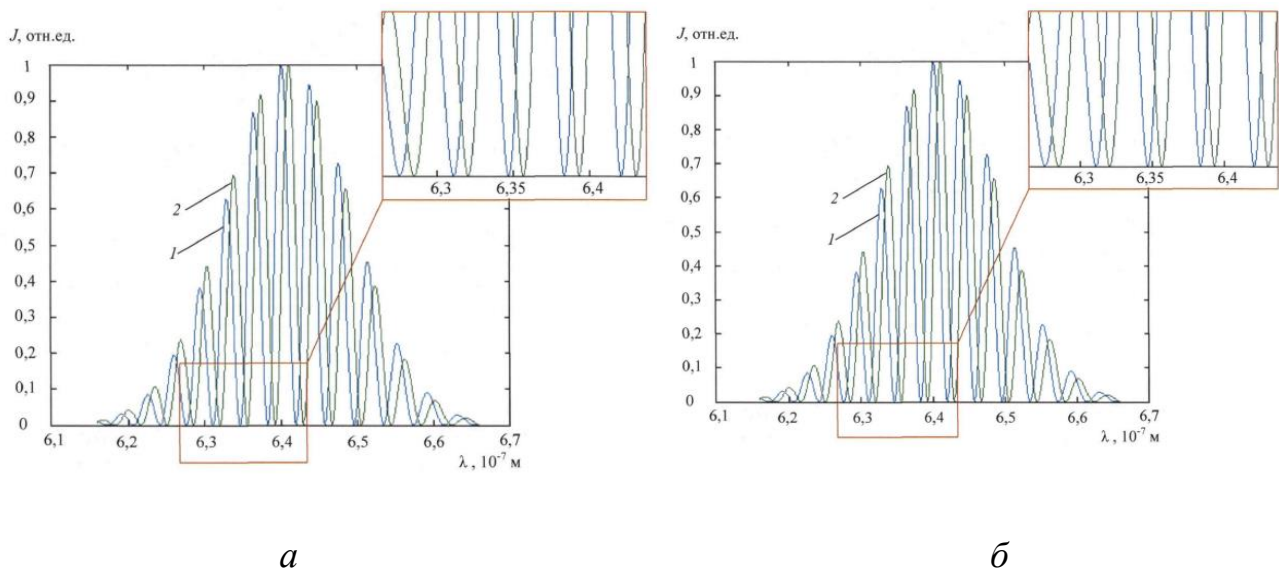


д.



е.

2.5 Сурет – Қалыңдығы 1мм литий ниобаты кристалының $\alpha = \beta = 45^\circ$ бұрыштары мен кристалдағы кернеу мәні: *a* – 0 В; *б* – 1500 В; *г* – 3000 В; *д* – 4500 В; *е* – 6000 В болған кездегі кристалдың өткізу спектрі.



2.6 Сурет – Қалыңдығы 1мм болатын литий ниобаты кристалындағы кернеу мәндері: *а* – 1500 В; *б* – 3000 В болған кездегі периодты спектрдің ығысуы (орналасу бұрышы $\alpha = \beta = 45^\circ$)

2.3 Лзерлік сәулеленудің электрооптикалық модуляциясы.

Электрооптикалық модуляция көптеген құрылғыларда, атап айтқанда, талшықты-оптикалық ақпаратты тарату жүйелерінің құрылғыларында [99], оптикалық компьютерлерде, оптикалық затворларды жасау үшін кеңінен қолданылады. Байланыс жүйелерінің қарқынды дамуына байланысты желілік жабдықтарын, атап айтқанда модуляциялық құрылғыларды жаңарту және жетілдіру қажеттілігі туындады.

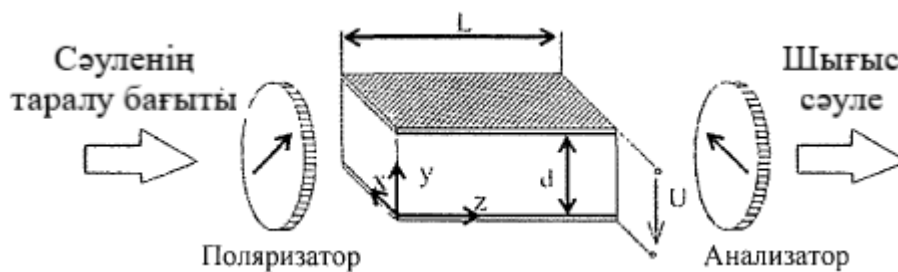
Біз кристалдың сыну көрсеткішін өзгертуден тұратын және бұл өзгеріс сыртқы электр өрісінің кернеулігінің бірінші дәрежесіне пропорционал болатын Мах-Цендер интерферометрі мен Покелс эффектісі негізіндегі электрооптикалық модуляторды қарастырдық. Сыну көрсеткішінің өзгерісі төмендегі өрнекпен сипатталады:

$$n_0(E) = n_0 + r_{II} E, \quad (2.7)$$

Мұндағы r_{II} – электрооптикалық коэффициент; E – электр өрісінің кернеулігі; n_0 – электр өрісі жок кездегі сыну көрсеткіші.

Z оптикалық осі бойымен сәуленің таралу бағыттарының өзара бағдарлануына және электр өрісінің кернеулігіне E сәйкес бойлық ($Z \parallel E$) және көлденең ($Z \perp E$) Поккельс эффектiсi ажыратылады.

Белсенді элемент ретінде мөлдірлік диапазоны 0,4 - 5 мкм болатын литий ниобат кристалы таңдалды. Литий ниобаты кристалдарының электро-оптикалық қасиеттері лазер сәулесін басқару үшін көлденең және бойлық басқару өрістерін пайдалануға мүмкіндік береді. Практикалық қолдану үшін ең қолайлы жағдай электр өрісі Y осі бойымен, ал жарық оптикалық Z осі бойымен бағытталған кезде болады (2.7 – сурет). Бұл жағдайда Поккельс эффектiсiнiң көлденең сипатына және сыну көрсеткіштерінің үлкен өзгерістеріне байланысты өте төмен басқару кернеулерін алуға болады.



2.7 Сурет – Литий ниобат кристалы негізіндегі көлденең электрооптикалық модулятордың сұлбасы.

Электрооптикалық модулятордың негізгі параметрлерінің бірі жарықтың шығыс интенсивтілігі болып табылады:

$$I = I_0 \sin^2(\Delta\varphi / 2), \quad \Delta\varphi = 2\pi n_o^3 r_{22} l U / \lambda d \quad (2.8)$$

Мұндағы I_0 - сәулеленудің кіріс интенсивтілігі; $\Delta\varphi$ - фаза айырымы; $\lambda = 0,63$ мкм – толқын ұзындығы; $n_o = 2,29$ – қарапайым сәуленің сыну көрсеткіші. $r_{22} = 3,4 \cdot 10^{-12}$ м/В – электрооптикалық коэффициент; U – берілетін кернеу көзі, d – кристал қалыңдығы; l – кристал ұзындығы.

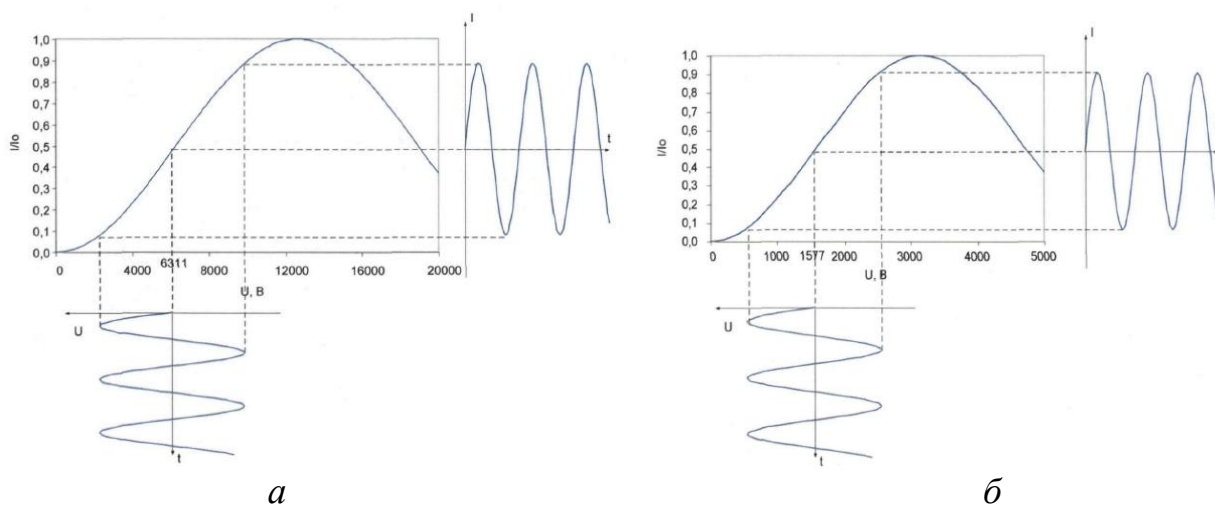
Электрооптикалық модулятордың тағы бір маңызды параметрі модулятордың өткізгіштігінің минималды мәнінен максимумға дейін өзгеруіне қол жеткізілетін $U_{\lambda/2}$ жартылай толқындық кернеуі болып табылады.

$$U_{\lambda/2} = \lambda d / 2n_o^3 r_{22} l \quad (2.9)$$

Талшықты-оптикалық байланыс желілерінде ақпаратты беру үшін инфрақызыл жиілік диапазоны қолданылады. 1,3 мкм толқын ұзындығындағы зерттелетін электрооптикалық модулятордың әрекетіне талдау жасалды [131].

Литий ниобаты кристалында сыну көрсеткіштерінің дисперсиясы айтарлықтай үлкен, яғни n_e және n_o сыну көрсеткіштерінің мәндері оған түсетін сәулеленудің толқын ұзындығына байланысты өзгереді. Оларды Селмейер формулалары арқылы есептеуге болады (1.4, а) - (1.4, б).

Сыну көрсеткіштерінің мәндерін біле отырып, модулятордың сипаттамаларын есептеуге болады. Бұл жағдайда жартылай толқын кернеуі айтарлықтай үлкен болды ($U_{\lambda/2} = 12622$ В), сондықтан жұмыс нүктесін 6311 В диапазонына жылжыту маңызды. Мұны жүзеге асыру үшін модуляциялық кристалдың алдына $\lambda/4$ ширек толқынды пластина немесе $U_{cm} = 6311$ В тұрақты ығысу кернеуін қолдану керек (2.8, а-сурет). Модуляциялаушы кернеудің жұмыс істеу мәні $U_{mod} = 4$ кВ болады. Бұл жағдайда модуляция тереңдігі шамамен 90% құрайды.



2.8 Сурет – Салыстырмалы жарық интенсивтілігінің кернеуге тәуелділігі

Жартылай толқындық кернеудің мәнін, демек басқару модуляциялаушы кернеуін азайтудың тағы бір жолы – l кристал ұзындығының оның d қалыңдығына қатынасына тең. Бұл жағдай үшін дәл сол кристал ұзындығы ($l = 13,4$ мм) мен кристал қалыңдығының 4 есе аз мәні ($d = 3,35$ мм) үшін жартылайөткізгіштік кернеу мәні 3155 В-қа тең (2.8-сурет).

1577 В ығысу кернеуін берген кезде және модуляция тереңдігі 90% болғанда, басқару айнымалы электр өрісінің мәні 1200 В-қа тең болады.

Қорытындылай келсек, литий ниобат кристалында жақсы сипаттамаларға ие (басқару кернеуі 1200 В, модуляция тереңдігі 90%) ақпаратты тасымалдау

жүйелерінде қолдануға болатын электрооптикалық модуляторларды құрастыруға болады.

2.4 Гаусс интенсивтілігінің таралуымен кең жолақты сәулеленудің электрооптикалық модуляциясы

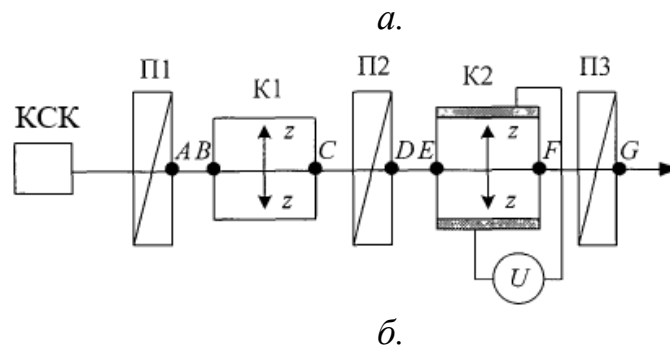
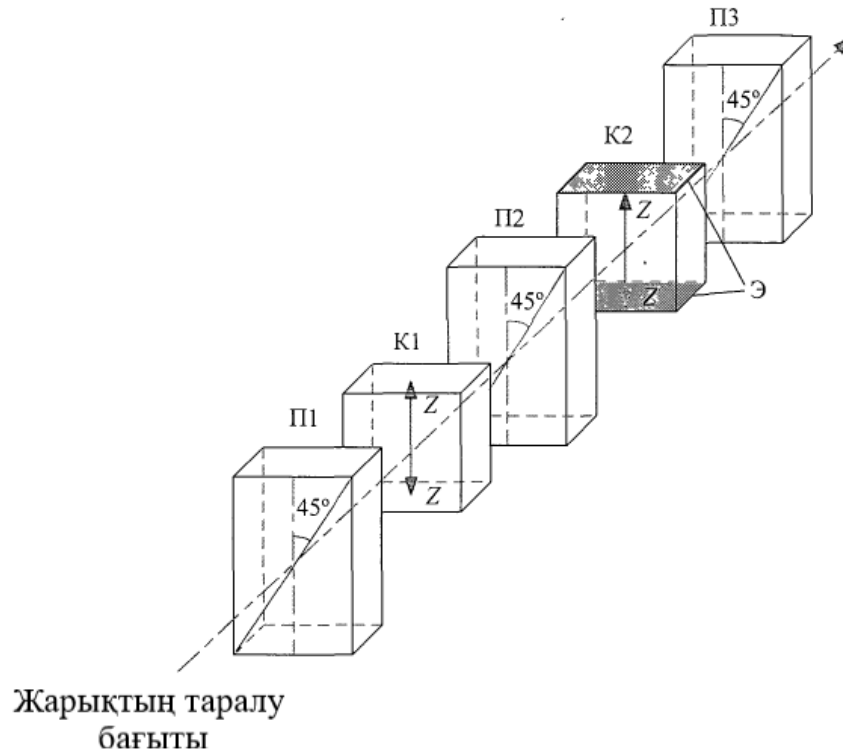
Электрооптикалық модуляторларды пайдалану тиімді модуляцияға қол жеткізу үшін радиациялық монохроматтыққа қойылатын қатаң талаптармен шектеледі. Заманауи электрооптикалық модуляторлар сәулеленудің тар спектрлік диапазонына (бірнеше нанометрге дейін) ие лазерлер мен лазерлік диодтардың [99] сәулеленуін тиімді модуляциялайды және ондаған нанометрден тұратын ерікті спектрлік құрамы бар кең жолақты сәулеленуді модуляциялау үшін жарамсыз. 2 Осыған байланысты монохроматты емес сәулеленудің электрооптикалық модуляциясын зерттеу өте маңызды.

[65] патенттің сипаттамасында тікбұрышты спектр профилі бар монохроматты емес сәулеленуді электрооптикалық модуляциялау әдісі ұсынылған. Бұл әдіс «поляризатор-кристал-поляризатор-кристал-поляризатор» жүйесі үшін ерекше жағдай болып табылады (2.9, а-сурет). Бұл жұмыста гаусс интенсивтілігінің таралуымен кең жолақты сәулеленудің нақты көзі үшін электрооптикалық модуляция схемасы қарастырылған (спектрлік ені $\Delta\lambda = 20$ нм, $\lambda_{\max} = 641$ нм жарықдиоды ретінде TLCS5100 сенсоры қолданылған), оған сонымен қатар П1, П2, П3 поляризаторлары, К1, К2 литий ниобатының екі бірдей кристалы және екінші кристалды U кернеумен қамтамасыз ететін электр өрісінің генераторы кіреді (2.9, б-сурет). Сәулелену у кристаллографиялық осьтер бойымен және z кристалдардың оптикалық осіне перпендикуляр бағытталған. П1 және П3 поляризаторларының беріліс осьтері бір-біріне параллель және z кристалдардың оптикалық осьтеріне $\pi/4$ бұрышта орналасқан. Бірінші және екінші кристалдардың арасына П2 поляризаторы қосымша енгізіледі, бұл ретте бірінші және екінші кристалдардың оптикалық осьтері, сондай-ақ екі поляризатордың беру осьтері сәйкесінше бір-біріне параллель бағытталады.

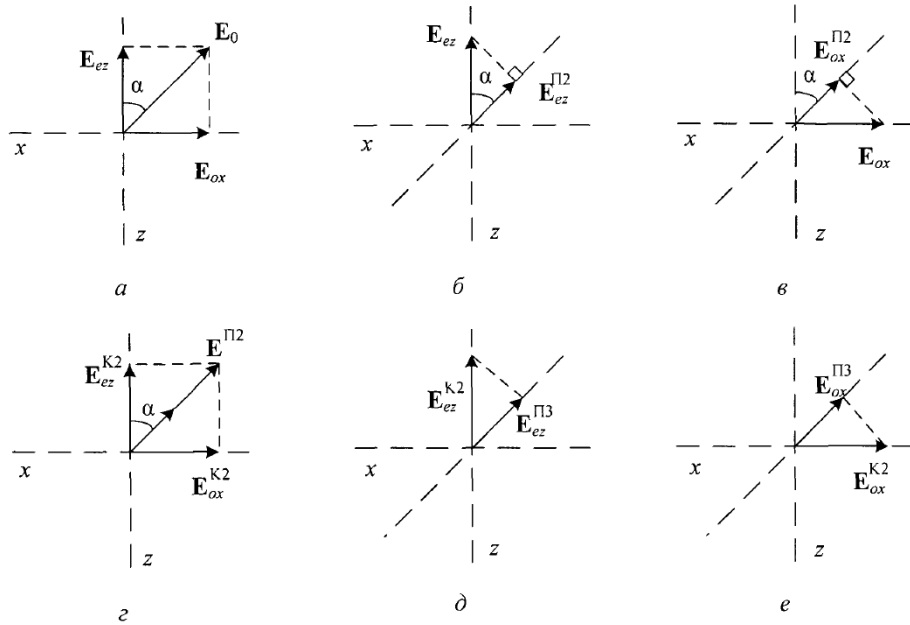
П1 поляризаторы (А нүктесі) К1 кристалының оптикалық z осіне $\alpha = \pi/4$ бұрышпен бағытталған, бұл қарапайым және ерекше сәулелердің бірдей қарқындылығын қамтамасыз етеді [66]. Бастапқы толқынның $E = E_0 \cos \omega_0 t$ интенсивтік векторының бағыты К1 кристалының x және z осьтерімен $\pi/4$ бұрыш жасайды және К1 кристалының кірісінде (В нүктесі) әрбір λ_1 толқын ұзындығындағы сәулелену E_{ez} және E_{ox} өзара ортогональды поляризациялары бар (2.10, а-сурет) екі сәулеге (ерекше және кәдімгі) бөлінеді, олар мына түрде өрнектеледі:

$$E_{ez} = E_0 \cos \alpha \quad (2.10, a)$$

$$E_{ox} = E_0 \sin \alpha \quad (2.10, б)$$



2.9 Сурет – Электрооптикалық модулятордың схемасы: *а* - поляризаторлардың және кристалдардың оптикалық осьтерінің беріліс бағыттарын бағдарлау; *б* – схеманың құрылымы: КСК – кең жолақты сәулелену көзі; П1-П3 – поляризаторлар; К1, К2 - LiNbO_3 ($1 \times 1 \times 1 \text{ мм}^3$) кристалдары; U – электр өрісінің генераторы. Базалық нүктелер: A, D, G – сәйкесінше П1, П2 және П3 поляризаторлардың шығыстары; B, C – К1 кристалының кіріс мен шығыстары; E, F – К2 кристалының кіріс және шығыстары.



2.10 Сурет – Модулятордың әртүрлі нүктелеріндегі жарық толқынының электр өрісі кернеулігінің вектор бағыты: *B(a), D (б – ерекше сәуле үшін, в – қарапайым сәуле үшін), E (г), G (д – ерекше сәуле үшін, е – қарапайым сәуле үшін)*

К1 кристалынан шығысында (С нүктесі) қарапайым және ерекше сәулелер әртүрлі бағыттарға, жалпы жағдайда l_1 кристал ұзындығымен анықталатын әртүрлі электр өрісінің кернеулігіне (0 -ден $\sqrt{2}/2E_0$) болады және n_{ol} мен n_{el} сыну көрсеткіштеріне ие. Оларды келесідей өрнектермен сипаттауға болады:

$$E_{ez} = E_0 \cos \alpha \cos(\omega_0 t - k_{el} l_1), \quad (2.11, a)$$

$$E_{ox} = E_0 \sin \alpha \cos(\omega_0 t - k_{ol} l_1), \quad (2.11, б)$$

Мұндағы, $k_{el}, k_{ol} - k_{el} = 2\pi n_{el} / \lambda_l, k_{ol} = 2\pi n_{ol} / \lambda_l$ мәндеріне тең болатын қарапайым және ерекше сәуленің толқын векторлары.

П2 поляризаторы П3 поляризаторға параллель бағытталған, әрбір λ толқын ұзындығы үшін $E^{(П2)}$ интенсивтілігі, одан кейін (D нүктесінде) П2 поляризаторының $\vec{E}_e$ осіне бағытталған E_{ez} және E_{ox} векторларының берілу бағытына проекцияларының суммасымен анықталады (2.10, б, в-сурет):

$$E_{ez}^{П2} = E_0 \cos^2 \alpha \cos(\omega_0 t - k_{el} l_1), \quad (2.12, a)$$

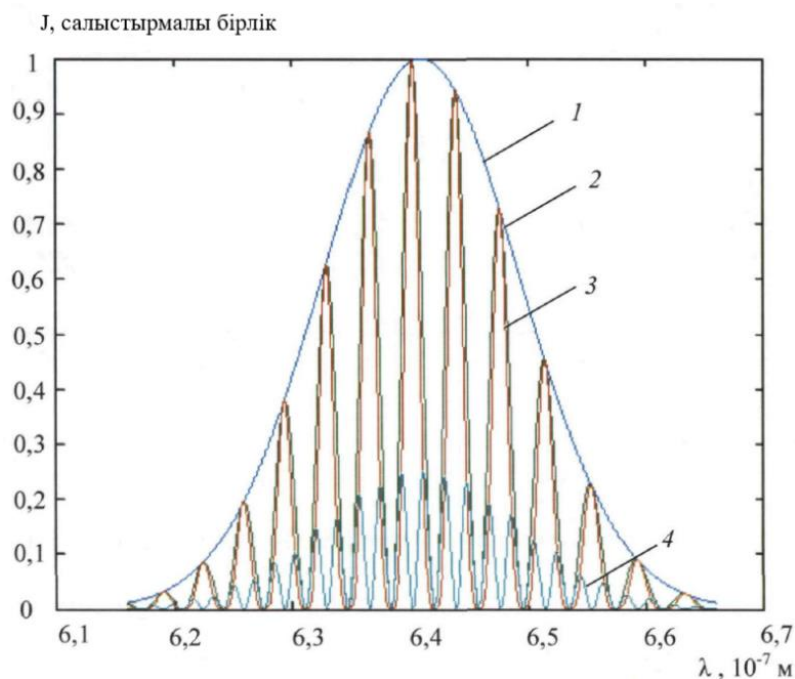
$$E_{\text{ок}}^{\Pi 2} = E_0 \sin^2 \alpha \cos(\omega_0 t - k_{ol} l_1), \quad (2.12, б)$$

Бұл жағдайда $\alpha = \pi/4$ кезінде алынған кернеу келесі түрде анықталады:

$$E^{(\Pi 2)} = \sqrt{(1/2)E_0^2 \{1 + \cos[l_1(k_{ol} - k_{el})]\}} = \sqrt{E_0^2 \cos^2(\Delta\phi_1 / 2)} \quad (2.13)$$

Мұндағы, $\Delta\phi_1 = 2\pi l_1(n_{ol} - n_{el}) / \lambda_1$ — К1 кристалындағы λ_1 толқын ұзындығы үшін қарапайым сәуле мен ерекше сәуле арасындағы фаза айырымы.

Әрбір λ_1 толқын ұзындығы үшін $E^{(\Pi 2)}$ мәні әртүрлі болады, оның модулі 0-ден E -ге дейінгі аралықта жатады, сондықтан кернеуліктің квадратына пропорционал болатын сәулелену интенсивтілігі нөлден кейбір максимумға дейінгі мәнге ие болатын толқын ұзындығымен анықталады; бұл спектр толқын ұзындығы бойынша модуляцияланатынын, онда максимумдар мен минимумдар пайда болатынын білдіреді (2.11-сурет).



2.11 Сурет – Matlab программалау тілінде модулятордың жұмысын зерттеу барысында анықталған кең жолақты сәулелену спектрі: 1 – бастапқы сәулелену; 2 – «П1 поляризатор-К1 кристал-П2 поляризатор» жүйесінен өткен сәулелену, 3 – жүйеден толық өткен сәулелену, 4 – К2 кристалына электр өрісін қойған кездегі жүйеден толық өткен сәулелену.

К2 кристалына (Е нүктесі) $E^{(П2)}$ кернеулікпен сәуле түскенде, сәуле әрбір λ_1 толқын ұзындығы үшін өзара ортогональ поляризацияланған екі сәулеге бөлінеді. Ол сәулелердің өрнегі:

$$E_{ez}^{(K2)} = E_0 \cos(\Delta\phi_l / 2) \cos \alpha, \quad (2.14, a)$$

$$E_{ox}^{(K2)} = E_0 \cos(\Delta\phi_l / 2) \sin \alpha \quad (2.14, б)$$

Қалыңдығы l_2 болатын К2 кристалының шығысында (F нүктесі) қарапайым және ерекше сәулелердің кернеулігі келесідей анықталады:

$$E_{ez}^{(K2)} = E_0 \cos(\Delta\phi_l / 2) \cos \alpha \cos(\omega_0 t - k_{el} l_2), \quad (2.15, a)$$

$$E_{ox}^{(K2)} = E_0 \cos(\Delta\phi_l / 2) \sin \alpha \cos(\omega_0 t - k_{ol} l_2). \quad (2.15, б)$$

Сәулелену П2 поляризаторына параллель бағытталған П3 поляризаторы арқылы өткенде, әр λ_1 толқын ұзындығы үшін $E^{(П3)}$ жалпы кернеулік мәні $E_{ez}^{(П3)} = E_0 \cos(\Delta\phi_l / 2) \cos^2 \alpha \cos(\omega_0 t - k_{el} l_2)$ векторлардың проекциялар суммасымен және $E_{ox}^{(П3)} = E_0 \cos(\Delta\phi_l / 2) \sin^2 \alpha \cos(\omega_0 t - k_{ol} l_2)$ өткізу осінің бағытымен анықталады (2.10, д, е-сурет). Мұндай жағдайда жалпы кернеулік келесідей анықталады:

$$E^{(П3)} = \sqrt{(1/2)E_0^2 \cos^2(\Delta\phi_l / 2) \{1 + \cos[l_2(k_{ol} - k_{el})]\}} = \sqrt{E_0^2 \cos^2(\Delta\phi_l / 2) \cos^2(\Delta\phi_{2l} / 2)} \quad (2.16)$$

Мұндағы $\Delta\phi_{2l} = 2\pi l_2(n_{ol} - n_{el})/\lambda_1$ – К2 кристалында λ_1 толқын ұзындығы үшін қарапайым және ерекше сәулелер арасындағы фаза айырымы.

Егер К1 және К2 кристалдары бірдей болса ($l_1 = l_2 = l$), онда $\Delta\phi_{1l}$ бірінші кристалдағы қарапайым және ерекше сәулелердің арасындағы фаза айырымы мен екінші кристалдағы $\Delta\phi_{2l}$ фаза айырымы тең болады. К1 кристалынан максималды өткен жарық К2 ден де өтеді. Кейбір толқын ұзындықтарында (2.11-суреттегі минимум мәндерге сәйкес) К2 кристалында және П3 поляризатор шығысында сәулелену болмайды. Демек толық жүйеден өткен сәулеленудің спектрі П2 поляризаторынан кейінгі сәулелену спектріне ұқсас болады (2.11-сурет, 3-график).

Жалпы интенсивтілік таңдалған спектр диапазонындағы барлық толқын ұзындықтарындағы интенсивтілік суммасымен анықталады:

$$J = \sum_l J_l = \sum_l J_0 \cos^2(\Delta\phi_l / 2) \cos^2(\Delta\phi_{2l} / 2) =$$

$$= \sum_i J_0 \cos^2[\pi(n_{oi} - n_{ei})/\lambda_i] \cos^2[\pi(n_{oi} - n_{ei})/\lambda_i], \quad (2.17)$$

Мұндағы J_0 – сәулелену көзінің интенсивтілігі.

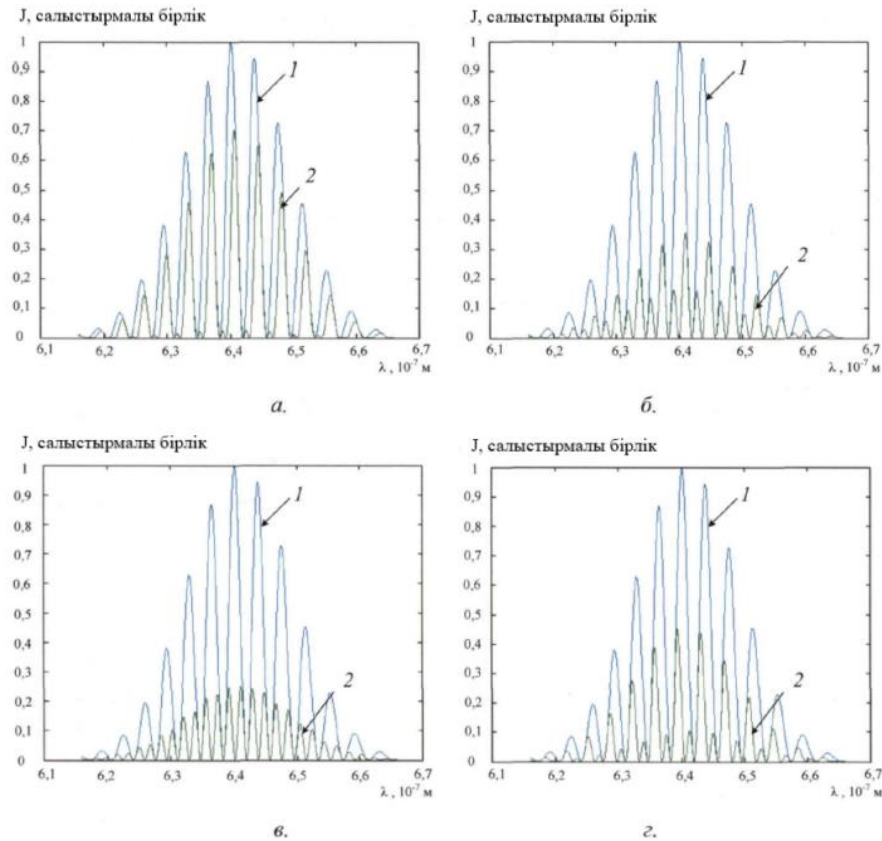
К2 кристалына түсірілген U кернеуінің әсерінен қарапайым және ерекше сәулелердің сыну көрсеткіштері электрооптикалық эффект салдарынан өзгереді. Қарапайым және ерекше сәулелер арасында $\Delta\varphi_U$ қосымша фазалық айырмашылық пайда болады:

$$\Delta\varphi_U = \pi(n_{oi}^3 r_{13} - n_{ei}^3 r_{33}) U d / 2\lambda_i \quad (2.18)$$

Мұндағы d – кристалдың электр өрісі берілген аймағының қалыңдығы, U – берілген кернеу, $r_{13} = 8,6$ пм/В, $r_{33} = 30,8$ пм/В – электрооптикалық коэффициенттер.

ПЗ поляризаторының шығысында әрбір λ_i толқын ұзындықтары үшін сәулелену интенсивтілігінің азаюы байқалады. Бұл жағдайда жалпы сәулелену интенсивтілігі төмендегідей анықталады:

$$J = \sum_i J_i = \sum_i J_0 \cos^2(\Delta\varphi_i / 2) \cos^2[(\Delta\varphi_{2i} + \Delta\varphi_U) / 2] = \sum_i J_0 \cos^2[\pi(n_{oi} - n_{ei})/\lambda_i] \cos^2[\pi(n_{oi} - n_{ei})/\lambda_i + \pi(n_{oi}^3 r_{13} - n_{ei}^3 r_{33}) U / 2\lambda_i d] \quad (2.19)$$



2.12 Сурет – Өртүрлі сырттай берілген кернеу көздері кезіндегі сәулеленудің шығыс интенсивтілігінің өзгеру динамикасы: *a* – 1500 В; *б* – 2500 В; *в* – 2847 В; *г* – 3500 В

Модулятор арқылы өтетін сәулелену спектрінде қосымша интенсивтілік максимумдары пайда болады және олардың саны екі есе көп (2.12 – Сурет). Белгілі бір кернеуде максимум бастапқыда минимумға айналады және көршілес екі максимумның амплитудалары шамамен тең болады.

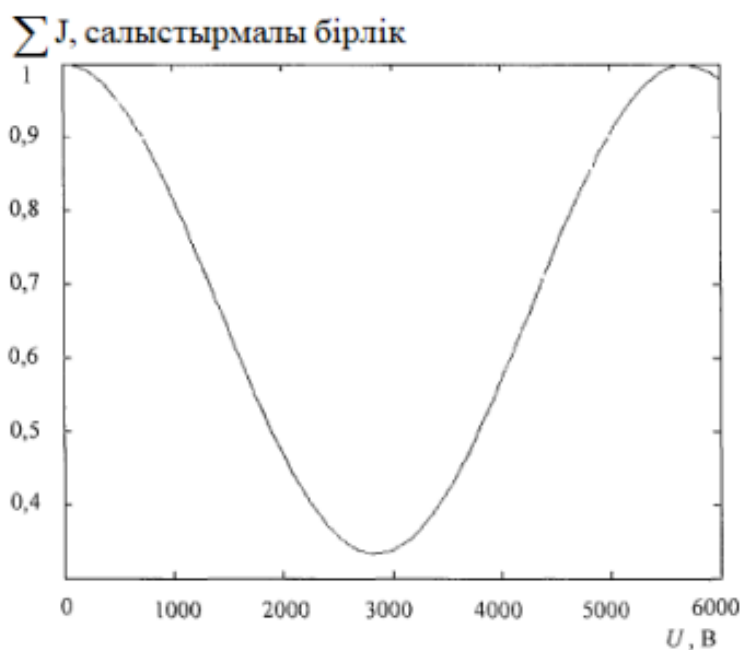
Бұл кернеу $U_{\lambda_{\max}/2}$ орталық толқын ұзындығы үшін жартылай толқындық кернеуге сәйкес келеді:

$$U_{\lambda_{\max}/2} = \frac{\lambda_{\max} d}{l_2 (n_e^3 r_{33} - n_o^3 r_{13})}, \quad (2.20)$$

Мұндағы $\lambda_{\max}$ – максимум сәулелену болатын толқын ұзындығы; d – оптикалық ось бойындағы К2 кристалының қалыңдығы; l_2 – сәуленің таралу бағытындағы К2 кристалының ұзындығы; n_o мен n_e – $\lambda_{\max}$ үшін қарапайым және ерекше сәулелердің сыну көрсеткіштері; r_{33} , r_{13} – электрооптикалық коэффициенттер.

Бұл жағдайда максимум аймағындағы сәулелену интенсивтілігі басқару электр өрісі болмаған жағдайдағы интенсивтілік мәнімен салыстырғанда бірнеше есе аз (2.11 - Сурет. 4 – график).

Модуляцияланған кернеу әсерінен электр өрісінің 0-ден $U_{\lambda_{\max}/2}$ -ге дейін өзгеруі кең жолақты сәулелену интенсивтілігінің максимумнан ең төменгі мәнге дейін өзгеруіне әкеледі, яғни монохроматикалық емес сәулеленудің амплитудалық модуляциясы орын алады (2.13-сурет).



2.13 Сурет – Жалпы шығыс интенсивтілігінің сырттан берілетін электр өрісіне тәуелділігі

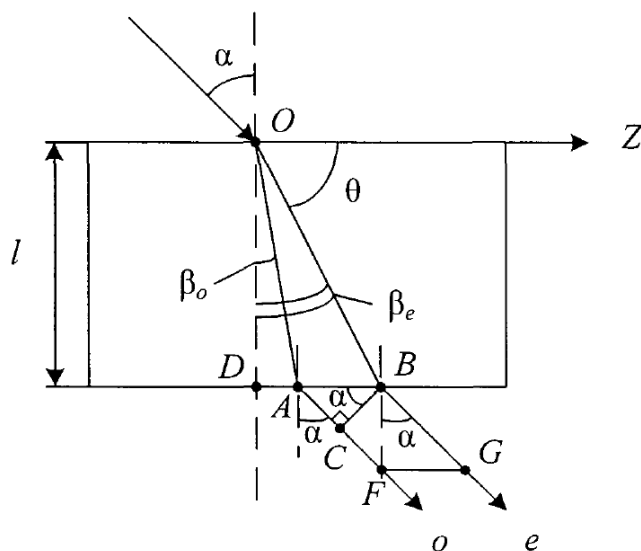
Бұл талдау, кернеу болмаған кезде модулятор шығысындағы жалпы сәулелену интенсивтілігі жартылай толқынды кернеу берген жағдайдағы интенсивтілікпен салыстырғанда 7,5 есе үлкен екенін көрсетеді. Бұл модуляция тереңдігі шамамен 80% екенін білдіреді.

3 ЛИТИЙ НИОБАТЫ КРИСТАЛЫНДАҒЫ ЭЛЕКТРООПТИКАЛЫҚ МОДУЛЯЦИЯ ЖӘНЕ МАХ-ЦЕНДЕР ИНТЕРФЕРОМЕТРЫ НЕГІЗІНДЕГІ ЭЛЕКТРООПТИКАЛЫҚ МОДУЛЯТОРДЫҢ МАТЕМАТИКАЛЫҚ МОДЕЛІ

3.1 Мах-Цендер электрооптикалық модуляторының шекті бұрыштық апертурасын есептеу

Жарық сәулелерінің дивергенциясы анизотропты кристалдарды пайдаланатын электрооптикалық модуляторлардағы модуляция тиімділігін шектейді [67]. Сол себепті электрооптикалық модуляторлардың шекті бұрыштық апертурасын білу маңызды. Төменде электрооптикалық модуляция үшін бұрыштық апертураның қарапайым және тиімді есептеуі көрсетілген. Бұл есептеу амплитудалық модуляторлардың бұрыштық апертура сипаттамаларын коноскопиялық үлгілер арқылы анықтау әдісімен расталады.

Біздің жағдайда сәулелену анизотропты кристалға белгілі бір α бұрышпен түседі, ал кристалдың Z оптикалық осі кристалдың кіріс шегіне параллель бағытталған (3.1-сурет).



3.1 Сурет – Анизотропты кристалдағы сәуленің таралуы: α – сәуленің түсу бұрышы; β_o – қарапайым сәуленің (o) сыну бұрышы; β_e – e ерекше сәуленің сыну көрсеткіші; θ – ерекше сәуле бағыты мен кристалдың Z оптикалық осі арасындағы бұрыш; l – кристал ұзындығы

Табиғи жарықтың тар сәулесі анизотропты кристалдан өткен кезде, ол екі сәулеге бөлінеді (қоссыну құбылысы). Табиғи жарықтың түсетін сәулесі жеткілікті дәрежеде тар болса және кристалдың ұзындығы жеткілікті болса, одан бастапқыға параллель (жазық-параллель пластина арқылы кез келген өту кезіндегі сияқты), екі кеңістікте бөлінген сәуле шығады.

Кристалдағы қарапайым сәуленің таралуы жалпыланған сәуленің сыну заңына бағынады:

$$\sin \beta_o = \frac{\sin \alpha}{n_o} \quad (3.1)$$

Тәжірибеде анықталғандай, ерекше сәуле үшін n_e сыну көрсеткішінің мәні кристалдағы ерекше толқынның таралу бағытына, яғни сәуленің бағыты мен Z оптикалық осінің арасындағы θ бұрышқа тәуелді болады. Әртүрлі α түсу бұрыштары үшін, ерекше сәуленің сыну көрсеткіші әртүрлі мәндерге ие болады.

Ерекше сәуленің сыну көрсеткішін сыну көрсеткіштерінің эллипсоид теңдеуінен табуға болады:

$$\frac{\sin^2 \theta}{n_e^2} + \frac{\cos^2 \theta}{n_o^2} = \frac{1}{n_e(\theta)^2} \Rightarrow n_e(\theta) = \sqrt{n_e^2 + \left(1 - \frac{n_e^2}{n_o^2}\right) \sin^2 \alpha} \quad (3.2)$$

мұндағы, θ – ерекше сәуленің таралу бағыты мен кристалдағы оптикалық ось арасындағы бұрыш. 3.1 – суреттен ерекше сәуле үшін сыну бұрышын тапса болады:

$$\sin \beta_e = \sin(90 - \theta) = \cos \theta = \frac{\sin \alpha}{n_e(\theta)} \quad (3.3)$$

Сондай-ақ қарапайым сәуленің n_o сыну көрсеткіші мен ерекше сәуленің n_e сыну көрсеткіштері түскен сәуленің толқын ұзындығына тәуелді және олар Селмейер формуласымен анықталады (1.4, а-б). 0, 641 мкм толқын ұзындығы үшін $n_o = 2,2862$, ал $n_e = 2,2199$.

Осы арқылы әртүрлі түсу бұрыштарындағы қарапайым және ерекше сәулелердің сыну бұрыштарының айырмашылығын табуға болады.

Сәуленің түсу бұрышы 0° -қа тең болған кезде қарапайым сәуле мен ерекше сәуле бірдей бағытталаыны белгілі [68].

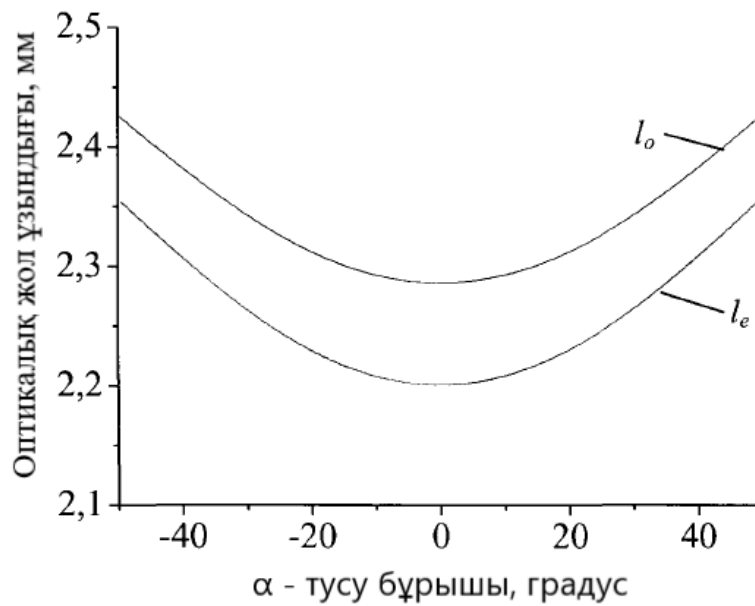
Кристалдағы қарапайым және ерекше сәулелердің оптикалық жарық жолын келесідей тапса болады:

$$l_o = n_o \overline{OA} = n_o \frac{1}{\cos \beta_o} = \frac{l \cdot n_o^2}{\sqrt{n_o^2 - \sin^2 \alpha}} \quad (3.4)$$

$$l_e = n_e(\theta) \overline{OB} = n_e(\theta) \frac{l}{\cos \beta_e} = n_e(\theta) \frac{l}{\cos(90 - \theta)} = n_e(\theta) \frac{l}{\sin \theta} = \frac{l \cdot n_e(\theta)^2}{\sqrt{n_e(\theta)^2 - \sin^2 \alpha}} \quad (3.5)$$

мұндағы, l – кристал ұзындығы 1 мм-ге тең.

Егер оптикалық жарық жолының түсу бұрышына тәуелділік графигін сызатын болсақ (3.2-сурет):



3.2 Сурет – Оптикалық жол ұзындығының сәуленің түсу бұрышына тәуелділігі

Осыдан қарапайым және ерекше сәуленің арасындағы жол айырмашылығын есептеуге болады:

$$\Delta_{o-e} = l_o + \overline{AC} - l_e \quad (3.6)$$

ABC үшбұрышы мен BFG үшбұрышы ұқсас болғандықтан:

$$\overline{AC} = \overline{AB} \sin \alpha \quad (3.7)$$

$$\overline{AB} = \overline{DB} - \overline{DA} = l \tan \beta_e - l \tan \beta_o \Rightarrow \overline{AC} = l \sin \alpha (\tan \beta_e - \tan \beta_o) \quad (3.8)$$

Қарапайым және ерекше сәулелер арасындағы фаза айырымы:

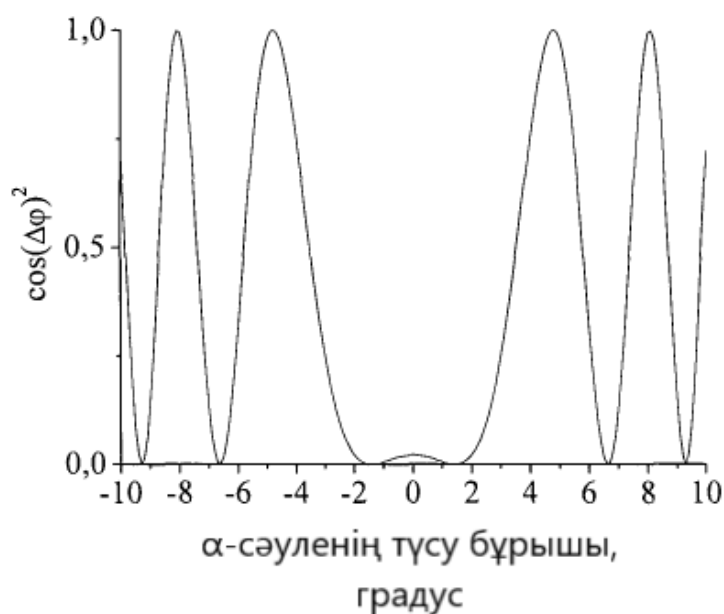
$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_i} \Delta_{o-e} \quad (3.9)$$

мұндағы, $\lambda_i = 0,641$ мкм – толқын ұзындығы. Айта кетерлік жағдай, әртүрлі толқын ұзындықтары мен сәуленің әртүрлі түсу бұрыштары үшін фаза айырымдары әртүрлі болады.

Фаза айырымын біле тұра, шығыс сәуленің интенсивтілігін, яғни шығыс сәулелердің интерференциясын анықтауға болады (3.3–сурет).

$$I \approx \cos(\Delta\varphi)^2 \quad (3.10)$$

Кристаллдың оптикалық осі сәулеленудің таралу бағытына перпендикуляр болғандықтан, сәулелердің интерференциясының нәтижесі гиперболалардың тізбегі болып табылатын коноскопиялық заңдылықпен анықталатын болады (3.3-сурет). Кристаллдағы оптикалық осьтің басқаша орналасуымен коноскопиялық бейне сақиналардың кезектесуі ретінде болады.



3.3 – Сурет ХҮ жазықтығында сәулеленудің интенсивтілігіне тәуелділігі

ХҮ жазықтығындағы коноскопиялық бейненің нәтижесінде алынған кесіндіден бұрыштық апертураны анықтауға болады. $\lambda_i = 0,641$ мкм үшін шектеу бұрышы шамамен құрайды 6° -ты құрайды.

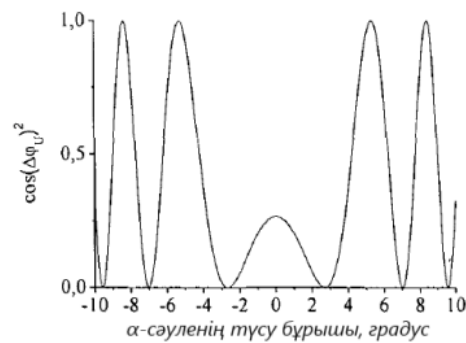
Литий ниобаты кристалына оптикалық осьтің бағыты бойынша сыртқы электр өрісі әсер еткенде, кристал бір осьті болып қалады, бірақ бұл жағдайда сыну көрсеткішінің индикатрисасы өзгереді. Бұл қарапайым және ерекше сәулелердің сыну көрсеткіштерінің төмендегідей мәндеріне өзгеруіне әкеледі:

$$\Delta n_o = n_o^3 r_{13} E_z / 2, \quad \Delta n_e = n_e^3 r_{33} E_z / 2, \quad (3.11)$$

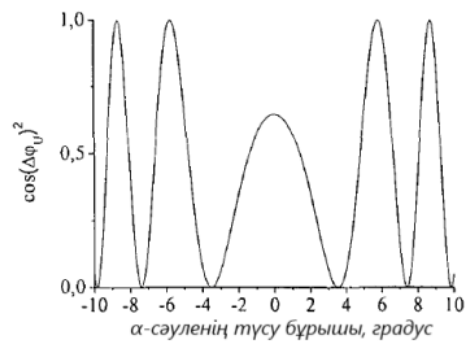
мұндағы, $r_{13} = 8,6$ пм/В, $r_{33} = 30,8$ пм/В – электрооптикалық коэффициенттер, E_z – қалыңдығы 1 мм болатын Z осі бойындағы электр өрісінің кернеулігі.

Жоғарыдағы формулалардан, сыртқы электр өрісі берілген кезде ерекше сәуленің сыну көрсеткіші қарапайым сәуленің сыну көрсеткішімен салыстырғанда әлдеқайда тез ауысатынын байқаймыз.

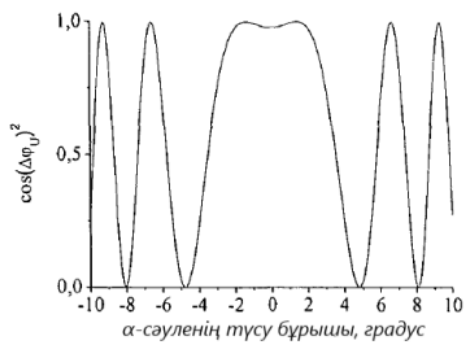
Демек, $\Delta \varphi_U$ – фаза айырымы мен интенсивтіліктің таралуы да сыртқы электр өрісіне байланысты өзгереді (3.4–сурет). Есептеулер нәтижелеріне сүйенсек, бұл жағдайда, YZ жазықтығындағы интенсивтіліктің таралу бұрышымен қатар, бұрыштық апертура мәні шамамен 3° -қа тең болады. Осылайша, электрооптикалық модуляцияның бұрыштық сипаттамасы сәулеленудің кристалдың қай осі бойымен таралатынына байланысты емес, сол себепті сырттан электр өрісі беріледі.



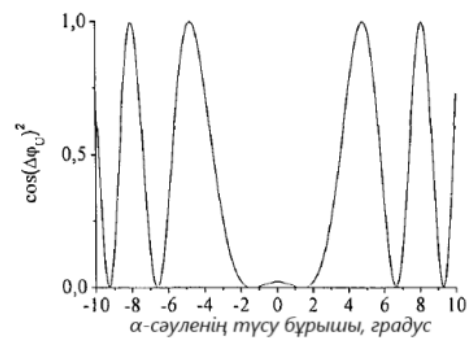
а.



б.



в.



г.

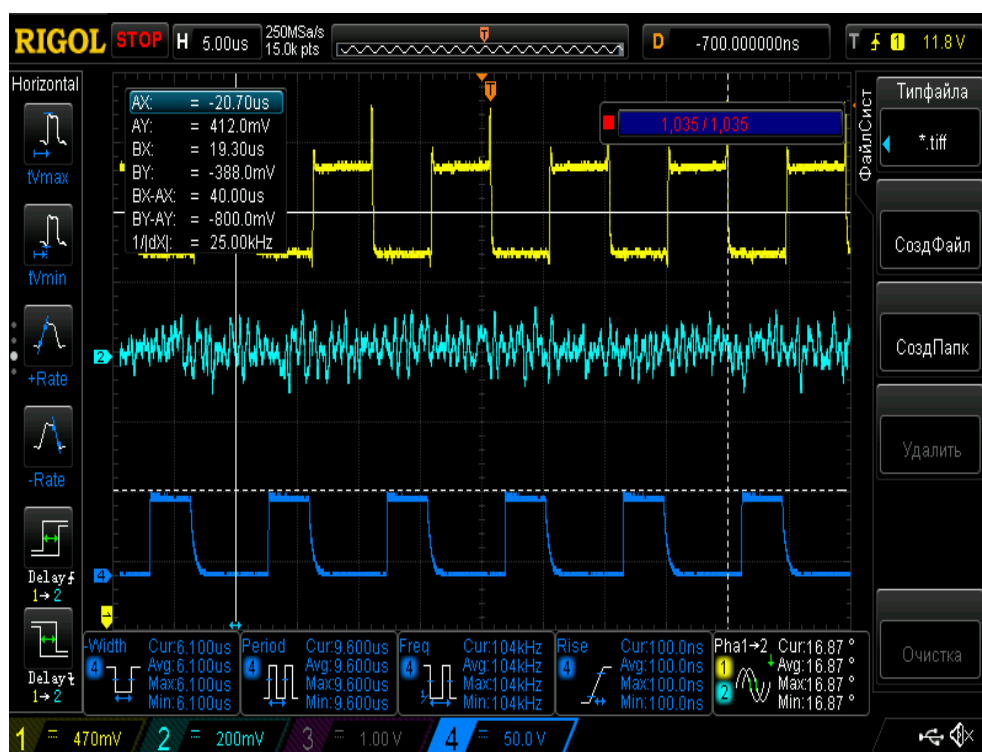
3.4 Сурет – ХҮ жазықтығында таралатын сәулелену интенсивтілігінің электр өрісі кернеулігіне тәуелділігі, кВ/м: а – 356; б – 711; в – 1423; г – 2847.

3.2 Мах-Цендер электро-оптикалық модуляторының математикалық моделін COMSOL Multiphysics бағдарламасында модельдеу

Мах-Цендер модуляторының модуляция сипаттамаларын зерттеу үшін лабораториялық стендте сандық оптикалық сигналдың сипаттамалары алынды. 1-кестедегі I_0 және I_1 лазерлік диод тогы, P_A жарық көзінің абсолютті мәні, ол «РУБИН 201» оптикалық тестерімен өлшенген. Ал $P_{орт} = (K_C)_{ФК} P$ -мен есептеледі. $P = 0.366$. $(K_C)_{ФК} = P/P_A$. K_C калибровка коэффициенті.

3.1-Кесте – Сандық оптикалық сигналдың бастапқы сипаттамалары

$I_0(\text{мА})$	$I_1(\text{мА})$	$(P_{орт})_{жк}$	$(P_A)_{жк}$
24,7	26,1	-0,005 dBm	-25,63 dBm



3.5 Сурет – Сандық оптикалық сигналдың спектрограммасы

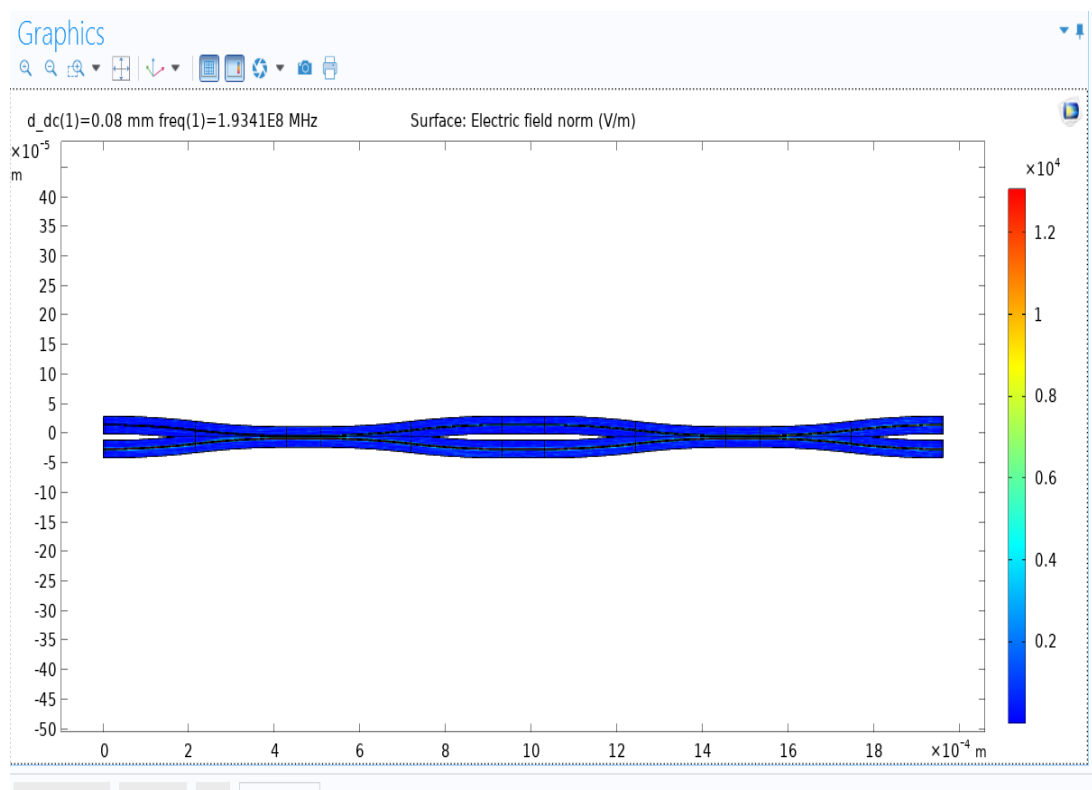
Генерацияланған оптикалық сигналдың сипаттамаларын ескере отырып COMSOL Multyphysics бағдарламасындағы Мах-Цендер электро-оптикалық модулятордың сипаттамалары берілді. Ол параметрлер 2-кестеде көрсетілген.

3.2 кесте – Құрастырылған Мах-Цендер модуляторының математикалық моделінің параметрлері

Параметр	Мәні	Сипаттамасы
λ	1550 нм	Толқын ұзындығы
b	2 мкм	Өзекше ені
b_{tot}	30 мкм	Толқын өткізгіштің жалпы ені
d_0	$2 \cdot \lambda [3.1 \cdot 10^{-6}]$	Бастапқы түзу толқын өткізгіш
d_{y_bend}	$0.6 \cdot b_{tot} [1.8 \cdot 10^{-5}]$	S иілу аймағындағы у-бағытындағы толық орын ауыстыру
r_0	2.5 мм	Иілу радиусы
α	$\arccos((r_0 - d_{y_bend}/2)/r_0) [0.84878 \text{ рад.}]$	Иілу бұрышы
d_{x_bend}	$2 \cdot r_0 \cdot \sin(\alpha) [4.2388 \cdot 10^{-4} \text{ м}]$	S-иілісі үшін x-бағытындағы жалпы ұзындық

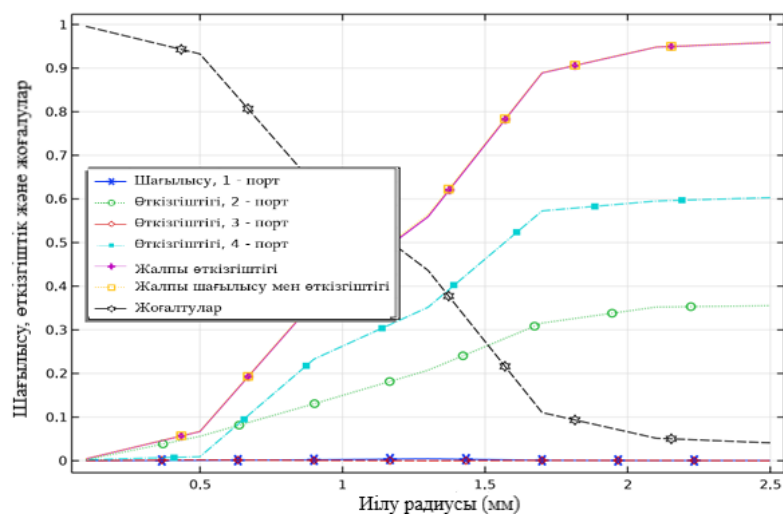
l_{dc}	380 мкм	Бағытталған қосқыш толқын өткізгіштерінің ұзындығы
l_{mz}	2 см	Мах-Цендер толқын өткізгіштерінің ұзындығы
d_{y_wg}	3 мкм	Бағытталған қосқыш толқын өткізгіштері арасындағы қашықтық
f_0	c_const/λ [$1.9341 \cdot 10^{14}$ Гц]	Жиілік
n_k	2.29	Қарапайым сәуленің толқын ұзындығы
n_e	2.20	Ерекше сәуленің толқын ұзындығы
h_x	$\lambda/(6 \cdot n_e)/(1 - \cos\alpha)$ [$3.2324 \cdot 10^{-5}$]	х-бағытындағы ең үлкен элемент өлшемі
h_y	$\lambda/(6 \cdot n_k)/(1 - \sin\alpha)$ [$1.3726 \cdot 10^{-6}$]	у-бағытындағы ең үлкен элемент өлшемі
r_{13}	30	Электро-оптикалық коэффициент
V_0	100 В	Берілетін кернеу
l_{frp}	35	Төмен жиілікті салыстырмалы өткізгіштік

2-кестедегі параметрлерді қолдана отырып Мах-Цендер электро-оптикалық модулятордың 2D моделі Comsol Multiphysics бағдарламасында құрастырылды (3.6-сурет).



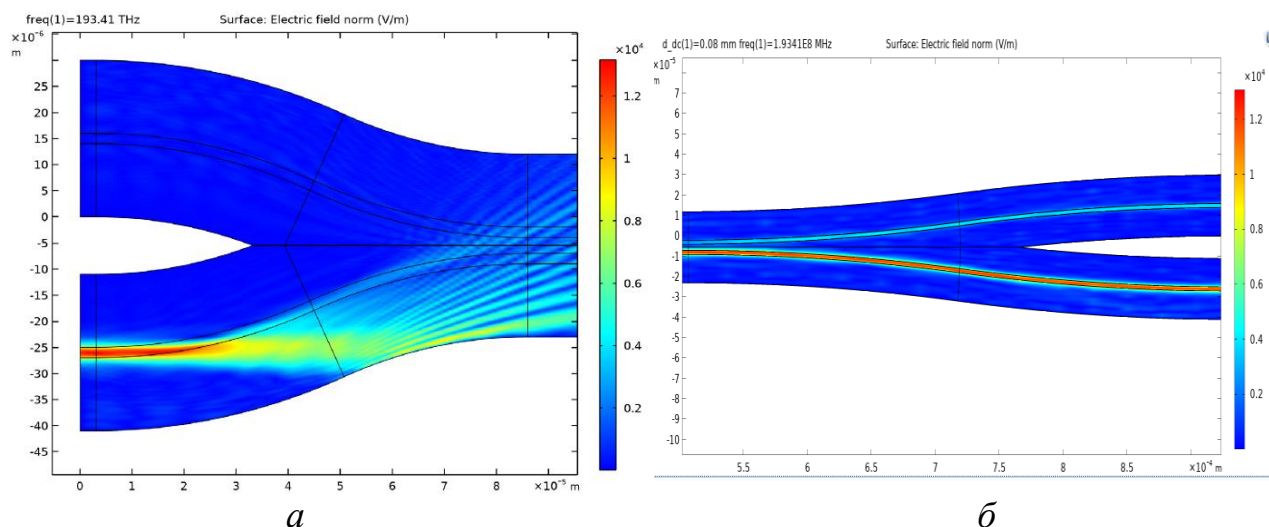
3.6 Сурет – Мах-Цендер модуляторының 2D моделі

Электро-оптикалық модулятордың 2D моделін құрастыру барысында негізгі міндеттердің бірі аз жоғалтуларға ие болатын минималды иіліс радиусын (r_0) анықтау болып табылады. Ол үшін иіліс радиустарын 0.1 мм мәнінен бастап 0.4 мм қадаммен 2.5 мм ге дейін таңдай отырып электромагнитті толқынның өзекше арқылы таралуын зерттедік (3.7-сурет).



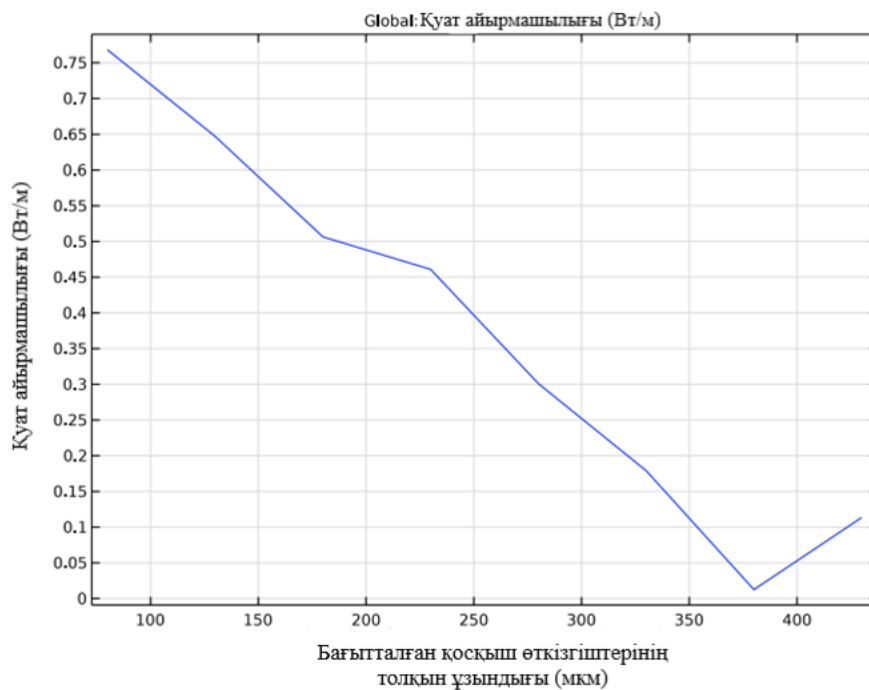
3.7 Сурет – Сигнал жоғалуының өзекшенің иіліс радиусына тәуелділігі

3.7-суреттен байқағанымыздай минималды жоғалтулар мен жалпы өткізгіштіктің мааксималды мәні 2.5 мм иіліс радиусында болады. Бұл жағдайда жоғалтулар шамамен 2%-ға, ал өткізгіштік 98%-ға тең. Сонымен қатар иіліс радиусы 0.5 мм-ге тең болған кездегі жоғалтулардың үлкен мәнін COMSOL Multiphysics бағдарламасының «Electric field» құрастырушысының графигін ен көрсек болады.



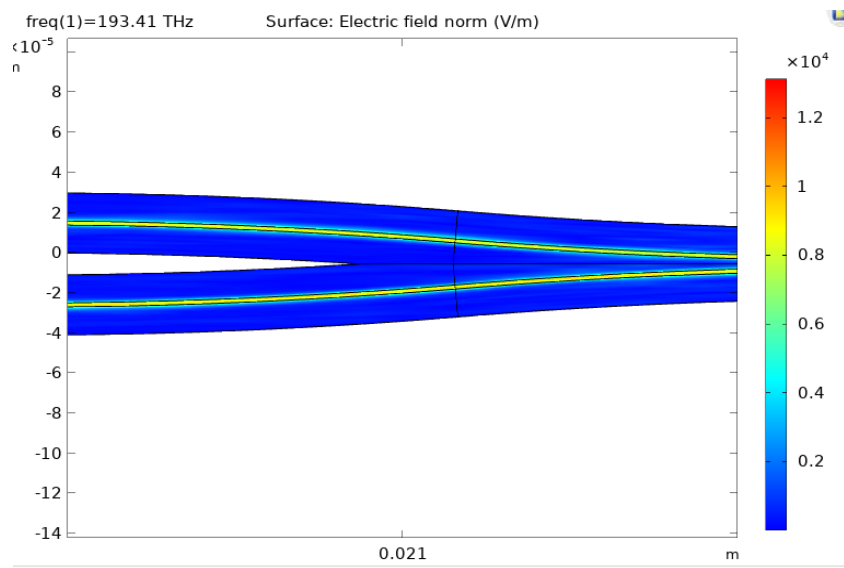
3.8 Сурет – Иілу радиусы 0.5 (а) және 2.5 (б) мм болған кездегі электромагнитті толқынның өзекшеде таралуы

Суреттен көріп тұрғанымыздай, симуляция барысында электромагнитті толқын модулятордың тек бір бұтағымен ғана таралуда. Поккельс эффектiсi орын алып, электро-оптикалық модуляция iске асу үшiн, электромагниттi толқын модулятордың екi бұтағымен де таралып, оның бiр бұтағына кернеу көзi берiлу керек. Электромагниттi толқын модулятордың екi жолағында да 50/50 катынасымен таралу үшiн Мах-Цендер интерферометрiндегi бағыттаушы қосқыштың қолайлы ұзындығын анықтау қажет. Оны анықтау үшiн Мах-Цендер интерферометрiндегi екi толқын өткiзгiш иық арасындағы қуат айырмашылығының бағытталған қосқыш өткiзгiштiгiнiң толқын ұзындығына тәуелдiлiгiн анықтадық (3.9-сурет).



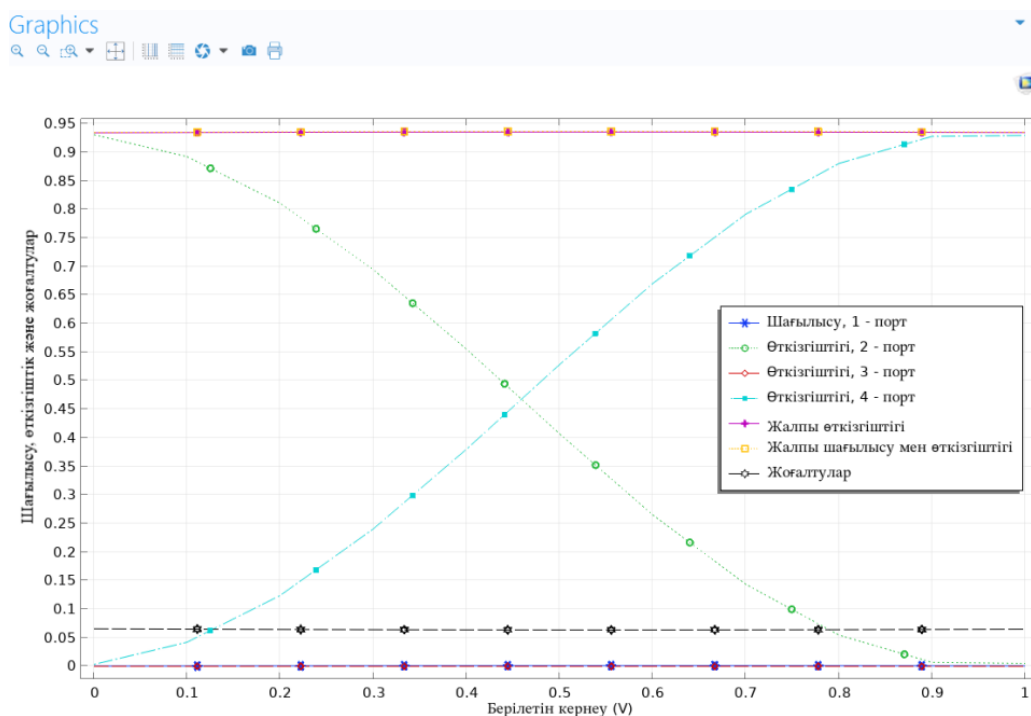
3.9 Сурет – Мах-Цендер интерферометріндегі екі толқын өткізгіш иық арасындағы қуат айырмашылығының бағытталған қосқыш өткізгіштігінің толқын ұзындығына тәуелділігі

3.9-суретке сүйенсек Мах-Цендер интерферометріндегі екі толқын өткізгіш иық арасындағы қуат айырмашылығының минималды мәні бағытталған қосқыш өткізгіштігінің шамамен 380 мкм толқын ұзындығында болады.



3.10 Сурет – Бағытталған қосқыш өткізгіштерінің толқын ұзындығы 380 нм мәнге тең болғандағы, электромагнитті толқынның таралуы.

Ендігі кезекте, электро-оптикалық модуляция процесін симуляциялау үшін Мах-Цендер интерферометрінің бір тұтқасына кернеу көзі берілді. Берілген кернеудің мәні 2-кестеге сәйкес 100 В.



3.11 Сурет – Мах-Цендер интерферометрінің бір тұтқасына кернеу берілген кездегі олардың өткізу қабілеттілігі

Графиктен жоғалтулар тұрақты 0,06 салыстырмалы бірлігіне, ал жалпы өткізгіштік мәні 0.94-ке тең екенін байқауға болады. Сонымен қатар тұтқаға кернеу көзін бергенде оның өткізгіштігі артатынына, ал кернеу көзі берілмеген тұтқаның өткізгіштігі түсетінін байқаймыз. Кернеу көзі берілген кездегі екі тұтқаның арасында пайда болатын фаза айырымы электро-оптикалық модуляция процесін тудырады.

ҚОРЫТЫНДЫ

Магистрлік диссертация жұмысының нәтижесінде сәуленің анизотропты ортада таралуы, сәуленің қос сыну құбылысы, лазерлік сәулелердің электро-оптикалық модуляциясы зерттелді. Электро-оптикалық модуляторлардың қолдану мақсатына қарай артықшылықтары мен кемшіліктері анықталды. Заманауи кең жолақты сәулелену көздері үшін электрооптикалық модуляцияны қолдану мүмкіндігін қарастырылды. Сонымен қатар лабораториялық стендтер көмегімен сандық оптикалық сигнал генерацияланды. Алынған сигналдың сипаттамаларымен қалыңдығы 1 мм литий ниобат кристалының өткізу спектрі Matlab программалау тілінде алынды. COMSOL Multiphysics бағдарламасында Мах-Цендер интерферометрі негізіндегі электро-оптикалық модулятордың 2D моделі құрастырылды. Құрастырылған модельдің жоғалтулары шамамен 2%-ды құрады. Анизотропты кристалдағы электрооптикалық эффект әсерінен периодтық спектр толқын ұзындығы бойынша ығысатыны, ал ығысу шамасы сыртқы кернеу шамасына пропорционал болатыны көрсетілген. Бұл құбылыс сәулеленуді белгілі бір қадаммен өткізетін сүзгілерді жасау үшін пайдаланылуы мүмкін.

Мах-Цендер электро-оптикалық модуляторларының модуляция жылдамдығы жоғары болғандықтан (20-40 Гб/с) олар кеңінен қолданылады және қарқынды түрде зерттелуде. Ендігі кезекте, осы жұмыста сипатталған модулятордың негізінде модуляция тереңдігі 99%-ға, модуляция жылдамдығы 50 Гб/с-қа тең болатын кең жолақты электро-оптикалық модулятордың моделін құрастыру жоспарлануда.

ПАЙДАЛАНЫЛҒАН ӘДЕБИЕТТЕР ТІЗІМІ

- 1 Стариков Р.С. Оптоэлектронный вектор-матричный процессор: схемотехнические ограничения /Р.С. Стариков // Радиотехника и электроника,- 2008.- Т.53.- №8.- С.980-986.
- 2 Розеншер, Э. Оптоэлектроника / Э. Розеншер, Б. Витнер - М.: Техносфера, 2006. - 592 с
- 3 Фриман, Р. Волоконно-оптические системы связи. / Р. Фриман. - М.: Техносфера, 2006. - с. 213-217.
- 4 Veiras, F.E. Phase shift formulas in uniaxial media: an application to waveplates / F.E. Veiras, L.I. Perez, M.T. Garea // Applied optics.- 2010.-Vol. 49.-№ 15.-P. 2769-2777.
- 5 Сонин, А.С. Электрооптические кристаллы: монография / А.С. Сонин, А.С. Василевская. -М.: Атомиздат, 1971.-327 с.
- 6 Мустель, Е.Р. Методы модуляции и сканирования света / Е.Р. Мустель, В.Н. Парыгин.- М: Наука, 1970. - 295 с
- 7 Стариков Р.С. Оптоэлектронный вектор-матричный процессор: схемотехнические ограничения /Р.С. Стариков // Радиотехника и электроника,- 2008.- Т.53.- №8.- С.980-986.
- 8 David J. Thomson. 50-Гб/с Silicon Optical Modulator / IEEE Photonics technology letters, Vol. 24, NO.4, 2012.
- 9 W. Heni. 108 Gbit/s Plasmonic Mach-Zehnder Modulator with > 70-GHz Electrical Bandwidth, Journal of lightwave technology, Vol. 34, № 2, pp. 393-400, 2016.
- 10 David Pohl, Andreas Messner. 100 GBd Intensity Modulation and Direct Detection With an InP-Based Monolithic DFB Laser Mach–Zehnder Modulator. IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 33, № 2, 2021.
- 11 Min Xue. Optical Single-Sideband Modulation Based on a Dual-Drive MZM and a 120° Hybrid Coupler. Journal of Lightwave Technology. Vol.32, № 19, 2014.
- 12 Bouchaib Hraimel, Xiupu Zhang. Optical Single-Sideband Modulation With Tunable Optical Carrier to Sideband Ratio in Radio Over Fiber Systems. Journal of Lightwave Technology, Vol. 29, № 5, 2011.
- 13 Omid Jafari. High-Efficiency Silicon Photonic Modulator Using Coupled Bragg Grating Resonators, Journal of Lightwave Technology, Vol.37, № 9, 2019.
- 14 Omid Jafari. Mach-Zehnder Silicon Photonic Modulator Assisted by Phase-Shifted Bragg Gratings, IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 32, № 8, 2020.
- 15 David Pohl. 100-GBd Waveguide Bragg Grating Modulator in Thin-Film Lithium Niobate, IEEE Photonics Technology Letters Vol. 33, № 2, 2021.

- 16 Rubab Amin. A Lateral MOS-Capacitor-Enabled ITO Mach-Zehnder Modulator for Beam Steering, Journal of Lightwave Technology, Vol. 38, № 2, 2020.
- 17 Sibghat Ullah, Qi Zhang. Ultra-Wide and Flattened Optical Frequency Comb Generation Based on Cascaded Phase Modulator and $LiNbO_3$ -MZM Offering Terahertz Bandwidth. IEEE Access, DOI: 10.1109/Access.2020.2989678, 2020.
- 18 Siqi Liu. Optical Frequency Comb and Nyquist Pulse Generation With Integrated Silicon Modulators, IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, Vol.26, № 2, 2020.
- 19 Yixiao Zhu, Fan Zhang. Toward Single Lane 200G Optical Interconnects With Silicon Photonic Modulator, Journal of Lightwave Technology, Vol. 38, № 1, 2020.
- 20 Константинова, А.Ф. Оптические свойства кристаллов / А.Ф. Константинова, Б.Н. Гречушников, Б.В. Бокуть, Е.Г. Валяшко. - Минск: Наука и техника, 1995. - 302 с.
- 21 Ангерт, Н.Б. Оптически наведенная неоднородность показателя преломления в кристаллах $BiSO_4$, и $BiTaO_4$, I Н.Б. Ангерт, В.А. Пашков, Н.М. Соловьева // ЖЭТФ.-1972.-Т.62.-С.1666.
- 22 Miller, R. C Temperature dependence of optical properties of ferroelectric $LiNbO_3$ and $LiTaO_3$ R.C. Miller, R. Savage //Appl. Phys. Lett- 1966.- Vol. 9.- №4.-P. 169-171.
- 23 Гончарова, П.С Управление спектральным составом излучения в процессах ап-конверсии / Н.М. Киреева, Ю.М. Карпец, М.Н. Литвинова, СИ. Кирюшина, Д.Н. Кузьмичев, П.С. Гончарова, В.В. Криштоп // Всероссийская конференция по фотонике и информационной оптике: Сборник научных трудов.- М.: НИЯУ МИФИ.-2012.-С.72-73.
- 24 Кузьминов, Ю.С. Электрооптический и нелинейно-оптический кристалл ниобата лития / Ю.С. Кузьминов. - М: Наука, 1987. -264 с.
- 25 Гусева, Л.М. Исследование некоторых оптических характеристик сегнетоэлектрика ниобата лития / Л.М. Гусева, В.П. Ключев, И.С. Рез, С.А. Федулов, А.П. Любимов, З.И. Тотаров // Изв. АН СССР серия физика. - 1967. - Т.31.- №7.- С. 1161 -1163.
- 26 Атучин, В.В. Зависимость показателей преломления ниобата лития от химического состава кристалла / В.В. Атучин // Вестник СибГУТИ.- 2009.- № 3.- С.39-45.
- 27 Смирнов, А.Б. Связь локальной оптической неоднородности и микродоменной структуры ниобата лития / А.Б. Смирнов, Б.Б. Педько // Кристаллография.- 2005.- Т.50.- №1.- С. 132-134.
- 28 Палатников, М.Н. Упорядочение структуры и оптические характеристики легированных монокристаллов ниобата лития /М.Н. Палатников, Н.В. Сидоров, И.В. Бирюкова, П.Г. Чуфырев, В.Т. Калинин // Перспективные материалы.- 2003.- №4.- С.48-54.

- 29 Pichugin, V.F. Ion irradiation and reduction effect on the conductivity and optical absorption of heavily MgO-doped LiNbO_3 single crystals / V.F. Pichugin, A.A. Bulycheva, V. Yu. Yakovlev, I.W. Kim // *Physica status solidi (c)* 2.- 2005.- No. 1.- P. 208-211.
- 30 Антонычева, Е.А. Кинетика фоторефрактивного рассеяния света в кристаллах $\text{LiNbO}_3\text{:Cu}$ и $\text{LiNbO}_3\text{:Zn}$ / Е.А. Антонычева, А.В. Сюй, Н.А. Сюй, Н.В. Сидоров, П.Г. Чуфырев, А.А. Яничев // *Прикладная физика*. - 2010. - №5. - С.26-31.
- 31 Сидоров, Н.В. Спектры КР фоторефрактивных монокристаллов ниобата лития / Н.В. Сидоров, А.А. Яничев, П.Г. Чуфырев, М.Н. Палатников, Б.Н. Маврин // *Журнал прикладной спектроскопии*.- 2010.- Т.77.-№1.-С119-123.
- 32 Liu, F. Improved sensitivity of nonvolatile holographic storage in triply doped $\text{LiNbO}_3\text{:Zr,Cu,Ce}$ / F. Liu, Y. Kong, X. Ge, H. Liu, S. Liu, S. Chen, R. Rupp, J. Xu // *Optics Express*. - 2010. - Vol. 18. - № 6. - P. 6333-6339.
- 33 Палатников, М.Н. Аномальный рост униполярности в легированных кристаллах ниобата лития в области температур 300-400 К / М.Н. Палатников, В.А. Сандлер, Н.В. Сидоров, А.В. Гурьянов, В.Т. Калинин // *Физика твердого тела*.- 2000.- Т.42.-№8.-С.1456-1464.
- 34 Miller, R. C Temperature dependence of optical properties of ferroelectric LiNbO_3 and LiTaO_3 / R.C. Miller, R. Savage // *Appl. Phys. Lett*- 1966.- Vol. 9.- №4.-P. 169-171.
- 35 Warner, I. The temperature dependence of optical birefringence in lithium niobate / I. Warner, D.S. Robertson, K.F. Humle // *Phys. Lett*.- 1966. - Vol.20.- №2.- P. 163-164.
- 36 Deng, L.H. Improvement to Sellmeier equation for periodically poled LiNbO_3 crystal using mid-infrared difference-frequency generation / L.H. Deng, X.M. Gao, Z.S. Cao, W.D. Chen, Y.Q. Yuan, W.J. Zhang, Z.B. Gong // *Optics Communications*. - 2006. - Vol. 268. - Issue 1. - P.110-114.
- 37 Iwasaki, H. Dispersion of the refractive indices of LiNbO_3 crystal between 200 and 900 °C / H. Iwasaki, H. Toyoda, N. Niizeki // *Jap. J. Appl. Phys.* - 1967. - Vol.6.- P. 1101-1104.
- 38 Iwasaki, H. Dispersion of the refractive indices of LiNbO_3 crystal between 200 and 900 °C / H. Iwasaki, H. Toyoda, N. Niizeki // *Jap. J. Appl. Phys.* - 1967. - Vol.6.- P. 1101-1104.
- 39 Боднар, И.Т. Температурные особенности дисперсии в LiNbO_3 / И.Т. Боднар // *Оптика и спектроскопия*. - 1997. - Т.83. - №2. - С. 252-254.
- 40 Блистанов, А.А. Кристаллы квантовой нелинейной оптики / А.А. Блистанов. - М.: МИСИС, 2007. - 432 с.

- 41 Orlova, A.N. Influence of Gamma and Gamma-Neutron Irradiation on the Optical Properties of $LiNbO_3$ Single Crystals / A.N. Orlova, B.B. Ped'ko, A.V. Filinova, N.Yu. Franko, A.Yu Prokhorova.// Physics of the Solid State. - 2006.- V. 48.- №. 3.- P. 544.
- 42 Гончарова, П.С. Распространение излучения в анизотропных средах / П.С. Гончарова, Д.С. Штарёв, В.В. Криштоп // Бюллетень научных сообщений № 16 / под ред. А.В. Сюй. - Хабаровск: Изд во ДВГУПС- 2011. - С.67-72.
- 43 Ахманов, С.А. Физическая оптика / С.А. Ахманов, СЮ. Никитин. - М.: Изд-во МГУ, 1998.-656 с.
- 44 Амосова, Л.П. Пути повышения быстродействия электроуправляемых оптических устройств на основе нематических жидких кристаллов / Л.П. Амосова, В.Н. Васильев, Н.Л. Иванова, Е.А. Коншина // Оптический журнал.- 2010.- Т. 77.-№ 2.- С. 3-14.
- 45 Iizuka, K. Propagation of Light in Anisotropic Crystals, in Elements of Photonics: In Free Space and Special Media, Volume I. - USA, New York: John Wiley & Sons, Inc., 2002.
- 46 Лопатина, П.С. (Гончарова, П.С.) Влияние конфигурации электродов на индуцированное двулучепреломление при линейном электрооптическом эффекте / П.С. Лопатина, В.В. Криштоп // Оптика-2009. Труды шестой международной конференции молодых ученых и специалистов "Оптика-2009" /Под ред. проф. В.Г. Беспалова, проф. С.А. Козлова. СПб: СПбГУ ИТМО.- 2009.- С.348-350.
- 47 Лопатина, П.С. (Гончарова, П.С.) Влияние неоднородного внешнего электрического поля на электрооптические свойства ниобата лития /П.С. Лопатина, В.В. Криштоп // Тезисы докладов НКРК-2010 (XIV Национальная конференция по росту кристаллов и IV Международная конференция «Кристаллофизика XXI века», посвященная памяти М.П. Шаскольской).-М.: ИК РАН.- 2010. - Т.1.- С.359-360.
- 48 Лопатина, П.С. (Гончарова, П.С.) Влияние электродов на поперечный эффект Поккельса / П.С. Лопатина // Нелинейные процессы в оптических средах: сборник научных трудов / под ред. В.И. Строганова. - Хабаровск: Изд-во ДВГУПС- 2009. - С.78 80.
- 49 Розеншер, Э. Оптоэлектроника / Э. Розеншер, Б. Витнер - М.: Техносфера, 2006. - 592 с.
- 50 Желудев, И.С. Основы сегнетоэлектричества /И.С. Желудев.- М.: Атомиздат, 1973. - 472 с.
- 51 Лопатина, П.С. (Гончарова, П.С.) Электрооптическая модуляция широкополосного излучения в нелинейно-оптических кристаллах с гауссовым распределением амплитуды по спектру /П.С. Лопатина, В.В. Криштоп // Материалы X региональной научной конференции, Владивосток, Изд-во: ИАПУ.- 2011. - С.209-212.

- 52 Сюй, А.В. Влияние широкополосного некогерентного излучения на фотоотклик в кристаллах ниобата лития / А.В. Сюй, В.И. Строганов, В.В. Криштоп, В.В. Лихтин // Оптика и спектроскопия. -2008. - Т. 75. - №1. - С. 54-59.
- 53 Мансуров, Т.М. Разработка и исследование устройства управления оптическим лучом в телекоммуникационных системах / Т.М. Мансуров, Г.Б. Бейбалаев // Электросвязь.- 2010.- № 8.- С. 43-46.
- 54 Давыдов, Б.Л. Поляризационно-независимый электрооптический затвор-модулятор на объемных кристаллах $LiNbO_3$ и $LiTaO_3$ / Б.Л. Давыдов, А.А. Крылов, Д.И. Ягодкин //Квантовая электроника. -2007.- Т.37.- №5.- С.484-488.
- 55 Терновский, Д.С. Построение высоковольтного модулятора с наносекундным фронтом для управления электрооптическим затвором в составе твердотельного лазера / Д.С. Терновский, ВВ. Тогатов // Научно-технический вестник Санкт Петербургского государственного университета информационных технологий, механики и оптики.- 2008.- №57.- С.55-62.
- 56 Bulyuk, A.N. Electro-optic modulation and frequency translation of light in a gyrotropic medium / A.N. Bulyuk // Quantum electron.- 1995.- Vol. 22.- №1.-P.75-80.
- 57 Садеев, Т.С. Спектральные характеристики фотонных фильтров микроволновых сигналов на основе амплитудных электрооптических модуляторов / Т.С. Садеев, О.Г. Морозов //Вестник Марийского государственного технического университета. Серия: Радиотехнические и инфокоммуникационные системы.-2010.-№3.-С. 22-30.
- 58 Derzhavin, S.I. Multichannel optical modulator for a laser diode array / S.I. Derzhavin, V.V. Kuz'minov, D.A. Mashkovskii, V.N. Timoshkin // Quantum Electronics. - 2007. - Vol.37. - №7. - P. 639-644.
- 59 Строганов, В.И. Электрооптические устройства на анизотропных кристаллах / В.И. Строганов, ВВ. Криштоп, ЕВ. Толстов // Изв. вузов. Приборостроение. - 2007. - Т.50. - №9. - С. 52-55.
- 60 Князьков, А.В. Многопучковая управляемая модуляция в фоторефрактивных средах с квадратичным электрооптическим эффектом / А.В. Князьков // Научно-технические ведомости Санкт-Петербургского государственного политехнического университета. -2010.-№ 104.-С. 98-104.
- 61 Бережной, А.А. Широкоапертурный электрооптический модулятор немонохроматического света / А.А. Бережной, О.А. Сеничкина // Оптический журнал. - 1994. - № 5. - С. 30-34.
- 62 Рот, М. Оксидные кристаллы для электрооптической модуляции добротности лазера / М. Рот, М. Цейтлин, Н. Ангерт // Физика и химия стекла.- 2005.- Т.31.- №1.- С. 113-127.
- 63 Верзин, И.А. Исследование электрооптического эффекта в кристаллах 4-N,N-DIMETHYLAmino-4',-N'-METHYL-4-STILBASOLIUM TOSYLATE (DAST) / И.А. Верзин, И.Ю.Денисюк,Л.Н. Аснис // Научно-

технический вестник Санкт-Петербургского государственного университета информационных технологий, механики и оптики.- 2007.- № 37.- С. 27-31.

64 Syuy, A.V. Peculiar properties of polarized transmission spectrums of crystal plates / A.V. Syuy, N.A. Kravtsova, V.I. Stroganov, V.V. Lihtin, V.V. Krishtop, V.A. Maksimenko // Proceedings of SPIE. 2007. - Vol. 6613.-P. 661309.

65 Патент РФ № 2267802 (2267802) 7 G 0 2 F 1/00. Электрооптический модулятор / Толстов Е.В., Строганов В.И., Криштоп ВВ., Литвинова М.Н., Рапопорт И.В., Сюй А.В. (РФ) Оpubл. 10.01.2006. Приоритет от 25.05.2004.

66 Сонин, А.С. Электрооптические кристаллы: монография / А.С. Сонин, А.С. Василевская. -М.: Атомиздат, 1971.-327 с.

67 Бережной, А.А. Анизотропия электрооптического взаимодействия в кристаллах $LiNbO_3$ / А.А. Бережной // Оптика и спектроскопия. -2002.-Т. 92.-№3.- С. 503.

68 Сиротин, Ю.И. Основы кристаллофизики / Ю.И. Сиротин, М.П. Шаскольская. - М.: Наука, 1979. - 640 с.

Магистерлік диссертация

ҒЫЛЫМИ ЖЕТЕКШІНІҢ ПІКІРІ

Жәдігер Төрехан Әмірханұлы
7M06201 - Телекоммуникациялар

Тақырыбы: «Талшықты-оптикалық тарату жүйелеріндегі электро-оптикалық модуляторлардың спектрлік сипаттамаларын зерттеу және модельдеу»

Жұмыста жарық сәулелерінің қос сыну құбылыстары, оның жарық модуляция процесіне әсері және Мах-Цендер модуляторларының математикалық шешімдері қысқаша ұсынылды. Практикалық бөлімде жарық модуляциясын зерттеу үшін университет ұсынған жаңа ағымдағы технологияларды қолдана отырып, сандық оптикалық сигналдардың сипаттамалары қарастырылды.

Жұмыстың мақсатын айқындау үшін Мах-Цендер электро-оптикалық модуляторының моделі құрастырылып, модуляция кезінде болатын жоғалулар есептелді.

Бірінші бөлімде зерттелген ғылыми жұмыстың негізгі тақырыптары мен бағыттары анықталды. Бұл жобада кәсіби әдебиеттерден үзінділер келтіріліп, электро-оптикалық модулятордың артықшылықтары мен кемшіліктеріне талдау жасалынды.

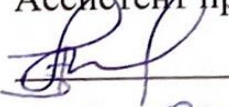
Екінші бөлімде анизотропты кристалдардан өтетін сигналдардың спектр енін арттыру мәселелері қарастырылды.

Үшінші бөлімде Мах-Цендер электро-оптикалық модуляторының 2Д моделі COMSOL Multiphysics бағдарламалық жүйелерінде құрастырылды.

Магистрант Жәдігер Төрехан магистерлік диссертацияны жазу барысында жетекші нұсқаулығымен өз бетінше жұмыс істеу қабілетін көрсетті. Магистерлік диссертация "90/А/өте жақсы" деп бағаланды, ал магистрант Жәдігер Төрехан 7M06201 – «Телекоммуникация» білім беру бағдарламасы бойынша техника және технологиялар магистрі біліктілігіне сай.

Ғылыми жетекші,

Ассистент профессор, т.ғ.к.

 А.А.Абдыкадыров

«25» 05 2022 ж.

Сарапшы пікірі

Магистрант: Жәдігер Төрехан Әмірханұлы

Мамандығы: 7М06201 «Телекоммуникация»

Магистерлік диссертацияның тақырыбы: Талшықты-оптикалық тарату жүйелеріндегі электро-оптикалық модуляторлардың спектрлік сипаттамаларын зерттеу және модельдеу.

Магистерлік диссертация 69 А4 беттен, 2 кестеден, 27 суреттен, пайдаланылған әдебиеттер саны 68-ден тұрады.

Аталған магистрлік диссертацияда электро-оптикалық модуляторлардың қолдану мақсатына қарай артықшылықтары мен кемшіліктері анықталған. Заманауи кең жолақты сәулелену көздері үшін электрооптикалық модуляцияны қолдану мүмкіндіктері қарастырылған. Мах-Цендер модуляторының математикалық моделі COMSOL Multiphysics бағдарламасында құрастырылған. Сандық оптикалық толқындарды Мах-Цендер интерферометрі негізіндегі модулятор арқылы амплитудалық және фазалық модуляция барысын COMSOL Multiphysics бағдарламасында симуляцияланған.

Бірінші бөлімде электро-оптикалық модуляторлардың артықшылықтары туралы әдебиеттерге шолу жасаланды.

Екінші бөлімде анизотропты кристалдағы электро-оптикалық модуляция құбылысы теориялық түрде қарастырылды.

Үшінші бөлімде лабораториялық стендтен алынған цифрлық оптикалық сигналдың сипаттамалары зерттелген. Алынған сипаттамалар нәтижесінде COMSOL Multiphysics бағдарламасында модельденген Мах-Цендер электро-оптикалық модуляторының математикалық моделі сипатталған.

Бұл диссертациялық жұмыс жоғары оқу орындарының талаптарына сай, тақырыбы да өзекті деп санаймын. Магистрлік диссертацияны «өте жақсы» (95 %) деп бағаланып, автор Жәдігер Төрехан Әмірханұлы 7М06201 – «Телекоммуникация» білім беру бағдарламасы бойынша «техника ғылымдарының магистрі» академиялық дәрежесіне ұсынылады.

Техника ғыл.канд.,
АЭЖБУ профессоры



Чежимбаева К.С.

**Университеттің жүйе администраторы мен Академиялық мәселелер департаменті
директорының ұқсастық есебіне талдау хаттамасы**

Жүйе администраторы мен Академиялық мәселелер департаментінің директоры көрсетілген еңбекке қатысты дайындалған Плагиаттың алдын алу және анықтау жүйесінің толық ұқсастық есебімен танысқанын мәлімдейді:

Автор: Жәдігер Төрехан Әмірханұлы

Тақырыбы: Талшықты-оптикалық тарату жүйелеріндегі электро-оптикалық модуляторлардың спектрлік сипаттамаларын зерттеу және модельдеу

Жетекшісі: Аскар Абдыкадыров

1-ұқсастық коэффициенті (30): 1.4

2-ұқсастық коэффициенті (5): 0

Дәйексөз (35): 0.8

Әріптерді ауыстыру: 20

Аралықтар: 0

Шағын кеңістіктер: 0

Ақ белгілер: 1

Ұқсастық есебін талдай отырып, Жүйе администраторы мен Академиялық мәселелер департаментінің директоры келесі шешімдерді мәлімдейді :

☒ Ғылыми еңбекте табылған ұқсастықтар плагиат болып есептелмейді. Осыған байланысты жұмыс өз бетінше жазылған болып санала отырып, қорғауға жіберіледі.

☐ Осы жұмыстағы ұқсастықтар плагиат болып есептелмейді, бірақ олардың шамадан тыс көптігі еңбектің құндылығына және автордың ғылыми жұмысты өзі жазғанына қатысты күмән тудырады. Осыған байланысты ұқсастықтарды шектеу мақсатында жұмыс қайта өңдеуге жіберілсін.

☐ Еңбекте анықталған ұқсастықтар жосықсыз және плагиаттың белгілері болып саналады немесе мәтіндері қасақана бұрмаланып плагиат белгілері жасырылған. Осыған байланысты жұмыс қорғауға жіберілмейді.

Негіздеме:

30.05.2022
Күні

/Кафедра меңгерушісі



Протокол

о проверке на наличие неавторизованных заимствований (плагиата)

Автор: Жәдігер Төрехан Әмірханұлы

Соавтор (если имеется):

Тип работы: Магистерская диссертация

Название работы: Талшықты-оптикалық тарату жүйелеріндегі электро-оптикалық модуляторлардың спектрлік сипаттамаларын зерттеу және модельдеу

Научный руководитель: Аскар Абдыкадыров

Коэффициент Подобия 1: 1.4

Коэффициент Подобия 2: 0

Микропробелы: 0

Знаки из других алфавитов: 20

Интервалы: 0

Белые Знаки: 1

После проверки Отчета Подобия было сделано следующее заключение:

☒ Заимствования, выявленные в работе, является законным и не является плагиатом. Уровень подобия не превышает допустимого предела. Таким образом работа независима и принимается.

☐ Заимствование не является плагиатом, но превышено пороговое значение уровня подобия. Таким образом работа возвращается на доработку.

☐ Выявлены заимствования и плагиат или преднамеренные текстовые искажения (манипуляции), как предполагаемые попытки укрытия плагиата, которые делают работу противоречащей требованиям приложения 5 приказа 595 МОН РК, закону об авторских и смежных правах РК, а также кодексу этики и процедурам. Таким образом работа не принимается.

☐ Обоснование:

30.05.2022
Дата

 Маркеев С
проверяющий эксперт

Протокол

о проверке на наличие неавторизованных заимствований (плагиата)

Автор: Жәдігер Төрехан Әмірханұлы

Соавтор (если имеется):

Тип работы: Магистерская диссертация

Название работы: Талшықты-оптикалық тарату жүйелеріндегі электро-оптикалық модуляторлардың спектрлік сипаттамаларын зерттеу және модельдеу

Научный руководитель: Аскар Абдыкадыров

Коэффициент Подобия 1: 1.4

Коэффициент Подобия 2: 0

Микропробелы: 0

Знаки из других алфавитов: 20

Интервалы: 0

Белые Знаки: 1

После проверки Отчета Подобия было сделано следующее заключение:

☒ Заимствования, выявленные в работе, является законным и не является плагиатом. Уровень подобия не превышает допустимого предела. Таким образом работа независима и принимается.

☐ Заимствование не является плагиатом, но превышено пороговое значение уровня подобия. Таким образом работа возвращается на доработку.

☐ Выявлены заимствования и плагиат или преднамеренные текстовые искажения (манипуляции), как предполагаемые попытки укрытия плагиата, которые делают работу противоречащей требованиям приложения 5 приказа 595 МОН РК, закону об авторских и смежных правах РК, а также кодексу этики и процедурам. Таким образом работа не принимается.

☐ Обоснование:

30.05.2022
Дата

Заведующий кафедрой

