

Қ.И.Сәтбаев атындағы Қазақ ұлттық техникалық зерттеу университеті

ӘӨЖ 53.092: 539.16.04: 621.372.8

Қолжазба құқығында

ЮСУПОВА ГУЛЬБАХАР МАДРЕЙМОВНА

Телекоммуникациялық жүйелерде пайдалану үшін талшықтық-оптикалық
торды (немесе Брегг сүзгілері) өңдеу»,

6D071900 – Радиотехника, электроника және телекоммуникация

Философия докторы (PhD)

ғылыми дәрежесін алу үшін дайындалған диссертация

Ғылыми кеңесшілері:
техника ғылымдарының докторы,
профессор
Утепбергенов И.Т.
техника ғылымдарының докторы,
профессор П.Кисало

Қазақстан Республикасы
Алматы, 2017

МАЗМҰНЫ

	НОРМАТИВТІК СІЛТЕМЕЛЕР	4
	АНЫҚТАМАЛАР	5
	БЕЛГІЛЕУЛЕР МЕН ҚЫСҚАРТУЛАР	7
	КІРІСПЕ	9
1	ТЕЛЕКОММУНИКАЦИЯЛЫҚ ЖҮЙЕЛЕРДЕ ОПТИКАЛЫҚ ТАЛШЫҚТАРДЫҢ ҚҰРЫЛЫМЫН ЖАСАУДЫҢ ЖӘНЕ ПАЙДАЛАНУДЫҢ МӘСЕЛЕЛЕРІ МЕН ЖАҒДАЙЫ	13
1.1	Талшықтың құрылымы	13
1.2	Оптикалық талшықтардың типтері	17
1.3	Оптикалық талшықтағы жарықтың таралуын шектеу	20
1.3.1	Жұтудың әсері	20
1.3.2	Демпфирлеу және терезелерді жіберу	21
1.3.3	Сызықтық және сызықтық емес шашырап таралуының құбылысы	23
1.3.4	Талшықтың дисперсия құбылысының әсері	24
1.3.5	Поляризациялық дисперсия	30
1.4	Зерттеу бағытын негіздеу	32
	1 бөлім бойынша қорытынды	35
2	ТАЛШЫҚТЫ-ОПТИКАЛЫҚ БРЭГГ ТОРЛАРЫ НЕГІЗДЕ ДИСПЕРСИЯНЫ КОМПЕНСАЦИЯЛАУ ҮШІН МОДЕЛДЕУ ӘДІСІН ТАҢДАУДЫ НЕГІЗДЕУ	37
2.1	Оптикалық талшықтардың арнайы құрылымдары	38
2.2	Талшықты-оптикалық Брэгг торы (FBG)	44
2.2.1	Брэгг торының қағидалары	44
2.2.2	Брэгг торының қасиеті	45
2.2.3	Ауысу матрицасы (ТММ) негізінде моделдеу әдісін сипаттау	48
	2 бөлім бойынша қорытынды	54
3	ТАЛШЫҚТЫ БРЕГГ ТОРЛАРЫНЫҢ ТАРАТУ РЕЖИМДЕР ЗЕРТТЕУ ЖӘНЕ ОҢТАЙЛАНДЫРУ	56
3.1	Брегг торының талшығы үшін өткізу және шағылысу спектрлерінің өзгерісін моделдеу әдісі	56
3.2	Брегг торының аподизациясының оңтайлы профилін моделдеуді негіздеу	62
3.3	Брегга торының дисперсиясы мен шағылу коэффициентінің спектрлік оңтайландыруы және модельдеу	63
	3 бөлім бойынша қорытынды	88
4	ЖЫЛУЛЫҚ БАСҚАРУ НЕГІЗІНДЕ ТАЛШЫҚТЫ БРЕГГ ТОРЛАРЫНЫҢ КОММУТАЦИЯЛАНУ ЖЫЛДАМДЫҒЫН АРТТЫРУ ӘДІСІН ЗЕРТТЕУ	89
4.1	ВБР компонентін дайындау	89
4.2	Статистикалық тәжірибе	91
4.2	Температура тәуелділігінің өлшемі	92

4.3	Динамикалық тәжірибе	97
4.3.1	Тәжірибелік қондырғы	97
4.3.2	Нәтижесі мен талдауы	98
4.4	Сандық үлгілеу	106
	Төртінші бөлім бойынша қорытынды	113
	Қорытынды	115
	Пайдаланылған әдебиеттер тізімі	118
	Қосымша А	126
	Қосымша Б	127

НОРМАТИВТІ СІЛТЕМЕЛЕР

Бұл диссертациялық жұмыста келесі стандарттарға сілтемелер берілген:

ҚР МЖМБС 5.04.034 – 2011 «Қазақстан Республикасының Мемлекеттік жалпыға міндетті білім беру стандарты. Жоғары оқу орынан кейінгі білім. Докторантура». Негізгі ережелер /ҚР білім және ғылым министрімен бекітілген. «17» маусым 2011ж. № 261. Астана, 2011.

«Диссертацияларды және авторефераттарды рәсімдеу бойынша нұсқаулық», ҚР БҒМ, Жоғары аттестаттау комитеті. – Алматы, 2004.

МЕСТ 7.32–2001.– Ғылыми зерттеу жұмыстары туралы есеп. Рәсімдеудің ережесі мен құрылымы. – Астана, 2001.

МЕСТ 7.1–2003. Библиографиялық жазба. Библиографиялық сипаттама. Құрастырудың жалпы талаптары мен заңдылығы.

ҚР СТ 34.007-2002. Ақпараттық технология. Телекоммуникациялық желілер. Негізгі терминдер мен анықтаулар.

АНЫҚТАМАЛАР

Талшық - оптикалық байланыс желісі (ТОБЖ) – ұл мәлімет оптикалық диэлектрикалық толқынсумен берілетін беріліс жүйесінің бір түрі, бұл «оптикалық талшық» деген атпен белгілі.

Талшықты - оптикалық желі (ТОЖ) – бұл элементтерді торап арасында байланыстыратын талшық-оптикалық желі байланысы болатын мәлімет желісі.

Оптикалық кабель (ОК) деп – жалпы қабыршаққа бекітілген эксплуатация жағдайына қарап үстіне қорғаулы қабыршақпен жамылған кабельді бұйым

Оптикалық талшық (ОТ) – мәліметтің немесе ақпараттың берілуі үшін қажет физикалық орта жарықтық сигналдарды жеткізуге пайдаланылатын мөлдір материалдан жасалған жіп.

Дисперсия – бұл оптикалық сигналды құрайтын спектралды және модалық түрінің уақытында шашырауы

Модалы дисперсия - көп модалы талшыққа тән және модалардың санының көптігіне негізделген. Олардың таралу уақыты әртүрлі.

Материалды дисперсия - сыну көрсеткішінің толқын ұзындығына тәуелділігімен шартталған.

Толқынарналық дисперсия – моданың ішіндегі процесстерге негізделген және моданың таралу жылдамдығының толқын ұзындығына тәуелділігімен сипатталады. Жарық диоды немесе лазер толқын ұзындықтарының кейбір спектрін сәулелендіреді, ал дисперсия талшық бойымен таралу кезінде импульстердің кеңеюіне алып келеді және сигналдың бұрмалануын тудырады.

Оптикалық талшықта таралатын жарықтың сәулесін мода қабаты деп атайды.

Егер жарық жиілігінің өзгеріссіз шашырауы, көбіне жарықтың толқын ұзындығына қарағанда сызықтық мөлшерлері кіші болса, онда оны Рэлей шашырауы деп атайды. Осыдан айырмасы, егер толқын ұзындығымен салыстырылатын бөлшектердің мөлшерлері үлкен болса, онда оны Mie'a шашырауы дейді.

Еріксіз сызықты емес шашыраудың ең негізгі түрі Бриллюэн және комбинациялық шашырау болып табылады.

Көпжүрісті талшықтарда жарықтың бір түсін ғана жіберетін қабаттарда модалық дисперсия D_{mod} болады.

Талшықты-оптикалық Брэгг торы (ағылшын.: Fiber Bragg Grating - FBG) – талшық өзекшесінің ішінде тікелей ультракүлгін түсті (УФ) сәулеленген голографиялық тор.

Ауытқыған дисперсиясы бар талшық (анг.: Dispersion shifted fiber - DSF).

Жарық дисперсиялық сипаты бар талшық (анг.: Dispersion flattened fiber - DFF).

Ауытқыған дисперсияның нөлдік емес мәні бар талшық (анг.: Non-Zero Dispersion Shifted Fiber - NZDSF).

Компенсацияланатын талшық (анг.: Dispersion compensatory fiber - DCF).

Талшықты Брэгг торы (ТБТ) оптикалық талшық (ОТ) учаскесін білдіреді, мұның өзегінде сыну көрсеткіші (СК) бойлық бағытта жиі мерзімді өзгеріп тұрады.

Тор аподизациясы деп, тордағы ұзындығы бойынша жүргізілетін сыну көрсеткішінің модуляция амплитудасы бірқалыпты өзгеріп тұратынын айтуға болады.

БЕЛГІЛЕУЛЕР МЕН ҚЫСҚАРТУЛАР

- a – брэгг торын апподизациялаудың гауссов кескіні параметрінің ені
 A – сезгіштік коэффициенттер матрицасы
 $A(z)$ – талшықтың бойлық осіндегі функцияның көлденең қимасының ауданы
 $A_{we,wy}$ – біркелкі тордағы оң бағытта таралатын мода амплитудасы
 a_{λ} – ұлғаятын талшықтың температуралық коэффициенті
 a_n – термо-оптикалық коэффициент
 b – өлшем векторы
 B – екі сәулеге сынған талшық
 $B_{we,wy}$ – біркелкі тордағы теріс бағытта таралатын мода амплитудасы
 βn – приближение параметра в методе сопряженных градиентов
 D – анықтауыш
 σ – Брэгг толқыны ұзындығынан бөлінетін параметр
 σ_{eff} – сынудың тиімді көрсеткіш амплитудасының өзгеруі
 σ_{nl} – жарықтық бөгет
 ΔRR – қателердің сызықсыздығы
 $\Delta FWHM$ – спектрлер сипаттамасының жарты енін өзгеруі
 Δl – ұзындық өзгерісі
 $\Delta(\Delta\gamma_B)_{MAX}$ – өлшеу негізінде құрылған тура сызық пен регрессия сызығы арасындағы абсолюттік айырымының ең үлкен мәні
 ΔT – температура өзгерісі
 E – Юнга модулі
 ε – ұлғаюы
 $\|f\|_{L^P}$ – L^P кеңістіктегі норма
 F – күші
 F_x, F_y – x және y осіндегі күш құрауыштары
 $FWHM$ – спектрлік сипаттаманың жарты ені
 ϕ_r, ϕ_t – Брэгг торының шағылысу және өткізу фазасы
 g – ауырлық күшінің үдеуі
 $g(z)$ – Брэгг торының апподизация функциясы
 I – инерция уақыты
 k_e, k_r – оптоталшықты Брэгг торының кернеу мен температураға салыстырмалы сезгіштік коэффициенті
 $K_{\varepsilon,KT}$ – ауытқуға сезгіштігі, Брэгг торының температурасы
 K_{ac} – брэгг торының айнымалы сынық қосылу қатынасы компоненті
 l – ұзындығы
 l_0 – бастапқы ұзындық
 L_{PMF}, L_{LPG} – ұзақмерзімді брэгг торының жалғанған поляризация талшығының ұзындығы
 α_B – Брэгг толқынның ұзындығы
 α_{IFP} – Фабри-Перо резонанстық интерферометр толқынның ұзындығы
 α_{rez} – толқынның резонанстық ұзындығы (мысалы, тор спектрі немесе келешектегі тор спектрі)

Λ – Брэгг торының периоды
 Λx_n - үйлестіру бағыты
 M – айналу уақыты
 n_{eff} - сынықтың тиімді көрсеткіші
 P_e - оптосерпімді фактор
 $P(\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_N)$ – өткізу спектрінің датчигі
 Q - салмақ
 R – Брэгг торының шағылысу коэффициенті
 $\hat{o}$ - стресс
 Σ – метрлік кеңістік
 T - температура
 $[T_C]$ – матрица бергішінің ауысуы
 θ – тор кезеңінің жазықтық бұрышы
 x - алғашқы вектор
 z – талшықтың бойлық осі

КІРІСПЕ

Зерттеу тақырыбының өзектілігі. Мемлекеттік бағдарламаның «Ақпараттық Қазақстан - 2020» негізгі міндеттері мыналар болып табылады: қоғамның әлеуметтік-экономикалық және мәдени дамуы үшін қол жетімді инновациялық және ақпараттық-коммуникациялық инфрақұрылым мен ақпараттық ортаны құру. Бүкіл әлем бойынша интернетке жоғары жылдамдықта қатынауды, төртінші буынды мобильді дамуын (4G) және электрондық қызметтерді енгізуді қамтамасыз ету сияқты стратегиялық міндеттер қамтылған.

Тиісінше, өзара байланысқан ақпараттық, компьютерлік және телекоммуникациялық технологиялар кешенінің сенімді және сапалы жұмысын қамтамасыз ету қажет. Телекоммуникацияның орта және алыс қашықтығына мәліметтерді жеткізудің заманауи негізгі ортасы оптикалық талшық болып табылады. Таратудың өзіндік бірегей қасиеттерінің, бөгетке және қорғауға төзімділігінің, сондай-ақ салыстырмалы қолжетімді бағасының арқасында, ескіруге өте жақсы беріктігі мен төзімділігі сияқты қасиеттеріне байланысты, ол өмірдің көптеген салаларда қолданылады. Дегенмен, оптикалық талшық арқылы тез және шығынсыз деректерді алмастыруда бірқатар қиындықтарға тап болады. Оларға жататындар: өшу, сіну, сызықты және бейсызықты шашырау және дисперсияға жататын талшықты өткізу жолағын ұлғайту мүмкіндігін шектеу.

Оптикалық талшықты пайдалану сипаттамасының мәселелеріне және оларды жақсартуға елеулі үлес қосқан зерттеушілер бар, олар: Лемэр, Аткинс және Мизрахи, Варжель С. В., Васильев С. А., Колдунов М. Ф., Войцех В., Ероньян М. А., Яворский М., Кисала П., Кнайп Х. және Маргулис В., Фокайн М., Пауль Ж., Шермин А. Шер-Хана и Мэриленд. С. Ислам, Якубова М.З. және т.б.

Алайда, телекоммуникациялық жүйелерде қолданылатын Брэгг талшықтары торларының жобалау ерекшеліктерімен тікелей байланысты, олардың сипаттамаларының ықтимал шегіне жетпегендігі және аяғына дейін шешілмегендігі белгілі болып отыр.

Жоғарыда айтылғандарды ескере отырып, талшықты Брэгг тор негізінде таратудың қозғалысы мен орта қасиеттерінің принциптерін ескере отырып, оптикалық сигналды басқару арқылы тарату мен коммутация мүмкіндіктерін жақсарту және арттыруға арналған осы жұмыстың тақырыбы өзекті болып табылады.

Диссертациялық жұмыстың мақсаты. Диссертациялық жұмыстың мақсаты. Брэгг талшықты оптикалық торларының жіберу тәртіптерін және құрылымдық қасиеттерін оңтайландыруды зерттеу негізінде опто талшықты коммуникациялық жүйелердің пайдалану сипаттамаларын арттыру.

Міндеттері:

1. Телекоммуникациялық жүйелерде қолданылатын Брэгг опто талшықты торының режимдері мен құрылымдық ерекшеліктеріне қатысты талшықты-

оптикалық желілерде бөгеуілдер мен бұрмаланулардың пайда болу себептерін және де оларды компенсациялау тәсілдерін келтіру және талдау;

2. Оптоталшықты Брэгг торының математикалық моделін негіздеп, талшықты-оптикалық Брегг торында дисперсияның компенсациялануын визуалдауға арналған модельдеу әдісін ұсыну қажет;

3. Тұрғызылған моделді қолдана отырып имитациялық моделдеу негізінде Брегг торының тарату қабілетінің оңтайлы режимдерін анықтау;

4. Жылу арқылы басқару негізінде талшықты брегг торының коммутациялау жылдамдығын арттыратын құрылымдық әдісті жетілдіру

Зерттеу пәні, Брэгг торының құрылымдық қасиеттерімен байланысты болатын, қолданыстағы сипаттамалар болып табылады.

Зерттеу әдістері.

Зерттеу барысында сигналдар теориясының классикалық және арнайы әдістері пайдалануы. ТОБЖ -да жарық сигналдарын тарату үдерістерін бақылау және үлгілеу. Тәжірибе жүргізу және жұмыс барысында алынған тәжірибелік мәліметтердің, теориялық нәтижелердің математикалық өңделуі Matlab ортасында жүзеге асырылады.

Қорғауға шығарылатын зерттеудің ғылыми жаңалығы және негізгі ережелері.

Бұл жұмыста:

- дисперсия өтемін қамтамасыз ететін, тиісті тор параметрлерінің таңдауы негізінде Брэгг торларын үлгілеу әдісі ұсынылған;

- талшықты Брэгг торы негізінде дисперсия теңгермелерінің сипаттамаларына талшықты Брэгг торларының аподизация параметрлерінің әсері табылды;

- дисперсия мен шағылысу қабілеттілігінің ең үлкен мәні үшін олардың оңтайлы режимдерінен алынған Брэгг торының спектрлік сипаттамаларының әсері туралы және дифракциялық тиімділігі туралы сандық ақпарат алу үшін режимдерді үйлестіру әдістерін ғылыми дәлелденген түрде қолдану.

- олардың құрылымдық сипаттамаларын оңтайландыру негізінде талшықты Брэгг тор коммутациялық жылдамдығын арттыру әдісін жетілдіру мүмкіндігін көрсетті және наносекунд ауқымы үшін қажетті мәндері алынды.

Диссертация құрылымы мен көлемі. Диссертациялық жұмыс кіріспеден, төрт бөлімнен, қорытындыдан, 98 атауды пайдаланған әдебиеттер тізімінен тұрады, 120 беттен, 88 сурет және 6 кестеден тұрады.

Бірінші тарауда ОТБЖ-дың негізі болатын және қазіргі заманғы телекоммуникациялық жүйелерде қолданылатын талшықты-оптиканы тарататын қағидалар мен құрылымдық ерекшеліктер қарастырылған.

Талшықты-оптикалық деректердің таратылуын сипаттайтын, басты көрсеткіш болып табылатын, НА талшығының сандық аппаратурасының есептеу формуласы берілген. Ол насихаттау ортасындағы жылдамдығының айнымалысы аталған орта түріне аударудың негізгі кедергісі болып табылады деп көрсетілген.

Тарату уақытының түрлі режимдерін жою әрекеттері, ақпарат кодаланған, таратылатын жарық импульстарін бұрмалайтын болады.

Нәтижесінде, бұл импульстердің қабаттасуына әкелуі мүмкін, ол таратылатын сигналдың логикасының өзгеруіне алып келеді, яғни оптикалық

талшықтардағы эффектiлерге ол модальды дисперсия деп аталған өзгеріске әкеледі.

Модальды дисперсияның әсерін азайтуға талшықты градиент енгізіледі, негізгі сыну индексі үшін талшықты осітен қашықтықты азайтады, онда өте жұқа өзегі бар оптикалық талшық үшін ең жақсы нәтижелер алынған.

Сондай-ақ бөлімде, қойылған мақсатқа жету үшін, талшықты дисперсия мәселесіне ерекше назар аудара отырып, оптикалық талшықтардың жарыққа таралуының негізгі шектеулері сипатталады. Жүргізілген талдаулар негізінде диссертациялық зерттеудің мақсаты мен міндеттері тұжырымдалды.

Екінші бөлім таңдалған дисперсия өтемінің әдістерін талдауға арналған. Талшықты-оптикалық желілердегі сигналдарды таратудың көп бұрмалануына және қиындықтарына жүйелі түрде зерттеулер жүргізілді және хроматикалық дисперсия әсерін жоюдың негізгі жолы Брэгг торлы деп аталатын, талшықты дисперсия және сүзгі жиілігі өзгертілген сипаттамалары бар арнаулы жобалық пайдалану болып табылады. Тордың толқын ұзындығы және ұзындық функциясы ретінде тордың шағылу қасиеттерінің аналитикалық сипаттамасымен бірге Брэгг оптикалық талшықты торлардың қасиеттері және жұмыс істеу принципі көрсетілген.

Бөлімде, сондай-ақ екі Брэгг талшықты-оптикалық тормен үлгілеуге арналған оптикалық талшықты өзегінде толқынды тарату үшін тордың екі есептеуіш жолағын енгізетін модс байланысты теориясының матрица әдісі сипатталған.

MATLAB әзірлемесіндегі Брэгг торларының үлгісі болып табылатын L ұзындығы бойымен мерзімді тербелісі бар бірыңғай торлар үшін таралатын электр өріс амплитудасының арасындағы қарым-қатынасты сипаттайтын 2×2 көшу матрицасы көрсетілген. (MMT) аударым матрицасының әдісін пайдалану арқылы торлы ұзындық және талшықты өзегінің сыну көрсеткішінің жергілікті өзгерістерінің Брэгг торларының спектрлік шағылысу қасиеттерінің сипаттамаларына тәуелділігі көрсетілген.

Үшінші тарауда дифракциялық тиімділігі туралы сандық ақпарат алу және оның брэгг торларының спектрлік сипаттамалары әсері үшін режимдердің үйлесімділік әдісі қолданылған. Брэгг торларының талшық құрылымында жарық таралуының математикалық талдау нәтижелері импульс уақытының бақылау мәндерінің кеңейту мүмкіндігін анық көрсетеді.

Нәтижелер, талшықты Брэгг торларының аподизациясының тиісті параметрлерін таңдау арқылы талшықты-оптикалық желінің дисперсиялық қабығын дәл бақылауға болатынын көрсетеді. Есеп айырысулар және MATLAB-ға салынған желілер модельдері Брэгг торларының көмегімен хроматикалық дисперсия өтемінің әдістерін талдау үшін пайдаланылды.

Бұл дегеніміз брэгг торларын белгілі бір жағдайларда құрған кезде, желі орналасқан оптикалық талшық арқылы өткеннен кейін импульс кеңейту уақытын бақылауға болатыны дәлелденді.

Сонымен қатар, торлар үшін ең қолайлы параметрлер мен аподизация профилінің оңтайлы параметрін орнату, гаусс профиліне қарағанда аподизирленген синустық профилі мен брэгг дифракциялық торлардың өтемінің қасиеттерін жақсартатыны көрсетілген.

Төртінші тарау, жарық өткізгішінде таратылатын электрмен басқарылатын жарықтың мүмкіндігі бар талшықтың арнайы құрылымына арналған. Брэгг торлары, мұндай талшықтарда жазылған, кристалдағы қуыс бағытына параллель және перпендикуляр поляризация кезінде жарық пен сыналатын кристаллдың сынуын қадағалап отыратын тамаша құрал болып табылады.

Бұл тарауда, қосымша тесіктері бар ішкі электродтардың талшықтарында жазылған ұзындығы 4-см екі аподизирленген Брэгг торы Хемминг зерттелген, металл электродтардың матрицасының квази жылдам кеңейтуін туғызатын токтың наносекундты жоғары импульсі сипатталады.

Талшықтың екі сәуле сынуының ұлғаюы және сыналатын торда жауап беру уақытын -29 нс қол жеткізе отырып, талшықтардың толық іске қосуы-өшірілуі және өшіріп-қосу коммутациясы көрсетілген. Көрсетілген ұлғайтға қол жеткізу үшін Эксперименттік нәтижелерді растайдтын сандық үлгелеу жүргізілді. Сондай-ақ, қозу кристаллының электр импульстарынсыз кристалл торларының сипаттамаларына тәуелділік температурасы алынған.

1. ТЕЛЕКОММУНИКАЦИЯЛЫҚ ЖҮЙЕЛЕРДЕГІ ОПТО ТАЛШЫҚТАРДЫ ҚҰРАСТЫРУ ЖӘНЕ ПАЙДАЛАНУДАҒЫ ҚАЗІРГІ КҮЙІ ЖӘНЕ ПРОБЛЕМАЛАРЫ

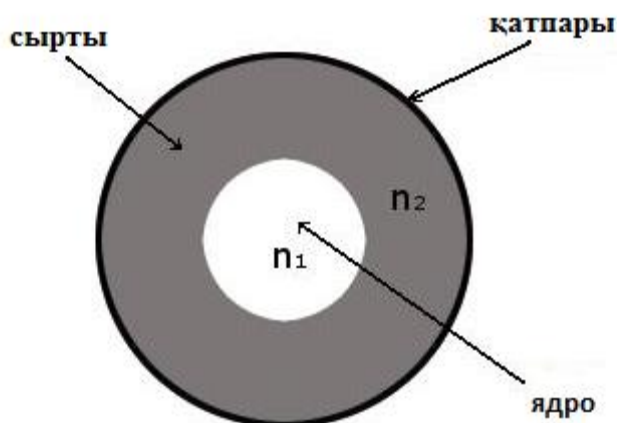
Қазіргі уақытта Қазақстанда телекоммуникация құралдары серпінді және тұрақты дамуда. Бұл саланың келешекте дамуы «Ақпараттық Қазақстан 2020» мемлекеттік бағдарламасының жүзеге асырылуына байланысты, мұнда қазақстандық қоғамның заманауи инфрақұрылымын орнықтыруға арналған ең басымды мәселелердің бірі болып табылады. Осыған байланысты талшықты-оптикалық байланыс жүйесін (ТОБЖ) техникалық пайдаланудың және сенімділігі мәселесі маңызды болып тұр.

Бұл тарауда ТОБЖ-ның негізі болатын оптикалық талшықтың құрылымын жасау мәселесі қарастырылған. Жүйенің сенімділік сипатына әсер ететін негізгі параметрлер келтірілген және сипатталған.

1.1 Оптикалық талшық құрылымының ерекшеліктері

Оптикалық талшық көрінетін және жақын инфрақызыл толқын аумағында, жақын ультракүлгін аумағында жарықты таратуға арналған құрылым болып табылады. Телекоммуникация саласында оптикалық талшықты, әсіресе дөңгелек көлденең қимасы бар диэлектрлік талшық ретінде пайдаланады, әдетте, ол жарықты жұтудың коэффициенті аз, пластик, шыны, кремниймен сипатталынады. Талшық жасалатын материал мөлдір болу керек екені өте маңызды, өйткені ол таратудың өткізу қабілетіне әсер етеді.

Оптикалық талшықтың жүрекшесі мен қабықшасы болады, жүрекшесінің n_1 сыну көрсеткіші рефракциялық өзгерістердің n_2 индексіне қарағанда үлкен болады, әдетте, айырмашылығы 1% кем емес [31]. Кейде жүрекшесі көптеген талшықтардан тұрады. Олардың барлығы сыртқы бөгеттерден және бүлінуден қорғайтын акрилмен қапталған (1.1 сурет).



Сурет 1.1 – Көлденең қимадағы оптикалық талшықтың құрылымы

Әр талшық үшін қармауының максималды бұрышы бар φ_{max} , мұнда келіп түсетін жарықтық сәуле белсенді аумаққа таралады да қабына өтпейді, яғни қысылып басылып қалады. $n_1 > n_2$ шарты орындалған кезде толық ішкі шағылысулар болғанда, талшық жұмысының негізі орындалды деуге болады.

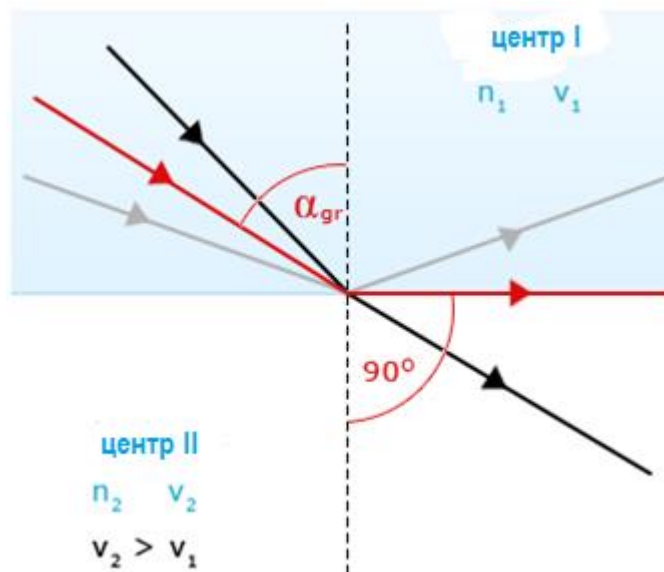
Жүрекшесі мен қабықшалары сыну көрсеткіштерінің айырмашылығын өндірісте қолданылатын материалдарды қоспалау арқылы алады. Сыну көрсеткішін арттыруға келтіретін жиі қолданылатын қоспалардың бірі GeO_2 (диоксид германий) болып табылады. Сондай-ақ фосфор, алюминий және хлор пайдаланады. Бірақ бормен немесе фтормен араластырса сыну көрсеткіші төмендейді.

Оптикалық талшықтағы жарықтық толқынды меңгеру үшін оптика заңдарының бірін – толық ішкі шағылысу заңын жетік түсіну керек [31]. Түрлі тығыздықты мөлдір екі ортаға түсетін жарық шағылысқан сәулеге түседі де сынады, ал екінші ортаға келіп түсетін сәуле сол жерде шашырайды. Екінші ортадағы радиустың бағыты алғашқыдан айырмашылығы бар, себебі, сәуле 0° бұрышына, яғни ортаның көлденең шегіне келіп түседі немесе жарықтың таралу жылдамдығы екі ортада біркелкі болады. α шабуылының бұрышы деп түсетін

сәуле шоғы мен нормалдың бағытынан пайда болатын бұрышты айтады, ал δ сыну бұрышын нормалдан сыну бұрышының бағытын құрайтын бұрыш ретінде анықтайды [28]. Екі ортадағы деректерді өңдеуге арналған түсу бұрышы синусының сыну бұрышы синусына қатынасы, осы екі ортадағы жарықтың жылдамдығына тең бекітілген шаманы айтуға болады және ортадағы екіншісінің біріншісіне сынған салыстырмалы көрсеткіші болып табылады:

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{v_1}{v_2} = n_{2/1}, \quad (1.1)$$

мұндағы: $\sin\alpha$ - алғашқы ортадағы нормальмен ажыратылатын сәуле шегінің бұрышы, $\sin\beta$ - екінші ортадағы нормальмен ажыратылатын сәуле шегінің бұрышы, v_1 - бірінші ортадағы жарық шоғының алшақтау жылдамдығы, v_2 - екінші ортадағы жарық шоғының алшақтау жылдамдығы, $n_{2/1}$ - екінші ортаның біріншісіне қатысты сыну көрсеткіші.



Сурет 1.2 – Екі орта арасында өтетін жарық сәуленің оптикалық бағыты [26]

Кез келген орта мен вакуум шекарасындағы сыну көрсеткішін сынған ортаның көрсеткіші деп атайды да n белгісімен және келесі формуламен белгілейді:

$$n = \frac{v}{c}, \quad (1.2)$$

мұндағы: c – вакуумдағы жарық жылдамдығы, ал v – осы ортадағы таралатын жарық жылдамдығы.

Вакуумдағы сыну көрсеткіші 1-ге тең екенін формуладан көруге болады, себебі сол уақытта ортадағы жарық жылдамдығы вакуумдағы жарық жылдамдығынан айтарлықтай төмен, яғни сыну көрсеткіші жоғары. Егер екі ортаның біреуі де вакуум болмаса, сынудың бірінші ортаға қатысты салыстырмалы көрсеткіші екі ортадағы сынудың көрсеткіші қатынасына тең және келесі формуламен анықталады:

$$n_{2/1} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (1.3)$$

I ортада v_1 шоқ жылдамдығы v_2 жарықтық шоқ жылдамдығынан жоғары болған жағдайда, II ортадағы β түсу (сыну) бұрышы n түсу (сыну) көрсеткішінің формуласына сәйкес α сыну бұрышынан жоғары болады. Егер белгілі бір бұрышта сыну болған жағдайда сыну бұрышы 90 градусқа тең болады, мұнда сыну бұрышының α_{gr} шегі туралы айтуға болады (1.2 сурет). Сонда:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{\sin \alpha_{gr}}{\sin 90^\circ} = \frac{\sin \alpha}{1} = \sin \alpha_{gr}, \quad (1.4)$$

яғни:

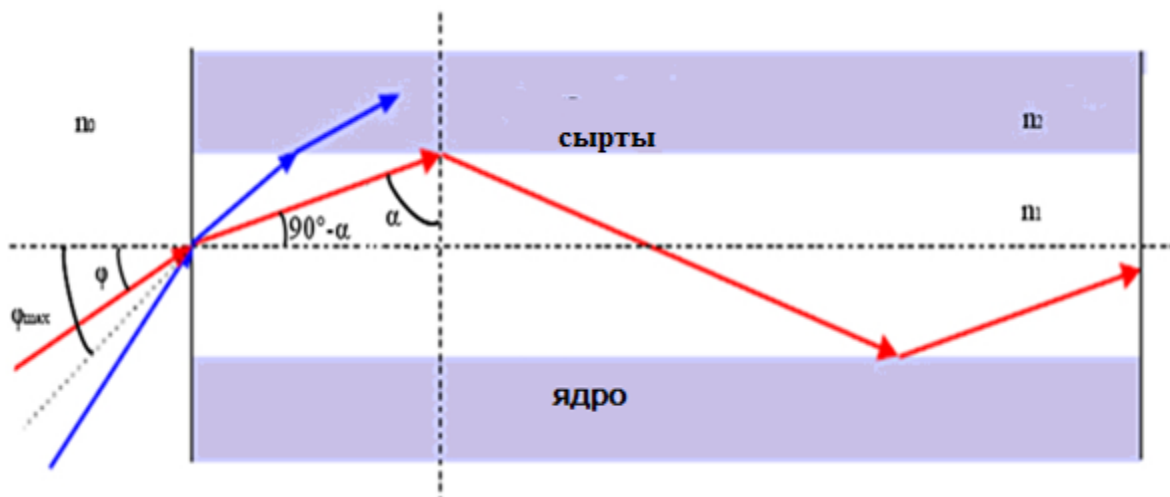
$$\sin \alpha_{gr} = \frac{n_2}{n_1}, \quad (1.5)$$

және α_{gr} аумалы (критикалық) бұрышы келесідей:

$$\alpha_{gr} = \arcsin \frac{n_2}{n_1}. \quad (1.6)$$

Тек сыну бұрышы үшін үлкен аумалы бұрышы α_{gr} жүрекше - қабықша шегінде жарықтық сәуле шағылысуы пайда болады, ол қабықшадан өтпейді. Бұл құбылысты толық ішкі шағылысуы деп атайды, тек осындай жағдайда оптикалық талшықта ақпарат немесе сигнал жіберіледі.

Талшықтағы жарықтың таралуы жарық көзінен алдыңғы жағынан сәулелену арқылы жүзеге асырылады. Жүрекшеге тек сәуленің бір бөлігі ғана түседі, өйткені толық ішкі шағылысу шарты бойынша жарық сәулесі талшыққа φ бұрышына дұрыс түсу керек, ол вакуум-жүрекше шекарасында шағылыспайды және жүрекше-қабықша шекарасында толық ішкі шағылысу болады.



Сурет 1.3 - Оптикалық талшыққа жіберілетін жарық шоғының бұрышы
Бойлық қимадағы шағылысу [27]

Қармаудың φ_{max} максималды бұрышына қарағанда, кірістегі талшық бұрышының өсіне қатынасы бойынша үлкен жарық сәулесі сөніп жатқан қабықшаға өтуі мүмкін. Бірақ тең немесе кіші сәулелер үшін оптикалық талшықта толық ішкі шағылысу болады. Егер жарық шоғы φ кіші бұрышында сәйкесті түрде енгізілсе, Снеллиус заңдылығына сай α үлкен болып (1.3-сурет), онда ол талшық ішіндегі қабырғаларында толық шағылысады да жарық дұрыс таралады. Бұл жағдайда φ бұрышы Снеллиус заңдылығымен есептеледі:

$$n_0 \sin \varphi = n_1 \sin(90^\circ - \alpha). \quad (1.7)$$

Егер φ кірісінің бұрышы тым үлкен болса, сәуле қабықшаға өтеді, дисперсия болады және ол сөніп қалады. Максималды φ_{max} бұрышы α_{gr} байланысты және Снеллиус заңдылығымен есептеледі. Талшықтың сандық апертурасы NA деп аталатын талшық белгісінің әр мәні үшін φ_{max} бұрышының синусы келесі түрде анықталады:

$$NA \equiv \sin \varphi_{max} = \frac{n_1}{n_0} \sin(90^\circ - \alpha_{gr}) = n_1 \cos \alpha_{gr} = n_1 \sqrt{1 - \sin^2 \alpha_{gr}} = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}. \quad (1.8)$$

Сандық апертураның әдеттегі мәні 0,1-ден 0,4-ке дейінгі ауқымда болады. Мысалы, градиентті кварцты талшықтағы $NA = 0,208$ ($\varphi_{max} = 12^\circ$) бірмодалы талшық $NA = 0,11$ ($\varphi_{max} = 6,5^\circ$) үшін кварцты талшықты көпмодалы лодыжка $NA = 0,242$ ($\varphi_{max} = 14^\circ$). НС үлкен, яғни кіретін жарық сәулесінің максималды бұрышы үлкен болса, оның оптикалық талшыққа кіретін саны да көп болады. Сондықтан бірмодалы талшық үшін аз ғана жарық пайдаланылуы мүмкін, бірақ ұзын желілерде де жарық жинағыш шығындары азаяды.

Сонымен талшықтың сандық апертурасы NA оптикалық талшықта деректердің таралуын сипаттайтын негізгі көрсеткіші болып табылады. Қосымшаға қатысты таратудың ең үлкен өткізу жолағы сұранысы (демек, ең кіші дисперсия болатын сигналдың ең аз бұрмалануы) мен ең үлкен таратылатын қуаты арасындағы атмосфералы немесе лайықты компромиссті барынша көбейтуге тырысады.

1.2 Оптикалық талшықтардың түрі (типi)

Оптикалық талшықта таралатын жарықтың сәулесін мода қабаты деп атайды. Мода талшықтағы таралатын толқынның бұрышына сәйкес электромагниттік өрістің таралуы болып табылады. Мода оптикалық талшықтың ортасын құрайтын шектерде көп рет тербелетін жазық электромагниттік толқындардың өзара интерференциясының нәтижесі ретінде түсіндіріледі. Жекеленген модалардың Максвелл теңдеуін немесе орталардың шекарасындағы электр және магниттік өріске салынатын шекаралық шарттарға сәйкес нәтиже беретін толқындық теңдеулерді шешу арқылы өрістің таралуы ретінде математикалық түсініктемесі болады. Талшықтағы толқындық теңдеулерді шешудің саны шексіз, бірақ солардың тек соңғы саны өткен қашықтағы өріс жойылмай-ақ, талшық бойында таралатын толқындарға сәйкес келеді. Атап айтқанда, осы шешімдерді мода деп атайды, және олардың әрқайсысының тарату

жылдамдығы, толқын жиілігі мен ұзындығы, ортадағы электромагниттік өрістің көлденең таралуы сияқты түрлі қасиеттері бар.

Талшықты таралатын M режимінің саны оның формасын және сандық апертурасын анықтайды [26]. Олардың саны өзекше радиусы мен толқын ұзындығының λ_0 қатынасына байланысты, V параметрін енгізейік, сондай-ақ оны нормаланған жиілік деп атайды:

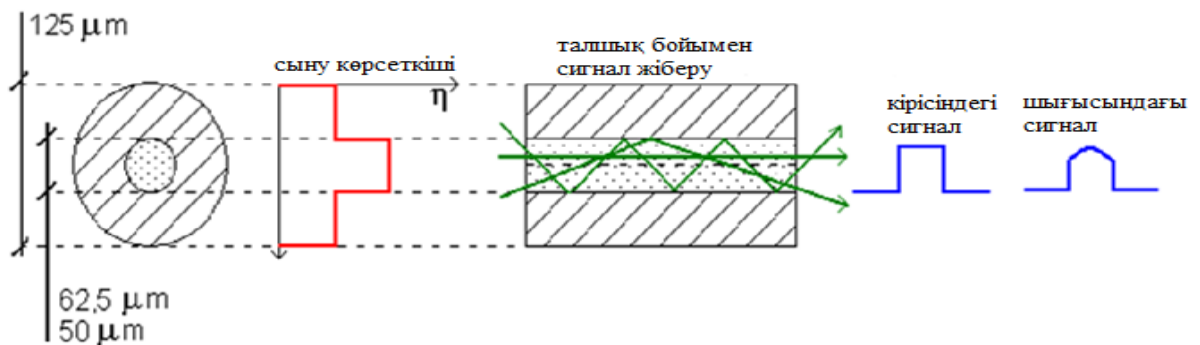
$$V = \frac{2\pi a}{\lambda_0} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \cong \frac{2\pi a}{\lambda_0} n_1 \sqrt{2\Delta}. \quad (1.9)$$

Талшық тарату режимінің біреуін ғана жіберсе, оны бірмодалы, егер олардың саны көп болса, көпмодалы деп атайды. Көпмодалы талшықта бірнеше немесе жүздеген мода бір уақытта таралуы мүмкін. Бірмодалы талшық таралатын жеке модаларды талшық осының бойында жібере алады. Бірмодалы талшықтың диаметрі бірнеше микрометрді құрайды, ал көпмодалы – Максвелл теңдеуінің шектелген шартын орындау үшін бірнеше ондаған немесе одан да көп болуы мүмкін. Берілген толқын ұзындығындағы бірмодалы деп аталатын оптикалық талшық сол толқын ұзындығынан айтарлықтай қысқа болады.

Көпмодалы оптикалық талшықтар жарық сәулесінің таралу жолына байланысты секірістер мен градиенттерге бөлінеді. Тобыққап буынының талшығы (1.4-сурет), таралатын мода саны келесідей:

$$M \cong \frac{V^2}{2}. \quad (1.10)$$

Әдетте, түрлі модалардың әртүрлі тарату константалары (тұрақты шамасы) бар. Төменгі модалар тез таралады, өйткені жүрекше-қабықша шекарасында көрінуі мүмкін. Алдымен жоғары реттегі режимдер шекарада жиі көрінеді, сондықтан олар жайырақ таратылады. Тарату модасының айнымалы жылдамдығы осындай ортада ақпаратты жіберудің негізгі кедергісі болып табылады. Тарату уақытының түрлі режимдерін жою үшін кодаланған ақпарат арқылы таратылатын жарық импульстері болуы мүмкін.



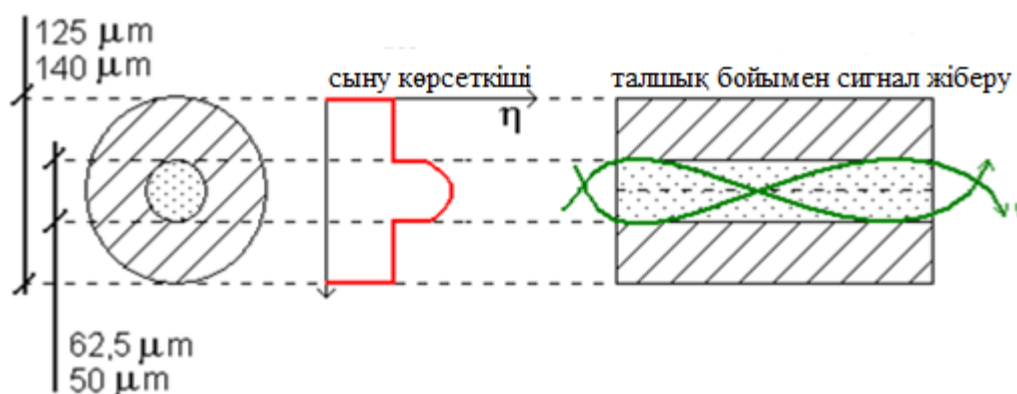
Сурет 1.4 – Лодыжка талшығында моданы тарату әдісі [28]

Нәтижесінде импульстерді салуға тура келеді, ол таралатын сигналдың логика өзгерісіне әкеледі. Егер осылай болса, оптикалық талшықтағы әсерді модалдық дисперсия деп атайды [28].

Модалдық дисперсия әсерін азайту үшін талшық градиенті енгізіледі (1.5-сурет), мұнда өзекшенің сыну көрсеткіші талшық өсіндегі қашықтықпен азаяды. Бұл сәулежол өзекшесіне ретімен қабаттау арқылы жүзеге асырылады. Сыртқы қабатының сыну көрсеткіші төмен болады, осыған қатысты жарық тез таралады. Бірақ бұл мода санын екі есе кішірейтеді, олар келесідей таралуы мүмкін:

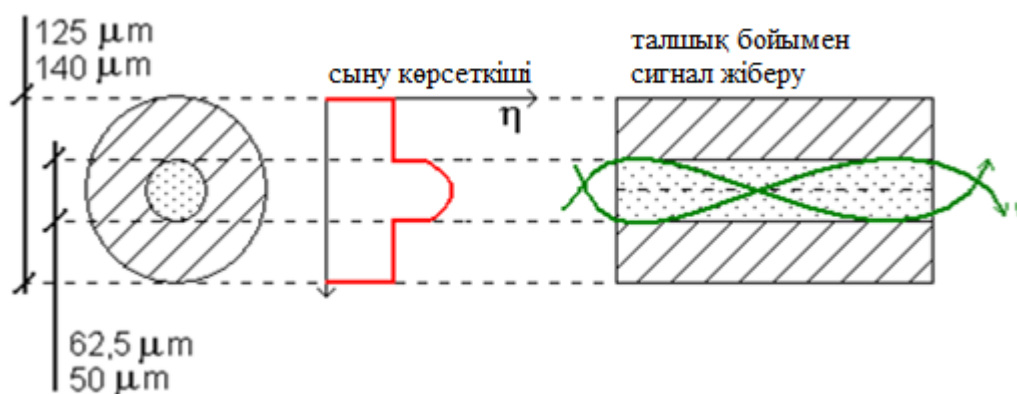
$$M \cong \frac{V^2}{4}. \quad (1.11)$$

Осы типті оптикалық талшықтың сыну көрсеткішін жиі өзгерте тұрып, түрлі модалардың таралу жылдамдықтары бірдей болады және модалдық дисперсияны кішірейтетін, әртүрлі жолда тарату режимдеріне қажетті геометриялық тәсілмен теңелтеді.



Сурет 1.5 – Талшық градиентінде моданы тарату әдісі [28]

Көпмодалы талшықтың ерекше шарты – бірмодалы талшық (1.6 сурет), өзекше диаметрі жарықтың толқын ұзындығына сай келеді. Нәтижесінде өзекше қалыңдығы бірнеше микрон болады. Қабықша диаметрі Максвелл теңдеуінің шартын орындау үшін өзекше диаметрінен 10 есе асады [1]. Оптикалық талшықта жарық сәулесі талшық өсіне параллель, яғни ең қысқа жолмен жіберілсе, онда оптикалық талшықтың осындай түрі үлкен қашықтарға оптикалық байланыстыруға келеді, өйткені сигналды 100 км дейінгі қашықтыққа қиналмай таратуға болады.



Сурет 1.6 – Бірмодалы талшықта тарату режимінің әдісі [28]

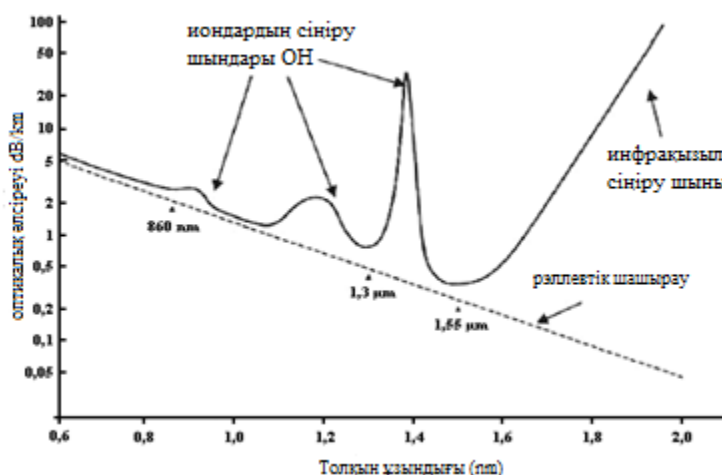
Өте нәзік өзекшесі бар оптикалық талшықтың технологиясын меңгеру бірмодалы талшық идеясын іске асыруға мүмкіндік берді. A параметрінің аз мәнінде (формула 1.9), өзекше мен қабықшаның сыну көрсеткішінің айырымы аз болады және ол 0005 шамасын құрайды. Топтық жылдамдығының ең аз және ең көп мәні арасындағы айырымы, сондай-ақ төмендейді.

1.3 Оптикалық талшықта жарық таралуын шектеу

Талшықта таралатын жарық толқыны жұту, сөну және дисперсия үшін бұрмаланады. Сондай-ақ оптикалық талшықтың дайындалуы және тұратын жері жоғары дәлдікпен болса да шығындар болады. Оптикалық толқынжолдарда өте маңызды құбылыс – дисперсия болады, яғни жарық толқынының ортадағы жиілік/ұзындығы параметрлеріне байланысты. Осы құбылыстың әсерінен импульс джиттері болады, алдымен ол, тарату жылдамдығын шектейді.

1.3.1 Жұтылу (абсорбция) әсері

Оптикалық талшықтың құрылымында қолданылатын кварц шынысында жұтылудың екі диапозоны бар: инфрақызыл ультракүлгін ауқымда да оптикалық қуатты жұтып, жылу ретінде сәуле шығарады. Жарықтың жұтылуы дегеніміз жарық затпен әсерлескенде энергиясының бір бөлігінің заттың ішкі энергиясына айналуын айтады. Жарық орта арқылы өткенде оның қарқындылығы экспоненциал заңымен азаяды. Осы сөну құбылысында ең аз ауқымдағы толқын ұзындығы 800 нм-нен 1700 нм-ге дейін болады. Көрсетілген ұзындықты толқын ауқымындағы фотондардың жұтылуын болдыратын себебі – әзірленген толқынжолдың материалының қоспалары болып табылады. Балқытқан кезде шыныға түсетін тал жіптерінде Fe, Cu, Cr металлдардың қоспалары болуы мүмкін. Олардың жұту ықпалын қажетті деңгейге дейін азайтуды талшықтарды өндіруді жетілдіру үшін қолданылатын сәйкесті әдістерді, мысалы оксигенацияны пайдалану арқылы жүзеге асыруға болады. Шыны қоспасында ерітілген су (немесе гидроксидион OH) болғанда жұтылудың шығындары негізгі фактор болып табылады, ол максимум жұтылулар 950 нм, 1230 нм немесе 1370 нм толқын ұзындықтарына сәйкес келеді.



Сондықтан оптикалық талшықтың жарық жұтуы талшықты өндірген кезде қолданылатын материалдың құрамына байланысты. Ластайтын заттардың деңгейін төмендетіп, бір бөлшекке 107-ден 1310 нм және 1550 нм-ге дейінгі тік жақындықта жарықты жұту болса, ОН иондары сөнуге (өшуге) ешқандай ықпалын тигізбейді.

1.3.2 Демпфирлеу және терезелерді (саңылауларды) жіберу

Оптикалық талшықтағы сөнулер - таратуға бөгет жасайтын параметр. Оптикалық сигнал сапасы төмендегені үшін бұл параметр таратудың қашықтығын азайтады. Бұл шығындар бірнеше факторлардан болуы мүмкін, ол ультракүлгін және инфрақызыл ауқымдар мен ОН- топтардағы жұтылулар және шашыраулар (сызықты және сызықсыз), қисықтық және микросынықтар, толқынжолдық шығындар (толқын ұзындығына байланысты), бұрылыстардағы және иілістердегі шығындар. Сондай-ақ олардың дайындалған материал түрінен және талшық ұзындығынан байланысты болады. Демпфирлеу шығатын қуаттан кіретін қуатқа P_{wyj} қатынасы ретінде анықталады, және ол децибелде белгіленеді. P_{wej} қатынасын келесі формуламен сипаттауға болады:

$$P_{wyj} = P_{wej} 10^{-\alpha L}, \quad (1.12)$$

мұндағы L – талшық ұзындығын білдіреді, ал жеке талшықтың α сөну коэффициенті дБ / км көрсетілген және келесідей болады:

$$\alpha = \frac{10}{L} \log \frac{P_{wej}}{P_{wyj}}. \quad (1.13)$$

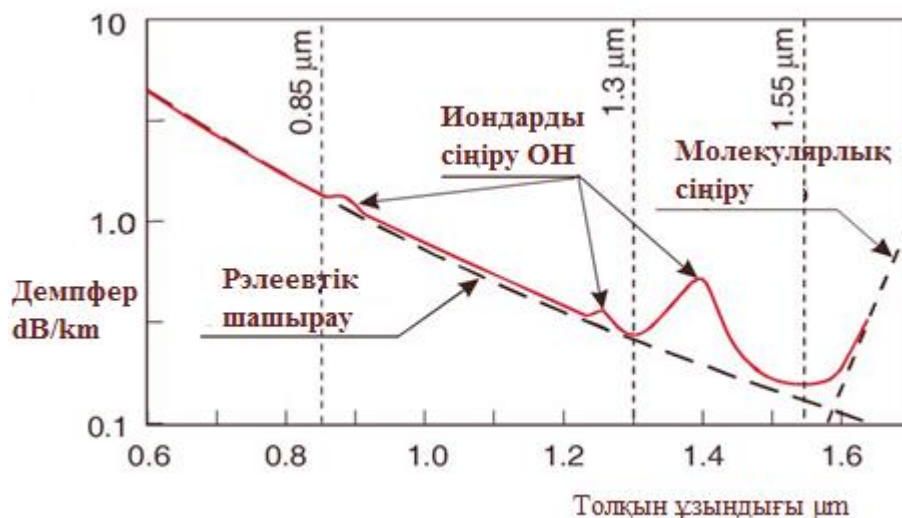
Талшықты дайындауда қолданылатын материалды демпфирлеу коэффициенті жарық толқынның ұзындығына байланысты. Кейбір толқын ұзындықтары, болжамдаған – талшықтың локальды сөнуі болып табылатын, жіберілетін терезелерге (саңылауларға) қарағанда, жарықты тарататын сигналды жақсы жібереді.

Талшықты оптикада қолданылатын материалдардың физикалық қасиеттерінен, олардың тарихи дамуының мұрасынан алсақ, бұл талшықтарды бірнеше топқа бөлуге болады, оларды таратудың негізгі терезелері (саңылаулары) деп атайды. Мөлдірлікті бөлудің шарты 1.8-суретте көрсетілгендей, толқын ұзындығындай оптикалық талшық болады (спектралдық сипаттамалар).

Өшулер төмендеген сайын толқын да 1310 нм ең қажетті нүктеге жетіп азайады. Толқын 1350 нм бәсеңдеуден бастап, 1400 нм толқынға қажетті мәнге жетіп, содан кейін ол қайтадан 1550 нм дейін азайады. Бұл жағымсыз тербелістер, өйткені бұл толқындар ауқымы кеңжолақты WDM енгізу үшін қажет. Стандарттық SMF негізінде оптикалық талшықпен ақпарат таратқан жағдайда осы ауқымдағы тербелістер жоғары болмайды, өйткені жиі

қолданылатын таратудың үш терезесі толқын ұзындығына қатысты тікелей жақын орнатылған:

- 850 нм – және тарату терезесі (қысқа тұйықталу)
- 1310 нм - II тарату терезесі (орташа мерзімдегі келешекте)
- 1550 нм - III тарату терезесі (ұзақ мерзімді)



Сурет 1.8 – Тарату саңылаулары, релеев шашырауы, ОН иондарын жұту, молекулярлық жұту [17]

Таратудың ең ескірген терезесі 850 нм ауқымдағы толқын ұзындығынан құрылады. Оның өткізу қабілеттілігі бір қалыпты және өшуі 4 дБ/км, талшықтың оптикалық градиенті негізінде деректерді таратуға қолданылады (10 км дейін). Осындай толқын ұзындығы ашық қызыл түсті болады. Қалған екі толқын ұзындығы адам көз аясынан тыс қалады. Бұл терезелерді жарық таратушылардың әсіресе бағасы төмен болғандықтан қолданады, ол қарапайым шалаөткізгішті LED диоды болуы мүмкін. Бірақ енгізілетін шығындары көп және жоғары дисперсиясы төмен табалдырықтық мәнде ғана таратуға мүмкіндік береді (1Гбит/с).

II терезе 0,4 дБ/км сипатталады. Ол біржүрісті және көпжүрісті градиентті талшықтармен өзара әрекеттесу үшін арналған. Қолданыстағы біржүрісті SMF талшықтары қайта өндірмей-ақ және бірнеше ондаған (жүздеген) километр қашықтыққа сигналдарды күшейтуге мүмкіндік береді. Осы терезедегі SMF талшығының шашырауы (дисперсиясы) өте аз болады. Бірақ шалаөткізгішті сәуледиодтары екінші терезедегі толқын ұзындығының ауқымын өңдеуге (диод болғанымен) ыңғайсыз. Берілген шешім жарық көзі ретінде лазерді қолдануды ұсынады, оның құны жоғары болады.

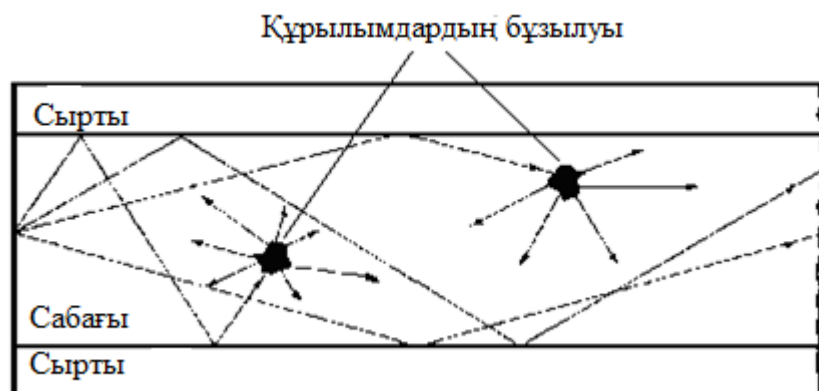
Таратудың III терезесі 0,16 дБ/км сипатталады, ол сигналды қайта өңдемей-ақ және күшейтпей-ақ ең үлкен талшық учаскелерін құруға мүмкіндік береді, желі құрылысының шығындарын төмендетеді. Бұл терезе үлкен қашықтарға таратуға оңтайлы болып табылады. Бірақ талшықтың SMF стандартымен өзара әрекеттесуіне кедергі туғызады және арнайы кабельдерді қолдануды талап етеді.

Талқылаған таратудың үш терезесінің оптикалық талшығының мөлдір болғандығы бекітілген. Олар келесі 850 нм, 1310 нм, 1550 нм ұзындықты

толқындармен байланысты. Қазір, әсіресе жақын болашақта осындай бөлінудің мағынасы жоқ болады. Оларды S, C және L-ауқымды топ номенклатурасы орнын басады. Талшықты оптика технологиясы саласындағы шығындарды азайтуға қатысты жетістіктер шамалы 600-1500 нм біркелкі азаймалы (ақырындап) ауқымда және шамалы 1600-ден 1800 нм-ге дейінгі біркелкі өскелең (тездетіп) ауқымда – талшықтың барлық ауқымы бойынша біркелкі мөлдірлігінің спектрлік сипатына әкелді. Спектрлік өшудің оңды сипатына мөлдірлік ауқымындағы жұтудың резонанстық жолағы кірмейді. Осы себеп бойынша Халықаралық электр байланыс одағы (ағыл. International Telecommunication Union – ITU) жоғарыда сипатталған өткізу жолағын таратуды түрлі топтарға бөлуді енгізді (1 тарау).

1.3.3 Сызықты және сызықсыз шашырап таралуының құбылысы

Оптикалық талшықты дайындаған кезде қолданылатын әйнек шыны біртекті болмайды және бәрі де оның тазалығына байланысты, сыну көрсеткішін өзгертеді. Шашырау сипаты ең алдымен толқын ұзындығы мен бөлшектер мөлшерінің ара қатынасына тәуелді болады. Бұл өзгерістердің мөлшері үлкен емес болса да, таратудың бастапқы бағытынан оның ауытқуына және жарықтың шашырауына әкеледі. Шашыраудың бұл түрін сызықты деп атайды. Моданы таратуға кетіретін оптикалық қуаттың барлығы (қуатқа пропорционал) сол толқындағы басқа модульге өтіп кетуі мүмкін. Бұл барлық жұмысты өшіреді, яғни бұл жарық модульге немесе таралуды тоқтататын үлестірілген модалардың сәулеленуіне жіберілуі мүмкін. Осындай шашырау түріндегі кез келген сызықтық үдеріс болған жағдайда жиілігі өзгермейді. Егер жарық жиілігінің өзгеріссіз шашырауы, көбіне жарықтың толқын ұзындығына қарағанда сызықтық мөлшерлері кіші болса, онда оны Рэлей шашырауы деп атайды. Осыдан айырмасы, егер толқын ұзындығымен салыстырылатын бөлшектердің мөлшерлері үлкен болса, онда оны Mie'a шашырауы дейді.



Сурет 1.9 – Шыны құрылымының біртекті еместігін білдіретін шығындар [16]

Сондай-ақ, оптикалық талшық үнемі сызықты арна ретінде істемейтінін атап кетуге болады. Оптикалық біртекті еместіктің маңызды дербес жағдайы дыбыс толқыны таралатын ортаның оптикалық қасиеттерінің біртекті еместігі болып табылады. Бірнеше сызықты емес құбылыстар да бар, олар жарық күшіне қатысты талшықты демпфирлеудің оптикалық қуаттың жоғары деңгейдегі пропорционал емес өзгерісіне әкеліп соғады. Сызықты емес шашырау бір

тәсілмен жіберілетін оптикалық қуатқа жеткізеді, әртүрлі жиілікте бірдей немесе түрлі режимдерді алға немесе кері (таратылатын жарық сәулесінің бағыты бойынша) ауыстыруға мүмкіндік береді. Сәулеленудің бір режимнен басқа режимге қуаттың осылай түрленуі үлкен мәселе болып табылады, өйткені ол жарық қарқындылығын қосымша өзгертіп көпмодалы дисперсияға соқтырады.

Еріксіз сызықты емес шашыраудың ең негізгі түрі Бриллюэн және комбинациялық шашырау болып табылады. Осы екі құбылыстар біржүрісті ұзын толқындарда оптикалық қуаттың тығыздығы ұлғайғанда пайда болады. Олар сигналды күшейтеді, сондай-ақ жиілікті қозғайды (яғни толтырады), бұл таратылатын сәуле толқынының жолында өшірулерді көбейтеді. Тағы да екі сызықты емес құбылыстар бар: төрт толқынды (ЧВМ) және фазалық модуляция.

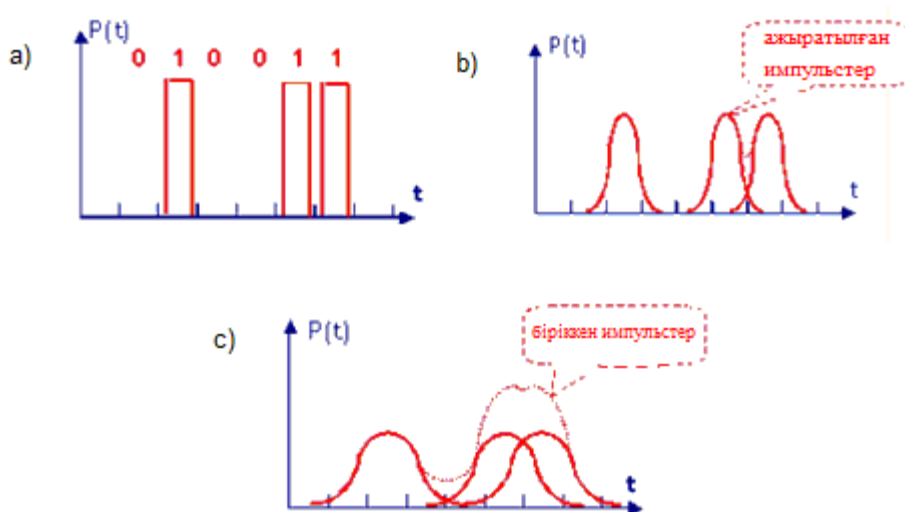
Барлық сызықты емес құбылыстар талшыққа енгізілген сәуле қуаты мен тарату арнасының санын, сонымен тарату жылдамдығы мен ара қашықтығын да шектейді. Бриллюэн шашырауы арна санына байланысты емес, бұл құбылыстың ықпалы лазер спектрі – оның ені үлкейгенде, осы құбылыс тепе-тең кішірейеді. Тәжірибеде жарықтың комбинациялық шашырау құбылысы жүздеген арналары бар WDM жүйесі үшін маңызды болып табылады. Жүйе параметрлері үшін ең негізгісі төрт толқынды модуляция болып табылады. Оның әсер етуі арналар арасындағы аралықты ең аз дегенде 50 ГГц дейін үлкейту мүмкіндігін шектейді және оптикалық талшықтың сәйкесті дисперсиясын ұлғайтады. Сызықты емес фазалық модуляция лазерді тікелей модуляцияның фаздық модуляциясы бар когерентті оптикалық жүйесіне әсер етеді. Сызықтық емес құбылыстар талшықты-оптикалық жүйелер сапасын арттыру үшін қолданылатынын атап кетуге болады. Ол дисперсия есесін қайтару және солитондық тарату үшін еріксіз сызықтық емес шашырау арқылы арналардың жұмысын күшейтеді.

Сондай-ақ талшықтың макроилгіштігі, талшықты өндірген кездегі микроилгіштігі және жүрекше мен қабықша формалары дұрыс емес болғанда, талшықтар кездейсоқ немесе кезең бойымен таратылса жарық сәулесі бұрмалануы мүмкін. Олар көпжүрісті талшықтардың араласуы және олардың қабықшаға өтетін модқа түрленуі режимдеріне соқтырады. Сонымен біржүрісті талшықта ойылып қалған режим пайда болады. Талшық стадиясында макроиллуді байқауға болады. Көптеген бірнеше сантиметрлі майысқандар болса демпфирлеу елембейді. Сыну көрсеткіші азайса иілмелі жері де өзгереді, сонымен ағыс режимі пайда болады да, талшықтың бетіндегі жарыққа әсер етеді. Талшықты-оптикалық жүйелердегі шығын деңгейіне талшықтың жеке элементтері арасындағы байланыс кәдімгідей әсер етеді. Талшық жүрекшесінің мөлшері азғантай болғандықтан оларды нақты баптау керек. Кез келген дәлсіздік немесе гетерогендік сәулені нашарлатады.

1.3.4 Талшықтың дисперсия құбылысының әсері

Оптикалық талшықта жарық сәулесінің таралуын шектеу туралы 1.7, 1.8 және 1.9 тармақтарында талқыланған. Олар жарық сигналының бұрмалануына үлкен әсер етеді. Егер олар таратуға ешқандай әсер етпесе және есесін қайтарып тұрса десек, оптикалық талшықта жарықты таратуға үлкен шектеу қоятын талшық дисперсиясы болады. Бұл талшыққа енгізілген жарық импульстері қозғалыс жылдамдықтарының импульстерін алдыңғы және артқы фронтында азды көпті бұрмалайды, яғни уақытында кеңейіп және

амплитуда бойынша азайады. Бір шама үлкен қашыққа тарату уақытында анық емес импульстер жабылып қалуы мүмкін. Таратылатын сигналдардың бұрмалануы оқыған кезде, яғни таңбааралық (символаралық) интерференция деп аталатын қателер туғызуы мүмкін. Осындай қателіктерді болдырмау үшін бит ұзақтылығын кеңейту керек, бірақ ол деректерді таратудың жылдамдығын барынша азайтады. Нәтижесінде бұл құбылыс ақпаратты таратудың жылдамдығы мен талшықтың өткізу қабілетін қысқартады.



Сурет 1.10 – оптикалық талшық дисперсиясының негізгі нәтижесі, ол: а) таратылатын сигналмен; б) жіберілген сигналмен; с) қабылданған сигналмен тартылады [31]

Дисперсияның екі типі бар: егер аномальді дисперсия мен аз жиілікті толқындарға қарағанда, көп жиілікті толқындар жайлап өзгерсе қалыпты дисперсия болып табылады. Басқа жағынан алсақ, импульс бұрмалануына байланысты талшықтар дисперсиясының айырмашылығын байқауға болады: модалық, хроматикалық (материал және толқын) және поляризациялық.

Модалдық дисперсия. Көпжүрісті талшықтарда жарықтың бір түсін ғана жіберетін қабаттарда модалық дисперсия D_{mod} болады. Түрлі модтардан құрылатын жарықтың көпжүрісті импульсі арқылы оптикалық талшық құрастырылады. Талшық бойында бір уақытта жұмыс жасайтын жарықтың дара модтары түрлі топтық жылдамдыққа сәйкес келеді. Сөйтіп шығыс импульстің ұлғаюы ең тез және баяу таралатын уақыт модуліндегі айырмашылығы. Таратылатын сигналдың бұрмалануы тарату қашықтығына байланысты және сонымен бірге өседі. Модалық дисперсия бірлігі с/км, сигналдың бұрмалану шамасының өлшемі ретінде тез және баяу модтары арасындағы $\Delta\tau$ айырымы оптикалық талшық L ұзындығы учаскесі арқылы өтетін уақытпен анықталады:

$$D_{mod} = \frac{\Delta\tau}{L}. \quad (1.14)$$

Пайдаланылған талшықтың типіне байланысты бұрмаланудың түрлі мәндері болады және ол талшықтағы сыну көрсеткішінен, яғни көлденең кимадағы сыну көрсеткішінің үлестірілуіне тәуелді.

Егер сигнал тарататын кәбіл сыну көрсеткіші шығанақ түріндей болса, онда сигнал көп рет бұрмаланады. Уақыт аралығы $\Delta\tau$ келесі қатынаспен анықталады:

$$\Delta\tau = \frac{L}{2n_1c} NA^2, \quad (1.15)$$

мұндағы L – талшық ұзындығы, n_1 - талшық өзегінің сыну көрсеткіші, c – жарық жылдамдығы, ал NA талшықтың сандық апертурасы болып табылады.

Өндірістің сәйкесті технологиясын пайдаланған кезде түрлі пішінді сәулежелдерді алуға болады, ол осы құбылысты азайтады. Сәуле жолдың сыну көрсеткішінің пішінінде қабықша шекарасында сыну көрсеткіші ең көп шамадан ең азына дейін үздіксіз тәсілмен өзгереді. Осындай құрылым жылдамдықтар айырмашылығы кішкентай болғандықтан импульстер аздап уақытша ұлғайады. Сондықтан осы типті сәулежел секіріс тәрізді сыну көрсеткішіне қарағанда, аз дисперсиясымен (шамасы 300 рет) сипатталады және таратылатын сигнал аздап өзгереді.

Бірақ талшықтардың осындай диаметрлері үшін секіріс тәрізді сәулежелде таратылатын екі жарты күшті сәулежел өткізе алады екен. Сәулежел жарығының сыну көрсеткішіндегі тез және ең бос модтары арасындағы өту уақыт айырымы әлдеқайда аз және ол келесі түрде сипатталады:

$$\Delta\tau = \frac{L}{8n_1^3c} NA^4, \quad (1.16)$$

Хроматикалық дисперсия. Дисперсиялық параметрлері құбылысы сол жерде таралатын орталық толқынның ұзындығына байланысты. Жарықтың монохромдық көзі болмағандықтан, әр импульс көптеген жиілік құрауыштарынан тұрады немесе сәулеленудің қысқа импульсі спектралдық енінде болады. Жиіліктік құрауыштар түрлі топтық жылдамдықтарда таралады. Егер топтық жылдамдығы жиілікке қатысты (толқын ұзындығына және тарату уақытына байланысты) болса, онда біз хроматикалық дисперсияны айтамыз.

Хроматикалық дисперсия D_{chr} , толқын ұзындығының сыну көрсеткішінің тәуелділігіне, толқынжол дисперсиясына және толқын ұзындығының $v_g(\lambda)$ топтық жылдамдылығына байланысты D_{fal} және қабықша мен өзекшенің үлестірілуіне байланысты дисперсия D_{mat} материалынан тұрады. Материалдық дисперсия мен толқынжол қосындысы толық хроматикалық дисперсияны көрсетеді:

$$D_{chr} = D_{mat} + D_{fal}. \quad (1.17)$$

Материал дисперсиясы оптикалық талшық дайындалған әйнек шыныға байланысты. Материалдық дисперсия өзекше материалының сыну көрсеткішінің толқын ұзындығына тәуелділігінен туындайды. Бұл дисперсия толқын ұзындығына (жиілікке) қатысты материалдың оптикалық қасиетін білдіреді. Қабықша мен өзекшенің сыну көрсеткіштерінің екеуі де лүпілге (пульсация) байланысты. Осындай жағдайда сыну көрсеткішін n жағын N тобының индексі ретінде анықтау керек, өйткені

ТОПТЫҚ ЖЫЛДАМДЫҒЫНЫҢ МӘНІ:

$$v_g = \frac{c}{N} \quad (1.18)$$

және жазық толқынның тәуелділігімен сипатталған фазалық жылдамдығының мәні:

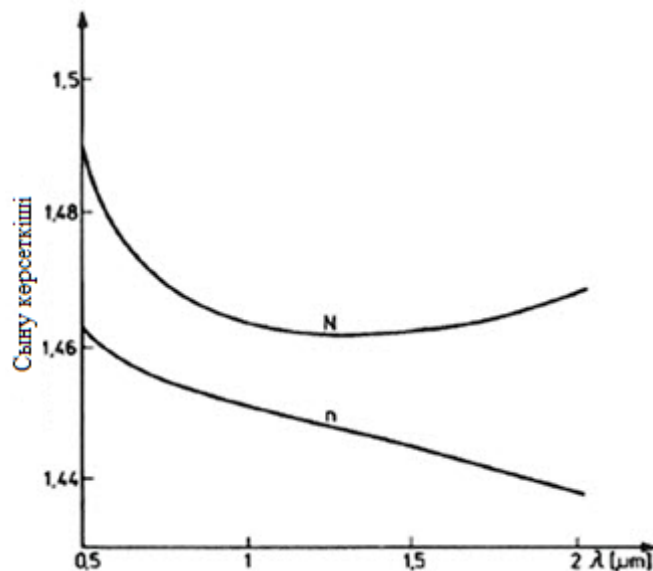
$$v_f = \frac{c}{n}, \quad (1.19)$$

осындай дисперстік ортада әртүрлі тарап кетеді.

n және N екі факторы да жиілік функциясы болып табылады және олардың қатынастары келесі формулаға байланысты:

$$N = n + \omega \frac{dn}{d\omega} = n - \lambda \frac{dn}{d\lambda}. \quad (1.20)$$

n және N сыну көрсеткішінің мөлдір шынының SiO_2 толқын ұзындығына тәуелділігі 1.11-суретте көрсетілген.



Сурет 1.11 – Сыну көрсеткіші n , сондай-ақ толқын ұзындығының λ функциясындағы таза сынудың N SiO_2 топтық көрсеткіші [30]

Жазық толқынның кідіріс кезіндегі n сыну көрсеткіші, ал топтың n сыну көрсеткіші жазық толқынның топтық кідірісін анықтайды. Сонымен жиілік (толқын ұзындығы) дисперсиясы блогы талшықты дайындауда қолданылатын материалдардың сынуына байланысты. Оның D_{mat} қатынасы (ω_0) және $(\omega_0 + d\omega)$ импульстің жазық толқынының жиілігі үшін $d\tau(\omega)$ дифференциалы кідірісіне сүйеніп есептеледі, ол келесі формулада көрсетілген:

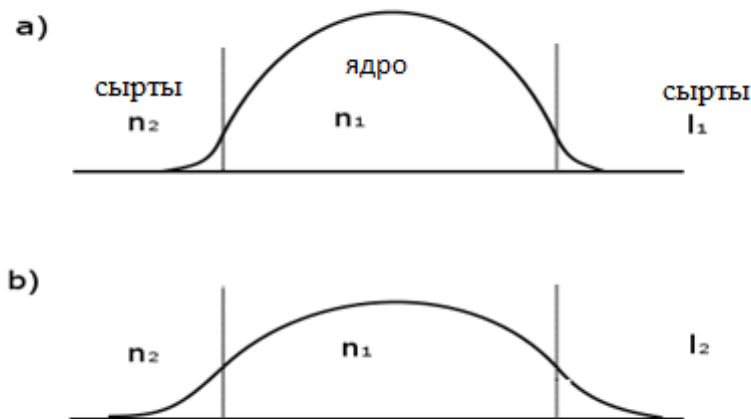
$$d\tau(\omega) = L \left[\frac{1}{v_g(\omega_0)} - \frac{1}{v_g(\omega_0 + d\omega)} \right]. \quad (1.21)$$

Түрлендірілгеннен кейін корреляция коэффициенті алынады, ол материал дисперсиясын сипаттайды:

$$D_{mat} = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n}{d\lambda^2}. \quad (1.22)$$

Сонымен жиілікке (толқын ұзындығына) қатысты материал дисперсиясы 1270 нм толқын ұзындығы үшін SiO₂ талшығы 0 тең болады. Материал дисперсиясының барлығы толқынжолдан үлкен екені байқап көріңіз.

Хроматикалық дисперсияның екінші компоненті толқынның жиіліктік құрауышының сыну көрсеткішіне тәуелді болатын толқынжол дисперсиясын білдіреді. Жарық шоғының түрлі спектралдық компоненті қабықша мен өзекше арасында оның беріктігін нашарлатады. Қысқа толқын ұзындығына қарағанда, қабықшада ұзын толқынды бөлігінің қуаты көп болады. l_1 және l_2 толқын ұзындығы спектрінің әр компонентінің басқа тиімді сыну көрсеткіші болады, ол n_1 және n_2 арасында, яғни әртүрлі жылдамдықта таратылады.



Сурет 1.12 – Толқын спектрінің ($l_1 < l_2$) әртүрлі компоненттеріндегі қабықшамен жүрекшенің арасындағы оптикалық қуаттың таралуы.

Әдетте негізгі моданың толқынжолды дисперсия саны D_{fal} , топтық жылдамдықа $v_g(\lambda)$ байланысты және келесі формуламен есептеледі:

$$D_{fal} = \frac{d}{d\lambda} \left(\frac{1}{v_g} \right) = \frac{v^2}{2\pi c} \frac{d^2 \beta}{dV^2}, \quad (1.22)$$

мұндағы V – төмендегі қатынасты сипаттайтын нормаланған жылдамдық:

$$V = \frac{2\pi a}{\lambda_0} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \cong \frac{2\pi a}{\lambda_0} n_1 \sqrt{2\Delta}. \quad (1.23)$$

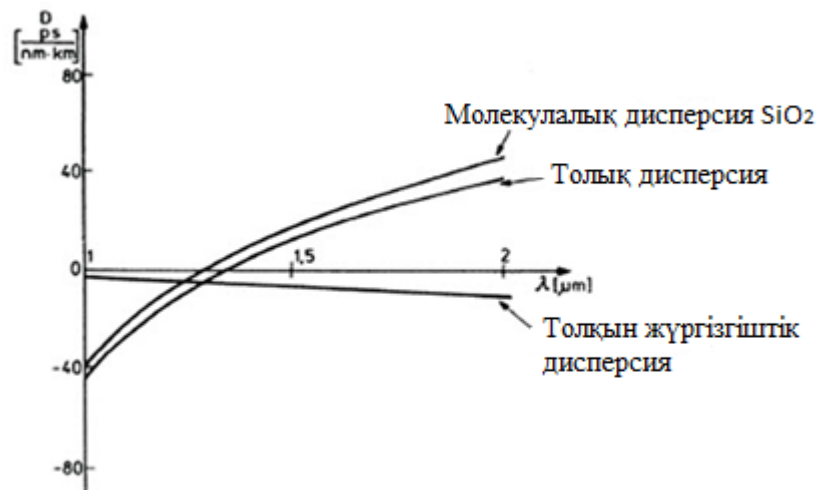
Қорыта келе, хроматикалық дисперсия дисперсиялық ортада таралатын нолдік емес жарық көзінің спектрлік еніне байланысты және материалдық

дисперсия мен толқынжолдан тұратынын атап кетсе болады. сипаттау үшін дисперсия коэффициентін D_{chr} қолданады, ол таралу уақытына $d\tau(\lambda)$ келесі түрде байланысты:

$$D_{chr} = \frac{d\tau(\lambda)}{d\lambda}, \quad (1.24)$$

мұндағы $\tau(\lambda)$ таралу уақыты және λ жарық толқынының ұзындығы болып табылады.

Хроматикалық дисперсияның D_{chr} бірлігін $\frac{ps}{km \cdot nm}$ құрайды, ол 1 км тарату ұзындығының 1 нм спектрлік енінде импульстің кеңейтілгенін құрайтын қанша пикосекунд бар екенін көрсетеді.



Сурет 1.13 – Стандарттық біржүрісті талшықтың материал дисперсиясы мен толқынжолдан тұратын қосынды хроматикалық дисперсияның әдеттегі мәні [30]

Егер екі әртүрлі толқын ұзындығындағы λ және $\lambda + \delta\lambda$ ($\delta\tau$ ажырататын) екі бірдей импульста L ұзындығында бір біріне қатысты таралғаннан кейін $\delta\tau$ кідірісі болады, ол келесі формуламен сипатталады:

$$\delta\tau = |D_{chr}|L\delta\lambda. \quad (1.25)$$

Жарық таралған кезде σ_λ импульсінің спектрлік ұзақтығы ұлғайады:

$$\sigma_\tau = |D_{chr}|\sigma_\lambda L. \quad (1.26)$$

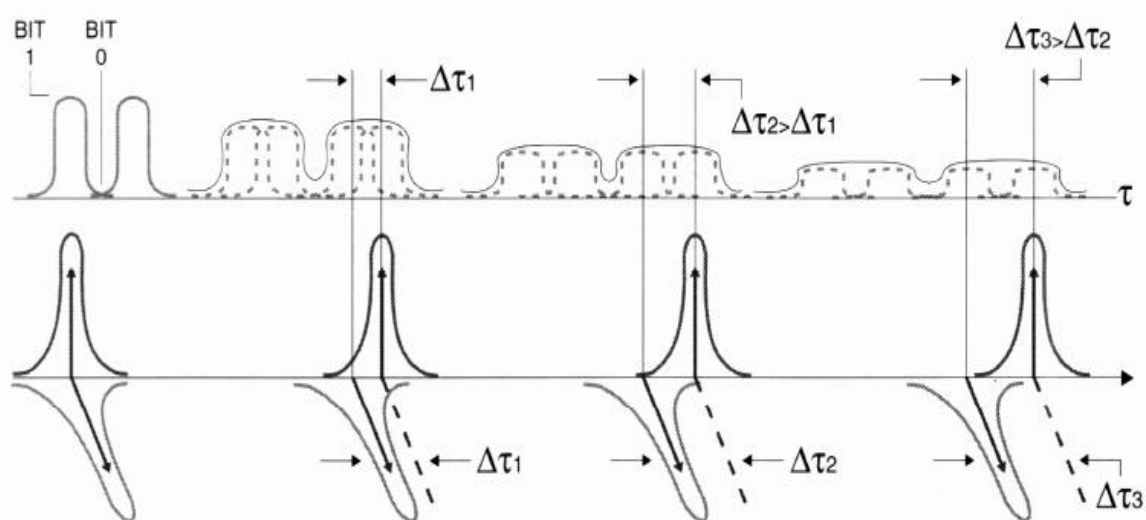
Нәтижесінде сигнал әлсіз бұлдырланған болады, оны импульстер жауып тастайды, хабар тарататын қабылданған сигналдың логикасын бағалауға бөгет жасайды немесе оларды дұрыс оқуға мүмкіндік бермейді. Осыған қарамастан, хроматикалық дисперсияның D_{chr} мәнін біле тұрып, жіберілетін импульстердің В бит максималды жиілігін анықтауға болады.

$$B\Delta T = BL|D_{chr}|\Delta\lambda < 1. \quad (1.27)$$

Материал дисперсиясы 1270 нм толқын ұзындығының ауқымында нөлге тең, бірақ оптикалық толқынжол дисперсиясының мәні шамасы 40 нм ұзын толқындарға, яғни таратудың екінші терезесіне жылжиды.

1.3.5 Поляризациялық дисперсия

Дисперсия мен хроматикалық дисперсиядан басқа, сондай-ақ поляризациялық дисперсия D_{PMD} болады, ол тек біржүрісті талшыққа тән және үлкен телекоммуникация кезектерінде бейнеленетін құбылыс. Поляризациялық дисперсияның орнын толтыру таяу уақыттағы телекоммуникациялық қозғалыс кезеңінде жиі талқыланды. Біржүрісті талшықта екі поляризациялық модтан құрылатын негізгі режим жүзеге асырылады. Олар бір біріне ортогонал болып табылады, яғни екі жақтың қарама қарсы шарттары болады. олардың тарату жылдамдығы изотроптық ортадағы жылдамдықтай, яғни идеалды жағдайда болды. Шындығында айтсақ талшық сыну ортасы ретінде жұмыс жасайды. Сондықтан оның екі осі бар: олардың біреуі тез ұлғаюдың полярлығына, екіншісі жайлап ұлғаюдың полярлығына сәйкес келеді. Жылдамдықтарды үлестіру тобы таратудың екі осі бойында кездейсоқ өзгеріп тұрады. Поляризациялық модтардың нәтижесінде топтық жылдамдықтарының бір бірінен айырмашылығы бар, жарық импульстері оптикалық талшықтан өткеннен кейін өзгереді, яғни поляризациялық модтық дисперсия D_{PMD} құбылыс болады. Осы құбылыстың стохастикалық сипаты оның өзгерістерін уақыт функциясы (талшықтардың ескіргені) ретінде бөлуге мүмкіндік береді, сондай-ақ деректерді үлкен қашықтарға жоғары жылдамдықта таратуға мүмкіндік береді.



Сурет 1.14 – Поляризация модтарының дисперсиясы үшін сигналдың бұрмалануы [32]

D_{PMD} әсер ететін негізгі ішкі факторлар: оптикалық талшық симметриясы өсінің жетілмегендігі (сынған екі сәуле формалары), қабықша мен жүрекше арасында сыну көрсеткішінің ассиметриялық таралуы (екі сәуленің сыну профилі) және жүрекше мен қабықша шекарасында болатын механикалық

кернеулер (екі сәуле сынудың күйзелуі). Одан басқа D_{PMD} әсер ететін сыртқы факторлар (екі сәуле сынуы): иілуі, қысылуы, шылым шегу, электрлік және магниттік өрістердің өзара әрекеттесуі және температураның ықпалы болып табылады.

Оптикалық талшық тобындағы қысқа дистанцияда (қашықта) $\Delta\tau$ кідірістері анықталған түрде және ұзындығымен пропорционал түрде жиналады. Оған қарамастан ұзақ жолдарда да байланыс режимдерінің феномені үшін кездейсоқ кідірістер жиналып қалады. Содан кейін $\Delta\tau$ кідірістер тобының орташа мәні ұзындығының квадраттық түбіріне пропорционал. Сызықтық пропорционалдан квадраттық түбірінің пропорционалдығына жүретін D_{PMD} ұзындығын жүрістер муфтасының ұзындығы деп атайды. Егер L талшық ұзындығы муфта ұзындығынан анағұрлым қысқа болса, онда бұл құбылысты түсіріп тастауы мүмкін, ал D_{PMD} мәні келесідей болады:

$$D_{PMD} = \frac{\Delta\tau}{L}. \quad (1.28)$$

Талшықтың жақсы геометрия байланысының күйзеліс немесе бірнеше метрдегі осындай кернеулер болмаған кезде бірнеше жүздеген метрге дейін ұзындығы болады. Көліктің бөліп таратқышы. Өндірістік қолданыстарда оптикалық талшықтың ұзындығы муфта режимдерінің ұзындығынан үлкен, сондықтан поляризацияланған дисперсия жылдамдығы:

$$D_{PMD} = \frac{\Delta\tau}{\sqrt{L}}. \quad (1.29)$$

Сөйтіп ұзын талшықтарға арналған поляризацияланатын блоктың дисперсия коэффициенті $\frac{ps}{\sqrt{km}}$ болып табылады, яғни оның шамасы оптикалық сигнал жіберілетін кескін ұзындығынан квадраттық түбірге кері пропорционал өседі.

Поляризациялық дисперсия оптикалық сигналды ұлғайтып және оның қуатын азайтады. Егер біз L секциясын 1 дБ-дан кем емес қуат шығынын сақтағымыз келсе, яғни $\Delta\tau$ биттік T кезеңінен 0,1 бит болуы керек:

$$\Delta\tau_{max} \leq \frac{T}{10}, \quad (1.30)$$

мұндағы $T = \frac{1}{B}$ және B битте тарату жылдамдығы болып табылады және D_{PMD} формуласы үшін поляризация модтарының дисперсия коэффициентінен сызық ұзындығының тәуелділігін аламыз:

$$L \leq \frac{1}{100B^2(D_{PMD})^2}. \quad (1.31)$$

Дисперсия құбылысы сәулежолдың ауысуын және сол тасымалдайтын сигналды да тиімді шектейді. Оның құрамына дисперсия, хроматикалық (бұл құрамға матриалдық дисперсия және толқындық дисперсия) кіреді [30], осыдан:

$$D = \sqrt{D_{mod}^2 + (D_{mat} + D_{fal})^2 + D_{PMD}^2}. \quad (1.32)$$

Біржүрісті талшықта: $D_{mod} = 0$.

Көпжүрісті талшықта: $D_{fal} \sim 0$, $D_{PMD} = 0$.

Біржүрісті талшықта модалық дисперсия болмайды. Қысқа жол арқылы поляризациялық дисперсияның маңызы жоқ болады. Осы жағдайда дисперсиялық біржүрісті талшықтар негізінде хроматикалық (материал және толқындар) дисперсиядан тұрады. Оған қарамастан, егер телекоммуникацияның ұзақ жолдары болса, хроматикалық дисперсияның (материал және толқындар) және поляризацияның маңызы зор.

Көпжүрісті талшықтарда поляризациялық дисперсия болмайды. Модалық және хроматикалық дисперсия, басқаша айтқанда бөлігі немесе дисперсия материалдары толқынжол дисперсиясынан әлдеқайда жоғары болады. Сонымен көпжүрісті талшықтардың жалпы дисперсиясы модалық дисперсия мен материалдардан тұрады.

1.4 Зерттеу бағыттарын негіздеу

Осылайша, жүргізілген талдау көрсеткендей, таратуды қиындататын негізгі параметр - оптикалық талшықтардың өшірілуі болып табылады. Ол тарату қашықтығын азайтады, өйткені бұл оптикалық сигнал сапасының төмендеуіне әкеп соқтырады.

Жоғалту бірнеше факторлармен шақырылуы мүмкін: ультракүлгін және инфрақызылдың және ОН-тобының сіңірілуінен, шашыраудан (сызықтық және бейсызықтық), қисықтық және микрожарықша, толқын шығындарынан (толқын ұзындығына тәуелді), сондай-ақ бұрылыстардың шығынынан. Талшықты оптика және өз дамуының тарихи мұрасы үшін пайдаланылатын материалдардың физикалық қасиеттерінің салдарынан, таратудың негізгі терезесі деп аталатын бірнеше топтарға бөлінеді. Тарату жабдықтары бұл терезелерді әр түрлі мақаттарға пайдаланады.

Стандартты оптикалық талшық негізінде оптикалық тарату жағдайында (ағылш.: Single-mode fiber - SMF) бұл диапазон тым үлкен емес, сондықтан 3 ең жиі қолданылатын тарату терезелері саласындағы келесі толқын ұзындықтарында орналасқан:

- 850 нм - тарату терезелері (қысқа)
- 1310 нм - II тарату терезелер (орта мерзімді перспективада)
- 1550 нм— III тарату терезелері (ұзақ мерзімді)

Спектрлік өшірілудің мінсіз сипаттамасы анық жолақтардарезонанстық сіңіру жолағын жоққа шығарады, сондай-ақ талшықтардыңөндірістік технологиясының дамуы тарату мүмкіндіктерін жақсарту бағытымен, оларды пайдалану кезінде, жүреді.

Халықаралық электр байланысының одағы - (англ. International Telecommunication union-ITU) [23] мақсатқа сәйкестік себебіне байланысты жіберу жолағының енін мына ауқымда бөлді:

- О тобы (ағыл. Original.) - 1260 нм-ден 1360 нм-ге дейін,
- Е тобы (ағыл. Extended.) - 360 нм-ден 1460 нм-ге дейін,
- S-диапазоны (Short деп аталатын.) - 1460 нм-ден 1530 нм-ге дейін,
- C-диапазоны (ағыл. Common.) - 1530 нм-ден 1565 нм-ге дейін,
- L-диапазоны (ағыл. Long.) - От 1565 нм-ден 1625 нм-ге дейін,
- U тобы (ағыл. Ultra-long.) - От 1625 нм-ден 1675 нм-ге дейін.

Оптикалық талшық дисперсиясы толқынды енгізуге жарық таралуының елеулі шектеуі болып табылады. Оның салдарынан талшықтар арқылы өтетін жарық импульстері, импульстің алдыңғы және артқы жағындағы қозғалыс жылдамдығынан әртүрлі дәрежеде бұрмаланып шығады, яғни сол уақытта кеңейтілген және азайтылған амплитудасымен шығады.

Салыстырмалы үлкен қашықтыққа тарату уақытында осындай нақты емес импульстер жабылуы мүмкін. Таратылатын сигналдардың бұрмалануы, яғни таңба аралық интерференция деп аталатын оқылым кезінде қателіктер болуы мүмкін. Мұны болдырмау үшін, бит ұзақтығы кеңейтуге болады, бірақ бұл деректерді тарату жылдамдығының баламалы азаюына алып келеді. Нәтижесінде, бұл әсер, ақпаратты тарату және талшықтарды өткізу қабілетінің қашықтығының қысқартылуына әкеледі. Дисперсияның екі түрі бар: үлкен жиілікті толқындар жиілігі төмен толқындарға қарағанда баяу өзгерген кезінде және кері құбылысы дұрыс аномальды дисперсия кезінде дисперсия қалыпты болып табылады.

Екінші жағынан, талшықта импульстің бұрмалануы салдарынан дисперсия былай ажыратылады: режимдік, хроматикалық (материал мен толқындар) және поляризация. Дисперсия құбылысы талшықты-оптикалық ұзын кезекте және қысқа қашықтықтарда сигналдардың таратылуын айтарлықтай қиындатуы мүмкін. Осылайша, тиімді басқаруға қолданылатын дисперсия өтемінің әдістерін пайдаланған орынды болып табылады.

Көп модальды талшықтарда мода дисперсиясы барынша көрнекі болып табылады. Сонымен қатар, оның әсері азайту үшін, талшықтардың көлденең қимасында сыну көрсеткішінің тиісті бөлу формасы бар, талшықтар градиенті пайдаланылады. Өйткені жарық неғұрлым осьтен алшақ орналасқан сайын соғұрлым тезірек таратылады, нақты және ықтимал таралу жылдамдықтар арасында айырмашылық болады. Тек кодаланған ақпараттарды көре алатын саны шектеулі режимдер хроматикалық дисперсия және поляризациялық дисперсиялармен байланысты болады. Поляризация режимінен дисперсия әсерін азайту үшін ұстап тұратын поляризация талшықтары пайдаланылады. Бір модальды талшықта таратудың негізгі режимі екі ортогональді поляризациялық модальдардың сызықтық комбинациясын білдіреді.

Оптикалық талшықтардың поляризациясы осылайша жүзеге асырылады, екі ортогональді поляризацияланған модальдардың әр түрлі тұрақты таралуы бар және, демек, олардың арасындағы өту қиындық туғызды. Тұрақты таратылудың бұл айырмашылығы, әдетте талшықта осьтен тыс кернеуді құру арқылы, талшықтардың өзекшесіне оптикалық анизотропияны енгізе отыруға негізделген. Осыған байланысты, эллипс тәрізді өзекті талшық сирек қолданылады. Неғұрлым ұзын желілердегі талшықтар поляризациясының

дисперсия құбылысы өтелуі мүмкін, мысалы, поляризацияның бір режимінен қиылған металл жабындысы бар поляризаторлар немесе поляризаторларды пайдаланғанда. Оптикалық талшықтарда хроматикалық дисперсияның сигнал бұрмалауға әсері маңызды мәселе болып табылады, сондықтан талқылау негізінен өтемақы әдістеріне шоғырланады. Осыған орай, жаңа талшықты-оптикалық желілерді жобалау немесе қолданыстағы жаңғыртуға байланысты хроматикалық дисперсияны азайту үшін бірнеше әдістерді пайдалануға болады. Жаңа желіні орнату арқылы дисперсияны басқару ең қарапайым тәсіл болып табылады. Бірақ бүкіл талшықты-оптикалық желіні ауыстыру шешімі құны қымбат іс-шара болып табылады, өйткені дәл осындай ортаға тарату және төсеуге көп шығын қажет етіледі.

Сондықтан, мысалы үшінші терезеде жұмысты бейімдеу үшін сапасын жақсарту мақсатында екінші терезе аумағына ауысу арқылы, негізінен SMF талшықтардан тұрған қолданыстағы желілерді жаңғырту орынды болу керек.

Хроматикалық дисперсияның әсерін болдырмау үшін, брэгг торлары және дисперсияға сезімтал емес солитонмен таратылатын талшықтар дисперсия сипаттамаларының түрлендірілген нұсқаларымен жиілік сүзгі деп аталатын арнайы конструкциялар пайдаланылуы мүмкін.

Осы жұмыстың тақырыбында баяндалғандай, әрекет ету принциптері мен тарату ортасының қасиеттерін ескере отырып, оптикалық сигнал көмегімен тарату мүмкіндіктерін жақсарту және көбейту өзекті мәселе болып табылады.

Диссертациялық жұмыстың мақсаты.

Хроматикалық дисперсия әсерінің қолданылуын болдырмау үшін оптикалық-талшықты Брэгг торларының қасиеттерін оңтайландыру және зерттеу негізінде талшықты-оптикалық телекоммуникациялық жүйелердегі тарату тиімділігін арттыру.

Міндеттер:

1. модальды дисперсия, хроматикалық дисперсия және талшықты-оптикалық желілерінде поляризация феноменінің пайда болуын ұсыну және талдау;
2. өтемақы төлеу әдістерін салыстыру, заманауи, өзін жағымды жағынан көрсеткен, Брэгг торын пайдалана отырып, хроматикалық дисперсия өтемақысын өсіру әдістері негізінде, талшықтардың арнайы конструкциясы көмегімен хроматикалық дисперсияны тегістеу;
3. Брэгг оптикалық-талшықты торлардың математикалық үлгісін әзірлеу;
4. Салынған үлгіні пайдалана отырып Брэгг торларының оңтайлы қасиеттерін есептеу.

1-бөлім бойынша қорытындылары

1. Заманауи телекоммуникациялық жүйелерде пайдаланылатын құрылымдық ерекшеліктер және ТОВЖ негізі болып табылатын оптикалық талшықтардың таратылу принциптері қаралды.

Оптикалық талшық арқылы таратылатын деректерді сипаттайтын, негізгі көрсеткіш болып табылатын NA талшықтарының сандық апертураларының есептеу формуласы берілген.

2. Көрсетілгендей, бұл мода таралуының ауыспалы жылдамдығы осы үлгідегі ортада ақпарат таратудың негізгі кедергісі болып табылады. Таратудың әр түрлі уақыт режимдерін жоюға талпынысы таратылатын жарық импульстерін бұрмалауы мүмкін, олардың көмегімен ақпарат кодалануы мүмкін. Нәтижесінде, бұл импульстердің беттесуіне әкеліп соғуы мүмкін, ол таратылатын сигнал логикасының өзгеруіне, яғни модальной дисперсия деп аталатын оптикалық талшықтың тиімділігіне алып келеді. Модальді дисперсия әсерін азайту үшін градиент талшықтары енгізіледі, онда өзегінің сыну көрсеткіші талшықтар осінің қашығынан азаяды, ең жақсы нәтижелері оның өте жіңішке өзекшесі бар оптикалық талшықтардан алынған.

3. Сіңіру(абсорбция), өшірілу, сызықты және бейсызықты шашырауы, модальді, хроматикалық және поляризациялық дисперсия талшықтарының макроилу және микроилу салдарынан оптикалық талшықта таратылатын жарық толқынының бұзылуын жою әдістері мен көрінісінің себептері қаралды.

4. Жүргізілген талдау негізінде қойылған мақсатты іске асыру үшін диссертациялық зерттеудің мақсаты мен міндеттері тұжырымдалған.

5. Осы бөлім бойынша зерттеу нәтижелері келесі жұмыстарда жарияланды [87, 88, 93, 94, 95, 96, 97, 99,].

2. БРЭГГ ТАЛШЫҚТЫ ОПТИКАЛЫҚ ТОРЛАРЫНЫҢ НЕГІЗІНДЕГІ ДИСПЕРСИЯҒА ӨТЕМАҚЫ АЛУ ҮШІН ҮЛГІЛЕУ ӘДІСТЕРІН ТАҢДАУДЫ НЕГІЗДЕУ

Дисперсия құбылысы талшықты-оптикалық ұзақ кезектерде және қысқа қашықтарға сигналдарды таратуға қиындық туғызады. Сонымен тиімді басқару үшін дисперсияны компенсациялау әдістерін қолданған жөн. Дегенмен дисперсияны оң дисперсияға ие талшыққа кескілеу жолымен тікелей орнын толтыру мүмкіндігі де бар, әрі нәтижелік дисперсия толқынның берілген ұзындығында толқын ұзындығының белгілі диапазонында нөлге жақын болды. Бұл әдісті пайдалану кабельді даярлау технологиясының оңайлатуы мүмкін және жеткілікті түрде тиімді болып саналады. Модалар дисперсиясы көпжүрісті талшықтарда байқалады. Градиент әсерін азайту үшін 1.3.4 тарауында сипатталған талшық қолданылады, онда талшықтың көлденең қимасындағы сыну көрсеткіштерінің сәйкесті үлестірілуі көрсетілген. Нәтижесінде осьтен алыс орналастырылған болса, жарық тез таратылады, ол таратылатын және мүмкін болатын жылдамдық айырмашылығын азайтады .

Кодаланған ақпарат санын шектеу хроматикалық дисперсияға және поляризацияға алып келеді. Поляризация режимінің дисперсия құбылысын азайту үшін поляризацияны арасында жылдамдық айырымын төмендетеді.

Біржүрісті талшықта жарықты таратудың фундаменталды режимі ортогоналды поляризацияланған екі модтың сызықтық комбинациясын білдіреді. Оптикалық талшықтарды поляризацияланған режимі ортогоналды поляризацияланған екі модтардың тұрақты таралуы әртүрлі болатындай және олардың өту жолдары қиын түрде жүзеге асырылады. Тарату тұрақтылығының осы айырымы талшық жүрекшесінде талшықтың осьтен тыс кернеуі арқылы оптикалық анизотропты енгізуге шартталған. Осындай енгізулер үшін эллипстік жүрекшесі бар талшықтарды жиі қолданады. Дегенмен орнатылған талшықты-оптикалық желілерде, мысалы, металл жабыны бар поляризаторларды немесе бір поляризация режимінен кесілген поляризаторды қолданып, поляризациялық

дисперсияның орнын толтыруға болады. Сөйтіп, дисперсияны оң дисперсияға ие талшыққа кескілеу жолымен тікелей орнын толтыру мүмкіндігі де бар.

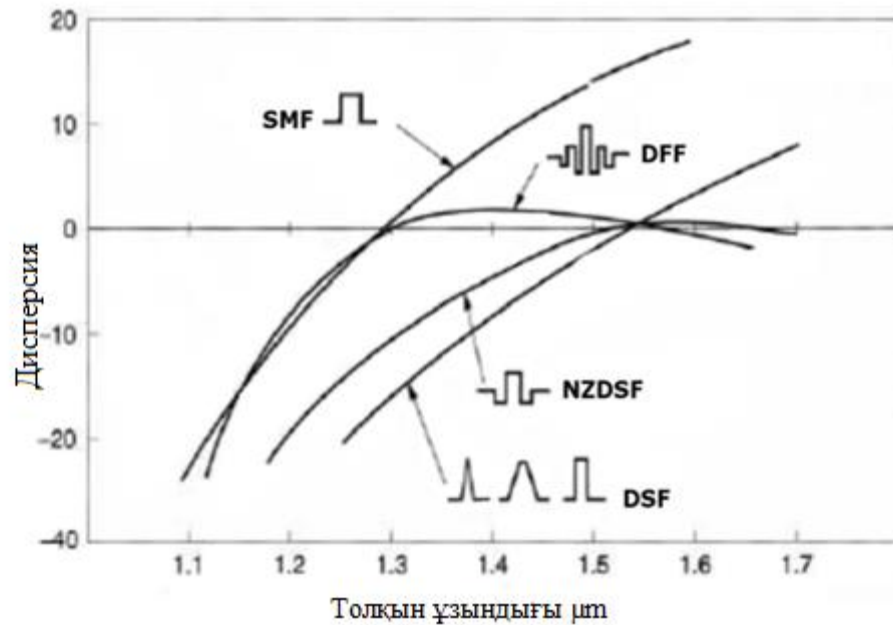
Оптикалық талшықтарда сигналдың бұрмалануына хроматикалық дисперсия ықпалын тигізетіні негізгі мәселе болып тұр, сондықтан болашақта осындай типті дисперсияны компенсациялау әдістері жиі талқыланады. Жаңа талшықты-оптикалық желі жобаланады ма немесе қолданыстағыны өңдеп жаңаландырады ма, соған байланысты хроматикалық дисперсияны азайтудың бірнеше әдістерін пайдалануға болады. Ең қарапайым тәсілі дисперсияны басқаруда жаңа желі орнатқан жөн. Бірақ барлық талшықты-оптикалық желіні ауыстыру бір шама қымбатқа түседі, өйткені тарату ортасы және оның ұзақтығы үлкен шығындарды талап етеді. Хроматикалық дисперсия әсерін жоюдың оңтайлы тәсілі жарық дисперсиясы мен сүзгі жиілігінің түрлендірілген сипаттамасы бар арнайы құрылымды, жеке айтқанда, Брэгг торын пайдаланған тиімді болады.

2.1 Оптикалық талшықтардың арнайы құрылымдары

Оптикалық талшықты өндірудің соңғы әзірлемеліктері жарық сигналды таратудың сипаттамасына дайындық сатысында әсер етуге жағдай туғызады. Дисперсияның қажетті сипаттарын алу үшін әйнек шыны элементтерін қоспалау пайдаланылады, олар индекстің, негізінде жүрекшенің (ядроның) рефракциялық өзгеруіне әсер етеді. Оның есепті сипаты бар, құрастырылған талшық дисперсиясының пайдалы қасиеттерін туғызады.

Дисперсия сипаттарын құру нәтижесінде жарықтық толқындардың жағымды ықшамдылығы бар талшықтардың арнайы құрылымын немесе хроматикалық дисперсияның компенсациялануын аламыз. Олар мынындай болуы мүмкін (2.1-сурет):

- ауытқыған дисперсиясы бар талшық (анг.: Dispersion shifted fiber - DSF);
- жарық дисперсиялық сипаты бар талшық (анг.: Dispersion flattened fiber - DFF);
- ауытқыған дисперсияның нөлдік емес мәні бар талшық (анг.: Non-Zero Dispersion Shifted Fiber - NZDSF);
- компенсацияланатын талшық (анг.: Dispersion compensatory fiber - DCF.).



Сурет 2.1 – Арнайы талшықты-оптикалық құрылымдардың дисперсиялық қисықтары жүрекше (ядро) формасына байланысты: SMF - стандарттық, DFF – жазық дисперсиялық сипаты, DSF – ауытқыған нөлдік дисперсиясымен, NZDSF - ауытқыған дисперсияның нөлдік емес мәнімен [14]

Ауытқыған (DSF) және жазық дисперсиясы (DFF) бар талшықтар.

Толқынжолдың стандарттық бірмодты SMF талшықтардың материалдық дисперсия мен толқынжол арасындағы оң қатынастары арқылы нөлдік дисперсиясы болады, бірақ ол таратудың тек екінші терезесіне немесе 1310 аумақтағы толқын ұзындығына қатысты (1.4.2 тарау). Сонымен бірге топ кідірісі жиілік ауқымының шегінде тұрақты болып табылады, содан кейін тегіс өтеді. Сөйтіп рефракция тобының индексі N толқын ұзындығында кіші болса, таратуды жоғары жылдамдықта оң іске асыруға болады, демек:

$$D = \frac{d\tau_g}{d\lambda} = \frac{cdN}{d\lambda}, \quad (2.1)$$

жауабы $D = 0$ болған кезде.

Материалдық дисперсияны алу үшін нөлдік дисперсияның орнын 1270 нм толқын ұзындығы құрды, бірақ толқынжол дисперсиясы бұл шаманы одан ұзын толқындар жағына 40 нм-ге ығыстырады, мұндағы таратудың екінші терезесінің 1310 нм толқын ұзындығы болады.

Нөлдік дисперсия үшін $D \sim 0$ маңызы зор, ол дисперсия B_d көлбеуі деп аталады және келесідей болады

$$B_d = \frac{dD}{d\lambda} = \frac{d^2\tau_g}{d\lambda^2} \left[\frac{ps}{nm^2 km} \right]. \quad (2.2)$$

Топтық кідіріс $\tau_g(\lambda)$ тәуелділігін λ_0 төңірегіне Тейлор қатарының элементтері бойынша жіктеп қойса, онда аламыз:

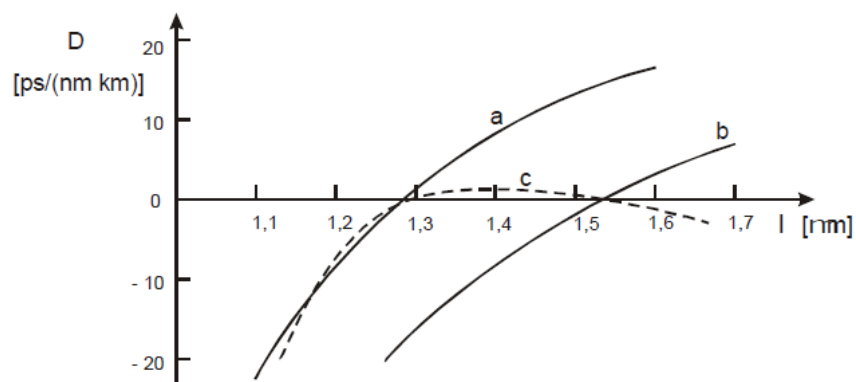
$$\Delta t = \tau_g L = \left[D \Delta \lambda + \frac{1}{2} B_d (\Delta \lambda)^2 \right] L, \quad (2.3)$$

мұндағы Δt - талшықтың L ұзындығы бойынша тарату болғаннан кейін хроматикалық дисперсияның салдарынан импульстің уақытша кеңеюі, $\Delta \lambda$ спектрлік импульстің ені болып табылады.

Нөлдік дисперсия коэффициенті минималдық өшуге сәйкес келетін оптикалық талшықты құру үшін толқынжол дисперсиясының үлесін үлкейту керек:

$$\frac{d\beta}{d\omega} = \frac{1}{c} \sqrt{B(n_1^2 - n_2^2) + n_2^2} \left(1 + \omega \frac{d\beta}{d\omega} \right). \quad (2.4)$$

Бұл жерде жүрекше мен қабықшаның сыну көрсеткіштері арасындағы айырмасын үлкейтуге негізделетін қарапайым тәсілді көруге болады. Екінші жағынан $\frac{d\beta}{d\omega}$ барынша көтеру үшін толқын ұзындығы мен толқын параметрлерін таңдаудың басқа да тәсілі де қажет. Осындай оңтайландыру жұмыстары өзекше диаметрін қысқартуға әкеліп соғады, сөйтіп ығыстырылған дисперсиясы бар талшықтардың (DSF) өзекшесі жұқа ($5\mu\text{m}$), бірақ механикалық кернеулердің (Δn) Рэлея шашырауы жоғары және өшу коэффициенті биік болады. Сыну көрсеткішінің сәйкесті пішіні мен материалдарын таңдау жолымен (2.2 сурет) 1310 нм топтық кідірісі бар (дисперсия) оптикалық талшық және 1550 нм – жазық жиілікті дисперсиясы бар (DFF) оптикалық талшықты іске асыруға болады. DFF талшықтарында толқын ұзындығына байланысты сынудың планарлы көрсеткіші болады, ол көрсеткіште нөлдік қатынастың екі нұсқасы бар. Екі талшықтың да айырмашылығы бар, біреуі – ВСД нөлдік дисперсияның берілген толқын ұзындығы бар және екіншісі – ДФФ-да таратудың екінші және үшінші терезелері үшін нөлге жақын дисперсиясы болады.

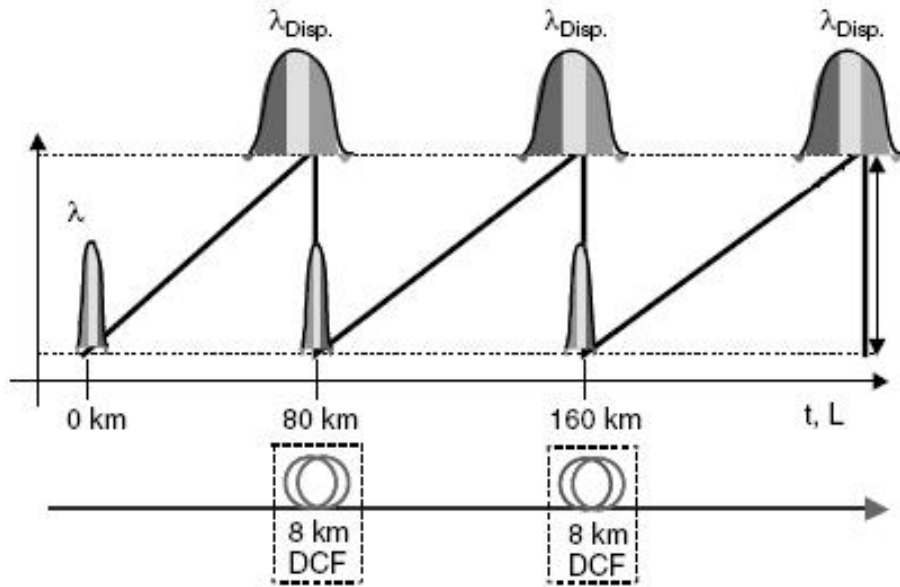


Сурет 2.2 – Дисперсия тәуелділігі толқын ұзындығынан тәуелділігі стандарттық талшық үшін (а) ауытқудан (б) және жазық (с) дисперсия [14]

Өтемдік (компенсацияланатын) талшық (DCF). ДСФ өтемдік талшықтың жарық көзі жұмыс жасайтын толқын ұзындығында хроматикалық дисперсияның салыстырмалы үлкен кері коэффициенті болады. Ол жаңа талшықты-оптикалық байланыс желісін жобалаған кезде пайдаланылады, бірақ,

енді телекоммуникациялық тораптарды жаңаландырған кезде, атап айтқанда, қолданыстағы стандартты оптикалық талшық желісінде екінші терезеден (1310 нм) үшінші терезеге ауысқан кезде қолдануға мүмкіндік туғызады. ДСФ-да сәйкесті құрылымы арқылы 1550 нм шамасындағы деңгейде кері хроматикалық дисперсиясы болады. Өтемдік талшық ұзындығын, оны каскад секциясымен байланыстыра отырып сәйкесті таңдаған кезде сол арқылы дисперсияның нөлге жақын стандарттық нәтижесін алуға болады.

Тәжірибеде DFC талшығын дайындалған өтемдік модульдерді күшейткіш станцияда тек белгілі қашықтыққа жиі орнатады (2.3-сурет).



Сурет 2.3 – Тарату желісі бойынша DFC өтемдік (компенсация) Талшықтарын іске қосу [7]

Егер стандарттық талшық дисперсиясын $D_{chr}(\lambda)$ және өтелуін (компенсациялануын) $D_{DFC}(\lambda)$, және олардың ұзындығын L және L_{DFC} , ал жарық көзінің спектрлік енін $\Delta\lambda$ белгілесек, онда келесі қатынастың орнын толтыруға болады:

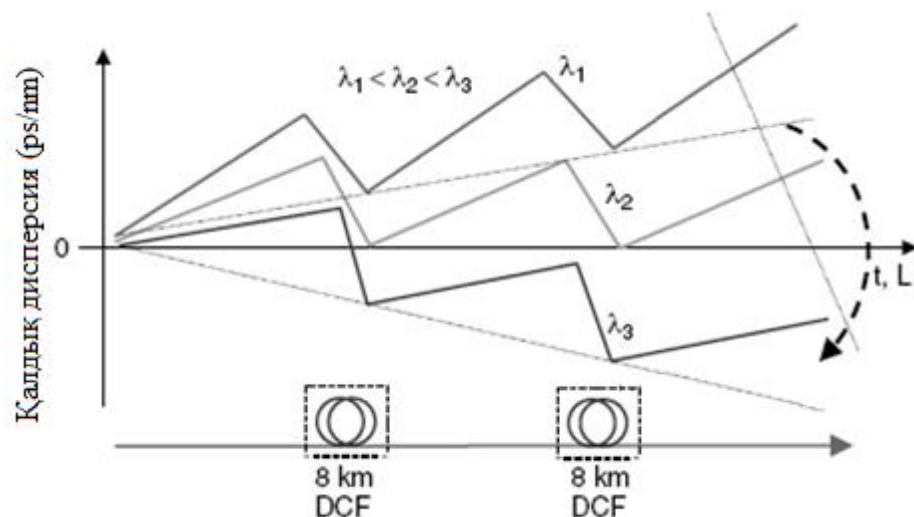
$$\Delta t = LD_{chr}(\lambda)\Delta\lambda + L_{DFC}D_{DFC}(\lambda)\Delta\lambda. \quad (2.5)$$

Әрине $Dt \sim 0$ кезде кідіріс уақыты нөлге теңеледі, сондықтан қатынастың берілгендерінен хроматикалық дисперсияны $D_{chr}(\lambda)$ компенсациялауға қажетті DFC L_{DFC} секция ұзындығын анықтауға болады:

$$L_{DFC} = \frac{LD_{chr}(\lambda)}{D_{DFC}(\lambda)}. \quad (2.6)$$

L және L_{DFC} ұзындықта төселген сәулежелолдардың толық орнын толтыру Λ , сондай-ақ α және α_{DFC} орнын толтырудың сәйкесті шамасы келесі тәуелділікке байланысты:

$$\Lambda = L\alpha + L_{DFC}\alpha_{DFC}. \quad (2.7)$$



Сурет 2.4 – DCF талшығының жетілмегендігі [12]

Хроматикалық дисперсияның қалаған мәнін біле тұрып, оптикалық талшық пен жарық көзінің параметрлері мен орнын толтыру нәтижесіндегі шығындарда хроматикалық дисперсияны өтеуге қажетті таратылатын DFC талшықтың ұзындығын көрсетуге болады. 1550 нм ұзындықты толқынға DCF талшығының тарату сипаты хроматикалық дисперсия әсер етуін алмағанда, таратылатын талшық ретінде болады, мысалы:

$$D_{DFC} = -200 \frac{ps}{nm \cdot km}, \quad (2.8)$$

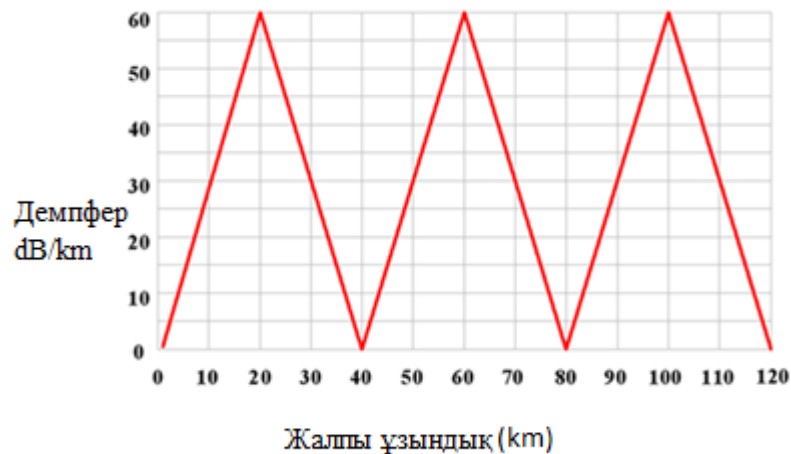
Басу:

$$\alpha_{DCF} = 0,5 \frac{dB}{km}. \quad (2.9)$$

Бұл шешім бір толқын ұзындығында жұмыс істейтін жүйелерге жақсы, ал DWDM қуаты көбейтілген жүйелерге қолайсыз, өйткені түрлі толқын ұзындықтары ($\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$) дисперсияның түрлі дәрежедегі хроматикалық компенсациялануын көреді, жеке айтқанда, бір толқын ұзындығында (λ_2) толық компенсациясы болады (2.4-сурет).

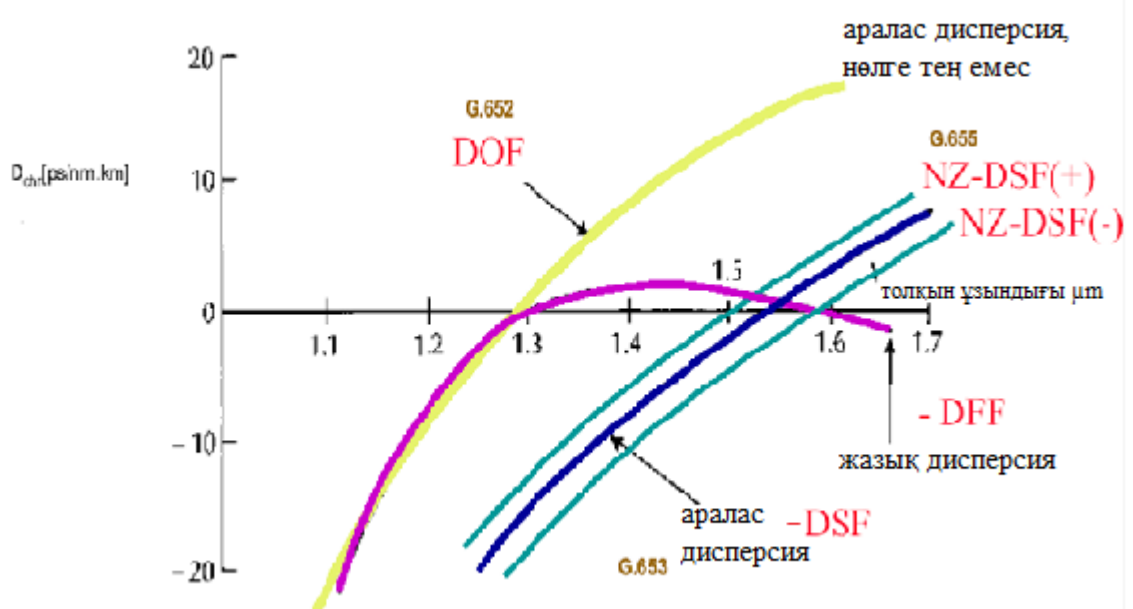
Ығыстырылған нөлдік емес дисперсиясы бар оптикалық талшық (NZDSF). Талшықтың SMF стандарты 1310 нм толқын ұзындығына оңтайландырылған. Оптикалық байланысты дамыту 1550 нм толқын ұзындығында жұмыс жасайтын азғантай өшуі бар таратудың үшінші терезесіне ауысу және жоғары өткізу қабілеті талап етеді. SMF толқын ұзындығында үлкен хроматикалық дисперсиясы болған, нәтижесінде осы нақты терезе үшін ығыстырылған нөлдік емес дисперсиясы бар DSF оптикалық талшығы әзірленген. DSF бір толқын ұзындығымен жақсы жұмыс жасаған, бірақ DWDM мультиплексорлық техникасының көңілінен шықпады, ол 1550 нм шамасында толқын ұзындығының белгілі ауқымында жұмыс жасау керек еді. Сызықсыз тарату, жеке айтқанда, ЧВ (ЧВС) болатын бұрмаланулар үшін қиынға түсті.

Осындай сызқты еместік мәселелерін шешу үшін 1550 нм жақын ығыстырылған дисперсиясының немесе NZDSF талшықтың нөлдік емес мәні бар талшықтардың жаңа түрі енгізілді. Әрине, дисперсия сигналды бұрмалайды, бірақ ықпалын төртолқынның араласуына дейін азайтады. Бірақ нөлдік емес дисперсия тарату жағдайын әлдеқайда жақсартады, нәтижесінде барлық арналар (толқын ұзындықтары) оптикалық талшықта әртүрлі қашықтарда болады (2.5 сурет).



Сурет 2.5 – NZDSF талшық каскады [21]

Кері нөлдік емес дисперсиясы NZDSF(-) және оң нөлдік емес дисперсиясы NZDSF(+) бар талшықтың 1:1 қатынаста қиыстыруы және кезектесуі хроматикалық дисперсияны сызқты емес эффектілердің қолайсыз әсер етуін шектей отырып, тиімді компенсациялайды (2.6 сурет). Одан басқа, EDFA күшейткіштерінің қоспалы эрбиемдері дисперсиясын пайдалану сигналды істен шығарады. Сондай-ақ NZDSF талшықтары осылайша алынған дисперсияны компенсациялау үшін қолданылады.



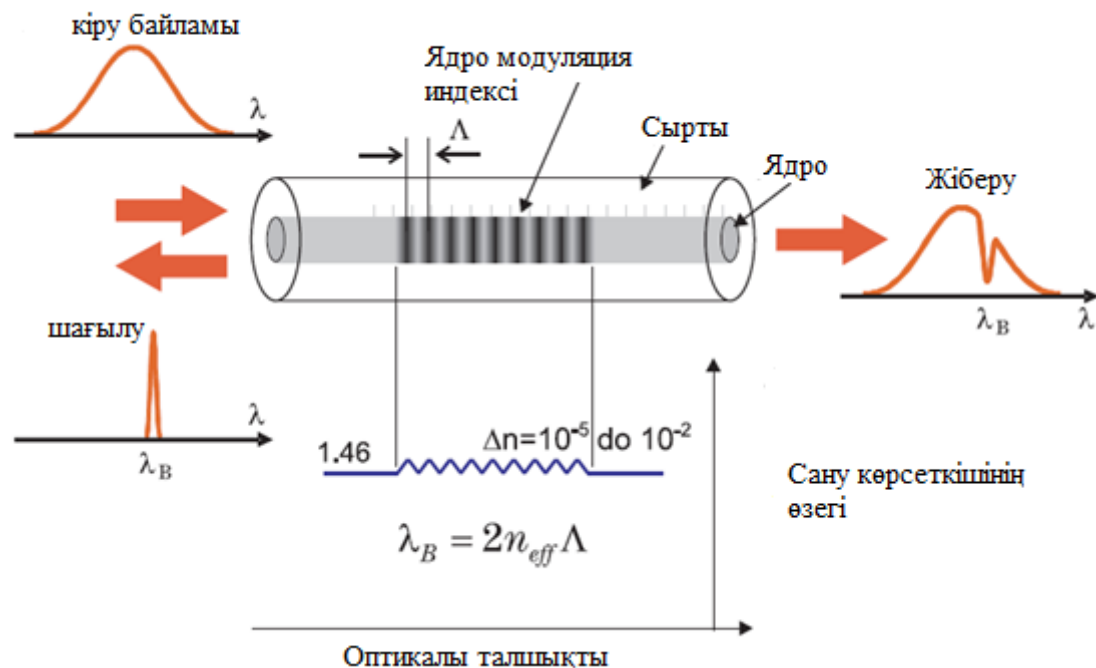
Сурет 2.6– Талшықтардың дисперсиялық сипаттамалары [21]

2.2 Талшықты-оптикалық Брэгг торы (FBG)

Талшықты-оптикалық Брэгг торы (ағылшын.: Fiber Bragg Grating - FBG) – талшық өзекшесінің ішінде тікелей ультракүлгін түсті (УФ) сәулеленген голографиялық тор. Талшықтағы тордың бұл учаскелері кезеңмен қайталанып тұрады, өзгерістері негізінде сыну көрсеткішінің бойлық бағытында болады. 1993 жылы Лемэр, Аткинса және Мизрахи сутегі атмосферасында германиймен қоспаланған кварц әйнек шыныдан тұратын талшықтар екі есе жоғары жарықсезгіштігі бар екенін көрсетті [13]. УФ-сәулелену алдында температурасы төмен болған кезде, яғни 20-75 °С температурасында шамасы 20-дан 750-ге дейінгі атмосфера (әдетте 150 атмосфера) қысымында сутегі атмосферасында өңдеу жүрекшеге (ядроға) сутегі молекулаларының диффузиясын жасайды. Ядроның теңдік дәрежедегі 95% астам ерітіндісін бөлме температурасында алады. Осы әдіс арқылы сыну көрсеткішін 0,01 өзгертуге болады. Гидрогенизация артықшылықтарының бірі германий-кремнезем оптикалық талшықтың, тіпті қоспасында германий жоқ болса да, кез келген брэгг торында соны пайдалану мүмкіндігі болып табылады. Одан басқа, Сутегін бөлетін сәулеленуге ұшырмаған учаскелер болса, онда бұл әдіс кез келген телекоммуникациялық терезелерді жоғалтуда ешқандай ықпалын тигізбейді.

2.2.1. Брэгг торының қағидалары

Әдеттегі талшықты-оптикалық Брэгг торы дифрагирлі Брэгг торының модасына бағытталған жарық сәулесі кері бағытта таралатын сол сәулеге түрлендіру арқылы жұмыс істейді. Нәтижесінде ВБР жарық дифракциясы талшықтың басқа режиміне талшықтан шығатын модқа талшық пен мода қабықшасы арқылы ауысуын келтіреді.



Сурет 2.7 – Брэгг торы жұмысының қағидасы (ВБР) [33]

Сыну көрсеткіші таралау бағытының бойымен кезеңмен өзгертіп тұратын Брэгг торының оптикалық талшығы арқылы таралатын жарық кейінгі ПП

өзгерістерінің кері шағылысудың салдарынан аздап шашырайды. Әдеттегідей Брэгг λ_B толқын ұзындығына тең шағылысқан жарықтың толқын ұзындығын алмағанда, кері шағылысқан жарық мөлшері өте аз, оны келесі формуламен есептейді:

$$\lambda_B = 2n_{eff}\Lambda, \quad (2.10)$$

мұндағы, λ_B - Брэгг торынан кері бағытта шағылысқан жарықтың кіріс ағымының орта толқынының ұзындығы, n_{eff} - тиімді сыну көрсеткіші және Λ – тор периоды (жолақтар периоды) болып табылады. Толқынға λ_B кері шағылысқан ұзындықтағы жарық үшін барлық парциялық толқындар бір-бірімен бір сатыда тұрады және сындарлы бөгет жасайды. Брэгг ұзындығы толқындар жарығының шағылуы ВБР 100% дейін құрайды, сол уақытта басқа толқын ұзындығының жарығы шығынсыз жіберіледі.

2.2.2. Брэгг торының қасиеттері

Брэгг торы талшығының жарық сәулесінің шағылысуы және спектралдық таралуының толық сипатын электродинамиканың классикалық теориясы арқылы алуға болады. Оптикалық талшықта жарықтың таралуы Максвелл тендеуімен сипатталады және сәйкесті шектік шартпен шешіледі. Бұл есептің шешімдері таралатын өрістің электромагниттік модтарының үлестірілуін қамтамасыз етеді. Классикалық электродинамика теориясында оптикалық Брэгг торындағы іріктелген шағылысы қарама-қарсы бағытта таралатын сәйкесті модтары арасындағы байланыспен түсіндіріледі. Егер талшықтар осы модтардың тұрақты таралуының айырмасына немесе қосындысына жақын шамасы бар амплитуда немесе фаза ауытқуын жүзеге асырса, арнайы модуль басқа модпен бірігуі мүмкін. Осындай мәселелерді шешу үшін байланысқан модтар теориясы қолданылады.

Енді жарық дұрыс бағыты бойынша таралды делік, онда Брэгг шарты келесі түрдей болады:

$$\lambda_B = \Lambda n_0, \quad (2.11)$$

мұндағы: λ_B - Брэгг толқынының ұзындығы болып табылады, Λ - тор периоды, ал n_0 - тиімді сыну көрсеткіші. Сыну көрсеткіші синусоидалды өзгертін кеңістіктегі бағытта жарық толқыны таралса, онда келесі тәуелділікті жазуға болады:

$$n(z) = n_0 + \Delta n \cos\left(2\pi \frac{z}{\Lambda}\right), \quad (2.12)$$

мұндағы: Δn – Брэгг толқынының ұзындығы, Λ – тор периоды, және n_0 тиімді сыну көрсеткіші болып табылады.

Бұл жағдайда (2.12) төмендегі түрге түрленеді:

$$R(L_G, \lambda) = \frac{\varepsilon^2 \sin h^2(sL_G)}{\Delta k^2 \sin k^2(sL_G) + s^2 \cos h^2(sL_G)}, \quad (2.13)$$

мұнда:

$$s = \sqrt{\varepsilon^2 - \Delta k^2} ; \quad (2.14)$$

параметр болып табылады;

$$k = 2\pi \frac{n_0}{\lambda} \quad (2.15)$$

тұрақты пропорция бар;

$$\Delta k = k - \frac{\pi}{\lambda} \quad (2.16)$$

бұл гармоника векторы.

$$\varepsilon = \frac{\pi \Delta n \eta(V)}{\lambda} \quad (2.17)$$

сығылу факторы болып табылады, мұнда

$$\eta(V) \approx 1 - \frac{1}{V^2} \quad (2.18)$$

талшық өзекшесінде тұратын қоректену модулінің бөлігі болып табылады.

Сығылу факторы η оптикалық талшықта жиіліктерді стандарттау V функциясы болып табылады:

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} r \sqrt{n_0^2 - n_c^2} , \quad (2.19)$$

мұндағы: r - жүрекше (ядро) радиусы, және n_0 мен n_c - өзекше мен қабықшаның сыну көрсеткіші.

Тордың шағылыстыру қабілеті тор ұзындығы мен толқындар ұзындығы функциясы болып табылады. Толқындар ұзындығының орталық торы үшін Брагу әуені болады, демек дельта $K=0$, шағылысу коэффициентінің өрнегі келесідей:

$$R(L_G, \lambda) = \tan h^2(\varepsilon L_G). \quad (2.20)$$

Сыну көрсеткішінің модуляциясы көтерілген сайын шағылысу коэффициенті де өседі және сыну көрсеткіші Δn_0 модуляциясының тор ұзындығы L_G тұрақты k таралуына қатты әсер етеді. Сонымен kL_G туындысы тордың шағылыстыру күшін анықтайды. Әлсіз және қуатты тор болып бөлінеді.

Брэгг торы талшық өзекшесінде сыну көрсеткішін кезеңмен өзгертетінін білдіреді, ол екі жарық толқындары (түсетін және шағылысқан) интерференциясын жасайды. Брэгг торының ұзындығы немесе λ_B толқын ұзындығы – ең жоғары деңгейдегі шағылысуын келесіден аламыз:

$$\frac{2\pi n_0}{\lambda_B} = \frac{\pi}{\Lambda}, \quad (2.21)$$

мұндағы n_0 - моданың тиімді сыну көрсеткіші, ал Λ тор периоды болып табылады.

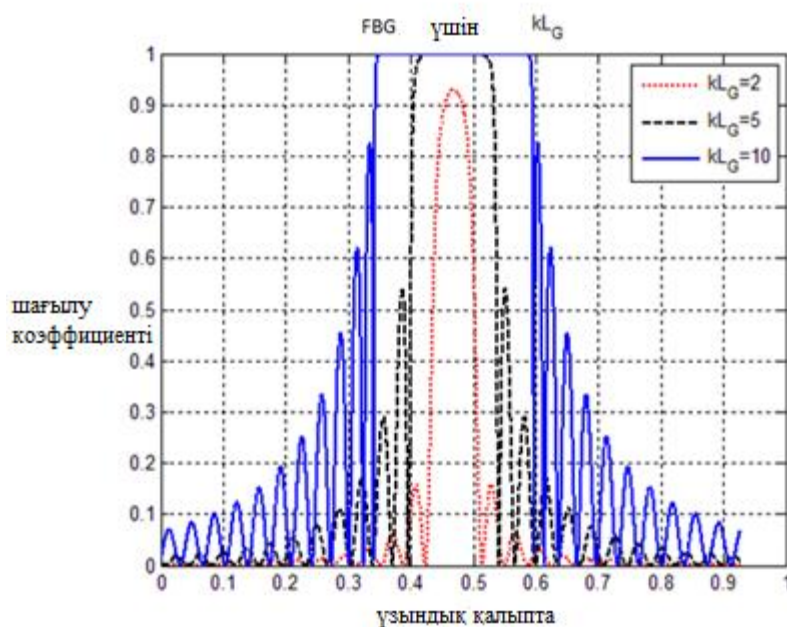
Байланысан мода теориясына сәйкес бұл толқындар бір бірімен фазада болады, осы фазалар құрылымдық реттеуге бөгет жасайды. Брэгг толқын ұзындығының өрнегін келесідей келтіреді:

$$\lambda_B = 2n_0\Lambda. \quad (2.22)$$

Егер синхрондау шарты орындалса, онда тұрақты таралуы:

$$k = \frac{\pi\Delta n}{\lambda_B}. \quad (2.23)$$

Жоғарыда көрсетілген шарттарды ескере отырып, брэгг торының шағылыстыру қасиеті kL_G туындысының функциясы болып табылады және спектралды шағылысу қасиетінің түрін анықтайды (2.8-сурет).



Сурет 2.8 – kL_G туындысына байланысты Брэгг торының нормалы шағылдырғыштық спектрі (MATLAB ортасында орындалған үлгісіне негізделген нәтижелер).

Сонымен максималды шағылдырғыштық қасиеті келесідей болады:

$$R_{max}(kL_G) = \tan^2\{kL_G\}. \quad (2.24)$$

Қуатты тор деп шағылысулар 100% жетсе айтамыз.

Брэгг торынан шағылысқан жарық толқындарының фазалық жылжу теориясын ескере тұрып, шағылдырғыштық қасиетінің түрлі спектралдық сипаттамалары болатын әртүрлі торды құруға болады. Талшық өзекшесінің сыну

көрсеткішін және олардың құрылған уақытын бірсарынды өзгерте тұрып, толқынның белгілі ұзындығын немесе одан да үлкен ұзындығын шағылыстыратын торды құрастыруға болады. Дисперсияны компенсациялау жағынан қарасақ, мұдай талшықты таңдап оқуға және жарық толқынның нақты ұзындығын жіберуге, сондай-ақ талшық арқылы таралатын толқын жылдамдығындағы айырымын азайтуға арналған жіберуші және қабылдаушы құрылғыларда қолданған жөн. Мұндай қысқартулар үшін өзекшенің сыну көрсеткішін уақытымен бірқалыпты өзгеруін өсіретін торды, жеке айтқанда Брэгг торын (ағыл: Chirping fiber Bragg gratings - CFBG) пайдаланады.

2.3 Өту матрицасына негізделген үлгілеу әдістерін сипаттау (TMM)

MATLAB ортасында талшықты брэгг торын үлгілеуді талдайтын әдістерінің бірі байланысқан модтар теориясы болып табылады. Оптикалық талшықтың ядросында толқынды тарату үшін тор жолағын есептейтін екі есептеуішті енгізіп, ауысулар матрица әдісін қолданатын талшықты-оптикалық Брэгг торын сипаттауға болады (ағыл: transfer matrix method - TMM).

Ең басында тор бірқалыпты және таралатын толқындар тор бойында алға және кері FB болса – деп болжасақ, теңдеуді келесі түрдей сипаттауға болады:

$$E_f(z, t) = a_f(z)e^{[i\{\omega t - \beta z\}]}, \quad (2.25)$$

сондай-ақ

$$E_b(z, t) = a_b(z)e^{[i\{\omega t - \beta z\}]}, \quad (2.26)$$

мұндағы: β – таратудың тұрақты шамасы, а ω – бұрыштық жиілігі.

Байланысқан модтар теориясы бойынша ұсынылған $a_f(z)$ және $a_b(z)$ жалпы амплитудасы келесі түрге байланысты:

$$\frac{da_f(z)}{dz} = -ik^* a_f(z)e^{2iz\Delta\beta}, \quad (2.27)$$

L_G ұзындықты тор бойынша $0 < z < L_G$ шарты бар, сондай-ақ мұндағы шарт

$$\Delta\beta \equiv \frac{2n\pi}{\lambda} - \frac{\pi}{\Lambda} \quad (2.28)$$

таратудың тұрақты шамасындағы айырымы.

Сонда бірқалыпты тордың сыну көрсеткіші синусоидалды өзгереді, оны келесі формуламен жазуға болады:

$$n(z) = n + \Delta n_0 \cos\left\{\frac{2\pi z}{\Lambda}\right\}, \quad (2.29)$$

мұндағы: $(2\pi z) \cdot n(z) = n$ байланыстың құрама айнымалы факторы

$$\kappa = \sqrt{\left\{\frac{\Pi\Delta n_0}{\lambda_B}\right\}^2 - \Delta\beta^2} \quad (2.30)$$

фазаға жақын толқындар ұзындығы үшін аппроксимацияланады және сондықтан:

$$\kappa \cong \frac{\Pi\Delta n_0}{\lambda_B}. \quad (2.31)$$

Кезеңмен тербелетін бір қалыпты тор үшін L ұзындығы бойында таралатын амплитуданың электромагниттік өрісі арасындағы қатынасты сипаттайтын T 2x2 ауысу матрицасы қолданылады:

$$\begin{bmatrix} a_f(0) \\ a_b(0) \end{bmatrix} = [T] \begin{bmatrix} a_f(L) \\ a_b(L) \end{bmatrix}, \quad (2.32)$$

мұндағы $a_f(0)$ - оң бағытта таралатын кіріс толқынның амплитудасы; $a_b(0)$ - кері бағытта таралатын кіріс толқынның амплитудасы; $a_f(L)$ - оң бағытта таралатын шығыс толқынның амплитудасы; $a_b(L)$ - кері бағытта таралатын кіріс толқынның;

$$T_{11} = T_{22}^* = \left[\frac{\Delta\beta \sin h\{\kappa\Delta L\} + i\kappa \cos h\{\kappa\Delta L\}}{i\kappa} \right] e^{\frac{i\Pi\Delta L}{\Lambda}}, \quad (2.33)$$

сондай-ақ

$$T_{12} = T_{21}^* = \left[\frac{\Pi\Delta n_0 \sin h\{\kappa\Delta L\}}{i\kappa\lambda_B} \right] e^{\frac{t\Pi\Delta L}{\Lambda}}. \quad (2.34)$$

Шектік шарт арқылы $a_f(0) = 1$ және $a_b(L) = 0$ (2.32) келесі түрге келуге болады:

$$\begin{bmatrix} 1 \\ a_b(0) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_f(L) \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (2.35)$$

$a_b(0) = \frac{1}{T_{11}}$, сондай-ақ $a_f(L) = \frac{T_{21}}{T_{11}}$ қайдан анықтауға олады, егер олардың шағылысуының $R(\lambda)$ спектралдық сипаттамалары мен $T(\lambda)$ трансляторы негізінде

$$R(\lambda) = \left| \frac{T_{21}}{T_{11}} \right|^2, \quad (2.36)$$

$$T(\lambda) = \left| \frac{1}{T_{11}} \right|^2. \quad (2.37)$$

$$\begin{bmatrix} a_f(0) \\ a_b(0) \end{bmatrix} = [T(L_1)][T(L_2)] \dots [T(L_i)]. \quad (2.38)$$

Ауысу матрицасының осы түрі бірқалыпты Брэгг торы тарататын жарықты сипаттау үшін пайдаланылады. CFBG торын сипаттау үшін кішігірім ішінара торларға бөлу керек, олардың әрқайсында өзінің ауысу матрицасы болады. Әр кішігірім ішінара торының өз мәні Δn_0 және L_i бар. Сондықтан тордың L_g ұзындығы төмендегідей жазатындай $L_1 + L_2 + \dots + L_i$ болады:

Тордың спектралдық жауабын келесі формула бойынша есептейміз:

$$R(\lambda) = |r(\lambda)|^2, \quad (2.39)$$

мұндағы: шағылысу коэффициенті:

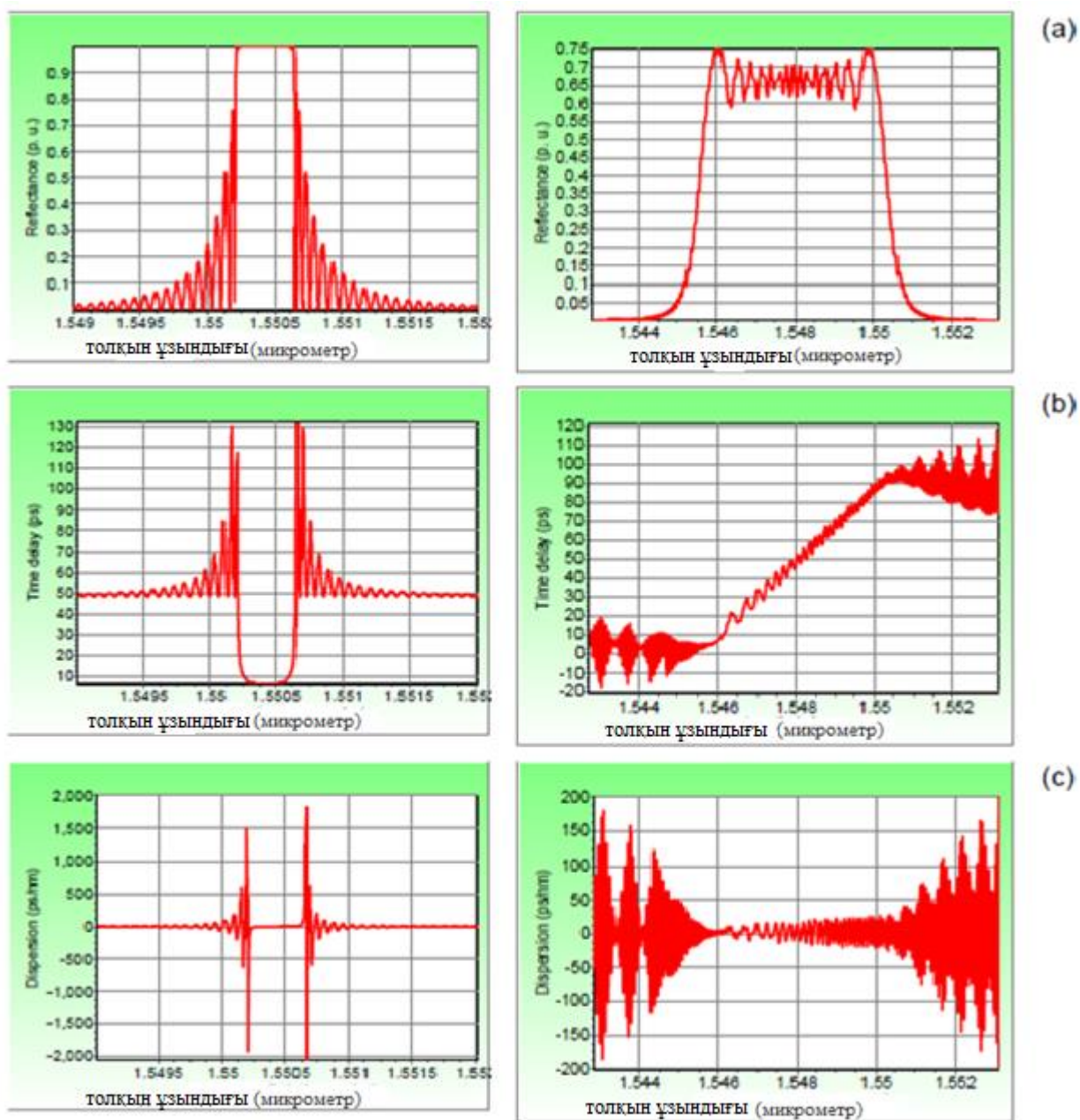
$$r(\lambda) \equiv \frac{a_b(0,\lambda)}{a_f(0,\lambda)}. \quad (2.40)$$

Ауысулар матрицасының әдісі брэгг торы жұмысына ұқсату үшін қолданылған, ол 2.8-суретте көрсетілген.

$R(\lambda)$ шағылысу коэффициенті $\theta_p(\lambda) \equiv \text{faza}(r(\lambda))$ [2] фаза туралы ақпарат алуға мүмкіндік береді, жауап алу торы, атап айтқанда шағылысқан жарықтың кідіріс уақыты $\tau_p(\lambda)$ және дисперсия коэффициенті $d_p(\lambda)$ туралы негізгі екі ақпарат жібереді [25]:

$$\tau_p = \frac{d\theta_p}{d\omega} = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} \frac{d\theta_p}{d\lambda}, \quad (2.41)$$

$$d_p = \frac{d\tau_p}{d\lambda} = \frac{2\tau_p}{\lambda} - \frac{\lambda^2}{2\pi c} \frac{d^2\theta_p}{d\lambda^2} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \frac{d^2\theta_p}{d\omega^2}. \quad (2.42)$$



Сурет 2.9 - Спектрлер (а) - шағылысулар, (б) – уақыт кідірісі, (с) – бір қалыпты Брэгг торының дисперсиясы (сол жағы) және Брэгг торы (оң жағы) [25]

2.9-суретте көрсетілген (а) стадиясында бүйірлік жолағын құрудың себебі тордағы желінің екі соңының арасында дүркінді шағылыстар болады. Егер Δk баптау векторы болып табылса, онда таратудың тұрақты шамасы β формула бойынша шығарамыз:

$$\Delta k = \beta - \frac{\pi}{\lambda}, \quad (2.43)$$

$$\beta = \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda}. \quad (2.44)$$

Синусоидалды тербеліс болып табылатын байланыс коэффициенті талшық өсінің бойындағы сыну көрсеткішін өзгертеді, мұнда таратудың тұрақты шамасы келесідей:

$$k = \frac{\pi \Delta n \eta(V)}{\lambda}, \quad (2.45)$$

мұндағы:

$$\eta(V) = 1 - \frac{1}{V^2} \quad (2.46)$$

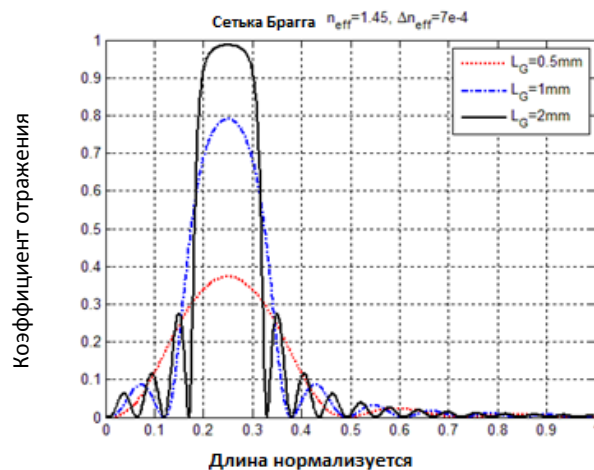
талшықтың нормалы жиілігінде V және сәулежел өзеңшесінде болатын күштік моданың бөліктер функциясы болып табылады. Өткізу қабілетіне арналған жалпы өрнекті тордың (жартылай ені деп атайды - FWHM) келесі формада алады:

$$\Delta\lambda = \lambda_B(kL_G) \sqrt{\left(\frac{\Delta n}{2n}\right)^2 - \left(\frac{1}{N}\right)^2}, \quad (2.47)$$

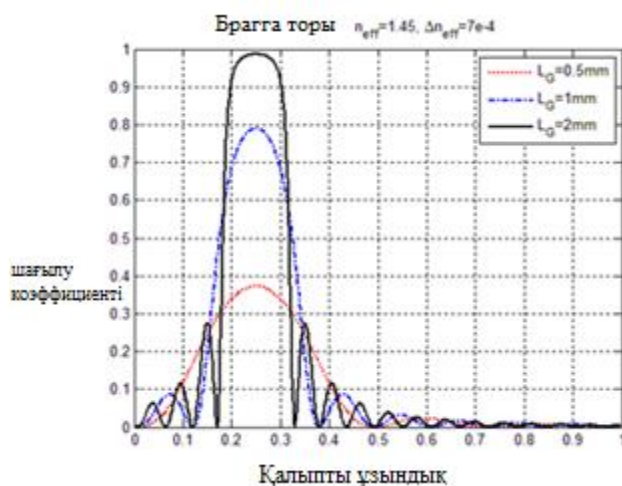
мұндағы: kL_G - шағылысу күші, ал N – жолақтар саны, яғни талшықтың локальды сыну көрсеткішінің өзгеруі.

Ауысу матрицасының (ТММ) әдісі арқылы брэгг торының спектралды шағылдырғыштық қабілетінің сипаттамаларының сәйкестігі анықталады. Шынында, бұл тор ұзындығына және талшық өзеңшесінің сыну көрсеткішінің локальдік өзгеруіне байланысты. Тор ұзындығы өзеңшенің ($\Delta n_{eff} = 7e-4$) сыну көрсеткішімен ұлғайса, жолақ ені кішірейеді (2.10-суретте көрсетілген). Спектралды шағылдырғыштық қабілетінің қатынастары тор ұзындығы өскен кезде үлкейеді деп қорытынды жасауға болады.

Негізгі тербелістердің сыну көрсеткіші (сол тор ұзындығына әсері Δn_{eff}) көбейсе, оның мәні тордың сыну көрсеткішін үлкейтеді (2.11-сурет). Егер сыну көрсеткіші азайса, шағылдырғыштық қабілеті ең кіші сатыға дейін төмендейді, және ешқандай өзгерістерге қарамай, тұрақты болып қалады.



Сурет 2.10 - Брэгг торының әртүрлі ұзындықтарына арналған нормалы шағылдырғыштық спектрі (MATLAB ортасында орындалған үлгісіне негізделген нәтижелер)



Сурет 2.11 – Өзекшенің тиімді сыну көрсеткіштерінің мәні әртүрлі болған кездегі нормалы шағылдырғыштық спектрі (MATLAB ортасында орындалған үлгісіне негізделген нәтижелер)

Екінші бөлім бойынша қорытынды

1. Жұмыста талшықты-оптикалық желілердегі сигналдарды тарату қиындықтары мен егжей-тегжейлі бұрмалауы зерттелген және хроматикалық дисперсия әсерін жоюдың негізгі тәсілі модификацияланған талшықты дисперсияның арнайы құрылымдары және брэгг торлары деп аталатын сүзгі жиіліктерін пайдалану болып табылады.

2. Жұмыс істеу принципі мен ұзындығынан және толқын ұзындықтарының торларына дейін функциясы түрінде тордың шағылу қабілетінің аналитикалық сипаттауы бар Брэгг талшықты-оптикалық тордың қасиеттері қаралды.

Зерттеу көрсеткендей, талшықтар өзегінің сыну көрсеткіші және олардың қалыптасу кезеңі баяу өзгере отырып, белгілі бір толқын ұзындығын немесе үлкен ұзындықты көрсететін торды алуға болады, ал мұндай талшық жарығының толқын ұзындығы жіберу және іріктеп оқу үшін таратқыш және қабылдағыш құрылғылар пайдалануға мүмкіндік береді, сондай-ақ, талшық арқылы тарайтын толқын жылдамдығының айырмашылықтарын азайта отырып толқын компенсаторының кешіктіруін қамтамасыз етеді.

3. MATLAB әзірлеу ортасында Брэгг талшықты-оптикалық торды модельдеу үшін, оптикалық талшық ядросында, толқынтарату үшін торшалардың екі есептегіш белдеулерін кірістіре отырып модамен байланысты матрицаға көшу теориясы әдісінің сипаттамасы берілген. L ұзындығы бойымен, мерзімдік ауытқуы бар, біркелкі тор үшін таратылатын амплитуданың электр өрісі арасындағы қарым-қатынастарды сипаттау үшін T 2×2 ауысу матрицасы келтірілген, оның негізінде коэффициент шағылысуының торлы спектрлік жауабын аналитикалық түрде есептеуге болады. Осылайша, брэгг торларының жұмысының үлгісі алынған.

4. (TMM) ауысымының матрица әдісінің көмегімен брэгг торларының спектрлі бейнелеу қабілетінің сипаттамалары торлар ұзындығынан және талшықтар өзегінің сыну көрсеткішінің жергілікті өзгерістеріне тәуелділігі көрсетілген. Торлар ұзындығы, сол өзектің сыну көрсеткіші мен көбейген кезде ($\Delta n_{eff} = 7e-4$), жолақтың ені азаяды. Бұдан мынандай қорытынды жасауға

болады, спектрлі бейнелеу қабілетінің қатынасы, торлар ұзындығының ұлғаюы кезінде артады екен.

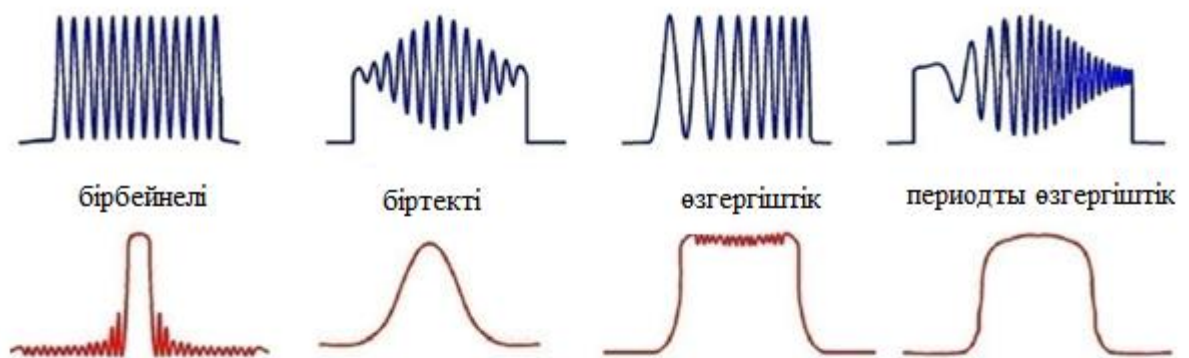
5. Бұл бөлім бойынша зерттеу нәтижелері келесі жұмыстарда жарияланды [97, 102, 103].

3. ТАЛШЫҚТЫ БРЭГГ ТОРЛАРЫНЫҢ ЖІБЕРУ ТӘРТІПТЕРІН ЗЕРТТЕУ ЖӘНЕ ОҢТАЙЛАНДЫРУ

**3.1 Талшықты Брэгг торларындағы шағылысу және өткізу
спектрларының өзгеруін үлгілеу әдістері**

Талшықты брэгг торларының байланыс талшықтарын сүзгі арқылы тарататын қарапайым элементтері мен бірегей қасиеті бар, сондықтан қарқынды дами түсті және тарату технологиясында одан да кеңінен қолданыс тапты. Олар жолақтық сүзгінің оптикалық тар жолақты ыдысы ретінде де, мысалы, оптикалық тармақтаушыларды конфигурациялаған кезде немесе жолақтық сүзгінің циркуляторлары, жеке айтқанда, WDM техникасында (толқын ұзындығы бойынша мультиплексерлеу және демультимплексорлау үшін) қолданылуы мүмкін. Оптикалық циркуляторлардың орналастырылған орнында CFBG торының өзгерісін хроматикалық дисперсияны компенсациялау үшін оптикалық желілерде қолданады, сондықтан олардың жұмыс істеу қағидасын талқылап және шағылысу мен компенсациялау қасиетін жақсарту үшін пайдаланылатын әртүрлі аподизация пішінін (профилін) қарастыру керек.

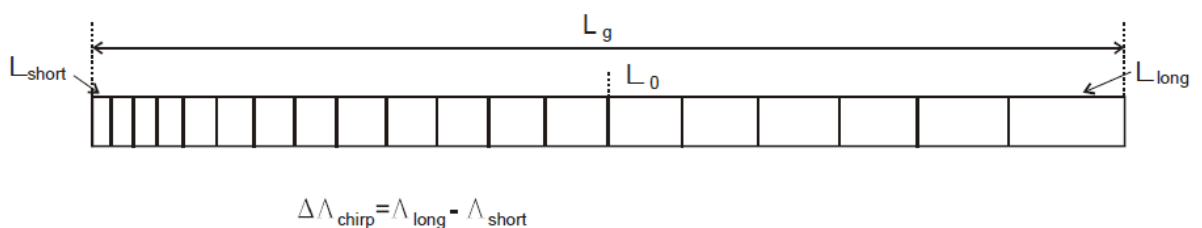
Брэгг торында өзгерістер болған кезде тор бойымен таралатын периоды Функция болып табылады, яғни тордағы жарықтың таралатын тереңдігі жарық толқын ұзындығының функциясы болады (3.1 сурет). Бұл спектралдық реакцияны үлкейтеді, өйткені әртүрлі толқын ұзындықтары торда әртүрлі тереңдіктегі сәуле түсіреді.



Сурет 3.1- Өзекшенің сыну көрсеткіштерінің таралуына (жоғарыда) және сәйкестік спектралды шағылдырғыштық қасиетіне (төменде) тәуелді Брэгг торының әр алуан түрлері [3]

L ұзындығына арналған тордың ені төмендегідей (3.2-сурет) көрініс алады:

$$\Delta\lambda_{chrip} = 2n_{eff}(\Lambda_{long} - \Lambda_{short}) = 2n_{eff}\Delta\Lambda_{chrip}. \quad (3.1)$$

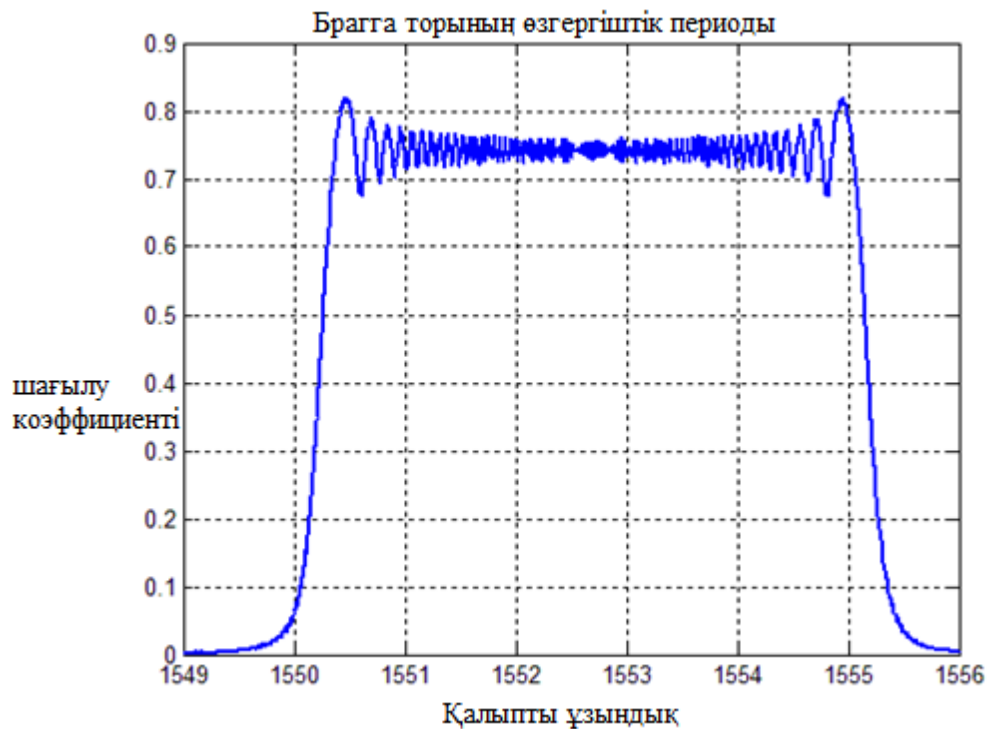


Сурет 3.2 – Брэгг торының өзгеруі [4]

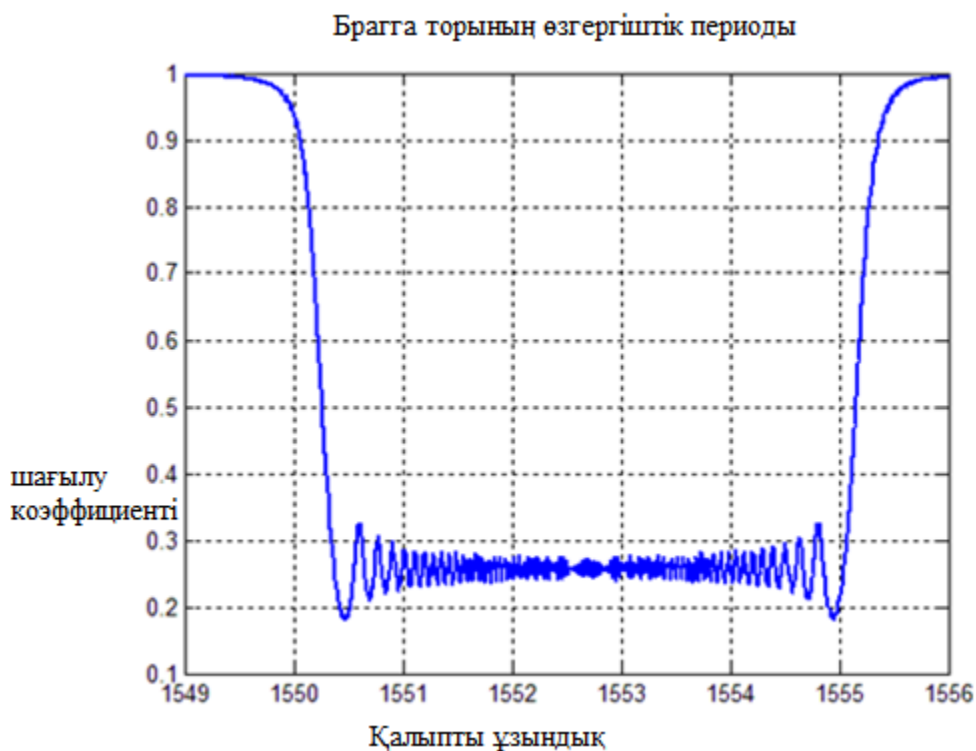
Жарық сәулесі тордың периоды біркелкі өсуімен торда түйіссе, толқын ұзындығына қатысты кідірісті, яғни шағылысу тереңдігін кездестіреді. Бұл кідіріс толқын ұзындығының функциясы болып табылады:

$$\tau(\lambda) \approx \frac{(\lambda_0 - \lambda)}{\Delta\lambda_{chrip}} \frac{2L}{v_g}, \quad (3.2)$$

мұндағы: $2n_{eff}\Lambda_{short} < \lambda < \Lambda_{long}$ және λ_0 - өзгеріс енінің ортасындағы Брэгг толқынның ұзындығы, v_g - талшықтағы жарықтың топтық орта жылдамдығы.



Сурет 3.3 – Брэгг торының айнымалы шамасының шағылысу спектрінің мысалдары (MATLAB ортасында орындалған үлгісіне негізделген нәтижелер)



Сурет 3.4 – Брэгг торының айнымалы шамасының кеңінен тарататын спектрінің мысалдары (MATLAB ортасында орындалған үлгісіне негізделген нәтижелер)

ЛЧМ, жарық шоғының жарылып бөлінетін аралығы толқын ұзындығына байланысты максималды кідірісті $2L / v_g$ ескереді. Бұл эффект (құбылыс) хроматикалық дисперсияны компенсациялау үшін талшықты-оптикалық жүйелерде пайдаланылады. Хроматикалық дисперсия толқын ұзындығына байланысты талшық өзекшесінде локальды өзгерту арқылы жүзеге асырылады. Себебі толқын әртүрлі ұзындықта болған кезде импульс ұлғаяды, компонент сол жолды өтіп жатса да кідірісті байқайды (толқын ұзындығы әр режимнің топтық кідірісіне байланысты). Брэгг торының өзгеруі DWDM жүйесі ретінде де пайдалы, мұнда талшықты лазерлерде қысқа импульстардың формасын қадағалау керек.

Талшықтың өткізу және шағылысу спектрлерін өзгерістерін модельдеуге арналған екі стандарттық әдісі бар. Біріншісі байланысқа мода теориясын қолданады, бірақ ол әзірлеу ортасында жүзеге асыру күрделі және қиындық туғызады. Екінші тәсілі жұқа қабаттар тәсілін білдіреді [24]. Бұл әдісте талшықты брэгг торы әртүрлі оптикалық параметрлі жұқа диэлектрлік беттерден тұрады деп болжайды. Содан кейін қабаттардың әрқайсысын есептеу керек. Бұл өзекшенің сыну көрсеткішінің кез келген таралуын талшықты брэгг торларында есептеуге мүмкіндік береді, одан басқа ол жеңіл іске асырылады.

Әр қабат сайын жарықты тарату келесі матрицамен көрсетілген [6] :

$$F_i^B = \begin{bmatrix} \cos h \gamma_B \Delta z - i \frac{\hat{\sigma}}{\gamma_B} \sin h(\gamma_B \Delta z) & -i \frac{\kappa}{\gamma_B} \sin h(\gamma_B \Delta z) \\ i \frac{\kappa}{\gamma_B} \sin h(\gamma_B \Delta z) & \cos h(\gamma_B \Delta z) + i \frac{\hat{\sigma}}{\gamma_B} \sin h(\gamma_B \Delta z) \end{bmatrix}, \quad (3.3)$$

мұндағы $\hat{\sigma}$ - байланыстың қосынды коэффициенті (ағыл.: Common DC coupling self-diffusion coefficient); κ - кері фактордың айнымалы шамасының құрама байланысы (ағыл.: AC coupling coefficient), ол ұзындығы болып табылады; i – тор секциясы, оның параметрі келесі үлгімен есептеледі:

$$\gamma_B = \sqrt{\kappa^2 - \hat{\sigma}^2}, \quad (3.4)$$

ал $\hat{\sigma}$ және κ коэффициенттері i –брэгг торының фрагментіне (үзіндісіне) сәйкес келеді

$$\kappa = \frac{\pi}{\lambda} \overline{v \delta n_{eff}}, \quad (3.5)$$

мұндағы v – тор жолағының (қарама-қарсы сыну индексі) қарама қарсылығы (ағыл. visibility), $\overline{\delta n_{eff}}$ - тор периодының ауданы бойынша отрашаландырылған сыну көрсеткішінің тұрақты құрауышының өзгеруі (ағыл.: change in the index DC spatially averaged over the period of the grating) және:

$$\hat{\sigma} \equiv \sigma + \delta - \frac{1}{2} \frac{d\phi}{dz}, \quad (3.6)$$

мұндағы ϕ – ЛЧМ торын сипаттайтын параметрді білдіреді.

Ең алдымен, баптау параметрі δ (ағыл.: detuning) және тор периоды бойынша отрашаландырылған байланыстың тұрақты қатынасын келесі формулаларды қолданып қарастырады (ағыл.: an averaged coefficient of over the period of a DC):

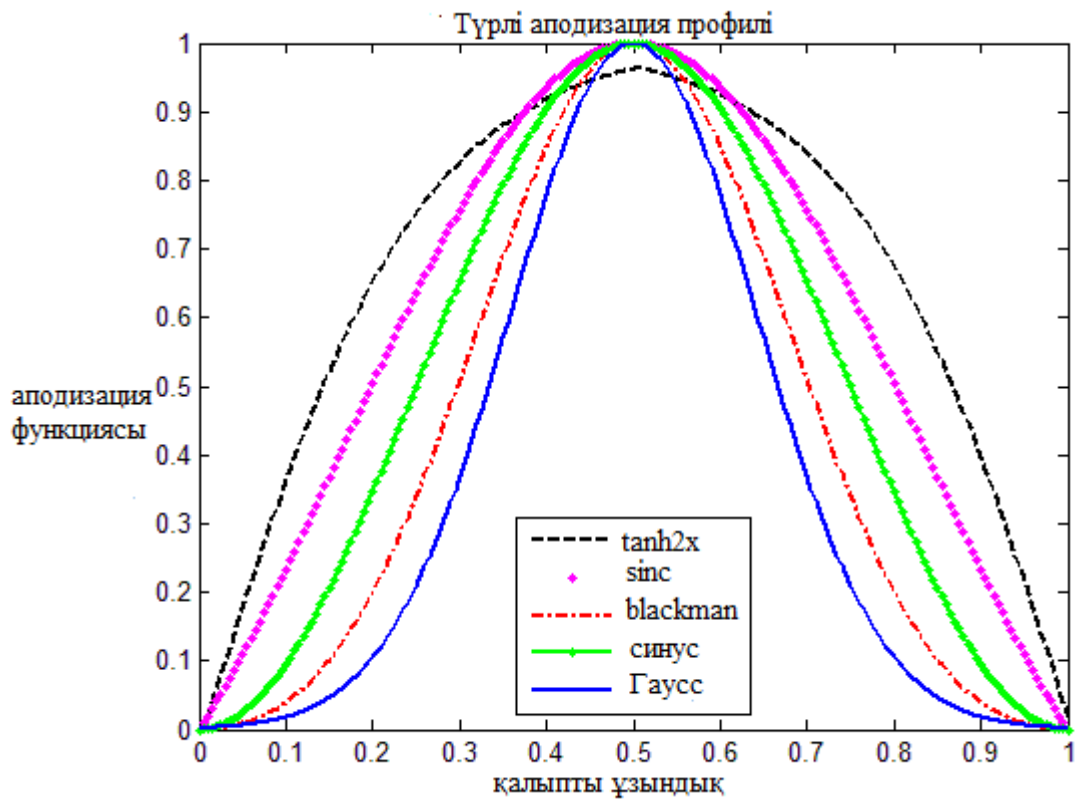
$$\delta = 2\pi n_{eff} \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_D} \right), \quad (3.7)$$

$$\sigma = \frac{2\pi}{\lambda} \overline{\delta n_{eff}}, \quad (3.8)$$

мұндағы: $\lambda_D = 2n_{eff}\Lambda$ - брэгг толқын ұзындығы, n_{eff} - тиімді сыну көрсеткіші.

Егер тор барлық ұзындық параметрі бойынша біртегіс болса, κ , σ , $\hat{\sigma}$ бекітілген және $\frac{d\phi}{dz} = 0$ болады. n_{eff} торының спектралдық жауабы екі жақтан да локальды максимумдардың барлық ұзындығы бойынша бекітілген. Тордағы ұзындығы бойынша сыну көрсеткішінің модуляция амплитудасының жайлап өзгеруіне әсері.

Апподизация профилінің мысалдары (3.5-сурет):



Сурет 3.5– Ұзындық эталоны функциясының аподизация мысалдары (MATLAB ортасында орындалған үлгісіне негізделген нәтижелер)

- Гаусс

$$f(z) = \exp \left\{ -\ln 2 \left[\frac{2(z-L/2)}{FWHM} \right]^2 \right\}, 0 \leq z \leq L, FWHM = L/3; \quad (3.9)$$

- көтерілген синус:

$$f(z) = \sin^2 \left(\frac{\pi z}{L} \right); \quad (3.10)$$

- Синус

$$f(z) = \text{sinc} \left(\left| \frac{2(z-L/2)}{L} \right| \right), 0 \leq z \leq L; \quad (3.11)$$

- Тангенс

$$f(z) = \tanh \left(\frac{2az}{L} \right), 0 \leq z \leq \frac{L}{2}; \quad (3.12)$$

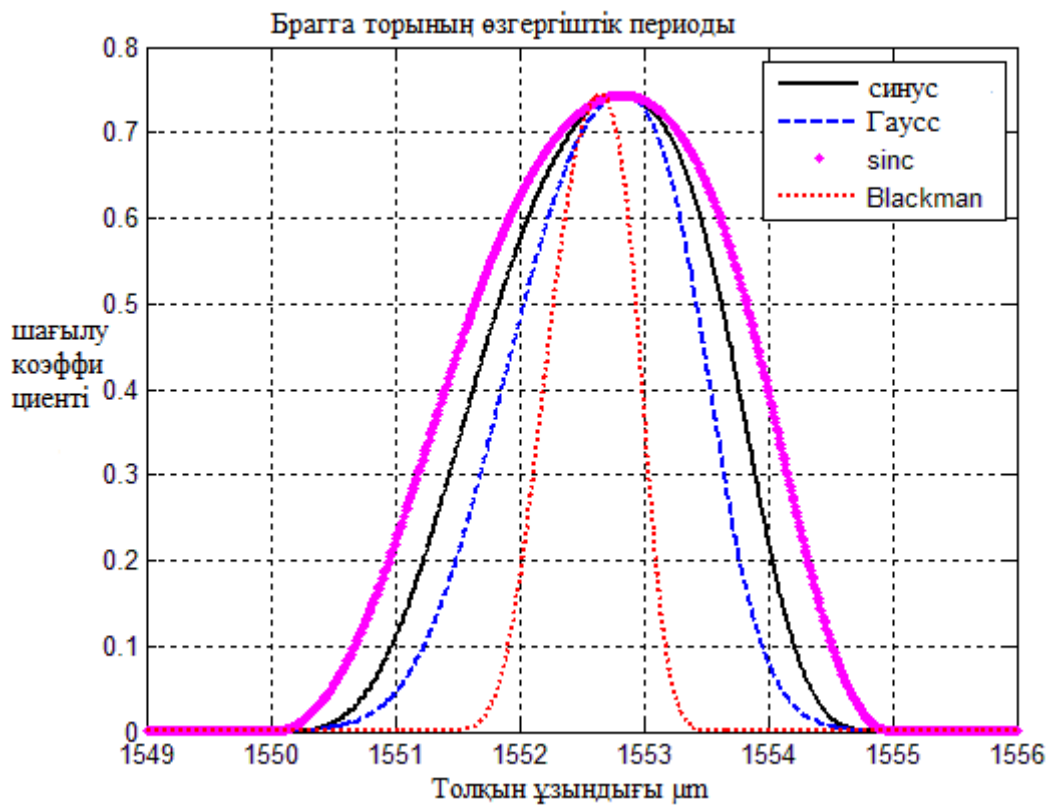
- Блэкман

$$f(z) = \frac{1+1.19 \cos(x)+0.19 \cos(2x)}{2.38} . \quad (3.13)$$

Аподизациялау үшін тордың бекітілген мәні $\frac{d\phi}{dz} = 0$ шығатын n_{eff} , және $\overline{\delta n_{eff}} \rightarrow 0$ ретінде $\sigma = 0$ және: $\kappa = f(z)$, $\hat{\sigma} = f(z)$, $v\overline{\delta n_{eff}} = f(z)$. Модельдеу торында n_{eff} мәні өзгеруінің айнымалы шамасы, сондай-ақ $\overline{\delta n_{eff}} = f(z)$ қабылдануы мүмкін.

CFBG талшықты торлар гаусс профилімен гаусс лазерлі сәуле арқылы құралады (2,16 сурет), ол келесідей өрнектеледі [25]:

$$\delta n_{eff}(z) = \delta n_{eff} \cdot \exp \left\{ -\ln 2 \left[\frac{2(z - L/2)}{FWHM} \right]^2 \right\}. \quad (3.14)$$



Сурет 2.17 – Алынған профильдерді аподизациялайтын шағылыстырғыш Брэгг торының спектрі мысалдары (MATLAB ортасында орындалған үлгісіне негізделген нәтижелер)

Жартылай биіктігі тор профилінің жартылай еніне тең, және, әдетте, аподизация кезінде тор ұзындығы үш есе жартылай биіктен үлкен болу керек. Дегенмен, аподизацияның гауссов профилі жағдайында сандық үлгілеу нәтижесін $FWHM = 0.4 \cdot L$ қабылдау жолымен жақсы нәтиже алуға болады [25].

3.2 Брэгг торының аподизация бейіндегі оңтайландыру үдгілеу негіздемесі

Аподизация функциясы және оның параметрлерін дұрыс таңдау брэгг торын компенсациялауға және шағылысу қасиеттеріне елеулі әсер етеді. Аподизация шағылдырғыштық қасиеті спектрінің бүйірлі жолағын тегістеу үшін пайдаланылады, ол дисперсияны азайтады, бірақ аподизирленген Брэгг торынан шағылысқан сигнал амплитудасына қарағанда маңыздылығы аз. Сондықтан аподизацияның оңтайлы профилі ең үлкен шағылдырғыштық қасиетін және тегістелетін бүйірлі жолақтың ең үлкен амплитудасына қатынасы болуы мүмкін. Яғни қолайлы аподизация функциясын таңдау шағылысқан жарық сигналының сипатын өзгертеді. Оның ықпалы дисперсияны компенсациялайды және тор өндірісінің құнын төмендетеді. ЛЧМ торы үлкен болған сайын, оның ықпалы да үлкен, демек, осындай шешімнің бағасын өсіру қиынға түседі. Тәжірибеде тор бірнеше мм-дан бірнеше см-ға дейін құрайды. Сондықтан оңтайлы нәтижелер алу үшін осы функцияны басқаруға арналған сәйкесті параметрлері мен аподизацияны таңдаған жөн болады.

Ұсынылған Шермин А. Шер-Хана және Мэриленд. С. Ислам [11] аподизация профильдері брэгг торының шағылыстырғыш қасиетінің сапасын жақсарту үшін басқару элементтерінің параметрлері мен аподизация функциясын таңдау жолымен талдау жүргізілген. Аподизация функциясы келесі түрде қабылдайды [11]:

– Тангенс

$$T(z) = 1 + \tanh \left[T \left(1 - 2 \left(\frac{z}{L_g} \right)^\alpha \right) \right]; \quad (3.15)$$

– Хэмминг

$$T(z) = \frac{1 + H \cos \left(\frac{2\lambda z}{l} \right)}{1 + H}; \quad (3.16)$$

– Гаусс

$$T(z) = \exp \left[-G \left(\frac{z}{L_g} \right)^2 \right]; \quad (3.17)$$

– Косинус

$$T(z) = \cos^A \left(\frac{\pi}{L_g} z \right); \quad (3.18)$$

– Коши

$$T(z) = \frac{1 - \left(\frac{2z}{L_g} \right)^2}{1 - \left(\frac{2Bz}{L_g} \right)^2}; \quad (3.19)$$

– Синус

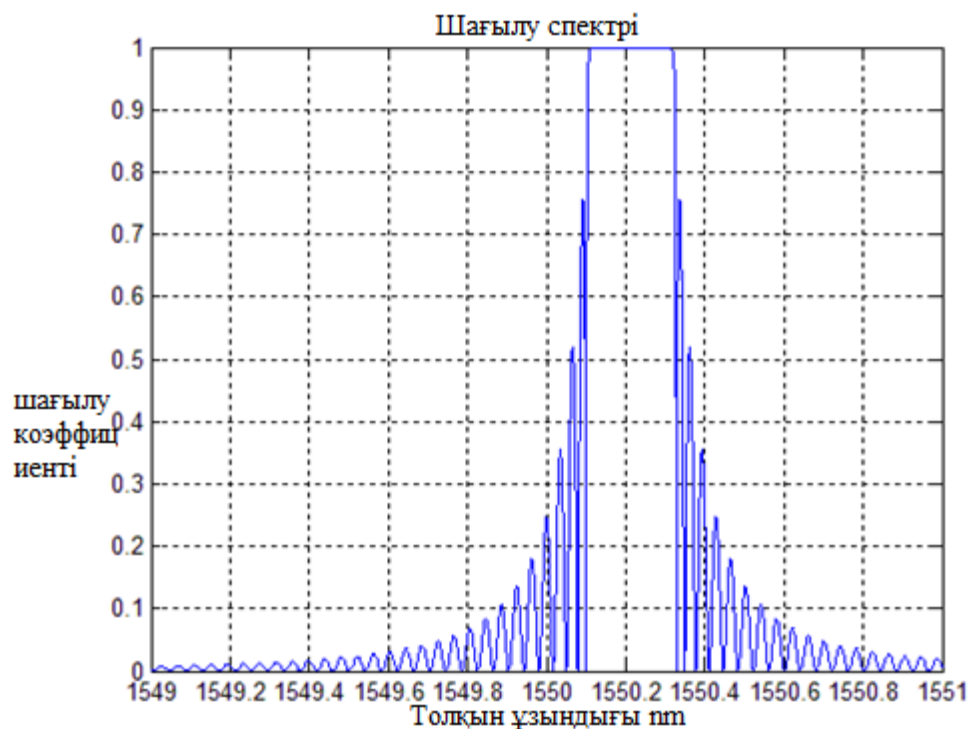
$$T(z) = \text{sinc}^X \left(\left| \frac{2(z - \frac{L_g}{2})}{L_g} \right|^Y \right). \quad (3.20)$$

α, H, G, A, B, X и Y параметрлері ауқымын жақсы тану үшін аподизация профилін қолдада пайдаланылды, ал ауқымы мынадай: $\alpha, T \in [1, 4]$, $H \in [0.1, 0.9]$, $G \in [2, 15]$, $A \in [0.15, 2]$, $B \in [0.2, 0.95]$, $X, Y \in [1, 4]$. Шағылысу спектрінің көрінісін үлгілеу арқылы талдау CFBG торының үздік коэффициенттерін көрсетті, аподизирленген Гаусс және синустық профильдерді бар [11]. Олар осы профильдермен аподизацияланған Брэгг торларының өтемақы қасиеттерін талдамады, бірақ жұмыстың қалған бөліктерінде олардың Брэгг торларын модельдеу нәтижелері ұсынылды, Гаусс және синусын профильдерімен аподизирленген, және олардың шағылу қабілетіне әсеріне, дисперсия және топтық кешіктіруге талданды.

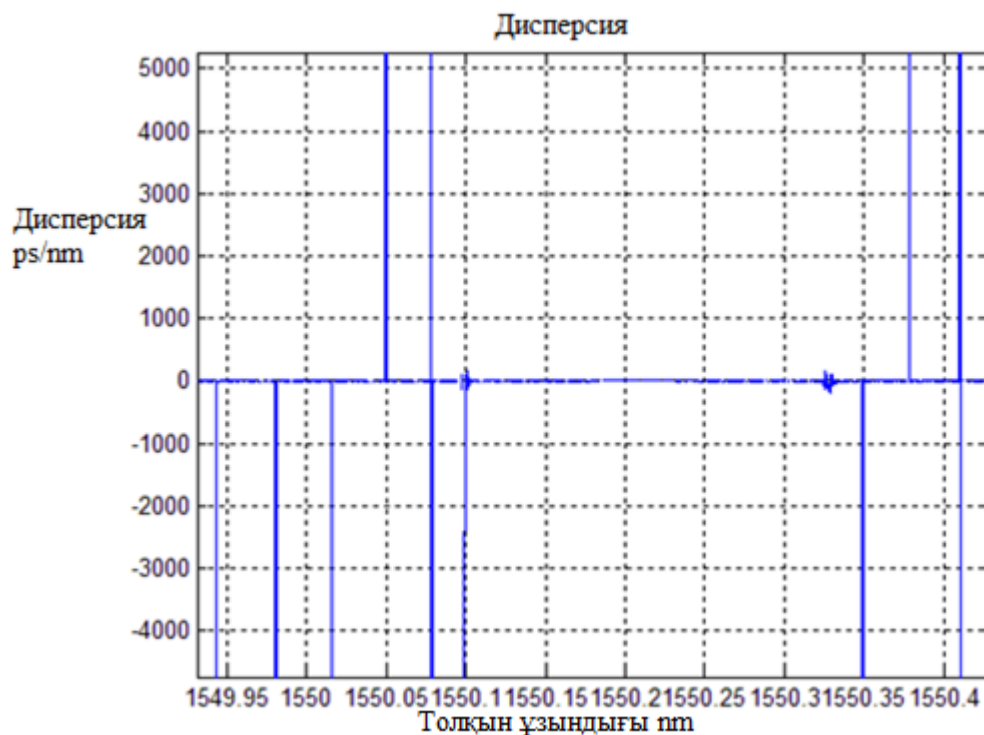
3.3 Брэгга торының дисперсиясы мен шағылу коэффициентінің спектрлік оңтайландыруы және модельдеу

Шағылудың спектрлік коэффициентін үлгілеу және талдауы үшін, сондай-ақ Брэгг торлар топтық кешіктіруі мен дисперсиясы үшін, MATLAB дамыту ортасында олардың математикалық үлгілісі салынды.

1549 нм 1556 нм (1550 нм = 1,45, тор секциялар $M = 200$ саны, $V = 1$) дейінгі толқын ұзындығының белгіленген диапазоны үшін ұзындығы 2 см тормен үлгілеу қорытындысы төменде 3.7, 3.8-суреттерде көрсетілген.



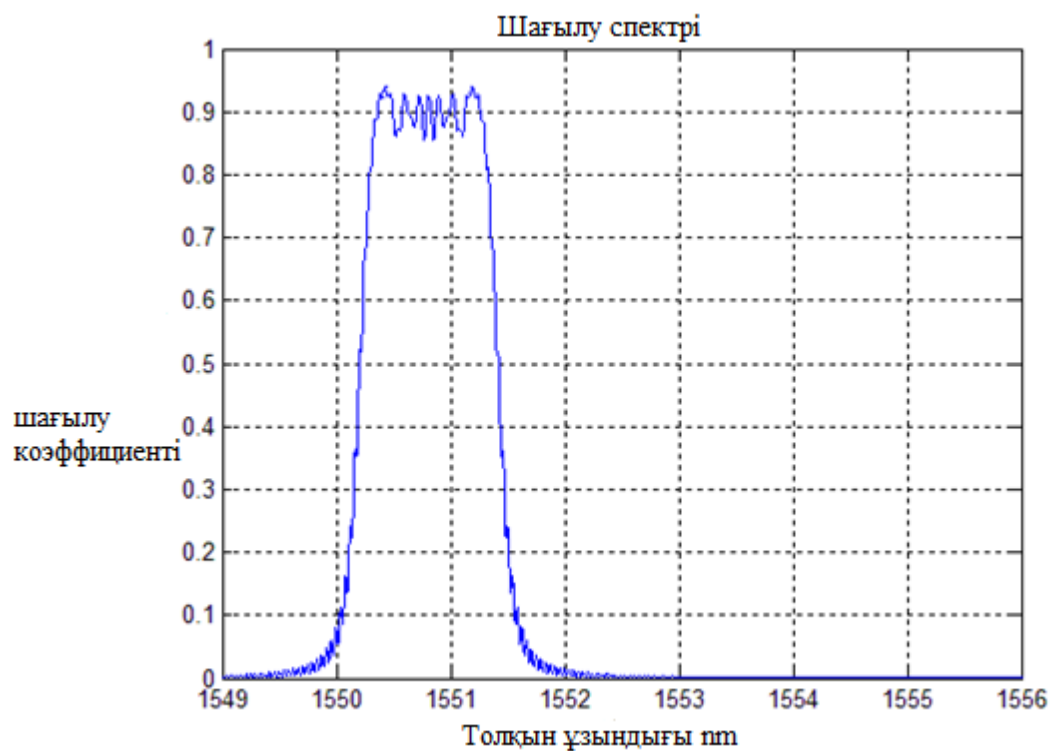
Сурет 3.7 - 2 см ұзындықты тордың БР шағылысу спектрі, $n_{eff} = 1,45$ (MATLAB ортасында орындалған үлгісіне негізделген нәтижелер)



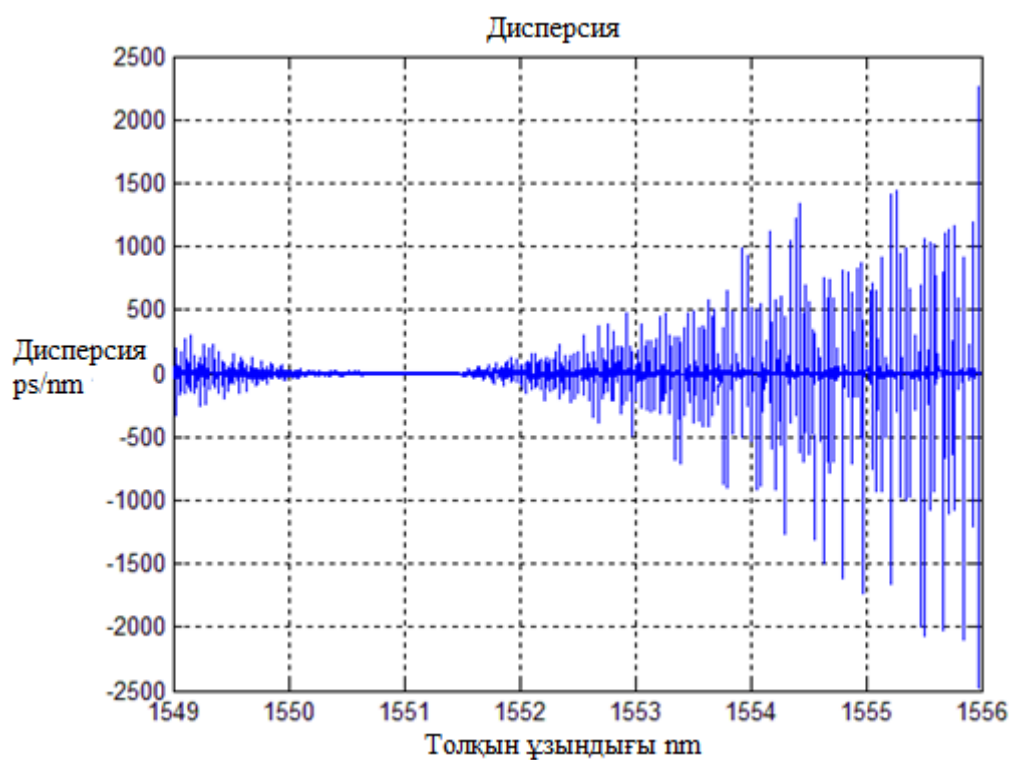
Сурет 3.8 – 2 см ұзындықты торға жақын Брэгг толқын ұзындығыны ВБР дисперсиясы, $n_{eff}=1,45$ (MATLAB ортасында орындалған үлгісіне негізделген нәтижелер)

Қорытындылар: Брэгг торымен үлгілеу опидизациясының әсері 100% құрайды, сондықтан торларды күшті деп атауға болады. Дисперсия өтемақысы Брэгг толқын ұзындығы маңында орын алды. Топтық кешіктіру көлбеулігі тұрақты функция болып табылады, яғни тордың барлық толқын көрініс бірыңғай топтық кідірісін бастан кешіреді.

Сол тор параметрлері үшін, бірақ ЛЧМ ($\delta n_{eff}=2e-4, \phi=0.3e-7$), енгізе отырып, спектрлік шағылу қасиетінен пайда болатын, дисперсия және топтық кешіктіру 3.9 – 3.10 -суреттерде көрсетілген.



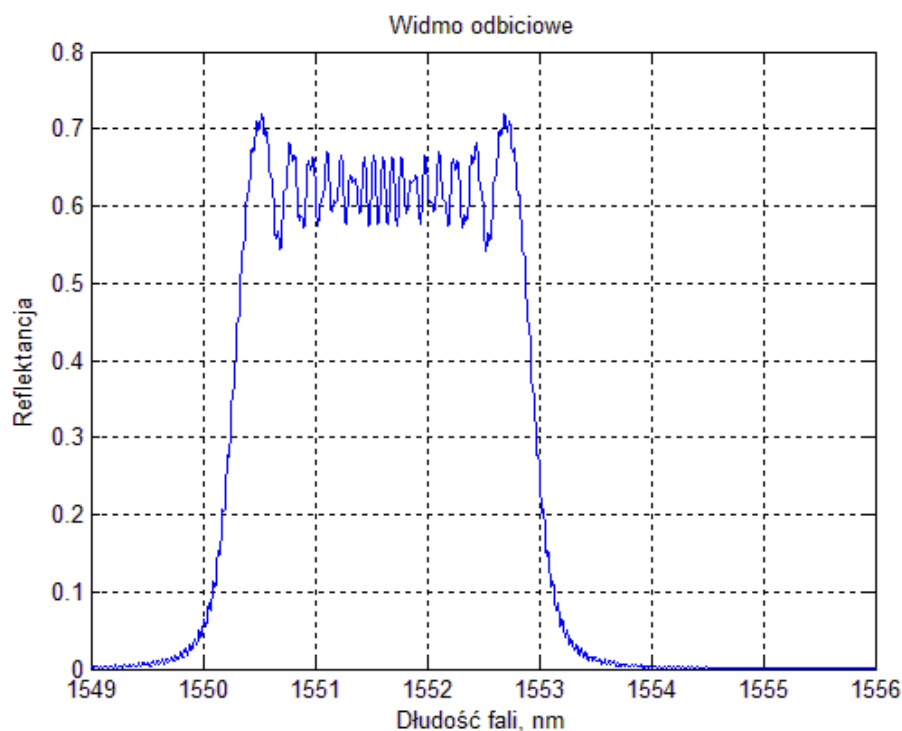
Сурет 3.9 - Брэгг торларының ұзындығы 2 см, $\delta n_{\text{eff}} = 2e-4$, $\varphi = 0.3e-7$ болатын шағылсу спектрі (MATLAB ортасында орындалған үлгісіне негізделген нәтижелер)



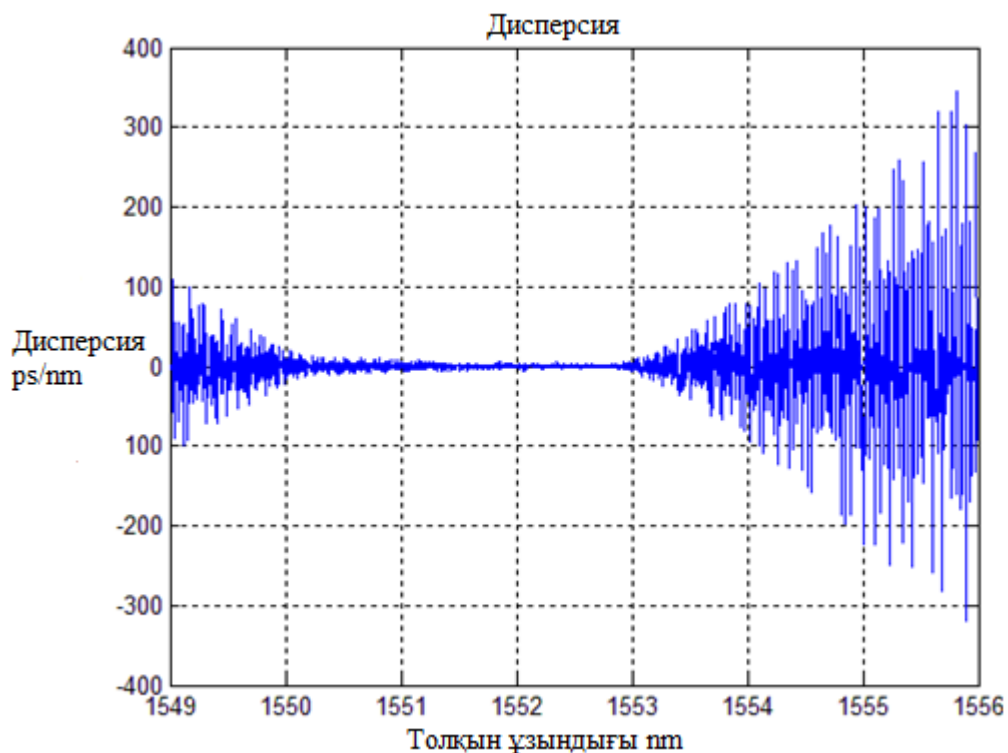
Сурет.3.10 - Брэгг торларының ұзындығы 2 см, $\delta n_{\text{eff}} = 2e-4$, $\varphi = 0.7e-7$ (MATLAB ортасында орындалған үлгісіне негізделген нәтижелер)

Қорытындылар:

Тордың көрсетілген параметрлері үшін, ЛЧМ үлкен мәнде ($\delta n_{eff}=2e-4$, $\phi=0.7e-7$) спектрдің шағылдырғыштық қабілеті және дисперсияның пайда болуы 3.11 және 3.12. суреттерінде көрсетілген.



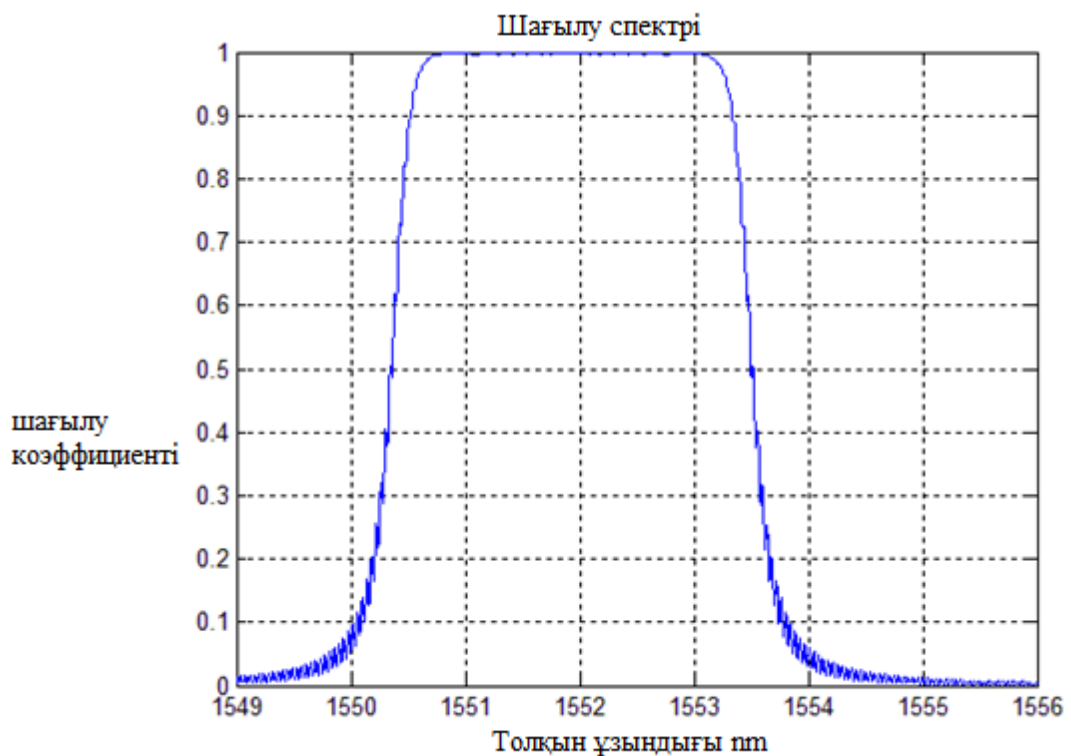
Сурет 3.11 – Ұзындығы 2 см, $\delta n_{eff} = 2e-4$, $\phi = 0.7e-7$ CFBG шағылу спектрі (MATLAB ортасында орындалған үлгісіне негізделген нәтижелер)



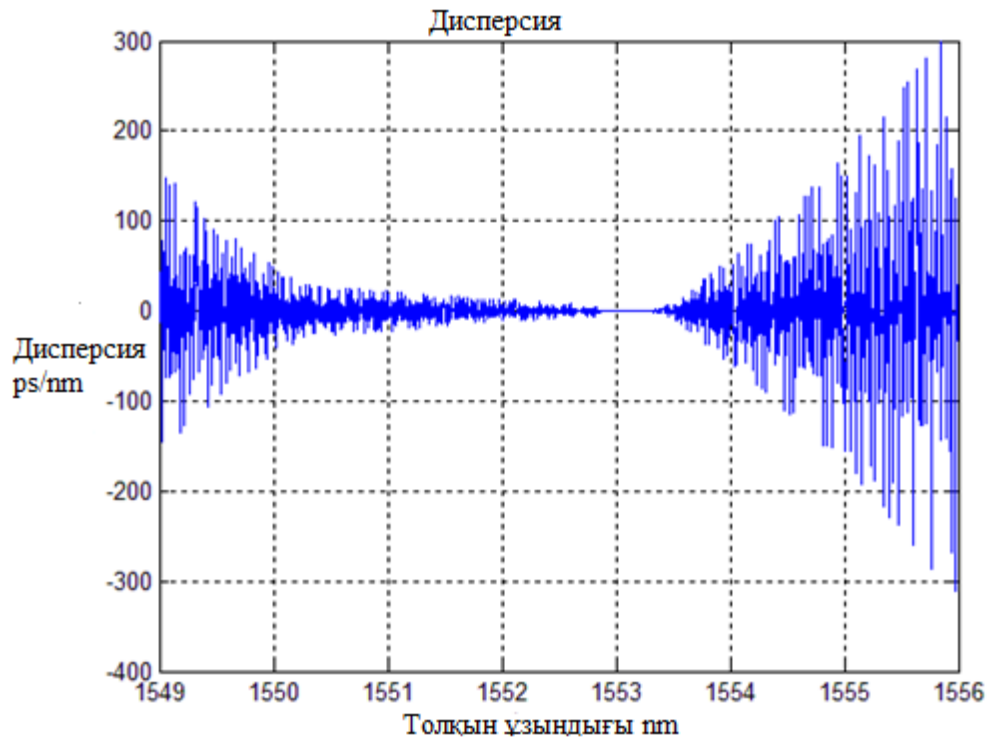
Сурет 3.12 – 2 см, $\delta n_{eff} = 2e-4$, $\phi = 0.7e-7$ CFBG дисперсиясы (MATLAB ортасында орындалған үлгісіне негізделген нәтижелер)

Қорытындылар: тордың сол (2 см) ұзындығына ЛЧМ кіріспе шағылыстыруды төмендетуден туындаған, сондай-ақ топтық көлбеу кідірісі түріндегі күтілетін нәтиже әкелді (2.23-сурет). Тәжірибеде топтық кідірісі көлбеуі, сигналдарды таратуға қарама қарсы қысқартылған ұзындықтағы толқын кідірісіне қарағанда үлкен ұзындықтағы Брэгг торынан шағылысқан толқындардың мейлінше оң болатынын білдіреді. Тәжірибенің топтық кідірісінің көлбеулігі ұзындығы үлкен толқындар онда ұзындығы кем толқын кідіріс оң білдіреді. Сондықтан, біреуден артық толқын ұзындығы арқылы өтелетін, дисперсия тудыратын анық емес импульстер бастапқы пішінге қайтарылады.

Торлардың сол параметрлері үшін, бірақ ЛЧМ ($\delta n_{eff}=2e-4$, $\phi=0.7e-7$ үлкен) спектрлі шағылу қабілетінің пайда болған, топтық кідірісі және дисперсиясын 3.13 – 3.14 суреттерде көрсетіледі.



Сурет 3.13 – Ұзындығы 2 см, $\delta n_{eff} = 5e-4$, $\phi = 0.7e-7$ CFBG шағылу спектрі (MATLAB ортасында орындалған үлгісіне негізделген нәтижелер)



Сурет 3.14 – Ұзындығы 2 см, $\delta n_{\text{eff}} = 5e-4$, $\phi = 0.7e-7$ CFBG дисперсиясы (MATLAB ортасында орындалған үлгісіне негізделген нәтижелер)

Қорытындылар: торлы аймақта кезеңдермен орташаланған сыну көрсеткішінің тұрақты құрамдас өзгеруі үлкен болған сайын, дисперсияны өтеу үшін, шағылу 100% дейін артады. Сонымен қатар, аздап көрініс тапқан толқындар ауқымы өсті. Өзгерту теріс дисперсия және топтық кешіктіру желісінің ауытқуына әсер етеді. Мұның себебі, Брэгг торының аяғынан көптеген шағылысуды көрсететін шағылу спектрінің тегіс емес бүйірлік жолағы болып табылады. Брэгг торлардың өтемінің қасиеттерін жақсарту үшін осы бүйірлік жолақтарды тегістеу қажет. Бұл оптикалық талшықта Брэгг торларын жазуын имитациялайтын тиісті аподизация функцияларының көмегімен жүзеге асырылуы мүмкін. Қалған жұмыстың барысы аподизация функциясына және гаусс пен синустық профилдер арасында таңдауға арналады.

Зерттелетін гаусс және синустық профилдердің түрлері мынандай болады:

– Синус

$$A(z) = \text{sinc}^X \left(\left| \frac{2(z - \frac{L_g}{2})}{L_g} \right|^Y \right); \quad (3.21)$$

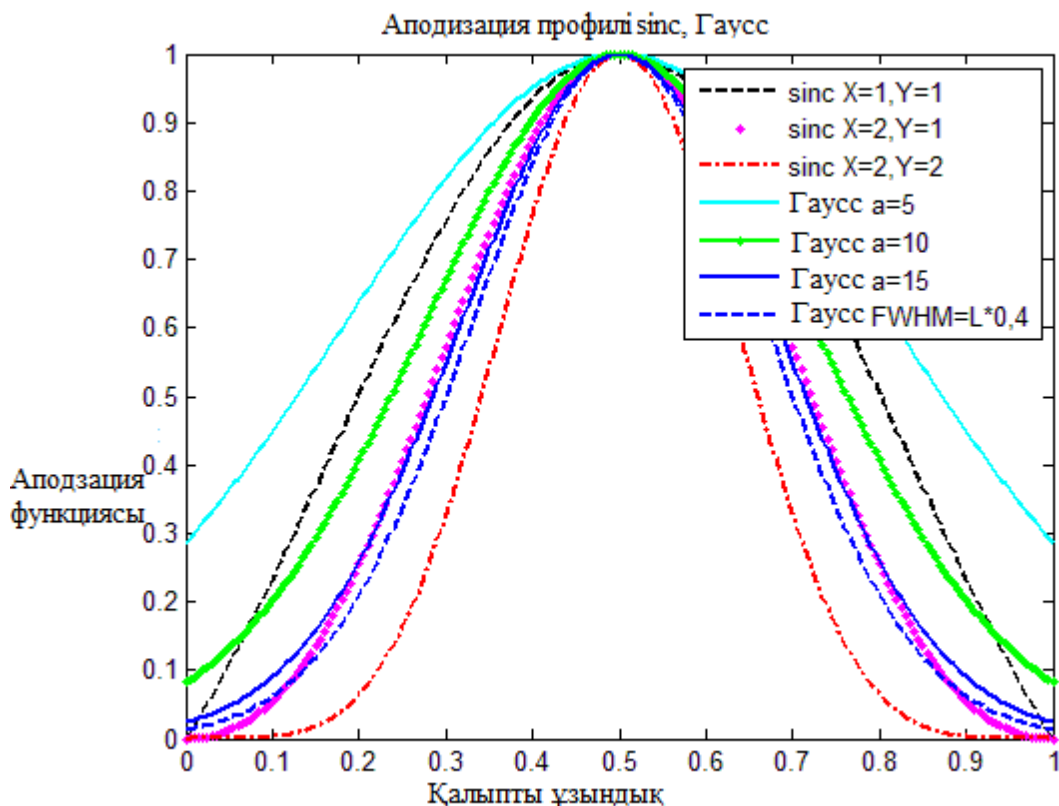
– Гаусс

$$A(z) = \exp \left[-a \left(\frac{z - \frac{L_g}{2}}{L_g} \right)^2 \right]; \quad (3.22)$$

– Гаусс

$$A(z) = \exp\left\{-\ln 2 \left[\frac{2(z-L/2)}{FWHM}\right]^2\right\}, \quad FWHM = L \cdot 0,4. \quad (3.23)$$

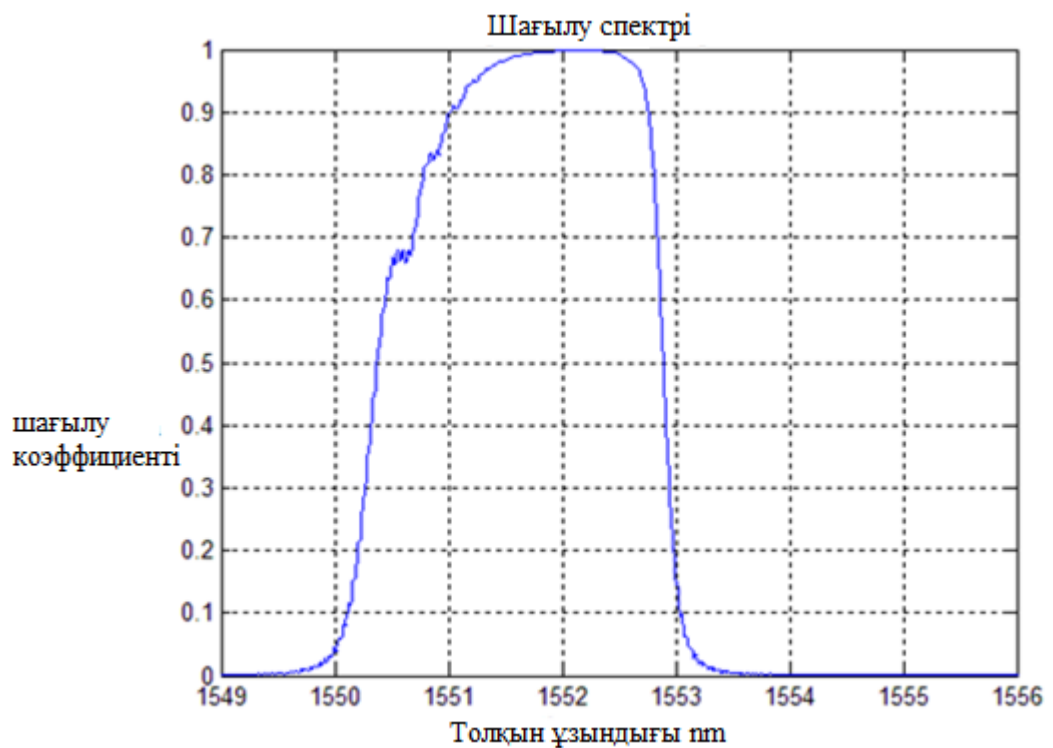
Профилдерді басқаруға қолданылатын параметрлер аймағы былай болады: $a \in [5,15]$, $X, y \in [1,2]$, олар 3.15 суретте көрсетілген.



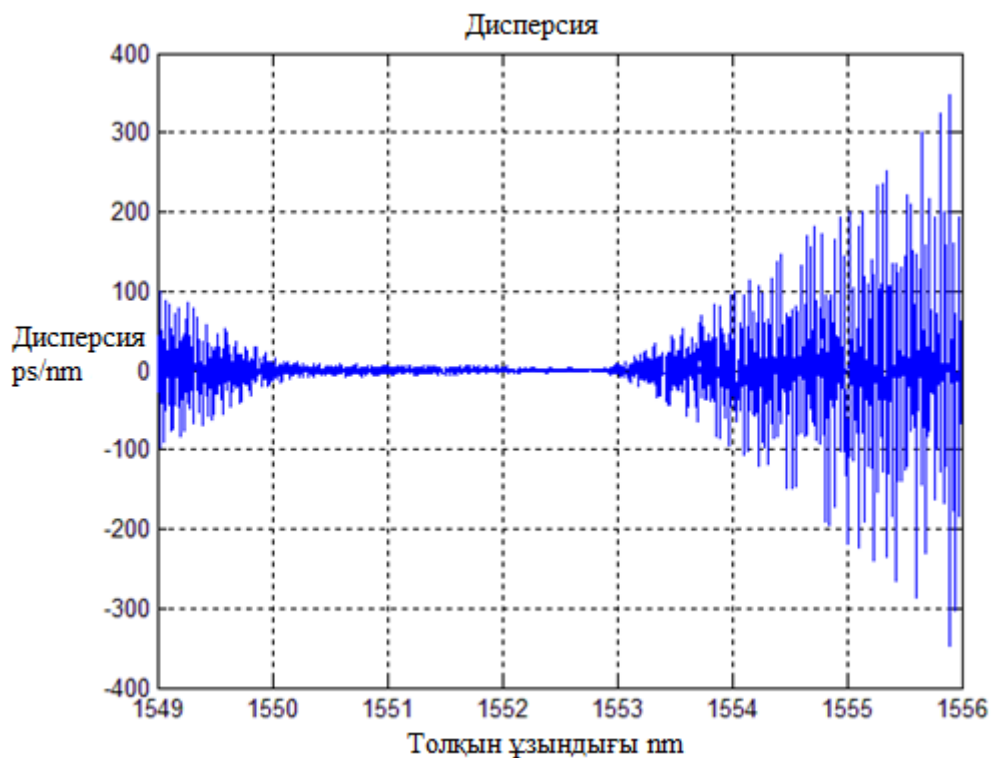
Сурет 3.15 – Аподизацияның Гаусс және синустық профилдері (MATLAB ортасында орындалған үлгісіне негізделген нәтижелер)

Шағылудың, дисперсия мен топтық кідірісінің спектралдық коэффициентін үлгілеудің нәтижесі ұзындығы 2 см Брэг торлары ($\delta n_{eff} = 5e-4$, $\phi = 0.7e-7$) аподизацияның гаусстік профиліне (2.69) формуласымен ерекше әсер етеді. Бақыланатын параметрлер төменде көрсетілген.

Аподизацияның $a = 5$ Гаусс профилі үшін 2 см параметрлі сол торлар үшін шағылу спектрінің, топтық кідірісі мен дисперсияның пайда болуы 3.16 – 3.17 суреттерде көрсетілген.



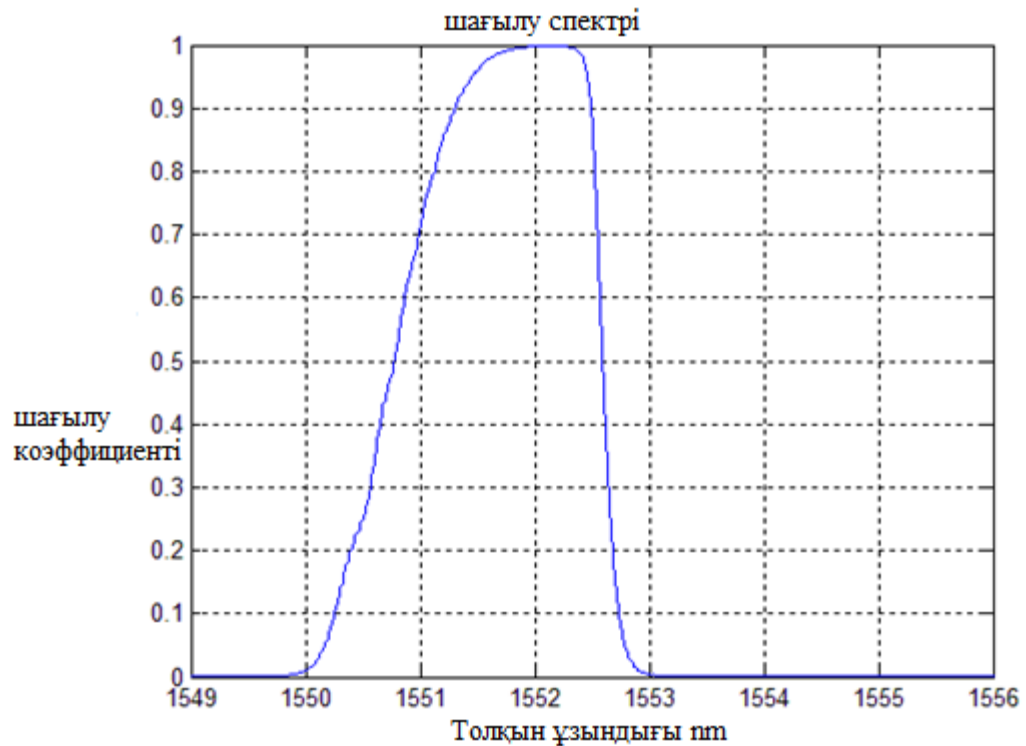
Сурет 3.16– Гаусс профілімен аподизацияланған $a = 5$, $\delta n_{eff} = 5e-4$, $\phi = 0.7e-7$ ұзындығы 2 см CFBG шағылу спектрі (MATLAB ортасында орындалған үлгісіне негізделген нәтижелер)



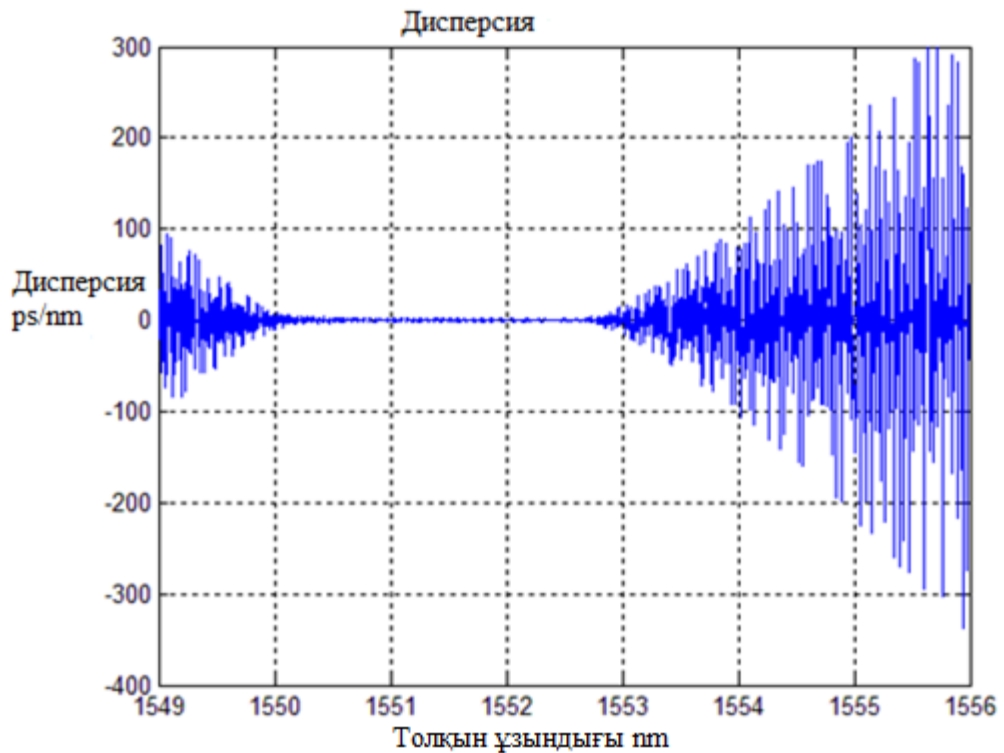
Сурет 3.17 – 2 см ұзындықты CFBG дисперсиясы, ол гаусс профілімен аподизацияланған $a = 5$, $\delta n_{eff} = 5e-4$, $\phi = 0.7e-7$ (MATLAB ортасында орындалған үлгісіне негізделген нәтижелер)

Қорытындылар: параметрі $a = 5$ гаусс бейнесіндегі аподизация шағылу коэффициентінің спектрінде бүйірлік жолақтарды кішірейтті. Дисперсияны азайту топтық кідіріс желісінің аз флукутациясына әкеледі.

Сол тордың параметрі 2 см аподизациясының гаусстік профилі үшін $a = 10$ және топтық кідіріс пен дисперсияның спектрлік шағылысының сыртқы бейнесі 3.18 - 3.19 суреттерде көрсетілген.



Сурет 3.18 – 2 см ұзындықты CFBG шағылысу спектрі, ол гаусс профилімен аподизацияланған $a = 10$, $\delta n_{eff} = 5e-4$, $\varphi = 0.7e-7$ (MATLAB ортасында орындалған үлгісіне негізделген нәтижелер)

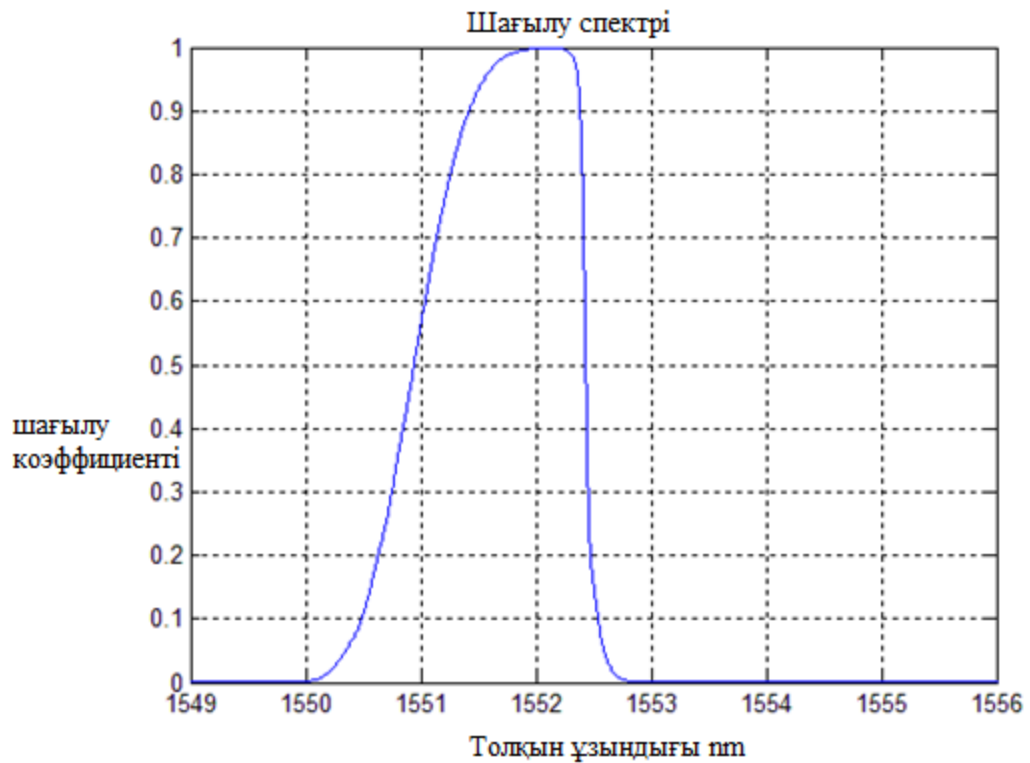


Сурет 3.19 - 2 см ұзындықты CFBG дисперсиясы, ол гаусс профилімен аподизацияланған $a = 10$ $\delta n_{eff} = 5e-4$, $\varphi = 0.7e-7$ (MATLAB ортасында орындалған үлгісіне негізделген нәтижелер)

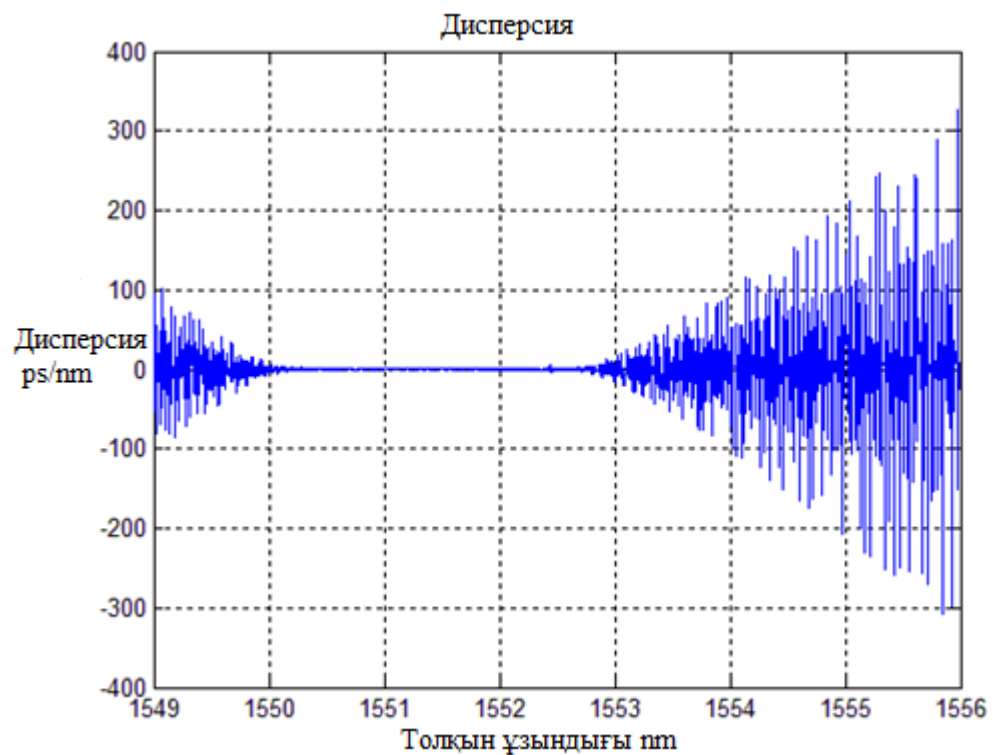
Қорытынды:

Шағылу спектріне, бүйірлік жолақтары тегітеледі, дисперсия кішірейді. Шағылу толқындарының ұзындық диапазоны аздап кемеиді, бұл жағдайда шамалы тербелістер жоғалды.

Сол тордың параметрі 2 см болатын $a = 15$ аподизацияның гаусстық профилі үшін дисперсияның спектрлік шағылу қабілетінің 3.20 және 3.21 суреттерде келтірілген.



Сурет 3.20 – 2 см ұзындықты CFBG шағылысу спектрі, ол синустық профилмен аподизацияланған $X = 1$ и $Y = 1$, $\delta n_{eff} = 5e-4$, $\varphi = 0.7e-7$ (MATLAB ортасында орындалған үлгісіне негізделген нәтижелер)

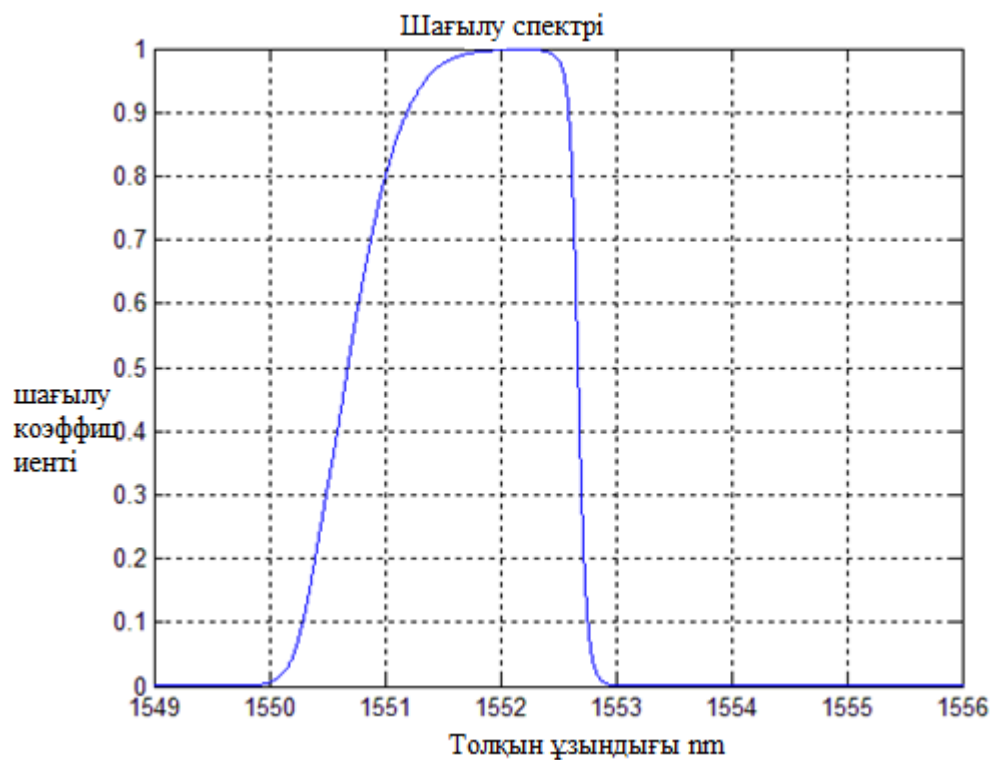


Сурет 3.21 - Дисперсия CFBG длиной 2 см, аподизированной гауссовским профилем $a = 15$, $\delta n_{eff} = 5e-4$, $\varphi = 0.7e-7$ (MATLAB ортасында орындалған үлгісіне негізделген нәтижелер)

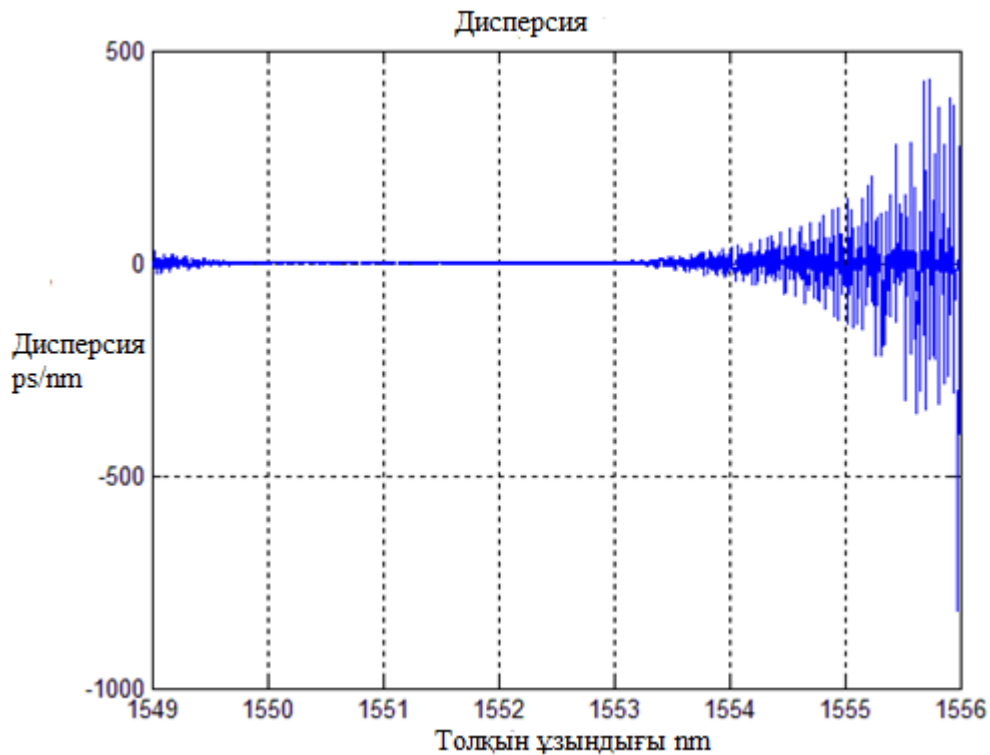
Қорытындылары: шағылдырғыштық қабілетінің спектр жолақтары толығымен тегістелді, шағылдырғыштық қабілеті бұрынғыша 100% деңгейінде қалды. Дисперсиясы нөлге жақын мәнге дейін төмендеді, топтық кідіріс жолындағы флукутация үлкен дәрежеде азайды, бірақ оның сызықтығы толқын ұзындықтарының бірнеше төмендегі ауқымда сақталды.

Бақыланатын X және Y параметрлері бар аподизацияның (2.68) формуласы үшін синустық профілінен шағылысудың, дисперсияның және топтық кідірістің 2 см ұзындықты брэгг торының ($\delta n_{eff} = 5e-4$, $\varphi = 0.7e-7$) әсерінен шағылысуының спектралдық коэффициенті үлгісінің нәтижелері төменде келтірілген.

X = 1 және Y = 1 синустық пішінмен аподизацияланған 2 см тордың нүктелері бойынша шағылу спектрінің, топтық кідірістің және дисперсиясының түрлері 2.40 – 2.42 суретте келтірілген.



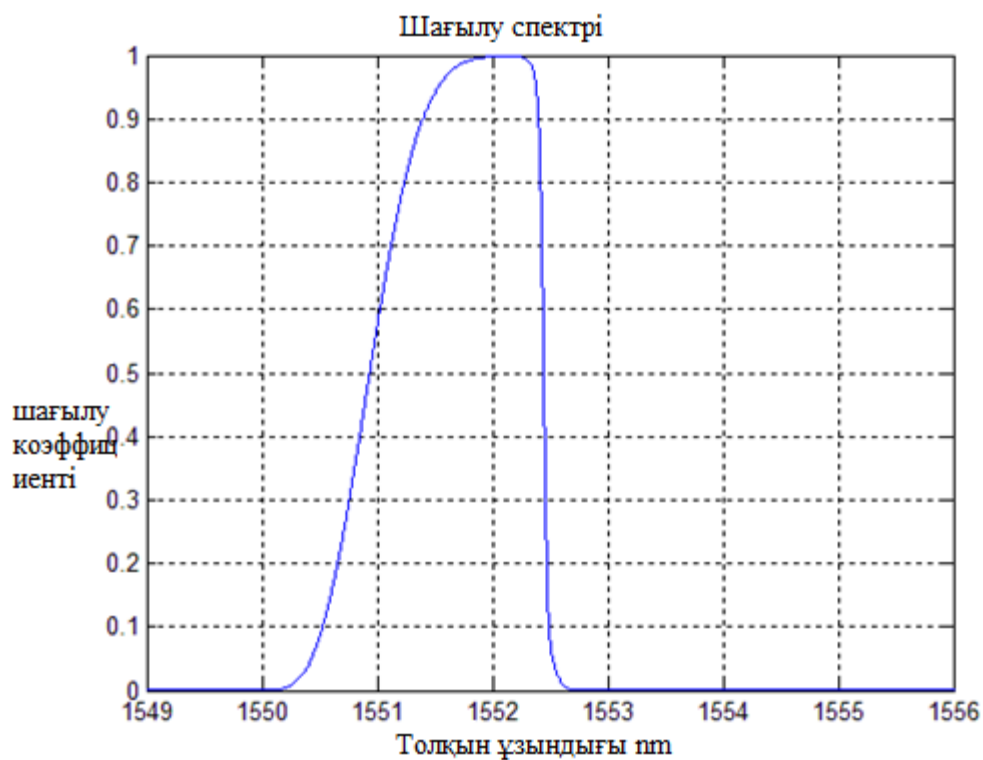
Сурет 2.40 – 2 см ұзындықты CFBG шағылысу спектрі, ол синустық профілемен аподизацияланған X = 1 и Y = 1, $\delta n_{eff} = 5e-4$, $\varphi = 0.7e-7$ (MATLAB ортасында орындалған үлгісіне негізделген нәтижелер)



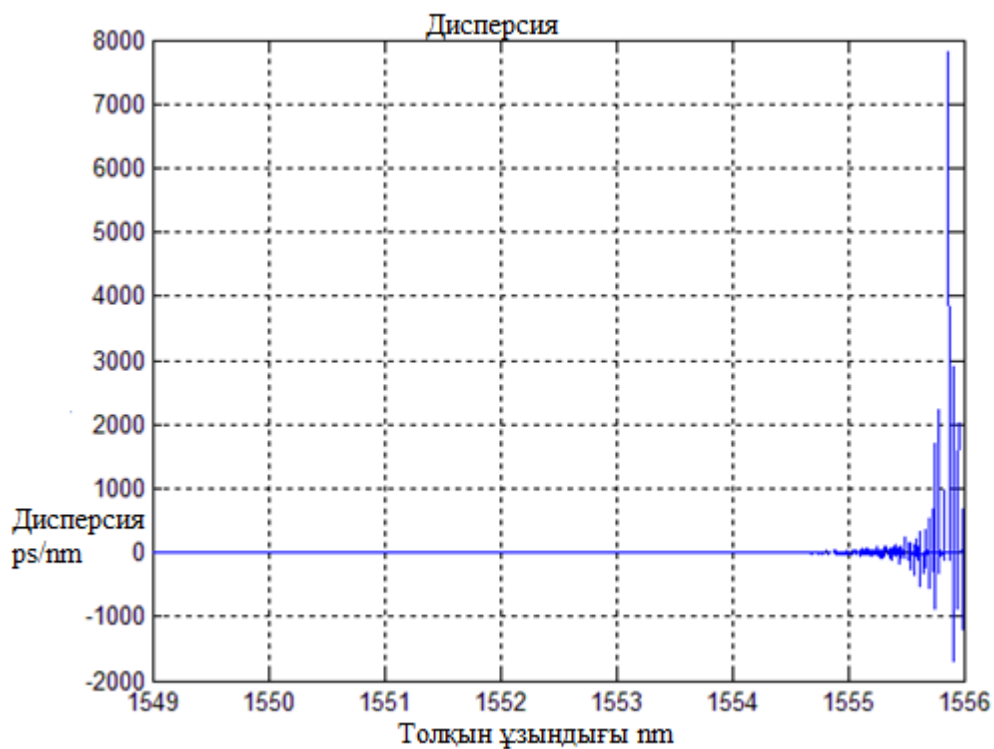
Сурет 3.24 – 2 см ұзындықты CFBG дисперсиясы, ол синустық профилімен аподизацияланған $X = 1$ и $Y = 1$, $\delta n_{eff} = 5e-4$, $\varphi = 0.7e-7$ (MATLAB ортасында орындалған үлгісіне негізделген нәтижелер)

Қорытындылары: Сәулешағыстыратын бүйірлік жолақтардың спектрі тегістеледі, сондай-ақ шағылыстырғыштық қабілеті үшін 100% тұсында болады. Дисперсиясы нөлге жақын төмендейді. Топтық кідіріс желісінде локальді тербелістері жоқ, көлбеуі сызықты.

$X = 1$ және $Y = 1$ синустық пішінмен аподизацияланған 2 см тордың нүктелері бойынша шағылу спектрінің, топтық кідірістің және дисперсиясының түрлері 3.23 – 3.25 суретте келтірілген.



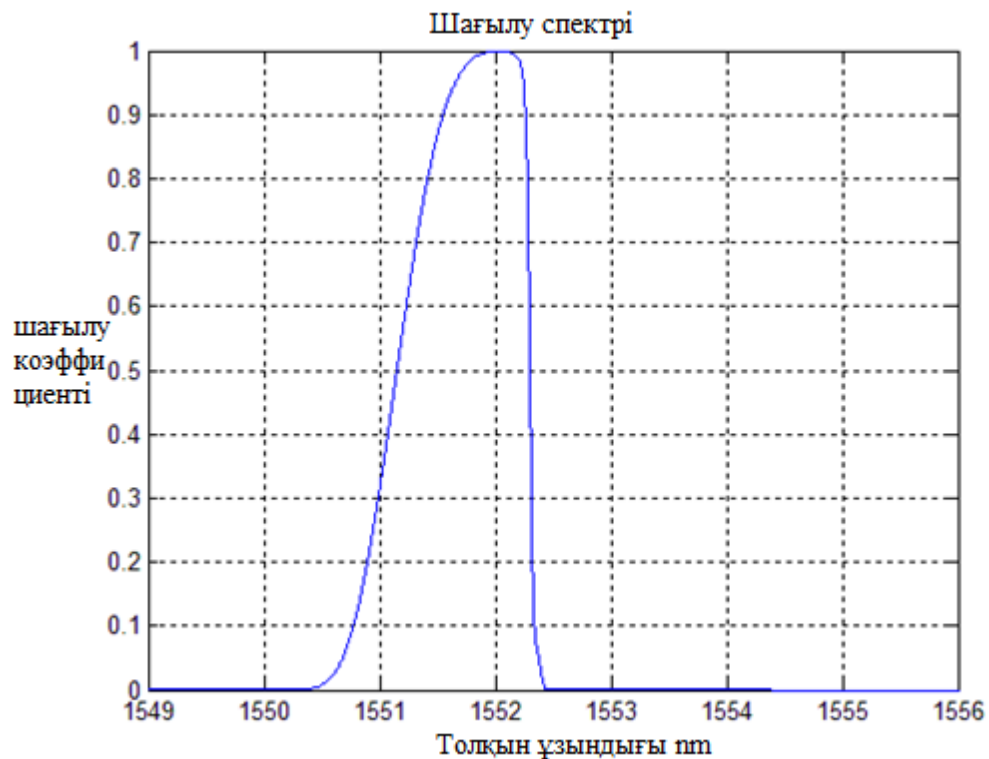
Сурет 3.24 – 2 см ұзындықты CFBG шағылысу спектрі, ол синустық профилімен аподизацияланған $X = 2$ и $Y = 1$ (MATLAB ортасында орындалған үлгісіне негізделген нәтижелер)



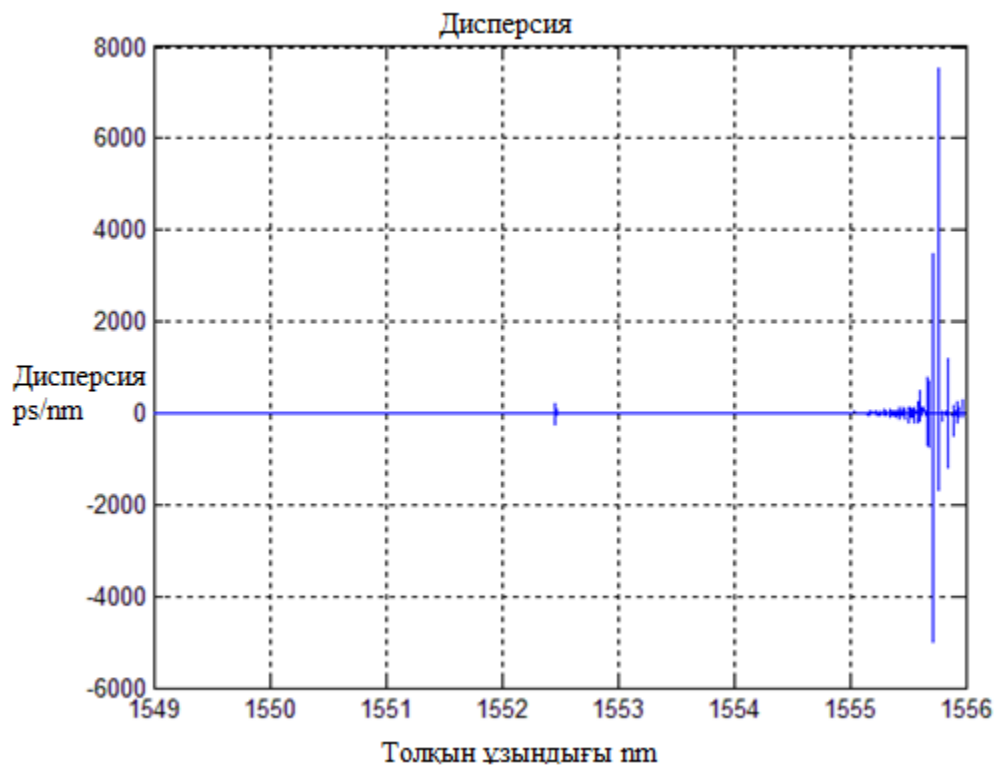
Сурет 3.25 – 2 см ұзындықты CFBG дисперсиясы, ол синустық профилімен аподизацияланған $X = 2$ и $Y = 1$ (MATLAB ортасында орындалған үлгісіне негізделген нәтижелер)

Қорытындысы: шағылысу спектрі бүйірлік жолақтарды тегістеді және шағылыс қабілеті 100%. 1549 нм-нан 1554.7 нм-ге дейінгі толқын ұзындығының ауқымындағы дисперсиясы 0-ге дейін төмендеді. Желінің топтық кідірісі 1550 нм - 1552 нм ауқымындағы толқындар үшін сызықты болып табылады.

$X = Y = 2$ синустық пішінмен аподизацияланған 2 см параметрлі тордың нүктелері бойынша спектралдық шағылыстырғыштық қабілетінің, топтық кідірістің және дисперсиясының пайда болуы 3.26 – 3.27 суретте келтірілген.



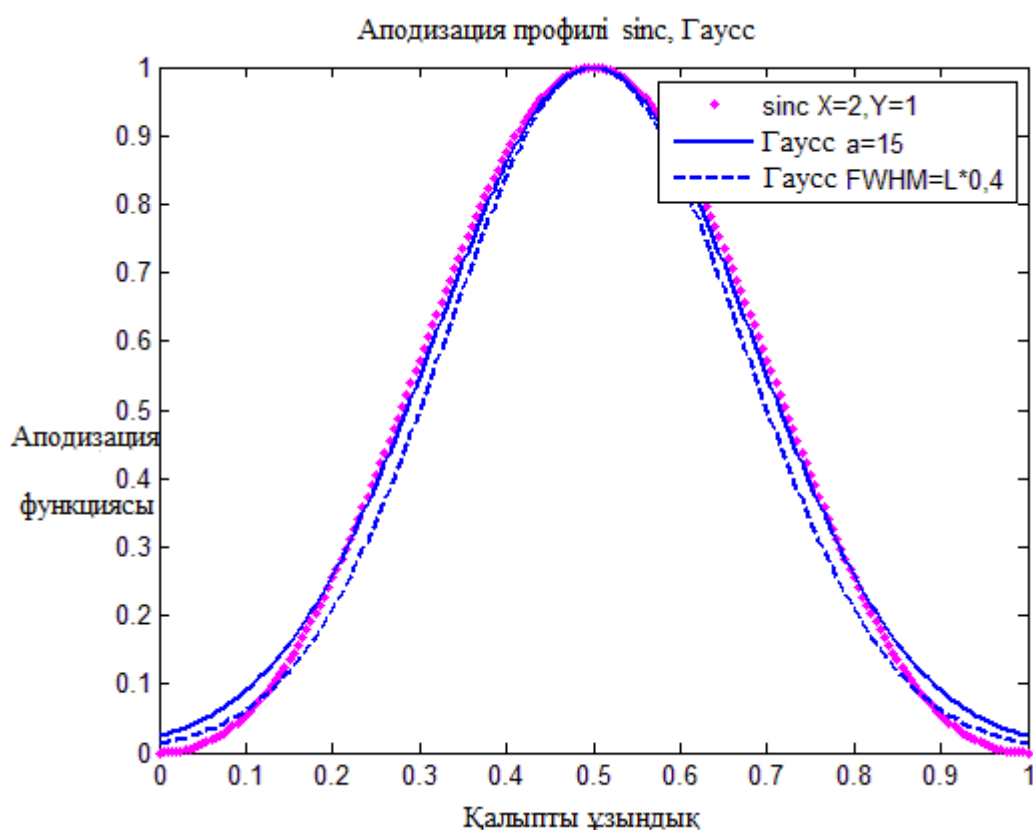
Сурет 3.26– 2 см ұзындықты CFBG шағылысу спектрі, ол синустық профилмен аподизацияланған $X = 2$ и $Y = 2$ (MATLAB ортасында орындалған үлгісіне негізделген нәтижелер)



Сурет 3.27 – 2 см ұзындықты CFBG дисперсиясы, ол синустық профилімен аподизацияланған $X = 2$ и $Y = 2$ (MATLAB ортасында орындалған үлгісіне негізделген нәтижелер)

Қорытындылары: шағылысу торы кішіреймеді, бірақ шамасы 1552,5 нм толқын ұзындығында дисперсияға кері әсер ететін, бақыланбайтын топтық кідіріс пайда болды.

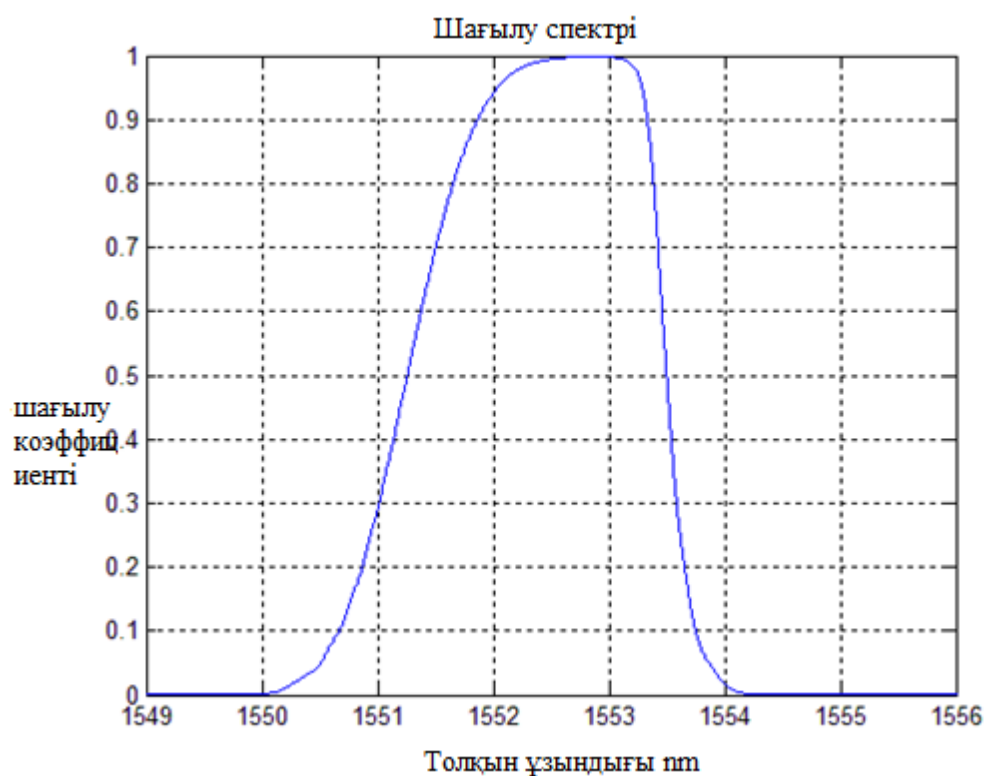
Шағылыс спектрін үлгілеудің, топтық кідіріс пен дисперсияның нәтижелерін талдауда (3.21) формуласы бойынша гауссов профилі аподизациясының ең жақсы нәтижесі $a = 15$ параметрі болды, ал (3.22) профилімен аподизацияланғанның $X = 2$, $Y = 1$ параметрлері 3.28 суретте көрсетілген.



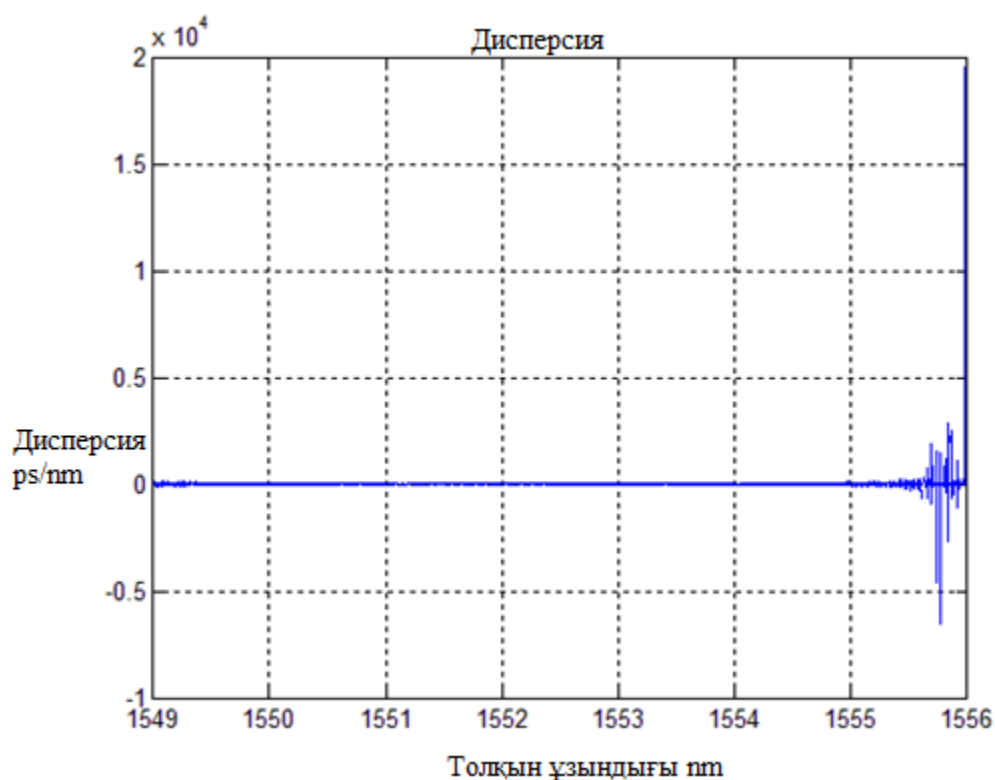
Сурет 3.28 – Синустық және гаусс профильдерінің аподизациясы (MATLAB ортасында орындалған үлгісіне негізделген нәтижелер)

Қадағаланатын параметрлі профильдердің сыртқы аподизациясы FWHM арқылы аподизацияның гаусс функциясына ұқсас (3.22 формуласы). Бірақ, синустық профилінде 1 мәніндегі жазық уческесінен және төмендегі еңісті жеріндегі көлбеуі үлкен. Бұл осы тор тармақтары үшін асинустық профильмен аподизацияланған жарықтың түсуіне жақсы әсер етеді. Сөйтіп, профильдердің аподизациясы парметрлерін жақсылап баптау үшін брэгг торы өлшемдерін 3 см және 4 см-ге дейін ұзындығын ұзартты, үлгілеу нәтижелері төменде ұсынылған.

Аподизацияның гаусс профиліндегі 3 см ұндықты тор параметрлі үшін спектралдық шағылыстырғыштық қабілетінің, топтық кідірістің және дисперсиясының түрлері 3.29 – 3.30 суретте келтірілген.



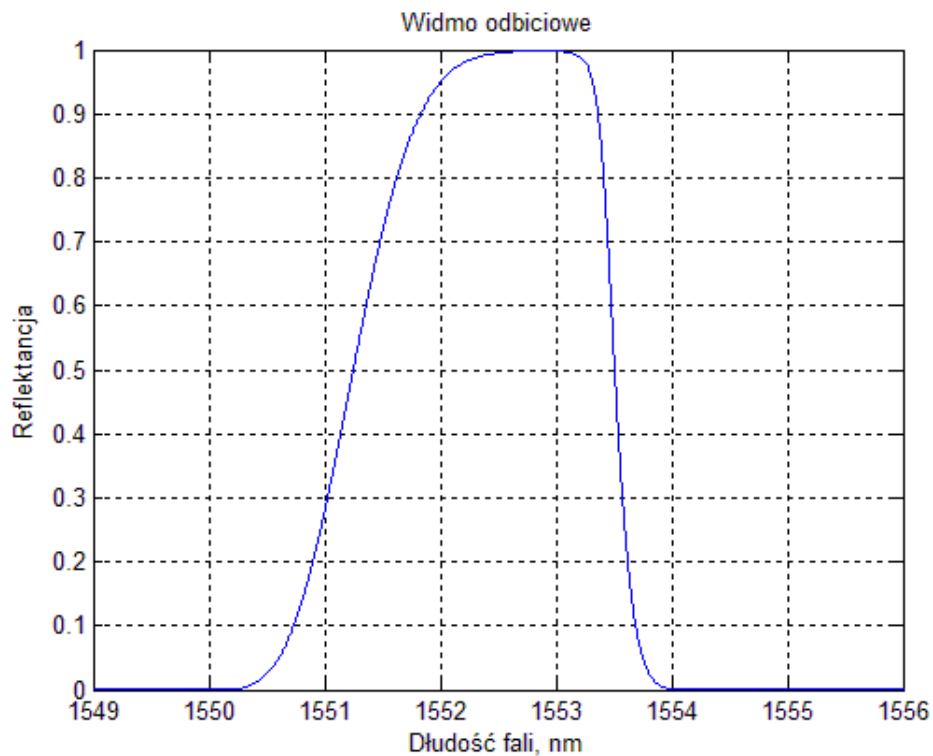
Сурет 3.29 – 3 см ұзындықты CFBG шағылысу спектрі, ол гауссов профилімен аподизацияланған $a = 15$, $\delta n_{eff} = 5e-4$, $\varphi = 0.7e-7$ (MATLAB ортасында орындалған үлгісіне негізделген нәтижелер)



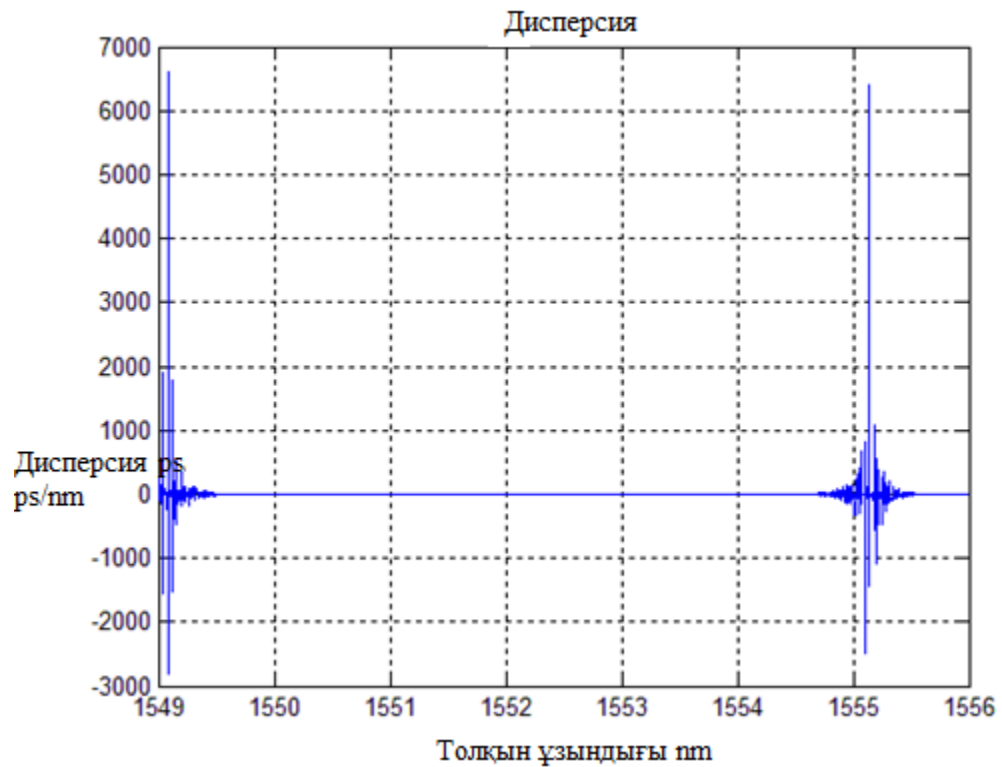
Сурет 3.30 – 3 см ұзындықты CFBG дисперсиясы, ол гауссов профилімен аподизацияланған $a = 15$, $\delta n_{eff} = 5e-4$, $\varphi = 0.7e-7$ (MATLAB ортасында орындалған үлгісіне негізделген нәтижелер)

Қорытындылары: шағылыстырғыш тор деңгейі 100%, ал дисперсиясы 0-ге жақын. Топтық кідірістер желісінің көлбеуі сызықтыққа жақын.

$X = Y = 1$ синустық пішінмен аподизацияланған 3 см параметрлі торға арналған спектралдық шағылыстырғыштық қабілетінің, топтық кідірістің және дисперсиясының пайда болуы 3.31 – 3.32 суретте келтірілген.



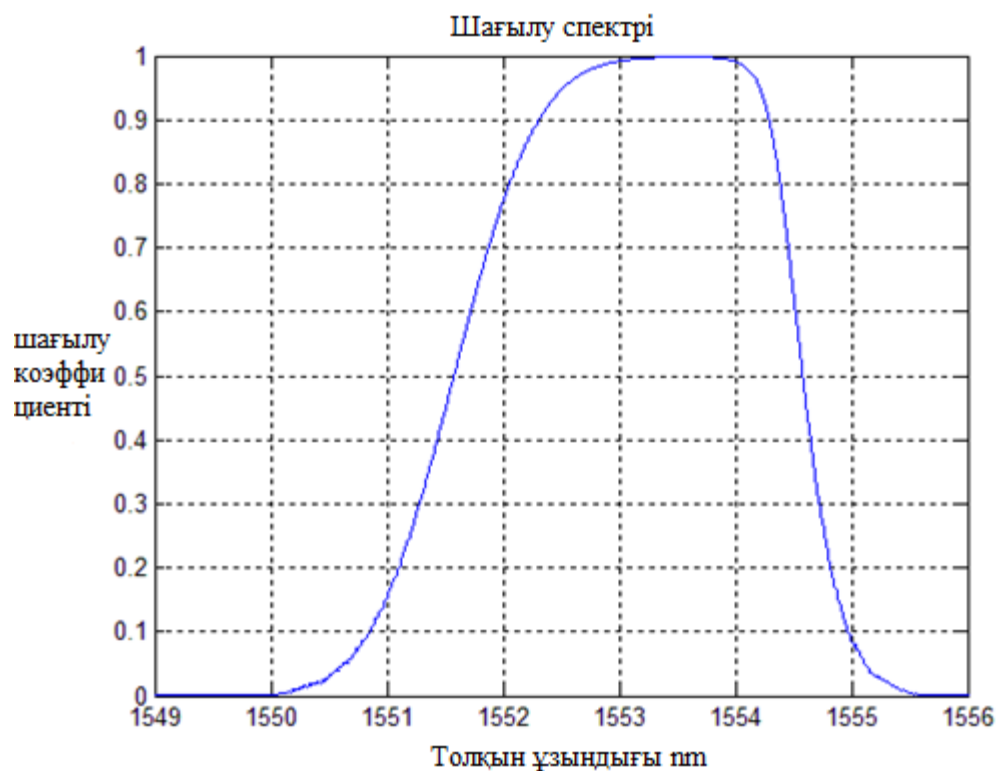
Сурет 3.31 – Параметрі 3 см ұзындықтағы CFBG шағылысу спектрі, ол синустық профилімен аподизацияланған $X = 2$, $Y = 1$, $\delta n_{eff} = 5e-4$, $\varphi = 0.7e-7$ (MATLAB ортасында орындалған үлгісіне негізделген нәтижелер)



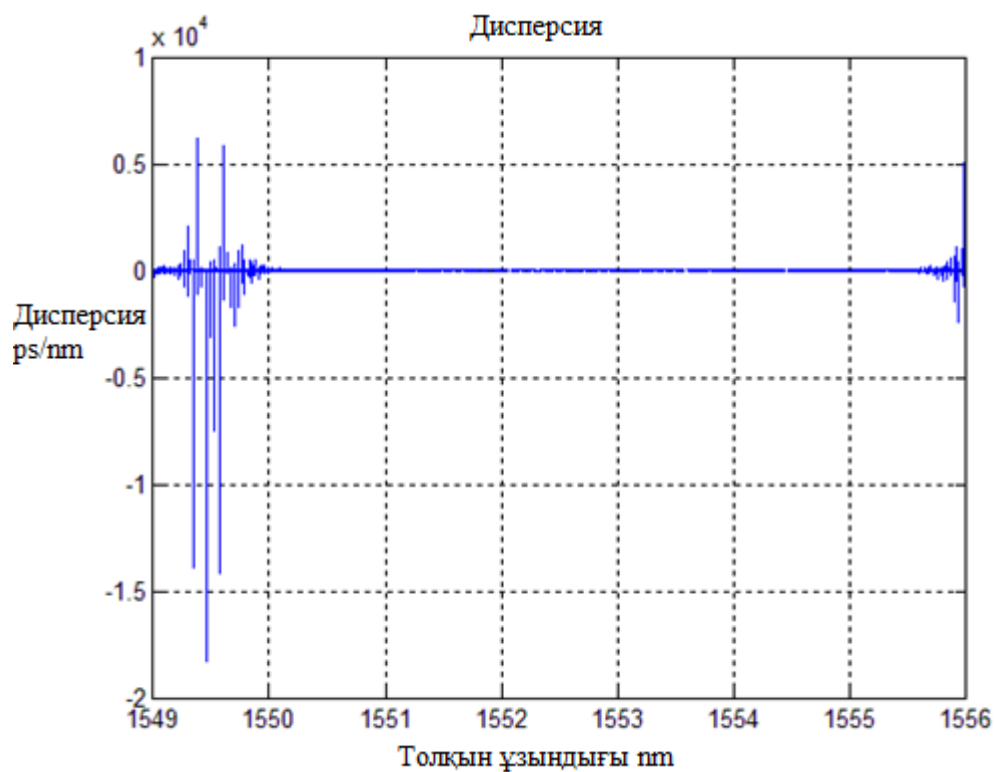
Сурет 3.32 – 3 см ұзындықты CFBG дисперсиясы, ол синустық профилімен аподизацияланған $X = 2$, $Y = 1$, $\delta n_{eff} = 5e-4$, $\phi = 0.7e-7$ (MATLAB ортасында орындалған үлгісіне негізделген нәтижелер)

Қорытындылары: тор шағылысуы төмендемеді және 100% деңгейде қалды, ал топтың кідірістер сызығының көлбеуі сызықтыққа жақын. 1549.5 нм-нан 1554.7 нм-ге дейінгі толқын ұзындығының ауқымындағы дисперсиясы нөлге жақын.

$a = 15$ гаусс пішінмен аподизацияланған 4 см ұзындықты тордың параметрлі үшін спектралдық шағылыстырғыштық қабілетінің, топтық кідірістің және дисперсиясының түрлері 3.33 – 3.34 суретте келтірілген.



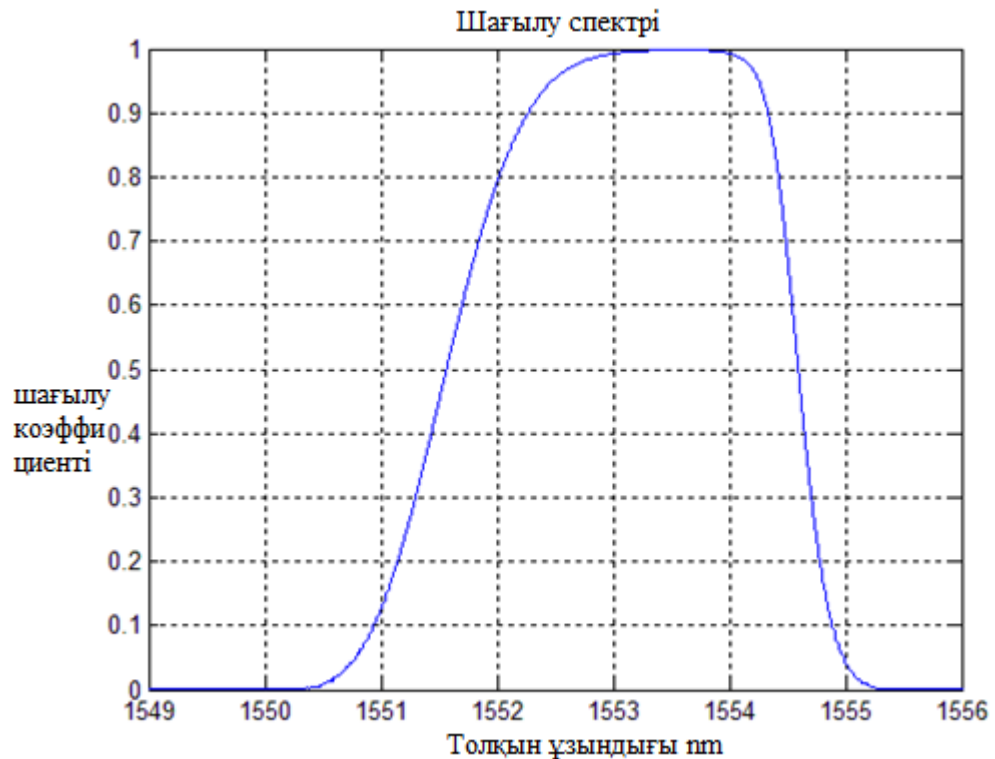
Сурет 3.33 – 4 см ұзындықты CFBG шағылысу спектрі, ол гауссов профилімен аподизацияланған $a = 15$, $\delta n_{eff} = 5e-4$, $\varphi = 0.7e-7$ (MATLAB ортасында орындалған үлгісіне негізделген нәтижелер)



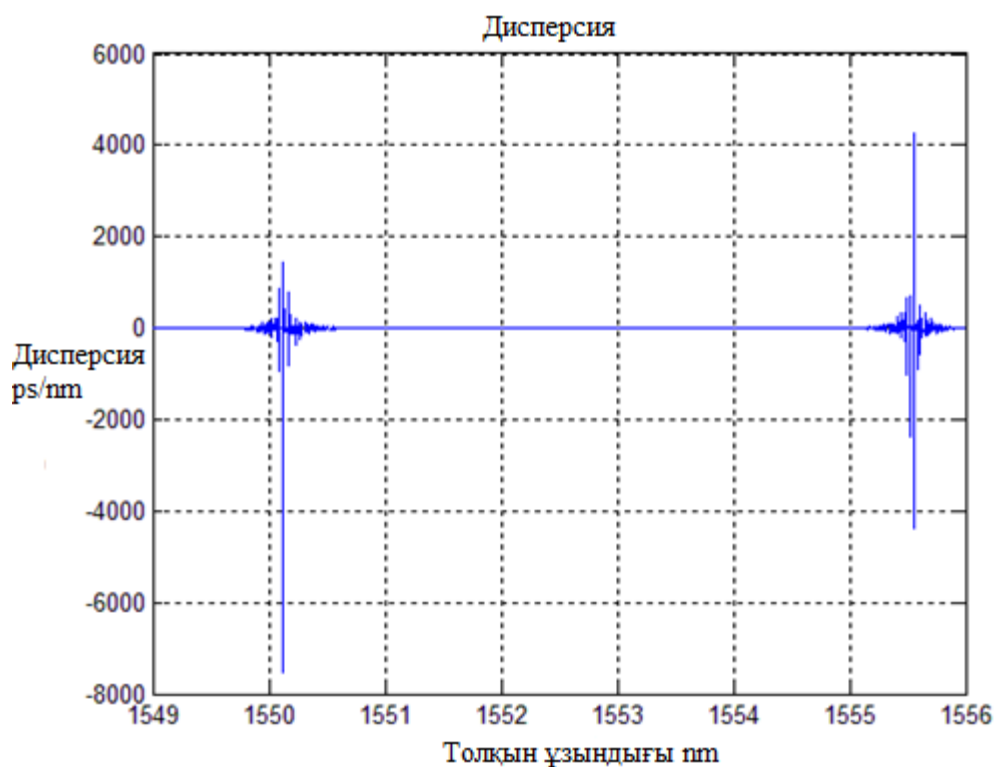
Сурет 3.34 – 4 см ұзындықты CFBG дисперсиясы, ол гауссов профилімен аподизацияланған $a = 15$, $\delta n_{eff} = 5e-4$, $\varphi = 0.7e-7$ (MATLAB ортасында орындалған үлгісіне негізделген нәтижелер)

Қорытындылары: 1550,80 нм-нан 1555.20 нм-ге дейінгі толқын ұзындығының ауқымында топтық кідірістің сызығы 300 пс мәннен 0-ге дейін түседі, ал дисперсиясы 0-ге жақын, бірақ 0 емес. 1550 нм-нан 1555.50 нм-ге дейінгі толқын ұзындығының ауқымында шағылысудың спектралдық коэффициенті аударылған U формасына созылған.

$X = Y = 1$ синустық пішінмен аподизациясы бар 4 см құрайтын тор параметрі үшін спектралдық шағылыстырғыштық қабілетінің, топтық кідірістің және дисперсиясының пайда болуы 3.35–3.36 суретте келтірілген.



Сурет 3.35 – 4 см ұзындықты CFBG шағылысу спектрі, ол синустық профилімен аподизацияланған $X = 2$, $Y = 1$, $\delta n_{eff} = 5e-4$, $\varphi = 0.7e-7$ (MATLAB ортасында орындалған үлгісіне негізделген нәтижелер)



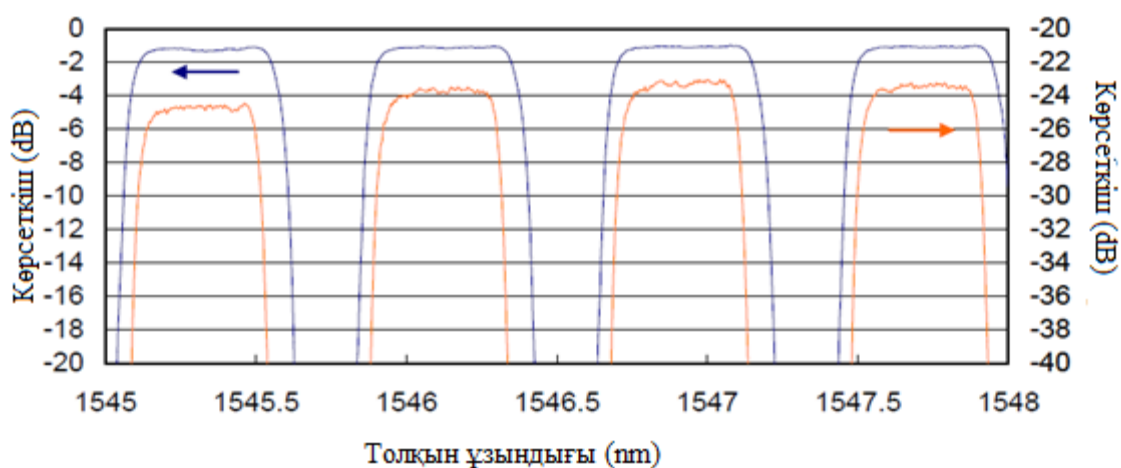
Сурет 3.36 – 4 см ұзындықты CFBG дисперсиясы, ол синустық профилімен аподизацияланған $X = 2$, $Y = 1$, $\delta n_{eff} = 5e-4$, $\varphi = 0.7e-7$ (MATLAB ортасында орындалған үлгісіне негізделген нәтижелер)

Қорытындысы: топтық кідіріс жолы 1551 нм-нен 1555 нм-ге дейінгі толқын ұзындығына 300 пс мәніне 0-ге дейін түседі, ол гаусс аподизациясына қатысты синустық аподизациясы топтық кідірісінің үлкен көлбеуін көрсетеді. Қосымшасына ұзындығы 4 см тордың дисперсиясы 1550.5 нм – 1555.2 нм дейінгі толқын ұзындығының ауқымында нөлге тең болады. Спектралды шағылдырғыштық қабілетінің түрі 1550.40 нм – 1555,25 nm дейінгі толқын ұзындықтарында аударылған U формасына созылған және жазық жерінде шағылысу 100% болса, тордың сондай-ақ ұзындықты гаусс профиліне қарағанда, синустық аподизация профилінің шағылысу қасиеті жоғары болады.

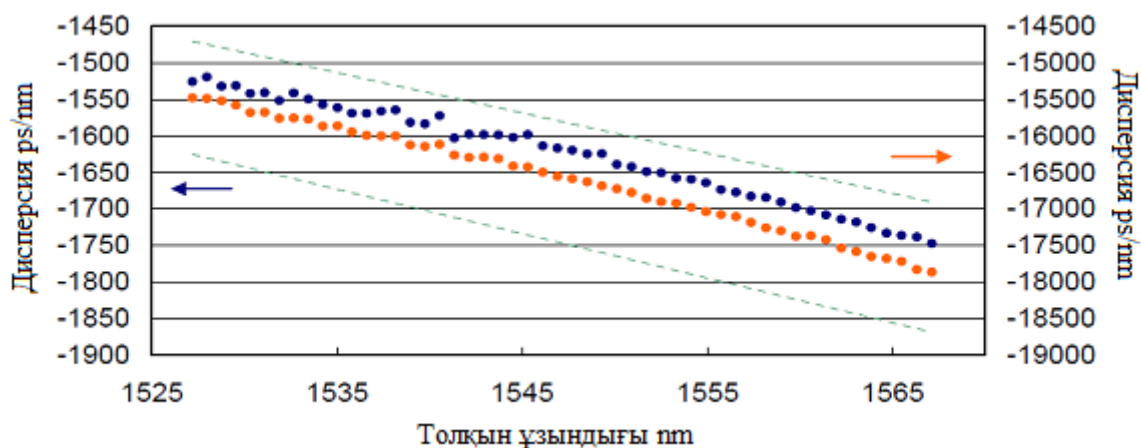
Брэгг торларының талшық құрылымында жарықты таратудың математикалық талдау нәтижелері уақыт импульстерінің бақылау мәндерінің кеңейту мүмкіндігін анық көрсетеді. Брэгг торлары дисперсияның бір арналы өтемінде өте жақсы орындалады, сонымен қатар мультиплекстеудің өтемелі жүйелері болып табылады, яғни, мысалы, бейімделген дисперсиясы бар брэгг торының каскадымен үйлескен, мысалы, уақыт (ағыл.: Time Division Multiplexing - TDM), толқын ұзындығы (ағыл.: Wavelength Division Multiplexing - WDM) және дисперсиясы жоқ қажетті айнымалы Брэгг торының жиілігі (ағыл.: Frequency Division Multiplexing - FDM) болып табылады. Оларды, тіпті мақсатты сызықтықты алу үшін модуляцияның сызықтық жиіліктігінің бірнеше немесе ондаған айнымалы брэгг торларын желімдеп алады (3.37 -3.39 сурет).



Сурет 3.37 – 100 км секцияның 51 арналарының дисперсиясын компенсациялауға арналған шағылысу спектрі (төмендегі) және топтық кідірісі (жоғарыда) ВБР мысалдары [34]



Сурет 3.38 - SMF + ВБР (жоғарыда) және 10 ВБР каскадтың (төменде) 100 км қашықтағы 51 арнасының 4-ші спектралды шағылысу коэффициентінің мысалы [34]



Сурет 3.39 - SMF + ВБР (жоғарыда) және 10 ВБР каскадтың (төменде) 100 км бойында 51 арнаның 4 Z топтық кідіріс спектрінің мысалы [34]

Бұл төрт сурет қолданыстағы желілердің сапасын жақсартуға және жаңа желіні жобалау уақытында дисперсия мәселесін басқаруға бағытталған топтық кідіріс пен дисперсияны компенсациялау әдісінің күрделігін бейнелейді. Сөйтіп, келешектегі зерттеу жұмыстары талшықты-оптикалық байланыс желілерінің өткізу қасиеттерін жақсартатын шешімдерді ұсынуға бағытталады.

Үшінші бөлім бойынша қорытынды

1. Брэгг торлары талшықтарының құрылымында жарықтың таралуының математикалық талдау нәтижелері, уақыты импульсінің бақылау мәндерін кеңейту мүмкіндігін анық көрсетеді. Нәтижелер бойынша талшықты брэгг торлар аподизациясының параметрлеріне тиісті ітаңдау жасау арқылы талшықты-оптикалық желінің дисперсиялық қабығын дәл бақылауға болатынын дәлелдеді.

2. MATLAB-та желілеріне салынған үлгілер және есеп айырысулар, брэгг торларының көмегімен қазіргі уақытта әзірленген және пайдаланылатын хроматикалық дисперсия өтемінің әдістерін талдау үшін пайдаланылды. Бұл брэгг торларын белгілі бір жағдайларда құру кезінде желі орналасқан оптикалық талшық арқылы өткеннен кейін импульстің кеңейту уақытын бақылауға болатынын көрсетілді.

3. Шағылысу спектрінің модельдеу талдауы және дисперсия негізінде бұл торлар үшін ең жақсы орнатулар мен аподизация профильдерінің оңтайлы орнатулары гаусс профиліне қарағанда аподизирленген синустық профилі бар брэгг дифракциялық торлар өтемінің қасиеттерін жақсартатынын көрсетті.

4. Талшықты брэгг торларын пайдалана отырып, дисперсия өтемі бойынша бұл жұмыс әлі де зерттеулерді қажет етеді, бірақ бұл мәселенің талдауы компенсатордың параметрлерін нақты анықтауға мүмкіндік береді. Бұл параметрлер өз кезегінде, жазу әдісіне және онымен байланысты брэгг торларының аподизациясының тиісті функцияларын таңдауына тәуелді болады.

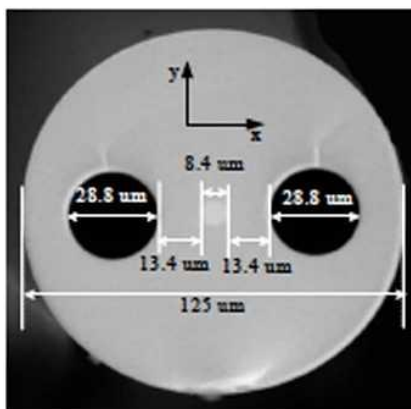
5. Брэгг торларының өтемін пайдалана отырып дисперсиялау бір арналы өтеміне де, сондай-ақ көп арналы өтеміне де жатады. Мультимедиялық қызметтердің жоғары өткізу қабілеті және кең спектрі үшін талшықты-оптикалық желісінесұраныстың өсуімен байланысты, бұл технологияны пайдаланатын, арналарды мультиплекстеу қажет.

6. Осы бөлім бойынша зерттеу нәтижелері келесі жұмыстарда жарияланды [91, 102].

4. ЖЫЛУЛЫҚ БАСҚАРУ НЕГІЗІНДЕ ТАЛШЫҚТЫ БРЕГГ ТОРЛАРЫНЫҢ КОММУТАЦИЯЛАНУ ЖЫЛДАМДЫҒЫН АРТТЫРУ ӘДІСІН ЗЕРТТЕУ

4.1 ВБР компонентін дайындау

Acree FibreLab ұсынған қалыңдығы 125-мкм талшықтардың қосымша тесіктері бар шынының 28,8 мкм екі тесік диаметрі бар және олар ядроға параллель қозғалады. Өзекшесі және қуысы арасындағы аралығы (шетінен шетіне дейін) 13,4 мкм. құрайды. Талшықтың қосымша қуысы диаметрі 8.4 мкм және $A = 0,0056$ сияқты сипаттамасы бар. Мұнда көрсетілгендей қосымша қуысы бар талшықтардың көлденең қимасы, 4.1-суретте көрсетілген. Мұндағы екі қуысқа параллель бағыт x осі сияқты анықталады: екі қуысқа перпендикуляр ординат осін береді.



Сурет 4.1-Қосымша қуыстары бар көлденең қималы талшықтар

Қосымша қуысы бар талшықтардың бөліктері ~8-сантиметрлі металл бағаналармен толтырылған, олардың барлығы көлденең қималы қуыстарда орналасқан болатын.

$\text{Bi}_{47}\text{Sn}_{53}$ Эвтектілік қорытпа (балқу температурасы 137 °C) жоғарғы қысымдағы камераларды қолдана отырып қорытылған күйде талшық кристалдарына ауыстырылды, және қатты электродтар түрінде бөлме температурасында пайдаланылды, ол көрсетілген 4.2-суретінде көрсетілген.

Қорытпамен толтырылған бағаналардың ұзындығы және ядро және қуыстардың бөлінуі былай болды, эксперименттік өлшенген индукцияланған металл шығындары 1,55 мкм деңгейінде <0,2 дБ құрайды және поляризациялық-тәуелді шығын <0,1 дБ құрайды екен. Талшықтың металл толтырғыштарының екі ұшы металдан бос болады.

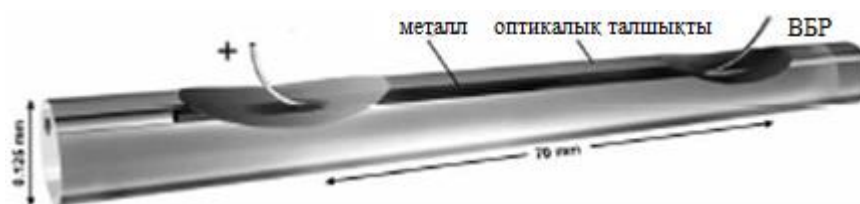


Сурет 4.2 - Талшықтың қосымша қуыстарын BiSn қорытпасымен толтыру.

Металмен Толтырылған талшықтар 150 бар қысыммен сутегі ішіне 2 аптада енгізіледі, соңында жұлынған акрилді жаппа әсерінен УК-сәулесі ВБР параметрлерінде жазылады. УК-сәулесінің қайнар көзі ретінде қос жиілікті Ar^+ - лазері қолданылған.

Мұнда Хэмминг-аподизирленген ВБР-дің екі 4-см ұзындығының нәтижелері алынған, және ол металмен толтырылған талшықтардың орта бөлігіндегі кристалл бойында жазылған. Торларды пешке $100^{\circ}C$ -12 сағат ішінде күйдірді.

Талшықтардың торларын күйдіргеннен кейін, 7 см-ге бөлінген екі ішкі электродтарды кристалдың біріне электрді жеткізу үшін бір жағы өңделді. 20-мкм болатын жуан алтын жалатылған вольфрам сымына ~ 5 мм, электрлік қосылымның беріктігі үшін, балқытуға қорытпасы кезінде, электрод қосылған, ол 4.3-суретінде көрсетілген.



Сурет 4.3 - Диаметрі 20 мкм вольфрам сыммен түйісетін электродтары бар талшық бейнеленді

Содан кейін талшықтардың кесектері алюминий (Al) жабындыға монтаждалды және эпоксидті шайырлы электрлік оқшауланған жылу өткізгішпен жабылды.

Бөлінетін жылу жабындыда, айтарлықтай дрейф поляризация немесе толқын ұзындығынсыз, бірнеше кГц жылдамдықпен құрылғыларды ауыстыруға мүмкіндік береді. Әдетте компоненттердің кедергісі, белсенді ұзындығы 7 см BiSn құрылғылары үшін, 43 Ом құрайды. Бұл құрылғылар және жоғары кернеу импульстері жылжып отыратын (яғни ток) 50 Ом коаксиальді кабел арасындағы аздаған импеданс сәйкессіздігін мәнін білдіреді. SMA және 0,1 Ом-дық электр байланысын пайдаланатын резистивті бергіш, мониторинг мақсаттары үшін, 43 Ом жүктемемен тізбектеле жалғанды. Сур. 4.4- кристалл торларының учаскесі көрсетілген фотосурет. 0,1 Ом резистірлі бергіш



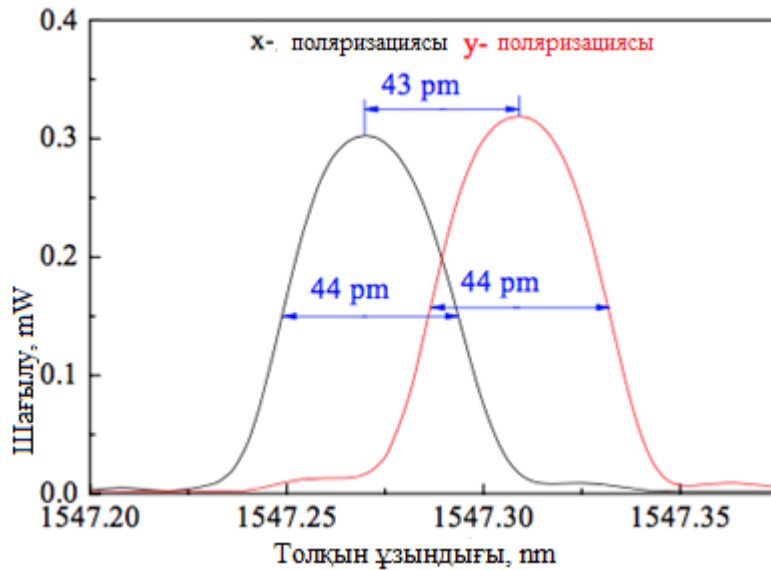
BiSn қоспасымен толтырылған ұзындығы 7 см электродтардың секциясы

Сурет 4.4 - Тор учаскесінің фотосуреті

4.2 Статистикалық тәжірибе

Талшықтардың қосымша қуыстарының меншікті екі сәулелі сынуының нәтижесінде, әрбір тордың әр түрлі толқын ұзындығында, осы қабатта екі ортогоналды поляризациялық мода сынуының түрлі тиімді көрсеткіштеріне сәйкес келетін[106], екі шыңы болады. 4.5- суреттерде бөлме температурасындағы FBG2 шағылу спектрі көрсетілген. Қысқа толқындар ұзындығы кезінде шағылу шыңы остің тез режимдегі кристаллда (х осіне месе х-поляризация. Қара қисығы сурет-4.5), басқа кезде үлкен толқын ұзындығы кезінде остің баяу режиміндегі кристаллда (у-ось немесе у-поляризация, қызыл қисық-сур. 4.5) іске асырылады. Осы тердің идентификациясы төменде моделдеуде қарастырылатын болады. Бөлме температурасы кезіндегі екі поляризацияның брэгг толқынының ұзындығы туралы ақпарат, FWHMs кристаллы мен екі дифракциялық тордан болатын шағылу қасиеттері туралы ақпарат 4.1 кестесінде көрсетілген. λ_x и λ_y Брэгг кристаллының екі поляризациясының толқын ұзындығын білдіреді, each gratingis үшін. $\lambda_y - \lambda_x$ айырмашылығы кристалл үшін Брэгтің толқын ұзындықтарының екі поляризациясында. Δn each торларының кристалл екі поляризация арасындағы көрсеткіштерінің сынудың рефракциялық айырмашылығы болып табылады, шамамен тәртібі төмен, кәдімгі HiBi талшықтарға қарағанда. Δn мынадан шығарылады:

$$\Delta n = \frac{\lambda_y - \lambda_x}{\lambda_0} n_{eff} \quad (4.1)$$



Сурет 4.5. Бөлме температурасы кезіндегі FBG2 шағылу спектрі.

Онда $\lambda_0 = \frac{\lambda_y - \lambda_x}{2}$ кристалдың екі поляризациясындағы брэгг торының толқын ұзындығының орташа мәні болып табылады и $n_{eff} = 1,445$.

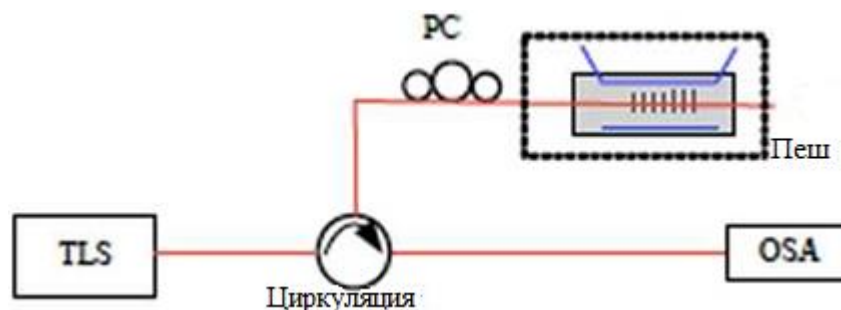
Кесте 4.1 - Бөлме температурасы кезіндегі екі тордың параметрлері

	λ_x (нм)	λ_y (нм)	$\lambda_y - \lambda_x$ (пм)	Δn	FWHM М (пм)	Шағыл у коэффи - циенті	Модуляцияны ң максималды индексі
FBG 1	1546.30 2	1546.32 8	26	$\sim 2.4 \times 10^{-5}$	36	70%	2.7×10^{-5}
FBG 2	1547.28 0	1547.32 3	43	$\sim 4.1 \times 10^{-5}$	44	75%	3.1×10^{-5}

4.2.1 Температура тәуелділігінің өлшемі

Температуралық тәуелділікті өлшеуге арналған тәжірибелік қондырғы. 4.6-суретте бейнеленген. Ашулы толқын ұзындығының жоғары динамикалық өлшеуі мен жоғары рұқсат беретін қабілеті үшін спектрдің оптикалық анализаторының (OSA) көмегімен синхрондайтын, сонымен қатар лазердің <1 пм желіені бар сыртқы диодты резонаторға негізделген жарық көзі ретінде жөнге келтіретін жарық көзі (TLS) пайдаланылды. Кіріс поляризациясының әр түрлі жай-күйі поляризация контроллері арқылы шығарылып отырды. Металмен толтырылған талшықтары бар құрылғы, температурасы бақыланып отыратын пештерге орналастырылып отырды.

Пештің температурасы жоғарылаған кезде, кристалдың екі ішкі электроды қызады, үлкен боп кеңейтіледі. Демек, екі поляризация үшін сыну көрсеткіштерінің және кристалл температурасының арттыруымен екі сәуле сыну көрсеткіштерінің де ұлғаюы байқалды. λ_x және λ_y ол ұзын толқындарға ауысты және олардың арасындағы айырмашылық ($\lambda_y - \lambda_x$) ұлғайды. Кристалдың температуралық тәуелділігі 4.7-суретте көрсетілген. λ_x (квадратпен көрсетілген қара қисық), λ_y (үшбұрышты қара қисық) және $\lambda_y - \lambda_x$ (дөңгелек көк қисық) для FBG1 үшін стационарлы жағдайда.



Сурет 4.6-Температура тәуелділігін өлшеуге арналған қондырғы.
 TLS –өзгерілетін жарық көзі; PC - поляризациялық контроллер;
 OSA- спектрдің оптикалық анализаторы.

$\sim 26^\circ\text{C}$ и $\sim 69^\circ\text{C}$ кезінде x - және y – поляризациясының шағылу спектрі кірістіру болып табылады, тиісінше қара-қызыл қисық болып көрсетілген. 26°C -ден 69°C , λ_x және λ_y , 26-дан 87 пм-ға дейін артқан.

4.1 теңдеулерінен $\sim 2.4 \times 10^{-5}$ до $\sim 8,0 \times 10^{-5}$ дейінгі сыну көрсеткіштерінің айырмашылығының артуын есептеуге болады. Мұнда ұсынылған сипаттамаларды өлшеу кезіндегідей электродта тұрақты ток өткізе отырып, талшықтарды қыздыру арқылы пеш пайдаланудың орнына осындай жай-күйге қол жеткізу мүмкінгі болады. Дегенмен температураға қол жеткізу диапазоны неғұрлым шектелсе де (электродтарда алынған жылу барлық талшықтарға таралуы тиіс), электрод тогымен қыздырылған кристалл жүйесінің динамикасын зерделеуге мүмкіндік береді. Мысалы, электродтар ток әсерінен кеңейген кезінде, жылу алмасуда емес, режим зерделуі мүмкін, ол 4.3-бөлімінде сипатталған.

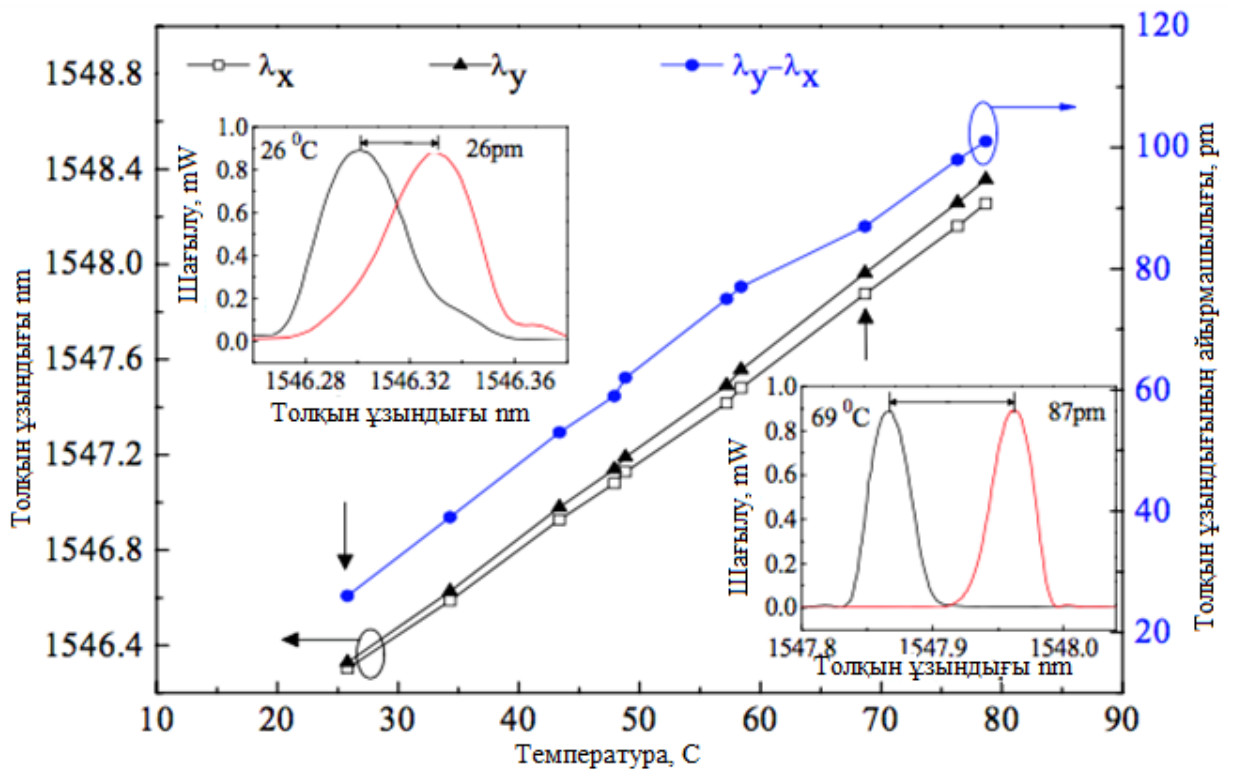
4.7-сурет бойынша Panda талшықтарынан ($-16,5$ м/°C) дайындалған Hibi ВБР арналған болжаудан өлшенген температура сезімталдығы ($-37,6$ м/°C) едәуір артық деп атап өтуге болады [108]. Көрсетілген толқындар торлар кезеңіне және индексінің тиімді өзгеруіне тәуелді. 2.1 теңдеуін саралай келе торлар және олардың вариация кезеңінде сынудың тиімді көрсеткішіне қатысты Брэгтің орталық толқын ұзындығының өзгерісін табуға болады.

$$d\lambda_B = 2n_{eff}d\Lambda + 2\Lambda dn_{eff} \quad (4.2)$$

4.2 теңдеуін 4.1 формуласы бойынша бөле отырып, толқын ұзындығының салыстырмалы ығысуын аламыз

$$\frac{d\lambda_B}{\lambda_B} = \frac{dn_{eff}}{n_{eff}} + \frac{d\Lambda}{\Lambda} \quad (4.3)$$

Бұл, торлардың тиімді сыну көрсеткішінің индукция градиенті арқылы Брэгтің орталық толқын ұзындығы қозғалысына қол жеткізу, немесе екеуінің де кристалл торлар кезеңінің өзгеруі екенін білдіреді.



Сурет 4.7 - Стационарлық және кірістіру жағдайы FBG1 x және y-поляризация үшін брэггтің резонанстық температуралық тәуелділігі: айнымалы -26 кезінде рентгендік және гамма-поляризация FBG1 спектрлер көрсету және -69 ° C, тиісінше.

Температураның әсер ету кристалын табу үшін, (4.2) теңдеуін T температурасы бойынша ажыратуға болады.

$$\frac{\partial \lambda_B}{\partial T} = 2 \left(\Lambda \frac{\partial n_{eff}}{\partial T} + n_{eff} \frac{\partial \Lambda}{\partial T} \right) \quad (4.4)$$

Осылайша, бүкіл жылу реттеу сценаріінің екі тетіктің есебінен пайда болады.

Жылуды кеңейту есебінен немесе температураның өзгеруіне байланысты қысу және сыну көрсеткішінің өзгеру салдарынан кристалл торларының өзгеру кезеңі. 4.4-теңдеуін 4.1 формуласы бойынша бөле отырып, біз мынаны аламыз:

$$\frac{1}{\lambda_B} \frac{\partial \lambda_B}{\partial T} = 2 \left(\frac{1}{n_{eff}} \frac{\partial n_{eff}}{\partial T} + \frac{1}{\Lambda} \frac{\partial \Lambda}{\partial T} \right) \quad (4.5)$$

$(1/n_{eff})(\partial n_{eff} / \partial T)$ саны ξ_n термооптикалық коэффициентін білдіреді, оның мәні шамамен $6,5 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$, ол қосымша талшықтар қуысына арналған. $(1/\Lambda)(\partial \Lambda / \partial T)$ мәні жылу кеңейту талшықтарының коэффициенті болып табылады, ол $0,5 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ дейін оңтайландырылған, және модельдеу бөлімде талқыланатын болады. 4.5 теңдеулерінде көрсетілгендей 1°C температурасының градиенті үшін толқын ұзындығының сезгіштігі шамамен 1 пм құрайды.

Жұмыстарында талқыланды [109], температураға сезімталдығы 4.5. теңдеулер жылу кеңейту коэффициентінің салымын ұлғайту есебінен артуы

мүмкін. Бұған өте жоғары тиімді жылулық кеңею коэффициенті бар FBG жүйесіне қосылу арқылы қол жеткізуге болады. Мұндай ұсынылған жағдайдашкі қорытпасы бар талшықтың қосымша қуысына ВБР жазылған және А1 қабатында орнатылған, бар айтарлықтай үлкен бір кәдімгі кварц талшықтар қарағанда жылулық кеңею коэффициенті. Бұл жағдайда, салыстырмалы ығысу резонанстық толқын ұзындығы брэгг торлар температурасына білдіруге болады.

$$\frac{1}{\lambda_B} \frac{\partial \lambda_B}{\partial T} = \xi_n + \alpha_F + (\alpha_A)_{eff} + (\alpha_S)_{eff}, \quad (4.6)$$

ондағы: α_F талшықтың жылу кеңейту коэффициенті болып табылады; $(\alpha_A)_{eff}$ и $(\alpha_S)_{eff}$ тиісті талшыққа А1 подложкасы мен жылу кеңейту қорытпасының тиімді коэффициенті болып табылады. 4.6-теңдеуін былай жазуға болады:

$$\Delta \lambda = \lambda_B \xi_n \Delta T + \lambda_B \alpha_F \Delta T + \lambda_B (\alpha_A)_{eff} \Delta T + \lambda_B (\alpha_S)_{eff} \Delta T \quad (4.7)$$

$$\Delta \lambda = \Delta \lambda_n + \Delta \lambda_F + \Delta \lambda_A + \Delta \lambda_S, \quad (4.8)$$

ондағы: $\Delta \lambda_n = \lambda_B \xi_n \Delta T$, $\Delta \lambda_F = \lambda_B \alpha_F \Delta T$, $\Delta \lambda_A = \lambda_B (\alpha_A)_{eff} \Delta T$ и $\Delta \lambda_S = \lambda_B (\alpha_S)_{eff} \Delta T$:

Қорытпаның созылуы және А1 төсеніштер ұзындығының кеңеюі салдарынан талшық ұзындығының кеңеюіне байланысты индекстің арту рефракциясына қарай толқын ұзындығы ығысады. Өртүрлі салым бағалауы мынадай болады:

Қорытпаның $(\alpha_A)_{eff}$ жылу кеңейтудің тиімді коэффициентінің есебі(1)
 ΔT өзгерту температурасы қорытпаның кеңейтуін тудырады:

$$\Delta L_A = \alpha_A L_A \Delta T, \quad (4.9)$$

ондағы: α_A пайдаланылатын (BiSn) қорытпасының жылу кеңейту коэффициенті болып табылады және L_A қорытпа ұзындығының коэффициенті болып табылады.

Ньютонның үшінші заңы мына қатынасты береді:

$$F_{\text{сплав} \rightarrow \text{волокно}} = F_{\text{волокно} \rightarrow \text{сплав}} \quad (4.10)$$

$$F = -kx = \frac{-EA}{L} x \quad (4.11)$$

4.10 и 4.11 теңдеуінен мынаны аламыз:

$$-\frac{\Delta L_A E_A L_A}{L_A} = -\frac{\Delta L_F E_F L_F}{L_F} \quad (4.12)$$

мұндағы: E_A и E_F қорытпа және талшықтардың Юнга модулі болып табылады; A_A және A_F , қорытпа және талшықтардың көлденең қимасының ауданы болып табылады; ΔL_F қорытпаны кеңейту есебінен талшықтардың ұзаруы болып табылады:

$$\Delta L_F = (\alpha_A)_{eff} L_F \Delta T \quad (4.13)$$

ондағы: L_F —талшықтың тиімді ұзындығы.

4.9, 4.12 және 4.13 теңдеулерінен мынаны алуға болады:

$$(\alpha_A)_{eff} = \frac{E_A A_A}{E_F A_F} \alpha_A \quad (4.14)$$

(α_S) eff төсеніштерінің жылу кеңейтуінің тиімді коэффициентіне есептеуі (2)

A_1 төсеніші толығымен талшыққа бекітілген деп ойласақ, онда $(\alpha_S)_{eff}$ былай есептелген болар еді:

$$(\alpha_S)_{eff} = \frac{\alpha_F E_F A_F + \alpha_S E_S A_S}{E_F A_F + E_S A_S} \quad (4.15)$$

мұндағы: E_S және A_S Юнг модулі және көлденең қиманың A_1 төсенішінің алаңы болып табылады. Өйткені A_F қарағанда A_S әлдеқайда көп, (4.15) теңдеуі төмендегідей жеңілдетілуі мүмкін:

$$(\alpha_S)_{eff} = \frac{\frac{E_F A_F}{E_S A_S} \alpha_F + \alpha_S}{\frac{E_F A_F}{E_S A_S} + 1} \approx \alpha_S \quad (4.16)$$

(3) $\Delta \lambda_n$, $\Delta \lambda_F$, $\Delta \lambda_A$ и $\Delta \lambda_S$ есептеулері

Есептеуге арналған параметрлер 4.2. кестеде көрсетілген. 4,14 және 4,16, теңдеулерінен $[(\alpha_s)]_{eff} = 1,1 \times 10^{-6}$ және $[(\alpha_s)]_{eff} = 2,3 \times 10^{-5}$ аламыз. 4.7 және 4.8 Формулаға сәйкес, толқын ұзындығының төрт ығысуы ~ 53 оС температура ұлғайту үшін есептелуі мүмкін: $\Delta \lambda_n = 0,533$ нм, $\Delta \lambda_F = 0,041$ нм, $\Delta \lambda_A = 0,088$ нм, $\Delta \lambda_S = 1,886$ нм. Көріп тұрғандай, талшықтардың сыну көрсеткішінің өзгеруінде басым үлесті төсеніштерді кеңейту (көлемі бойынша) береді. Осы жағдайларда толқын ұзындығының жалпы ығысуы 2,55 нм ретінде есептеледі, ол 4.7 $\sim 2,0$ нм сур. өлшенген мәнінен артады дегенді білдіреді. Өлшенген мәнінің азаюы, бәлкім, талшық пен төсеніштің арасындағы байланыспен туындаған [109].

Кесте 4.2-Есептеудің параметрлер дерегі.

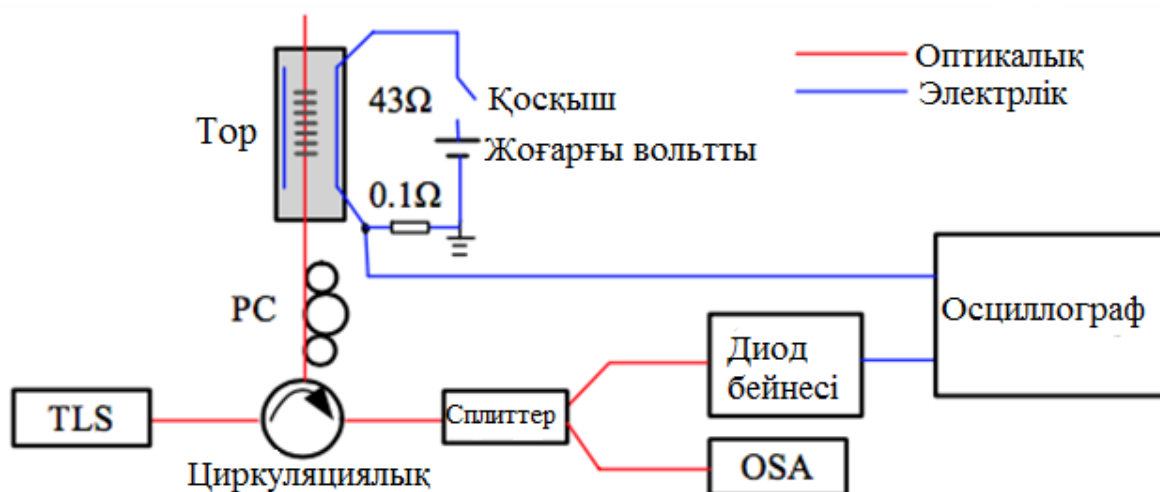
	Талшықты	Қорытпа ($\text{Bi}_{47}\text{Sn}_{53}$)	Қорытынды
Жылу кеңейту коэффициенті (K^{-1})	$\alpha_F = 0.5 \times 10^{-6}$	$\alpha_A = 15.35 \times 10^{-6}$	$\alpha_S = 2.3 \times 10^{-5}$
Юнга модулі (GPa)	$E_F = 73$	$E_A = 43$	$E_S = 69$
Көлденең қимасының ауданы (m^2)	$A_F = 0.4 \times 10^{-7}$	$A_A = 0.5 \times 10^{-8}$	
Термо-оптикалық коэффициенті (K^{-1})	$\xi_n = 6.5 \times 10^{-6}$		
Брагга толқын ұзындығы (nm)	$\lambda_B = 1547.3$		
Температурасын арттыру ($^{\circ}\text{C}$)	$\Delta T = 53$		

4.3 Динамикалық тәжірибе

4.3.1 Тәжірибелік қондырғы

Ол тәжірибе үшін электр серпінінің екі көзі пайдаланылған. Оның біреуі тұрақты токтың жоғары вольтті қорек көзінен және жоғары жылдамдықты реледен тұрады.

Қайталану жиілігінің ауыстырып қосқышы - 3 кВ барынша ауыстырып қосу кернеуі импульс тоғының уақыты 2-10 нс төменгі жеткізуегі контурының ұшқынды разрядтығы болып табылады. Импульстің ұзақтығы пайдаланылатын кабель ұзындығы бойынша анықталады және келесі зерттеулерде 10-241 нс интервалында өзгертіліп отырды (4.8-сурет).



Сурет 4.8 - динамикалық өлшеуге арналған эксперименталдық қондырғы. TLS - теңшелетін сыртқы лазерлік диодты резонатор; PC (дербес компьютер) - поляризация контроллері; OSA - спектрдің оптикалық анализаторы.

4.8-суретте көрсетілген зерттеу қондырғысына орнатылған спектр анализаторы және осциллограф, жоғары жылдамдықты фотодиод, ДБ 3тарамдану, ДК, қайталаудың <10 кГц жиілігі кезінде 30 нс дейінгі уақыт өсудегі 20 А дейін жартылай өткізгіштердің жеткізілуі барысында қолдан жасалған

коммутатор басқа көз болып табылады. Кіріс поляризациясының түрлі жағдайларын таңдау үшін қажеттілер.

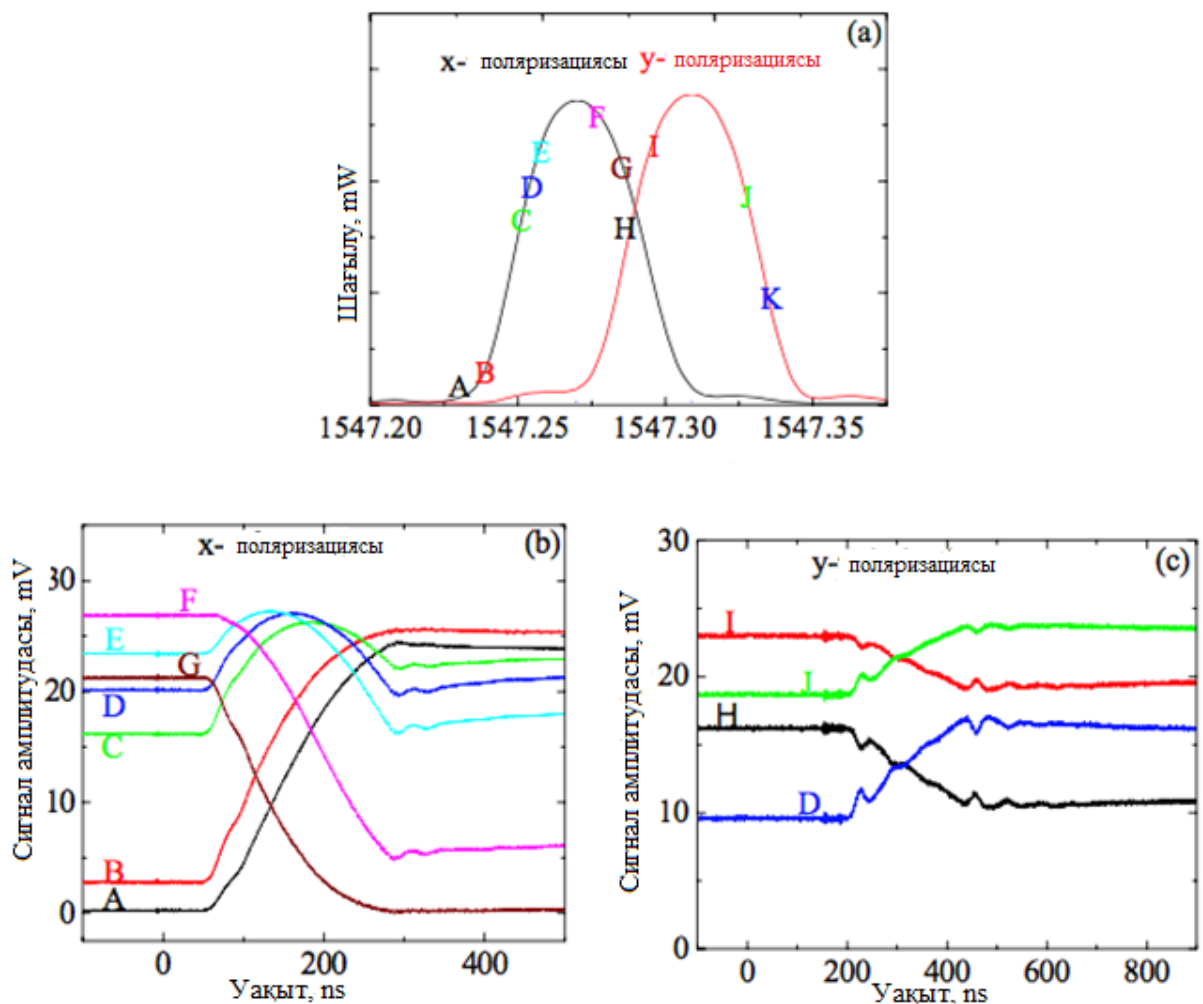
4.3.2 Нәтижесі мен талдауы

Динамикалық өлшеулер, электр серпіндерін қолдануға дейін спектр торларының шегінде толқынның әр түрлі ұзындығында TLS баптауды және кіріс поляризациясын дұрыс орналастыра отырып, х-поляризация үшін жүргізілді (4.9 (а) суретінде көрсетілгендей). Токтың наносекундты жоғары серпіні металл электродын қыздырды және металдың тез кеңеюін тудырады. Нәтижесінде, сыну көрсеткіші өзгерді және спектрдің торлары ығысты. Осциллографтың көмегімен электрлік импульс қоздырылғаннан кейін наносекундта оны уақытымен әр түрлі коммутация іздерін өлшеуге болатын болды. 4.9 (б)-суретте екінші импульстардың генераторларынан электрлік импульсті қоздыру кезіндегі рентген х-поляризация бойы бергіштің әр түрлі толқын ұзындығында іздері көрсетілген. Әрбір із белгілі бір толқын ұзындығы кезінде уақыт функциясының қабілетін бейнелейтін өзгерісті тіркеп отырды.

Мысалы, шағылу қасиеті TLS Брэгтің қысқа толқынды шегіне шарықтаған (мысалы, А нүктесінде немесе В) нүктесінде көтерілген, ал зондтың толқын ұзындығы ұзын болғанда ол азайды, торлардың көрінетін шыңына қарағанда (мысалы, нүктесінде F немесе нүктесінде G). 4.9 суретінде (б) алынған іздердің талдауынан мынандай қорытынды жасауға болады, электрлік импульстік қоздыру салдарынан торлардың рентгендік поляризация спектрі анағұрлым қысқа толқын ұзындыққа қарай (көк ығысу) жылжытылатынын байқауға болады. Бұл дегеніміз х-поляризациясының сыну көрсеткіші металдың кеңеюі не азаяды деген сөз.

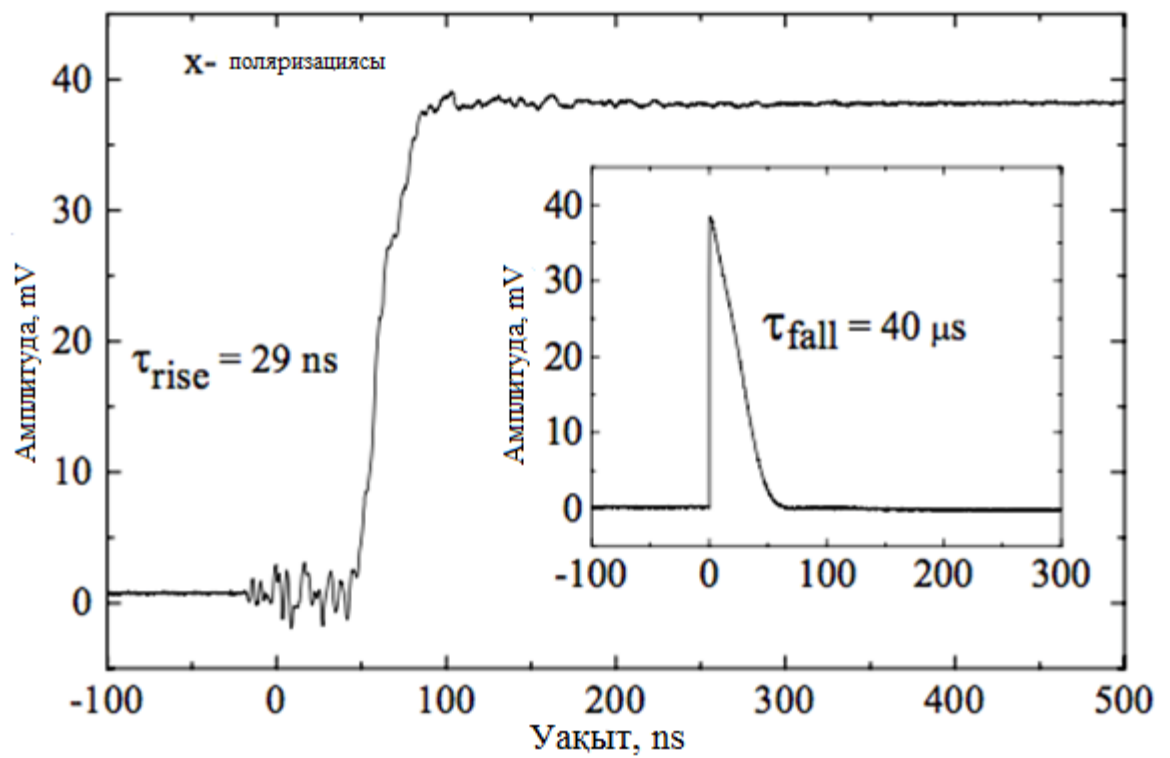
Динамикалық өлшеу сондай-ақ поляризация үшін де жүргізілді. 4.9 (с)-суретінде импульстардың бірінші генераторынан импульстердің әр түрлі толқын ұзындықтары үшін электрлік қозуы салдарынан спектр торларында коммутацияның бірнеше іздерін көрсетеді. Осы іздердің талдауынан, у-поляризациясының тордың бақыланатын спектрінің оң екендігі байқалған, бірақ толқын ұзындығының аз ығысуымен (қызыл ығысу), ал бұл дегеніміз, у-поляризация сыну көрсеткіші металдың кеңеюі мен артатыны анықталды. 4.9 (с) –сурет бойынша өлшенген іздер шудан көп зардап шекті, деп айта кету керек, ол 4.9 (б)-сур. Уақыттың жылдам өсуінен, келесі өлшемдерде импульстардың тек бірінші генераторы ғана пайдаланылады.

FBG электрлік ауыстырып қосуы бар тәжірибелер бөлме температурасында өткізілді. TLS, FBG1 х-поляризациясының қысқа толқынды жағына орнатылғанда, жұмыс ~ 29 нс үн кату уақытынан тыс толық ауысуына қол жеткізілді, ол 4.10- суретте көрсетілген. Ұзын толқындар жағына Брэгг шарықтау шегіне қайтару, микросекунд шкаласы бойынша көрсетілген, 4.10-сур. қосымшасында көрсетілген.

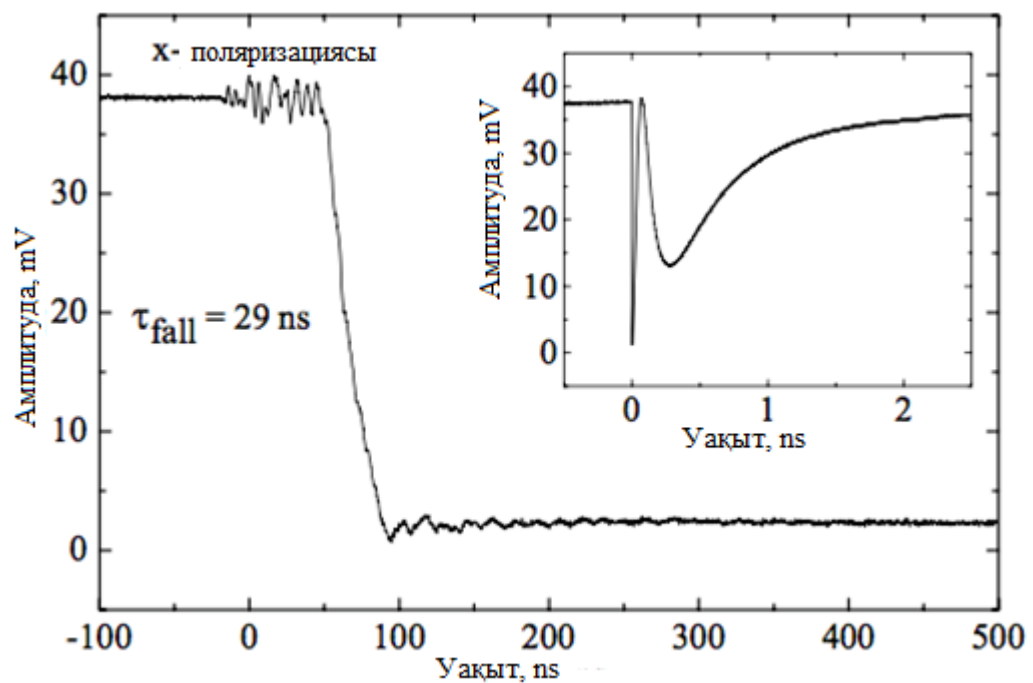


Сурет 4.9. (а) бөлме температурасында FBG1 x - және y-поляризациясының шағылу спектрі. (A, B, C ... J, K) әріптері әрбір өлшеу кезіндегі бергіштің TLS толқындарының ұзындығын білдіреді. (b) Рентгендік поляризация үшін бергіштің әр түрлі толқын ұзындығында әртүрлі айырып қосудағы импульстардың екінші генераторынан қоздырылған электрлік импульс іздері болып табылады. (с) гамма-поляризация үшін зондтаудың әр түрлі толқын ұзындығында бірінші импульстарының генераторы ауыстырылу кезінде электрлік қоздырылған әртүрлі іздер болып табылады.

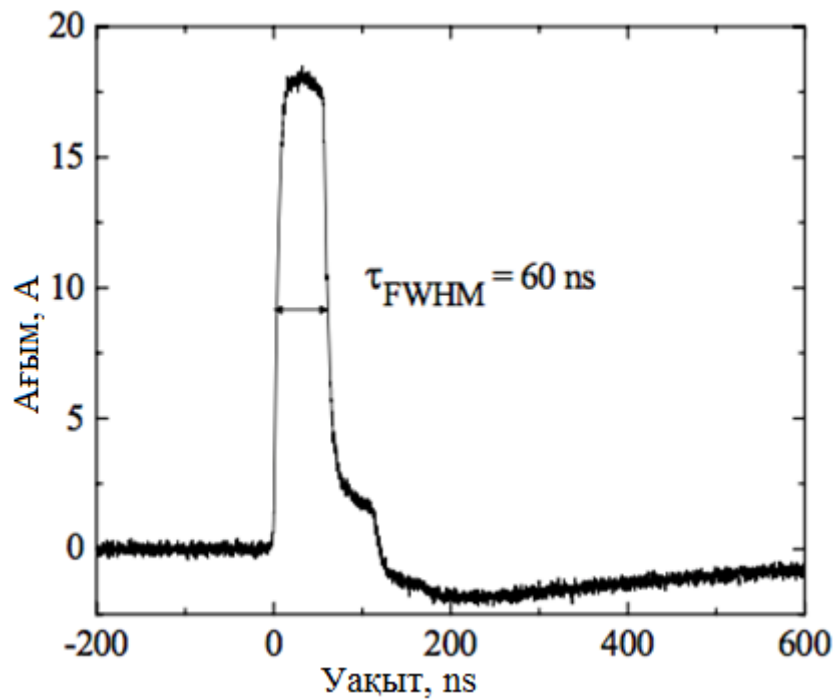
Толық қосу-ажырату сондай-ақ, ~ 29 нс үн қату уақытымен алынды, 4.11-суретте көрсетілгендей, FBG1 x – поляризациясының Брэгг толқын ұзындығына сәйкес TLS толқын ұзындығын белгілей отырып. Тордың ұзақ мерзімді қалпына келтіруі, 4.11-сурет қосымшасында көрсетілгендей, монотонды болып табылмайды. Толық ажырату-қосу және қосу-өшіру үшін қолданылған электрлік импульс 4.12-суретте көрсетілген. Бұл, төмен қайталану жылдамдығын (~ 20 Гц) кезде ~ 60 нс және амплитудасы бар ~ 18 импульс ұзақтығы бірінші қайнар көзіне налынғандағы типтік импульс болды. оң жақ қапталына тұрған кіші қадам (~ 100 нс) және тоқтың жеткіліксіздігі, негізгі импульстан байқалатын, 50 Ом кедергісіне сәйкес келмеуінен туындаған болатын.



Сурет 4.10. FBG1 х - поляризациясы үшін ~ 29 нс уақыт өсуінде жүзеге асырылатын толық ажырату-қосу. Кірістіру - микросекунд сигнал уақытындағы эволюция



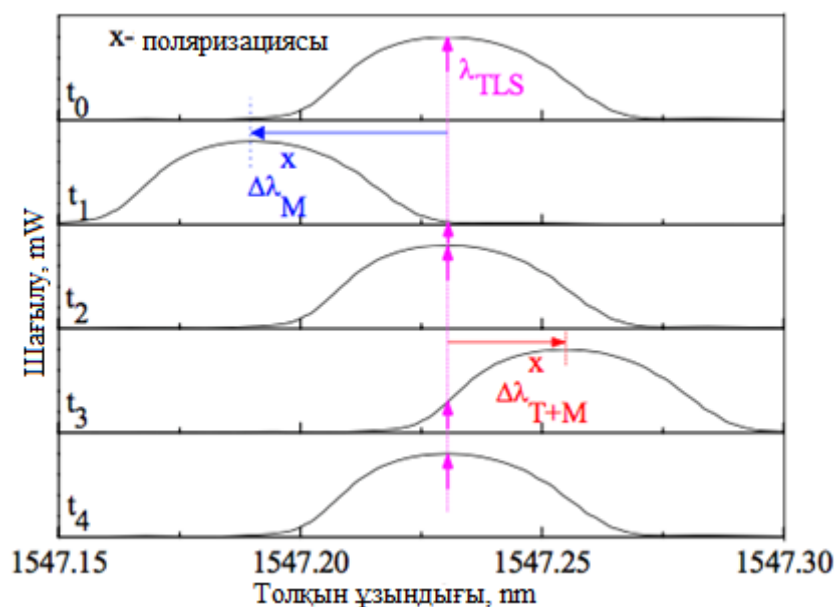
Сурет 4.11- FBG1 х-поляризациясы ~ 29 нс уақыт өсуі арқылы жүзеге асырылатын толық қосу-ажырату. Кірістіру - микросекунд сигнал уақытындағы эволюция



Сурет 4.12 - Толық ажырату-қосу және қосу-өшіру үшін қарапайым электрлік импульс

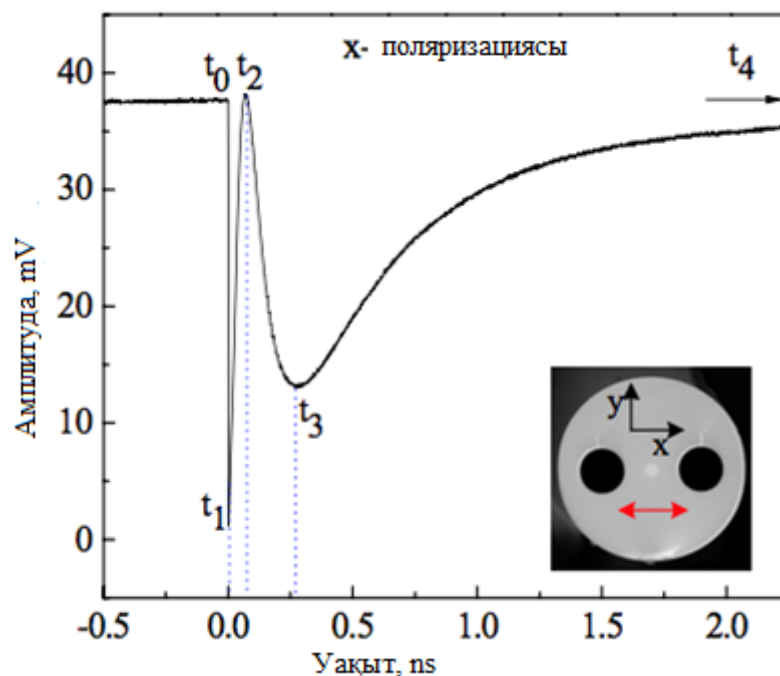
Торлардың спектрлік жауап беру көмегімен (мысалы, 4.11-кірістірілген сур.) талшықтардың бүкіл көлденең қимасы бойымен механикалық кернеу уақытының эволюциясын және жылу диффузиясын зерттеу пайдалы болып табылады. Толқын ұзындығын ығыстыратын торды жылдам бөлігіне (ондаған наносекундқа) және баяу бөлігіне (жүздеген микросекундтарға) бөлуге болады. Біріншісі, әсер ету электрлік импульстік кезінде, механикалық кернеу салдарынан құрылған болса, ал соңғысы механикалық кернеудің әлсіреуінен және әрбір электрлік импульс кейін металл электрод берілетін белсенді аймағында қызуының баяу көтерілуінен болады екен.

4.13-суретінде әр түрлі уақыт аралығында х-поляризациясы барысында торлардың толқын ұзындықтарының ығысуын сұлба түрінде суреттейді. Жылдам бөліктері (t_0 ден t_1) үшін толқын ұзындығының теріс ығысуы электрлік импульстің қозуы кезінде болады және өзінің ең жоғары абсолюттік мәніне ($\Delta\lambda_M^x$) t_1 уақыт аралығында, электрлік импульстің аналогтық ұзақтығында жетеді.



Сурет 4.13 - Әр түрлі уақыт аралығында рентген поляризациясы үшін толқын ұзындығы ығысуының сұлбалық суреттемесі. Қызғылт бағыттамалар өлшеу кезінде TLS толқын ұзындығын көрсетеді.

Содан кейін баяу бөлігі бастапқы күшіне енеді: тор бірте-бірте артқа жылжиды, механикалық кернеудің азаюымен және белсенді аймақта ауа температурасы көтеріле бастайды. Тор деп өзінің бастапқы спектралды жағдайын t_2 (ондаған микросекундта) уақытында тарата бастайды және қызыл ығысу жалғасады. Барынша максималды $\Delta\lambda_{T+M}^x$ t_3 уақыты кезде қол жеткізіледі, мұнда өзекшенің температурасы максимумға жақын болады. Бірнеше миллисекундтан Кейін (t_4), торлардың спектрі бастапқы жағдайға қайтадан қайтарылады, өйткені механикалық кернеу босатылып және компонент бөлме температурасына қайтып оралады. 4.13 –суретте толқын ұзындықтары әр түрлі бергіштердің реакциясын қарастыра отырып, тәжірибеге қатысушылардың (ұқсастары 4.9-фиг.көрсет.). компоненттерінің сұлбалық мінез-құлықтарының көрсетілгенін айта кету керек (сур. 4.15 төмен). 4,14- суретте эволюция кезін көрсетеді

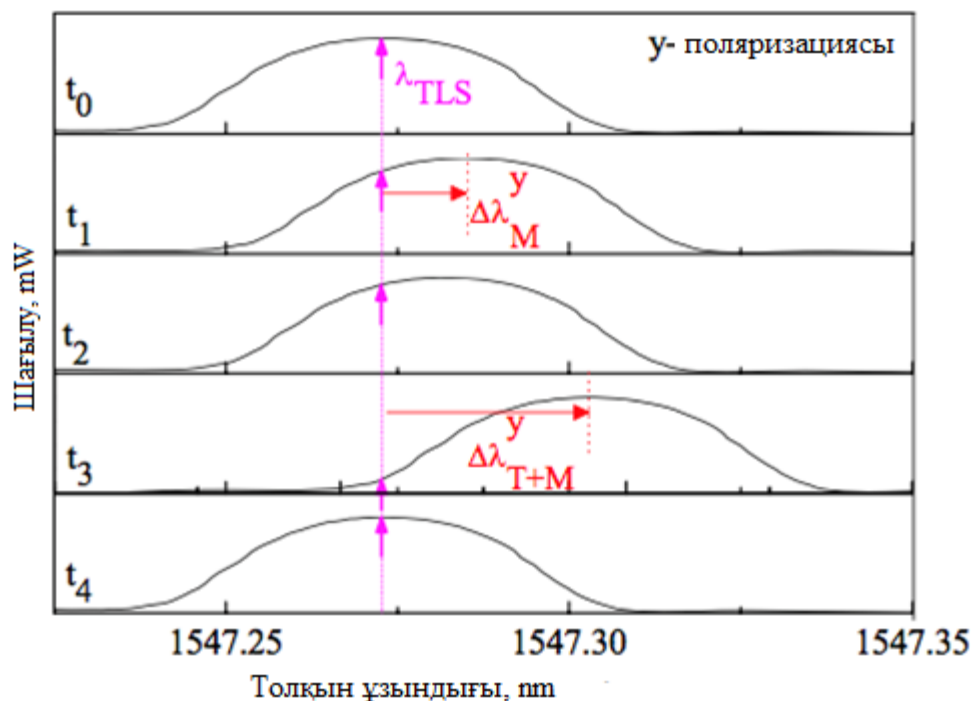


Сурет 4.14 - Брэгтің x-поляризациясының толқын ұзындығына сай болу үшін TLS дайын болған кезде, FBG2 x-поляризациясынан шағылысқан сигналдың уақытша эволюциясы

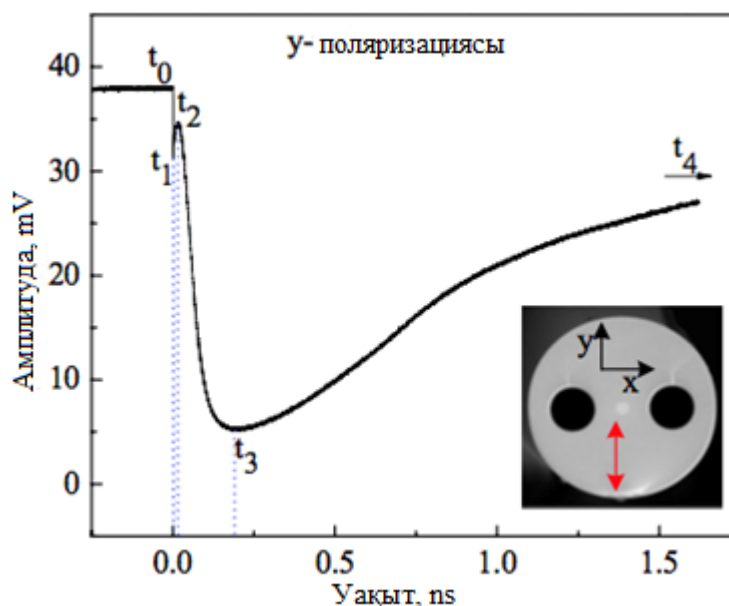
Брэгтің x-поляризациясының толқын ұзындығына сай болуы үшін TLS дайын болған кезде, FBG2 x-поляризациясынан шағылысқан сигналдың уақытша эволюциясы 780 және 241 ns осы өлшем үшін пайдаланылатын электрлік импульстің кернеуі мен ені. Егер t_0 0-ге тең орнатылса, онда t_1 , t_2 , t_3 және t_4 мәндері ~ 241 ns, $\sim 68 \mu$ s, 270μ s және ~ 5 мс болып табылады, тиісінше.

Осылайша, әр түрлі сәттердегі уақыт поляризациясына арналған тордың толқын ұзындығының ығысуының сұлбалық диаграммасы 4.15-сур. көрсетілген. Жылдам бөлігі үшін, ығысудың оң және аз толқын ұзындықтары электрлік импульс ұзақтығы кезінде пайда болады және t_1 уақыт аралығында өзінің шарықтау шегіне ($\Delta\lambda_M^x$) жетеді. Содан кейін, көкшіл механикалық кернеулердің релаксациясы торлардың спектріне ауысады, ол кезде қызыл белсенді аймағында температураның ұлғаюы торлардың шыңына ауады. Басында, бұрынғысы басым болады, ал Брэгтің толқын ұзындығы t_2 уақытынан сәл бұрын жылжиды. Осыдан кейін жылу өзегінің жетіп, басым бола бастайды, сондықтан тордың қызыл ығысуы жалғастырылады.

$\Delta\lambda_{T+M}^x$ Ең көп оң спектрлік ығысу t_3 уақыты аралығында болады. Ақырында, тор, t_4 уақыт аралығынан соң, сондай-ақ бастапқы спектралды күйге қайтарылады. 4.16-суретте торлардың u-поляризациясының ең жоғары шағылу қабілетіне TLS толығымен дайын болған кезіндегі FBG2 u-поляризациясын тартудың типтік эксперименті көрсетілген. Мұнда, 4,14- фиг.көрсетілгендей өлшеуге пайдаланылған сол электрлік импульс болды. Егер t_0 0-ге тең орнатылса, t_1 , t_2 , t_3 және t_4 мәндері ~ 241 нс, ~ 16 мсм, 190 хғс - ~ 20 мс болып табылады, тиісінше.



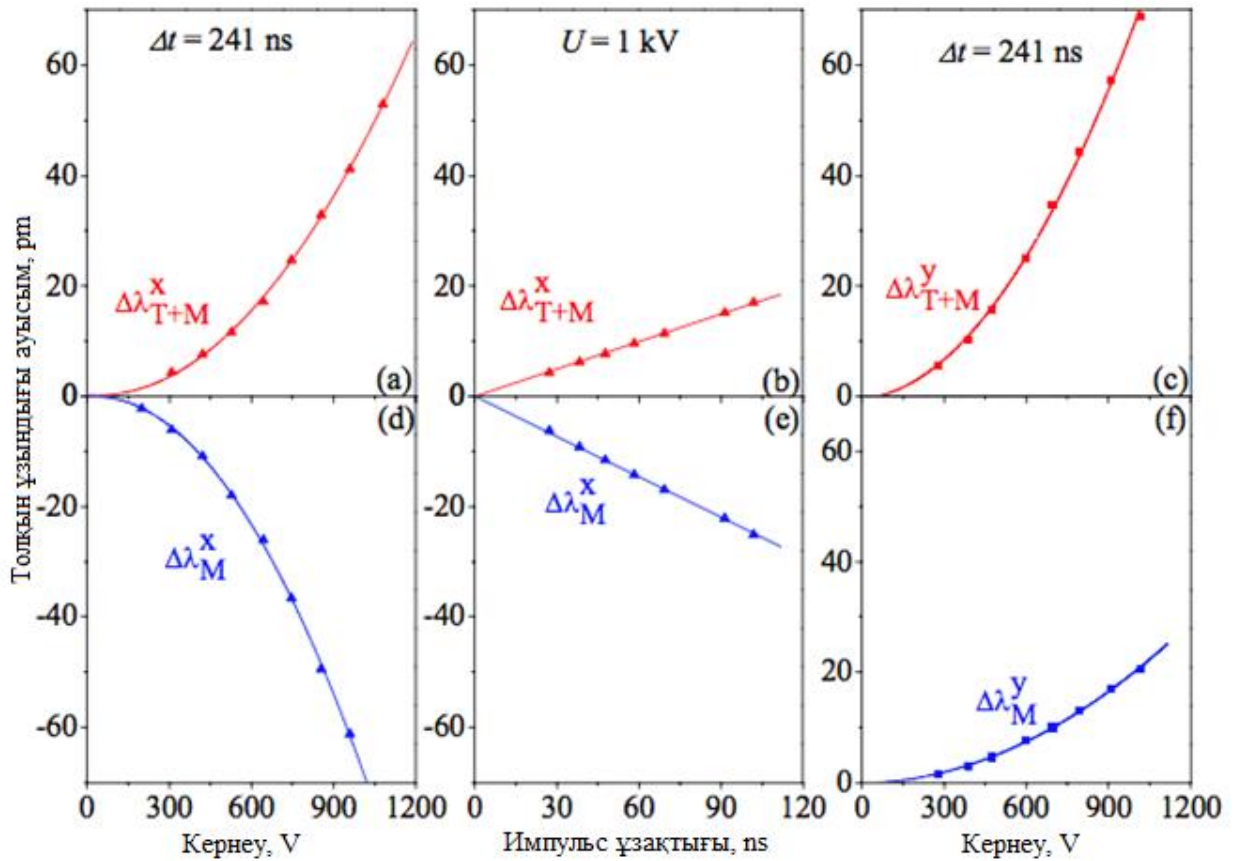
Сурет 4.15.-Әр түрлі уақыт аралығында тордың у-поляризациясы үшін толқын ұзындығының ығысуының сұлбалық суреттемесі. Қызғылт бағыттағандар өлшеу кезінде TLS толқын ұзындығын көрсетеді.



Сурет 4.16.- Брэгтің у-поляризациясының толқын ұзындығына сай болу үшін TLS дайын болған кезде, FBG2 у-поляризациясынан шағылысқан сигналдың уақытша эволюциясы

$\Delta\lambda_M$ және $\Delta\lambda_{T+M}$ мәні импульстік кернеуге және импульс ұзақтығына тәуелді. $\Delta t = 241$ нс тіркелген импульс ұзақтығы үшін, M $T + MM$ $T + M$ әр түрлі кернеулердегі FBG2 ($\Delta\lambda_M^x$, $\Delta\lambda^x$, $\Delta\lambda^y$ и $\Delta\lambda^y$) екі поляризация үшін толқын ұзындығының жылдам және баяу қозғалысының эксперименттік деректері көк үшбұрыштармен, қызыл үшбұрыштармен, көк және қызыл квадраттармен 4,17-

сур. (д), 4,17 (а), 4,17 (е) және 4,17 () көрсетілген, сәйкесінше.



Сурет 4.17 - Эксперименттік деректер және FBG2 екі поляризация үшін (а, с, d, f) электрлік импульстер 241 нс және 1 кВ электр серпін (b, e). үшін қолайлы қисық жылдам және баяу қозғалыстар толқын ұзындығы

Осы суреттердегі көк және қызыл қисықтар параболдық тармақтары болып табылады мынадай теңдеулермен:

$$\Delta\lambda_M^x(nm) = -6.5 \times 10^{-5} U^2(V) \quad (4.17)$$

$$\Delta\lambda_{T+M}^x(nm) = +4.5 \times 10^{-5} U^2(V) \quad (4.18)$$

$$\Delta\lambda_M^y(nm) = +2.1 \times 10^{-5} U^2(V) \quad (4.19)$$

$$\Delta\lambda_{T+M}^y(nm) = +7.0 \times 10^{-5} U^2(V) \quad (4.20)$$

Абсолюттік мәні $\Delta\lambda_M^x$ в $\sim 3,2$ есе артық $\Delta\lambda_M^y$, барлығы $\Delta\lambda_{T+M}^y$ көп $\Delta\lambda_{T+M}^x$.

Осылайша, FBG2 ($\Delta\lambda_M^x$ и $\Delta\lambda_{T+M}^x$) x-поляризациялар үшін тез және баяу ығысу толқын ұзындықтарын эксперименттік деректері, $U = 1$ кВ (20 импульсов) тұрақты амплитудасы бар кернеу импульс үшін әр түрлі кернеулерде көк үшбұрыштармен және қызыл үшбұрыштармен 4,17 (e) және 4,17 (b) -

сур.көрсетілді, тиісінше. екі фигуралар Көк және қызыл қисықтар желілік тармақтары болып табылады және былай көрсетіледі:

$$\Delta\lambda_M^x(nm) = -0.244 \times \Delta t(нс) \quad (4.21)$$

$$\Delta\lambda_{T+M}^y(nm) = +1.66 \times \Delta t(нс) \quad (4.22)$$

Осыдан толқын ұзындығының жылдам және баяу қозғалыстары екі поляризация күйінің импульс ұзақтығынан болатын электрлік кернеу импульсіне квадратты түрде тәуелді деп тұжырым жасауға болады, яғни жұмсалған энергиясы санына сызықтық тәуелді болады деген сөз.

4.4 Сандық үлгілеу

Жоғарыда аталған барлық құбылыстарды жылу диффузия үшін және x және y -бағытта өткізу үшін дербес туындылы келесі теңдеулердің көмегімен сипаттауға болады:

$$\nabla \cdot (-k \nabla T) + \rho C \frac{\partial T}{\partial t} = W(t) \quad (4.23)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[c_{11} \frac{\partial u}{\partial x} + c_{12} \frac{\partial v}{\partial y} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[c_{33} \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] = 0 \quad (4.24)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[c_{33} \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[c_{12} \frac{\partial u}{\partial x} + c_{22} \frac{\partial v}{\partial y} \right] = 0 \quad (4.25)$$

Ондағы: k - жылу өткізгіштік, ρ – тығыздық және C – көлденең қима ауданына сәйкес жылусыйымдылық (BiSn және кремний диоксиді), $W(t)$ – тығыздық уақыты мен температурасы қуатына тәуелді, u және v – x и y осінің бағытына ығысуы болып табылады, сәйкесінше. G , C_{11} , C_{12} , C_{13} , C_{22} , C_{33} және b параметрлері келесі теңдеулермен көрсетіледі:

$$G = \frac{E}{(1+\mu)(1-3\mu)} \quad (4.26)$$

$$C_{11} = G(1 - \mu) \quad (4.27)$$

$$C_{12} = G\mu \quad (4.28)$$

$$C_{22} = G(1 - \mu) \quad (4.29)$$

$$C_{33} = \frac{G(1-2\mu)}{2} \quad (4.30)$$

$$b = G\alpha(1 + \mu) \quad (4.31)$$

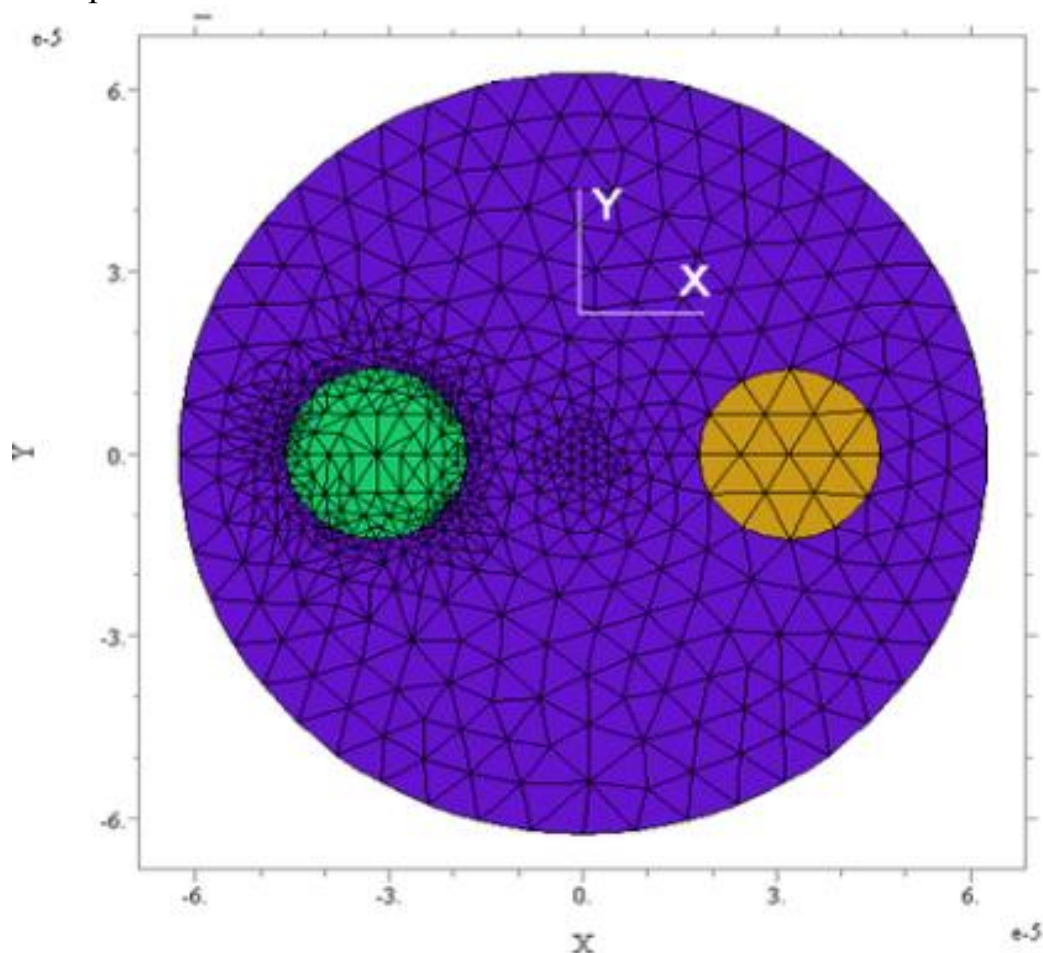
онда: E Юнг модулі және μ Пуассон коэффициенті.

Эсперименттің орнату бөлігінде 43.2Ω құрамдас бөлігі $50\text{-}\Omega$ RF кәбілмен қосылған және оның кедергісі компоненттердің температурасына байланысты өзгереді. Компонент кедергісінің температуралық тәуелділігін және импедансқа сәйкес келмеуін ескере отырып, $W(t)$ былай көрсетілуі мүмкін:

$$W(t) = \frac{4U(t)^2 R_0 (1 + \alpha_R \Delta T)}{V[R_0 (1 + \alpha_R \Delta T) + 50]^2} \quad (4.31)$$

ондағы: $U(t)$ U амплитудасы бар тікбұрышты импульсты білдіреді және ұзақтығын τ , $V = \frac{\pi D^2}{4} L$ BiSn цилиндрінің көлемі (D диаметрі болып табылады және L металл бағаналар ұзындығы) болып табылады, R_0 24°C температурадағы компонент кедергісін білдіреді, α_R BiSn кедергісінің температуралық коэффициенті болып табылады.

Жоғарыда келтірілген теңдеулер FlexPDE коммерциялық бағдарламалық қамтамасыз ету пайдалана отырып ақырғы элементтер әдісінің көмегімен шешілуі мүмкін. 4.18-суретінде ұсынылған жағдай пайдаланылатын соңғы-элементті торды бейнелейді.



Сурет 4.18-Соңғы-элементтік тор. Сол электрод белсенді, оң электрод пассивті болып табылады

Осы теңдеулер жүйесін Шешім x - және y -бағыттарында (ex және ey)

талшықтардың x- және y-бағыттарында деформация компоненттерінің уақыт тәуелдігін, өзекше бойынша температураны бөлуге және төмендегі формулаға сәйкес FBG x - және y-поляризациясының толқын ұзындығын өзгерісін есептеуге мүмкіндік берді[110, 111]:

$$\Delta\lambda_x = -\lambda_x \frac{n_0^2}{2} (\rho_{11}\varepsilon_x + \rho_{12}\varepsilon_y) + \lambda_x(\alpha + \xi)\Delta T \quad (4.33)$$

$$\Delta\lambda_y = -\lambda_y \frac{n_0^2}{2} (\rho_{11}\varepsilon_y + \rho_{12}\varepsilon_x) + \lambda_y(\alpha + \xi)\Delta T \quad (4.34)$$

ондағы: λ_x және λ_y FBG2 x- және y-поляризациясы үшін Брэгтің алғашқы толқын ұзындығы болып табылады; n_0 өзекше сынуының алғашқы тиімді көрсеткіші болып табылады; ρ_{11} және ρ_{22} талшықтың фотосерпімді коэффициенті; α кремний қос тотығын жылу кеңейту коэффициенті болып табылады; $\xi = (1/n)(dn/dT)$ балқытылған кварцтың термооптикалық коэффициенті болып табылады; ΔT белсенді аймақта температураның жоғарылауы болып табылады.

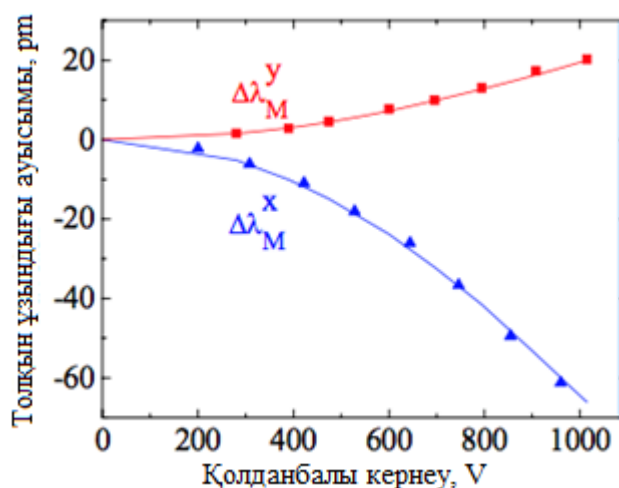
4.33 және 4.34 теңдеулерінің алғашқы мүшелері белсенді аймақтарда механикалық кернеулердің салдарынан екі поляризацияның толқын ұзындығын ығысуы үшін кірістіруді ұсынады, ал екі теңдеудің екінші мүшелері белсенді аймақта температураның жоғарылауынан туындаған толқын ұзындығының ығысуын көрсетеді. Модельдеу кезінде пайдаланылатын параметрлердің мәні 4.3-кестеде келтірілген. Нақты жылу сыйымдылық мәні және Bi47Sn53 қорытпаның жылу кеңейту коэффициенті және Ge-қоспаланған кварц талшықтар белгісіз екенін айтып кету керек. Олар, 4.17-суретте көрсетілгендей, эксперименттік деректерді келтіре отырып, модельдеудің тамаша нәтижесін қиыстыру үшін модельдеу процесінде оңтайландырылды

Кесте 4.3-Сандық модельдеуге арналған параметрлер

Бастапқы Брэгг толқын ұзындығы (нм)	$\lambda_x = 1547.280, \lambda_y = 1547.323$	
Hole диаметрі (мкм)	D = 28.8	
Core диаметрі (мкм)	8.4	
Hole-негізгі бөлу (мкм)	13.4	
Талшықты диаметрі (мкм)	125	
Кезінде Құрамдас қарсылық 24 °C (Ω)	$R_0 = 43.2$	
Металл бағанының ұзындығы (см)	L=7	
Қарсылық компоненті температуралық коэффициент (K ⁻¹)	$\alpha_R = 3.368 \times 10^{-3}$	
Кезінде кремний диоксиді сыну көрсеткішінің 1.55мкм	1.445	
Импульстік ұзақтығы (нс)	$\Delta t = 241$	

	Кремний	Сплав Bi ₄₇ Sn ₅₃
Юнга модулі (ГПа)	$E = 73$	$E = 43$
Пуассон коэффициенті	$\mu = 0.17$	$\mu = 0.40$
Жылу кеңейту коэффициенті (К ⁻¹)	$\alpha = 5 \times 10^{-7}$	$\alpha = 15.35 \times 10^{-6}$
Тығыздығы (кг/м ³)	$\rho = 2200$	$\rho = 8560$
Жылу өткізгіштік (В/мК)	1.38	19
Жылу қуаты (Дж/(кК))	$C = 736$	$C = 167$
Кремний диоксиді Фото серпімді тұрақты [112]	$p_{11}=0.121, p_{22}= 0.270$	
Кремний диоксиді Термо-оптикалық коэффициенті (К ⁻¹)	$\xi = 6.5 \times 10^{-6}$	

BiSn Кернеуінің қабық-шеті шамамен электрлік импульстің әсер ету кезінде сызықтықты түрде артады, содан кейін уақыт өте келе бірте-бірте азаяды. Бұл кернеу өзегінің алаңына~ 14 мкм/5720 м/с = 2,34 нс беріледі, яғни 241 нс импульс ұзақтығымен салыстырғанда бірден дерлік деген сөз. Дегенмен, BiSn қабық-шеті шекарасында жоғары температура, негізгі аймаққа қол жеткізу үшін, бірнеше микросекундты талап етеді. Жылу диффузиясы нәтижесінде, электрлік импульстің әсер ету уақытын елемеуге болады. $\Delta\lambda_M^x$ и $\Delta\lambda_M^y$ толқын ұзындығының жылдам ығысуын 4.33 және 4.34 $t = 241$ нс уақыт аралығында тендеулердің алғашқы мүшелері айқындайды. Талшық үшін $C = 167$ Дж / кК және $\alpha = 15,35 \times 10^{-6}$ К⁻¹ және $C = 736$ Дж/кК қорытпасына, сандық модельдеу нәтижелерін тамаша сәйкестік таңдау мүмкіндік берді (көк сызықтар) $\Delta\lambda_M^x$ и $\Delta\lambda_M^y$ эксперименталды деректермен сур. 4. 17 (d) (көк үшбұрыштар) және 4.17 (f) (көк квадраттар), 4.19-сур. көрсетілгендей.

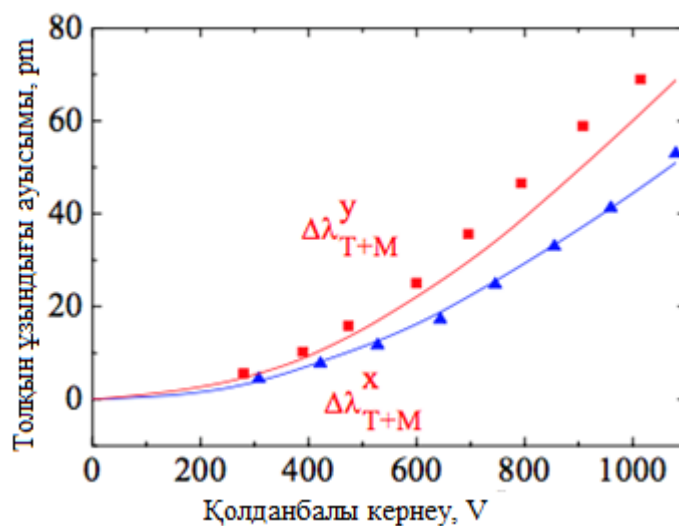


Сурет 4.19 - 241 нс электрлік импульстер үшін FBG2 ығысуының Брегтің жылдам толқын ұзындықтарының сандық моделдеуі мен эксперименталды деректері (көк үшбұрыштар мен қызыл квадраттар).

Жоғарыда аталғандай, толқын ұзындығы баяу ығысуы механикалық

кернеулер релаксациясына және белсенді аймақтың жоғары температурасына негізделген. Оны екі поляризация үшін келесі 4.33 және 4.34 формуласы бойынша есептеуге болады. $\Delta\lambda_{T+M}^x$ арқылы моделдеу эксперименттің нақты өлшемін орындайды, бұл кезде кварц талшықтары үшін жылулық кеңею коэффициенті $\alpha = 0,50 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ мәндері үшін оңтайландырылды, ол 4.20-суретінде көк сызық пен үшбұрыш арқылы көрсетілген.

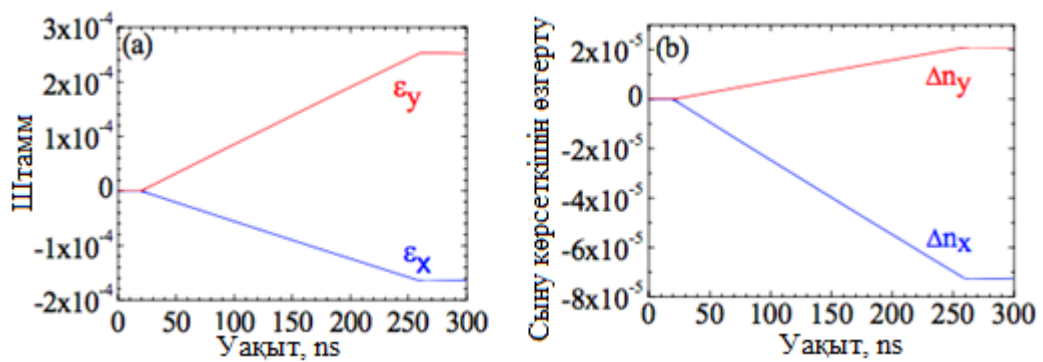
Қазіргі уақытта у-поляризация үшін толқын ұзындығының ығысуын модельдеудің баптау үшін бос параметрлері жоқ. Нәтижесі (4.20-сур. қызыл сызық) эксперименттік деректерге біршама жақсы сәйкес келеді (4.20(-сур. қызыл квадраттар). Сандық болжам өлшенген мәндерден кем. Аздаған айырмашылық өлшеу кезіндегі болған температураның өзгеруінен болуы мүмкін.



Сурет 4.20 - 241 нс электрлік импульстер үшін FBG2 ығысуының Брегтің жылдам толқын ұзындықтарының сандық моделдеуі (көк және қызыл сызықтар) мен эксперименталды деректері (көк үшбұрыштар мен қызыл квадраттар).

Мысалы, 1015 V импульс кернеуіне қарай есептеулер мен $\Delta\lambda_{T+M}^y$ арасындағы айырмашылық $0,8 \text{ }^{\circ}\text{C}$ ығысу температурасына сәйкес келеді. Толық есеп айырысу $\Delta\lambda_M$ и $\Delta\lambda_{T+M}$ (екі поляризация үшін), импульс кернеуіне қарай қарапайым квадраттық аппроксимация деректерімен жақсы келісілген. Модельдеу, электрлік импульстің әсер ету процесінде өзектің алаңы (теріс) x осі бағытына қарай сығылады және y осіне бағытына қарай созылатынын (оң) растайды, 4.21 (а)-суретте көрсетілгендей.

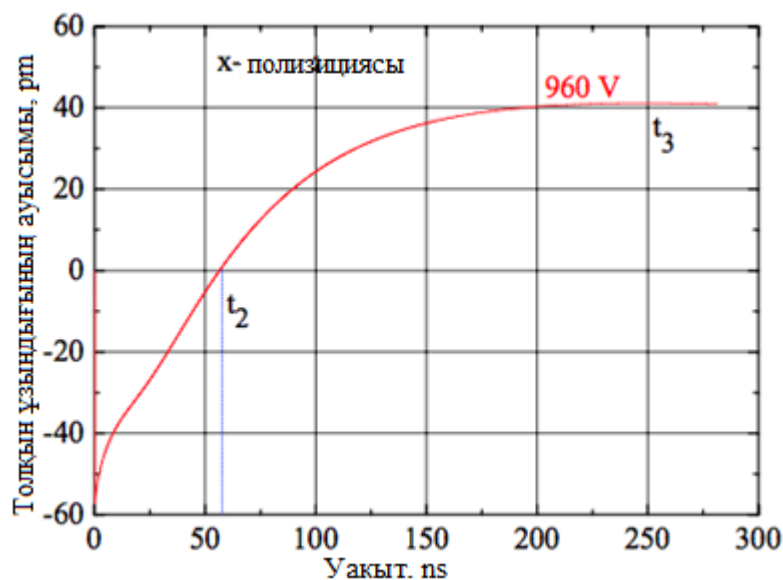
Тікбұрышты 241 нс импульсі $t = 0$ орнына $t = 20$ нс болып берілді, FlexPDE бағдарламасымен байланысты кейбір техникалық қиындықтарды жеңу үшін. Кернеумен қоса импульсі үшін 1080V , $\epsilon_x = -1.655 \times 10^{-4}$ және $\epsilon_y = 2.535 \times 10^{-4}$ ($t = 261$ нс. Бұл x осі бағытында сыну көрсеткішінің азаюына ($-7,3 \times 10^{-5}$), сондай-ақ " Y-бағыт сыну көрсеткішінің әлсіз өсуімен ($+ 2,11 \times 10^{-5}$) әкеледі, 4.21 (б)- суретте көрсетілгендей. $\Delta\lambda_M^x = -75.8$ пм және $\Delta\lambda_M^y = +23.7$ пм. сәйкес келетін.



Сурет 4.21 - (а) Ядро орталығында екі поляризацияның кернеулігі. (b) өзекшенің орталығында екі поляризацияның сыну көрсеткішінің өзгеруі

Бұл жылдам ось режимі, қатарлас бағыттағы параллель екі қуыс (Х-бағыт) бағытында, ал баяу осі режимі, екі қуысқа қатысты ортогональді (Y-бағыт) бағытында екендігі туралы қорытынды жасауға болады.

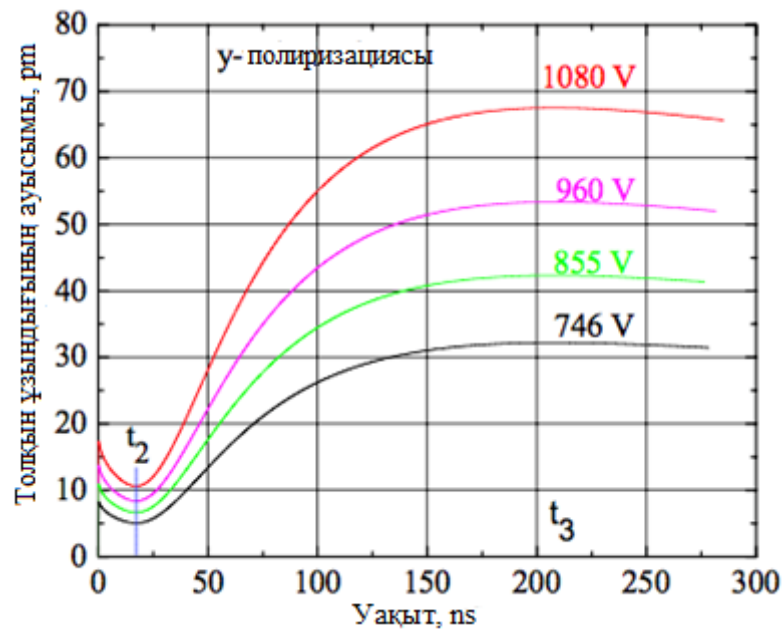
Уақытқа байланысты FBG2 х-поляризация үшін ($\Delta\lambda_x$) толқын ұзындығының электр импульстік ығысуда 960В қоздыру 4.22-суретте көрсетілген. Бұл суреттен, электр серпінмен қозғалғаннан кейін $\Delta\lambda_x$ теріс болатынын (-57,5 өм) анықтауға болады. Сонда, уақыты $t_2 = \sim 56$ мсм болғанда ол нөлге тең болады, теңдеулер екі мүшесі (4.33) бір-бірін өтегеннен кейін. Кейіннен екінші мүшесі басымдылыққа ие болады да $\Delta\lambda_x$ оң болады және бірте-бірте ΔT артуына байланысты артады. (40,3 өм) $t_3 = \sim 250$ мкс есепті уақытта ығысу өзінің шарықтау шегіне жетеді



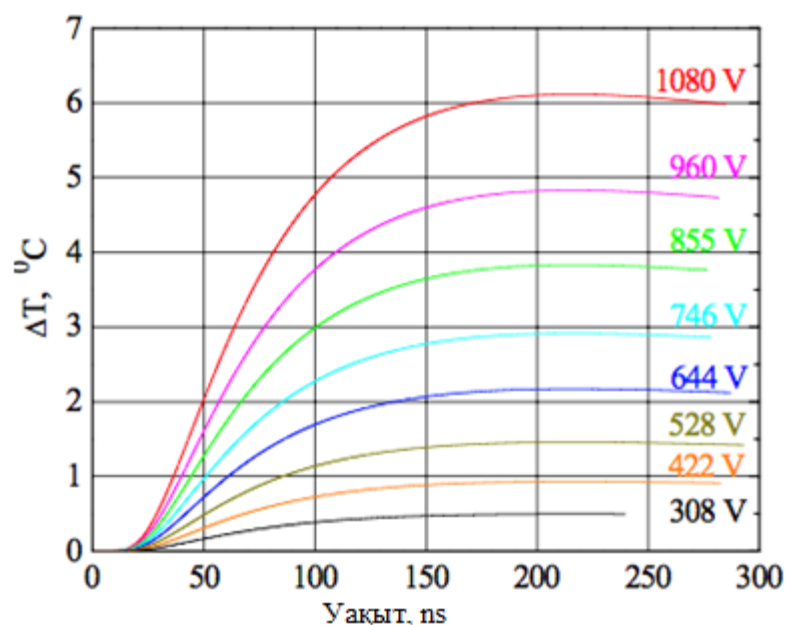
Сурет 4.22 - 960В электрлік импульспен қоздыру кезінде FBG2 х-поляризациясы үшін ығысудық толқын ұзындығы

Осылайша, 4.23-суретінде . көрсетілгендей, әр түрлі кернеуде электр импульсімен қозғау кезінде FBG2у-поляризациясы ($\Delta\lambda_y$) үшін толқын ұзындығының ығысуын көрсетеді. Суреттен, электрлік импульс әсер ету уақытында $\Delta\lambda_y$ оң болатынын анық көруге болады.

Содан кейін ол төмендейді, өйткені жылу өсуіне үстінен кернеудің өшуі басым болады. уақыты $t_2 \sim 17 \mu\text{s}$ кезде соңғысы үстемдік жасай бастайды және ығысу қайтадан көбейеді, уақыты $t_3 = \sim 200$ мкс кезде максималды мәнге жеткенше. Қозудың түрлі импульсі барысында белсенді аймаққа температура уақыты орталығындағы модельдеу эволюциясының нәтижесі 4.24-сур. көрсетілді. Бұл суретте көрсетілгендей, өзегіне жету үшін металда жылу ~ 10 мкс алады және $\sim 190\text{-}220$ мсм дейін максимум деңгейіндеартады. Назар аударыңыз, бұл металда барынша $\Delta T \sim 90^\circ \text{C}$ жетеді, $\sim 6,2^\circ \text{C}$ ғана өзектің ұлғайтылған температурасына сәйкес уақыт аралығында.



Сурет 4.23 - Әртүрлі кернеуде электр импульсімен қозу кезіндегі FBG2 у-поляризациясы үшін ығысудық толқын ұзындығы



Сурет 4.24 - Қоздыру кернеуінің әртүрлі импульсі кезіндегі ядроорталығындағы температураның уақытша эволюциясын модельдеу нәтижелері

Төртінші бөлім бойынша қорытынды.

1. Жарық өткізгішінде таралатын, жарықты электрмен басқару үшін пайдалануға ұсынылған ішкі электродтармен толтырылған қосымша қуыстары бар талшықтар қарастырылған. Мұндай талшықтарда жазылған Брэгг торлары, кристалл қуысының бағытына параллель және перпендикуляр поляризациялау кезінде, жарықпен сыналатын, кристалда сынудың барысын қадағалап отыратын тамаша құрал болып табылады.

2. Ішкі электродтарымен қосымша қуыстары бар талшықтарда жазылған ұзындығы 4-см екі Хемминг- аподизирленген зерттелген, металл электродтардың матрицасын квази жылдам кеңейтетін матрицасын туғызатын токтың наносекундты жоғары импульсі сипатталады. Бұл, жауап беру уақытын - 29 нс қол жеткізе отырып, сыналатын торда талшықтардың екі сәуле сынуының ұлғаюына және коммутацияның толық іске қосылып-өшірілуі және өшіріліп-қосылуына әкеледі.

3. Кристалл торларының спектрлі сипаттамалары, механикалық кернеудің уақыт бойынша және талшықтар кристалл көлденең қимасы арқылы жылу диффузия өзгеруі сандық модельдеу нәтижелері эксперименттік нәтижелері дәл сипаттамасын беретінін көрсетті. Сондай-ақ, кристалл қозуының электр импульстарынсыз кристалл торлары сипаттамаларының температуралық тәуелділігі алынған.

4. Сондай-ақ, модельдеу көрсеткендей, дегенмен металл температурасы 90 °C артуы мүмкін, ал өзекшедегі температура 6,2 °C-ға шектеледі. Анықталғандай, механикалық және жылу әсерлері кернеу импульстарының квадраттарына тәуелді болады (кәбілде 50 Ω), және желілік әсер электрлік импульс ұзақтығына тәуелді болады.

5. Осы бөлім бойынша зерттеу нәтижелері келесі жұмыстарда жарияланды [92, 101].

ҚОРЫТЫНДЫ

Жұмыстың алдағы бағдары бойынша қойылатын негізгі нәтижелер, қорытындылар мен ұсыныстар

Жүргізілген диссертациялық зерттеулердің нәтижесінде негізгі мақсатына жетіп және қойылған міндеттерін толығымен шешті. Жұмыстың ғылыми жаңалығы мен тәжірибелік құндылығы келесі негізгі нәтижелерде көрініс тапты:

1. ТОВЖ негізі болып табылатын және қазіргі заманғы телекоммуникациялық жүйелерде пайдаланылатын оптикалық талшықтардың құрылымдық ерекшеліктері және тарату принциптері қарастырылды. Оптикалық талшықты деректерді сипаттайтын, негізгі көрсеткіші болып табылатын NA талшықтарының сандық апертурасының есептеу формуласы беріледі.

2. Оптикалық талшық та таралатын жарық толқындарының бұрмалаушылықтарының жою әдістері мен себептері қаралды, олар мыналардан болған: сіңіру (абсорбция), өшу, сызықты және бейсызықты шашырау, талшықтардың макро иірімді және микро иірімді мен модальді, хроматикалық және поляризациялық дисперсиясы. Талшықты-оптикалық желілерде сигналдарды таратудың қиындықтары мен бұрмалауы толық зерттелген және хроматикалық дисперсия әсерін жоюдың негізгі тәсілі, талшықты дисперсияның модификацияланған сипаттамалары және брэгг торлары деп аталатын сүзгі жиіліктері бар, арнайы құрылымдарды пайдалану болып табылады.

3. Торлардың ұзындығынан және толқын ұзындығына дейін функция түрінде тордың шағылысу қабілетінің аналитикалық сипаттамасы бар Брэгг талшықты-оптикалық тордың жұмыс істеу принципі мен қасиеттері қаралды.

Бұл, талшықтар өзегінің сыну көрсеткіші және олардың қалыптастыру кезеңін баяу өзгерте отырып, ол белгілі бір толқын ұзындығына немесе үлкен ұзындықты көрсететін торды алуға болады, мұндай талшықты пайдалану жарықты нақты толқын ұзындығына жіберуге және таратқыш пен қабылдағыш құрылғыларымен іріктеп оқу үшін мүмкіндік беретіні көрсетілді. L ұзындығы бойымен, мерзімдік ауытқуы бар, біркелкі тор үшін таратылатын амплитуданың электр өрісі арасындағы қарым-қатынастарды сипаттау үшін $T_{2 \times 2}$ ауысу матрицасы келтірілген, оның негізінде коэффициент шағылысуының торлы спектрлік жауабын аналитикалық түрде есептеуге болады. Осылайша, брэгг торларының жұмысының моделі алынған.

4. Үлгілеу арқылы брэгг торларының спектрлі шағылу қабілетінің сипаттамалары торлардың ұзындығына және талшықтар өзегінің сыну көрсеткішінің жергілікті өзгерістеріне тәуелді, сондай-ақ, көрсетілген спектрлік

шағылу қабілеті торлардың ұзындығының ұлғаюынан артатынын көрсетті. MATLAB-та брэгг торларының талшық құрылымында жарықтың таралуына жасалған математикалық талдау нәтижелері уақыт импульсінің бақылау мәндерінің кеңейту мүмкіндіктерін анық көрсетеді. Нәтижелер көрсеткендей, талшықты брэгг торларының аподизациясының тиісті параметрлерін таңдау арқылы талшықты-оптикалық желісінде дисперсиялық қабықты дәл бақылауға болады.

5. Шағылысу спектрінің модельдеу талдауы және дисперсия негізінде бұл торлар үшін ең жақсы орнатулар мен аподизация профильдерінің оңтайлы орнатулары гаусс профиліне қарағанда аподизирленген синустық профилі бар брэгг дифракциялық торлар өтемінің қасиеттерін жақсартатынын көрсетті. Дисперсия өтемі бойынша аталған жұмыстың нәтижесі, талшықты брэгг торларын пайдалана отырып, компенсатордың нақты параметрлерін анықтау мүмкіндігі болып табылады. Бұл параметрлер өз кезегінде, жазу әдісіне байланысты және брэгг торларының аподизациясына тиісті функцияларды таңдауға байланысты болып келеді.

6. Брэгг торларының өтемін пайдалана отырып дисперсиялау бір арналы өтеміне де, сондай-ақ көп арналы өтеміне де жатады. Мультимедиялық қызметтердің жоғары өткізу қабілеті және кең спектрі үшін талшықты-оптикалық желісіне сұраныстың өсуімен байланысты, бұл технологияны пайдаланатын, арналарды мультиплекстеу қажет, алынған нәтижелердің практикалық үшін үлкен құндылығы бар.

7. Ішкі электродтарымен қосымша қуыстары бар талшықтарда жазылған ұзындығы 4-см екі Хемминг-аподизацияланған Брэгг торы зерттелген, металл электродтардың матрицасын квази жылдам кеңейтетін матрицасын туғызатын токтың наносекундты жоғары импульсі сипатталады. Бұл, жауап беру уақытын - 29 нс қол жеткізе отырып, сыналатын торда талшықтардың екі сәуле сынуының ұлғаюына және коммутацияның толық іске қосылып-өшірілуі және өшіріліп-қосылуына әкеледі.

8. Кристалл торларының спектрлі сипаттамалары, механикалық кернеудің уақыт бойынша және талшықтар кристалл көлденең қимасы арқылы жылу диффузия өзгеруі сандық модельдеу нәтижелері эксперименттік нәтижелері дәл сипаттамасын беретінін көрсетті. Сондай-ақ, кристалл қозуының электр импульстарысыз кристалл торлары сипаттамаларының температуралық тәуелділігі алынған. Дегенмен, үлгілеу көрсеткендей, металл температурасы 90 °C артуы мүмкін, ал өзекшедегі температура 6,2 °C ғана шектеледі. Анықталғандай, механикалық және жылу әсерлері кернеу импульстарының квадраттарына тәуелді болады (кәбілде 50 Ω), және желілік әсер электрлік импульс сұзактығына тәуелді болады.

9. Диссертациялық жұмыстың ғылыми нәтижелері Қазақ катынас жолдары университетінің 5B071900— «Радиотехника, электроника және телекоммуникациялар» мамандығының студенттеріне «Оптикалық талшықты байланыс желісі», «Цифрлық байланыс жүйесі» пәндері бойынша оқу-әдістемелік кешеніне енгізілген және тәжірибелік, зертханалық сабақтарды өткізуде қолданылады және оқу үрдісіне енгізілгендігі жайлы акт алынды.

Диссертациялық жұмыстан алынған ғылыми нәтижелер Люблин Техникалық Университетінің (Польша, Люблин қ.) «Оптоэлектроника және лазерлік техника» лабораториясында талшықты Брэгг торларын дайындауда және спектрлік сипаттамаларын зерттеуде қолданылысқа енгізілгені туралы акт алынды.

Алдағы болатын жұмыстарға келесілер кіреді:

1. Қазіргі таңда ұзын және құрылымдалған Брэгг торлары жүзеге асырылуы мүмкін, телекоммуникациялық жүйелерде қолдануға арналған осындай торларды жобалау кезінде көптеген түрлерін кездестік. Дегенмен, сондай торларды өндіру кезінде сапасын жақсартуға әлдеқайда күш салу керек.
2. Телекоммуникациялық жүйелерде 2×2 талшықты ауыстырып-қосқанда және сапасы өзгертілген талшықты лазерлерде, автоматты басқару жүйесінің жоғары жылдамдықты датчиктерін (бергіштерін), жабық спектроскопияны және т.б. есептеген кезде Брэгг торының сызықтық компоненттерін (құрауыштарын) наносекундты ауыстырып-қосуды қолдану, әлбетте, ықтималды болуы мүмкін.

ПАЙДАЛАНЫЛҒАН ӘДЕБИЕТТЕР ТІЗІМІ

1. С.В. Варжель, Волоконные брэгговские решетки. – СПб: ИТМО Университеті, 2015ж. – 65 б.
2. Варжель С. В. Анализ механизмов фотоиндуцирования фемтосекундными лазерными импульсами Брэгговских дифракционных структур в оптическом волокне / С. В. Варжель, А. В. Куликов, В. Е. Стригалева // «Фундаментальные проблемы оптики 2010» еңбектер жиынтығы – СПб.: СПбГУ ИТМО. – 2010ж. 15-17 б.
3. Варжель С. В. Метод устранения влияния сигнала помехи на чувствительность приема гидроакустической антенны на основе волоконных Брэгговских решеток / С. В. Варжель, В. Е. Стригалева // Ғылыми-техникалық хабар СПбГУ ИТМО. – 2010. – Т. 69. – № 5. 5-8 б.
4. Васильев С. А. Волоконные решетки показателя преломления и их применение / С. А. Васильев, О. И. Медведков, И. Г. Королев, А. С. Божков, А. С. Курков, Е. М. Дианов // Квантовая электроника. – 2005ж. – Т. 35. – № 12. 1085-1103 б.
5. Васильев С. А. Волоконные решетки показателя преломления и их применение / С. А. Васильев, О. И. Медведков, И. Г. Королев, А. С. Божков, А. С. Курков, Е. М. Дианов // Квантовая электроника. – 2005ж. – Т. 35. – № 12. 1085-1103 б.
6. Неуструев В. Б. Электрострикционный механизм образования брэгговской решетки в германо силикатных световодах / В. Б. Неуструев // Квантовая электроника. – 2001ж. – Т. 31. – № 11. 1003-1006 б.
7. Кукушкин С. А. Образование микропор в оптическом волокне под воздействием импульсного УФ света высокой интенсивности / С. А. Кукушкин, А. В. Осипов, М. Г. Шлягин // Физика техникалық журналы. – 2006ж. – Т. 76. – № 8. 73–84 б.
8. Колдунов М. Ф. Термоупругий и абляционный механизмы лазерного повреждения поверхности прозрачных твердых тел / М. Ф. Колдунов, А. А. Маненков, И. Л. Покотило // Квантовая электроника. – 1998ж. – Т. 25. – № 3. 277-281 б.
9. Колдунов, М. Ф. Формулировка критерия термоупругого лазерного разрушения прозрачных диэлектриков и зависимость порога разрушения от длительности импульса / М. Ф. Колдунов, А. А. Маненков, И. Л. Покотило // Квантовая электроника. – 1997ж. – Т. 24. – № 10. 944-948 б.
10. Варжель, С. В. Запись узкополосных волоконных брэгговских отражателей одиночным импульсом эксимерного лазера методом фазовой маски / С. В. Варжель, А. В. Куликов, В. А. Асеев, В. С. Брунов, В. Г. Калько, В. А. Артеев // Ғылыми техникалық хабар СПбГУ ИТМО. – 2011ж. – Т. 75. – № 5. 27-30 б.
11. Васильев, С. А. Волоконные решетки показателя преломления и их применение / С. А. Васильев, О. И. Медведков, И. Г. Королев, А. С. Божков, А.

С. Курков, Е. М. Дианов // Квантовая электроника. – 2005ж. – Т. 35. – No 12. 1085-1103 б.

12.Ероньян М. А. Способ изготовления волоконных световодов, сохраняющих поляризацию излучения // Ресей Федерациясының патенті No 2 155 359 (2000).

13.Ероньян М. А. Тонкие анизотропные одномодовые волоконные световоды с эллиптической напрягающей оболочкой / М. А. Ероньян, А. В. Комаров, Ю. Н. Кондратьев, Е. И. Ромашова, М. М. Серков, А. В. Хохлов // Оптикалық журналы. – 2000ж. – Т. 67. – No 10. 104-105 б.

14. Черных И.В. Моделирование электротехнических устройств в MATLAB, SimPowerSystems и Simulink. 1-ші шығарылым, 2007 жыл, 288 бет., 17x24 см форматты, жұмсақ мұқаба, ISBN 978-5-388-00020-0.

15. Р. Гонсалес, Р. Вудс, С. Эддинс Цифровая обработка изображений в среде MATLAB. Москва: Техносфера, 2006. - 616 с., цв. илл., ISBN 5-94836-092-X, 70x100/16 форматта, переплет. Серия “Мир цифровой обработки”.

16. Поршнев С.В. MATLAB 7. Основы работы и программирования. кітабы. ISBN: 5-9518-0137-0. "Бином. Лаборатория знаний" басылымы 2006ж. 320 бет.

17. Гандер В., Гржебичек И. Решение задач в научных вычислениях с применением Maple и MATLAB. ISBN: 985-6642-06-X. "Вассамедина" басылымы 2005ж. 520 бет.

18. С.П. Иглин. Математические расчеты на базе Matlab. "ВНУ-Санкт-Петербург" басылымы 2005ж. 640 бет.

19. Н.Н. Мартынов. Matlab 7. Элементарное введение. М: "Кудиц-Образ" басылымы, 2005ж, 416 бет. EAN: 9785957900481

20. М.Л. Подкур, П.Н. Подкур, Н.К. Смоленцев. Программирование в среде Borland C++ Builder математикалық кітапханамен MATLAB. М.: ДМК Пресс, 2006 – 496 б., CD.

21. А. Сергиенко. Цифровая обработка сигналов (екінші шығарылым). СПб, Питер, 2006. - 751 б.

22. Середа П.В., Прецизионное определение параметров волоконных брэгговских решеток //Диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук. Санкт-Петербург 2005.

23. В.П. Дьяконов. Matlab 6.5 SP1/7 + Simulink 5/6. Основы применения. М.: СОЛОН-Пресс, 2005ж. – 800б

24. Чайковский G роя W.: Отдельные темы в области теоретической физики, УТР Университетінің редакциясында, Wydgoszcz, 2011ж.

25. П. Фернандеса и другие: Проектирование и моделирование Инструмент для компенсации хроматической дисперсии с волоконных брэгговских решеток, Вальядолид университет, Испания, 2005ж.

26. GHIRINGHELLI F.: Фундаментальные свойства брэгговских решеток и их применение к проектированию перспективных структур. Саутгемптона университеті, Саутгемптон, 2003ж.

27. Hamdalla T. A.: Отражательная способность линейной и нелинейной гамма-облученной аподизированная щебетала решеток Брэгга под океаном, Физика ғылыми-зерттеу журналы, ISSN 1819-3463 / DOI: 10,3923 / 2013ж.

28. Ikhlef A. P. Hedare, Chikh-БледМ.:Равномерное моделирование волоконно-решеток Брэгга и моделирования был использован метод переноса матрицы, Science компьютермен қиындық халықаралық журналы, 9 том 1 басылым, No 2/2012ж..

29. Ярошевич З., Osuch Т.: Компьютерное моделирование аподизированная фазовые маски и аподизированная волоконных брэгговских решеток, Байланыс институты, No. 12300037, Варшава 2007ж.

30. М. Яворский, Borzycki K. M. Klinkowski, Bolszo O. Д. Марциняк, М. Szamotulski, Skrobek H.: Исследование, моделирование и оптимизация интернет-оптических сетей нового поколения, байланыс институты, No. 14300011, Варшава, 2011ж.

31. Kashyap R.: Волоконных брэгговских решеток, Academic Press, New York 1999ж.

32. КаримФ., Seddiki A.: Численный анализ приподнятого косинуса SAMPLED щebetала решеток Брэгга для дисперсионных компенсации в Dense Wavelength мультиплексированием Systems Division, Халықаралық байланыс журналы, Vol.3 басылым 1/2009ж.

33. Kisała P.: Периодическая структура волокна в оптико-электронных датчиков для измерения выбранных неэлектрических величин, Люблинський технологиялық университеті, ISBN: 978-83-63569-17-4, Люблин 2012ж.

34. С. С. А. Хан, М. Ислам S.: Определение функции Лучший Apodization и Grating Длина волокна щebetала линейно решеток Брэгга для дисперсионных компенсации, байланыс журналы, DOI: 10,4304 / JCM.7.11.840-846, 7 том, № 11/2012ж.

35. Lamperski J. Шиманский З., Лампарски J.: Некоторые аспекты выбора волоконно-оптических систем с особым акцентом на хроматической дисперсии, PWT, Познань 2005ж.

36. Р. J. Лемер, Р. М. Аткинса, В. Мизрахи, Рид W.A.: Нагрузка H2 высокого давления в качестве метода для достижения сверхвысоких УФ светочувствительность и тепловую чувствительность в GeO₂, легированных оптических волокон, Электроника Хаттар, 29 (13): 1191-1193 / 1993ж.

37. Ratuszek M. З. Zakrzewski, Маевский J.: Оптические волокна, пригодные для WDM и их развитие, КСТ, Bydgoszcz 2000ж.

38. Ratuszek M. З. Zakrzewski, J. Маевский, Wronikowski M.: Влияние дисперсии мод поляризации на параметры передачи волокна, КСТ, Быдгоще 2001ж.

39. Романюк Р. S.: Технология DWDM, измерения, эксплуатации, развития, Варшава университеті, Варшава 2001ж.

40. Романюк Р. S.: Межеванию волокна, Варшава технологиялық университеті, Варшава 2001ж.

41. Романюк Р. S.: Оптический Интернет terabitowy, Варшава университеті, Варшава 2001ж.

42. Siuzdak J.: Фотонные системы и сети, оптика, Варшава 2009ж.

43. Siuzdak J.: Введение в современной телекоммуникационной волокна, оптики, Варшава 1998ж.

44. Штепанек Л.: Хроматическая дисперсия в оптической связи, журнал электротехники и электронной техники, VII том, №. 2, 142-151, 2012ж.
45. Wojcik J.: Развитие волоконно-оптических телекоммуникаций в начале двадцать первого века, обзор электросвязи, LXXV, № 3, 135-143, 2002ж.
46. Wojcik W.: ИКТ желісі, Люблин техникалық университеті, ISBN: 978-83-62596-64-5, Люблин, 2011ж.
47. Ван Niekerk W. F.: Характеристика датчиков давления Брэгга с использованием теории конечных элементов анализа и экспериментальных результатов, Йоханнесбург университеті, Йоханнесбург, 2008ж.
48. Чжао J.: Объектно-ориентированной программы моделирования для Fibre брэгговских решеток, Ранд Африкаанс университеті, Йоханнесбург 2001ж.
- 49.<http://student.eldoras.com/index.php?dir=UJ/lasery/pracownie/&sort=size&order=asc> исследований, волокна, 06.01.2012.
- 50.<http://student.eldoras.com/index.php?dir=UJ/lasery/pracownie/&sort=size&order=asc>, оптическая передача волокна информации, 06.06.2012.
- 51.http://www.prz.rzeszow.pl/we/katedry/zsc/sieci_wyklady/2/wyklad5.pdf, компьютерлік желілер тақырыбы бойынша дәрістер жинағы, 01.07.2012.
- 52.http://www.eti.pg.gda.pl/katedry/kose/materialy/02_tech.sw.04.10.12.pdf, талшықты оптикалық зертханалық жұмыстар, 01.07.2012.
- 53.<http://skaczmarek.zut.edu.pl/wyklad1.pdf>, оптоэлектроника, 02.07.2012ж
- 54.http://wazniak.mimuw.edu.pl/index.php?title=Techniki_transmisji_sygna%C5%82%C3%B3w, сигналдарды жіберу әдісі, 09.07.2012ж.
- 55.<http://scholar.google.com/citations?user=N6cpwJQAAAAJ&hl=en&oi=sra>, методы статистического анализа данных, полученных из измерений PMD, 08.08.2012.
56. http://users.uj.edu.pl/~ufdzierz/PracFot/fm_foc.pdf, волоконная оптика, 01.09.2012.
- 57.<http://www.teraxion.com/en/products/optical-communications/43-high-speed-coherent-receivers>, Cascadability из ВБР на основе компенсаторов дисперсии TeraXion, в 10/01/2013.
58. H. Knapе and W. Margulis. All-fiber polarization switch, Opt. Lett., 32(6):614-616, 2007.
59. M. Fokine, L. E. Nilsson, Å. Claesson, D. Berlemont, L. Kjellberg, L. Krummenacher, and W. Margulis. Integrated fiber Mach-Zehnder interferometer for electro-optic switching, Opt. Lett., 27(18):1643-1645, 2002.
60. C.M.Lawrence,D.V.Nelson,E.Udd,andT.Bennett.Afiberopticsensorfor transverse strain measurement, Exp. Mech., 39(3):202-209, 999.
61. E. Chehura, C.-C. Ye, S. E. Staines, S. W. James, and R. P. Tatam. Characterization of the response of fibre Bragg gratings fabricated in stress and geometrically induced high birefringence fibres to temperature and transverse load, Smart Mater. Struct., 13(4):888-895, 2004.
62. J. Paul, Z. Liping, B. Ngoi, and F. Z. Ping. Bragg grating temperature sensors: Modeling the effect of adhesion of polymeric coatings, Sens. Rev., 24(4):364-369, 2004.
- 63.R. Gafsi and M. A. El-Sherif. Analysis of induced-birefringence effects on fiber Bragg gratings, Opt. Fiber Technol., 6(3):299-323, 2000.

64. J. A. Viator, S. Kreger, M. W. Winz, and E. Udd. Modeling and experimental strain measurements on a non-homogeneous cylinder under transverse load, San Diego, CA, United States, 199-205, 2004.

65. Юсупова Г.М. «О развитии современных систем в Казахстане» на четвертой Международной научно-практической конференции Төртінші халықаралық ғылыми-тәжірибелік конференцияда «Транспорт Евразии XXI Века» Алматы, 2006., 61б.

66. Юсупова Г.М. «Перспективы развития телекоммуникационной отрасли» Халықаралық ғылыми-тәжірибелік конференция «Наука и инновации на железнодорожном транспорте» Алматы, 2007ж., 113б.

67. Юсупова Г.М. «Применение многомодовых оптических волокон на высокоскоростных сетях связи» Бесінші Халықаралық ғылыми-тәжірибелік конференцияда «Транспорт Евразии XXI века», 50-жылдық бірегей Қазақстанның білімі, Алматының теміржолына арналған, 2008ж., 33 б.

68. Юсупова Г.М. Пятая Международная научно-практическая конференция «Транспорт Евразии XXI века», посвященной 50-летию образования Единой Казахской железной дороги. Алматы, 2008., с 245-246

69. Статья Научно-технической конференции студентов, аспирантов и молодых специалистов государств участников СНГ «Техника и технологии связи» организованной БЮРО РАЗВИТИЯ ЭЛЕКТРОСВЯЗИ (БРЭ) МСЭ ПРИ СОТРУДНИЧЕСТВЕ С АДМИНИСТРАЦИЕЙ СВЯЗИ РЕСПУБЛИКИ КАЗАХСТАН Алматы, Казахстан, КазАТК им. М. Тынышпаева, 28-30 сентября 2009 г., с 256

70. Юсупова Г.М., Куандыкова Д.Р. Защищенный удаленный доступ к информационным ресурсам по волоконно-оптическим линиям связи статья на пятой Международной научно-практической конференции «Актуальные проблемы математики, информатики, механики и теории управления», посвященной 60-летию д.т.н., профессора академика Национальной инженерной академии Биярова Т.Н. г. Алматы, 19-20 ноября 2009г. с 573

71. Юсупова Г.М. «Применение Хаоса для передачи сообщений» статья III Международной научно-технической симпозиум «Новые технологии в телекоммуникациях» 02-05 февраля 2010 г. Карпаты, Вышков.

72. Утепбергенов И.Т., Юсупова Г.М. «Проблемы применения многомодовых оптических волокон в современных волоконно-оптических системах передачи» Вестник КазАТК, №3, 2010 – с. 76-78

73. Юсупова Г.М., Алибеков Р.Д. «Оптимизация режимов оптических систем передачи информации с учетом затухания». Вестник КазАТК, №5, 2010 – С. 114-117

74. Юсупова Г.М., Алибеков Р.Д. «Методика расчета потерь при соединении оптических волокон в компьютерных сетях». Вестник КазАТК, №5, 2010 – с. 117-120

75. Юсупова Г.М., Оспанов С.С. «Методы борьбы с потерями и затуханиями в оптических системах передачи информации компьютерных сетей» статья Международной научно-практической конференции «КАЗАХСТАНСКИЙ «ПУТЬ В ЕВРОПУ»: ЭКОНОМИКА, ОБРАЗОВАНИЕ И НАУКА» Талдыкорган, 28-29 октября, 2010 год., с 296

76. Юсупова Г.М. «Особенности применения ВОЛС на высокоскоростных сетях связи» журнал КУПС «Промышленный транспорт », Алматы, 2012г. №1 , с

77. Юсупова Г.М., Ерманова В.Н. «Актуальность улучшения качественных характеристик работы существующих систем и СЖАТ нового поколения» журнал КУПС «Промышленный транспорт », Алматы, 2012г. №1, с

78. Учебное пособие по дисциплине «Автоматическая коммутация» на казахском языке. Алматы, 2007г. КазАТК.

79. Учебное пособие по дисциплине «Радиосвязь» на казахском языке. Алматы, 2008г. КазАТК.

80. Учебное пособие по дисциплине «Средства коммутации в системы связи» на казахском языке. Алматы, 2008г. КазАТК

81. МУ по выполнению лабораторных работ по дисциплине «Автоматическая коммутация», Алматы, 2008г. КазАТК.

82. МУ по выполнению лабораторных работ по дисциплине «Средства коммутации в системы связи», Алматы, 2008г. КазАТК.

83. Учебное пособие по дисциплине «Радиометрология и радиоизмерение» на казахском языке. Алматы, 2012г. КУПС.

84. Учебное пособие по дисциплине «Специальные измерения в технике связи» на казахском языке. Алматы, 2012г. КУПС.

85. МУ по выполнению лабораторных работ по дисциплине «Средства коммутации в системы связи», Алматы, 2012г. КУПС.

86. МУ по выполнению лабораторных работ по дисциплине «Цифровые системы передачи», Алматы, 2012г. КУПС.

87. Юсупова Г.М. «Соединение оптических волокон в тракт передачи кабеля» журнал КУПС «Промышленный транспорт », Алматы, 2014г.

№2, стр. 70.

88. Юсупова Г.М. «Качества и дальность систем телекоммуникации компьютерных сетей по ВОЛС» журнал КУПС «Промышленный транспорт», Алматы, 2014 г. №1, стр. 71.

89. Юсупова Г.М. «Коммутация жүйелері» оқу құралы, Алматы, 2014 ж.

90. Юсупова Г.М. «Абоненттік қатынаудың мультисервистік желілері» оқу құралы, Алматы 2014 ж.

91. Юсупова Г.М., Кемельбеков Б.Ж., Туребекова А.Ж. «Обработка результатов рефлектометрических измерений ВОЛС на персональном компьютере» журнал КУПС «Промышленный транспорт Казахстана» Алматы, 2015 г. №2

92. Юсупова Г.М., Кемельбеков Б.Ж., Туребекова А.Ж. «Экспериментальные исследования и математическое моделирование эффектов рассеивания и отражения в оптическом кабеле» журнал КУПС «Промышленный транспорт Казахстана» Алматы, 2015 г. №2

93. Юсупова Г.М., Кемельбеков Б.Ж., Т, Тілеу А. «Экспериментальные исследования влияния деформаций на пропускание волокна и волоконного разветвителя» журнал КУПС «Промышленный транспорт Казахстана» Алматы, 2016 г. №1№1, стр 107-111.

94. Юсупова Г.М., Балгабекова Л.О., Садикова Г.С. «Анализ вероятностных характеристик сетевого трафика» статья Международной научно-практической конференции, посвященной 80-летию доктора технических наук, профессора, академика Инженерной академии Республики Казахстан, Международной академии транспорта, Международной академии информатизации Муратова А.М. «Индустриально-инновационное развитие транспортно-коммуникационного комплекса» Алматы, 2014 г.

95. Юсупова Г.М., Касымов А.О., Кусамбаева Н.Ш. «Анализ задач по оценке ЭМС при проектировании беспроводных локальных сетей» статья Международной научно-практической конференции, посвященной 80-летию доктора технических наук, профессора, академика Инженерной академии Республики Казахстан, Международной академии транспорта, Международной академии информатизации Муратова А.М. «Индустриально-инновационное развитие транспортно-коммуникационного комплекса» Алматы, 2014 г.

96. Юсупова Г.М., Утепбергенов И.Т., Касимов А.О., Кусамбаева Н.Ш. «Влияние на надежность растягивающих фантеров при эксплуатации ВОК.». Научно-технической конференции «Сатпаевские чтения» Алматы КазНТУ им. К.Сатпаева, 2015 г.

97. Piotr Kisala, Waldemar Wojcik., Yussupova G. « Tworzenie chirpu stefowego w FBR jako sposob na uzyskanie z funkcyjnosci czujnika». Международный научно-технический конференции посвященную 75 – летию д.т.н профессора, академика Амангельды Джумагалиевича Омарова. Алматы, 2016, 133-136 стр.

98. Юсупова Г.М., Дараев А.М., Наутиева Ж.И. «Оптимизация переходных процессов электропривода солнечной фотоэлектрической станции». Международный научно-технический конференции посвященную 75 – летию д.т.н профессора, академика Амангельды Джумагалиевича Омарова. Алматы, 2016, стр.125-127.

99. Waldemar Wojcik, Piotr Kisala, Nazym Kussambayeva, Gulzhan Kashaganova, Damian Harasim, Yussupova G. Analysis of the Possibilities for Using a Uniform Bragg Grating in a Tunable Dispersion Compensator. (Scopus) Intl journal of electronics and telecommunications, 2015, Vol. 61, No. 4, pp. 381-387. Manuscript received October 15, 2015 revised December, 2015. Doi: 10.2478/eletel-2015-50.

100. Ronald Rovira, Marcia M. Bayas, Sergii V.Pavlov, Tatiana I. Kozlovskaya, Piotr Kisala, Ryszard S. Romaniuk. Yussupova G. Application of a modified evolutionary algorithm for the optimization of data acquisition to improve the accuracy of a video-polarimetric system. (Scopus) Proceeding of spie – the international society for optical engineering, 2015 Vol. 9816, optical fibers and their applications 2015, 981619 (22-25 September 2015); doi: 10.1117/12.2229087.

101. Andres J. Utreras, Hennadii L. Licenko, Piotr Kisala, Ryszard S. Romaniuk. Yussupova G. Optical switching technologies: problems and proposed solution Proceeding of spie – the international society for optical engineering, 2015 Vol. 9816., optical fibers and their applications 2015, 98161D.

102. Oleg V. Bisikalo, Slawomir Cieszczyk., Yussupova G Solving problems on base of concepts formalization of language image and figurative meaning of the natural-language constructs. Proceeding of spie – the international society for optical

engineering, 2015Vol. 9816, optical fibers and their applications 2015, 98161U.

103. Domian Harasim., Yussupova G. Improvement of FBG peak wavelength demodulation using digital signal processing algorithms. From Conference Volume 9662 Photonics Applications in Astronomy, Communications, Industry, and High-Energy Physics Experiments 2015Wilga, Poland | May 25, 2015

104. Toigozhinova A.,Yussupova G. Mathematical modeling of processes in the zone of corona discharge ionization. Lubelskie Dni Nauki i Biznesu. Pod patronatem honorowym. Polskiego stowarzyszenia tomografii procesowej I Komitetu elektrotechniki polskiej akademii nauk. Warsztaty doktoranckie. WD2016. Science conference. Lublin. 11 – 13 Czerwca 2016. p.219-220.

ҚОСЫМША А

УТВЕРЖДАЮ

Директор

DYREKTOR

Instytutu Elektroniki i Techniki Informatycznych

Prof. dr hab. inż. Waldemar Wójcik 2016г.

АКТ ВНЕДРЕНИЯ

Настоящим подтверждается, что основные научные положения и технические решения в области телекоммуникации для повышения эффективности применения оптоволоконных линий связи с применением брэгговских решеток, изложенные в диссертационной работе докторанта Казахского национального исследовательского технического университета им. К. Сатпаева Юсуповой Гульбахар Мадреймовны, представленной на соискание ученой степени доктора философии (PhD) по специальности 6D071900-Радиотехника, электроника и телекоммуникации, внедрены в учебный процесс Люблинского технического университета.

Результаты научно-исследовательской работы, полученные в лабораторной базе «Оптоэлектроники и лазерной техники» Люблинского технического университета, показывают, что при оптимальных режимах записи сеток Брэгга появляется возможность контролировать и управлять показателем преломления сердцевины волокна и периодом их формирования, которые в свою очередь создают возможность компенсации дисперсии, вызванных распространением световых импульсов в магистральных оптоволоконных линиях связи.

Эти полученные результаты используются в лекционных курсах и лабораторных занятиях при подготовке магистрантов и докторантов по специальности «Оптоволоконная телекоммуникация» в «Институте электроники и информатики» Люблинского технического университета.

Директор

Института электроники и информатики

Pełnomocnik Rektora
ds. Programu Partnerstwa Wschodniego

prof. dr hab. inż. Waldemar Wójcik

Вуйцик В.

ҚОСЫМША Б



Утверждаю
Ректор КУПС
Омаров А.Д.
«___» _____ 2016г.

АКТ

о внедрении научных результатов диссертационной работы
PhD докторанта КазННТУ имени К.И. Сатпаева, специальности 6D071900-
«Радиотехника, электроника и телекоммуникации» Юсуповой Г.М. по теме:
«Разработка оптоволоконных сеток Брэгга для применения в
телекоммуникационных системах»

Мы ниже подписавшиеся члены комиссии:

председатель комиссии:

Заведующий кафедрой «РЭТ» д.т.н. профессор Кайнарбеков А.К.

члены комиссии:

д.т.н., профессор Кемельбеков Б.Ж.

к.т.н., доцент Артюхин В.В.

Составили настоящий акт о внедрении результатов научно-исследовательской работы докторанта PhD, специальности 6D071900– «Радиотехника, электроника и телекоммуникации» Казахского национального исследовательского технического университета имени К.И.Сатпаева Юсуповой Г.М. по теме диссертации «Разработка оптоволоконных сеток Брэгга для применения в телекоммуникационных системах».

В Казахском университете путей сообщения внедрены результаты научных исследований PhD докторанта Юсуповой Г.М. по исследованию и усовершенствованию эксплуатационных характеристик оптоволоконных решеток Брэгга для применения в телекоммуникационных системах.

Научные результаты диссертационной работы являются актуальными и представляют практический интерес. Разработанные методы и полученные результаты диссертационной работы применяются в лаборатории кафедры «Радиотехника, электроника и телекоммуникации» при изучении дисциплин «Волоконно-оптические линии связи», «Теория и техника эксперимента в радиотехнике, электронике и телекоммуникациях», «Цифровая обработка сигналов». Разработанные математические модели в среде «MatLab» применяются для исследования телекоммуникационных свойств волоконных решеток Брэгга.

Председатель

д.т.н. профессор

Члены комиссии

д.т.н., профессор

к.т.н., доцент

Кайнарбеков А.К.

Кемельбеков Б.Ж.

Артюхин В.В.

«___» _____ 2016г.