

Қ.И. Сәтбаев атындағы Қазақ Ұлттық Техникалық Зерттеу Университеті

ӘОЖ 681.7.068.4

Қолжазба құқығында

ЖЕТПИСБАЕВА АЙНУР ТУРСЫНКАНОВНА

Бір модальды оптикалық талшықта 1310 нм және 1550 нм толқын ұзындықтарында Мандельштам-Бриллюэн еріксіз шашырауын зерттеу

6D071900 - Радиотехника, электроника және телекоммуникациялар

Философия докторы (PhD)
дәрежесін алу үшін дайындалған диссертация

Ғылыми кеңесшілері:
физика-математика
ғылымдарының кандидаты
Жүнісов Қ.Х.
PhD докторы, Синьзян университетінің
профессоры Сенбай Далабайұлы

Қазақстан Республикасы
Алматы, 2017

МАЗМҰНЫ

	НОРМАТИВТІК СІЛТЕМЕЛЕР	4
	АНЫҚТАМАЛАР	5
	БЕЛГІЛЕУЛЕР МЕН ҚЫСҚАРТУЛАР	7
	КІРІСПЕ	8
1	БІР МОДАЛЫ ОПТИКАЛЫҚ ТАЛШЫҚТАРДАҒЫ БІРНеше СӘУЛЕЛЕРДІҢ ӘСЕРЛЕСУІ НӘТИЖЕСІНДЕГІ МАНДЕЛЬШТАМ-БРИЛЛЮЭН ЕРІКСІЗ ШАШЫРАУЫН ЗЕРТТЕГЕН ҒЫЛЫМИ ЖҰМЫСТАРҒА ШОЛУ	13
1.1	Негізгі ғылыми жұмыстарға талдау жасау	13
1.2	МБЕШ әсерін пайдалану арқылы жасалған құрылғылардағы негізгі үдерістер	21
1.3	МБЕШ-оптикалық сәулелері және күшейткіштері	24
1.4	Бір модальдік оптикалық талшық негізімен байланысты бейсызықтық әсерлері	25
1.5	Өлшеулер кезінде кездесуі мүмкін фазалық өздік модуляцияның әсерлері	28
1.6	Бейсызық қоссәуленің сынуына байланысты эффекттері	32
1.7	Бейсызықтық импульстер формасының өзгеруі	35
1.8	Поляризациялық тұрақсыздық	36
1.9	МБЕШ пайдалану арқылы жұмыс жасайтын рефлектометрлер	38
	Бірінші бөлім бойынша тұжырымдамалар	40
2	БІРМОДАЛЫ ОПТИКАЛЫҚ ТАЛШЫҚТАРДАҒЫ МАНДЕЛЬШТАМ-БРИЛЛЮЭН ЕРІКСІЗ ШАШЫРАУЫНЫҢ ТАБАЛДЫРЫҚ ҚУАТЫНЫҢ ӨСУ ШАРТТАРЫН ӘРТҮРЛІ ТОЛҚЫН ҰЗЫНДЫҚТАРЫНДА ЗЕРТТЕУ	42
2.1	Зерттеу барысындағы Мандельштам - Бриллюэн еріксіз шашырауының негізгі сипаттамалары, күшеюі және табалдырықтың алғы шарттары	42
2.2	МБЕШ табалдырығының сыртқы әсерлерге тәуелділігін анықтаудың әдістері	49
2.3	Сәулелену көзінің жіңішкеруі және күшеюдің қанығуы	55
2.4	МБЕШ эффектін анықтауға арналған математикалық модель негізі	59
2.5	МБЕШ табалдырық қуатын жоғарлату мәселесін зерттеу	59
	Екінші бөлім бойынша тұжырымдамалар	65
3	ҚОС ТОЛҚЫНДЫ БІР БАҒЫТТА ЖІБЕРУ АРҚЫЛЫ МБЕШ ЭФФЕКТІСІН ЗЕРТТЕУГЕ АРНАЛҒАН ТӘЖІРИБЕЛІК ЗЕРТТЕУ	66
3.1	Зерттеу объектілері	66
3.2	Өлшеудің әдістемелері	68
3.3	Өлшеу нәтижелері	69

3.4	Зерттеу нәтижелерін талдау	81
	Үшінші бөлім бойынша тұжырымдамалар	83
4	ТӘЖІРИБЕЛІК ЖҰМЫСТАРДАН АЛЫНҒАН	85
	НӘТИЖЕЛЕРГЕ НЕГІЗДЕЛГЕН 1310 НМ МЕН 1550 НМ	
	ТОЛҚЫНДАРЫН БІР БАҒЫТТА ЖІБЕРУДЕГІ МБЕШ	
	ЭФФЕКТИСІНІҢ ТӨМЕНДЕУІН ТҮСІНДІРЕТІН	
	МАТЕМАТИКАЛЫҚ МОДЕЛІНЕ НЕГІЗДЕЛГЕН	
	КОМПЬЮТЕРЛІК МОДЕЛІН ҚҰРАСТЫРУ	
4.1	Математикалық модельдің негізінде тәжірибелік нәтижелерді	85
	тексеру	
	Төртінші бөлім бойынша тұжырымдамалар	96
	ҚОРЫТЫНДЫ	98
	ПАЙДАЛАНЫЛҒАН ӘДЕБИЕТТЕР ТІЗІМІ	100
	ҚОСЫМШАЛАР	106

НОРМАТИВТІК СІЛТЕМЕЛЕР

Бұл диссертациялық жұмыста келесі нормативті құжаттарға 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.

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

Қазақстан Республикасының 2004 жылдың 5-ші шілдедегі № 567-ІІ «Байланыс туралы» Заңы. (может так)

Рекомендация МСЭ-Т G.650 Определение и методы проверки параметров одномодовых волоконно-оптических кабелей.

Рекомендация МСЭ-Т G.652 Характеристики одномодового волоконно-оптического кабеля.

Рекомендация МСЭ-Т G.653 Характеристики одномодового волоконно-оптического кабеля со сдвигом дисперсии.

Рекомендация МСЭ-Т G.654 Характеристики одномодового волоконно-оптического кабеля с затуханием , минимизированным на волне 1550 мкм.

Рекомендация МСЭ-Т G.655 Характеристики одномодового волоконно-оптического кабеля с ненулевой дисперсией.

Рекомендация МСЭ-Т G.663 Аспекты применения волоконно-оптических усилительных элементов и подсистем.

АНЫҚТАМАЛАР

Берілген диссертациялық жұмыста келесі анықтамалар қолданылады:

Бір модальды талшық – жарықты тарату кезінде тек бір моданы ғана қолдайтын оптикалық талшық, бұл жағдай шекаралық толқын ұзындығынан асқан жағдайда болады.

Бөлгіш – бірнеше жарық тасымалдағыштарынан келіп түсетін жарық қуатын шығысында бірнеше жарық тасымалдағыштарына бөлетін оптика-талшықты элемент (енгізу-шығару құрылғысы).

Жұтылу – оптикалық қуаттың жылуға айналуының нәтижесінде және металдармен, гидроксильді иондармен ластанудың және радиациялық сәулеленуге сезімталдықтың себептерінен оптикалық талшықтағы қуаттың жоғалуы.

Жарықтың параметрлік генераторы – бейсызықты оптикалық ортадағы оптикалық сәуленің оған әсері арқылы бейсызықты ортаны өзгерту арқылы және пайда болған сәуленің жиілігінің үздіксіз өзгеруін жүзеге асыруға негізделген оптикалық сәулені тудыратын құрылғы.

Жарықтың комбинациялық шашырауы – дегеніміз түскен сәуленің заттың бөлшектерімен әсерлесу нәтижесінде шашыраған сәуленің жиіліктері едәуір өзгеру құбылысын айтады.

Кері бәсеңдеу – талшықтың кірісіне бәсеңдеген жарықтың бір бөлігін қайтару немесе жарықтың бастапқы бағытына қарама-қарсы бағытта бәсеңдеуі.

Көп модальды оптикалық талшық ақпарат таратуды қамтамасыз ететін оптикалық талшық, ол екі немесе одан көп модальдардың электромагниттік импульстері көмегімен жүзеге асырылады.

Қайталағыш – сандық сигналдың биттерін регенерациялау үшін арналған құрылғы. Қайталағыш - оптикалық сигналды электронды сигналға айналдырады, сонымен қатар биттердің синхрондалуын қалпына келтіреді, ақпараттық сигналды модуляциялайды және жаңа оптикалық сигналды шығарады.

Мәжбүрлі шашырау дегеніміз – заттың құрамындағы микробөлшектердің (электрондардың, атомдардың, молекулалардың) қозғалысының (тербелісінің) өзгеруінен түскен интенсивтілігі жоғары жарықтың әсерінен жарықтың шашырауын айтамыз.

Оптикалық бөлгіш – бөліктеп шағылдыратын жарық сәулесін екі не одан да көп сәулелерге бөлетін, айна тәріздес оптикалық құрылғы. Талшықты инжекторларға қатысты бағытталған оптикада қолданылуы мүмкін.

Оптикалық қабықша – төмен сыну көрсеткішіне ие, талшықтың өзекшесін қоршап тұратын сыртқы қабықша.

Оптикалық рефлектометр (Optical time domain reflectometer OTDR) – оптикалық талшықтың сипаттамаларын толық анықтайтын құрал. Жарық импульстері бәсеңдейді және кері бағытта шағылады. Бұл құрал қабылданатын сигналдың уақытқа тәуелді өлшемдерін, талшықтағы қателіктер мен қосымша

шығынның басқа да себептерін, сонымен қатар, талшықтың кез-келген бөлігіндегі шығынды анықтауға мүмкіндік береді.

Поляризатор – жарық толқындарын электр өрісінің белгіленген бағытында өткізетін құрылғы.

Пассивті құрылғы – өзінің қызметін атқаруда қорек көзін қажет етпейтін жүйенің бір бөлігі.

Сыну көрсеткіші (Refractive index) – оптикалық тығыз ортада мысалы, шыныда, вакуумге қарағанда жарық жылдамдығының қаншалықты кем екенін білдіретін коэффициент. Сыну көрсеткіші екіге бөлінеді: фазалық және топтық болып. Сыну көрсеткіші вакуумнен басқа оптикалық ортада толқын ұзындығына байланысты.

Толық ішкі шағылу (Total internal reflection) – жарық сәулесінің толық шағылуымен сипатталатын, екі ортаның шекарасында болатын физикалық құбылыс. Жарық сәулесінің сыну көрсеткіші жоғары ортадан, ал сыну көрсеткіші төмен ортамен келіп, арадағы шекараға критикалық бұрыштан жоғары бұрышпен түскен кезде пайда болады.

Уақыттық домені бар оптикалық рефлектометр (Optical time domain reflectometer OTDR) – шағылған жарықты детектрлеуге негізделген (оптикалық «радар») оптикалық талшықтарды тестілеу әдісіне негізделген құрал. Бұл құрал талшықтың өшіру қабілетін өлшеу үшін, муфталық және коннекторлық қосылулардың сапасын бағалау және қосымша шығындардың орнын анықтау үшін қажет.

Френель шағылуы – сыну коэффициенті әртүрлі екі материалдың шекарасында болатын шағылу. Френель шағылуы түсу бұрышына тәуелді болмайды.

Шағылу – жарық сәулесінің бағытын екі түрлі ортаның шекарасында өзгеріліп, өзінің келген ортасына қайтуы.

Шағылу кезіндегі оптикалық шығындар – құрылғыны желіге немесе жүйеге жалғағанда, осы құрылғының кірісінде өлшенетін оптикалық қуатқа құрылғыдан немесе оның бір бөлігінен шағылған оптикалық қуаттың (дБ) қатынасы.

БЕЛГІЛЕУЛЕР МЕН ҚЫСҚАРТУЛАР

МБЕШ – Мандельштам-Бриллюэн еріксіз шашырауы;

МКШ – Еріксіз комбинациондық шашырау;

ОТ – оптикалық талшық;

ТОБЖ – талшықты оптикалық байланыс жолы;

ФКМ – фазалық кросс модуляциясы;

ФӨМ – фазалық өздік модуляция;

ϑ_{gj} – топтық жылдамдық;

β_{2j} – дисперсиялық коэффициент;

α_j – өшу коэффициенті;

γ_j – бейсызықтық коэффициент;

n_j – сыну көрсеткішінің сызықтық бөлігі;

Δn_j – үшінші реттік бейсызықтық эффектілер әсерінен болған өзгеріс;

ω_p және ϖ_s – оптикалық сәуленің және стокстық толқындардың жиіліктері;

k_p және k_s – оптикалық сәуленің және стокстық толқындардың толқындық

векторлары;

$A_{\varphi\varphi\varphi}$ – талшық өзегінің тиімді ауданы;

p_{12} – қима акустикалық коэффициенті;

p_v – материал тығыздығы;

λ_p – сәуле көзінің толқын ұзындығы;

b_0 – (МБЕШ тиімділік параметры) сәулелену көзінің бастапқы қуатының қай бөлігі стокстық толқынның қуатына ауысатындығын көрсетеді;

g_0 – әлсіз сигналдың күшею коэффициенті;

ν_B – жартылай биіктіктегі спектр жалпақтығы;

T_p – сигнал өткізу коэффициенті;

n_x және n_y – сыну көрсеткіштерінің сызықтық бөліктері, жарық тасымалдағыштағы ішкі модалық қоссәулелік сынуына байланысты әртүрлі болады;

Δn_x және Δn_y – бейсызық сыну көрсеткіштері;

$P_p(z, \nu_s)$ – тура бағыттағы сәуле толқындарының спектрлік тығыздығы;

$g(\nu)$ – МБЕШ эффектісінің күшею коэффициенті;

I_s – стокстық толқынның интенсивтілігі;

I_p – сәуле көзі толқынының интенсивтілігі;

g_R – комбинацияланған күшейту коэффициенті (Раманов коэффициенті);

g_b – МБЕШ күшейту коэффициенті.

КІРІСПЕ

Жұмыстың маңыздылығы

Қазіргі заманда талшықты оптикалық байланыс жүйесін пайдалану ауқымы барынша кеңейіп, магистралды желілермен қоса, әрбір абоненттің құрылғысына дейін жалғанған талшықтар арқылы ақпарат тарату мүмкіндігі күн сайын артуда. Осының салдарынан магистралды желілерде таратылатын ақпарат көлемі де күрт артуда. Бірақ, түрлі физикалық құбылыстардың әсерінен әрбір магистралды талшықты оптикалық желілердегі талшықтардың ақпарат тарату мүмкіндіктері шектеулі болғандықтан, таратылатын ақпарат көлемі де шектеулі болып тұр. Бұл шектеулердің көпшілігі талшықтың физикалық қасиеттері мен химиялық құрылымына тікелей тәуелді. XX ғасырдың бас кезінде белгілі болған Мандельштам-Бриллюэн еріксізшашырауы (МБЕШ), Релэй шашырауы, Ми шашырауы, еріксіз комбинациялық шашыраулары (Раман шашырауы), Брэгг эффектісі сияқты құбылыстардың салдарынан жоғарыда аталған ақпаратты таратудағы шектеулер пайда болды. Сонымен қатар, осы құбылыстарды адамзат өз қажетіне дұрыс пайдалануының арқасында талшықтарда болатын сыртқы әсерлерді (сыртқы қысым деңгейі, температура әсері т.б.) тіркеуші құралдарды құрастыру мүмкіндігі пайда болды.

МБЕШ эффектісін пайдалана отырып, талшық бойында болған ақаулардың нақты орналасқан жерін анықтауға арналған сенсорлар бар. Қазіргі кезде қолданылатын барлық рефлектометрлер осы МБЕШ эффектісі арқылы тексеруші (зондтаушы) сигналды жіберу арқылы ақпарат сигналдарымен әсерлесуінің нәтижесінде ақау орнында МБЕШ кері шашырауының күшеюін тіркеу арқылы ақау орнын анықтайды.

Қазіргі заманғы технологиялардың жаңа серпілісі – DWDM технологиясы қолданысқа түбегейлі еніп, оптикалық талшық бойымен таратылатын ақпараттар ағынының тығыздығын арттыру мәселесі шешімдерін тапты. Алайда, ақпараттар ағынының тығыздығын МБЕШ әсерінен бір мода бойымен қажетті деңгейге дейін жоғарылату мүмкін болмай отыр. XX ғасырдың алпысыншы жылдары белгілі болған МБЕШ эффектісінің нақты әсері мен мәселелері осы ақпараттар ағынының тығыздығы күрт көбейген қазіргі заманда қайтадан жанданып көтерілуде. Себебі, қазіргі кездегі жетілдірілген оптикалық талшықтар бойымен бірнеше модальдік лазерлік сәуле көздерін пайдалану арқылы ақпараттарды тарату мүмкіндігі туындап отыр. МБЕШ табалдырығының барлық әдебиеттердегі қалыптасқан ұғым ретінде берілетін 1310 нм үшін 15 дБм, 1550 нм үшін 27 дБм қуатынан жоғары мәндерде ақпараттардың интенсивтілігін көтеру мәселесі әлі шешімін тапқан жоқ. Осы уақытта МБЕШ табалдырығы мәселесін шешпей, ақпараттар ағынының тығыздығын тек экстенсивті түрде, талшықтардың санын көбейту арқылы ғана орап өтуде. Жұмыстың негізгі мақсаттарының бірі - МБЕШ эффектісін зерттеу, МБЕШ табалдырығын анықтаудың жаңа әдісін ұсыну, МБЕШ эффектісінің модуляция жиілігіне тәуелділігін анықтау және алда тұрған мәселелерді шешу жолдарын іздестіру.

МБЕШ эффектін зерттеуге арналған ғылыми еңбектерге әдебиеттік шолу жасаудың нәтижесінде жүзге жуық еңбектер қарастырылып, бірнеше негізгі бағыттары анықталды:

- оптикалық талшықтардағы бейсызықтық оптикалық құбылыстардың арасынан МБЕШ эффектін айыру жұмыстары;
- МБЕШ эффектін пайдалана отырып, Бриллюэн сенсорларын, фильтрлерді жасау және оны қолдану ерекшеліктері;
- МБЕШ табалдырығын анықтаудың жаңа әдістерін ұсыну;
- сәуле көздерінің – лазерлердің, жарық диодтарының оптикалық ерекшеліктерінің әсерінен туындайтын МБЕШ эффектін зерттеу;
- МБЕШ эффектін зерттеуге арналған математикалық модельдер құрастыру.

Жоғарыда аталған негізгі зерттеу бағыттарына ғылыми жұмысқа қатысы бар болғандықтан көбірек зейін бөлінді.

Әдебиеттерге шолу жасау негізінде алынған қорытынды: қарастырған барлық еңбектердің авторлары АҚШ оптикалық-талшықтарды зерттеу маманы Г.Агравалдың [1] ғылыми еңбектеріне сілтемелер жасаған. Европалық және Ресей ғалымдары, мысалы, Уильям Дэйзидің [2], С.А.Булгакованың [3] оптика-талшықтардағы бейсызықтық үдерістерді қарастырған монографиялық еңбектерінде Г.Агравалға тікелей сілтемелер жасаған. Сәйкесінше, тәжірибелік жұмыстардың нәтижесінде алынған мәліметтерді өңдеуге арналған математикалық модельді іздестіру жұмыстарында Г.Агравалдың математикалық моделі тәжірибелік өлшеулердің негізгі жарты бөлігін тиімді түсінігі компьютерлік есептеулердің нәтижесінде анықталды.

Оптикалық талшықтардың қасиеттерін зерттеуге бағытталған ғылыми жұмыстардың барлығында ғылыми зертханалардың негізгі құрылымы ұқсас. Оптикалық талшықтарға енген сәуленің, шыққан сәуленің және кері шағылған сәулелердің спектрлік, энергиялық және басқа да сипаттамаларын тіркеу арқылы, оларды салыстыру жұмыстарымен ұқсас болып келеді.

Бұл жұмыста МБЕШ әсерінен болатын құбылысқа бір модальді талшықты оптикалық байланыс желісінде 1310 нм, 1550 нм толқын ұзындықтарындағы екі оптикалық сәуле көздері арқылы зерттеу жүргізілді. Себебі, барлық магистралды талшықты оптикалық желілерде кіріс сигналдарының интенсивтілігі мен энергиясының жоғары шектері осы МБЕШ әсерінен болғандықтан, бұл құбылыстың әсерін төмендету әдістері іздестірілуде. Аталған жұмыстың негізгі мақсаты осы құбылыстың қандай жағдайлар мен сыртқы әсерлерде қалай өзгертіндігі туралы қосымша мәліметтер жинақтап, зерттеу нәтижелері бойынша тиісті тұжырым шығару болып табылады.

Жұмыстың мақсаты

Бір модальді оптикалық талшықтағы 1310 нм және 1550 нм толқын ұзындықтары арқылы Манделштам-Бриллюэн еріксіз шашырауын зерттеу.

Зерттеу барысында төмендегідей мәселелерді шешу қажет:

1. Аталған ғылыми жұмыстың тақырыбына сәйкес келетін негізгі ғылыми жұмыстарға шолу жасау;

2. Бір модальды оптикалық талшықтардағы бірнеше жиіліктегі толқындардың бір-бірімен әсерлесу ерекшеліктерін зерттеу;

3. Толқын ұзындықтары 1310 нм және 1550 нм болатын сәулелердің жекелей және бірлесіп толқынжолдан өткен және шағылысқан кездеріндегі импульстардың энергиясын өлшеу және тіркелген энергиялар мәндерінің модуляция жиілігіне тәуелділігін анықтау арқылы МБЕШ зерттейтін тәжірибелік зерттеулер ұйымдастыру;

4. Тәжірибелік зерттеулерден алынған нәтижелерді математикалық модель құрастыру арқылы салыстыра отырып, МБЕШ эффектісін анықтаудың жаңа әдісін ұсыну.

Ғылыми жұмыстың жаңалығы

1. Мандельштам-Брюллиэн еріксіз шашырауын бір модальды оптикалық талшықтарда 1310 нм және 1550 нм толқын ұзындықтарындағы оптикалық сәулелерді бір бағытта таратқан кезде, кері шағылған стокстық сәулелердің кемуі байқалды;

2. Екі толқын ұзындықтарындағы жекелей және бірлесіп жіберілген сигналдардың модуляция жиіліктерінің өзгерісіне кері шағылған және өткен сәулелердің энергияларының тәуелділік заңдылықтары анықталды.

3. Алынған нәтижелердегі екі толқынның бірлесіп толқын жолдағы әсерлесу нәтижесінде кері шағылған және өткен сәулелердің МБЕШ табалдырығының төмендеуі байқалып, осы эффектіге математикалық модельдеу арқылы салыстырулар жүргізіліп, МБЕШ эффектісі үлесінің жоғары болатындығы анықталды.

4. Тәжірибелік зерттеулерден алынған өлшеулердің мәндері математикалық модельдеуден алынған нәтижелермен салыстырғанда жоғары дәлдікті нәтижелерді көрсетті. Тәжірибелік өлшеулердегі әр толқынның жекелей қарастырғандағы бейсызықтық үдеріс басталған нүктелеріндегі мәндері Г.Агравал ұсынған математикалық модельмен тексергенде дұрыс нәтижелер берді.

Зерттеу тәсілдері

Қойылған талаптарды орындау үшін тәжірибелік зерттеу жүргізу барысында алынған нәтижелер математикалық модельдеуді қолдану арқылы тексерілді.

Қорғауға ұсынылатын тұжырымдар:

1. Толқын ұзындықтары 1310 нм және 1550 нм сәуле көздерінен байқалатын МБЕШ табалдырығының мәндері осы екі толқынды бір арна арқылы таратқан кездегі МБЕШ табалдырығының мәнінен төмен болатындығы анықталды.

2. Екі толқынды бір арнамен тарату кезінде сигналдардың тура өткен және кері шағылған сәулелердің энергиялары модуляция жиілігін арттырғанда тиімді шектік мәндерді көрсететіндігі дәлелденді.

3. Тәжірибелік нәтижелерді негізге ала отырып, ұзындығы үлкен толқынжолдардағы бейсызық эффектілерді анықтауда МБЕШ эффектісінің үлесі жоғары болатындығы анықталды.

4. Қоссәулені тарату арқылы МБЕШ табалдырығының артуы қоссәуленің жекелей таратқан кездегі МБЕШ табалдырық мәндеріне жетпеуі салдарынан болады.

Бірінші тарауда МБЕШ эффектісі зерттелген ғылыми еңбектерге, оның ішінде бір модальды оптикалық талшықтардағы екі сәуленің бір-бірімен әсерлесуі нәтижесінде орындалатын МБЕШ эффектісін зерттеген ғылыми әдебиеттерге шолу жасалынды. МБЕШ әсерін пайдалану арқылы жасалған құрылғылардағы d негізгі үдерістер қарастырылған. МБЕШ эффектісінің негізгі сипаттамалары қарастырылып, фазалық өздік модуляция (ФӨМ), фазалық кросс модуляциясы (ФКМ), еріксіз комбинациялық шашырау (ЕКШ) эффектілерінің МБЕШ эффектілерімен байланысы және ерекшеліктері туралы мәліметтер келтірілген [1, 2]. Мұндай еңбектерге шолу жасаудың мақсаты зерттеу жұмысының бірегейлігін анықтау және жұмыстың жаңашылдығын бекіту болып табылады.

Екінші тарауда МБЕШ табалдырығын анықтауға арналған әдістер қарастырылды. Магистралды желілердегі МБЕШ эффектісінің үлесін анықтауға қатысты мәселелер талданды. Оптикалық талшық бойындағы бейсызық құбылыстарды зерттеу бағытында МБЕШ табалдырығының сыртқы әсерлердің – температураның, қысымның өзгерулеріне тәуелділігін анықтайтын ғылыми еңбектерге шолу жасалды. Сыртқы деформацияның өсуіне және температураның өсуіне МБЕШ эффектісінің өсу коэффициенті және сигналдың өшу коэффициенттері тура пропорционал артатындығы ғылыми еңбектерде көрсетілген. Сонымен қатар, МБЕШ табалдырығын анықтау және оның мәнін арттыру әдістерінде жіберілген сәуле спектрінің ені мәнінің өзгеруіне – фазалық модуляция жиілігіне тәуелділігі зерттелді.

МБЕШ табалдырық қуатының $P_{МБЕШ}$ теңдеуін қолдана отырып, тербелістің сәулелену көзінің спектрлік еніне тәуелділігі алынды. МБЕШ табалдырық қуатының мәнін есептеу және графиктерді алу үшін MatLab бағдарламалау ортасы қолданылды.

Сонымен, 1550 нм және 1310 нм толқын ұзындықтары үшін алынған тәуелділіктен сәуле көзінің спектрлік енінің мәні артқан сайын МБЕШ табалдырық қуатының шамасы артқаны байқалды.

Үшінші тарауда МБЕШ эффектісін зерттеуге арналған ғылыми-зертхананы ұйымдастырып зерттеулер жүргізуге, зертханалық құралдардың сипаттамаларына түсіндірмелер келтірілген. Алынған нәтижелерге интерпретациялар жүргізілген.

Төртінші тарауда тәжірибелік жұмыстарда алынған нәтижелерге аналитикалық түсіндірме беру үшін нәтижелерді тікелей өңдеу арқылы интерпретациялау жүргізіледі. Тәжірибелік жұмыстан алынған ең басты нәтиже – 1310 нм мен 1550 нм толқын ұзындықтарын бірлестіріп талшық бойымен жіберген кезде МБЕШ эффектісінің төмендеу фактісін түсіндіру мақсатында жасалған математикалық модель түрлерін іздестіру және компьютерлік моделін MatLab платформасында өңдеу.

Жұмыс апробациясы

Диссертацияның негізгі тұжырымдары мен зерттеу нәтижелері төменде көрсетілген конференцияларда баяндалды:

«Қазақстанның жаңа экономикалық саясатын таратуда жас ғалымдардың орны мен рөлі» атты Халықаралық Сәтбаев оқулары (Алматы, 2015);

«Заманауи ақпараттық-телекоммуникациялық технологиялар» атты халықаралық-ғылыми техникалық конференция (Киев, 2015);

Студенттер мен жас ғалымдарының «Фараби әлемі» атты Халықаралық ғылыми конференциясы (Алматы, 2016);

«Ғылыми дамудың инновациялық механизмдерін шешу мәселелері» атты Халықаралық ғылыми - тәжірибелік конференция (Уфа, РФ, 2016);

«Жаңа ғылым: замаға сай жағдайы және даму жолдары» атты Халықаралық ғылыми - тәжірибелік конференция (Оренбург, РФ, 2016);

«Техника және ғылымның өзара әсерлесуінің заманға-сай шарттары» атты Халықаралық ғылыми - тәжірибелік конференциясы (Казань, РФ, 2017).

Мақалалар

Диссертациялық жұмыстың тақырыбына сәйкес 13 мақала басып шығарылған, соның ішінде 4 – ҚР БҒМ білім және ғылым саласындағы бақылау Комитетімен ұсынылған ғылыми басылымдарда басылып шығарылған, 1 – Thomson Reuters ақпараттық базасына енген халықаралық ғылыми журналда, 1 – Scopus ақпараттық базасына енген басылымдарда, 6 – халықаралық ғылыми конференция материалдарында, соның ішінде 4 – шет елдегі конференцияда, 1-тезис шығарылған.

Ғылыми және тәжірибелік құндылығы

Диссертациялық жұмыс нәтижелерінің ғылыми құндылығы - оптикалық талшық бойымен бір мезгілде терезе мөлдірлігіне сәйкес келетін қостолқынды жіберу арқылы өткізу қабілеттілігін арттыру жолдарын ұсыну.

Зерттеу нәтижелерінің тәжірибелік құндылығы талшықты оптикалық байланыс жолдарын эксплуатациялау кезінде бейсызықтық эффекттерді төмендету арқылы сенімділігін арттыру және диссертацияда алынған нәтижелерді ендіру туралы актілермен негізделеді.

Нәтижелердің сенімділігі және негізділігі

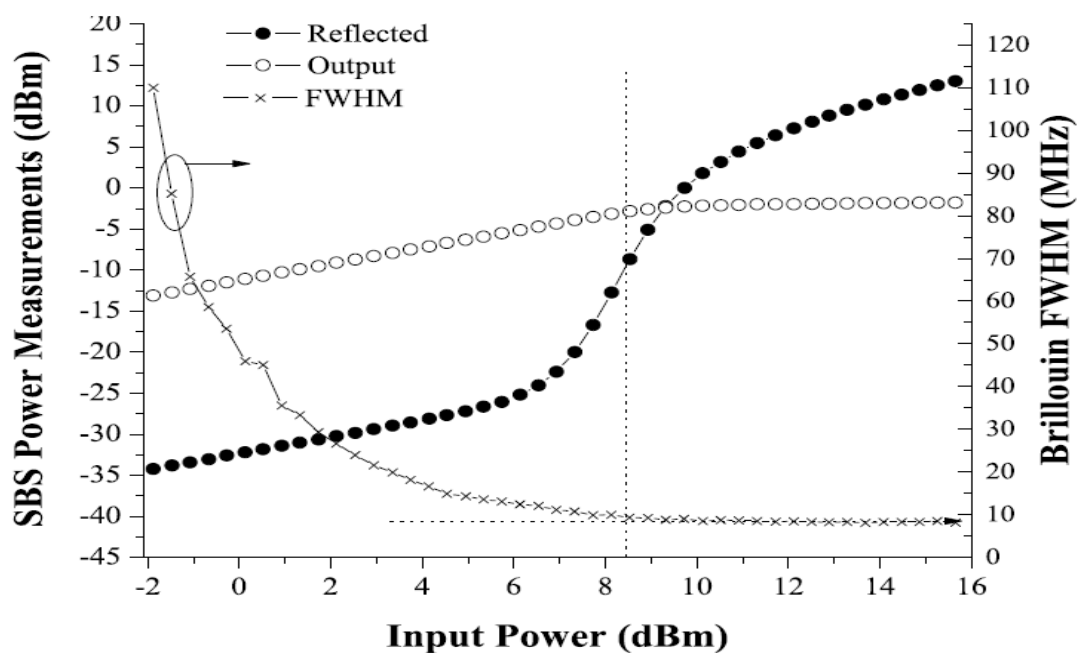
Диссертациялық жұмыс нәтижелерінің сенімділігі және негізділігі - барлық алынған эксперименттік зерттеулер оптикалық талшықта қолданылатын заманға сай ғылыми теориялық әдістермен сәйкес келеді.

1 БІР МОДАЛЫ ОПТИКАЛЫҚ ТАЛШЫҚТАРДАҒЫ БІРНЕШЕ СӘУЛЕЛЕРДІҢ ӘСЕРЛЕСУІ НӘТИЖЕСІНДЕГІ МАНДЕЛЬШТАМ-БРИЛЛЮЭН ЕРІКСІЗ ШАШЫРАУЫН ЗЕРТТЕГЕН ҒЫЛЫМИ ЖҰМЫСТАРҒА ШОЛУ

1.1 Негізгі ғылыми жұмыстарға талдау жасау

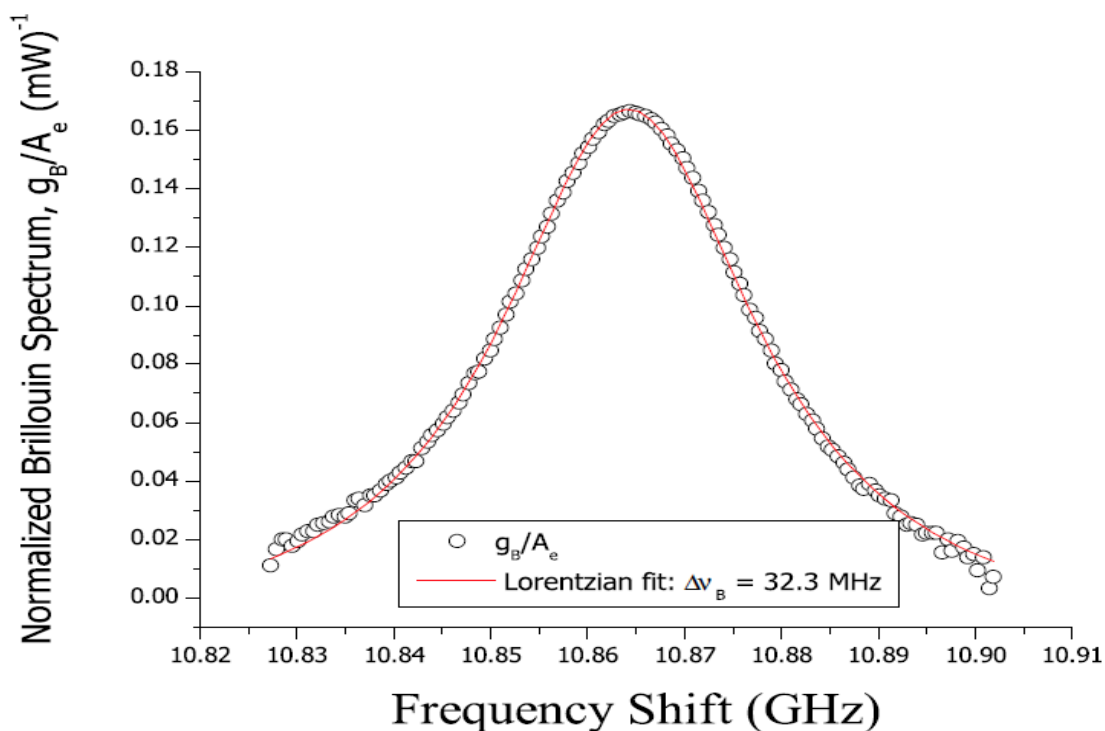
Оптикалық талшықтарды зерттеу кезінде, оның ішінде өте ұзын толқынжолдарды зерттеуде бейсызық эффектілердің көптеген түрлерінің үлестері пайда бола бастайды. Олардың ішінен МБЕШ эффектісін айырып алу, оны зерттеу жұмыстары ерекше дамыған. МБЕШ эффектілерін зерттеуге арналған ғылыми жұмыстардың ерекшелігі ретінде жоғарыда аталған толқын энергиялары мен спектрлік сипаттамаларын зерттеу негіздерін атауға болады. Қазақстан Республикасы аймағындағы магистралды оптикалық толқынжолдардағы бейсызық эффектілердің байқалуы, тіркелуі және оларды жою жұмыстарының ішінде МБЕШ эффектісін тіркеу және оларды тиімді пайдалануда МБЕШ эффектісіне негізделген «рефлектометр» құрылғылары кеңінен пайдаланылады. Қала ішіндегі ғимараттарда таратылатын оптикалық толқынжолдардағы бейсызық эффектілерге қарағанда магистралды толқынжолдардағы бейсызық эффектілердің үлес түрлері, оның ішінде МБЕШ эффектісі бірінші кезекте ескеріліп, 1310 нм үшін сәуле көзінің тарату энергиясының максимум мәні – 15 дБ, ал 1550 нм үшін – 27 дБ мәндерінде алдын-ала шектеліп, МБЕШ эффектісінен қорғалады.

МБЕШ табалдырығын тәжірибелік түрде толқынжолдан өткен және кері шағылған сәуле энергиясын тіркеу арқылы анықтайды (сурет 1.1).



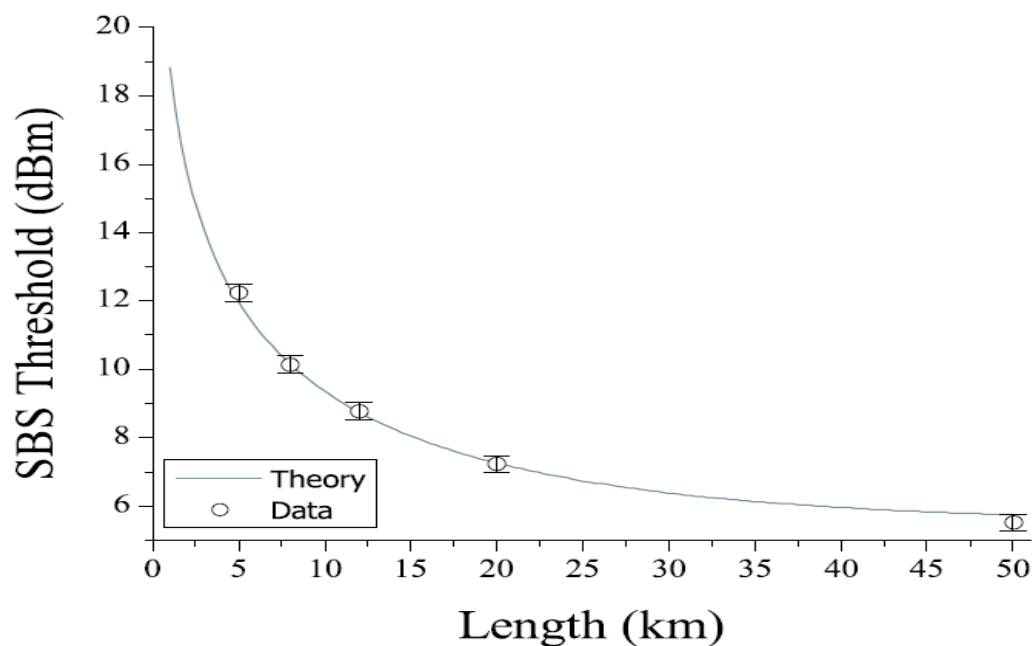
Сурет 1.1- МБЕШ табалдырығын тәжірибелік түрде анықтау

Алайда, соңғы жылдардағы технологияның қарқынды дамуының арқасынд, оптикалық толқынжолдың физикалық және химиялық қасиеттерін арттыру жұмыстарының көбеюі нәтижесінде МБЕШ эффектiсiн әр түрлi химиялық қоспалардан құралған толқынжолдардың сипаттамаларын ескерiп зерттейтiн ғылыми жұмыстарды артуда. Boh A.Ruffin өз еңбегiнде [4] 1550 нм толқын ұзындығында энергиясын 15-27 дБ аралығында өзгертiп, сәуле көзiн 50 км дейiнгi ұзындықтардағы оптикалық талшықтардың қасиеттерiне зерттеу жүргiзген. Түскен сәуле мен керi шағылған сәуле арасындағы айырмашылық 10 ГГц болады (сурет 1.2).



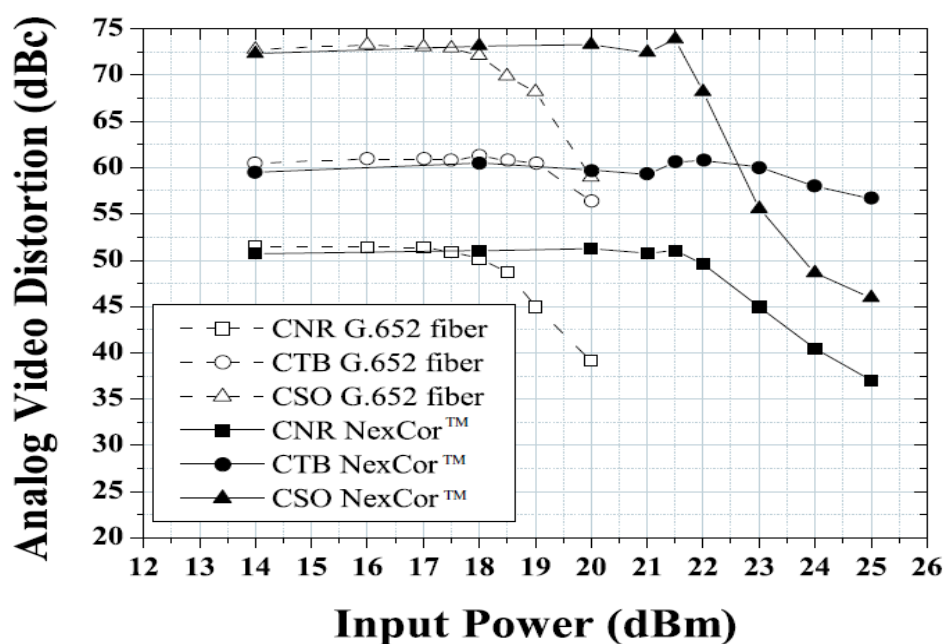
Сурет 1.2-Түскен сәуле мен кері шағылған сәуле арасындағы айырмашылық

Boh A.Ruffin [4, p.27] қасиеттері үш түрлі оптикалық талшықтарға зерттеу жүргізіп, МБЕШ эффектiлерiнiң 15 дБ-ден бастау алатындығын тiркейдi. Толқынжолға тура бағытталған сәуле мен керi шағылған сәуле арасындағы ығысу жиiлiгi 10 ГГц мәнiнде тiркелген (сурет 1.3). Ол тәжірибені ұзындығы 5, 8, 10, 20 және 50 км талшықтар үшін жүргізіп, теориямен сәйкестігін тексерген (сурет 1.3).



Сурет 1.3- Ұзындығы 5, 8, 10, 20 және 50 км талшықтарға жүрзілген тәжірибе нәтижелері

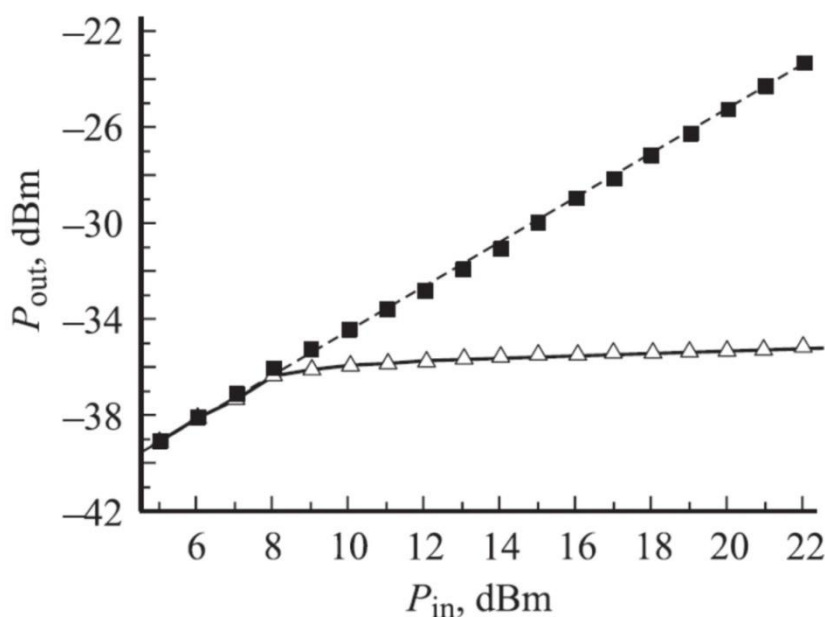
Сонымен қатар, қасиеттері әр түрлі оптикалық талшықтардағы МБЕШ табалдырығының өзгерісі зерттелді (сурет 1.4).



Сурет 1.4- Қасиеттері әр түрлі оптикалық талшықтардағы МБЕШ табалдырығының өзгерісі

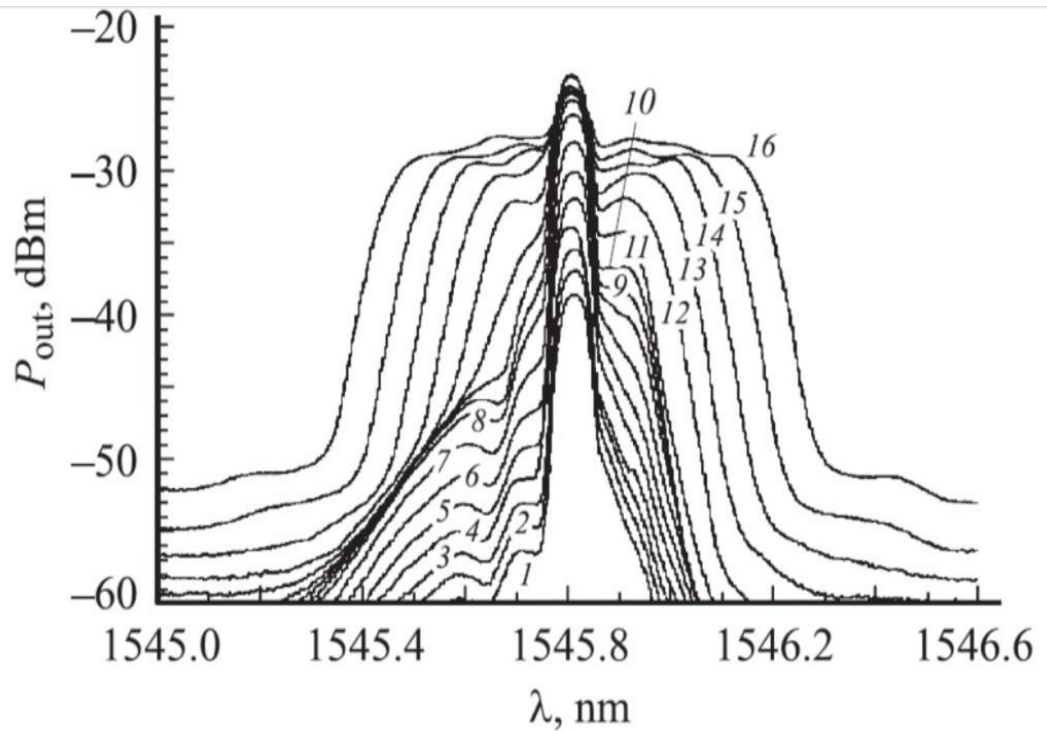
Аталған ғылыми еңбекте автор қоссәулені бір толқынжолмен жіберу арқылы МБЕШ эффектісін зерттеу жұмыстарын қарастырмаған.

В.Ю.Голышев, Е.А.Жуков, И.Э.Самарцев, Д.Г.Слепов еңбектерінде [5] ұзындығы 200 км оптикалық талшық бойынан өткен сәуле қуатының МБЕШ эффектісіне байланысты қаншалықты өзгерістерге ұшырайтындығы туралы жұмыстар қарастырылған. Аталған авторлар зерттеулерінде сәуле қуатын 4 мВт дейін арттыру нәтижесінде МБЕШ эффектісі байқалмаған. Берілген графиктегі қара түспен боялған сызық – құрастырылған теориялық модельдің нәтижесі болса, ақ түспен боялған қисық сызық – тәжірибелік өлшеулердің нәтижесі (сурет 1.5).



Сурет 1.5. Қара нүктелермен түзілген сызық – математикалық модель нәтижесі, ақ нүктелермен түзілген қисық сызық – тәжірибедегі өлшеулер [5]

Таңдалған модель мен зерттеу нәтижесінің сәйкессіздігін басқа себептерден іздеген авторлар талшықтан өткен сәуленің спектрлік сипаттамаларына зерттеу жүргізу нәтижесінде көрсетілгендей спектрлік кеңеюдің куәсы болғандығын баяндайды (сурет 1.6). Мұндай спектрлік кеңею – фазалық өздік модуляцияның (ФӨМ) нәтижесі деген тұжырым жасайды. Авторлар зерттеу жұмысының қорытындысы ретінде 200 км қашықтықтан өткен сәулеге МБЕШ эффектісінен бұрын ФӨМ эффектісінің әсер ететіндігін алға тартады.



Сурет 1.6- Ұзындығы 200 км оптикалық талшықтан өткен сәуледе спектрлік кеңею арқылы ФӨМ эффектiсiнiң байқалуы [5]

Авторлар аналитикалық модельде +z тура бағыттағы сәуле толқындары, -z стокстық толқындар таралады деп есептеп, стокстық фотондардың спектрлік тығыздығының N_s дифференциалдық теңдеуін төмендегідей түрде көрсетеді:

$$\left(\frac{d}{dz} - \alpha\right) N_s(z, \nu_s) = -\frac{1}{A} [g(\nu) \otimes P_p(z, \nu_s)]_{\nu_s} * (N_s(z, \nu_s) + 1) \quad (1.1)$$

мұндағы $P_p(z, \nu_s)$ — тура бағыттағы сәуле толқындарының спектрлік тығыздығы, $g(\nu)$ — МБЕШ эффектiсiнiң күшею коэффициентi, $\otimes$ белгiсi — спектрлiк функциялардың интегралдық ұйытқуын бiлдiредi.

Заманға сай талшықты оптикалық байланыс жолының даму барысында оптикалық технологиялардың қолданылуына байланысты бейсызықтық жарықтың керi шағылу мәселелерi пайда болды. Сәйкесiнше, МБЕШ және МКШ құбылыстары, оптикалық сигналдың керi шағылуына байланысты, оптикалық байланыс технологиялары да кеңiнен зерттелуде [6].

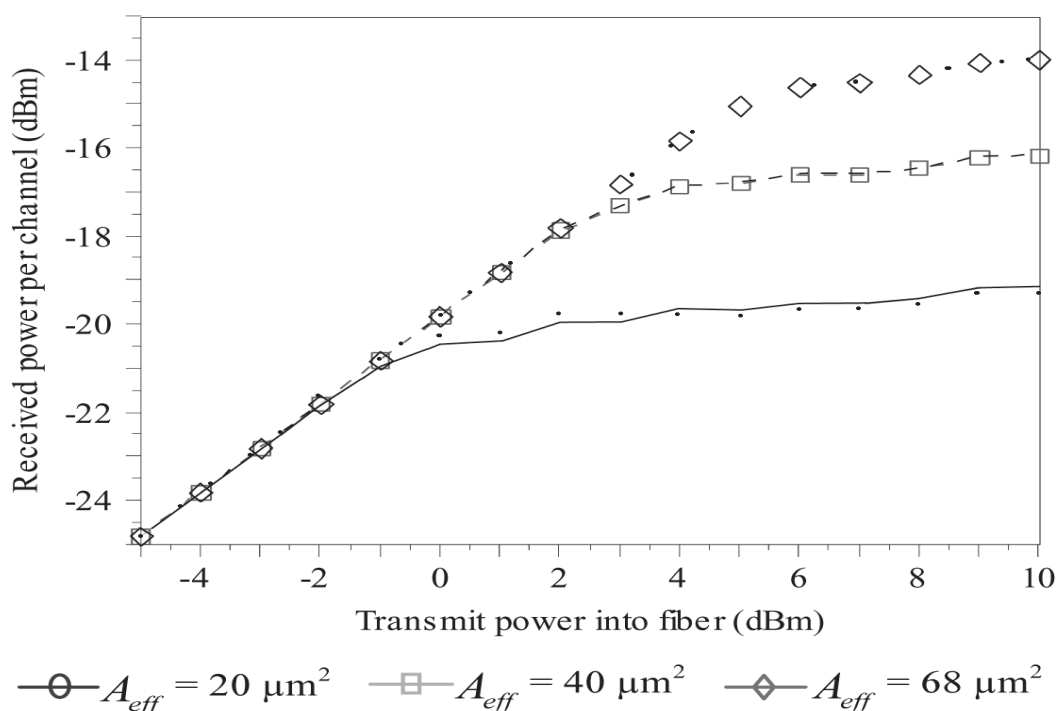
Оптикалық талшықтағы таратылатын сигналдың қуаты артқан сайын әртүрлi бейсызықтық құбылыстар байқалады: ерiксiз комбинациялық шашырау, фазалық өздік модуляция және фазалық кросс модуляциясы, Мандельштам-Бриллюэн ерiксiз шашырауы және т.б. [1, 7]. Бiр модаль оптикалық талшықта Мандельштам-Бриллюэн ерiксiз шашырау құбылысын зеттеу аймағындағы жұмыстар [8, 9, 10, 11, 12, 14] мақалаларда көрсетiлген, яғни, МБЕШ шектiк мәнінің анықталуына байланысты әртүрлi оптикалық талшықтардың түрiне байланысты сигнал қуатының өзгерісі анықталған. Igor' M Bel'dyugin [13] әртүрлi сәулелену көзiнiң қасиеттерiне байланысты жарық диодтарындағы

МБЕШ пайда болуын және күшеюін зерттеген. Бір модальды оптикалық талшықтағы МБЕШ эффектісінің салдарынан пайда болған күшею спектрін анықтаудың жаңа әдістерін Basov N.G., Zubarev I.G., Mironov A.B., Mikhailov S. I., Okulov A. Іu. [7] анықтады. МБЕШ эффектісін төмендету үшін оптикалық талшықтардың жаңа түрлерін алу [7-15, 18] жұмыстарында кеңінен қарастырылды.

Авторлар өз еңбектерінде оптикалық талшық сенімдігін арттыру мақсатында келесі зерттеулер жүргізілген: оптикалық талшықтың майысу кезіндегі, радиацияның және әр түрлі температуралық өзгеріс кезіндегі басылу жүктемесінің өткізу жолағына әсерін [19, 20]; оптикалық талшықтың зақымдалу орнын анықтау [21]; бейсызықтық үрдістер түрлеріне анализ жасалып [22] МБЕШ негіздері қарастырылды.

Аталған еңбектерде апертура саны арқылы модальды дисперсия эффектісі және бір модальды және көп модальды талшықтың МБЕШ табалдырығының режим өлшемдері көрсетілген. Бастапқыда табалдырық импульсті форматтағы жарық сәулелерінің фокустелген шоғыры үшін зерттелген [23, 24], қазіргі заманда CW жарық сәулеленудің арнайы бағытталған шоғырын қолдану арқылы [8-11] жүргізіледі.

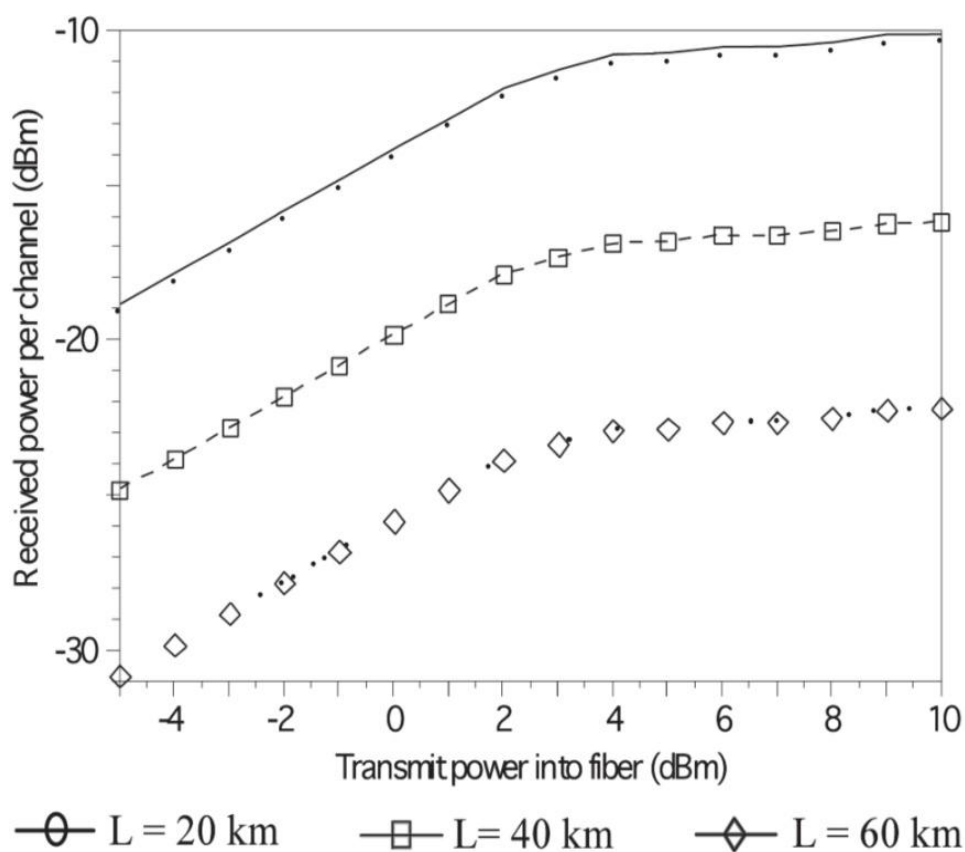
CDMA ақпараттар тарату жүйесінде МБЕШ бейсызықтық эффектісін талдау жұмысында Фуад Хатим [25] байланысқан модальды әдісін қолдана отырып, оптикалық талшықтың әртүрлі көлденең қимасының аудандарында МБЕШ бейсызықтық эффектісі өзгерісінің тәуелділік заңдылығын тәжірибелік жұмыстар арқылы зерттеп, төмендегідей (сурет 1.7) нәтижелер алған.



Сурет 1.7- Кіріс және шығыс толқындар қуаттарының арасындағы бейсызықтық үдеріс

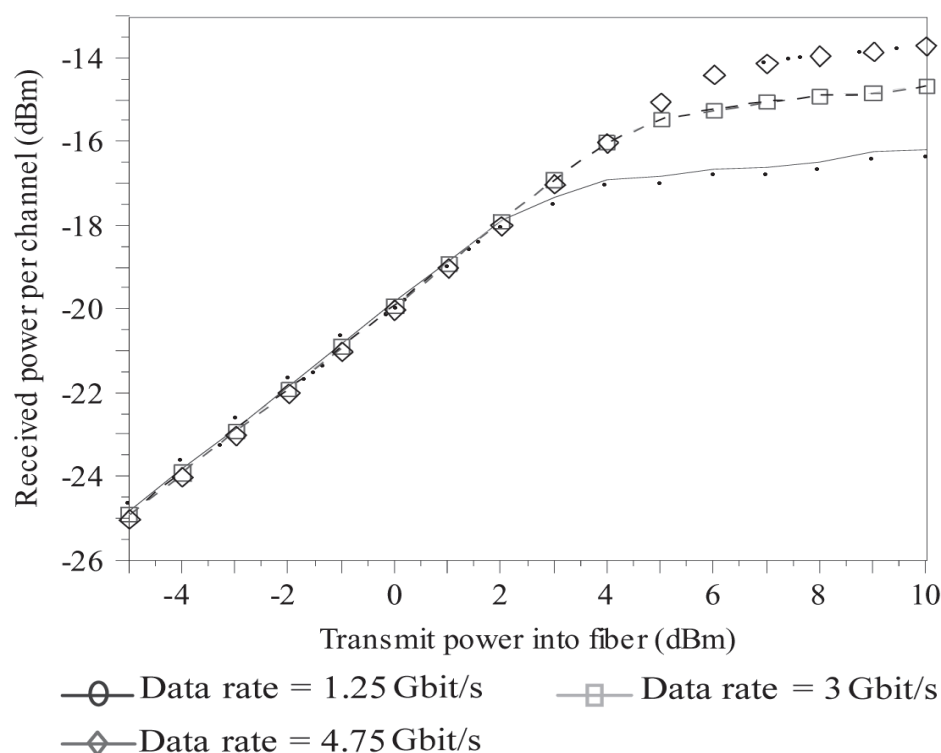
Фуад Хатим әртүрлі оптикалық талшықтың көлденең қимасының ауданына сәйкес кіріс және шығыс толқындар қуаттарының арасындағы бейсызықтық үдерісті тіркеуге алған.

Жоғарыдағы суретте көрсетілгендей, оптикалық талшықтың көлденең қимасының ауданы артқан сайын бейсызықтық эффектiнiң әсерi азаяды. Қарастырылған жұмыстағы бейсызықтық эффектiлердiң МБЕШ-дан басқа ФӨМ үлесi бар екендiгiн аңғаруға болады. Сонымен қатар, авторлар бейсызық эффектiлердiң талшық ұзындығына байланысты өзгертiндiгiн тiркеген. Бұл жұмыста авторлар қарастырылып отырған жұмысқа ұқсас нәтижелер алған (сурет 1.8).



Сурет 1.8- Кіріс және шығыс толқындар қуаттарының арасындағы бейсызық үдерісті тіркеу

Фуад Хатим өз жұмысында бейсызық эффектiлердiң ақпараттардың таралу тығыздығына (импульстардың тығыздығына) тәуелдiлiк заңдылығын да қарастырған (сурет 1.8).



Сурет 1.9- Кіріс және шығыс толқындар қуаттарының арасындағы бейсызықтық үдеріс нәтижелері

Автордың алған нәтижелері ерекшеленеді (сурет 1.9). Себебі, ақпараттар ағынының тығыздығы артқан сайын бейсызықтық үдерістердің әсері төмендеген. Автор алған нәтижелерін түсіндіру үшін математикалық модельдің негізіне байланысқан модалар әдісін таңдаса да, оның шешімін компьютерлік Симулинк моделімен түсіндіруге тырысқан.

МБЕШ эффектісін қолдана отырып, температураның және қысымның өзгерістерін тіркеуге арналған сенсорларды құрастыру және олардың спектрлік сипаттамаларын зерттеуге арналған жұмыстар кеңінен қарастырылды.

Талипов А.А., Кузнецов В.А., Цуканов В.Н., Яковлев М.Я. [26, 27] өз еңбектерінде МБЕШ эффектісін қолдана отырып, температураны және қысымдық кернеуді өлшеуге арналған сенсордың математикалық моделін ұсынған:

$$K_{B,T} = \frac{dv_a}{dT} = \left(\frac{2}{\lambda_1} V_a \frac{dn_1}{dT} + n_1 \frac{dV_a}{dT} \right) \quad (1.2)$$

$$K_{B,\varepsilon} = \frac{dv_a}{dT} = \left(\frac{2}{\lambda_1} V_a \frac{dn_1}{d\varepsilon} + n_1 \frac{dV_a}{d\varepsilon} \right) \quad (1.3)$$

мұндағы (1.2) – толқын жиілігінің температураға тәуелділігі, ал (1.3) – толқын жиілігінің қысым кернеуіне тәуелділігі. Авторлар осы теңдеулердің шешімдерін компьютерлік модельдеу арқылы анықтаған.

Авторлар [28] бір-біріне тәуелсіз екі түрлі жиілікте жұмыс жасайтын сәуле көздері арқылы көп модальды оптикалық талшық бойымен біркөзділде жіберу арқылы зерттеулер жүргізген. Спектрлік тәуелсіздікке қарамастан стохастик сәулесінің нәтижесіндегі интенсивтілік шамамен бірдей болатынын көрсеткен.

1.2 МБЕШ әсерін пайдалану арқылы жасалған құрылғылардағы негізгі үдерістер

МБЕШ эффектісін талшықты оптикалық байланыс жолдарында қолдану.

Оптикалық сәулеленудің шағылудың таралуы кезінде оптикалық талшықта пайда болатын сызықтық емес әсерлерінің ішінде Мандельштам-Бриллюэн еріксіз шашырауы ерекше орын алады. Бұл талшықтағы ең төмен шекті сызықтық емес әсер – стандартты бір модальды талшық үшін бір километр талшық ұзындығы есебінде МБЕШ шегі ~ 10 мВт құрайды. Ол, сонымен қатар, ең жіңішке жолақты сызықтық емес үдеріс болып табылады. Бриллюэн күшейтуінің жолақ ені бар-жоғы ~ 35 МГц құрайды, бұл оның оптикалық-талшықты жүйеде пайдалануын қажетсіз етеді, бірақ оның негізінде оптикалық спектранализаторлар жасауға мүмкіндік жасайды. МБЕШ қарама-қарсы сипаты процесстің спецификалық кеңістіктік-уақыттық динамикасына әкеледі, ол оптикалық сигналдардың уақыттық формасын бақылауға қажет (мысалы, импульстар компрессиясы), сонымен қатар, соңғы жылдары кең тараған қысымды тарату сенсорларында пайдаланылады. Мұндай сенсорлар көпірлер, эстакадалар, құбыр өткізгіштердің дінгектеріне құрылыс кезінде салынатын және кейіннен пайдалану кезінде таратылған кернеуге мониторинг жасалатын қарапайым кварц талшықтары ретінде қолданылады.

Соңғы жылдары талшықты оптикалық сәулелер мен күшейткіштердің дамуына байланысты талшықты Бриллюэн айналарына деген қызығушылық артып отыр. Талшықтық лазер резонаторында Бриллюэн айнасын қолдану күшті динамикалық кері байланыс тудырады, ол өте үлкен, ұзақтығы наносекунд, сонымен қатар, импульстардың генерациясына әкеледі [29]. Бұл жерде лазермен шағылатын шекті және орта қуат контрастысы ~ 5 ретті құрайды, бұл талшықтық лазерлерде қолданылатын ауқымдылық модуляциясының пассивті тәсілдері арасындағы рекордты шама болып табылады. Сонымен қатар, МБЕШ шегінің төмендігінен наносекундты импульстардың генерациялануы шығу қуаты салыстырмалы түрде төмен шамамен ~ 100 мВт стандартты лазер диодтан сәуле көзінің кезінде жүзеге асырылуы мүмкін. Мұндай сәуле көзінде оптикалық сәулелену шағылу қуаты ~ 30 мВт аспайды, ал генерацияланатын импульстардың шекті қуаты киловаттық деңгейге жетуі мүмкін. Бұл аз қуатты Бриллюэн лазерін көптеген сызықтық емес қосымшалардың перспективті көзі ретінде қарастыруға мүмкіндік береді, атап айтқанда, спектрдің сызықтық емес өзгерістері. Бұл мақсатта заманауи талшықты материалдарды пайдалану толық талшықты, ықшам, сенімді және арзан, біртекті емес спектралды сипаттағы импульс көздерін наносекундты суперконтинуум (900 – 2100 нм) арқылы қалыптастыру мүмкіндіктерін береді [30].

Мандельшам-Бриллюэн еріксіз шашырауы ортаның акустикалық тербелістерінде болады және өте төмен спектрлік күшеюге ие. МБЕШ табалдарығына тең шығу қуатында жарықтың кері бағытта интенсивті таралуы басталуы мүмкін, ал бұл байланыстың деградациясына әкеледі. Сондықтан , берілетін қуат деңгейі әр кезде осы табалдырықтан төмен болуы тиіс. МБЕШ келесі әсерлерге әкелуі мүмкін [2, с.12]:

- жүйемен тиімді пайдаланылатын оптикалық қуаттың жоғары шекараларын белгілеу;

- негізгі сигнал сапасының негізгі толқының кері таралу толқынымен байланысы нәтижесінде және кері шашырау толқынының шағылуынан пайда болатын екі еселік кері шашырау толқындары әсерінен төмендеуі;

- пайдалы қуаттың төмендеуімен қатар шулар пайда болады (шудың салыстырмалы интенсивтілігі жоғарлайды);

Қазіргі кезде талшықты байланыс жолдары (ТОБЖ) МБЕШ күресудің үш жолы бар:

- әдеттегі амплитудалық модуляция орнына жиілікті немесе фазалы модуляция пайдалану. Бұл кезде оптикалық негіздің қуаты төмендейді. Бірақ , бұндай шешім тәжірибелік мақсаттарды шешуде барлық кезде тиімді емес.

- алынған оптикалық қуатты МБЕШ төменгі шегіне дейін төмендету. Бұл мәселені шешудің ең қымбат тәсілі болып табылады, өйткені, бұл ретте оптикалық магистральдарда оптикалық күшейткіштерді жиі қосып отыру қажет болады, соның нәтижесінде тасымалдаушы арақатынасы төмендейді.

- оптикалық сәуле көзінің спектралды енін арттыру. Бұл жерде тікелей модуляцияланған лазерлер пайдалану (олар спектралды кең жолаққа ие) оңтайлы емес, өйткені, ол дисперсиялық сипаттамаларды күрт төмендетеді.

Кең тараған екі технология бар:

- сыртқы модуляциясы бар «анық емес» таралу жиілігінің ені бірнеше жүз мегагерц және одан да жоғары болатын лазерлерді пайдалану. Бұл дисперсияны арттырмай, МБЕШ шекті қуатын арттырады, бұл жағдай тікелей модуляциялық лазерді пайдалану кезінде болады. Мұндай модуляцияны бәсеңдетудің түрі МБЕШ шегін едәуір арттыруға (10 dB және одан да көп) және ТОБЖ нақты ұзындығына сәйкес реттеуге мүмкіндік береді, бұл тәжірибелік мәселелерді шешуде өте маңызды. Сонымен қатар, модуляцияның бұл тәсілі шудың салыстырмалы интенсивтілігінің бұрынғы мәнін сақтап қалуға мүмкіндік береді. Мұндай лазерлердің типі ACTL (Agilent Compact Tunable Laser) немесе SBS-control (SBS-C) деп аталады.

- еріксіз модуляциялы лазерлердің қанығу көзін пайдалану. Бұл жағдайда тұрақты тоқ көзі еріксіз тоналды ауыспалы сигналмен модуляцияланады. Лазердің құнарлану көзінің еріксіз модуляция жиілігі модуляцияланатын сигналдың ең жоғары жиілігінен кемінде екі есеге жоғары болуы тиіс. Өткізгіштің стандарттық режимдегі оптикалық қуат деңгейі МБЕШ шегінен жоғары болса, қосымша тонды модуляция режимінде қосымша екі спектр қалыптасады, олардың әрқайсысы энергия деңгейі бойынша SBS шегінен аспайды. Теориялық тұрғыда бұл тәсіл МБЕШ табалдырығын 5 дБм дейін

көтеруге мүмкіндік береді. МБЕШ эффектісімен күрестің бұл тәсілінің кемшілігі – дисперсиялық сипаттамалардың нашарлауы болып табылады. Бірақ арнайы техниканы пайдалану дисперсиялық әсерді нөлге апаруға мүмкіндік береді.

МБЕШ табалдырығы оптикалық байланыс жүйесінде айтарлықтай төмен болғандықтан ($\alpha \approx 0,2$ Дб/км жоғалтуларымен талшықта ~ 1 мВт), МБЕШ мұндай жүйеде қалай әрекет ететінін білген жөн. МБЕШ байланыс жүйесінде күшейту үшін пайдаланылады, бірақ ол паразитті болуы да мүмкін.

МБЕШ туындататын теріс әсерлер: егер талшықтағы шағылу қуаты МБЕШ табалдырығынан артық болса, қуаттың едәуір бөлігі кері бағытта тарайтын стокстық шағылуға айналады. Бұл құбылыстың қажетсіздігінің екі себебі бар. Біріншіден, МБЕШ болмағанда қабылдағыштағы сигналдың сәулелену қуатының жіңішкеру нәтижесі күтілген деңгейден әлдеқайда төмен болуы мүмкін. Екіншіден, стокстық толқын өткізгішпен кері байланыс қалыптастырады, ал ол оның жұмысын тұрақсыздандыруы мүмкін. Сонымен, талшықтағы қуатты МБЕШ табалдырығынан төмен ұстау қажет. Сигнал деңгейін жақсарту үшін МБЕШ табалдырығын көтеруге болады, ол үшін бірнеше сұлбалар берілген. Барлық бұл сұлбалар сигналдық тараудың спектрлік жалпақтығын тиімді көтерумен байланысты, бұл МБЕШ күшейтуінің төмендеуіне әкеледі.

Күшейту табалдырығын үздіксіз күшейтуге қол жеткізу үшін алынған спектральдік жалпақтық $\Delta\nu_p$ МБЕШ күшейтуде $\Delta\nu_B$ әлдеқайда төмен болады. Оптикалық байланыс жүйесінде $\Delta\nu_p$ спектр жалпақтығы В ақпаратты тарату жылдамдығының өсуімен едәуір артады, сонымен бірге тасымалданатын шағылу модульденеді. Бұл жағдайда үздіксіз шағылу кезіне қарағанда МБЕШ табалдырығының жоғарылауы күтіледі. Табалдырық шамасының жоғарылауын мәліметтерді тарату кезіндегі модуляция типіне байланысты [31-33]. Модуляцияның 3 типі қолданылады: амплитудалық (АМ), жиілікті (ЖМ), фазалық (ФМ). Жалпы жағдайда МБЕШ табалдырығын есептеу айтарлықтай қиын. Өйткені ол уақыттық тәуелділіктерді ескеруді қажет етеді [34]. Егер В ақпаратты тарату жылдамдығы МБЕШ күшейту $\Delta\nu_B$ жолағы әлдеқайда үлкен деп болжасақ, жағдай едәуір жеңілденеді. Бұл ретте де қиындықтар туындайды, өйткені нақты байланыс жүйесінде нөлдер мен бірлердің реттілігі тұрақты берілмеген, олар таратуға дейін өзгеріп отырады. Осы жағдайда үздіксіз сәулелену спектрі орнына нөлдер мен бірлердің кездейсоқ реттілік спектрін қарастыруға болады. Мұндай ауыстырылым дұрыс, өйткені МБЕШ сәулелену толқынына қарама-қарсы арта отырып, уақытқа тәуелді флуктуацияны орташалайды.

Мұндай жеңілдетілген талдаудың нәтижесі күтілмеген, өйткені МБЕШ табалдырығы АМ және ФМ үшін модуляция жиілігіне тәуелсіз 2-4 есеге ғана артады. ФМ үшін МБЕШ-күшеюі В ақпарат тарату жылдамдығының артуына байланысты төмендейді:

$$g_B^{\Phi M} \approx \frac{\Delta \nu_B}{B + \nu_B} g_B^{\text{непр}}$$

сәйкесінше табалдырық қуатты тарату жылдамдығының артуымен сызықты түрде көбеюі керек.

МБЕШ табалдырығы $B \geq 1 \text{ Гбум/с}$ тарату жылдамдықтарына біршама өсуі көрінеді. Мұндай жоғары тарату жылдамдығында тіптен АМ және ЖМ үшін табалдырықтық қуат едәуір артуы мүмкін, ол тікелей модуляция кезіндегі жартылайөткізгіш лазерлерінің спектрлік кеңеюі нәтижесінде болады. Модуляцияның біртексіздігі де табалдырықтық қуатты арттыруы мүмкін, мұны эксперименталды түрде жиілік модуляциясы жағдайында байқауға болады. Сонымен, қуат 10 мВт дейін талшыққа МБЕШ туындайтын жүйе сипаттарын нашарлатпай енгізілуі мүмкін.

Жоғарыдағы талдаулар бірарналы байланыс жүйесіне қатысты. Егер көпарналы жүйе болса әр арнаның қуаты МБЕШ табалдырығынан төмен болуы тиіс. Бірақ, көпарналы жүйеде МБЕШ арна аралық қиылыстық ақауларға әкелуі мүмкін, бұл жағдай байланыс 2 бағытта жүргізілсе және қарама-қарсы бағыттардың шағылу жиіліктерінің айырмашылығы МБЕШ жылжу шамасын жақындап келсе ($\nu_B \approx 11 \text{ ГГц}$ толқын ұзындығы 1550 нм).

1.3 МБЕШ-оптикалық сәулелері және күшейткіштері

МБЕШ күшейткіштерін жарық өткізгіште пайдалану жиіліктері сәуле көзі жиілігінен ауытқыған әлсіз сигналдарды күшейту үшін пайдалануға мүмкіндік береді. Бірақ МБЕШ күшейткіштерінің күшейту жолағы өте тар жолақты болғандықтан, өткізу жолағы 100 МГц, ал Рамана күшейткішінде бұл көрсеткіш 5 ТГц болады. Сол себептен МБЕШ күшейткіштеріне деген қызығушылық осы кезге дейін болған жоқ. Бұл салаға деген қызығушылық соңғы кезде байланыс жүйесінде қолданылуына байланысты пайда болған. Қандай да болмасын күшейткішті, егер оның жолақ ені арналар тарату жолағынан кем болса, оптикалық фильтр ретінде пайдалануға болады. Бұл оны аралық станцияларда қажетті ақпарат тарату арналарын анықтауда қолдануға мүмкіндік береді. Күшейту шегіне сәйкес толқын ұзындықтарын өзгеру арқылы оңтайлауға болады. Күшейту жолағы өте тар спектрлі болғандықтан, МБЕШ арнайы арналарды күшейтуде пайдаланылады. Берілген күшейткіштердің жиілік диапазоны таржолақты болғандықтан олар оптикалық талшықта таратудың когерентті жүйелерінде оптикалық таратуды күшейту үшін пайдаланылады, бұл ретте модуляцияның жанындағы жолақтары күшейтілмейді; күшейтілген таратушы жергілікті генератор сияқты әсер етеді, оның фазасы автоматты түрде таратушы фазасына сәйкестенеді. Бұл мақсатта Бриллюэн күшейткішін пайдалануға тура келеді, өйткені, ол тар жолақты жиілік диапазонына ие.

Қазіргі кезде МБЕШ-айналары, дәлірек айтқанда, оптикалық резонаторлар, оларды пайдалану мүмкіндіктері зерттелуде. МБЕШ-айналарын қоздыру

генерация барысындағы лазерлік резонаторлардың қуатын арттырады, ал ол өз кезегінде шығатын импульс энергиясын арттырады [29, с.204].

МБЕШ әсерімен байланысты жарықты бәсеңдету Берулли жиілігі ауданындағы резонансты күшейту коэффициентіне топтық сыну көрсеткішінің тез арада пропорционалды өзгеруіне негізделген. МБЕШ әсері үздіксіз сәуле көзінің нәтижесінде стокстық құраманың пайда болуымен резонансты жіңішке жолақты күшейту аумағы пайда болады. Топтық жарық жылдамдығын өзгерту үшін еріксіз шашырауды пайдаланудың (оны өзгеру механизмдерінен басқа) басты артықшылығы: резонанстың орналасу жағдайы мен амплитудасы толық толқын ұзындығымен және сәуле көзінің сигналының қуатымен бақыланады. Сынудың топтық көрсеткішінің өзгеруі күшейту коэффициентіне пропорционалды жарықты бәсеңдетуге әкеледі.

Талшық бойында МБЕШ-күшеюлерін ν_B МБЕШ-жылжу шамасына сәулелену жиілігі жылжыған әлсіз сигналдарды күшейту үшін пайдалануға болады. Бірақ, МБЕШ күшейту ($\Delta\nu_B \leq 100 \text{ МГц}$) сызығының өте жіңішке болуына байланысты мұндай күшейткіштің өткізу жолағы әдетте 100 МГц төмен болады, ал МКШ күшейткіштерінің өткізу жолағы шамамен 5 ТГц құрайды. Осы себепті сәулелену қуатының едәуір арту мүмкіндігіне қарамастан, МБЕШ күшейткіштеріне соңғы уақытқа дейін назар аударылмай келді.

Талшықта МБЕШ күшейткіштерінің теориялық формуласы келесі түрде жазылады [3, с.44]:

$$G_A = \exp(g_B P_0 L_{\text{эфф}} / A_{\text{эфф}})$$

Бұл саладағы белсенділік күшейткіштерді оптикалық байланыс жүйесінде пайдалану мүмкіндігімен байланысты.

1.4 Бір модальды оптикалық талшық негізімен байланысты бейсызықтық әсерлер

Ғылыми жұмыстың негізгі мақсаттарының бірі - оптикалық талшық бойында сәулелердің өзара әсерлесуінің нәтижесінде, сонымен қатар, жекелей сәулеленің параметрлерін (қуаты мен импульстық сигналдардың модуляция жиілігі және т.б.) зерттеу үдерістерінде бейсызықтық эффектілерді зерттеу және оларды бір-бірінен ажырата білу болып табылады. Сондықтан, жұмыстың алғашқы тарауында талшық бойындағы сәуле қуатының өзгерісіне байланысты спектрлік сипаттамалар, атап айтқанда, спектр енінің өзгеруінің салдарынан пайда болатын бейсызықтық үдеріс – фазалық өздік модуляция құбылысының негізгі сипаттамалары баяндалады [3, с.46]. Егер бір модальды оптикалық талшық бойына екі немесе одан да көп жиіліктердегі сәулелерді жіберу арқылы ақпарат таратылса, осы сәулелердің өзара әсерлесуінің арқасында болатын бейсызықтық үдерісі – фазалық кросс модуляция эффектісі де қарастырылады. Оптикалық талшық бойында жоғары энергияларда пайда болатын еріксіз комбинациялық шашыраудың негізгі сипаттамалары беріледі.

Сонымен қатар, ТОВЖ үздіксіз және сенімді жұмыс істеуіне бағытталған барлық іс-шаралар Қазақстан Республикасының заңдары мен актілеріне [35] және Халықаралық ұсыныстар мен ережелеріне [36-41] қатаң түрде сәйкес.

Бейсызықты эффектiлер жоғары қуатты жарықта пайда болатыны [1, 2] белгiлi. Әдiстемелiк нұсқаулықтарға [35] сәйкес бастапқыда оптикалық талшыққа енгiзiлген сәуленiң қуаты 17 дБм ($\lambda = 1550$ нм) шектелген, кейiннен ол 19 дБм дейiн көтерiлген. Қазiргi заманға сай бiрнеше компаниялардың ұсынуымен (Siemens, Тусо) қуат деңгейi 30 дБм дейiн артқан DWDM жүйелерi енгiзiлдi.

Оптикалық талшықтың зақымдану орнын және пайда болу себебiн анықтау [42] авторлар зерттеген, сонымен қатар МБЕШ үдiрiсiн пайдалану арқылы да зақымдану орнын анықтау қарастырылуда.

Конденсацияланған ортаның (қатты және сұйық орта) өздік серпiмдi тербелiсiмен түскен оптикалық сәуленiң өзара әсерлесуi нәтижесiнде сәуленiң шашырауын Мандельштам-Бриллюэн шашырауы деп атайды. Сәуленiң конденсацияланған орта бөлшектерiмен салыстырмалы түрде күштi әсерлесуi нәтижесiнде ортада барлық бағытта таралатын серпiмдi тербелiс толқындары туындайды (гипердыбыс). Осындай толқындардың бiр-бiрiне қосылуының нәтижесiнде орта тығыздығының флуктуациясы пайда болып, ортаның сыну көрсеткiшi өзгередi. Осы әртүрлi тығыздықтарға шағылған сәуле шашырауға ұшырайды [43-44].

Жарықтың комбинациялық шашырауы дегенiмiз белгiлi бiр затқа түскен жарықтың сол заттан толқын ұзындығы өзгере отырып шашырауы. Егер түскен сәуленiң спектрi сызықты өзгерсе, онда жарықтың комбинациялық шашырауы кезiнде шашыраған сәуленiң спектрiнде қосымша сызықтар пайда болады. Бұл өз кезегiнде заттың молекулалық құрылымына тәуелдi құбылыс. Пайда болған жарықтың жаңа сызықтары жиiлiктерiнiң комбинацияы түскен сәуленiң жиiлiгiн құрайды.

Оптикалық талшықта жоғалту қабiлетi төмен бiр модаль оптикалық талшықтық байланыстың алыс арақашықтықтағы кең жолақты жүйесiнiң негiзi болып табылады. Бұндай талшықтың өзегiнiң диаметрi (2а) көп модаль оптикалық талшықтарға қарағанда бiршама аз болады және 5-8 мкм құрайды (толқынның жұмыс ұзындығына байланысты). Бiр модаль оптикалық талшықтың жартылай өткiзгiшi оптикалық сәулелермен жұмыс жасайды, олардың кiру қуаты ($P_{\text{кiр}}$) көп модаль оптикалық талшықты қолданатын жарық өткiзгiштен жоғары болады. Сондықтан, бiр модаль оптикалық талшық кварцтың бейсызықты поляризациясының пайда болуына жағдайлар туындайды. Р диэлектрик поляризациялануы әлсiз Е электр өрiсiнiң кернеулiгiне пропорционал болады. Оптикалық талшық өзегiнiң өрiс өзгерiсiне байланысты, оптикалық сәулемен жұмыс жасау барысында поляризациялану Е бейсызықтыққа тәуелдi болады:

$$P = \chi^{(1)}E + \chi^{(2)}E + \chi^{(3)}E + \chi^{(4)}E + \chi^{(5)}E + \dots \quad (1.4)$$

Бірінші бейсызықты мүше $x^{(2)}E^2$ симметриялық орталығы бар изотопты материалдарда және кристаллдарда нөлге тең болады (ол екінші гармониканы генерациялаумен байланысты). Барлық кварцтық оптикалық талшықтарда байқалатын бейсызықтық әсерлер үшінші реттік сызықтық еместігімен байланысты $x^{(2)}E^3$. Бұл әсерлерді екі топқа бөлуге болады. Бірінші топқа өздік индукцияланатын әсерлер жатады, олар сынудың сызықтық емес көрсеткіші көмегімен сипатталады (Керрдің оптикалық әсері) [46, 46]. Екінші топқа Мандельштам-Бриллюэннің еріксіз шашырауы (МБЕШ), еріксіз комбинациялық шашырау – төрт толқынды араластыру, Раман шашырауы – еріксіз комбинациялық шашырау (МКШ) жатады. Кварц төмен бейсызықтықты қабылдайтын қасиетке ие $x^{(3)}$ болады. Бірақ, үлкен ұзындықты бір модалы оптикалық талшықта бейсызықтық әсерлер жиналып айқын көрініске айналады. Байланыстың ұзын талшықтық-оптикалық жүйесінде бейсызықтық МБЕШ, МКШ бір модалы талшықтың өзегіне енгізілетін қуатты шектейтін фактор болып табылады. Екі жағдайда да осы бейсызықтық әсердің нәтижесінде талшықта үш толқын тарайды: төмендейтін толқын (сәулелену көзінің толқыны), сигнал (Стокс немесе Мандельштам – Бриллюэн) және ортаның молекулалық қарсылығынан пайда болған тербеліспен немесе дыбыстық толқынмен байланысты толқын. Әсерлесу нәтижесінде сәулелену көзінің толқынында бастапқы кезде болған энергияның бір бөлігі біртіндеп МКШ жағдайында тура және кері бағыттарда тараған кезде сигнал толқынына айналады. МБЕШ жағдайында сигнал толқыны тек кері бағытта тарайды. Еріксіз комбинациялық шашырау кеңжолақты оптикалық сәулені пайдалану кезінде байқалады. $P_{шек}$ сәулелену көзі қуатының шектік мәні 1 Вт (30 дБм) құрайды. $P \geq P_{шек}$ кезінде талшықта МКШ бейсызықтық әсері басымдылыққа ие болады. $P_{шек}$ МБЕШ сәулелену қуатының шектік мәні 10 мВт құрайды. $P \geq P_{шек}$ болғанда сәуле көзі толқынының интенсивтілігінің тура бағытта тарайтын біршама бөлігі кері тарайтын сигнал толқынына айналады. Бұл толқын қуаты лазердің электрондарын «тербеліске» ұшыратуға және импульстарды генерациялауға жеткілікті. Ал бұл жүйедегі «сигналды жоғалтуға» әкеледі. (Синхронды цифрлік желілер үшін (SDH) қателік мүмкіндігі 10^{-9} аспауы тиіс.) Сонымен, МШК-да МБЕШ-да сызықтық емес әсерлер ұзақ оптикалық талшықтағы қажет емес әсерлердің бірі болып табылады. Оларды азайту үшін қосылатын қуатты азайту немесе талшықтың өзек диаметрін үлкейту қажет. Бір модалы оптикалық талшықтар нормаланған жиілікте жұмыс жасайды:

$$V < 2.405. \quad (1.5)$$

V нормаланған жиілік $2a$ өзек диаметрімен, λ толқын ұзындығымен және толқынның сандық аппертурасымен анықталады:

$$NA = \sqrt{(n_1^2 - n_2^2)} \quad (1.6)$$

$$V = \frac{2\pi a}{\lambda} \sqrt{(n_1^2 - n_2^2)}$$

Мұндағы n_1 , n_2 - өзектің сыну көрсеткішінің және жарықты кері тарататын қабығының мәні. Сондықтан бір модальды режимді сақтай отырып, өзек диаметрін $2a$ ұлғайтуды, сыну көрсеткішін белгілі бір профилдегі талшықты жасай отырып қолжеткізуге болады.

1.5 Өлшеулер кезінде кездесуі мүмкін фазалық өздік модуляцияның әсерлері

Қарастырылатын жұмыста өлшенген параметрлердің – әртүрлі ұзындықтардағы оптикалық талшық бойына енген, өткен және кері шағылған сәулелердің қуаттарын өлшеу кезінде байқалатын бейсызықтық үдерістің табиғатын тану үшін, тәжірибелік жұмыстарды ұйымдастыру кезінде жарықтың спектрлік пішіндері өзгерісін тіркейтін құрылғылардың болуы қажет еді. Алайда мұндай қажеттіліктің бар екендігін тәжірибелік жұмыс аяқталғаннан соң түсінгендіктен, зертханалық жұмыстар кезінде спектрлік пішіндердің өзгерісі тіркеуге алынбады. Себебі ғылыми жұмыстарға шолу жасау кезінде [2, 20-б] ұзын талшықта МБЕШ эффектiсiнен бұрын фазалық өздік модуляция (ФӨМ) эффектiсiнiң әсерiнен бейсызықтық жоғалтулардың тіркелгендігі баяндалады. Сондықтан, осы бейсызықтық эффектi туралы қысқаша мағлұматты Г.Агравалдың еңбектері арқылы [1, с.77] келтіру қажет деп саналды.

ФӨМ - сынудың көрсеткішінің интенсивтілікке тәуелділік нәтижесінде туындайтын сызықтық әсер, яғни оптикалық импульстардың спектралды кеңеюіне әкелетін құбылыс болып табылады. ФӨМ оптикалық талшықтықта тарайтын оптикалық өрісті өзіндік бағытталаатын фазалардың енуімен сипатталады. Оның шамасын оптикалық өріс фазасы өзгеріп тұратынын ескере отырып анықтауға болады:

$$\phi = (n + n_2 | E |^2) k_0 L \quad (1.7)$$

мұндағы $k_0 = 2\pi / \lambda$ және L - оптикалық талшықтың ұзындығы. ФӨМ нәтижесінде интенсивтілікке тәуелді фазалардың енуі пайда болады. ФӨМ қысқа импульстардың спектралдық кеңеюіне әкеледі және оптикалық талшықтың топтық жылдамдықтарының аномалдық дисперсия ауданындағы оптикалық солитондардың болуына ықпал етеді.

Оптикалы қталшықта ФӨМ құбылысын толық сипаттау таралудың жалпы теңдеуін есептік шешуді қажет етеді. Шешім келесі түрде болады:

$$U(z, T) = U(0, T) \exp[i\phi_{NL}(z, T)] \quad (1.8)$$

мұндағы $U(0, T)$ - өріс амплитудасы $z=0$ және

$$\phi_{NL}(z, T) = |U(0, T)|^2 \left(\frac{z_{\phi\phi}}{L_{NL}} \right) \quad (1.9)$$

$$z_{\phi\phi} = \frac{1}{\alpha} [1 - \exp(-\alpha z)]$$

мұндағы L_{NL} - бейсысықтық тиімді таралу ұзындығы ретінде физикалық мағынаға ие, онда $\phi_{\max}$ шамасы 1 тең. Сонымен, ФӨМ интенсивтілікке тәуелді фазалардың енуін тудырады, бірақ импульс формуласы өзгеріссіз қалады, $\phi_{NL}(z, T)$ уақытқа тәуелділігінің нәтижесінде ФӨМ әсерінен спектрдің кеңеюі пайда болады, өйткені, импульс фазасының уақыттағы өзгеруі дегеніміз оптикалық жиіліктің ω_0 негізгі жиіліктен бірден өзгеруі болып табылады. Жиіліктің өзгеруі келесі теңдеумен анықталады:

$$\delta\omega(T) = -\frac{\partial\phi_{NL}}{\partial T} = -\frac{\partial|U(0, T)|^2}{\partial T} \frac{z_{\phi\phi}}{L_{NL}}$$

ω_0 уақыттағы өзгеруін импульстің жиіліктік модуляциясы ретінде қарастыруға болады. Жиіліктік модуляция ФӨМ бағытталады және таралу ұзындығының шамасына қарай артады. Басқаша айтқанда, жиіліктік компоненттердің генерациясы оптикалықталшықта үздіксіз таралуы кезінде жүзеге асырылады және ол спектрдің $z=0$ бастапқы еніне қарағанда кеңейеді.

Спектрдің кеңею дәрежесі импульстің формасына байланысты супергаусс импульсі жағдайында $U(0, T)$ бастапқы өріс мына формуламен беріледі:

$$U(0, T) = \exp \left[-\frac{1+iC}{2} \left[\frac{T}{T_0} \right]^{2m} \right]$$

мұндағы C -модуляция параметрі, T_0 - импульстің бастапқы ұзақтығы. ФӨМ нәтижесінде жиіліктік модуляция мынаған тең:

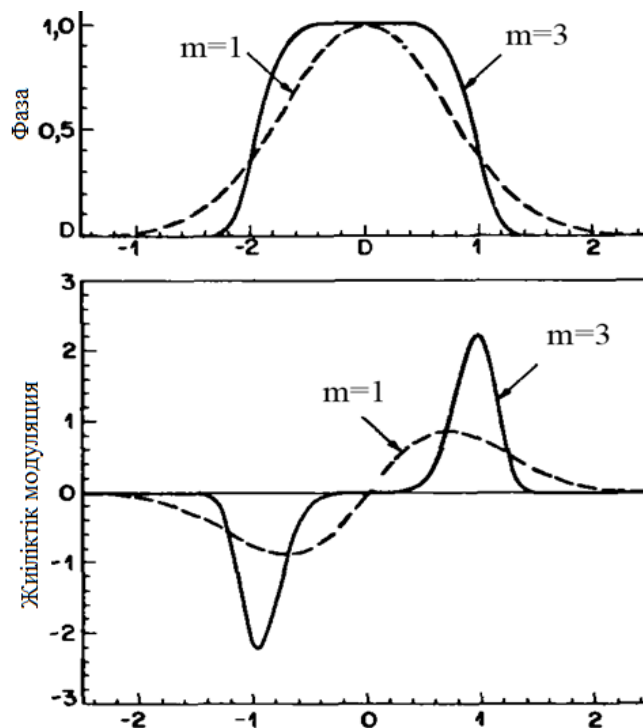
$$\delta\omega(T) = \frac{2m}{T} \frac{z_{\phi\phi}}{L_{NL}} \left[\frac{T}{T_0} \right]^{2m-1} \exp \left[-\left(\frac{T}{T_0} \right)^{2m} \right]$$

Гаусс импульсінің m параметрі бірге тең. Үлкен шамалар үшін m бастапқы импульс тікбұрыш қалпына жақындайды. Бұл алдыңғы және артқы

фронттардың тік өзгеруін арттырады. Бейсызықтық фазалардың ену өзгерістері және ($m=1$) Гаусс жағдайында және ($m=3$) супергаусс импульстары $z_{эфф} = L_{NL}$ кезіндегі импульс жиілігінде көрсетілген. $\phi_{NL} U(0,T)^2$ тура пропорционалды болғандықтан оның уақыт аралығындағы өзгерістері импульстің интенсивтілік формасымен толық сәйкес келеді. Жиілікті модуляцияның уақыттағы өзгеруі алдыңғы фронтта(қызыл жылжу) теріс мәнге ие, ал артқы фронтта (көк жылжу) оң мәнге ауысады. Жиіліктік модуляция Гаусс импульсінің орталық бөлігінде сызықты және оң мәнге ие және жиіліктік модуляция тік фронттары көп импульстар үшін көбірек болады. Супергауссты импульс сипаты U Гаусс импульсынан өзгеше болады, өйткені жиіліктік модуляция импульстың жоғарлауында ғана пайда болады және оның сызықтық учаскелері болмайды. Табалдырық шамаларды ФӨМ тудыратын спектралды кеңею шамасын бағалауды табалдырық шамалар негізінде жүзеге асыруға болады. Спектрдің кеңею коэффициенті шамамен фазалардың максималды ену шамасына тең:

$$\delta\omega_{\max} = 0.86\Delta\omega\phi_{\max}$$

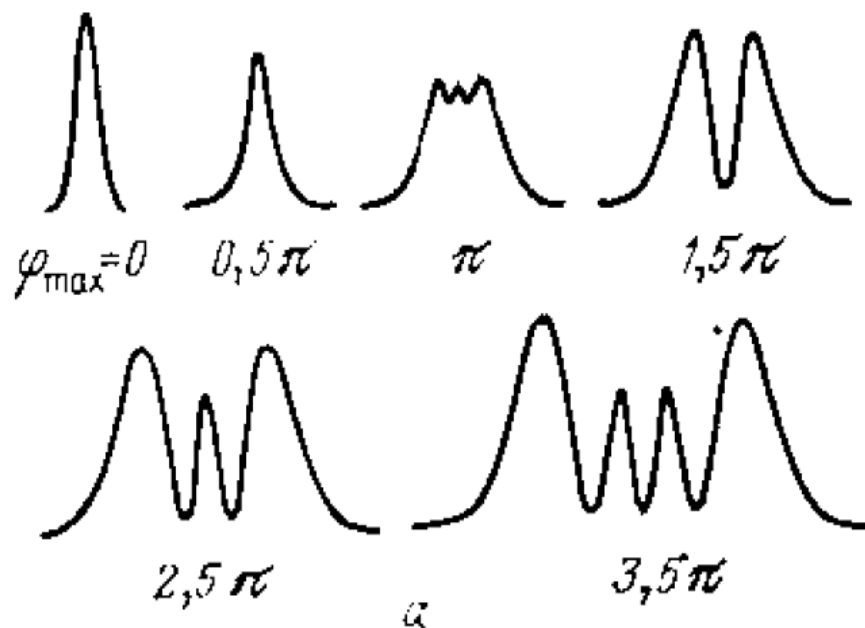
Импульс спектрінің нақты түрін Фурье (1.9) тендеуін түрлендіру арқылы алуға болады. Жалпы алғанда, спектр импульс формасына ғана тәуелді емес, сонымен қатар, импульс модуляциясының бастапқы жиілігіне де байланысты.



Сурет 1.10- Гаусс(штрих сызығы) және супергаусс (үздіксіз сызық) импульстары үшін уақыттағы фазаның ену ϕ_{NL} және ФӨМ $\delta\omega$ жиілік модуляциясының өзгерістері

Гаусс (штрих сызығы) және супергаусс (үздіксіз сызық) импульстары үшін уақыттағы фазаның енуі ϕ_{NL} және ФӨМ $\delta\omega$ жиілік модуляциясының өзгерістері келтірілген (сурет 1.10).

ФӨМ тудыратын спектрлік кеңеюдің өзіне тән белгісі - спектрдің орталық бөлігіндегі құрылымы. Әдетте спектр көптеген шектерден, аса интенсивті шеткі шектерден тұрады. Шектердің саны $\phi_{\max}$ сызықты тәуелді осциляцияның пайда болуын түсіндіреді (сурет 1.10), мұнда ФӨМ енгізілетін жиілікті модуляцияның уақытқа тәуелділігі көрсетілген. Бір ғана жиіліктік модуляция T екі мәнінде байқалады, яғни, импульстің екі әртүрлі нүктесінде кенеттен пайда болған бір жиілік байқалады. $\phi_{\max}$ фазалардың максималды енуінің бірнеше шамалары үшін бастапқы жиіліктік модуляцияланбаған Гаусс импульсінің спектрлері көрсетілген (сурет 1.11).



Сурет 1.11- ФӨМ спектрлік кеңеюі

Сапалық деңгейде бұл екі нүктені бір жиіліктегі екі толқын ретінде алуға болады, бірақ, олардың фазалары әр түрлі және фазалардың әр түрлілігіне байланысты олар конструктивті немесе деструктивті интерференцияланады (сурет 1.11).

$$\phi_{\max} \cong \left(M - \frac{1}{2} \right) \pi$$

Импульс спектрінің көп шекті құрылымы интерференция нәтижесі болып табылады. ФӨМ спектрдің кеңеюін M шек санын осы берілген теңдік арқылы анықтауға болады.

1.6 Бейсызық қоссәуленің сынуына байланысты эффектiлер

Жұмыстың негiзгi мақсаттарының бiрi екi жиiлiктегi (1310 нм, 1550 нм) жарық сәулелерiн бiр модальды оптикалық талшық бойымен жiберу кезiнде пайда болатын бейсызықтық үдерiстердi зерттеу болып табылғандықтан, осы жағдайда пайда болатын фазалық кросс модуляция эффектiсiнiң өлшеулер нәтижелерiне әсерi болуы мүмкiн. Оптикалық толқынның поляризация векторының екi ортогональды компоненттерiнiң арасындағы бейсызық байланыс сыну көрсеткiшiнiң сәйкес компоненттерiн әртүрлi n_x және n_y шамаларына өзгертiп жiбередi. Бұл құбылыс өздiгiнен индукцияланған деп аталады немесе бейсызықтық қоссәулелiк сыну деп аталады. Бұл тарауда талшықты жарықтасымалдағыштағы бейсызықтық қоссәулелiк сыну эффектiлерi және практикалық қолданыстары қарастырылады.

Керрдің оптикалық эффектiсiнде сәуле көзi қуаты күштi сәуле таралуының әсерiнен индукцияланған қоссәулелiк сынуы изотропты бейсызықты диэлектриктегi өткен поляризация әлсiз сигналдарының жағдайын өзгерту үшiн пайдаланылады [47]. Сәуле көзi қосылған кезде сигналдың параллелденуi және перпендикуляциясы поляризациялы компоненттерiнiң сыну көрсеткiшiнiң айырмасы сәуле көзi сәуле таратуынан пайда болған қоссәулелiк сынудың әсерiнен басқаша өзгередi. Жарық тасымалдағыш кездегi екi компонентiнiң фазаларының қосымша айырмасы сигналды сәуле шашудың поляризация жағдайын өзгертуге алып келедi және сигналдың бiр бөлiгi поляризатор арқылы өтедi. Сигналдың өшу коэффициентi сәуле көзiнiң тарату интенсивтiлiгiн өзгерту арқылы анықталынады. Себебi, сигнал бiр толқынның ұзындығында болса, сәуле көзi басқа толқын ұзындығында модулданады. Сигналдық сәуле таратудың x және y компоненттерiнiң фазалық айырмашылығының ұзындығы L жарық тасымалдағыштан шыққан формуласы:

$$\Delta\Phi = \frac{2\pi L}{\lambda} (\overline{n_x} - \overline{n_y}) \quad (1.10)$$

мұндағы λ -сигналды сәуле таратудың толқын ұзындығы және

$$\overline{n_x} = n_x + \Delta n_x; \quad \overline{n_y} \quad (1.11)$$

n_x және n_y сыну көрсеткiштерiнiң сызықтық бөлiктерi жарық тасымалдағыштағы iшкi модальды қоссәулелiк сынуына байланысты әртүрлi болады. Δn_x және Δn_y бейсызық сыну көрсеткiштерi сәуле көзiнiң сәуле таралуымен болған қоссәулелiк сыну нәтижесiнде әртүрлi болады.

x осi бойында сызықты полярланған сәуле көзi жағдайын қарастырып көрейiк. x компонентi сәуле көзi поляризация векторына параллель поляризацияланған. Δn_x сәйкес табамыз. Егер сигнал үлесiн есепке алмасақ, онда:

$$\Delta n_x = 2n_2 |E_p|^2 \quad (1.12)$$

мұндағы $|E_p|^2$ сәуле көзінің тарату интенсивтілігі. Сәуле көзі мен сигнал бір-біріне ортогональды поляризацияланған болса, онда тек қана Δn_y үлесін бірінші мүше сигнал мен сәуле көзінің толқын ұзындық айырмасы арқылы бере алады [48]. Өздігінен әрекет етуін есепке алмасақ, Δn_y үшін

$$\Delta n_y = 2n_2 b |E_p|^2 \quad (1.13)$$

мұндағы

$$b = X_{xxxy}^{(3)} / X_{xxxx}^{(3)} \quad (1.14)$$

Егер $X^{(3)}$ таза электроникалық негізде болса, онда $b=1,3$ (1.11) – (1.14) өрнектерін комбинациялап, фаза айырмашылықтарын аламыз:

$$\Delta \Phi = \frac{2\pi L}{\lambda} (\Delta n_L + n_{2B} |E_p|^2) = \Delta \Phi_L + \Delta \Phi_{NL} \quad (1.15)$$

мұндағы $\Delta n_L = n_x - n_y$ сызықтық қоссәулелік сынуымен анықталады, ал Керр коэффициенті n_{2B} мына өрнекпен анықталады:

$$n_{2B} = 2n_2(1 - b) \quad (1.16)$$

T_p сигнал өткізу коэффициенті $\Delta \Phi$ -мен жай арақатынаспен байланыста

$$T_p = \sin^2(\Delta \Phi / 2). \quad (1.17)$$

Керр бекітпесінен өткізу $\Delta \Phi = \pi$ немесе реттік емес π болғанда 100%-ға тең болады. Бір жағынан π санының жұп санға айналуымен фазаның жылжуы сигналды толықтай тоқтатады.

Керрдің оптикалық эффектін бақылау үшін поляризацияны қолдайтын жарық тасымалдағышты пайдаланады, ол сәуле көзі сәуле таратуының поляризациялану жағдайын сақтайды. Сызықтың екі сәулелік сыну нәтижесінде пайда болатын $\Delta \Phi_L$ тұрақты ығысу фазасын толқынның 1/4 поляризатор алдына орналастыру арқылы компенсациялауға болады. Мінсіз жағдайда, Керр бекітпесінің уақыт тұрақтысы бейсызықтық белгі беру уақыты $\sim -4 \text{ фс}$ –пен шектеледі. Практикада оптикалық талшықта дисперсия уақыт тұрақтысын жұмыс параметрлерінің мәндеріне қарай $\sim 1 \text{ пс} - \text{тен} \sim 1 \text{ нс} - \text{ке}$ дейін шектейді. Шектеуші фактор – сигналды және сәуле көзін таратуларының

топтық жылдамдықтарын бұзу. Салыстырмалы топтық шектеу келесі түрде анықталады:

$$\Delta t_p = |L/v_{g1} - L/v_{g2}| \quad (1.18)$$

Бұл қателікті азайту үшін арнайы шаралар қабылдасаса 100 метрлік жарық тасымалдағышта ол 1нс-тан асып кетуі мүмкін. Бірінші мүмкіншілік – сигнал толқынының ұзындығын таңдап алу және сәуле көзі толқын ұзындығын минималды дисперсияның толқын ұзындығының 1,3 мкм-ге жақын, қарама-қарсы жақтарынан таңдайды. Δn_L -дың айырмасына байланысты сигналдың полярлық компоненттері әртүрлі жылдамдықпен таралады. Олардың арасындағы салыстырмалы кешігу:

$$\Delta t_p = L\Delta n_L/c \quad (1.19)$$

100 метрлік жарық тасымалдағыш үшін $\Delta n_L = 5 \cdot 10^{-5}$ болғанда $\Delta t_p = 17 \text{ пс}$ тең. Оны қоссәулелік сынуы аз жарық тасымалдағышта кішірейтуге болады. “жылдам” осьтері бір-біріне тік бұрышпен орналасқан екі жарық тасымалдағыштарды қолданып Δt_p -ны толық жоюға болады. Қосқыштың уақыттық тұрақтысына негізгі шектеулер топтық жылдамдықтардың дисперсиясымен қойылады, ол жарық тасымалдағышта әсер ететін сәуле көзі импульстарын кеңейтеді. Импульстің кеңеюіне жарық тасымалдағыштың ұзындығын қысқарту арқылы немесе сәуле көзінің толқын ұзындығын нөлдік дисперсияның толқын ұзындығына жақын етіп қолдану арқылы 1пс-ке дейін кішірейтуге болады.

Сигналдың 100% өтуі үшін сәуле көзінің қуатын мына формулалардан (1.17) және (1.18) алуға болады:

$$P_p = \frac{\lambda A_{\text{эфф}}}{2Ln_{2B}} \quad (1.20)$$

мұндағы $A_{\text{эфф}}$ – талшықты өзектің тиімді ауданы. Жарық тасымалдағыштағы шығындарды L тиімді ұзындыққа алмастыру арқылы ескеруге болады.

$$L_{\text{эфф}} = \frac{1}{\alpha} [1 - \exp(-\alpha L)] \quad (1.21)$$

$n_{2B} = 4,5 * \frac{10^{-16} \text{ см}^2}{\text{Вт}}$, $A_{\text{эфф}} = 10 \text{ мкм}^2$, $\lambda = 1606 \text{ мкм}$ – лерді пайдаланып сәуле көзінің 100 метрлік жарық тасымалдағыштағы сәуле тарату қуаты $P_p \simeq 1 \text{ Вт}$ -ты аламыз. Сәуле көзі қуаты 27 мВт болғанда фазалық жылуы 17^0 болды. Бұл эксперименттегі қойылған $P_p L = 11 \text{ Втм}$ құнының көрсетуінше сәуле көзінің қуаты $\sim 50 \text{ мВт}$ болғанының өзі сигналды 100% өткізуге

жеткілікті. Ол үшін Маха-Цандер интерферометрінің кез-келген бөлігіне оптикалық талшықта 200 метрлік кесінділері қажет.

1.7 Бейсызықтық импульстер формасының өзгеруі

Жарық тасымалдағыш пен полеризатор арқылы өту интенсивтілікке тәуелді балғандықтан, қандайда бір импульстің көмегімен пайда болған бейсызық қоссәулелікті сол импульстің формасын өзгертуге пайдалануға болады. Мысалы, жарық тасымалдағыш бейсызық дискриминатор ретінде жұмыс жасай алады. Бұл құбылысты компрессор қысымындағы импульспен байланысты пьедесталды жоюға қолданады және оны талшықты-оптикалық логикалық ұяшықтарды [45] жасауға пайдаланады.

Бейсызық дискриминатордың жұмысында Керр қосқышындағыдай принцип қолданылады. Негізгі ерекшелігі: сигнал өзі бейсызық қоссәулелік сынуды тудырады және өзінің поляризация күйін өзгертеді. Мынадай жағдайды қарастырайық: оптикалық талшықтың кірісіндегі сәуленің таралуы негізгі бір осіне (x *oci*) қатысы Θ бұрышпен сызықты-поляриланған болсын. Оның E_x және E_y компоненттері (1.18) және (1.19) өрнектерінен анықталған n_x және n_y сыну көрсеткіштерінен Δn_x және Δn_y шамаларына өзгертіп жібереді. Жарық тасымалдағыштың шыға берісіндегі екі компоненттердің арасындағы нәтиже шығарушы фазалық жылжу мынаған тең:

$$\Delta\Phi_{NL} = \frac{2\pi L n_2}{\lambda} \frac{1}{3} (|E_x|^2 - |E_y|^2) \quad (1.22)$$

мұндағы сызықтық қоссәулелік сынудан пайда болған $\Delta\Phi_L$ фазаның тұрақты жылжуы толқынды пластиканы пайдалану есебінен толықтырылады және кіші сигналдың өтуі тоқтатылады. Бейсызық фазаның эксперименталды өлшенген мәні [46] (1.22)-пен үйлеседі. Индукцияланған бейсызық қоссәулелік сыну сәуленің поляризатор арқылы өтуіне жағдай жасайды және өткізу коэффициенті келесі түрде анықталады [2]:

$$T_p = \sin^2 \left(\frac{1}{6} \gamma P_0 L \cos(2\Theta) \right) \sin^2(2\Theta) \quad (1.23)$$

мұндағы P_0 -бастапқы қуат, γ -сызықтық параметрі.

$$\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{\text{эфф}}} \quad (1.24)$$

Оптикалық талшық бойымен оптикалық импульстар тарағанын $\gamma P_0 L$ көбейтіндісі арқылы, ФӨМ әсерінен пайда болған Φ_{max} максималды фаза жылжуына байланысты және оны L_{NL} бейсызық ұзындығымен келесі қатынас арқылы да байланыстыруға болады:

$$\Phi_{max} = \gamma P_0 L = L/L_{NL} \quad (1.25)$$

Формасының өзгеруінің себебі: осы берілген бұрыштың мәні Θ болғанда T_p -ны өткізу қуатқа тәуелді. Егер импульс шыңын өткізуді максималды ету үшін Θ бұрышын алсақ, онда оның шамасы салыстырмалы қуат дәрежесі есебінен тоқтатылады. Мұнда шығысындағы импульс бастапқыдан қысқа болады. Мұндай жағдай экстремалды түрде байқалған [1]. Θ -нің оптималды мәні P_0 сенімділік қуатына тәуелді. $\Theta = 36,2^\circ$ үшін $\Phi_{max} = 30$ болғанда өткізу 90%-ға дейін жетуі мүмкін.

Импульс орамаларын өткізуді зерттеу нәтижелерінде [1, 2] бақыланған жағдайлар (1.22)-тен шығатын қорытындымен барлық кезде үйлеспейді. Нақты айтқанда, бұл теңдеу бойынша $\Theta=45^\circ$ болғанда $T_p = 0$, яғни E_x және E_y компоненттері тең амплитудалармен қосқанда кіреберістегі сәуле таралуы поляризатормен бұғауланады. Шынында олай емес. Мұндай үйлеспеушіліктің себебі біз (1.20) және (1.21) теңдеулеріндегі соңғы мүшені есепке алмадық. Үзіліссіз немесе квазиүзіліссіз сәулелену жағдайында (2.49) теңдеулерін дисперсиялық есепке алмай, аналитикалық жолмен шешуге болады. Нәтижелердің көрсетуінше, $\Theta \approx 45^\circ$ аумағын ескермеген болса, онда күшті қоссәулелік сынуы болатын жарық тасымалдағыштар жағдайында шешуге болады.

1.8 Поляризациялық тұрақсыздық

Жоғарыда айтылғандай бейсызық поляризациялық эффектілерін дәл суреттеу жеке сызықтық қоссәулелік сынуын және индукцияланған бейсызық қоссәулелік сынуын бір уақытта есепке алуды талап етеді. Жалпы жағдайда поляризация күйінің динамикасы жарық тасымалдағышта таралуда, олар (1.20) және (1.22) теңдеулерімен анықталады. Сонымен қатар, олардың шешімдері кеңінен зерттеледі [1, с.189]. Үзіліссіз сәулелену жағдайында поляризация ретінде тұрақсыздық пайда болады. Бұл тұрақсыздық шығаберістегі поляризация күйінің өзгеруі негізінде пайда болады. Жеке алғанда, поляризациялық тұрақсыздық құбылысы поляризация күйін қолдайтын “жай” және “жылдам” жарықтасымалдағыштар осьтерінің толық эквивалентті емес екенін көрсетеді.

Поляризациялық тұрақсыздықтың пайда болуын келесі маңызды ұсыныстан [46] түсінуге болады. Кірісіндегі сәулелену жарықтасымалдағыштарының осіне ($n_x \geq n_y$ болғандағы X осі) жақын полярланғанда бейсызықтық қоссәулелік сыну өзінің сызықтық сәуле сынуына қосылады. Дәлірек айтқанда, поляризациялық тұрақсыздықтың пайда болуы кіреберістегі қуаттың L_{NL} сызықтық ұзындығын өз шайқалу ұзындығымен L_B салыстырмалы түрде күшейуі қажет [49].

Критикалық қуаттың торлық мәнін (1.20) және (1.21) теңдеулерін шешу кезінде анықтауға болады. Үзіліссіз сәулелену күйінде уақыт бойындағы

туындыларды нольге теңестіру керек. Егер қарапайымдылық үшін жарық тасымалдағыштардың шығындарын елемесек, бұл теңдеулерді Якобтың эллиптикалық функциялары түрінде аналитикалық жолмен шешуге болады. Эллипстік функцияның периоды тербелістің эффективті ұзындығын анықтайды:

$$L_B^{\text{эфф}} = \frac{2K(m)}{\pi g^{1/2}}$$

мұндағы $K(m)$ -эллиптік функция периодының $4/1$ бөлігі және

$$m = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\operatorname{Re}(g)}{(g)} \right), \quad g = 1 + p \exp(2i\theta)$$

мұндағы θ -өрістің поляризация бұрышы “баяу” осьтен өлшенген және p -нормаланған кіріс қуаты, ол $p = P_0/P_{кр}$ түрінде анықталады.

$$P_{кр} = \frac{3\Delta B}{2\gamma}$$

Бейсызықэффектілері жоқ кезінде $P=0$, $g=1$ және

$$L_B^{\text{эфф}} = L_B = 2\pi/\Delta\beta$$

$L_B^{\text{эфф}}/L_B$ -ның $\theta = 0$ және $\theta = 90^\circ$ болғандағы кіріс қуатына тәуелділігін көрсетеді. Алдын-ала болжағанымыздай, шайқалудың (биение) тиімді ұзындығы $P_0 = P_{кр}$ және $\theta = 90^\circ$ болғанда шексіз болады, себебі жеке және бейсызық коссәулелік сынулардың өзара толық қысқаруы орын алады. Осы құбылыс поляризациялық тұрақсыздыққа себепші болады. $L_B^{\text{эфф}}$ елеулі өзгеріске ұшырағанда шығыс поляризациясы өзгереді және $P_0/P_{кр}$ - ге жақындап, сонымен қатар кірістегі сәулелену «жылдам» оське жақындағанда полярланады.

Поляризациялық тұрақсыздық Агравал Г. [1, с.190] экспериментінде бақыланған болатын, онда ұзындығы 532 нм толқындағы 80 пикосекундтық импульстер ұзындығы 53 см (өлшенген шайқалудың өзіндік ұзындығы $L_B \approx 50$) жарық тасымалдағышта жасалды. Кіріс импульстары циркулярлы полярланды және жарық тасымалдағыштың шыға берісінде орналасқан циркулярлы анализатор арқылы өтті. Анализатор теріс бағытта айнала полярланған сәулеленуді өткізеді. Жоғарғы қуат қауіпті шамаға жеткенде шығыс импульстарының формасы өзгереді. Өлшенген қауіпті қуат пен шығыс импульстарының формасы (1.20) және (1.21) теңдеулеріне сәйкес келеді.

1.9 МБЕШ пайдалану арқылы жұмыс жасайтын рефлектометрлер

Талшықтық-оптикалық байланыстың тәжірибелік қажеттіліктердің әсер етуімен оптикалық талшықтардың бірінші үлгілеріндегі өшулерді анықтау үшін оптикалық сәулелендірудің қуатын өлшейтін құрылғылар пайдаланылды. Бірақ, олардың мүмкіншіліктері жоғары көлемде және айтарлықтай қашықтықтарға жеткіліксіз екені анықталды. Оптикалық рефлектометрлерді – кері шашырайтын сәулелерді талдау арқылы талшық ұзындығы бойынша өшулерді анықтауға мүмкіндік беретін құралдар [30] пайда болды.

Қазіргі кезде бірнеше мыңдаған километр оптикалық желілер пайдалануға берілген жағдайда, берілетін ақпараттың көлемдері артқан сайын, оптикалық талшықтың өлшемдерін алдын-ала болжау, олардың сенімділігін қамтамасыз ету күрделі мәселелердің бірі болып тұр. Осы мәселені шешу үшін бриллюэндік рефлектометрлер шығарылды (Brillouin Optical Time Domain Reflectometer), олар тек оптикалық ерекшеліктерді ғана емес, сонымен қатар, олардың негізінде талшықтың жағдайын болжауға мүмкіндік береді.

Жақындап келе жатқан апаттық жағдайды алдын-ала болжайтын негізгі фактор - рұқсат етілген шекті шамадан асатын талшыққа қосылған механикалық созылатын күшеудің болуы табылады. Fujikura фирмасының деректеріне сәйкес, талшық үшін қауіпті деңгей бойынша оның салыстырмалы ұзартылу мәнінің үш диапазонын белгілеуге болады. Нөлден 0,3 % диапозонда орналасқан мәнді қауіпсіз деп санауға болады — мұндай мәндерде талшықтың тоқтаусыз жұмысының мерзімі 25 жыл және одан көп уақытты құрайды. Егер, салыстырмалы ұзартылу 0,6% асса пайдаланудың бірінші жылында талшық үзілуі мүмкін. 0,3 бастап 0,6 % дейін диапозон өтпелі аумақ болып саналады. Осылайша, оптикалық шоғырсымның зақымдалуын оның пайда болуының ерте сатысында анықтау үшін, оптикалық талшықтың тартылуы туралы және осы тартылудың шоғырсым ұзындығы бойынша таралуы туралы ақпараттарды алу керек.

Бриллюэндік рефлектометр тәсілі оптикалық талшықтарды зерттеудің рефлектометрлік тәсілінің бір түрі болып табылады, оның ерекше өзгешеліктері МБЕШ құбылысы болып табылады.

Жиілік ығысудың шамасын өлшей отырып, Δf_B , оптикалық талшықтың тартылуының абсолюттік мағынасын анықтауға болады (температуралық өзгерістер, жоғарыда көрсетілгендей, аздаған кемшіліктерге әкеледі). Қарастырылған әдіс пен импульстық рефлектометрия әдісінің бірігуі талшықтың ұзындығы бойымен импульстердің таралуын алу мүмкіншілігін береді.

Бриллюэн анализаторларының әрекет ету қағидасы МБЕШ көрінісіне негізделген. Зерттеліп жатқан талшыққа орналастырылатын қосымша оптикалық сигнал жиілігі бриллюэндік спектрдің стокстық сызықтың жиілігімен келісуі кезінде күшейеді.

Оптикалық талшықтардың Бриллюэн рефлектометрі тек телекоммуникациялық оптикалық талшықтың ерте диагностикасы үшін пайдаланылып қоймай, сонымен қатар оптикалық талшық сезімтал элемент

болып табылатын таратылған хабар таратушылар технологиясы негізінде қолданылады. Мұндай, құрылғылар бірнеше қатар физикалық шамаларда қолданылады, соның ішінде – температура мен механикалық әсер етулер (тартылу, әртүрлі күштеулер, деформациялау және т.с.с.) және әртүрлі салаларда айтарлықтай кең қолданыс табады, көп жағдайларда анағұрлым жоғары рұқсат етілетін мүмкіндіктер қажет. Сондықтан, рұқсат етуші мүмкіншіліктерді көтеру және өлшемдердің дистанцияларын ұзарту маңызды техникалық мәселе болып табылады, көптеген зерттеушілер осы мәселені шешумен айналысуда. Атап айтқанда, ақпаратты таратудың талшықты-оптикалық жүйесін өлшеу техникаларының жаңалығы - талшықты жарық өткізгіштегі температура мен кеңістіктегі кернеудің таралуын өлшейтін құралдар қатарына жататын рефлектометр [41]. Аталған рефлектометрдің негізі болып табылатын физикалық құбылыс - Мандельштам-Бриллюэн шашырауы.

Қозғалған ω_0 жиілікті ультракүлгін толқындарда шашырау $\pm \Delta\omega$ бойынша анықталады. Жиіліктік қозғалу шамасы және Мандельштам-Бриллюэн компонентінің амплитудасы жарық өткізгіштің созылуына және температураға тәуелді. Міне осы патенттелуші құрал созылу шамасын және температураны өлшеуде қолданылады. Мандельштам-Бриллюэн шашырауында екі құрам қуаты кері тараған аз және орталық жиілігі бойынша қозғалмаған компонентаның шамалап алғанда 2% қуатын құрайды, оның созылуға және температураға сезімталдығы әлсіз. Пайдалы сигналды бөліп алу үшін патенттелуші құралда МБЕШ күшейткіші негізіндегі дискриминатор қолданылады, ол стокстық (немесе антистокстық) компоненттер жиілігінде резонанстық күшейтуге ие. Стокстық компоненттің жиілігінде жұмыс жасайтын МБЕШ күшейткішінің сәуле көзі ретінде белгілейтін оптикалық сәуле шашырауын пайдалануға болады. Жарықтық шашырауды алдын ала күшейту арқылы күшейту коэффициентін арттыруға болады, МБЕШ күшейткішін сәуле көзін алуда да қолданылады.

Бейсызықтық әсерлер қазіргі кезде оптикалық техниканың әртүрлі салаларында кеңінен қолданылады: жоғары дәлдікті оптикалық сенсорларда, биосенсорларда, кремний фотоникасында, интерферометрлерде, ТОВЖ және т.б. Ғылым мен техниканың осы саласы қарқынды дамуда, сондықтан, бұл салада еңбек ететін мамандарды даярлауға өте жоғары талаптар қойылады.

Қуатты оптикалық шашырағыштар және жоғары сапалы оптикалық ортаны даярлау бейсызықтық оптиканы пайдалану аясын арттырып отыр, сонымен қатар, бейсызықтық әсері байқалатын шекті қуат шамасының төмендеу тенденциясы байқалады. Бейсызықтық оптика, соның ішінде бейсызықты-талшықты оптика қазіргі кездегі және болашақтағы оптикалық жүйенің ақпаратты тарату және өңдеу құрылғыларының дамуымен байланысты.

Бірінші бөлім бойынша тұжырымдамалар

МБЕШ эффектісін зерттеген ғылыми еңбектерге, оның ішінде бір модаль оптикалық талшықтардағы екі сәуленің бір-бірімен әсерлесуі нәтижесінде орындалатын МБЕШ эффектісін қарастырған ғылыми әдебиеттерге шолу

жасалынды. МБЕШ әсерін пайдалану арқылы жасалған құрылғылардағы негізгі үдерістер қарастарылған. Мұндай еңбектерге шолу жасаудың мақсаты қарастырылатын жұмыстың бірегейлігін анықтау және жұмыстың жаңашылдығын бекіту болып табылады. Мандельштам-Бриллюэн еріксіз шашырауы эффектісінің басқа бейсызық құбылыстардан ерекшелігі мен пайда болу шарттарын қарастырған ғылыми еңбектерге шолу жасалды. МБЕШ табалдырығын әр оптикалық талшық үшін тағайындау үшін қажетті негізгі физикалық шамалар қарастырылды.

Жоғарыда көрсетілген шаманы анықтаудың негізгі тәсілдеріне қатысты ғылыми еңбектерге шолу жасалды [79,80]. Бұрыштық (фазалық және жиіліктік) модуляцияны пайдалана отырып, модуляция жиілігін өзгерту арқылы МБЕШ табалдырығын жоғарылатуға арналған жұмыстар, МБЕШ табалдырығының сыртқы әсерлерге (температура мен қысым) тәуелділік заңдылықтарын зерттеуге арналған ғылыми жұмыстарға талдау жасалды.

МБЕШ эффектілерін қолдану арқылы қазіргі заманауи пассивті сенсорларды құрастыруға болады. Оларды пайдаланып температураның, қысымның, ылғалдылықтың, бөлмедегі жарықтың өзгеруі секілді физикалық құбылыстарды тіркеу жөніндегі ғылыми еңбектер қарастырылды.

Оптикалық талшықтарда байқалатын бейсызық эффектілерді қолдану арқылы әр түрлі сыртқы ортаның әсерлерін тіркейтін сенсорларды құрастыруға болады. Сенсорлардың жұмыс жасау принциптері ортаның температурасы, қысым, жарық, ылғалдылық мәндерінің өзгерісіне байланысты оптикалық талшықтың физика-химиялық қасиеттерінің өзгеруі арқылы бойында таратылып жатқан сәулелің кері шағылу мәндерінің өзгерісіне негізделген. Оптикалық талшықты сенсор ретінде қолдануда МБЕШ эффектісін пайдалану мәселелерін қарастыратын ғылыми еңбектерге шолу жасалды.

Әр түрлі ұзындықтарда МБЕШ табалдырығының өзгерісін зерттеу үшін, талшықтың физикалық және химиялық қасиеттеріне өзгерістер енгізіліп, әр түрлі қоспаларды қосып салыстыру жұмыстарының нәтижелері талданды. МБЕШ эффектісін қолдану арқылы рефлектометрлер, күшейткіштер жасауға болатын еңбектерге шолу жасалды. Өте үлкен ұзындықтарда МБЕШ эффектісімен бірге фазалық өздік модуляция бейсызық эффектісінің тіркелетіндігі анықталды.

Ғылыми әдебиеттерге шолудың нәтижесінде толқын ұзындықтары 1310 нм және 1550 нм болатын қоссәулені бір бағытта талшық бойымен таратып, әр түрлі 1, 3, 8, 10 және 20 км ұзындықтарда тура бағыттағы, өткен және кері шағылған сәулелердің сипаттамаларын тіркеу арқылы МБЕШ эффектілеріне зерттеу жасалмағандығы анықталды. Осы тақырыпқа ұқсас ғылыми жұмыстардың болғанымен, толқын ұзындықтары сәйкес емес және басқа мақсатта жасалған. Сонымен қатар, қоссәуленің жекелей және біріккен күйде модуляция жиілігіне тәуелділік заңдылықтарын қарастырған ғылыми еңбектер кездеспеді.

Берілген тарау бойынша оптикалық талшық сенімдігін арттыру мақсатында келесі зерттеулер жүргізілген: оптикалық талшықтың майысуы,

басылуы, радиацияның және әр түрлі температуралық әсерлері; оптикалық талшықтың зақымдалу орнын анықтау негіздері; бейсызықтық үрдістер түрлеріне анализ жасалып, МБЕШ негіздері қарастырылды және осы берілген мәселелер бойынша ғылыми еңбектер Thomson Reuters ақпараттық базасына енген халықаралық ғылыми журналда [42] және ҚР БҒМ білім және ғылым саласындағы бақылау Комитетімен ұсынылған ғылыми басылымдарда басылып шығарылған [19-22].

2 БІРМОДАЛЫ ОПТИКАЛЫҚ ТАЛШЫҚТАРДАҒЫ МАНДЕЛЬШТАМ-БРИЛЛЮЭН ЕРІКСІЗ ШАШЫРАУЫНЫҢ ТАБАЛДЫРЫҚ ҚУАТЫНЫҢ ӨСУ ШАРТТАРЫН ӘРТҮРЛІ ТОЛҚЫН ҰЗЫНДЫҚТАРЫНДА ЗЕРТТЕУ

2.1 Мандельштам-Бриллюэн еріксіз шашырауының негізгі сипаттамалары, күшеюі және табалдырықтың алғы шарттары

Мандельштам-Бриллюэннің еріксіз шашырауы (МБЕШ) бейсызық үдерісі түрінде болады. Ол еріксіз комбинациялық шашырауына (МКШ) қажетті шашырау қуатынан төмен жағдайда жарық жолдарында пайда болып, құрамында бастапқы энергияның бір бөлігі бар, кері бағытта тарайтын стокстық толқынның генерациясы түрінде пайда болады. Оптикалық байланыс жүйесінде МБЕШ кері әсер етуі, сонымен қатар, ол МБЕШ-лазерлерінде және күшейткіштерде пайдаланылуы мүмкін.

Заттардың молекулаларының жылулық қозғалысымен түсіндірілетін гипердыбыстық толқындарда (фотондар) кенеттен Бриллюэн шашырауы пайда болады, соның нәтижесінде стокстық және антистокстық спектрлік құрылымдар пайда болады. Сәулелендіруді осындай тәсілмен шашырату түскен жарықпен интерферециаланады, осының нәтижесінде жоғары кернеуі бар аумақтың кейбір жылдамдығы артқан аймақтар пайда болады. Электрстрикция көрінісі есебінен заттарда кеңістік бойымен таратуы электрлік өріс таратылуына сәйкес келетін қысылу аумақтары пайда болады. Осылайша, жарықтың таралуын көбейтетін акустикалық толқындар пайда болады. Жағымды қайтарма байланыс пайда болады, соның арқасында алдыңғы сәулелендірудің спектральдық құрамына қарағанда анағұрлым интенсивті шашыраулы жарық алынуы мүмкін.

МБЕШ тұңғыш рет 1964 жылы байқалған, соңғы жылдары кеңінен зерттелген және [6, 11, 24, 32, 33] ғылыми еңбектерде қарастырылған. МКШ сияқты ол стокстық шашырауының сәуле көзінен аз жиілікте генерациялану түрінде байқалады, бұл жерде жиіліктің жылжуы бейсызық ортамен анықталады. Бірақ, МБЕШ бен МКШ арасында айтарлықтай өзгешеліктер бар. Мысалы, МБЕШ кезінде стокстық толқын сәуле көзі толқынына қарама-қарсы тарайды, ал МКШ кезінде екі бағытта тарайды. Стокстық жылжу МБЕШ (-10ТГц) МКШ қарағанда үш есе аз. МБЕШ сәуле көзінің шекті қуаты оның спектр енінің жалпақтығына байланысты. Салыстырмалы ұзын сәуле көзінің импульсында (ұзақтығы 1мкс аспайтын) 1 мВт ғана болуы мүмкін. Сәуле көзінің қысқа импульстарында, ұзақтығы 10 нс аз болса МБЕШ пайда болмайды. Бұл айырмашылықтардың бір себебі МКШ кезінде оптикалық фон дыбыстар, ал МБЕШ кезінде акустикалық дыбыстар пайда болады.

МБЕШ үдерісін сәулелену көзі, стокстық және акустикалық толқындардың параметрлік байланысы ретінде классикалық түрде сипаттауға болады. Электрстрострикция арқасында сыну көрсеткіштерінің периодты модуляциясына әкелетін сәуле көзі акустикалық толқындарды генерациялайды. Сыну көрсеткішінің индуктивтік Брэг торы дифракциясы нәтижесінде

оптикалық сәуленің таралуын кері шашыратады. Тор дыбыс жылдамдығымен қозғалғандықтан ν_A шашыраңқы таралу жиілігі ұзақ толқынды аймақта доплерлік қозғалуға ұшырайды. Кванттық механикада мұндай оптикалық сәулеленудің шашырау фонын жою және стокстық және акустикалық фондардың бір уақытта пайда болуы деп сипаттайды. Шашырау кезінде энергияның және импульстың сақталу заңынан жиіліктер мен үш толқынның толқындық векторларының арақатынастары туындайды [50, 51]:

$$\omega_A = \omega_p - \omega_s, \quad (2.1)$$

$$k_A = k_p - k_s \quad (2.2)$$

мұндағы ω_p және ω_s жиіліктер, сәйкесінше k_p және k_s - оптикалық сәуленің және стокстық толқындардың толқындық векторлары.

ω_A жиілігі және k_A толқындық вектор акустикалық толқындарды дисперсиялық деңгейде қанағаттандырады.

$$\omega_A = |k_A| \nu_A = 2\nu_A |k_p| \sin(\theta/2) \quad (2.3)$$

Мұндағы θ оптикалық сәуле және стокстық толқындардың таралу бағыттары арасындағы бұрыш, ал (2.2) векторлық теңдеуде $|k_p| \approx |k_s|$ жуықталу жасалды. (2.3) теңдеуі стокстық толқын жылжуының шашырау бұрышына тәуелділігін көрсетеді. Дәлірек айтқанда, ол кері бағытта ($\theta = \pi$). максималды және оптикалық сәуле векторымен бағыттас болған кезде жоғалып кетеді ($\theta = 0$). Кері бағыт үшін жиіліктің жылжуы мына түрде беріледі:

$$\nu_B = \frac{\omega_A}{2\pi} = \frac{2n\nu_A}{\lambda_p}, \quad (2.4)$$

мұнда $|k_p| = 2\pi/\lambda_p$ қолдану арқылы (2.2) пайдаланылды, n – сыну көрсеткіші, ал λ_p - сәуле көзі толқынының ұзындығы.

Бір модаль жарық жолында таралудың тура және кері бағыттары болады. (2.2) теңдеуінде тура бағытта МБЕШ жоқ екені дәлелденгенімен ($\theta = 0$) бұл бағытта жарық жолында кенеттен Мандельштам-Бриллюэннің жылу шашырауы пайда болуы мүмкін. Мұның себебі жарық бағыттағышта бағыттаушы акустикалық толқындар болуы және соның нәтижесінде толқындық векторларды таңдау ережелері бузылуы мүмкін. Бұл бірден тікелей бағытта әлсіз стокстық тараудың генерациясы болуы мүмкін [47]. Бұл құбылыс бағыттаушы акустикалық толқындарда кенеттен пайда болған МБЕШ деп аталады. Стокстық тарату спектрында сәуле көзі жиілігінен 10-1000 МГц ауытқулы көптеген сызықтарды байқауға болады. Олар өте әлсіз болғандықтан,

олардың әсері әрі қарай қарастырылмайды. Жарық бағыттағышта жиілікті жылжуы бар, кенеттен пайда болған МБШ (2.2) формуласында берілген және олар тек кері бағытта пайда болады. Кварц шынысынан жасалған жарық бағыттағыштар үшін типті мәндер $\nu_A = 5,96$ км/с болса, онда $n = 1,45$ толқын ұзындығы мәні $\lambda_p = 1,55$ мкм, $\nu_B = 11,1$ ГГц болады.

Стокстық толқынның интенсивтілігінің артуы МБЕШ кезіндегі $g_B(\nu)$ күшейту коэффициентімен сипатталады, ол $\nu = \nu_B$ максималды болады. Бірақ, МКШ әсеріне қарағанда МБЕШ-күшейюінің формуласы бойынша спектральды кеңдігі өте аз болады, $\Delta\nu_B$ спектр жалпақтығы акустикалық толқындарының өшу уақытына немесе фотонның T_B өмір сүру уақытына байланысты. Іс жүзінде егер акустикалық толқындардың өшуін экспоненциалды ($\exp(-t/T_B)$) деп алсақ, онда МБЕШ- күшейткіш спектрі Лоренц формуласымен анықталады:

$$g_B(\nu) = \frac{(\Delta\nu_B/2)^2}{(\nu - \nu_B)^2 + (\Delta\nu_B/2)^2} g_B(\nu_B) \quad (2.5)$$

мұндағы ν_B -жартылай биіктіктегі спектр жалпақтығы, ол фотонның өмір ұзақтығымен $\Delta\nu_B = (\pi T_B)^{-1}$ байланысты. МБЕШ күшейткіштің максималды коэффициенті $\nu = \nu_B$ болса, онда:

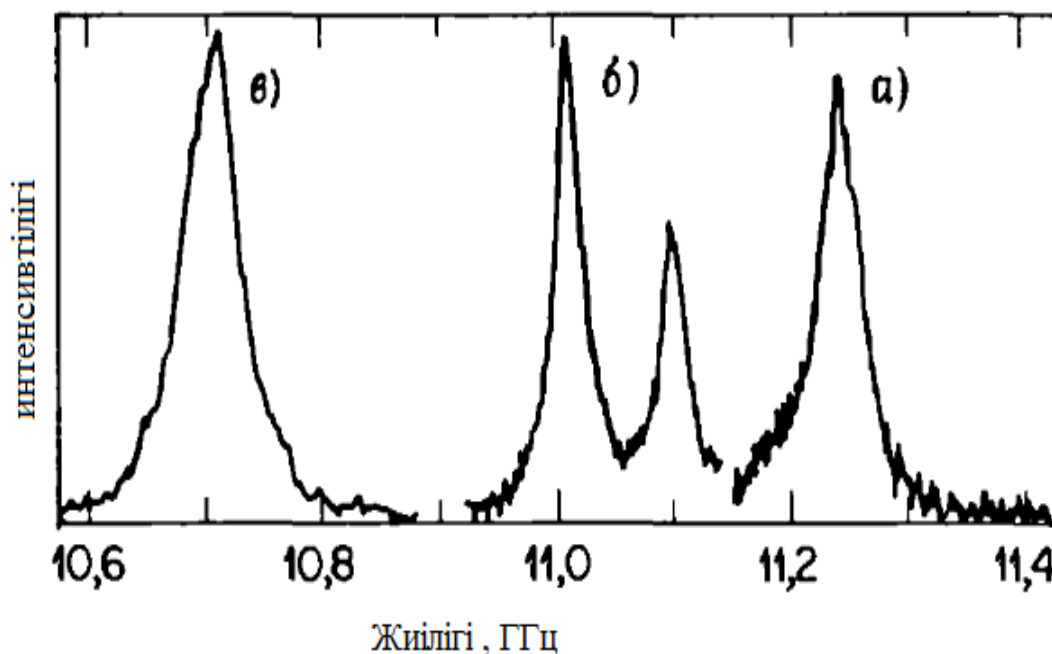
$$g_B(\nu_B) = \frac{2\pi^7 p_{12}^2}{c\lambda_p^2 p_0 \nu_A \Delta\nu_B} \quad (2.6)$$

мұндағы p_{12} - қима акустикалық коэффициенті, p_0 - материал тығыздығы және λ_p - сәуле көзінің толқынының ұзындығы.

Агравал Г. [1, с.257] біржиілікті аргонды лазермен өлшеулер жүргізді, оның көрсеткіштері $\Delta\nu_B = 54$ МГц және $\nu_B = 34,7$ ГГц толқын ұзындығында $\lambda_p = 486$ нм тең. Бұл эксперимент $\Delta\nu_B$ МБШ кезіндегі жылжу көлеміне тәуелді және ν_B^2 (квадратты тәуелділік теорияға негізделген) қарағанда тезірек ауысады. Кері тәуелділікті ескерсек, (2.4) формуласындағы шама пропорционал болу керек. Бұл спектралды жолақтың жіңішкеруі формула өсуімен МБЕШ күшейту коэффициентінің азаюымен толықтырылады, бұл (2.6) туындайды. Нәтижесінде МБЕШ- күшейту коэффициенті толқынның ұзындығынан тәуелсіз болады. Егер (2.6) кварцты еріту мәндерінің типтік параметрлеріне қойсақ $g_B \approx 5 \cdot 10^{-1}$ аламыз. Бұл формула бойынша толқын ұзындығында комбинациялық күшейту коэффициенті 3 есе артық болады.

МБЕШ күшейту спектрінің кварцтық жарық бағыттағыштары, көлемді үлгілерге қарағанда, ерекшеленуі мүмкін, бұл жарық бағыттағыштың бағыттаушылық қасиетімен және өзектес қоспалардың болуымен байланысты [32]. 3 әртүрлі жарық диодтарда әртүрлі құрылымда және өзектерінде әр түрлі германий концентрациясы бар светодиодтар көрсетілген (сурет-2.1). Сәуле көзі

ретінде сыртқы резонаторы бар толқын генерациясы 1,525 мкм жартылай өткізгіш лазер қолданылды, ал өлшеу кезінде айқындылығы 3 МГц гетеродиндік детектрлеу пайдаланылды (14). (а) жарық бағыттағышты таза балқытылған кварцты (0,3 мол % жуық германий концентрациясы) өзегі бар.



Сурет 2.1- Толқын генерациясы 1,525 мкм үш жартылай өткізгіш лазер үшін МБЕШ-күшеюінің спектрлері [1, с.260]

Өлшенген жиіліктің жылжуы $\nu_B = 11.25$ ГГц болса, берілген оптикалық талшық үшін, егер дыбыс жылдамдығын көлемді балқытылған кварцты үлгідегідей деп алсақ болады. Жарық бағыттағышты МБЕШ-жылжуы германий концентрациясы артқан сайын төмендейді, ол (б) және (в) спектрлерінен байқалады. Жарық бағыттағыштың (б) МБЕШ-спектрінің екі шепті құрылымы бар, ол германидің өзекте біртекті орналаспауына байланысты [1, с.260]. Басқа экспериментте үш шепті МБЕШ-спектрі байқалған, себебі өзектегі және светодиоттың қабығындағы дыбыс жылдамдығы әртүрлі.

МБЕШ-күшейткіш сызық ені көлемді балқытылған кварцқа ($\Delta\nu_B \approx 17$ МГц толқын ұзындығында $\lambda_p \approx 1,525$ мкм) қарағанда әлде қайда көлемді (сурет 2.1). Басқа эксперименттерде көлемді үлгілердегі сызықтарға қарағанда екі есе кеңейтілген сызықтар байқалған. Бұл сызықтың кеңеюі көп жағдайда жарық бағыттағышта бағыттаушы акустикалық толқындардың таралуына байланысты [49, 50]. Бірақ, сызықтың жалпақтауы световодтың ұзындық бойындағы қимасындағы біртексіздіктерге байланысты. Бұл біртексіздіктер әр жарық диотта әртүрлі болғандықтан, бриллюэндік күшеу сызығының ені де оларда әртүрлі және 1,55 мкм толқын ұзындығында 100 МГц жетуі мүмкін.

МБЕШ-күшеюі үшін теңестіру стационарлық жағдайда алынған және ол үздіксіз немесе квазиүздіксіз сәуле көзіне ($T_0 \gg T_B$) пайдалануға арналған, оның спектр кеңдігі МБЕШ-күшейткіш $\Delta\nu_B$ сызығынан анағұрлым жіңішке. Оптикалық сәуле импульсының ұзақтығы ($T_0 < T_B$) болған жағдайда стационарлық емес МБЕШ теориясы [1, с.259] көрсеткендей МБЕШ-күшеюі (2.6) теңдеуіне қарағанда едәуір төмендейді. Шын мәнінде, егер импульс ұзақтығы фотон өмір сүру уақытынан аз болса $T_0 < 1$ нс, онда МБЕШ – күшейткіш комбинациялықтан азаяды, мұндай сәуле көзі импульсы МКШ арқылы МКШ-импульсін генерациялайды.

Егер үздіксіз және квазиүздіксіз сәуле көзі кезінде $\Delta\nu_p$ артса, онда $\Delta\nu_B$ МБЕШ күшейту едәуір төмендейді. Бұл фотон T_B өмір сүру уақытынан аз уақытта фазасы өзгертін бір модалы сәуле көзі болады. Нақты есептеулер көрсеткендей кеңжолалық сәуле көзі үшін МБЕШ-күшеюі сәуле көзі когеренттілік ұзындық шамасына $L_{coh} = c/(n\Delta\nu_p)$ және стокстық толқынның амплитудасы өзгертін арақашықтық арқылы анықталатын МБЕШ өзара байланысқа L_{int} тәуелді болады. Егер $L_{coh} \gg L_{int}$ болса, онда МБЕШ процесі сәуле көзінің модалық құрылымына тәуелсіз болады, өйткені модалар арасындағы арақашықтық $\Delta\nu_B$ артады және МБЕШ- күшеюі бірнеше ұзындық байланысындағы бір модалы оптикалық сәуле сияқты болады. Егер $L_{coh} \ll L_{int}$ болса, онда МБЕШ- күшеюі едәуір төмендейді. Соңғы жағдай байланыстылық ұзындығы L жарық жол ұзындығымен салыстырмалы болатын жарық жолдарда жүзеге асырылады. Егер оптикалық сәуле спектрі жартылай биіктік $\Delta\nu_p$ Лоренц профилі болса, онда МБЕШ-күшею спектрі (2.5) теңдеуімен сипатталады, бірақ күшейту шегі келесі түрде беріледі:

$$g_B = \frac{\Delta\nu_B}{\Delta\nu_B + \Delta\nu_p} g_B(\nu_B) \quad (2.7)$$

Сонымен, егер $\Delta\nu_p \gg \Delta\nu_B$ болса, онда МБЕШ күшеюі $\Delta\nu_p / \Delta\nu_B$ есеге азаяды. Интенсивті байланысты теңдеулер жүйесін (2.1), (2.2) аналитикалық тұрғыдан шешуге болады. Бұл шешім МБЕШ толық сипаттауға пайдаланылса, онда құбылыстың физикасын түсіну үшін сәуле көзін жіңішкерусіз жағдайда қарастырған жөн, бұл МБЕШ табылдырығы көлемін бағалауға мүмкіндік береді. Бұл жағдайда стокстық толқын сәуле көзі толқынына қарама-қарсы тарап теңдеуге сәйкес экспоненциалды ұлғаяды:

$$I_s(0) = I_s(L) \exp(g_B P_0 L_{\text{эфф}} / A_{\text{эфф}} - \alpha L) \quad (2.8)$$

мұндағы

$$P_0 = I_p(0) A_{\text{эфф}}.$$

мұндағы $A_{эфф}$ - қиманың тиімді ауданы, ал байланыстылықтың тиімді ұзындығы келесі теңдеумен беріледі:

$$L_{эфф} = \frac{1}{\alpha} [1 - \exp(-\alpha L)]. \quad (2.9)$$

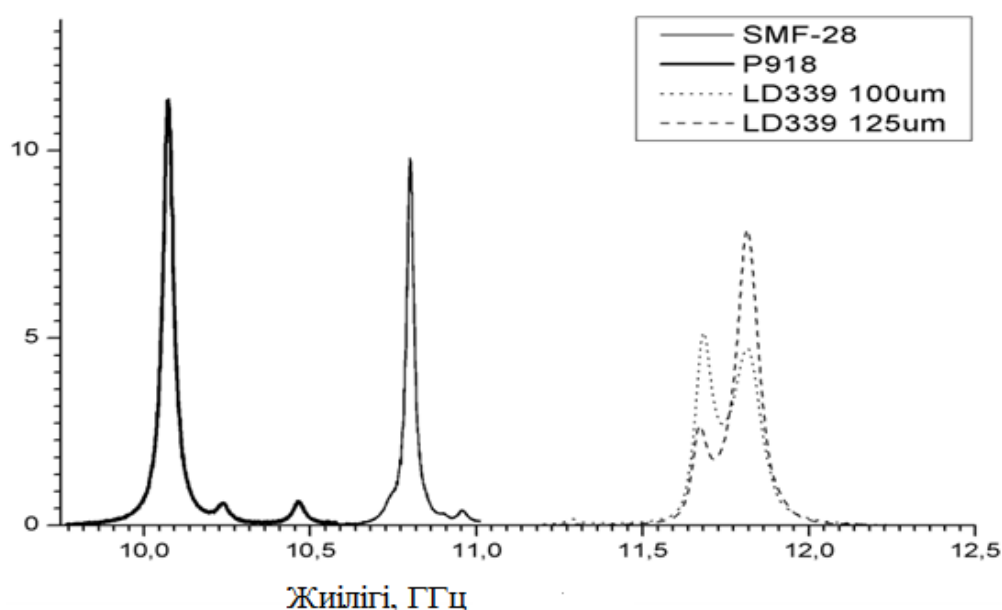
(2.9) теңдеуі көрсеткендей $z = L$ нүктесінде пайда болатын стокстық сигнал МБЕШ арқасында күшейеді. Тәжірибеде бұл сигнал әдетте болмайды (егер жарық бағыттауыш МБЕШ ретінде пайдаланбаса) және жарықжолда пайда болатын лездік МБШ шуынан туындайтын стокстық толқын болады. МБШ кезіндегідей бұл жарықжол бойында болатын эффективті бір фотонның жойылуларын компенсациялайтын күшейту нүктесіндегі бір модальды инъекциялануына эквивалентті болады [1, с.256]. Р.Агравал қолданған тәсілді пайдалансақ, МБЕШ табалдырығы сәуле көзінің шекті қуаты P_0^{CR} болғанда қолжетімді және ол төмендегідей болады:

$$g_B P_0^{CR} L_{эфф} / A_{эфф} \approx 21 \quad (2.10)$$

Берілне теңдік бойынша (2.6) формуласымен берілген МБЕШ-күшейудің шекті мәні көрсетілген. МБЕШ жағдайында алынған (2.6) теңдеуі стокстық және сәуле көзі толқындары жарық өткізгіште поляризациясын сақтап қалғанына немесе сақтамағына байланысты 1-2 есе өсуі мүмкін. Толық деполаризация жағдайында сандық фактордың 2 есе өсуі байқалады. Бірақ, (2.6) теңдеуі МБЕШ табалдырығын бағалауда қолдануға жарамды. 1,55 мкм оптикалық байланыс үшін жарық бағыттауыш параметрлерін қарапайым деп алсақ, ол $A_{эфф} = 50 \text{ мкм}^2$, $L_{эфф} \approx 20 \text{ км}$, $g_B = 5 \cdot 10^{-11} \text{ м/Вт}$, $P_0^{cr} = 1 \text{ мВт}$ сәуле көзінің шекті қуатын береді. Мұндай төмен табалдырық МБЕШ жарық бағыттауыштағы бейсызықтық процесте басымдылыққа ие [45].

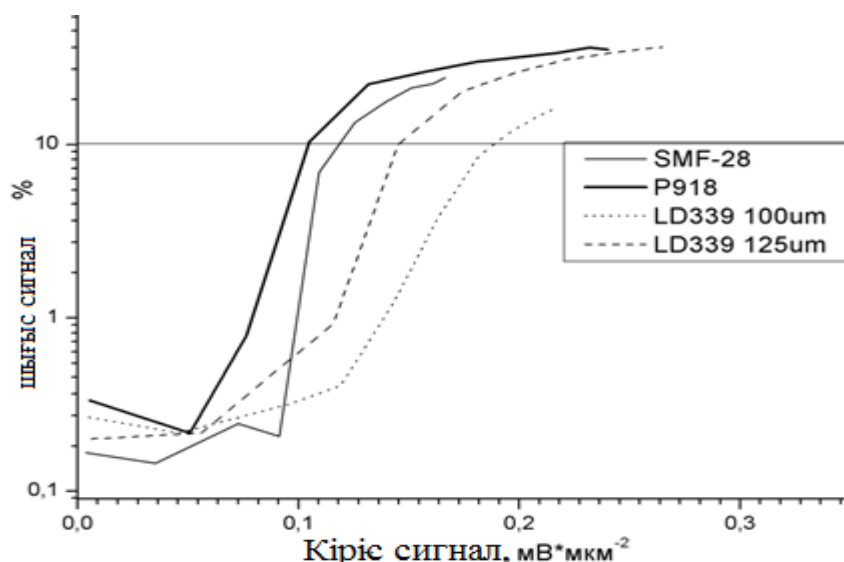
Бір модальды талшықты сәуле көзінің шығу қуатын бар шектеулерді теңгеру үшін жарықөткізгіштегі МБЕШ-күшейткіштерін бәсеңдетудің әртүрлі тәсілдері жасалды. Солардың ішінде кең таралған тәсіл акустикалық қасиеттерін МБЕШ спектрінің кеңеюіне және оның табалдырығын арттыруға әкелетін қасиеттерін жарықөткізгіш бойымен өзгерту (және, сәйкесінше МБЕШ күшейткішінің жолақ орналасуын). Бұл тәсілдің қарапайым нұсқасы - әртүрлі МБЕШ спектрлі бірнеше жарықөткізгішті біртіндеп дәнекерлеу. Сонымен қатар, жарықөткізгіштің ұзындық бойымен легирлеу арқылы сыну көрсеткішінің бойымен өзгерту, және жарықөткізгіш бойымен температуралық градиент жасау [51] немесе ауыспалы кернеулік [52] болып табылады. Бірқатар жағдайларда бұл тәсілдер өз тиімділігін көрсетеді, бірақ оларды қолдану барлық кезде мүмкін емес (мысалы, жарықөткізгіш қысқа немесе мода алаңының диаметрі үлкен болса). Сонымен қатар, оларды жүзеге асыру техникалық жағынан күрделі болғандықтан, тәжірибеде қолдану мүмкін емес.

[53] еңбекте Zhu Xue-Hua, Lu Zhi-Wei, Wang Yu-Lei зерттеулерінде МБЕШ спектры (сәйкесінше табалдырығы) көп дәрежеде жарықөткізгіштің қима толқыны ұзындығымен анықталады және МБЕШ спектріне өзек радиусына лигерленген қоспалардың орналасуы үлкен рөл атқарады. Өзекті біртекті аллюминий оксидімен лигерлеген кезде МБЕШ спектрінің максималды енінің ауытқуы толқынның мейлінше қысқа ұзындығында қолжетімді. [52] еңбектерде көрсетілген тәсіл бойынша берілген жарықөткізгіштегі МБЕШ спектрі өлшенді (сурет 2.2) LD339 әзірлемесінен созылған жарықөткізгіштегі МБЕШ спектрі SMF-28 және P918 спектрлерінен өзгеше болатындығы байқалады. Соңғы 2 жарықөткізгіштің спектрлерінде бір ғана басым жіңішке шек байқалады. МБЕШ спектрлері 100 мкм және 125 мкм жарықөткізгіштері үшін шектердің айырмашылығы өзектің диаметрінің әр түрлілігімен түсіндіріледі (сурет 2.2).



Сурет 2.2-МБЕШ спектрлері 100 мкм және 125 мкм жарықөткізгіштері үшін шектердің айырмашылығы

Мода өрісінің нормаланған шығу қуатынан кері жүретін қуат үлесіне тәуелділігі көрсетілген (сурет 2.3).



Сурет 2.3- Модалы өрісінің нормаланған шығу қуатынан кері жүретін қуат үлесіне тәуелділігі

Берілген жұмысында көрсетілгендей МБЕШ өзек диаметріне тәуелді болады. Шын мәнінде спектрдің енінің максималдылығы сыртқы диаметр 100 мкм болған кезде қолжетімді. Тек осы жарықөткізгіште МБЕШ жоғарғы шегі байқалады (сурет 2.3).

2.2 МБЕШ табалдырығының сыртқы әсерлерге тәуелділігін анықтау әдістері

Жоғарыда келтірілген (2.10) шартын түрлендіре жазайық:

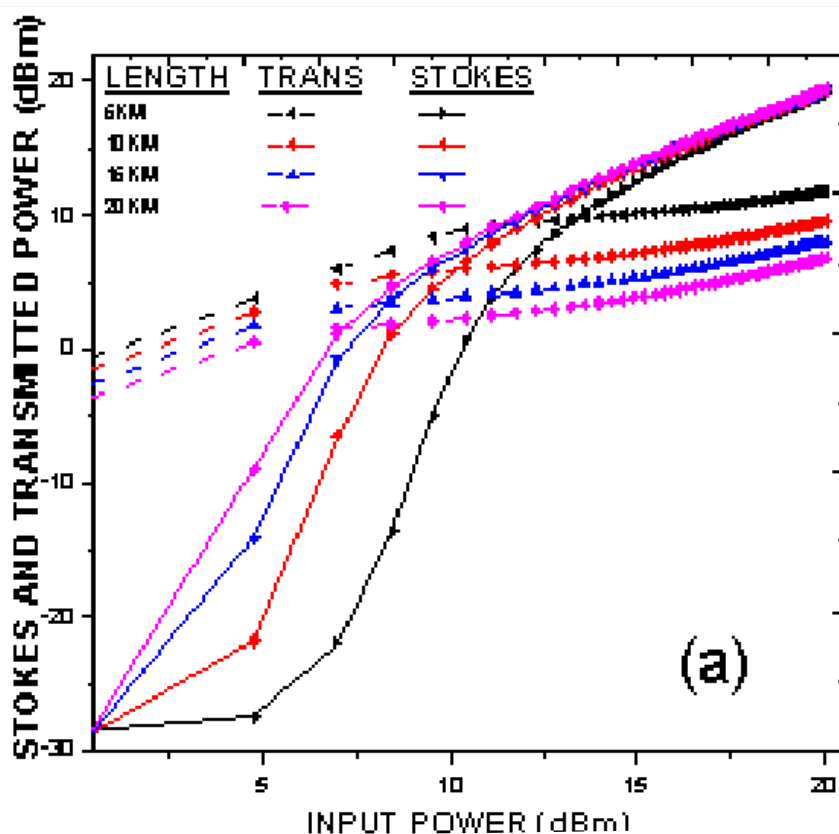
$$P_{таб} = C \frac{k * A_{эфф}}{g_B L_{эфф}} \left(1 + \frac{\Delta v_{сток}}{\Delta v_{тура}} \right), \quad (2.11)$$

мұндағы C – коэффициенті 21-ге тең, ал поляризация коэффициенті – $1 < k < 2$ мәндері аралығында өзгереді, $P_{таб}$ – МБЕШ табалдырығы талшықтың тиімді көлденең қимасының ауданына $A_{эфф}$ тура, ал оның $L_{эфф}$ ұзындығына кері пропорционал болады. Алайда, бір модальды оптикалық талшықтың көлденең қимасының тиімді ауданын кеңейтудің нәтижесінде табалдырық мәнін көтеруге болғанымен, оның шектік мәндерінен жоғары болса, МБЕШ эффектісінен басқа бейсызық эффектілердің үлесі артады да, МБЕШ эффектісін игерудің мүмкіндігі төмендейді. Ал $L_{эфф}$ – тиімді ұзындық мәндерін зерттеуге қатысты ғылыми жұмыстардың нәтижелерін жинақтау арқылы мынадай қорытынды жасауға болады: қазіргі кезде тиімді ұзындық 20 км-ден жоғары емес, сәйкесінше Қазақстан Республикасы аумағындағы магистралды оптикалық талшықтардың әрбір күшейткіштер аралығы осы 20-30 км-ден аспауы тиіс; алайда қазіргі кезде әрбір 20 км қашықтық аралығында көптеген басқа да техникалық құрылғылардың қосындылары көптігінің себебінен күшейткіштер аралығы 20 км-ден төменгі қашықтықтарда орналасқан. Бұл өз

кезегінде ақпараттардың жоғалу үлесінің артуына әкеледі. Табалдырық мәнін жоғарлатуға қатысты ғылыми еңбектерге шолу жасағанда оптикалық талшықтарға әртүрлі сыртқы әсерлер жасау арқылы, мысалы талшықты өзек бойы арқылы созу, температуралық әсерлер арқылы табалдырық мәндерін жоғарылату жұмыстары жүргізілген [54]. Сонымен қатар, фазалық модуляцияны пайдалана отырып, модуляция тереңдігін төмендету арқылы, модуляция жиілігі спектрдің екінші және үшінші гармоникаларын төмендетіп, МБЕШ табалдырығы мәнін жоғарылату мүмкіндіктерін қарастырған [54, 55].

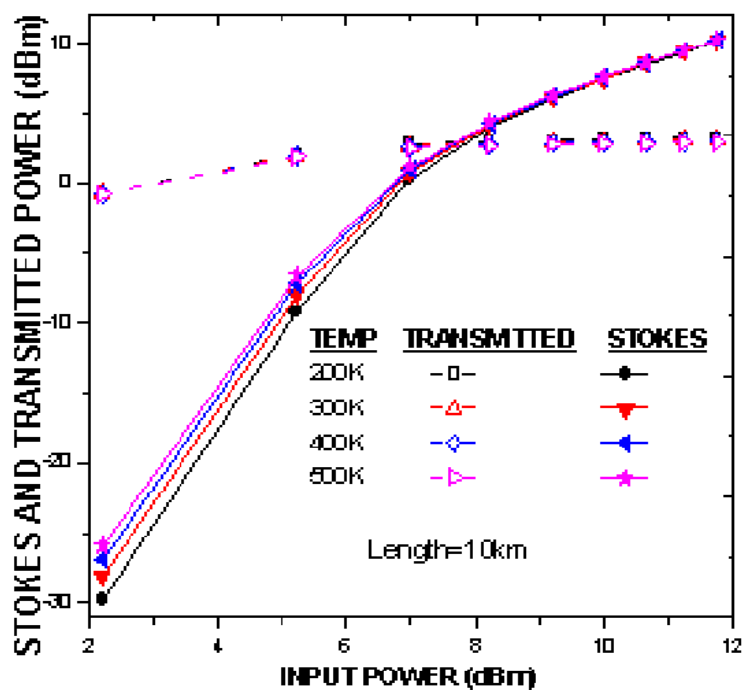
МБЕШ табалдырығын анықтауға арналған ғылыми еңбектердің екінші бір бөлігі оптикалық талшықтардың бойымен тура бағытта таратылған сәуленің сипаттамаларымен қоса (2.5), кері бағытта тексеруші сәуле (зондтаушы сигнал) тарату арқылы, оның сипаттамаларын (2.2) есептеу арқылы анықтаумен ерекшеленеді. Ол үшін оптикалық талшықты эксплуатацияға енгізу алдында алдын ала әдістер арқылы МБЕШ табалдырығын әр талшық үшін анықтау қажет [53].

Келесі ғылыми еңбекте [34, p.245-246.] МБЕШ табалдырығын тәжірибелік жағдайда әр түрлі 6, 10, 16 және 20 км ұзындықтары үшін анықтау мақсатында оптикалық талшыққа енген, өткен және кері шағылған сәулелердің энергияларын тіркеу арқылы анықтаған (сурет 2.4).

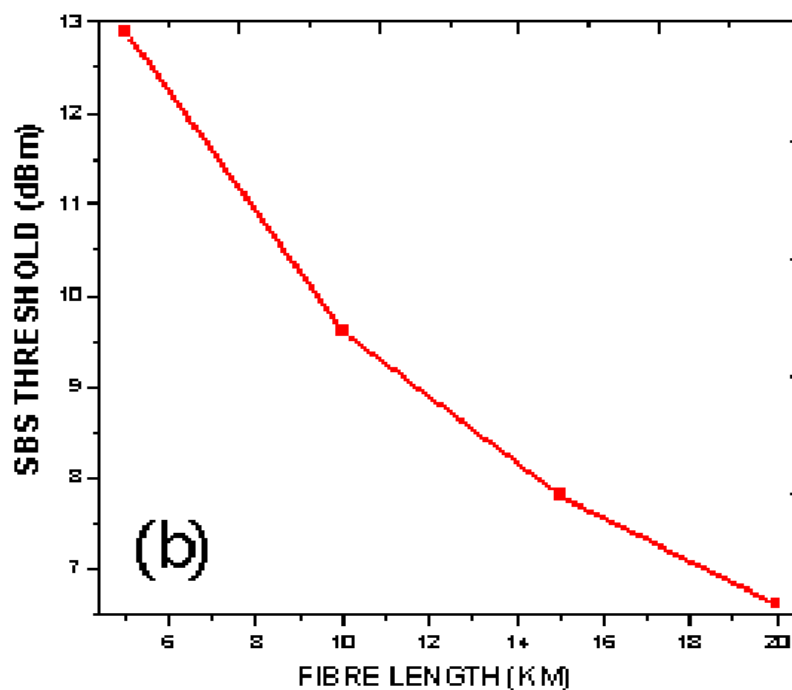


Сурет 2.4- Әртүрлі 6, 10, 16 және 20 км ұзындықтары үшін оптикалық талшыққа енген, өткен және кері шағылған сәулелердің энергияларын тіркеу арқылы анықтау

Әртүрлі температураларда МБЕШ эффектiлерiн тiркеп, МБЕШ табалдырығының төмендейтiндiгi байқалды (сурет 2.5).



Сурет 2.5. Әртүрлі температураларда МБЕШ эффектiлерiн тiркеу нәтижелерi

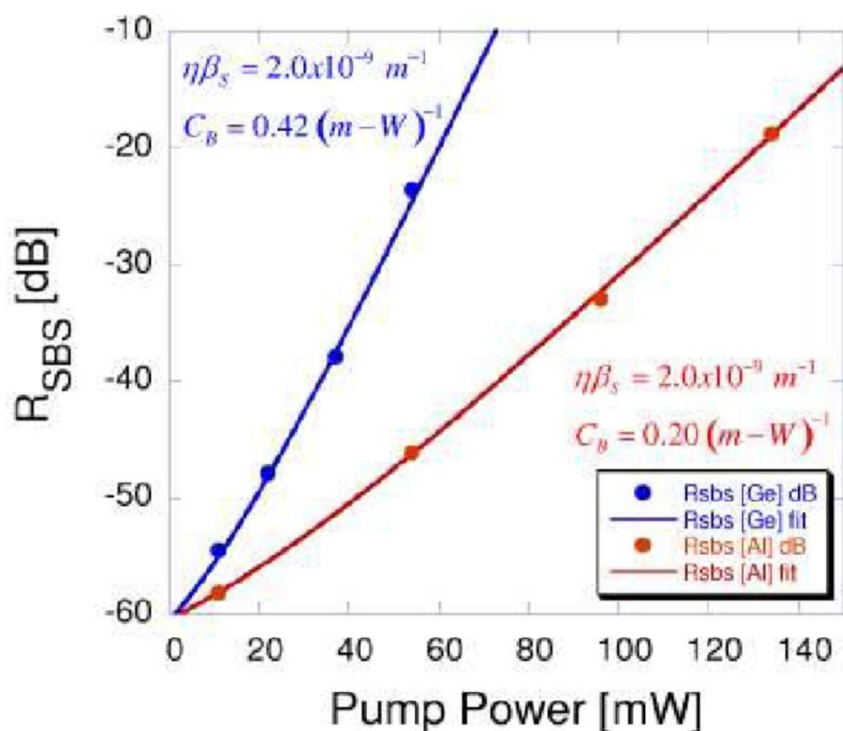


Сурет 2.6- Оптикалық талшықтың әр түрлі ұзындықтарындағы бейсызық эффектiлердiң басталу нүктелерi

Сонымен қатар, оптикалық талшықтың әртүрлі ұзындықтарындағы бейсызық эффектілердің басталу нүктелері тіркелген (сурет 2.6).

Osiemo D. M., Waswa D.W., Muguro K.M., Ise G.M, Kirui E. [34] берілген жұмыста оптикалық талшықтың сыртқы орталардың температуралық әсерінен болатын оптикалық талшыққа енген, өткен және кері шағылған сәулелердің энергиялары мәндерінің өзгерістерін тіркеп, МБЕШ табалдырығының едәуір төмендейтіндігін анықтады (сурет-2.5, 2.6).

МБЕШ табалдырығын арттыруға қатысты ғылыми жұмыстардың төмендегі нұсқасында [56, p.16229] Marc. D. Mermelstein оптикалық талшық құрамына алюминий мен германий молекулаларын енгізу арқылы МБЕШ табалдырығының өзгерісін тіркеген. Алюминий қоспасы бар талшықтың кері шағылу коэффициенті Германий қоспасы бар талшықтың кері шағылу коэффициентіне карағанда анағұрлым төмен екендігін анықтауға болады (сурет 2.7).

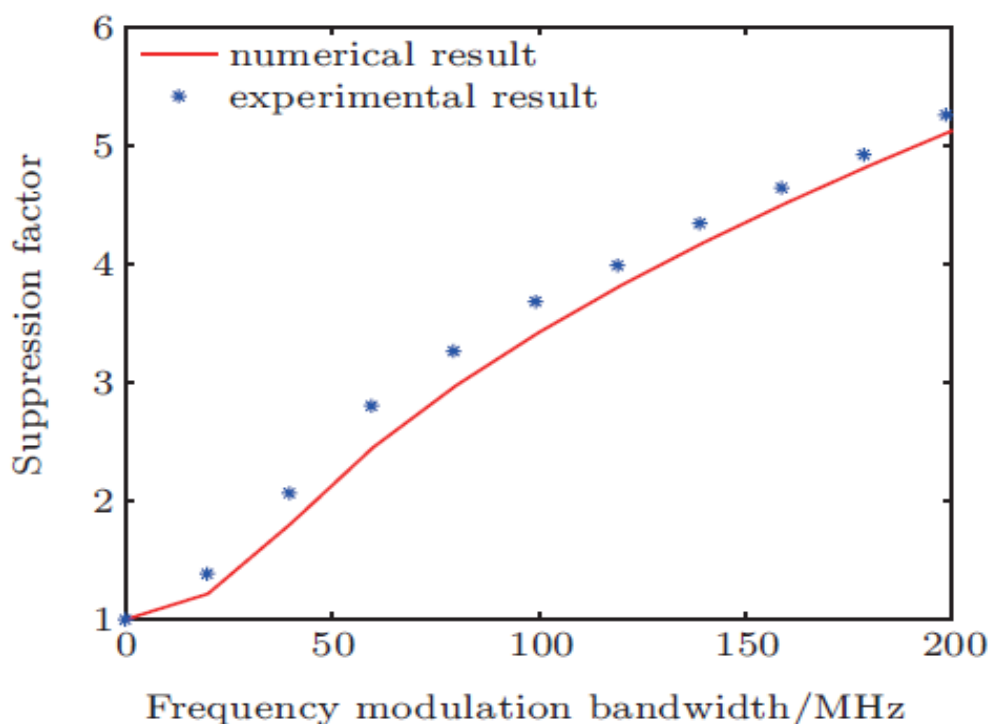


Сурет 2.7-Оптикалық талшық құрамына Алюминий мен Германий молекулаларын ендіру нәтижесі

Негізгі МБЕШ эффектісін бәсеңдету әдістеріне қатысты фазалық модуляция, жиіліктік модуляция [40], жиіліктің таралуын ауыстыру арқылы Бриллюэн коэффициентін өзгертуге қатысты [29] көптеген ғылыми жұмыстарда зерттелген. Жиіліктік модуляция әдісі жүйеге артық құралды қолданбау арқылы зерттеу жүргізуіне байланысты арзан және ыңғайлы әдіс болып табылады. Yingfan Liu, Zhiwei Lv, Yongkang Dong, және Qiang Li. [57] мақалада оптикалық байланыс жүйесіндегі МБЕШ модуляция жиілігі арқылы бәсеңдетуді зерттейді және ұзындықтың артуына байланысты модель ұсынды. Hu Xiao-Yang, Chen

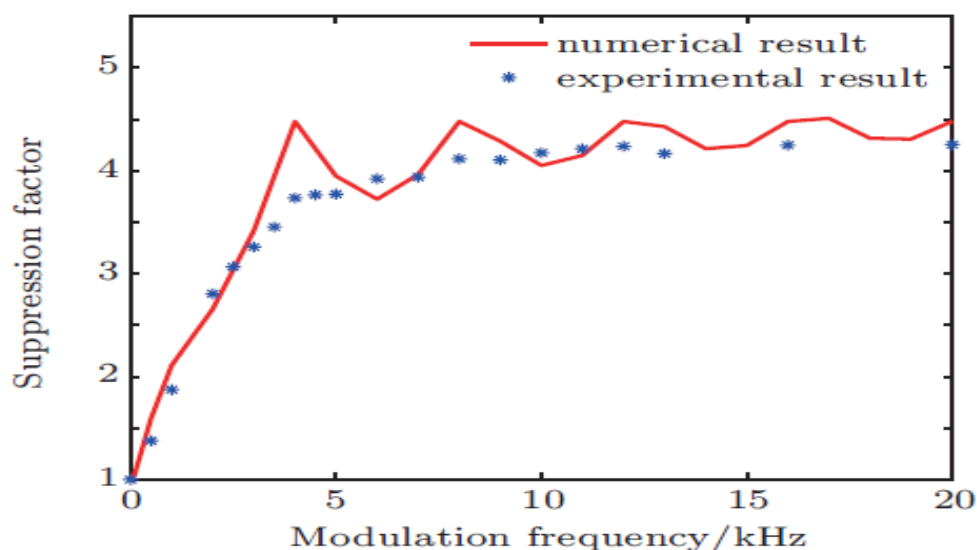
Wei, Tu Xiao-Bo, Meng Zhou [58] МБЕШ бәсеңдетуді модуляция жиілігін пайдалану арқылы күшейту коэффициентін есептеуінің қарапайым моделін ұсынды.

Есептеу жүргізу барысында МБЕШ бәсеңдету коэффициенті модуляция жиілігі және амплитудалық модуляцияға тәуелді екені байқалды және ол тәжірибе арқылы айқындалды. Модель арқылы алынған нәтижелерде оптикалық талшықтың ұзындығы 50 км болғанда Бриллюэннің күшею енінің сызығы 40 МГц, ал модуляция жиілігі 10 кГц құрайтыны көрсетілген. Тәжірибелік және модельдеу нәтижелерінің көрсетілуі бойынша бәсеңдету коэффициенті амплитудалық модуляция өскен сайын артатындығы байқалады (сурет 2.8).



Сурет 2.8- МБЕШ бәсеңдету коэффициентінің амплитудалық модуляцияға тәуелділігі

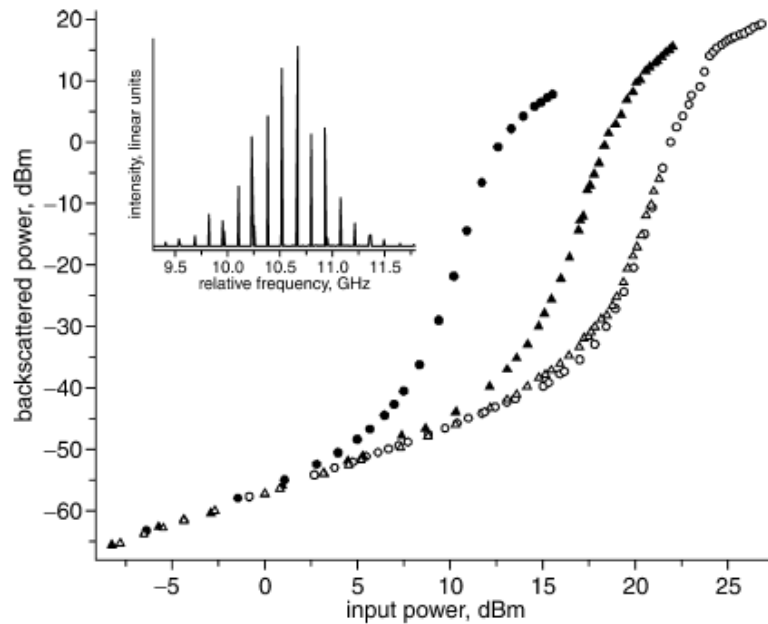
Модельдеу арқылы Бриллюэннің күшею енінің сызығы 40 МГц, ал амплитудалық модуляциясы 200 МГц болып таңдалған. Модельдеу нәтижелері бойынша жиілік модуляциясы 4 кГц-тен кем болғанда МБЕШ бәсеңдету коэффициенті жиілік модуляциясымен бірге артады және 4 кГц-тен тыс болғанда МБЕШ бәсеңдету коэффициентінің тұрақталуын байқауға болады, яғни жоғары жиілік модуляциясында тұрақталуды байқаймыз.



Сурет 2.9- Жиіліктік модуляцияның МБЕШ бәсеңдету коэффициентіне тәуелділігі. Теориялық және тәжірибелік нәтижелер

Берілген график бойынша тәжірибеде алынған нәтижелер модельде алынған нәтижелерді қайталап тұрғанын көрсетеді (сурет 2.9). Алынған нәтижелер бойынша МБЕШ бәсеңдету коэффициенті жиіліктік таралудың Бриллюэн күшею коэффициентінің орташа өзгеруі арқылы анықтауға болатыны байқалды. Зерттеулер нәтижесінен байқау бойынша МБЕШ бәсеңдетуі үшін амплитудалық жиілік неғұрлым жоғары болуы қажет.

МБЕШ табалдырығын жоғарылату әдістерінің тағы бірі оптикалық талшықтағы біртектіліктер арқылы, яғни температуралық өзгеріс, қоспалар немесе талшық бойында геометриялық өзгерістер ендіру Бриллюэн жиілігіне едәуір өзгерістер енгізеді [59, 60, 61]. Осы берілген әдістер арқылы МБЕШ табалдырығы 5 дБ жоғарлағаны көрсетілді. Авторлар өз еңбектерінде [60] талшықты созу кезіндегі әртүрлі деформацияларды пайдалану арқылы МБЕШтабалдырығының артуын зерттеген және табалдырықтың максималды өсуі 8 дБ-ге жеткен. Дәл осы әдісті пайдалана отырып, авторлар [60] талшықты құрылғылар енгізуді жүзеге асырды. Әдістің негізі - әртүрлі талшықты қолдану арқылы оптикалық талшықтың барлық ұзындығы бойында деформацияның таралуын енгізу. Берілген әдіс оптикалық талшықты параметрлік күшейткіштерді қолдану арқылы жүзеге асырылады.



● – созылған талшық; ▲ – керілген талшық; ○ – үш радиожіліктік сигналдың комбинациясынан тұратын фазалық модуляциясы бар деформацияланбаған талшық; Δ– 140 МГц бір жиілікті қолданатын фазалық модуляциясы бар созылған талшық

Сурет 2.10- Сәулеленудің кіріс қуатының шығыс қуатына қатынасы

Алынған тәжірибе бойынша кіріс қуатының әртүрлі төрт жағдайы үшін ((1) фазалық модуляциясы көрсетілмеген, деформацияланбаған талшық, (2) фаза модуляциясы көрсетілмеген керілген талшық, (3) үш радиожіліктік сигналдың комбинациясынан тұратын фазалық модуляциясы бар деформацияланбаған талшық, (4) 140 МГц бір жиілікті қолданатын фазалық модуляциясы бар созылған талшық) кері шағылу қуатының тәуелділігі анықталды (сурет 2.10).

2.3 Сәулелену көзінің жіңішкеруі және күшеюдің қанығуы

МБЕШ табалдырығына жеткенде сәулелену көзі энергиясының едәуір бөлігі стокстық толқынның энергиясына ауысады. Сәулелену көзінің жіңішкеруін есептеу үшін (2.1) және (2.2) тендеулерін нақты шешу керек. Жалпы шешім мына түрде болады :

$$I_s(z) = \frac{b_0(1-b_0)}{G(z)-b_0} I_s(0) \exp(-\alpha z) \quad (2.12)$$

$$I_p(z) = \frac{(1-b_0)G(z)}{G(z)-b_0} I_p(0) \exp(-\alpha z) \quad (2.13)$$

Мұндағы:

$$G(z) = \exp \{ (1 - b_0)(g_0 \alpha) [1 - \exp(-\alpha z)] \} \quad (2.14)$$

$$b_0 = I_s(0) I_p(0),$$

$$g_0 = g_B I_p(0)$$

мұндағы b_0 (МБЕШ тиімділік параметрі) сәулелену көзінің бастапқы қуатының қай бөлігі стокстық толқынның қуатына ауысатынын көрсетеді, g_0 – әлсіз сигналдың күшею коэффициенті.

(2.12) және (2.13) теңдеулері сәулелену нүктесі $z=0$ және $z=L$ кезде талшыққа енгізу аумағын МБЕШ күшейту кезінде талшық ұзындығы бойындағы сәулелену толқындарының және стокстық толқындардың интенсивтіліктерінің өзгеруін сипаттайды.

МБЕШ динамикасы T_0 сәулелену импульсының ұзақтығымен T_B фотон өмір уақытының ара-қатынасына байланысты. $T_0 < T_B$ кезінде акустикалық толқын динамикасын ескеру қажет, өйткені МБЕШ күшеюі бұл жағдайда уақытқа тәуелді болады. Бірақ сәулелену импульсының ұзақтығы T_B жоғары болса МБЕШ динамикалық сиппатамасында көптеген ерекше қасиеттер пайда болады. Атап айтқанда, стокстық компоненттердің интенсивтілігі $2T_r$ периодты релаксациялық тербеулерді сезеді, мұнда T_r трасса бойымен өту уақыты. Сыртқы кері байланыс болған кезде бұл релаксациялық тербелістер тұрақты қалыпқа енеді, яғни, стокстық толқын және сәулелену толқыны өзіндік индукциаланған интенсивтілік модуляциясын сезінеді. Бұл әсерлерге байланысты амплитудалар теңдеуінде берілген, осыған ұқсас теңдеулер байланысқан модалар теңдеулерінде көрсетіледі. Бірақ бұл теңдеулер импульс ұзақтығының салыстырмалы жоғары болуына байланысты дисперсиялық әдістер өте төмен болғандықтан, айтарлықтай жеңілдетіледі. Ал ФӨМ және ФКМ әсерлері стокстық толқындардың және сәулелену толқындарының шектік қуат импульсының салыстырмалы түрде төмендігіне байланысты айтарлықтай аз болады. (2.70) және (2.71) теңдеулерінде $I_j = |I_j|^2$ есептеп және β_{2j} , γ_j ескермесек, онда МБЕШ уақыттық эволюциясын сипаттайтын мына түрдегі теңдеуді аламыз:

$$\frac{\partial I_s}{\partial z} - \frac{1}{v_g} \frac{\partial I_s}{\partial t} = -g_B I_p I_s + \alpha I_s \quad (2.15)$$

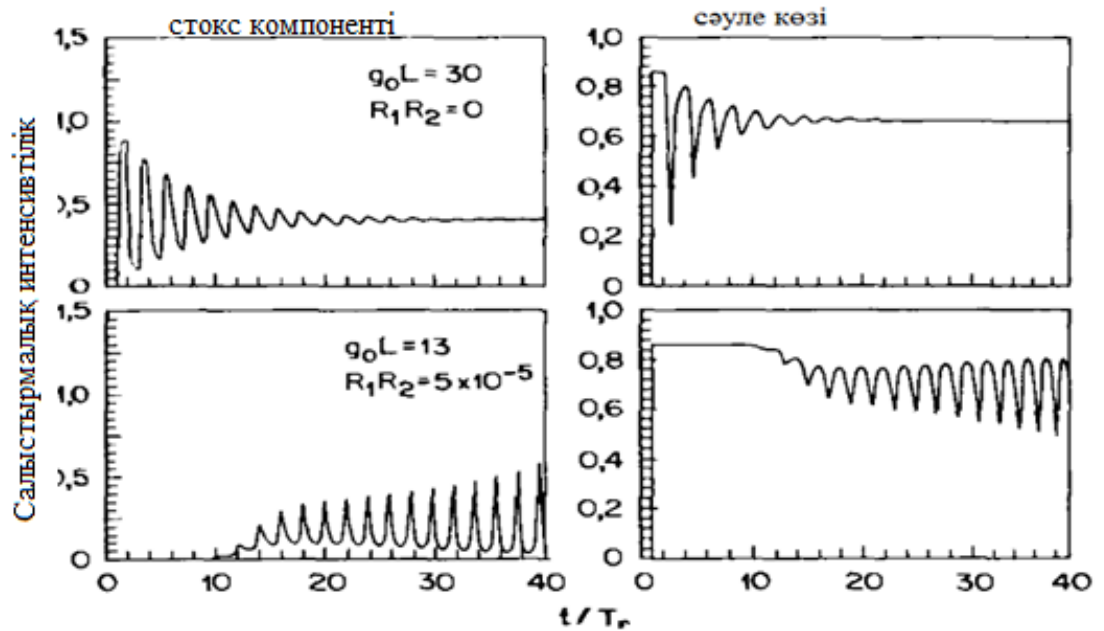
$$\frac{\partial I_p}{\partial z} - \frac{1}{v_g} \frac{\partial I_p}{\partial t} = -g_B I_p I_s + \alpha I_p \quad (2.16)$$

мұндағы ν_g - топтық жылдамдық. Стационарлық жағдайда бұл теңдеулер (2.1) және (2.2) теңдеулеріне келеді. Топтық жылдамдық сәуле көзінің толқындарына және стокстық толқындарда бірдей болғанымен, олардың салыстырмалы жылдамдығы $2\nu_g$ тең, өйткені олар бір-біріне қарсы қарайды. Релаксациялық тербеулер топтық жылдамдықтардың қалпына келтіру нәтижесінде пайда болады. Релаксациялық тербеулердің жылдамдығын, жиілігін (2.8) және (2.9) теңдеулеріне, стационарлық шешімнің тұрақтылығына талдау жасап анықтауға болады. Сыртқы кері байланыс әсерін талшық шетіндегі шекаралық жағдайларды қарастырып ескерген жөн. Мұндай тұрақтылықтың сызықтық талдауы үздіксіз сигнал тұрақсыз болған кезде жасалады. Егер h -тың әрекетті бөлшегі оң болса, өшуы $\nu_r = \text{Im}(h)/2\pi$ жиілік тербеулерінің релаксациялық экспоненттілігі болады. Егер h -тың әрекетті бөлігі теріс болса, онда уақыт өткен сайын қоздыру артады, ал үздіксіз сигнал тұрақсызданады. Бұл жағдайда МБЕШ сәуле көзі және стокстық сәулелердің интенсивтілік модуляциясына әкеледі.

Басқа тұрақсыздық талшықта қарама-қарсы толқындар бір уақытта тараған кезде пайда болуы мүмкін. Сонымен қатар, МБЕШ табалдырығынан олардың қуаты төмен жатса да пайда болады. Мұндай тұрақсыздықтың көзі ретінде ν_B жиілікті акустикалық толқындар арқылы қарама-қарсы сәулелену толқындарының бір-бірімен байланысын қолданады. Тұрақсыздық $\nu_p \pm \nu_B$ жиіліктерінде сәулелену спектрлерінде шеткі компоненттер түрінде пайда болады, мұнда ν_p – сәулелену жиілігі [1, с.256]. Уақыттық суретте МБЕШ жиілігінде сәулеленудің екі толқын модуляциясы түрінде көрінеді. Индукцияланған МБЕШ модуляцияланған тұрақсыздық сипатталған индукцияланған ФКМ тұрақсыздық модуляциясына ұқсас, айырмашылығы ол кері бағыттарда тарайтын толқын кезінде пайда болады. Тұрақсыздық табылдырығы I_f және I_B сәулелену интенсивтілігіне L талшық ұзындығына және g_B , ν_B , $\Delta\nu_B$ МБЕШ байланыстылық параметріне байланысты. I_f сәулеленудің нормаланған интенсивтілік тәуелділігі көрсетілген, ол тұрақсыздық табылдырығына сәйкес болады [23], яғни, I_B/I_f интенсивтіліктер ара-қатынасы $\Delta\nu_B/\nu_B = 0.06$ бірнеше нормаланған талшық ұзындығы $4\pi\nu_B L/c$ мәніне байланысты. Тұрақсыздық табылдырығы МБЕШ табылдырығынан әлде қайда төмен болады және бірнеше параметрлер байланыстылығында $g_B I_f L = 3$ ғана болуы мүмкін. Сандық зерттеулер нәтижесі талшықтың шығуындағы сәулелену интенсивтілігінің уақыттық суреті, егер МБЕШ $\Delta\nu_B$ сызық жалпақтығы МБЕШ жылжу ν_B салыстырмалы болса, периодтың еселену сценарии бойынша ретсіз болады. Жарықтың шашырау спектрінде туралану жиілігімен МБЕШ жиілігінің субгармоникасы пайда болады, ол резонатордың екі рет жүру уақытымен анықталады. Сәулеленудің кері бағыты сырттан енгізілмесе, бірақ, айнадан шағылысуда пайда болса, онда ретсіз әрекет [1, с.267] жағдайында да болуы мүмкін. Индукцияланған МБЕШ тұрақсыздық талшықтарда экспериментті түрде анықталған жоқ.

I_f және I_b бастапқы интенсивтілігі бар сәулеленудің қарама қарсы толқындарының модуляциялық тұрақсыздарының МБЕШ индукцияланған табалдырығы болсын. $g_b I_f L$ нормаланған интенсивтілік I_b / I_f функциясы түрінде берілген, мұнда талшықтың бірнеше нормаланған ұзындық мәндері үшін $\Delta \nu_B / \nu_B = 0,06$.

Стокс толқынының және сәуле көзі толқынының интенсивтілік уақыты бойынша эволюциясы көрсетілген (сурет 2.11).



Сурет 2.11- Стокстық толқынның интенсивтілігінің уақыттық эволюциясы (сол баған) және сәулелену толқынының (оң баған) кері байланысымен (астында) және кері байланыссыз (жоғарыда).

Талшықтағы жоғалтулар $\alpha L = 0.15$ [1, с.267]

$g_0 L = 30$ үшін жоғарғы суретте кері байланыс болмаған кездегі релаксациялық тербеулер көрсетілген. $2T_r$ тербеулер периоды, мұнда T_r - өту уақыты. Келесі физикалық механизм релаксациялық тербеулер көзі болып табылады. Талшықтың басындағы стокстық толқынның тез артуы сәулеленуді жіңішкертеді, бұл күшейтуді төмендетуге әкеледі. Содан кейін күшею қалпына келеді және процесс қайталанады.

Суреттегі төменгі қатар $R_1 R_2 = 5 \cdot 10^{-5}$ әлсіз кері байланысқа сәйкес, мұндағы R_1 және R_2 - талшықтың шеттерінен кері шағылу коэффициенті. $g_0 L = 13$ күшею шекті мәннен төмен, бірақ кері байланыс әрекеті нәтижесінде МБЕШ табалдырығы төмендейді және стокстық толқынның генерациясы жүзеге асады. Оның орнына ($z=L$) сәулелену толқындарының шығу интенсивтілігі және ($z=0$) стокстық толқындар осциллирленеді. Сурет стационарлы болады, бұл жағдайда кері байланыс күшейеді $R_1 R_2 \geq 2 \cdot 10^{-2}$, өйткені b_0 параметрінің мәні тұрақтылық

аумағында жатыр. Барлық жоғарыдағы аталған МБЕШ динамикалық қасиеттері эксперимент кезінде анықталды.

2.4 МБЕШ эффектісін анықтау арналған математикалық модель негізі

МКШ сияқты МБЕШ жарық бағыттағышта тарайтын стокстық толқын және сәуле көзі толқындарының өзара байланысын ескеруді қажет етеді. Стационарлы жағдайда мұндай байланыс өзара байланысты теңдеулер жүйесіне тәуелді (2.8) және (2.9) теңдеулеріне ұқсас. Бір ғана өзгешелігі $\frac{dl_s}{dz}$ стокстық толқындардың сәуле көзі толқындарына қарама-қарсы тарау бағыттарына сәйкес өзге белгілеу қолданылады. Екі жеңілдету жасауға болады. МБЕШ салыстырмалы төмен мәндері негізінде жиілік жылжуын $\omega_p = \omega_s$ қабылдауға болады. Сол себептен жарық бағыттауыштағы жоғалтулар сәуле көзі және стокстық толқындар үшін бірдей болады, яғни $\alpha_p = \alpha_s$. Осы жақындатуларды ескерсек:

$$\frac{dI_p}{dz} = -g_B I_p I_s + \alpha I_s, \quad (2.17)$$

$$\frac{dI_s}{dz} = -g_B I_p I_s + \alpha I_p, \quad (2.18)$$

мұндағы $-I_p$ (р – ағылшын тіліндегі «pump», орысша «накачка», қазақ тілінде «тура бағыттағы сәуле көзі»), g_B – [1] МБЕШ күшейту коэффициенті. Жоғалтулар болмаған $\alpha = 0$ кездегі МБЕШ энергия сақталу күшін тексеру оңай:

$$\frac{d}{dz}(I_s - I_p) = 0. \quad (2.19)$$

бірақ, нақты тәжірибелік жұмыстарда жұтылу коэффициентінің бұл жағдайы қарастырылмайды.

2.5 МБЕШ табалдырық қуатын жоғарлату мәселесін зерттеу

Оптикалық талшықта пайда болатын бейсызықтық эффектілер уақыт бірлігіне байланысты жеке оптикалық талшық арқылы берілетін ақпараттың көлеміне сәйкес фундаменталды шектеулерді туғызады. Байланыс жолдарын жүйелі түрде жобалаушылар қажет емес бейсызықты эффектілердің шектеулері туралы білуі қажет және олардың алдын алу барысында іс-шаралар жүргізуі керек.

Зерттеуші ғалымдар Partha P. Mitra және Jason H. Stark 2002 жылы бірмодалы [62] оптикалық талшықтары сигналдарының жиілігіне жақын орналасқан оптикалық таратулардың қарапайым теориялық моделін жетілдіріп және қазіргі технологияның жетістіктеріне байланысты бірмодалы оптикалық

талшық бойымен сандық ақпараттардың таралу жылдамдығының шектік мәні 100 Тбит/с болатынын теориялық түрде негіздеді. Алайда, шын мәнінде DWDM жүйесіндегі ең алдағы тәжірибелік үлгілердің жылдамдығы 16...20 Тбит/с аспайды және де бұл ең алдымен оптикалық талшықтарда бейсызықтық эффектілердің пайда болуымен түсіндіріледі. ТОВЖ-мен айналысатын көптеген мамандар экономикалық тұрғыдан қандай да бір жетістікке жеткен оптикалық талшықтар болмасын бейсызықтық эффектілерді есепке алған кездегі жылдамдықтың алатын шектік мәні 10 Тбит/с болады деген тұжырымға келген. Ақпараттық ағымдардың жылдамдығын арттыру үшін оптикалық талшықтардың санын арттыру ең дұрыс шешім болады деп есептелді.

МБЕШ-пен күресудің үш жолы бар:

- күнделікті қозғалыстағы амплитудалық модуляцияның орнына фазалық модуляцияны қолдану. Осы жағдайда оптикалық тасушы қуаттың неғұрлым төмендеуі байқалады. Бірақ бұны телекоммуникациялық байланыс жолдарына байланысты кейбір практикалық есептерде қолдану мүмкін емес;

- арналы оптикалық қуаттың шамасын МБЕШ табалдырығының деңгейінен төмен түсіру. Бұл жағдайда оптикалық магистралды жолдарға жақын орналасқан күшейткіштер орнату қажет болғандықтан, бұл есептің шешімі ең қымбат әдіс болып табылады. Сонымен қатар, шуыл мен тасушының қатынасы азаяды. Қымбаттылығына қарамастан осы әдіс осыған дейін де, қазір де қолданыста, әсіресе, ескірген модельдерді қолдану кезінде;

- сәуле көзінің спектрлік енінің шамасын өсіру. Дисперсиялық сипаттамалардың шамасын арттыру байқалғандықтан, тікелей модуляциясы бар сәуле көздерін пайдалану тиімсіз.

[63] авторлар ғылыми жұмысында оптикалық талшықтың оптикалық қуат деңгейіне оптикалық талшықтарды өз-ара қосқанда жоғалтуларды да есепке алған дұрыс екендігін атап өткен.

Оптикалық талшықтың оптикалық қуат деңгейін арттырған кезде МБЕШ әсерінен белгілі бір мөлшерде немесе МБЕШ табалдырық шамасында оптикалық талшық бойында n рефракциясының индекс шамасының әсерінен өзгертін акустикалық толқын пайда болады. n -нің өзгерісі жарықтың шашырауын туғызады және ол өз барысында акустикалық толқындардың қосымша генерациясына әкеледі.

Берілген эффектінің нәтижесінде жарық көзіне қарай кері бағытта таралатын ығысқан жиілігі бар толқын пайда болады. Соның салдарынан таратылатын пайдалы оптикалық қуат әлсірейді, яғни байланыс жолында таратқыштан берілген қуаттың шектік мәні анықталады. Мөлшері төмен оптикалық қуаттарда шағылған жарықтық толқын келтірілген оптикалық қуат деңгейіне тура пропорционал өседі, яғни Мандельштам-Бриллюэн шағылу заңы бойынша анықталады. Оптикалық талшықтың типтік мәні бойынша 10 км-ге созылғын байланыс жолы үшін МБЕШ табалдырығының мәні 6...10 дБм.

МБЕШ пайда болуын жоғары жылдамдықты оптикалық жүйелерде бақылау үшін міндетті түрде сыртқы модуляциясы бар модуляторларды және үздіксіз тербелісі бар лазерлік сәуле көздерін пайдаланады. Қалыпты жағдайда

толқын ұзындығы 1500 нм сигнал деңгейі үшін МБЕШ эффектінің пайда болуы 8-14 дБм аралығында жатады, яғни МБЕШ типтік мәнінен жоғары екені көрініп тұр.

Табиғаты бойынша пайда болатын акустикалық толқын 10...13 ТГц жиіліктік спектрде орналасқан гипердыбысты болып саналады. Акустикалық жиілік толқынымен анықталатын ω_A Бриллюэндік жиілік ығысуы ν_B келесі теңдікпен анықталады:

$$\nu_B = \frac{\omega_A}{2\pi} = \frac{2 \cdot n \cdot \nu_A}{\lambda_0} \quad (2.20)$$

$\lambda = 1550$ кварцтық оптикалық толқындағы акустикалық толқынның жылдамдығы $\nu_A \approx 5 \cdot 10^3$ м/с және $\nu_B \approx 10$ ТГц (0,1 нм). Көбінесе физикалық процесті жақсы түсіну үшін Бриллюэндік жиіліктік ығысуды акустикалық гипердыбысты толқынның жарықтық ағымының модуляциясымен немесе Доплер эффектісімен салыстырады.

МБЕШ табалдырығының қуатының $P_{МБЕШ}$ теңдеуі:

$$P_{МБЕШ} \approx \frac{216A_{эфф}}{g_B L_{эфф}} \left(1 + \frac{\Delta \nu_{LS}}{\Delta \nu_B} \right), \quad (2.21)$$

мұндағы ϵ – толқынның поляризациялық күйіне тәуелді 1 мен 2 аралығындағы сандық мән; $g_B \approx 4,6 \cdot 10^{-11}$ м/Вт – МБЕШ күшейткіш коэффициенті (оптикалық талшыққа тәуелді); $L_{эфф}$ – келесі теңдеумен анықталатын оптикалық талшықтың тиімді ұзындығы:

$$L_{эфф} = \alpha^{-1} [1 - \exp(-\alpha L)]. \quad (2.22)$$

мұндағы $\Delta \nu_{LS}$ – сәуле көзінің спектрлік ені; $\Delta \nu_B \approx 20$ МГц (1550 нм) МБЕШ әсерлесу жолағы.

(2.22) теңдікті ыңғайлы дәстүрлі логарифмдік түрде жазуға болады:

$$L_{эфф} = \frac{4,343}{\alpha} \left(1 - \frac{1}{e^{0,23\alpha L}} \right). \quad (2.23)$$

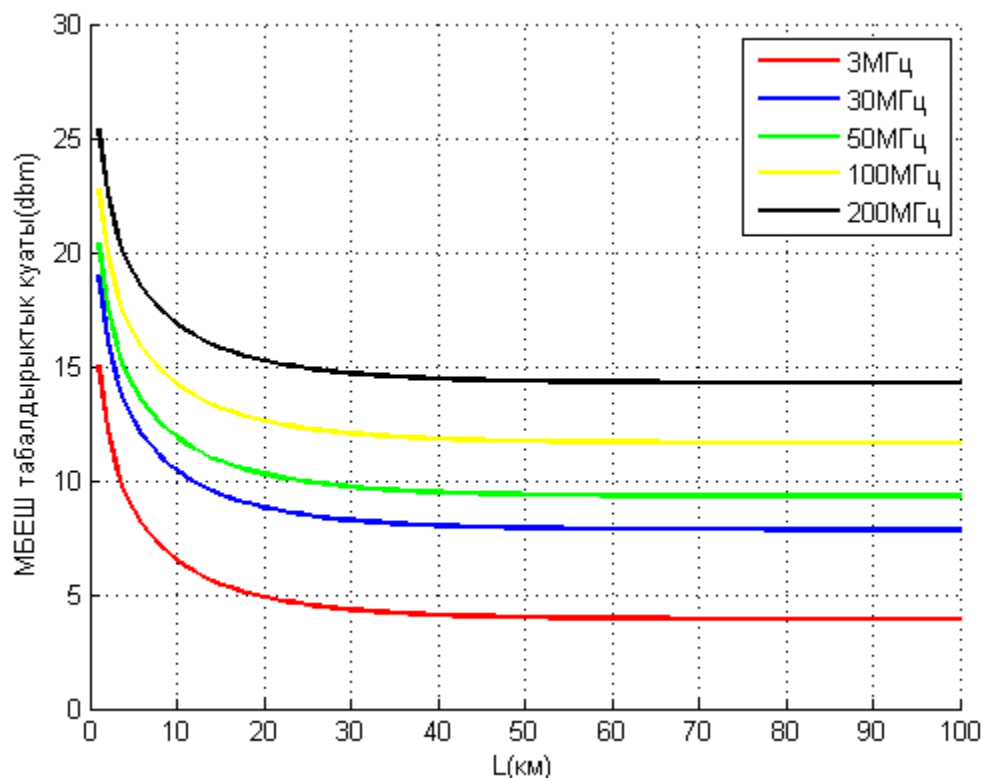
Шамасы 40 км-ден ұзын жолдар үшін $\alpha = 0,22$ дБ/км кезінде оптикалық талшықтың тиімді ұзындығы шамамен 20 км құрайды. (2.22) теңдіктен МБЕШ табалдырығы тербелістің сәулелену көзінің спектрлік еніне тәуелді екені

байқалады (модуляциялайтын сигнал болмаған кезде). $L_{эфф} = 20$ км және оптикалық талшықтың модасының 9,2 мкм тиімді диаметрі кезінде (2.21) тендікті келесі типтегі ыңғайлы логарифмдік түрде жазуға болады:

$$P_{МБЕШ} [dBm] = 14,8 - 10 \lg L_{эфф} + 10 \lg \left(1 + \frac{\Delta \nu_{LS}}{20} \right) + 20 \lg \left(\frac{D_{эфф}}{9,2} \right). \quad (2.24)$$

Толқын ұзындықтары 1310 нм және 1550 нм кезінде (2.23) және (2.25) өртектерді пайдалана отырып, бірмодалы оптикалық талшықтың техникалық мәліметтерін қолданып және $\Delta \nu_{LS}$ – сәуле көзінің спектрлік енінің шамасын өзгерту арқылы МБЕШ табалдырық қуатының өзгерісі байқалды.

Толқын ұзындығы 1310 нм сәуле көзі үшін бірмодалы оптикалық талшықтың келесі техникалық сипаттамалары: өшу коэффициенті $\alpha=0,35$ модальдық өрістің диаметрі $D_{эфф}=9,2$ мкм, талшықтың ұзындығы $L=20$ км және сәуле көзінің спектрлік енінің мәнін $\Delta \nu_{LS}= 0,3; 30; 50; 100; 200$ МГц өзгерте отырып, МБЕШ табалдырық қуатының оптикалық талшық ұзындығы бойынша тәуелділігі алынды (сурет 2.12).

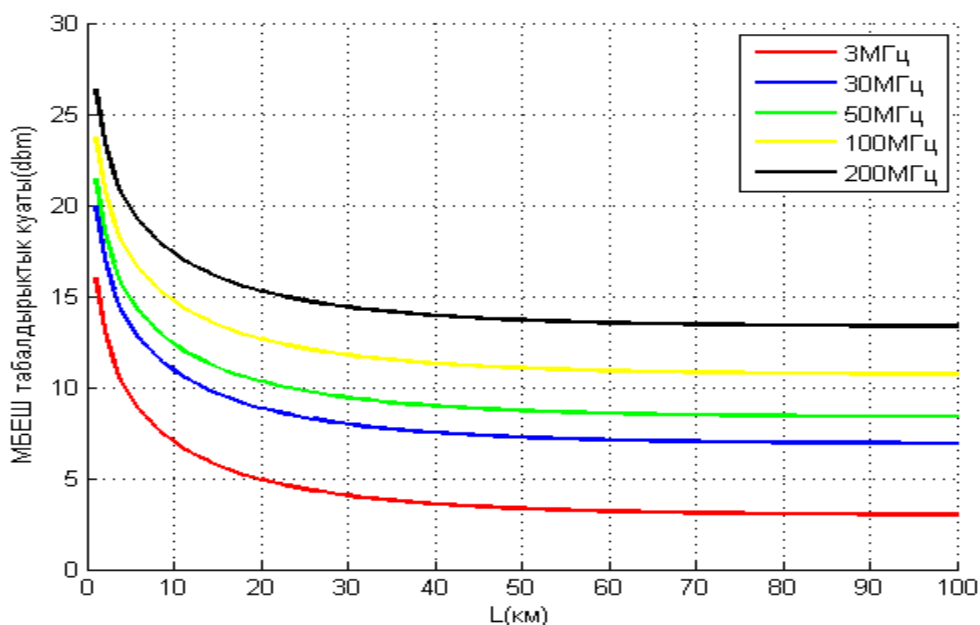


Сурет 2.12- Толқын ұзындығы 1310 нм үшін МБЕШ табалдырық қуатының оптикалық талшықтың физикалық ұзындығына тәуелділігі

Алынған график бойынша сәуле көзінің спектрлік енінің мәні $\Delta \nu_{LS} = 0,3$ МГц, оптикалық талшықтың МБЕШ табалдырық қуаты $P_{МБЕШ} = 5,81$ дБм, ал

сәуле көзінің спектрлік шамасының мәні $\Delta\nu_{LS} = 200\text{МГц}$ болған кезде оптикалық талшықтың МБЕШ табалдырық қуатының $P_{\text{МБЕШ}}=16,16$ дБм өзгеретіні көрсетілген. Сонымен сәуле көзінің спектрлік енінің мәні артқан сайын МБЕШ табалдырық қуатының артатынын байқауға болады.

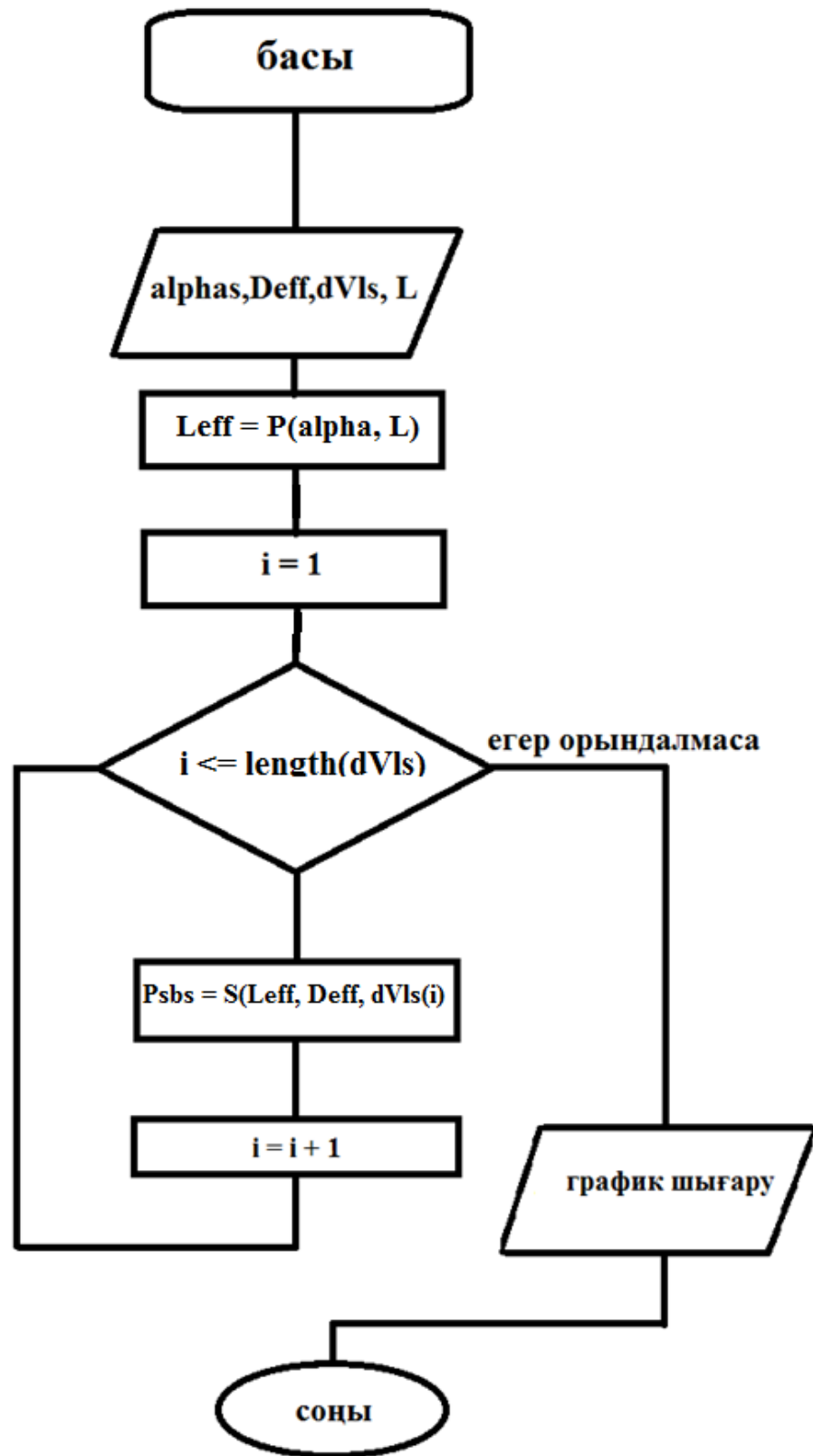
Толқын ұзындығы 1550 нм сәуле көзі үшін бірмодалы оптикалық талшықтың техникалық сипаттамалары: өшу коэффициенті $\alpha=0,22$ модальдық өрістің диаметрі $D_{\text{эфф}}=10,4$ мкм; талшықтың ұзындығы $L=100$ км болған кезде МБЕШ табалдырық қуатының оптикалық талшық ұзындығы бойынша тәуелділігін аламыз (сурет 2.13). Алынған график бойынша сәуле көзінің спектрлік енінің мәні $\Delta\nu_{LS}=0,3\text{МГц}$ болған кезде оптикалық талшықтың МБЕШ табалдырық қуатының $P_{\text{МБЕШ}}= 6,13$ дБм өзгеретіні көрсетілген, ал сәуле көзінің спектрлік енінің мәні $\Delta\nu_{LS} = 200\text{МГц}$ болған кезде оптикалық талшықтың МБЕШ табалдырық қуатының $P_{\text{МБЕШ}}= 16,48$ дБм өзгеретіні көрсетілген. Сонымен, 1550 нм және 1310 нм толқын ұзындықтары үшін алынған тәуелділіктен сәуле көзінің спектрлік енінің мәні артқан сайн МБЕШ табалдырық қуаты шамасының артқанын байқауға болады.



Сурет 2.13. Толқын ұзындығы 1550 нм үшін МБЕШ табалдырық қуатының оптикалық талшықтың физикалық ұзындығына тәуелділігі

МБЕШ табалдырық қуатының мәнін есептеу және графиктерді алу үшін Matlab бағдарламалау ортасы қолданылды.

Matlab бағдарламалау ортасында жазылған бағдарлама листингі Қосымша А көрсетілген. Matlab бағдарламалау ортасында жазылған программа алгоритмі блок-схема бойынша жүзеге асырылады (сурет 2.14).



Сурет 2.14- МБЕШ табалдырық қуатының мәнін есептеуге арналған блок-схема

Екінші бөлім бойынша тұжырымдамалар

МБЕШ табалдырығын анықтауға арналған әдістер қарастырылды. Магистралды желілердегі МБЕШ эффектісінің үлесін анықтауға қатысты мәселелер талданды. Оптикалық талшық бойындағы бейсызық құбылыстарды зерттеу бағытында МБЕШ табалдырығына сыртқы әсерлердің салдарынан температураның, қысымның өзгерулеріне тәуелділігін анықтайтын ғылыми еңбектерге шолу жасалды. Сыртқы деформацияның және температураның өсуіне МБЕШ эффектісінің өсу коэффициенті және сигналдың өшу коэффициенттері тура пропорционал артатындығы ғылыми еңбектерде көрсетілген. Сонымен қатар, МБЕШ табалдырығын анықтау және оның мәнін жоғарылату әдістерінде жіберілген сәуле спектрі енінің мәні өзгеруіне – фазалық модуляция жиілігіне тәуелділігі зерттелді.

МБЕШ табалдырығы қуатының $P_{МБЕШ}$ теңдеуін қолдана отырып, МБЕШ табалдырық қуатынан тербеліс сәулелену көзінің спектрлік еніне тәуелділігі алынды. МБЕШ табалдырық қуатының мәнін есептеу және графиктерді алу үшін Matlab бағдарламалау ортасы қолданылды.

Сонымен, 1550 нм және 1310 нм толқын ұзындықтары үшін алынған тәуелділіктен сәуле көзінің спектрлік енінің мәні артқан сайн МБЕШ табалдырық қуатының шамасының артқаны байқалды.

Берілген тару бойынша [63] ғылыми еңбектер халықаралық ғылыми конференция материалдарында басылып шығарылды.

3 ҚОС ТОЛҚЫНДЫ БІР БАҒЫТТА ЖІБЕРУ АРҚЫЛЫ МБЕШ ЭФФЕКТИСІН ЗЕРТТЕУГЕ АРНАЛҒАН ТӘЖІРИБЕ

3.1 Зерттеу объектілері

Жұмыста берілген эксперименттік зерттеулер Томск Ұлттық зерттеу политехникалық университетінің (Ресей) базасында жүргізілген.

Эксперименттік зерттеу үшін G.652C–D типтегі стандартпен классификацияланатын, телекоммуникацияда кеңінен қолданылатын бір модальды оптикалық талшық пайдаланылды [64].

Дисперсиясы ығыспаған бір модальды сатылы талшық оптикалық телекоммуникациялық жүйенің негізгі қосалқы бөлігі болып табылады. 1310 нм және 1550 нм толқын ұзындығында сигналды таратуға оңтайландырылған кең тараған талшық түрі болып табылады. L-диапазонының толқын ұзындығының жоғарғы шегі –1625 нм. Макромайысу талаптары : G.652.A/B - OS1 эквиваленті (классификация ISO/IEC 11801), G.652.C/D – OS2– эквиваленті бойынша қисықтық радиусы 30 мм кем болмауы керек.

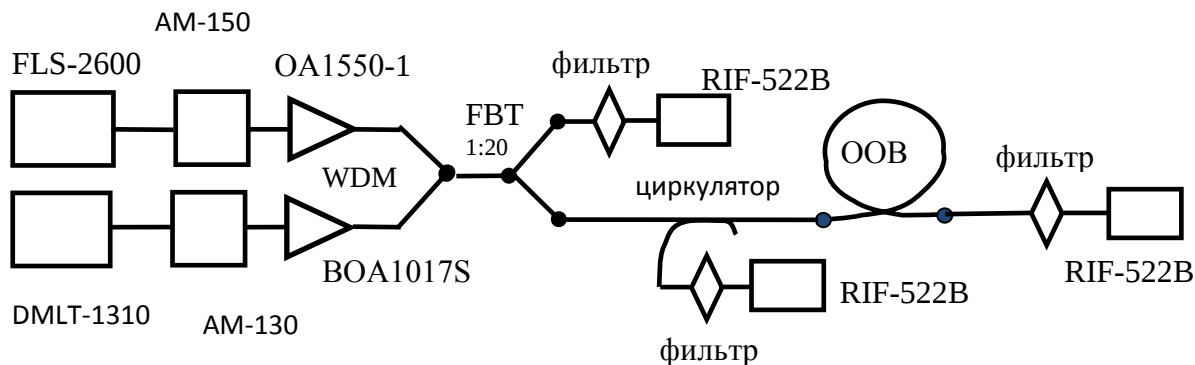
Талшықты пайдалану - G.652 40 км жоғары ара қашықтықта таратудың жоғары жылдамдығында бір модальды талшықтарды пайдалану сапа стандарттарына сәйкес келеді және соңғы қабылдағыш аппаратураны күрделендіруді талап етеді.

Талшық стандартты зауытта шығарылған үлкен диаметрі 265 мм, кіші диаметрі 170 мм, екі жақ аралығы 150 мм бірмодальды талшық катушкасына оралған (сурет 3.1).



Сурет 3.1-Бірмодальды оптикалық талшық

Бір модальды оптикалық талшық бойымен толқын ұзындықтары 1310 нм және 1550 нм болатын жарықты бір бағытта жіберу арқылы МБЕШ эффектісін бақылауға арналған тәжірибелік жұмыста аталған толқын ұзындықтарындағы кіріс, шығыс және кері шағылған сәуле қуаттары өлшенді (сурет 3.2).



Сурет 3.2 - 1310нм және 1550нм толқын ұзындықтарында МБЕШ эффектін зерттеу тәжірибелік құрылғысы

Жұмысты ұйымдастыру үшін осы толқындарда сәуле көздері, электрлік импульстардың генераторы көмегімен басқарылатын интенсивтіліктің модуляторлары, аталған толқын ұзындықтарындағы сәулені күшейтетін күшейткіштер қолданылды. Күшейтілген сәулелер модаларды қосатын тармақта бір арнаға бірігеді. Келесі тармақта біріккен сәулелердің жалпы кіріс қуатын өлшеу үшін 5% бөлігі бөлінеді. Бұл бақылауға арналған бөлігі арнайы фильтр ақылы ұйымдастырылып, өлшеу құрылғысына бағытталады [65]. Қалған сәулелердің негізгі бөлігі талшықты циркулятор арқылы бір модалы оптикалық талшыққа енгізіледі. Ұзындығы белгілі оптикалық талшық бойынан өткен және кері шағылған жарықтың қуаттары фильтрлерден өтіп тіркеуші құралға жетеді [64, 66, 67].

1310 нм жарық толқынын генерациялау үшін DMLT-1310 сәулелену көзін қолданып, оны AM-130 амплитудалық модулятор арқылы жарық толқынын импульстарға модуляция жасап, оптикалық сигналдың деңгейін қалпына келтіру үшін EDFA (BOA1017S) күшейткіші қолданылады. Күшейткіштің көмегімен сигнал деңгейі 15 дБм мәніне дейін күшейтілді. 1550 нм жарық толқын көзі ретінде FLS-2600 сәуле көзі қолданылып, AM-130 амплитудалық модулятор арқылы жарық толқынын импульстарға модуляция жасап, EDFA (OA1550-1) күшейткішінің көмегімен оны 27 дБм мәніне дейін күшейтілді.

Генератордан шыққан сәуле көзі тікелей АЖЖ интенсивтілік модуляторы арқылы (кірісінде генерациядан шыққан сәуле көзін интенсивтілік модуляторы қабылдап, оны тасмалданатын жиілікпен модуляциялайды) модуляцияланады.

Амплитудалық модуляция жиіліктің жұмыс жолағы 20 ГГц жоғары, жартылай толқынды кернеу 3,3 В және 5 В JDSU APE Microwave Analog интенсивтілік модуляторы қолданылды (сурет 3.3).



Сурет 3.3- JDSU APE Microwave Analog интенситілік модуляторы

Модулятор өлшемдерінің ұзындығы 120 мм жетеді, ені 15 мм құрайды. 0,13-20 ГГц диапазонындағы жиілік сипаттамасының біртектілігі 7 дБ құрайды. Толқынның жұмыс ұзындығының диапазоны зерттеуде қолданылатындай 1550 нм және 1310 нм. Модулятордың да жоғалтулары шамамен 3дБ құрайды. Максималды кіру қуаты 200 мВт дейін болады.

Спектралды мультиплексерлеу (тығыздау) технологиясын (WDM) пайдалану арқылы бір модальді оптикалық талшық бойымен екі физикалық араны бір мезгілде тасымалдауға мүмкіндік алдық. Бұл тәсіл екі әр түрлі жиіліктегі толқынды бір мезгілде таратқан кезде бір-бірімен интерференцияланбай тасымалдауына мүмкіндік береді.

Сондықтан, екі жарық жол WDM мультиплексоры арқылы біріктіріліп, FBT талшықты оптикалық тармақтаушының көмегімен жалпы қуаттың 5% бөлігі кіріс толқындарды тіркеуші RIF-522B құралына бағытталды. Жарықтарды өлшеу қажеттілігіне байланысты арнайы көпфункционалы фильтрлер арқылы 1310 нм, 1550 нм және олардың біріккен кездегі қуаттары бөлініп отырды [68, 69].

3.2 Өлшеу әдістемелері

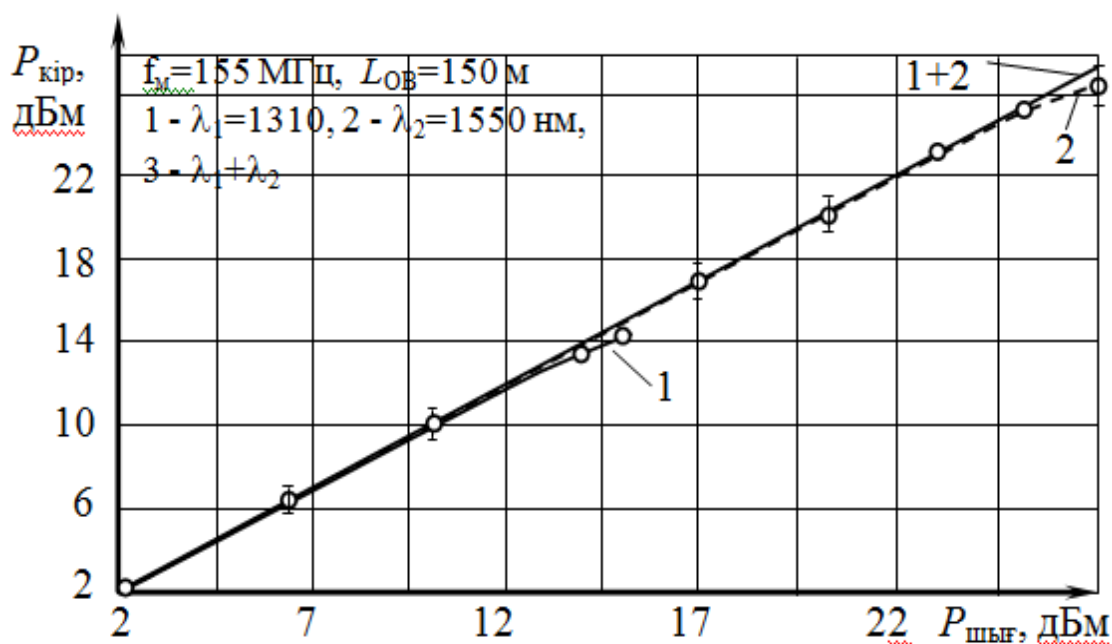
Өлшеулер әр толқын үшін жеке толқын ұзындықтарда, сонымен қатар, екі толқынды бір уақытта, бір бағытта оптикалық талшық бойымен жіберу арқылы жүргізілді. Жоғарыда аталған барлық құрылғылардың, жарық көздерінің, жарық импульстарды генерациялайтын модуляторлардың, фильтрлердің жиіліктерін мен қуаттарын, күшейту коэффициенттерін реттегеннен кейін, оптикалық талшықтың бір ұзындығы үшін жоғарыда аталған үш режимге сәйкес (1310 нм, 1550 нм және екеуін бірге) кіріс, шығыс және кері шағылған сәулелердің қуаттары тіркеліп отырды. Әрбір өлшеуді кемінде бес реттен жүргізіп, нәтижесінде орташа мән тіркеуге алынды. Бір модальді оптикалық талшықтың МСЭ-Т G.652C ұсынылған паспорттық мәліметтері төмендегі кестеде көрсетілген (кесте 3.1).

Кесте 3.1- Сыну көрсеткіші сатылап өзгертін бір модальы оптикалық талшықтың паспорттық мәліметтері

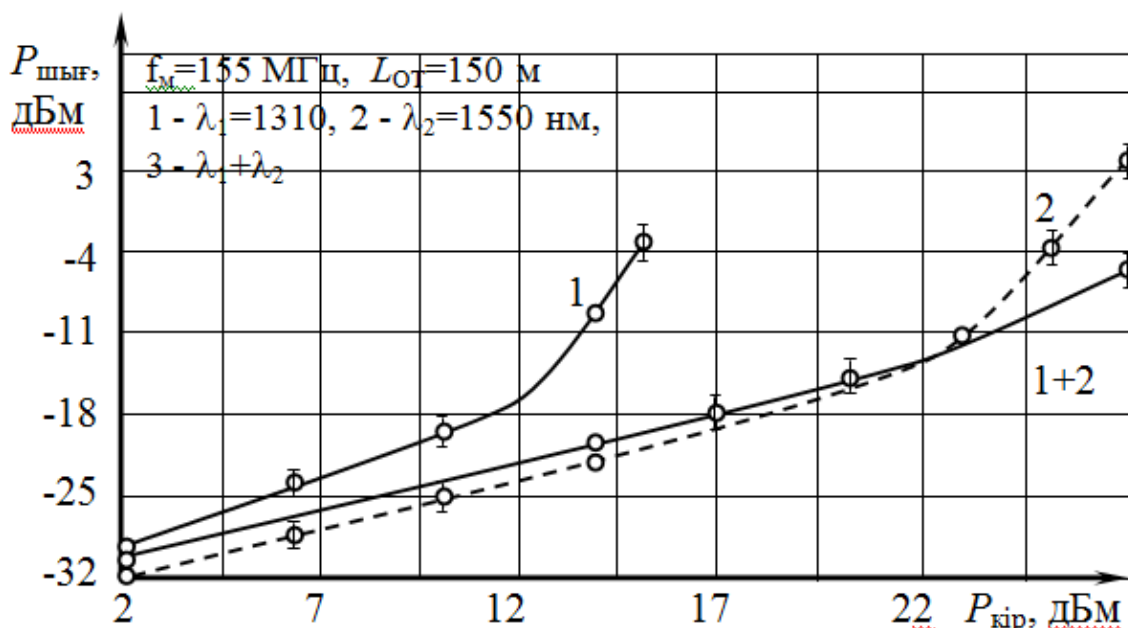
Өшу коэффициенті, дБ/км, көп емес	1310 нм	0,35
	1550 нм	0,22
Модальық өрістің диаметрі, мкм	1310 нм	9,2±0,4
	1550 нм	10,4±0,8
Модальық өрістің концентрациялық коэффициенті, мкм, көп емес	0,8	
Кабельден сыртқа шашырау толқын ұзындығы, нм, көп емес	1260	
Нөлдік дисперсия толқын ұзындығы	1310±10	
Хроматикалық дисперсия коэффициенті көп емес, пс/(нм км), толқын ұзындықтар диапазонында	1285-1330 нм	3,5
	1525-1575 нм	18
Нөлдің дисперсия толқын ұзындығы аймағындағы дисперсиялық сипаттамасының коэффициенті, пс/(нм км), көп емес	0,092	

3.3 Өлшеу нәтижелері

1310 нм және 1550 нм болатын жарық көздерін 155 МГц жиілігінде модуляциялап, импульстық сигналдарды тарату арқылы кіріс, шығыс және кері шағылған сәулелердің энергиялары тіркеліп отырды. Төмендегі кестелер мен графиктерде энергия мәндері логарифмдік шкалада – дБ (дециБелл) шамасымен көрсетілген. Негізінде 1310 нм үшін энергияның максимальды шамасы – 15 дБ (7 мВт), ал 1550 нм үшін – 27 дБм (10 мВт) болады. Аталған шамалар осы жиіліктер үшін МБЕШ табалдырығы болып саналады, сондықтан барлық өлшеулер осы шамалардан асырылмай жүргізілді. Сонымен қатар, қоссәулені біріктіріп тарату кезінде әрбір сәуленің энергиясы бірдей мәнде қосындысы МБЕШ табалдырығынан -27 дБм асырылмай жүргізілді. Оптикалық талшықтан өткен және кері шағылған шығыс сәуле қуатының кіріс сәуле қуатына тәуелділігі сәйкесінше көрсетілген (3.4-сурет, 3.5-сурет).



Сурет 3.4- $f_m = 155$ МГц модуляция жиілігінде бір бағытта ұзындығы $L_{OT} = 150$ м оптикалық талшықтан өткен шығыс сәуле қуатының кіріс сәуле қуатына тәуелділігі, 1 - $\lambda_1 = 1310$ нм, 2 - $\lambda_2 = 1550$ нм, 3 - $\lambda_1 + \lambda_2$



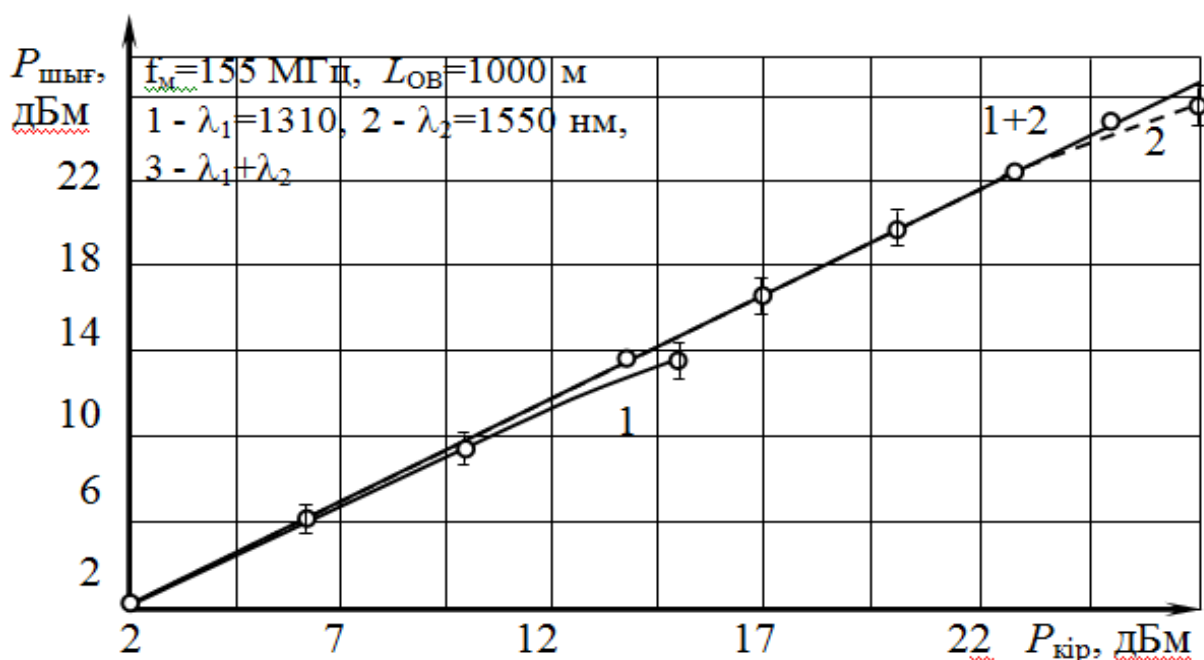
Сурет 3.5- $f_m = 155$ МГц модуляция жиілігінде бір бағытта жіберілген ұзындығы $L_{OT} = 150$ м оптикалық талшықтан кері шағылған сәуле қуатының кіріс сәуле қуатына тәуелділігі, 1 - $\lambda_1 = 1310$ нм, 2 - $\lambda_2 = 1550$ нм, 3 - $\lambda_1 + \lambda_2$

Кіріс қуатының әр түрлі мәндері үшін 150 м оптикалық талшықтан өткен сәуле толқындарының шығыс қуаты мәндері келтірілген (кесте 3.2). Кіріс ағынның мәндерінің қосындысы $P_{1,31} = 15$ дБм + $P_{1,55} = 27$ дБм болады (сурет 3.5).

Кесте 3.2-150 м оптикалық талшықтан өткен сәуле толқындарының шығыс қуаты мәндері

$P_{\text{кір}}, \text{дБм}$	2	6	10	14	17	20	23	25	27
$P_{1,31}, \text{дБм}$	2	6,2	10	13,4	-	-	-	-	-
$P_{1,55}, \text{дБм}$	2	6,2	10	14	17	19,6	22,6	25,6	26,6
$P_{1,31}+P_{1,55}, \text{дБм}$	2	6,2	10	14	17	19,6	22,7	25,8	27,6

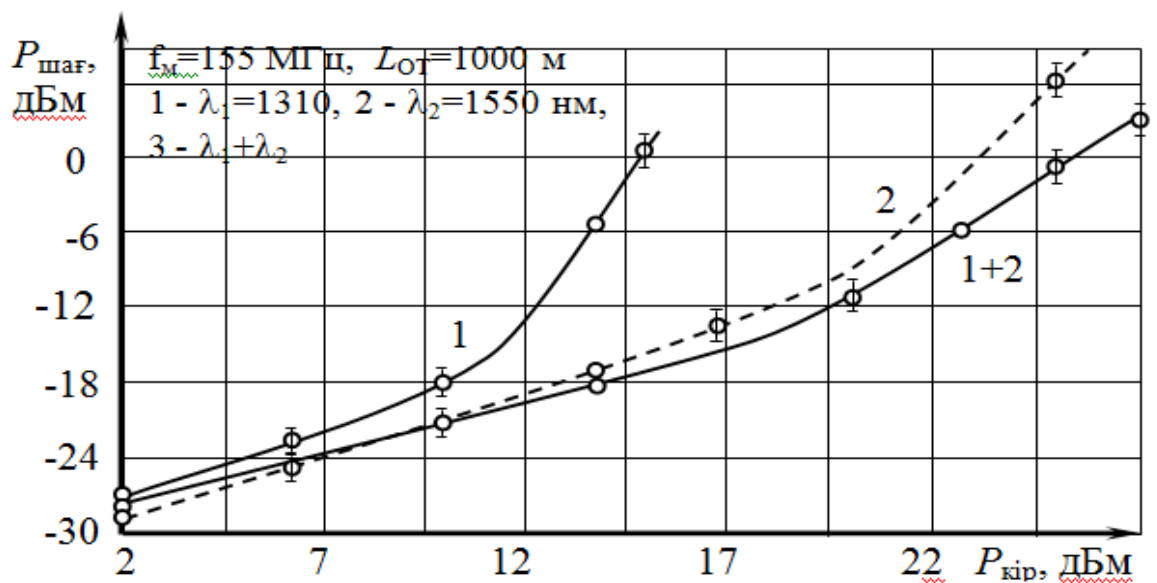
Кіріс қуатының әртүрлі мәндері үшін 150 м оптикалық талшықтан кері шағылған сәуле толқындарының қуаты мәндері 3.3-кестеде келтірілген. Кіріс ағынның мәндерінің қосындысы $P_{1,31}=15\text{дБм}+P_{1,55}=27\text{дБм}$ болады (сурет 3.6).



Сурет 3.6. $f_m=155\text{МГц}$ модуляция жиілігінде бір бағытта ұзындығы $L_{\text{ОТ}}=1000 \text{ м}$ оптикалық талшықтан өткен шығыс сәуле қуатының кіріс сәуле қуатына тәуелділігі, 1 - $\lambda_1=1310 \text{ нм}$, 2 - $\lambda_2=1550 \text{ нм}$, 3 - $\lambda_1+\lambda_2$

Кесте 3.3- 150м оптикалық талшықтан кері шағылған сәуле толқындарының қуаты мәндері

$P_{\text{кір}}, \text{дБм}$	2	6	10	14	17	20	23	25	27
$P_{1,31}, \text{дБм}$	-29,8	-24	-23,8	-9,8	-	-	-	-	-
$P_{1,55}, \text{дБм}$	-32	-28,6	-25,4	-22	-19,2	-15,6	-11	-3,2	3,6
$P_{1,31}+P_{1,55}, \text{дБм}$	-30,6	-27,4	-24	-20	-18	-15	-12	-8,2	-5

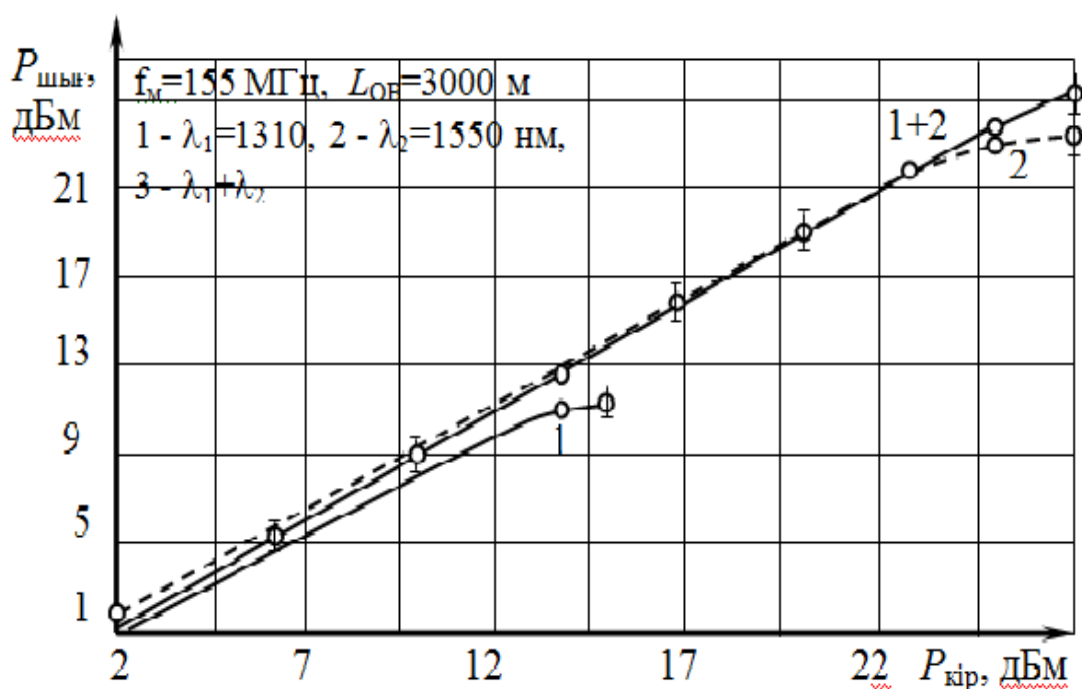


Сурет 3.7- $f_m = 155 \text{ МГц}$ модуляция жиілігінде бір бағытта жіберілген ұзындығы $L_{\text{OT}} = 1000 \text{ м}$ оптикалық талшықтан кері шағылған сәуле қуатының кіріс сәуле қуатына тәуелділігі, 1 - $\lambda_1 = 1310 \text{ нм}$, 2 - $\lambda_2 = 1550 \text{ нм}$, 3 - $\lambda_1 + \lambda_2$

Кіріс қуатының әртүрлі мәндері үшін 1000 м оптикалық талшықтан өткен сәуле толқындарының шығыс қуаты мәндері 3.4-кестеде келтірілген. Кіріс ағынның мәндерінің қосындысы $P_{1,31} = 15 \text{ дБм} + P_{1,55} = 27 \text{ дБм}$ болады және графиктері көрсетілген (сурет 3.7).

Кесте 3.4- 1000 м оптикалық талшықтан өткен сәуле толқындарының шығыс қуаты мәндері

$P_{\text{кр, дБм}}$	2	6	10	14	17	20	23	25	27
$P_{1,31, \text{ дБм}}$	2	6	9,2	12,8	-	-	-	-	-
$P_{1,55, \text{ дБм}}$	2	6	9,6	13,6	17,8	19,4	22,6	24,2	25,6
$P_{1,31} + P_{1,55, \text{ дБм}}$	2	6	9,6	13,6	17,8	19,4	22,6	24,8	26,8

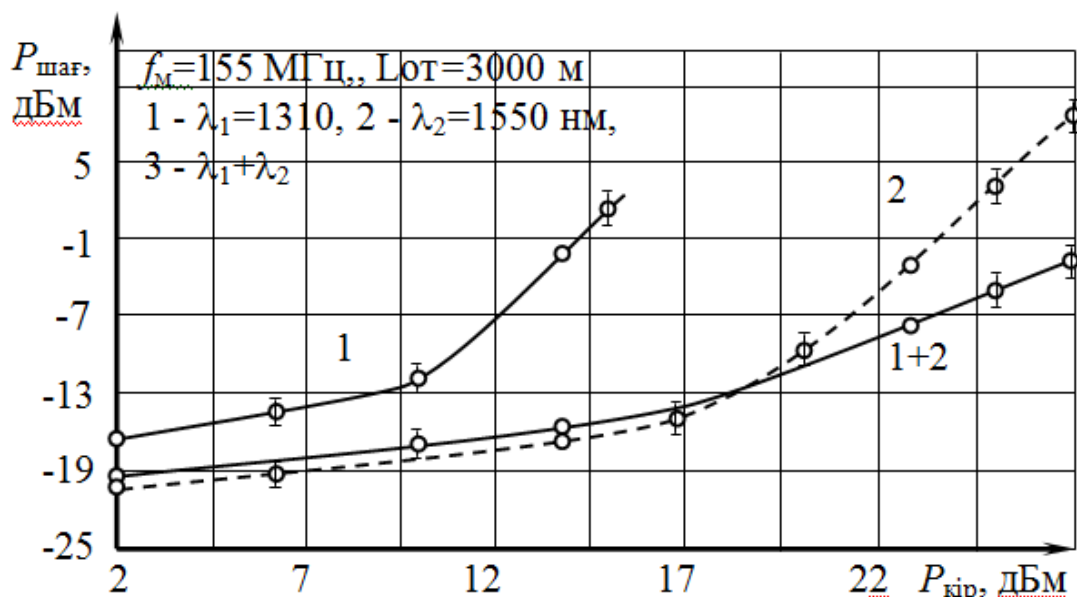


Сурет 3.8- $f_m=155$ МГц модуляция жиілігінде бір бағытта ұзындығы $L_{\text{OT}}=3000$ м оптикалық талшықтан өткен шығыс сәуле қуатының кіріс сәуле қуатына тәуелділігі, 1 - $\lambda_1=1310$ нм, 2 - $\lambda_2=1550$ нм, 3 - $\lambda_1+\lambda_2$

Кіріс қуатының әртүрлі мәндері үшін 1000 м оптикалық талшықтан кері шағылған сәуле толқындарының қуаты мәндері келтірілген (кесте 3.5). Кіріс ағынның мәндерінің қосындысы $P_{1,31}=15$ дБм + $P_{1,55}=27$ дБм болады және графиктері көрсетілген (сурет 3.8).

Кесте 3.5- 1000м оптикалық талшықтан кері шағылған сәуле толқындарының қуаты мәндері

$P_{\text{кiр, дБм}}$	2	6	10	14	17	20	23	25	27
$P_{1,31, дБм}$	-27	-23	-18	-5,6	-	-	-	-	-
$P_{1,55, дБм}$	-29	-24,8	-20	-17,2	-13,2	-9,4	-6	-1	3
$P_{1,31}+P_{1,55, дБм}$	-27,6	-25	-20	-18,4	-15,8	-11,6	-2	6	13



Сурет 3.9- $f_m = 155$ МГц модуляция жиілігінде бір бағытта жіберілген ұзындығы $L_{OT} = 3000$ м оптикалық талшықтан кері шағылған сәуле қуатының кіріс сәуле қуатына тәуелділігі, 1 - $\lambda_1 = 1310$ нм, 2 - $\lambda_2 = 1550$ нм, 3 - $\lambda_1 + \lambda_2$

Кіріс қуатының әртүрлі мәндері үшін 3000 м оптикалық талшықтан өткен сәуле толқындарының шығыс қуаты мәндері 3.6-кестеде келтірілген. Кіріс ағынның мәндерінің қосындысы $P_{1,31} = 15$ дБм + $P_{1,55} = 27$ дБм болады және графиктері көрсетілген (сурет 3.9).

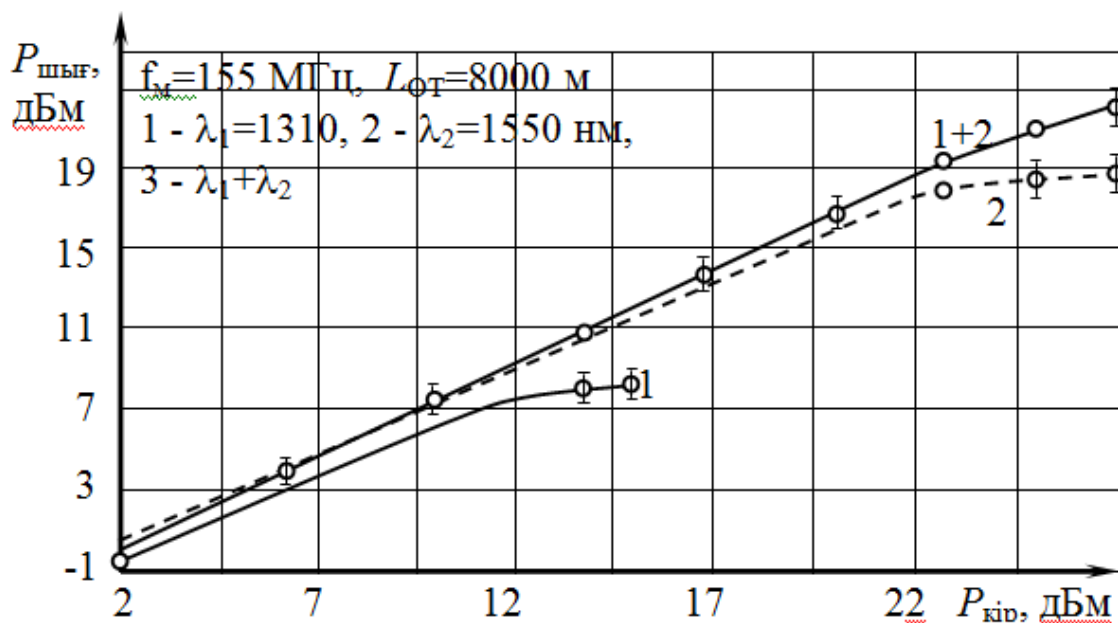
Кесте 3.6- 3000 м оптикалық талшықтан өткен сәуле толқындарының шығыс қуаты мәндері

$P_{\text{кр, дБм}}$	2	6	10	14	17	20	23	25	27
$P_{1,31, \text{дБм}}$	0	4,8	8,2	11	-	-	-	-	-
$P_{1,55, \text{дБм}}$	2	6	9,4	12,8	15,8	18,8	22	23,6	25,6
$P_{1,31} + P_{1,55, \text{дБм}}$	1,6	5,4	9	12,4	15,8	18,8	22	22,4	22,6

Кіріс қуатының әртүрлі мәндері үшін 3000 м оптикалық талшықтан кері шағылған сәуле толқындарының қуаты мәндері 3.7-кестеде келтірілген. Кіріс ағынның мәндерінің қосындысы $P_{1,31} = 15$ дБм + $P_{1,55} = 27$ дБм болады және графиктері көрсетілген (сурет 3.7).

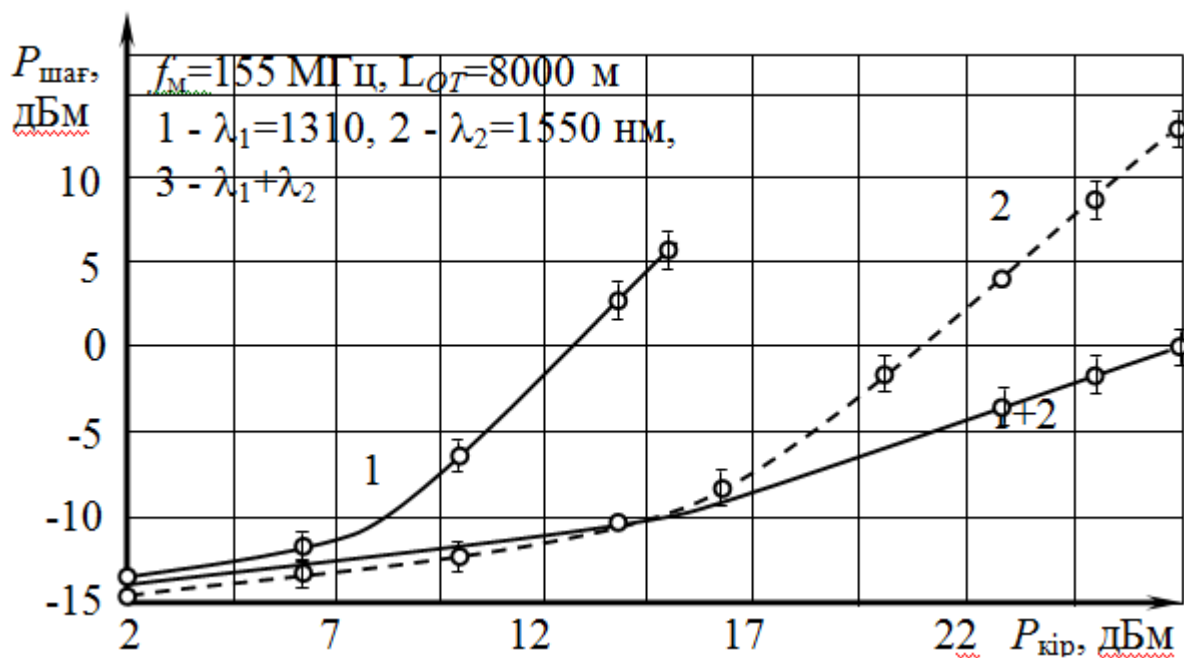
Кесте 3.7- 3000 м оптикалық талшықтан кері шағылған сәуле толқындарының қуаты мәндері

$P_{\text{кр, дБм}}$	2	6	10	14	17	20	23	25	27
$P_{1,31, \text{дБм}}$	-17,2	-14,4	-12	-2	-	-	-	-	-
$P_{1,55, \text{дБм}}$	-20	-19	-18	-16,6	-14,8	-11	-3	3,2	9
$P_{1,31} + P_{1,55, \text{дБм}}$	-19	-18	-17,2	-15,8	-14	-10	-7,8	-5,8	-2,2



Сурет 3.10- $f_m=155 \text{ МГц}$ модуляция жиілігінде бір бағытта ұзындығы $L_{OT}=8000 \text{ м}$ оптикалық талшықтан өткен шығыс сәуле қуатының кіріс сәуле қуатына тәуелділігі, 1 - $\lambda_1=1310 \text{ нм}$, 2 - $\lambda_2=1550 \text{ нм}$, 3 - $\lambda_1+\lambda_2$

Кіріс қуатының әр түрлі мәндері үшін 8000 м оптикалық талшықтан өткен сәуле толқындарының шығыс қуаты мәндері 3.8-кестеде келтірілген. Кіріс ағынның мәндерінің қосындысы $P_{1,31}=15 \text{ дБм} + P_{1,55}=27 \text{ дБм}$ болады және графиктері көрсетілген (сурет 3.11).



Сурет 3.11- $f_m=155 \text{ МГц}$ модуляция жиілігінде бір бағытта жіберілген ұзындығы $L_{OT}=8000 \text{ м}$ оптикалық талшықтан кері шағылған сәуле қуатының кіріс сәуле қуатына тәуелділігі, 1 - $\lambda_1=1310 \text{ нм}$, 2 - $\lambda_2=1550 \text{ нм}$, 3 - $\lambda_1+\lambda_2$

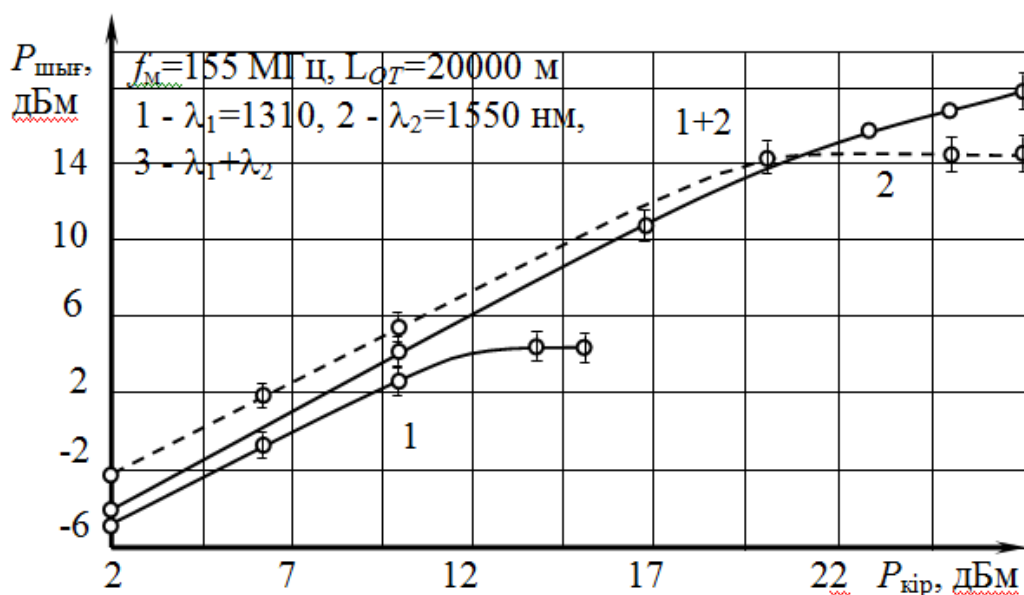
Кесте 3.8- 8000 м оптикалық талшықтан өткен сәуле толқындарының шығыс қуаты мәндері

$P_{\text{кір}}, \text{дБм}$	2	6	10	14	17	20	23	25	27
$P_{1,31}, \text{дБм}$	-0,6	3	5,8	8	-	-	-	-	-
$P_{1,55}, \text{дБм}$	0,2	4	7,6	10,2	13,2	16	17,8	18,4	18,6
$P_{1,31}+P_{1,55}, \text{дБм}$	0	4	7,6	10,8	14	16,8	19,4	21	22

Кіріс қуатының әр түрлі мәндері үшін 8000 м оптикалық талшықтан кері шағылған сәуле толқындарының қуаты мәндері 3.9-кестеде келтірілген. Кіріс ағынның мәндерінің қосындысы $P_{1,31}=15 \text{ дБм} + P_{1,55}=27 \text{ дБм}$ болады (сурет 3.11)

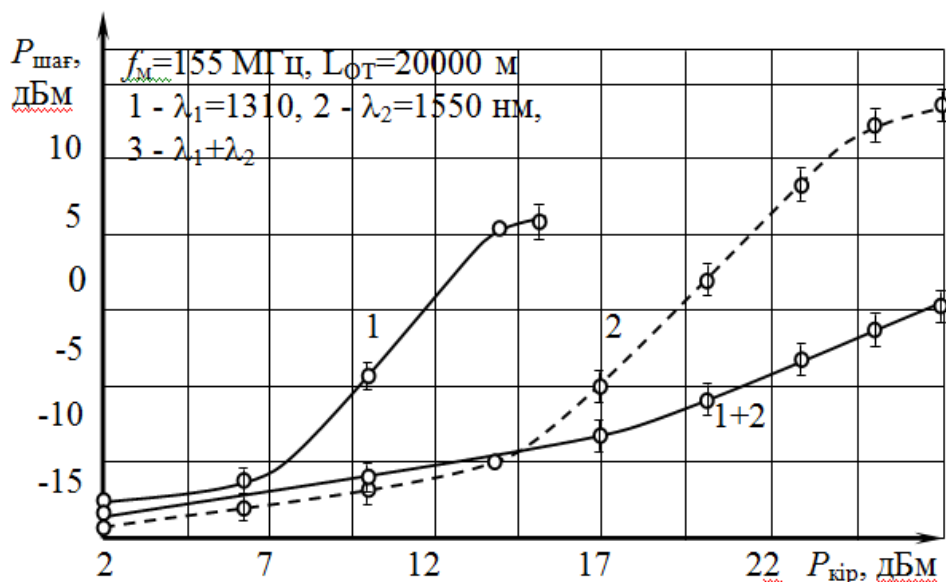
Кесте 3.9- 8000 м оптикалық талшықтан кері шағылған сәуле толқындарының қуаты мәндері

$P_{\text{кір}}, \text{дБм}$	2	6	10	14	17	20	23	25	27
$P_{1,31}, \text{дБм}$	-13,6	-12	-6,4	2,6	-	-	-	-	-
$P_{1,55}, \text{дБм}$	-14,6	-13,2	-12,6	-10,4	-7,6	-1,8	4	8,6	12,6
$P_{1,31}+P_{1,55}, \text{дБм}$	-13	-12,8	-12,2	-10,4	-8,6	-6	-4	2	-0,2



Сурет 3.12- $f_m=155 \text{ МГц}$ модуляция жиілігінде бір бағытта жіберілген ұзындығы $L_{OT}=20000 \text{ м}$ оптикалық талшықтан өткен шығыс сәуле қуатының кіріс сәуле қуатына тәуелділігі, 1 - $\lambda_1=1310 \text{ нм}$, 2 - $\lambda_2=1550 \text{ нм}$, 3 - $\lambda_1+\lambda_2$

Кіріс қуатының әр түрлі мәндері үшін 20000 м оптикалық талшықтан өткен сәуле толқындарының шығыс қуаты мәндері 3.10-кестеде келтірілген. Кіріс ағынның мәндерінің қосындысы $P_{1,31}=15 \text{ дБм} + P_{1,55}=27 \text{ дБм}$ болады (сурет 3.13).



Сурет 3.13- $f_m = 155 \text{ МГц}$ модуляция жиілігінде бір бағытта жіберілген ұзындығы $L_{\text{OT}} = 20000 \text{ м}$ оптикалық талшықтан кері шағылған сәуле қуатының кіріс сәуле қуатына тәуелділігі, 1 - $\lambda_1 = 1310 \text{ нм}$, 2 - $\lambda_2 = 1550 \text{ нм}$, 3 - $\lambda_1 + \lambda_2$

Кесте 3.10- 20000 м оптикалық талшықтан өткен сәуле толқындарының шығыс қуаты мәндері

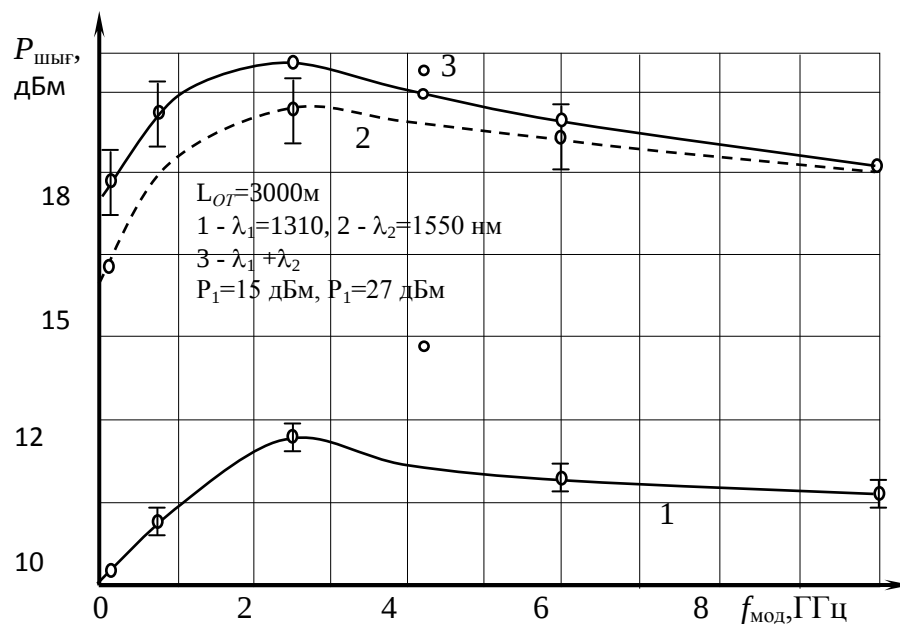
$P_{\text{кр, дБм}}$	2	6	10	14	17	20	23	25	27
$P_{1,31, \text{дБм}}$	-5,2	-1	2,8	4,2	-	-	-	-	-
$P_{1,55, \text{дБм}}$	-2	0	5	9	11,8	14	14,6	14,6	14,6
$P_{1,31} + P_{1,55, \text{дБм}}$	-4	1,8	2	8	11	13,2	15,8	16,8	17,8

Кіріс қуатының әртүрлі мәндері үшін 20000 м оптикалық талшықтан кері шағылған сәуле толқындарының қуаты мәндері 3.11-кестеде келтірілген. Кіріс ағынның мәндерінің қосындысы $P_{1,31} = 15 \text{ дБм} + P_{1,55} = 27 \text{ дБм}$ болады.

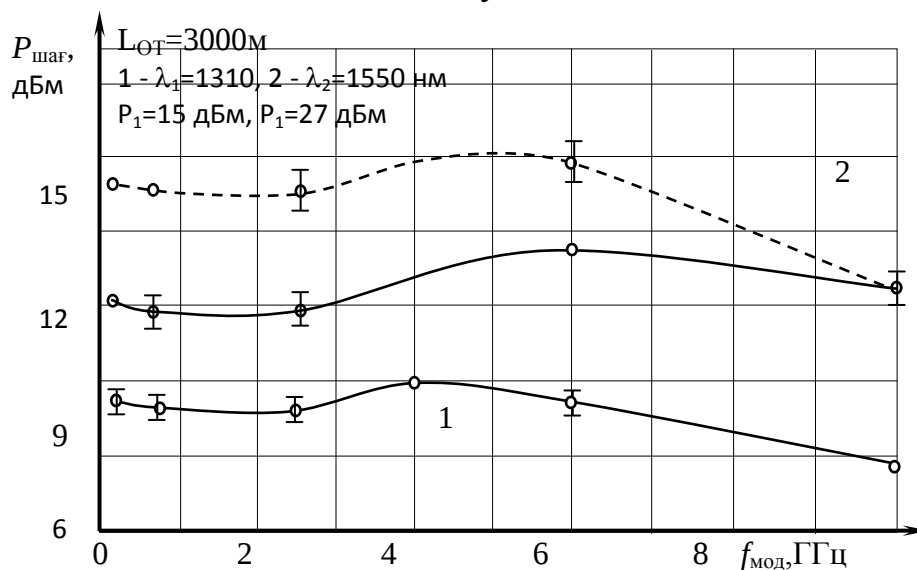
Кесте 3.11- 20000 м оптикалық талшықтан кері шағылған сәуле толқындарының қуаты мәндері

$P_{\text{кр, дБм}}$	2	6	10	14	17	20	23	25	27
$P_{1,31, \text{дБм}}$	-12,4	-11,2	-4,6	5,2	-	-	-	-	-
$P_{1,55, \text{дБм}}$	-14,2	-12	-11,8	-10	-5	-1,8	8	12	13,2
$P_{1,31} + P_{1,55, \text{дБм}}$	-13	-13	-11	-9,6	-8,8	-6	-3,6	-1,6	0

Сонымен қатар, ұзындығы әртүрлі оптикалық талшықтан өткен сәулелердің үш режимдегі (1310 нм, 1550 нм және екеуі қосыла өткендегі әр түрлі МБЕШ шектік қуаттарында) қуаты импульстардың модуляция жиілігіне тәуелділік заңдылықтары өлшенді (сурет 3.14, 3.15).



Сурет 3.14- Ұзындығы 3000 м оптикалық талшықтан үш режимде - 1 - $\lambda_1=1310$ нм, 2 - $\lambda_2=1550$ нм, 3 - $\lambda_1 + \lambda_2$ қуаттары $P_{1,31}=15$ дБм + $P_{1,55}=27$ дБм болатын шығыс сәулелер қуатының импульстарды модуляциялау жиілігіне f_m тәуелділігі



Сурет 3.15- Ұзындығы 3000м оптикалық талшықтан үш режимде - 1 - $\lambda_1=1310$ нм, 2 - $\lambda_2=1550$ нм, 3 - $\lambda_1 + \lambda_2$ қуаттары $P_{1,31}=15$ дБм + $P_{1,55}=27$ дБм болатын кері шағылған сәулелер қуатының импульстарды модуляциялау жиілігіне f_m тәуелділігі

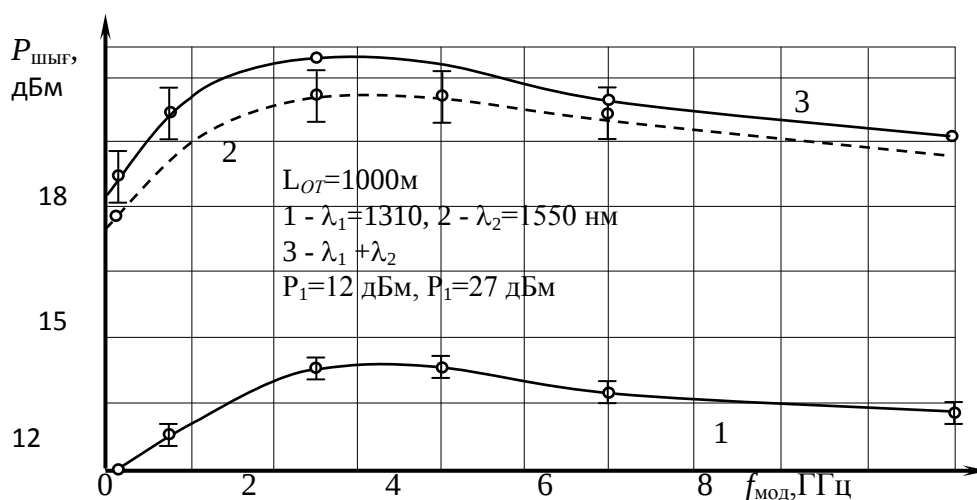
Кесте 3.12. 3.11-суреттегі график мәндерінің кестесі

f , МГц	155	650	2500	4000	6000	10000
$P_{1,31}$, дБм	4,2	6,4	9,4	8,2	7,8	7,2
$P_{1,55}$, дБм	14,6	18	20,2	21	19,4	18,2
$\Sigma(P_{1,31}+P_{1,55})$, дБм	17,8	20,2	20,4	19,8	20	18,4

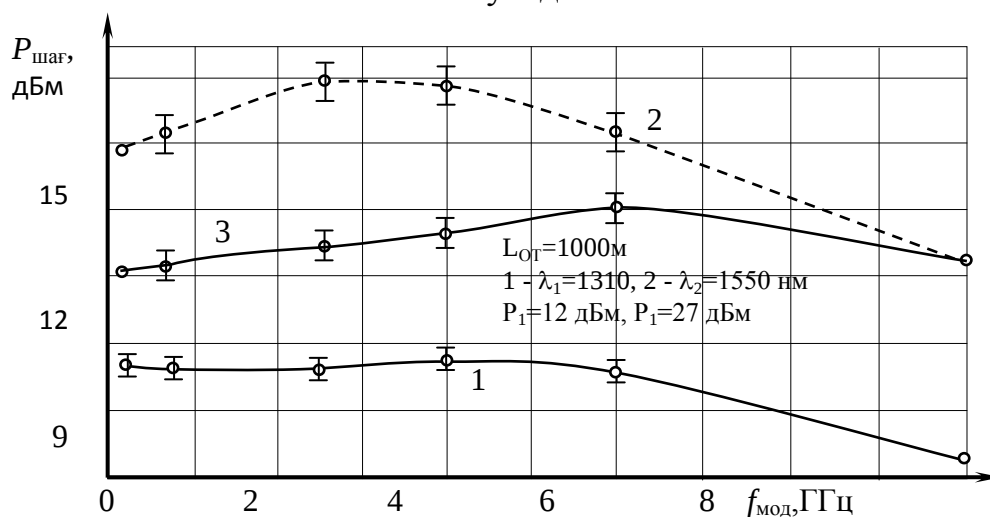
Кесте 3.13- 3.12-суреттегі график мәндерінің кестесі

f , МГц	155	650	2500	4000	6000	10000
$P_{1,31}$, дБм	5	4,4	4,2	6	5,2	2,8
$P_{1,55}$, дБм	13,8	13,4	13,4	14,8	14,8	9,8
$\Sigma(P_{1,31}+P_{1,55})$, дБм	9	8,8	9	10	11	10

Ұзындығы 1000м оптикалық талшықтан үш режимде - 1 - $\lambda_1=1310$ нм, 2 - $\lambda_2=1550$ нм, 3 - $\lambda_1 + \lambda_2$ қуаттары $P_{1,31}=12$ дБм + $P_{1,55}=27$ дБм болатын шығыс және кері шағылған сәулелер қуатының импульстарды модуляциялау жиілігіне f_m тәуелділігі көрсетілген (сурет 3.16, 3.17).



Сурет 3.16- Ұзындығы 1000м оптикалық талшықтан үш режимде - 1 - $\lambda_1=1310$ нм, 2 - $\lambda_2=1550$ нм, 3 - $\lambda_1 + \lambda_2$ қуаттары $P_{1,31}=12$ дБм + $P_{1,55}=27$ дБм болатын шығыс сәулелер қуатының импульстарды модуляциялау жиілігіне f_m тәуелділігі



Сурет 3.17- Ұзындығы 1000 м оптикалық талшықтан үш режимде - 1 - $\lambda_1=1310$ нм, 2 - $\lambda_2=1550$ нм, 3 - $\lambda_1 + \lambda_2$ қуаттары $P_{1,31}=12$ дБм + $P_{1,55}=27$ дБм болатын кері шағылған сәулелер қуатының импульстарды модуляциялау жиілігіне f_m тәуелділігі

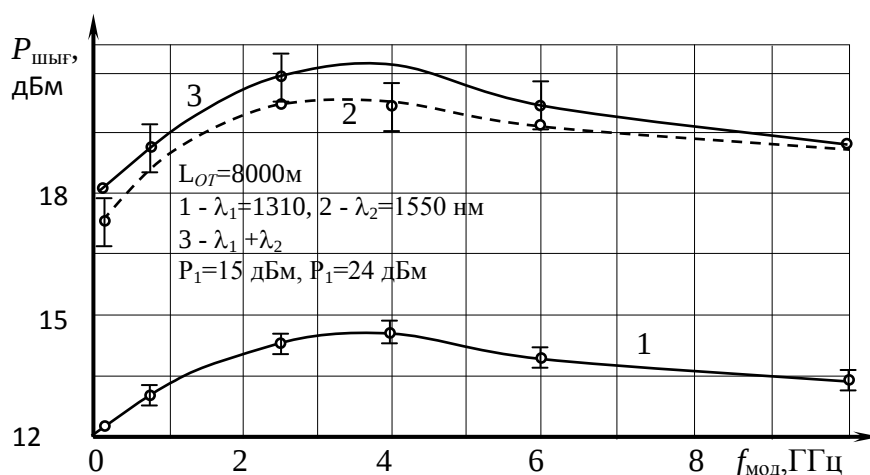
Кесте 3.14-. 3.13-суреттегі график мәндерінің кестесі

f , МГц	155	650	2500	4000	6000	10000
$P_{1,31}$, дБм	4	5,6	8,4	8,4	7,4	6,6
$P_{1,55}$, дБм	14,2	17	20	20	19,2	17
$\Sigma(P_{1,31}+P_{1,55})$, дБм	16,2	18,4	22	21,8	20 (62)	18,2(51,5)

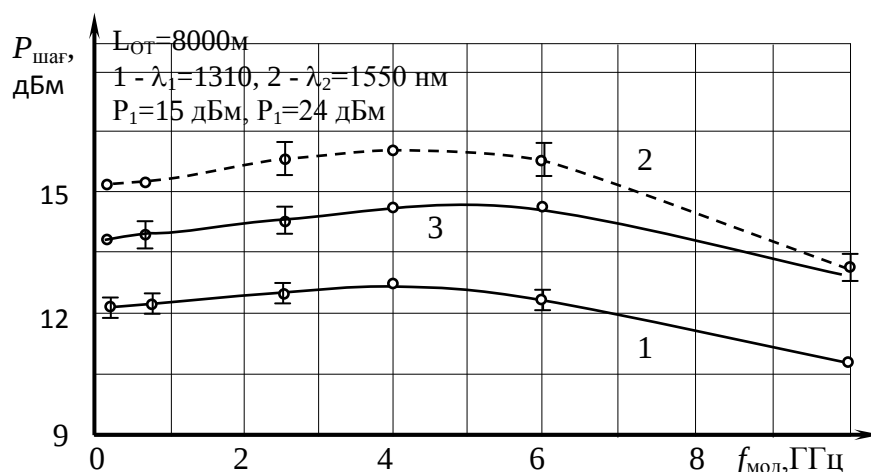
Кесте 3.15- 3.14-суреттегі график мәндерінің кестесі

f , МГц	155	650	2500	4000	6000	10000
$P_{1,31}$, дБм	5	4,8	4,8	5	4,8	1
$P_{1,55}$, дБм	14,8	15,6	17,8	17,6	15,4	9,8
$\Sigma(P_{1,31}+P_{1,55})$, дБм	9,2	9,4	10,2	10,8	12	9,8

Ұзындығы 8000 м оптикалық талшықтан үш режимде - 1 - $\lambda_1=1310$ нм, 2 - $\lambda_2=1550$ нм, 3 - $\lambda_1 + \lambda_2$ қуаттары $P_{1,31}=15$ дБм + $P_{1,55}=24$ дБм болатын шығыс және кері шағылған сәулелер қуатының импульстарды модуляциялау жиілігіне f_m тәуелділігі көрсетілген (сурет 3.18, 3.19).



Сурет 3.18- Ұзындығы 8000м оптикалық талшықтан үш режимде - 1 - $\lambda_1=1310$ нм, 2 - $\lambda_2=1550$ нм, 3 - $\lambda_1 + \lambda_2$ қуаттары $P_{1,31}=15$ дБм + $P_{1,55}=24$ дБм болатын шығыс сәулелер қуатының импульстарды модуляциялау жиілігіне f_m тәуелділігі



Сурет 3.19- Ұзындығы 8000м оптикалық талшықтан үш режимде - 1 - $\lambda_1=1310\text{нм}$, 2 - $\lambda_2=1550\text{нм}$, 3 - $\lambda_1 + \lambda_2$ қуаттары $P_{1,31}=15\text{дБм} + P_{1,55}=24\text{дБм}$ болатын кері шағылған сәулелер қуатының импульстарды модуляциялау жиілігіне f_m тәуелділігі

3.15-суреттегі және 3.16-суреттегі график мәндерінің кестесінің $P_{1,31}=15\text{дБм} + P_{1,55}=24\text{дБм}$ жиілік модуляциясына тәуелді екендігі ($24\text{дБм} = 250\text{мВт}$, $27\text{дБм} = 500\text{мВт}$) сәйкесінше кестелерде көрсетілген (кестеде 3.16, 3.17).

Кесте 3.16- $P_{1,31}=15\text{дБм} + P_{1,55}=24\text{дБм}$ жиілік модуляциясына тәуелділігі

f , МГц	155	650	2500	4000	6000	10000
$P_{1,31}$, дБм	4,2	6,4	8,6	9	7,8	6,8
$P_{1,55}$, дБм	13,4	16,4	19,4	19,2	18,2	17,4
$\Sigma(P_{1,31}+P_{1,55})$, дБм	15,2	17	21	21,8	19,4	17,6

Кесте 3.17- $P_{1,31}=15\text{дБм} + P_{1,55}=24\text{дБм}$ жиілік модуляциясына тәуелділігі

f , МГц	155	650	2500	4000	6000	10000
$P_{1,31}$, дБм	6,2	6,4	6,8	7	6,6	3,4
$P_{1,55}$, дБм	12,4	12,4	10,4	14	13,4	8
$\Sigma(P_{1,31}+P_{1,55})$, дБм	9,6	9,8	6,9	11,2	11,2	7,6

3.4 Зерттеу нәтижелерін талдау

Толқын ұзындықтары 1310 нм және 1550 нм болатын әрбір сәулелерді жекелей жарықжолмен жіберу кезінде өлшеулер жүргізудің нәтижесінде оптикалық талшықтың ұзындығына МБЕШ эффектісінің тура пропорционал өсуіне байланысты тривиалды нәтиженің тіркелуі алдын ала белгілі болған. Себебі, МБЕШ эффектісінде талшықтың әрбір нүктесінде сәуле энергиясының әсерінен сыну көрсеткішінің модуляциясы пайда болып, энергияның өсуіне байланысты сыну көрсеткішінің мәні де өседі. Жарық жолмен өткен сәуленің интенсивтілігіне сыну көрсеткіші модуляциясының нәтижесінде пайда болған

акустикалық гипердыбыстың энергиясы да арта береді. Сәуле энергиясының белгілі бір мәнінде акустикалық толқын тығыздығы күрт артып, келесі келген жарық толқындарын кері шағылдыратын шамаға жетеді. Бұл кері шағылған жарық стокстық жиілікте тарайды. Осы үш толқын арасындағы жиіліктер байланысын төмендегідей түсіндіруге болады:

$$\omega_0 = \omega_s + \omega_a \quad (3.1)$$

мұндағы ω_0 - түскен сәуленің жиілігі, ω_s – кері шағылған стокстық жиілік.

ω_a - акустикалық гипердыбыстың жиілігі мынадай өрнектпен анықталуы мүмкін:

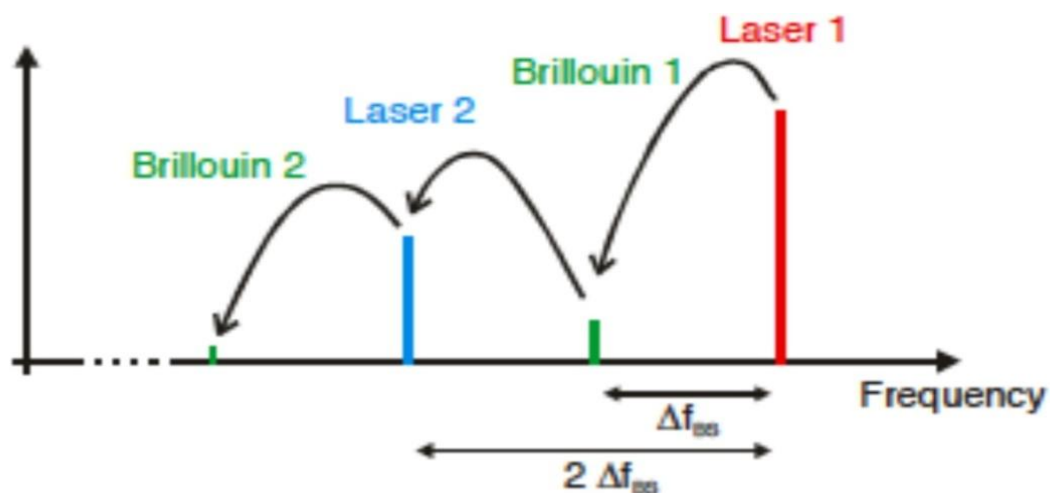
$$\omega_a = 2n\omega_0 \frac{v_a}{c} \quad (3.2)$$

мұндағы $v_a = 5900$ м/с - гипердыбыстың кварц бойымен қозғалу жылдамдығы тұрақты болады.

Қоссәуленің кірісінде 10дБм мәнінің 50% – 1550нм, ал 50% - 1310нм сәулелеріне сәйкес болғандағы МБЕШ эффектiсi мен әр сәуленің жекелей 10дБм қуатындағы МБЕШ эффектiсi (кері шағылу қабілеттілігі) әлдеқайда төмен болатындығы белгілі үдеріс. Алайда өлшеулердің нәтижелерінде төмендегідей екі түрлі бір-біріне қарама-қайшы тұжырымды атауға болады:

1. Жиілігі екі түрлі қос толқынды талшық бойымен жіберген кезде әрбір толқын әсерінен туындайтын сыну көрсеткіштерінің модуляциясы тереңдігі төмендейді, себебі екі жиіліктегі жарық толқындары жиіліктік кеңістікте бірдей шамаға стокстық ығысу жасағандықтан, олар бірдей немесе шамалас жиіліктегі акустикалық толқындардың модуляциясын туындатады. Сәйкесінше шамалас немесе бірдей жиіліктегі акустикалық толқындар интерференциялық әсерлесудің нәтижесінде сыну көрсеткішінің модуляция тереңдігін төмендетеді;

2. Жоғарыда аталған мәселелердің жекелеген және қосарланған кездегі қуаттарының сәйкессіздігінің әсерінен МБЕШ эффектiлерін салыстыру қате болуы мүмкін. Алайда, Clint Matthew Zeringue-дің ғылыми еңбегінде [20, 70] қоссәуледен туындаған МБЕШ эффектiлерінің жекеленген жиіліктерде кері шағылып, акустикалық гипердыбыстар жиілігіне жақын жиіліктерде пайда болатындығы модель ретінде келтірілген (сурет 3.20).



Сурет 3.20- Clint Matthew Zeringue-дің зерттеуі

МБЕШ эффектiсiнiң тiкелей қосылмайтындығы келтiрiлген (сурет 3.20). Себебi қос жарық толқындары екi түрлi жиiлiкте сыну көрсеткiшiнiң модуляциясын туындатып, олардың бiр-бiрiне әсерi болмайды.

Осындай бiр-бiрiне қарама-қайшы тұжырымдардың қалыптасуының әсерiнен зерттеу жұмыстарының екiншi жалғасы ретiнде аталған тасушы жиiлiктердегi жарық толқындарына амплитудалық модуляцияланған импульстарды жiберу арқылы, сәуле қуатының модуляция жиiлiгiне тәуелдiлiк заңдылығын iздеуге арналған өлшеулер жүргiзiлдi (сурет 3.14–3.20). Әрбiр жиiлiкте жекелей және қосарланған сәулелердiң әртүрлi қуаттары деңгейлерiнде (12 дБм, 15 дБм, 24 дБм, 27 дБм) және олардың комбинацияларында амплитудалық модуляция жиiлiгiн өзгерту арқылы МБЕШ эффектiсiн зерттеу жұмыстарында модуляцияның 4 ГГц шамасында шығыс сәуленiң мәндерi максимум мәнге ие болды, яғни МБЕШ немесе басқа да бейсызық үдерiстердiң әсерi минимал болғандығы тiркелдi [71, 72].

Зерттеу жұмыстарында жүргiзiлген өте көп өлшеулердiң нәтижелерiн теориялық түрде белгiлi бiр математикалық модель арқылы өрнектеу мақсатында тек әрбiр жекеленген жарық толқындарында байқалған бейсызық эффектiнiң табиғатын анықтау қажет.

Үшiншi бөлiм бойынша тұжырымдамалар

Ұйымдастырылған ғылыми тәжiрибелiк зерттеулердiң негiзгi мақсаты қоссәуленi бiрге үлкен қашықтықтарға сигналдарды тарату нәтижесiнде МБЕШ эффектiсiндегi өзгерiстердi тiркеу болды. Зерттеу нәтижелерiн талқылағаннан кейiн ұйымдастырылған зертхананың кейбiр жетiстiктерi мен кемшiлiктерi анықталды. Артықшылығы – алғаш рет үлкен ұзындықтарда кеңiнен қолданылатын қос жиiлiктегi сәулелер бiр модальды оптикалық талшық бойымен таратылды. Бiр модальды талшық бойымен негiзiнде тек бiр жиiлiктегi сәуле жiберу алғышарты болғандықтан, екi сәуле таратқанда қандай бейсызық эффектiлердiң орын алатындығы ғылыми қызығушылықтар тудырды. Тәжiрибенiң кемшiлiк тұстары ретiнде атауға болатыны – МБЕШ эффектiлерiнен басқа да бейсызық үдерiстердi тексеруге қажеттi құралдардың

тізбек бөлігінде болмауы. Сезімталдығы өте жоғары болатын спектрлік анализаторлардың болмауы себебінен, «фазалық өздік модуляция» бейсызық эффектiсiнiң үлесiн анықтау мүмкiндiгi болмады. Сезiмталдығы жоғары спектрлiк анализатордың көмегiмен енген, өткен және керi шағылған сәулелердiң спектрлiк пiшiндерi енiнiң кеңеюiнен болатын фазалық өздік модуляция эффектiсiн зерттеу жұмыстары келешектегi жұмыстардың жоспарына енуiн қажет етедi.

Осыған ұқсас бiрнеше ғылыми еңбектерде екi сәуленiң жиiлiктiк арақашықтығы өте кiшi болатын сәулелер пайдаланылған. Мысалы, Fotiadi A.A., Mégret P., Blondel M [70] зерттеуiнде екi толқын арасындағы диапазондық айырмашылық 10-50 нм аспайды. Мұндай шектеулер бiр модальды оптикалық талшық үшiн алдын-ала бiр ғана мөлдірлiк терезе бекітілгендіктен болуы мүмкiн, мысалы 1310 нм, 1550 нм, 1640 нм. Қазіргі заманауи оптикалық талшықтардың мөлдірлiк қасиеттерiмен қоса, температура, қысым секiлдi сыртқы әсерлерге шыдамдылығын арттыру мақсатында жетiлдiрiлген талшықтарды тек бiр ғана емес бiрнеше мөлдірлiк терезелерге қолдануға болдаы. Зерттеу жұмыстарына қолданылған оптикалық талшықты 1310 нм және 1550 нм сәулелерi үшiн жекелей түрде қолдануға болады. Бiр модальды талшық бойымен тек бiр жиiлiктегi сәуленi қолдануды шектеудiң бiрiншi алғышарты дисперсиялық бейсызық үдерістен қорғану болып табылады. Көп модальды оптикалық талшықтарда сәуле көзi ретiнде лазер емес, спектрлiк енi өте кең жарық диодтар қолданылып, кең жолақты диапазон өз кезегiнде бiрнеше ондаған жiңiшке арналарға бөлiнедi. Сол арналардың барлығы бiр талшық бойымен тараған кезде дисперсия эффектiсi МБЕШ эффектiсiнен әлдеқайда ерте әсер етедi. Жұмыстың негiзгi ерекшелiгi - бiр модальды оптикалық талшық бойымен екi мөлдірлiк терезеде қолданылатын екi диапазондағы сәулелер пайдаланылды. Нәтижесiнде екi сәуленiң МБЕШ табалдырығы мәндерi қосарланып таратылған кездегi МБЕШ табалдырығынан жоғары болды. Осы берiлген зерттеулер нәтижелерi Scopus ақпараттық базасына енген басылымдарда [67], халықаралық ғылыми конференция материалдарында [66] жарық көрдi.

Бұл эффектiнiң себебi сигналдарды модуляциялау жиiлiгiнен болуы мүмкiн деген болжам нәтижесiнде зерттеу жұмыстарының екiншi жартысында келесi тәжiрибелiк есептеулер ұйымдастырылды. Нәтижесiнде өткен және керi шағылған сәулелердiң энергиялары модуляция жиiлiгiн өзгерткен кезде аса көп өзгерістерге ұшырамады. Тек барлық уақытта 4 ГГц шамасында тиiмдi өту энергиялары байқалатындығы анықталды және алынған нәтижелер бойынша [71, 72] ғылыми еңбектер халықаралық ғылыми конференция материалдарында басылып шығарылды.

4 ТӘЖІРИБЕЛІК ЖҰМЫСТАРДАН АЛЫНҒАН НӘТИЖЕЛЕРГЕ НЕГІЗДЕЛГЕН 1310НМ МЕН 1550НМ ТОЛҚЫНДАРЫН БІР БАҒЫТТА ЖІБЕРУДЕГІ МБЕШ ЭФФЕКТИСІНІҢ ТӨМЕНДЕУІН ТҮСІНДІРЕТІН МАТЕМАТИКАЛЫҚ МОДЕЛГЕ НЕГІЗДЕЛГЕН КОМПЬЮТЕРЛІК МОДЕЛДІ ҚҰРАСТЫРУ

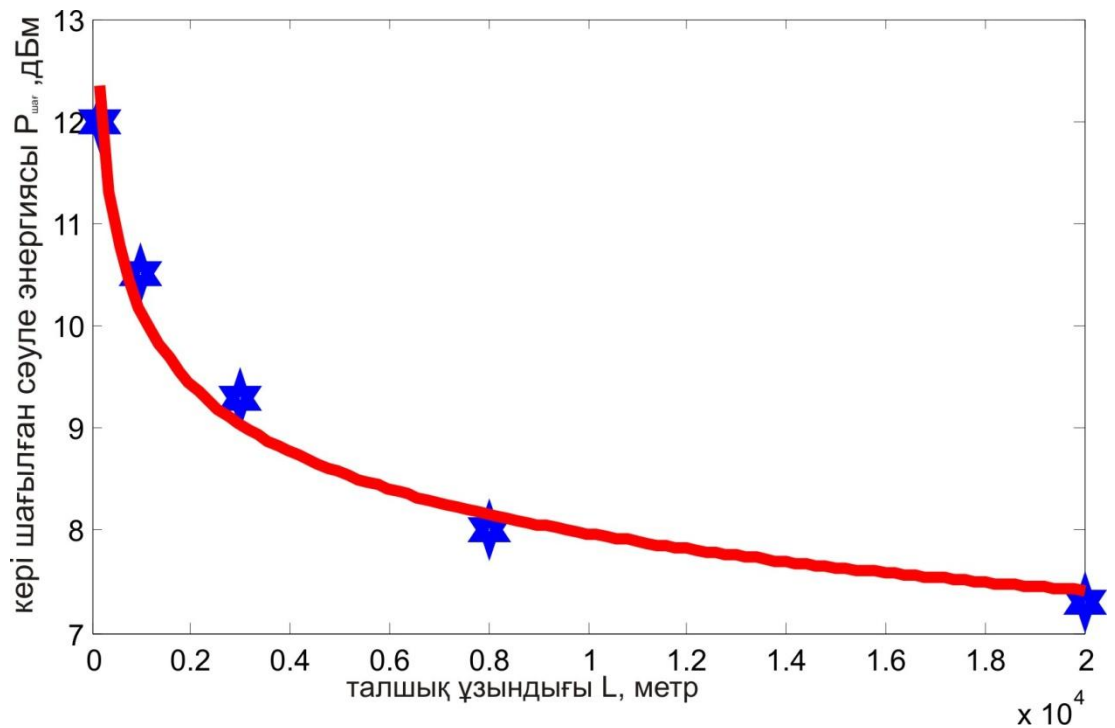
4.1 Математикалық модельдің негізінде тәжірибелік нәтижелерді тексеру

1-ші және 3-ші тарауларда жүргізілген жұмыстардың негізінде тәжірибелік жұмыстардан алынған нәтижелерді одан әрі математикалық түсініктемесін (интерпретациясын) беру үшін осыған дейінгі жасалған еңбектерге шолу жасау арқылы оптикалық талшықтардағы бейсызық оптика ғылымдарының АҚШ-тық маман Говинд Агравал ұсынған теориясын қолдану тиімді екендігі белгілі болды. Себебі осы саладағы шолу жасалып қарастырылған ғылыми еңбектердің 90% пайызы аталған маманның еңбегіне сілтеме жасаған[1, с.262].

Тәжірибелік жұмыстардың нәтижесінде әртүрлі ұзындықтардағы тура бағыттағы сәуле толқындарының талшық бойынан өткен кездегі және кері шағылған кездегі қуаттарының мәндері өзгерісі тіркелді. Талшық бойында болатын бейсызық үдерістердің түрлері көп болатындығы туралы 1-тарауда қарастырылды [70, 73]. Сондықтан ғылыми жұмыстың негізгі мақсаттарының бірі зертханада тіркелген нәтижелерде қаншалықты МБЕШ эффектiсi болатындығын анықтау болды. МБЕШ эффектiсi қай уақыта басталатындығы туралы мәселе алға қойылды.

Сонымен, тәжірибелік жұмыстарда тіркелген нәтижелерді қолдана отырып, алғашқыда нәтижелерді тура өңдеу әдісі бойынша барлық ұзындықтардағы кері шағылған сәуле толқындарының энергиясының кіріс толқын энергиясына тәуелділік графиктеріндегі түзу сызықтан ауытқу нүктелерінің талшықтың ұзындығына тәуелділігі анықталды [74, 75].

Талшықтың әрбір 150 м, 1000 м, 3000 м, 8000 м, 20000 м ұзындықтарындағы 1310 нм толқын ұзындығындағы сәуленің түзу сызықтан ауытқу мәндері 12; 10,5; 9,3; 8; 7.3 дБм тіркеліп, бейсызықтық үдерісі анықталды (сурет 4.1).



Сурет 4.1-Талшық бойынан кері шағылған сәуле энергиясының күшеюдің түзу сызықтықтан ауытқу нүктелеріндегі мәндерінің талшық ұзындығына тәуелділігі

МБЕШ эффектісі басталатын нүктелердің талшық ұзындығына тәуелділігі

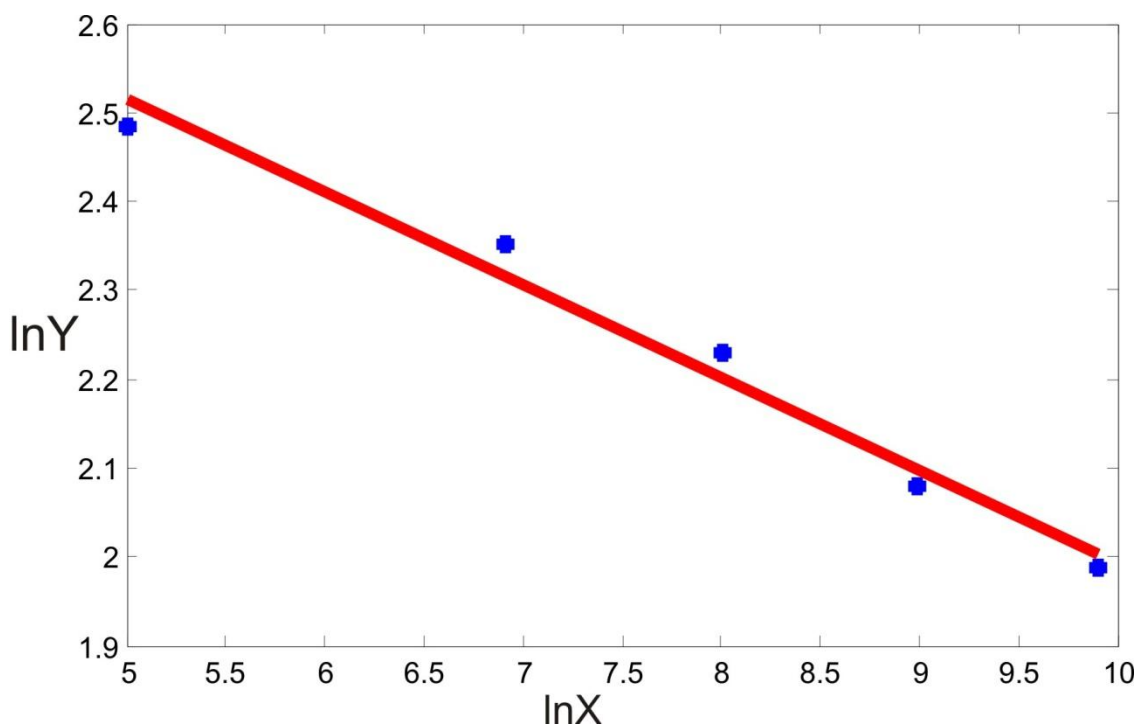
$$P_{шаг} = A * L^a \quad (4.1)$$

заңдылығымен өзгертіндігі анықталғаннан соң, өлшеулер жүргізу кезінде қуаттың логарифмдік шкаласындағы мәндері дБм шамасы бойынша тіркелгендіктен,оның тікелей қуатқа аударғандағы байланысын анықтау үшін (4.1) байланысындағы мәндерді логарифмдік шкаладан тура шкалаға

$$\log_L P_{шаг} = a + \log_L A \quad (4.2)$$

$$Y = a + X \quad (4.3)$$

түзуі ретінде қарастырып, оған Ең кіші квадраттық қателіктер әдісі бойынша ауыстыру арқылы байланысты анықтауға болады (4.2-сурет). Логарифмдік шкаладан тура шкалаға ауыстырғанда кері шағылған энергия өзгерісі түзу сызықты болатындығы анықталды.



Сурет 4.2- Логарифмдік шкаладан тура шкалаға ауыстырғанда кері шағылған энергия өзгерісі

MatLab бағдарламалау ортасында жазылған бағдарлама листингі 2-қосымшада көрсетілген.

Талшық бойында болатын бейсызық үдерісті түсіндіру үшін талшыққа тура бағытта жіберілген сәуле көзі $-I_p$ (p – ағылшын тіліндегі «pump», орысша «накачка», қазақ тілінде тура бағыттағы сәуле көзі) және I_s - кері шағылған стокстық толқындардың талшық z - бойымен өзгерісі теңдеуін байланысқан модалар әдісі арқылы төмендегідей өрнектеуге болады:

$$\frac{dI_s}{dz} = -g_B I_p I_s + \alpha I_s \quad (4.4)$$

$$\frac{dI_p}{dz} = -g_B I_p I_s + \alpha I_p \quad (4.5)$$

мұндағы g_B - Бриллюэн кері шашыраудың күшею коэффициенті, α - талшық бойында сигнал энергиясын жоғалту коэффициенті. Бұл жоғалту коэффициенті барлық ұзындықтарда жүргізілген өлшеулер кезінде және барлық нүктелерде тұрақты деп қарастырылды, себебі бұл шама зерттеуге таңдалған оптикалық талшықтың зауыттық паспортында 1550 нм $\alpha = 0.22 \text{ dB/км}$ үшін 1310 нм $\alpha = 0.35 \text{ dB/км}$ үшін деп берілген. Бірақ осы нәтижелерді компьютерлік есептеулерге енгізгенде бұл шама Bamm/км шамасына ауыстырылды.

Оптикалық талшық бойына енген сәулелердің шартты түрде белгіленуі көрсетілген (сурет 4.3).



Сурет 4.3- Оптикалық талшық бойына енген сәулелердің шартты түрде белгіленуі

Талшық бойына енген тура бағыттағы сәуле көзін - $I_p(0)$, талшық бойынан шыққан тура бағыттағы сәуле - $I_p(L)$ деп белгіленсе, талшық бойына кері бағыттан енген стокстық толқын - $I_s(0)$, ал стокстық толқын талшықтан шыққан мәні $I_s(L)$ деп шартты түрде анықтап алатын болсақ, онда стокстық және тура бағыттағы толқындардың талшық бойындағы өзгерісі (4.4) және (4.5) дифференциалдық теңдеулерін шешудің нәтижесінде төмендегідей өрнектерді осы жұмыстың **математикалық моделі** ретінде қабылдауға болады (сурет 4.3):

$$I_s(z) = \frac{b_0(1-b_0)}{G(z)-b_0} I_s(0) \exp(-\alpha z) \quad (4.6)$$

$$I_p(z) = \frac{(1-b_0)G(z)}{G(z)-b_0} I_p(0) \exp(-\alpha z) \quad (4.7)$$

Мұндағы күшейту коэффициентінің келесі заңдылықпен өзгеретіндігі Г.Агравал еңбегінде келтірген [1, с.263]:

$$G(z) = \exp \{ (1-b_0)(g_0\alpha)[1 - \exp(-\alpha z)] \} \quad (4.8)$$

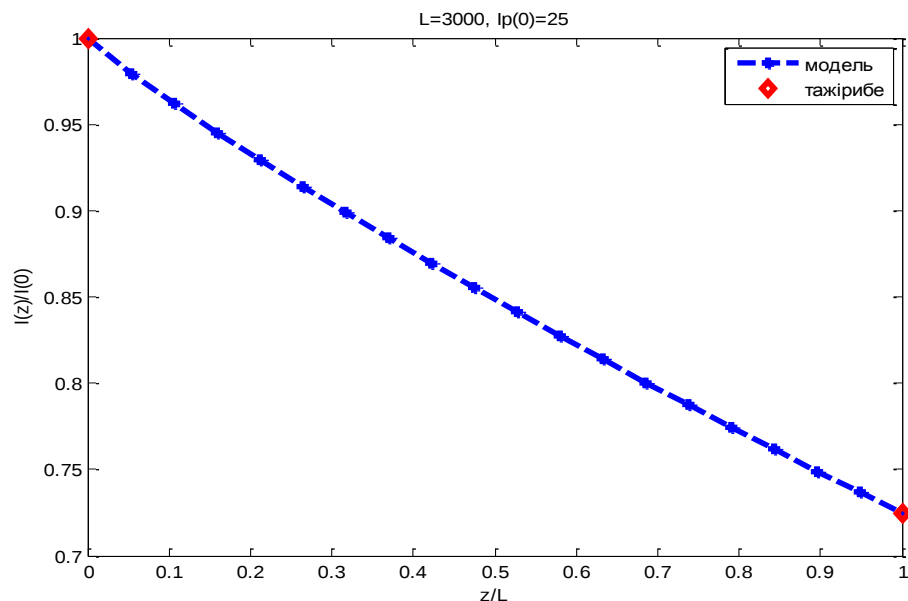
$$b_0 = \frac{I_s(0)}{I_p(0)}, \quad g_0 = g_B I_p(0) \quad (4.9)$$

мұндағы b_0 (МБЕШ тиімділік параметры) сәулелену көзінің бастапқы қуатының қай бөлігі стокстық толқынның қуатына ауысатынын көрсетеді, g_0 - әлсіз сигналдың күшею коэффициенті.

(4.4) және (4.5) теңдеулері сәулелену нүктесі $z=0$ және $z=L$ болғанда талшыққа енгізу аумағын МБЕШ күшейту кезінде талшық ұзындығы бойындағы сәулелену толқындарының және стокстық толқындардың интенсивтіліктерінің өзгеруін сипаттайды. Көрсетілген стокстық толқындар және сәулелену сигналдарының интенсивтілік көрсеткіштерінің өзгерулері

$b_{in} = I_s(L) / I_p(0) = 0,001$ және $0,01$ сәйкес екі кіріс сигналдарының көрсеткіштері үшін көрсетілген. Талшықтағы жоғалтулар $\alpha L = 0.1$. МБЕШ-күшею коэффициенті $g_0 L = 10$ бір бағытта өткендегі мәні $\exp(10) \approx 2.2 \cdot 10^4$ күшейтуге сәйкес болады (сурет 4.4).

Г.Агравал [1, с.262] ұсынған математикалық модельдің (4.7) тендеуін осы жұмыста қолдану мүмкіндігі болмай отыр. Себебі стокстық толқынның кері бағытта талшыққа кірген шамасы - $I_s(0)$ тәжірибелік жұмыстарда тіркеуге алынған жоқ. Сондықтан, тәжірибелік жұмыстарда алынған нәтижелердегі түзу сызықтан ауытқу нүктелерінен кейінгі мәліметтердің МБЕШ эффектісіне сәйкес келетіндігін тек Г.Агравалдың (4.7) тендеуін қолдану арқылы ғана анықтау мүмкіндігі бар. Себебі мұнда барлық коэффициенттер мен параметрлерді анықтауға болады. Таңдалып алынған (4.7), (4.8) және (4.9) математикалық модельдегі g_B – Бриллюэн күшею коэффициенті (4.5) тендеуі арқылы анықталғандықтан, мұндағы p_{12} - акустикалық қума толқынының коэффициенті мен кіріс сәуле спектрі өлшенбегендіктен оның орташа ені $\Delta \nu_B$ - мәні белгісіз болды. Тәжірибелік жұмыстарда кіріс, шығыс және кері шағылған сәулелердің спектрлік пішіндері мен мәндері тіркеуге алынбағандықтан, оптикалық талшық бойындағы болған бейсызық құбылыстардың ішіндегі маңыздылары – фазалық өздік модуляция (ФӨМ) құбылысы мен фазалық кросс модуляция (ФКМ) құбылыстарын анықтау мүмкіндігі болмады.



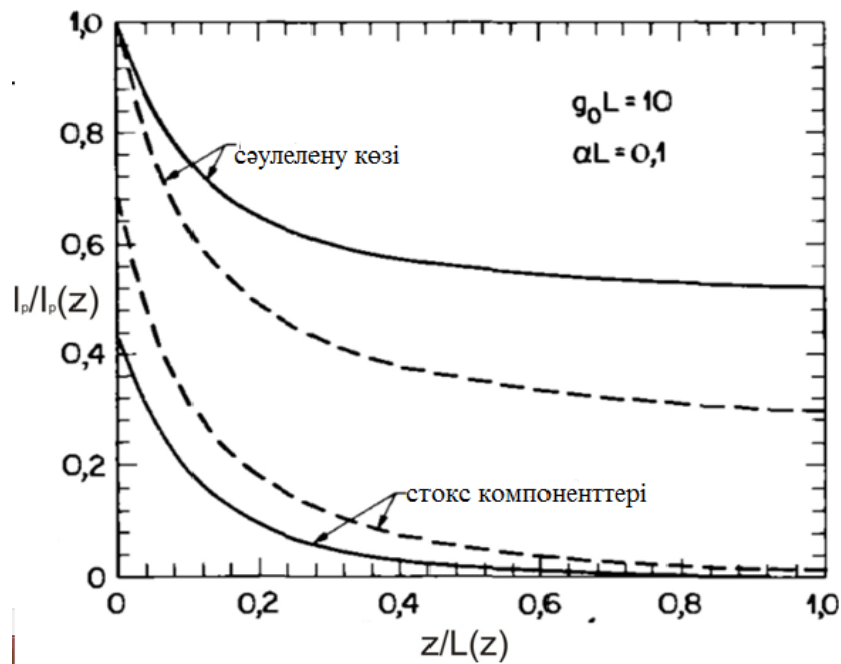
Қызыл нүктелер - тура бағыттағы сәуле қуатының ұзындығы 3км талшыққа енген және шыққан мәндері, штрих көк сызық

Сурет 4.4-Талшық бойы тура бағыттағы сәуле қуатының өзгеру заңдылығы

(4.9) тендеуіндегі коэффициенттердің ішінде тек Бриллюэн күшею коэффициенті $g_B = 0,1995 \approx 0,2$ тәжірибелік нәтижеден, атап айтқанда 1550 нм

толқын ұзындықтағы сәуленің тура бағыттағы кіріс қуаты 25 дБм, және шығыс қуатының мәндері үшін ұзындығы 3 км оптикалық талшықта жасалған өлшеуді негізге ала отырып нәтиже тіркелді (сурет 4.4).

Алынған коэффициент мәнін зертханада алынған қалған барлық талшық ұзындықтары және толқын ұзындықтары үшін қолданған кезде, таңдалған математикалық модельдің дұрыстығын дәлеледеу мүмкіндігі пайда болды. Зертханада алынған нәтижелер Г. Агравал алған нәтижелерді (сурет 4.5) 90% пайыздық дұрыстықпен қайталады [1, с.264].



(сәулеленудің шығу интенсивтілігіне нормаланған) талшық бойына ($z=L$) стокстық толқындардың кіріс интенсивтілігі 0,001 (тұтас сызықтар) және 0,01 (штрихты сызықтар)

Сурет 4.5- Г.Агравал алған нәтижелер бойынша тура бағыттағы сәуле толқындары мен стокстық толқындардың интенсивтіліктерінің өзгерулері

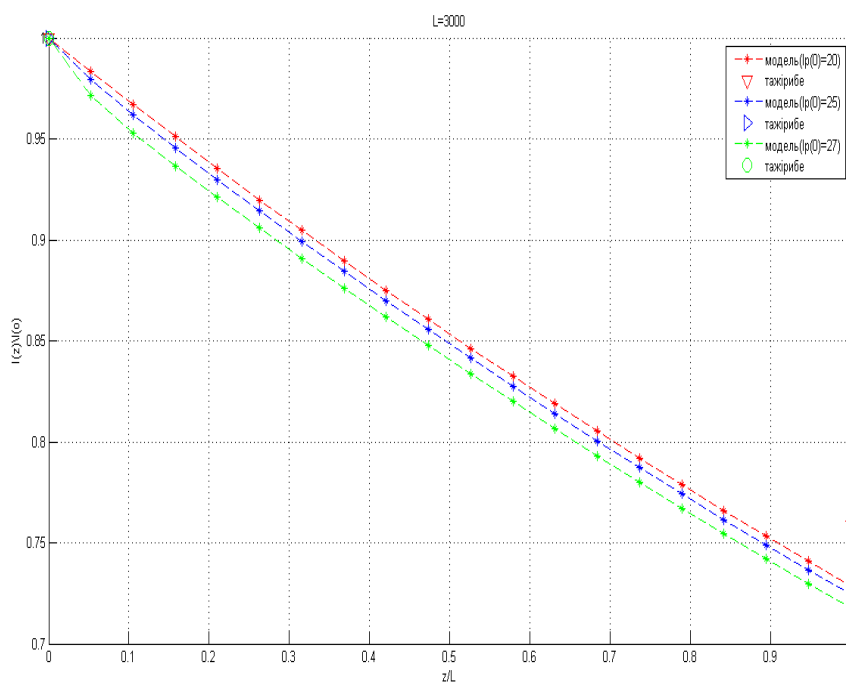
Егер қаныққан және қанықпаған күшейтулерді жоғарыдағыдай жолмен анықтаса, талшықты МБЕШ-күшейткіштерінің қанығуын келесі теңдеу сипаттайды:

$$G_s = \frac{I_s(0)}{I_s(L) \exp(-\alpha L)} = \frac{b_0}{b_{in}} G_A = \exp(g_0 L_{эфф}) \quad (4.10)$$

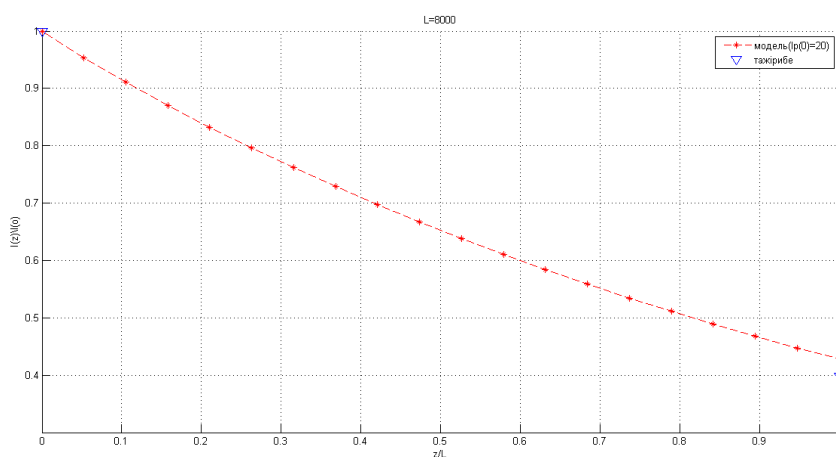
Сонымен, тәжірибелік өлшеулердегі 3 км, 8 км, 20 км ұзындықтарындағы тұзу сызықтан ауытқу нүктелерінен кейінгі мәндерді МБЕШ эффектілері басталған шамалар деп қарастырып, оларға жоғарыда аталған модельді қолдану арқылы төмендегідей нәтижелерге қол жеткізілді. Тәжірибелік зертханада ұзындығы 150 м және 1000 м болатын оптикалық талшықтарда өлшеулер жүргізілсе де, аталған ұзындықтарда МБЕШ эффектісі басталған нүктелерден

кейінгі өлшеулерде бейсызық үдерістерді тіркеу мүмкіндігі қиындады. Сондықтан, бұл ұзындықтар үшін МБЕШ эффектісін тексерген жоқ. Аталған ауытқулар 1310 нм үшін сәуле қуатының кіріс және шығыс мәндерінде тексергенде байқалды .

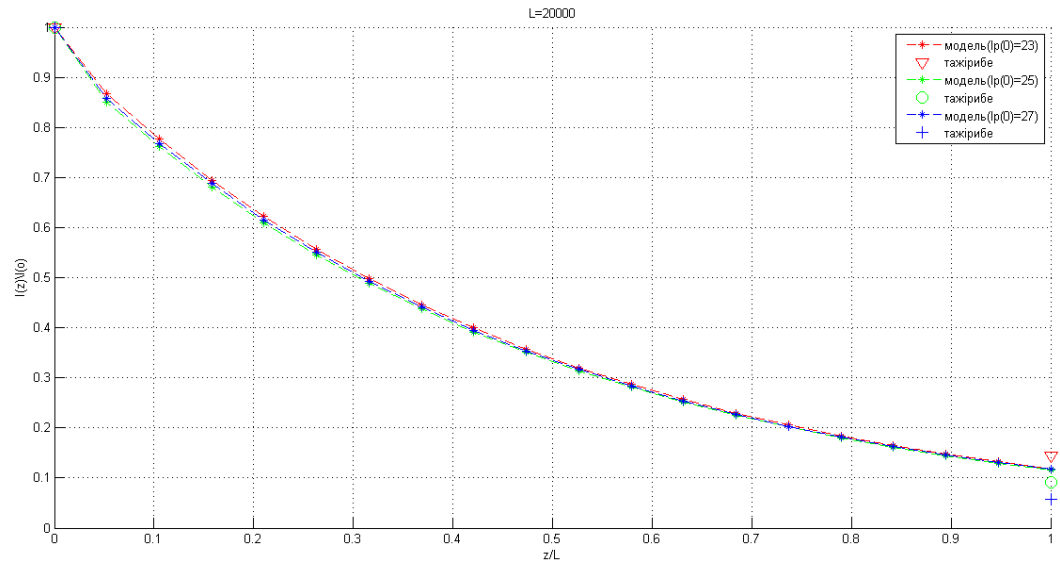
Толқын ұзындығы 1550 нм сәуле үшін МБЕШ эффектісі басталған нүктелерді модель арқылы тексеру $\alpha = 0,22$ дБ/км(сурет 4.6–4.8).



Сурет 4.6- Әртүрлі кіріс қуатындағы, оптикалық талшық ұзындығы $L=3000$ м кезіндегі МБЕШ эффектісі басталған нүктелері. Тура бағыттағы сәуле қуатының талшық ұзындығына тәуелділігі

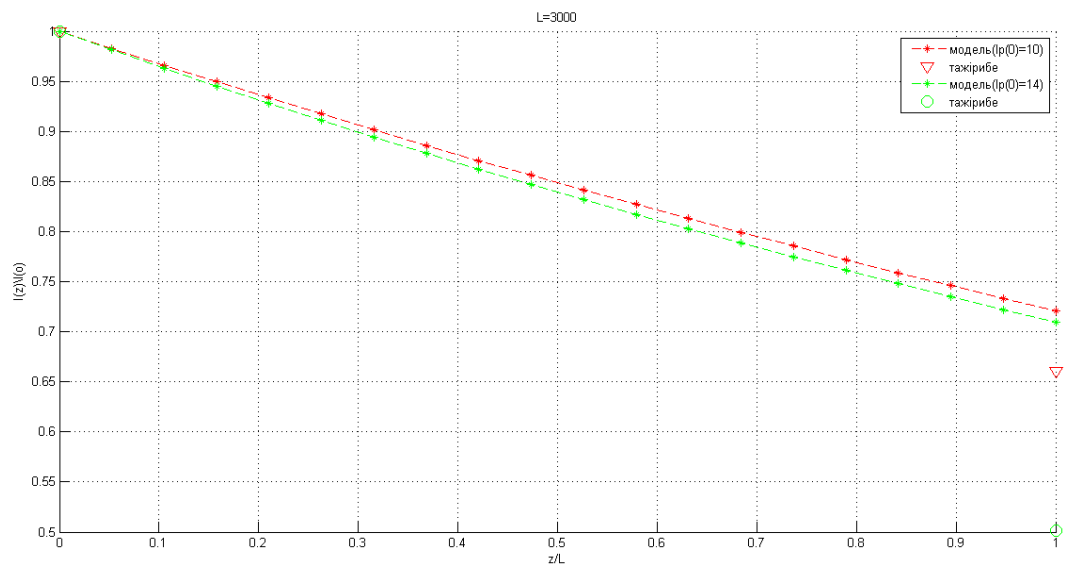


Сурет 4.7- Оптикалық талшық ұзындығы $L=8000$ м кезіндегі МБЕШ эффектісі басталған нүктелері. Тура бағыттағы сәуле қуатының талшық ұзындығына тәуелділігі

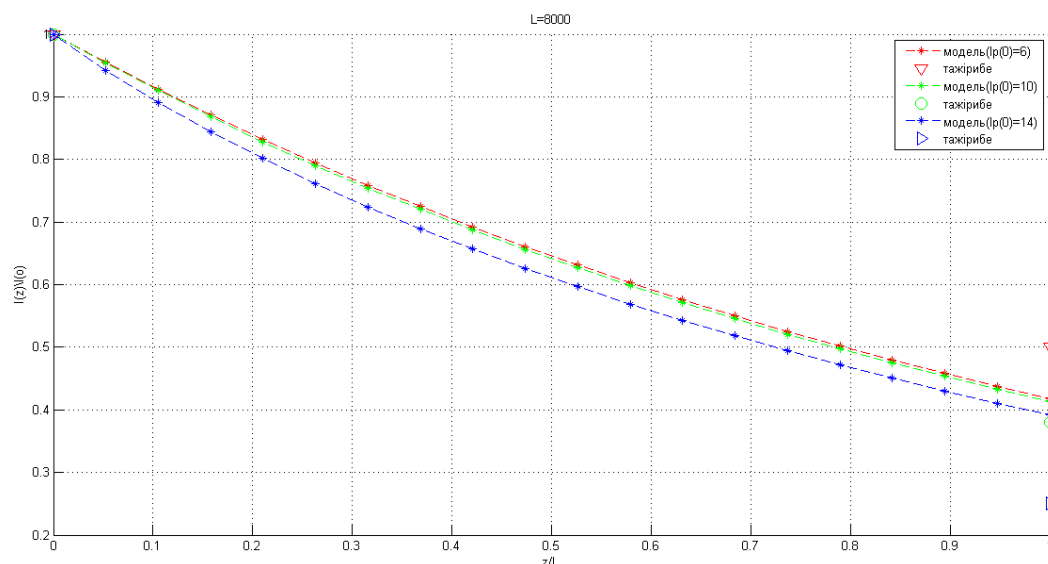


Сурет 4.8- Оптикалық талшық ұзындығы $L=20000$ м кезіндегі МБЕШ эффектiсi басталған нүктелері. Тура бағыттағы сәуле қуатының талшық ұзындығына тәуелділігі

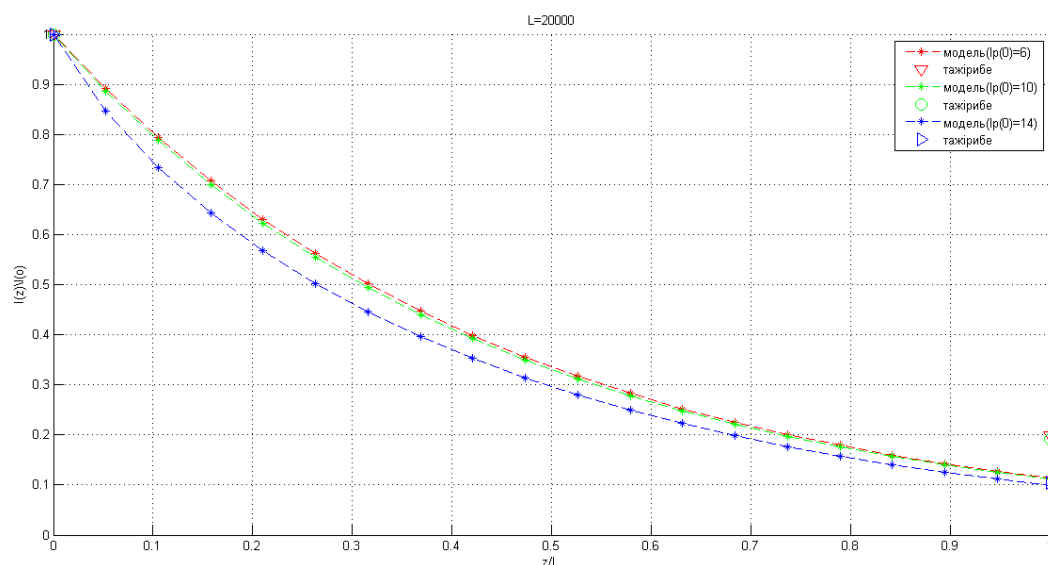
Толқын ұзындығы 1310 нм сәуле үшін МБЕШ эффектiсi басталған нүктелерді модель арқылы тексеру $\alpha = 0,35 \text{ dB} / \text{км}$ (сурет 4.9–4.11).



Сурет 4.9- Оптикалық талшық ұзындығы $L=3000$ м кезіндегі МБЕШ эффектiсi басталған нүктелері. Тура бағыттағы сәуле қуатының талшық ұзындығына тәуелділігі



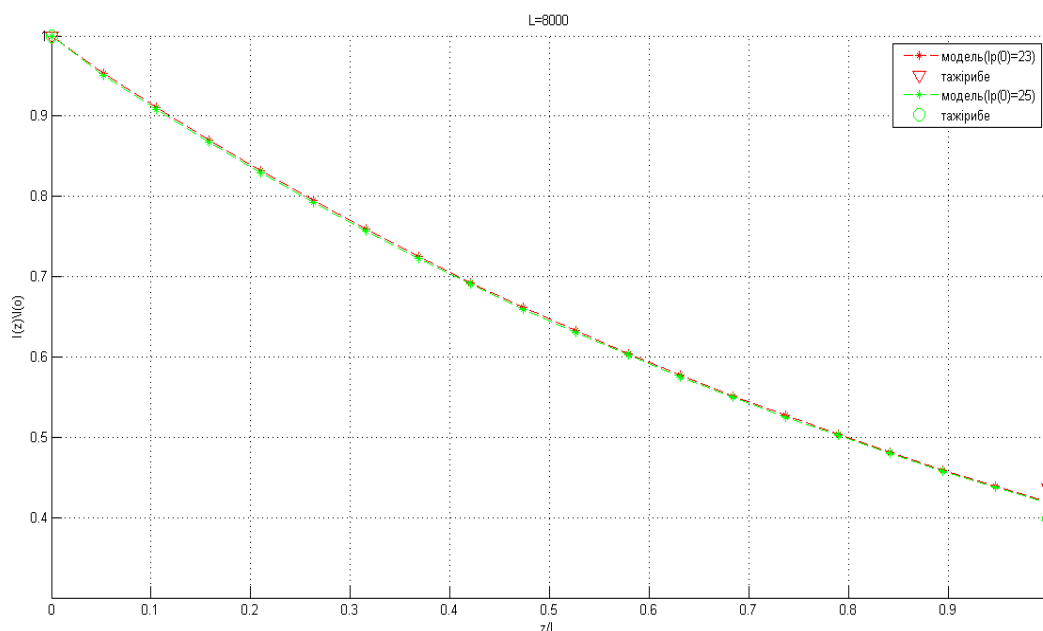
Сурет 4.10- Оптикалық талшық ұзындығы $L=8000$ м кезіндегі МБЕШ эффектiсi басталған нүктелерi. Тура бағыттағы сәуле қуатының талшық ұзындығына тәуелдiлiгi



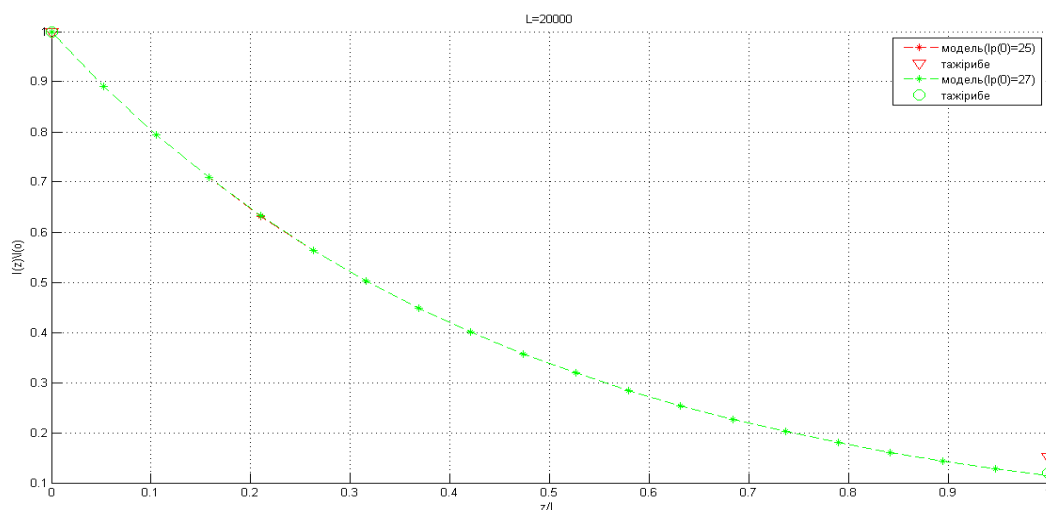
Сурет 4.11- Оптикалық талшық ұзындығы $L=20000$ м кезіндегі МБЕШ эффектiсi басталған нүктелерi. Тура бағыттағы сәуле қуатының талшық ұзындығына тәуелдiлiгi

Г.Агравал ұсынған модельдің негiзiнде жасалған есептеулердiң нәтижесiнде тәжiрибелiк өлшеулер мен модельдiң сәйкестiгiн (сурет 4.9-4.11) толқын ұзындықтары 1310 нм сәуле үшiн $\alpha = 0.35 \text{ dB / км}$, ал толқын ұзындығы 1550 нм сәуле үшiн $\alpha = 0.22 \text{ dB / км}$ болғандағы МБЕШ эффектiсi басталған нүктелердi модель арқылы тексеру жұмыстары жүргiзiлдi. Көптеген өлшеулердiң модельмен сәйкестiк дәлдiгi өте жоғары болғанымен, кейбiр өлшеулердегi сәйкессiздiктердi бейсызық үдерiстiң басқа түрiне байланысты болуы мүмкiн деген тұжырым жасауға болады. Тәжiрибелiк

өлшеулердің нәтижелерін қолдана отырып, МБЕШ эффектiсiнiң үлесi жоғары болатындығы модельдi пайдалану арқылы анықталды. Себебi модель нәтижелерiн зерттеу нәтижелерiмен салыстыруда, оптикалық талшықтың басындағы кiрiс және екiншi шетiндегi шығыс мәндерi – қызыл нүктелермен белгiленсе, оптикалық талшық бойындағы әрбiр нүктеде энергия жоғалтулар қандай заңдылықтармен кемитiндiгi модель арқылы суреттеледi – штрихталған көк жолақтар. Аталған екi белгiлеулер талшықтың екiншi шетiнде бiр нүктеде жолыққандығы – МБЕШ эффектiсiне арналған модельдiң дұрыс жұмыс жасайтындығының дәлелi, сонымен қатар, тәжiрибелiк өлшеулердегi тiркелген бейсызық эффектiлер – МБЕШ эффектiсi екендiгi анықталды. Модельдi пайдаланып, қоссәулелердi бiрге таратқан кезде МБЕШ табалдырығы пайда болған нүктелерден бастап, бейсызық эффектiлердiң орын алатындығы есептеулер нәтижелерiнде төмендегi графиктерде көрсетiледi (суреттер 4.12-4.15):

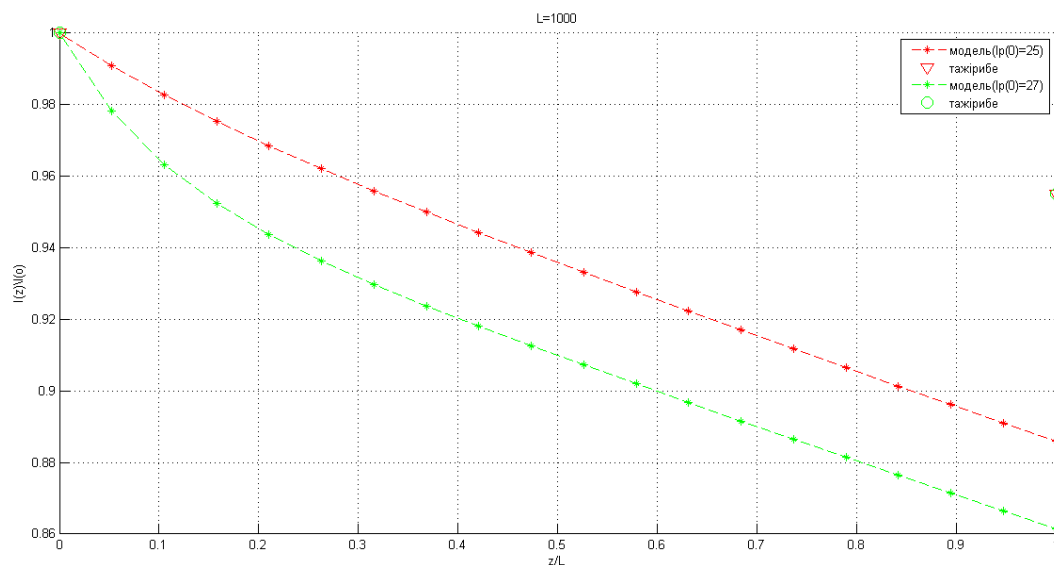


Сурет 4.12- Оптикалық талшық ұзындығы $L=8000$ м кезіндегі МБЕШ эффектiсi басталған нүктелерi. Тура бағыттағы сәуле қуатының талшық ұзындығына тәуелдiлiгi

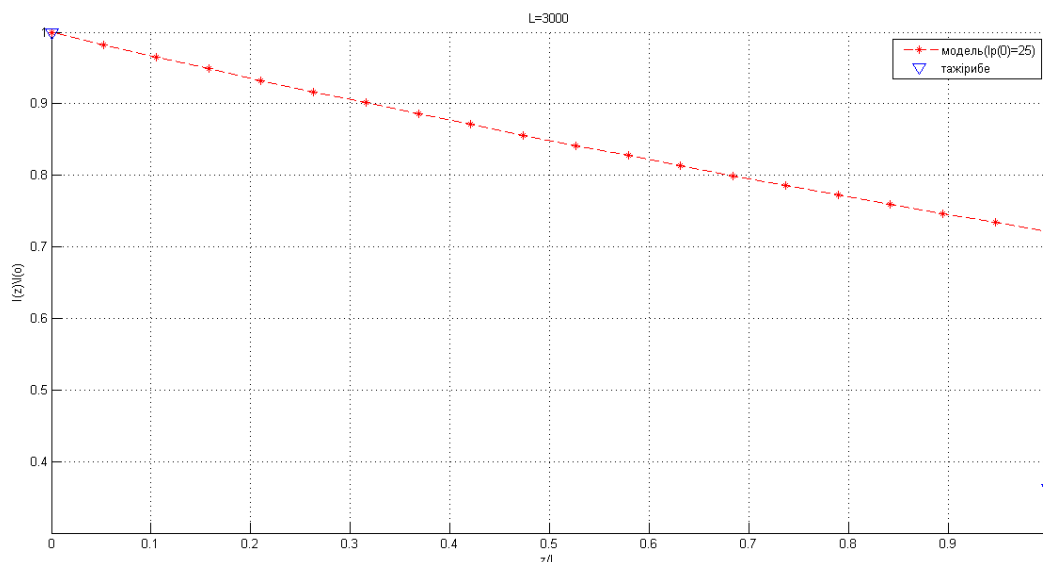


Сурет 4.13- Оптикалық талшық ұзындығы $L=20000$ м кезіндегі МБЕШ эффектiсi басталған нүктелерi. Тура бағыттағы сәуле қуатының талшық ұзындығына тәуелдiлiгi

Қоссәулені бірге таратқанда кіріс сәуленің энергиясы 25 дБ және 27 дБ шамаларында МБЕШ табалдырығы мәніне жетпегендігі тәжірибелік нәтижелер мен модель нәтижелерінің сәйкес келмеуінен болатындығын анықтауға болады (сурет 4.24-4.26).



Сурет 4.14- Оптикалық талшық ұзындығының $L=1000$ м кезіндегі тура бағыттағы сәуле қуатының талшық ұзындығына тәуелдiлiгi



Сурет 4.15- Оптикалық талшық ұзындығының $L=3000$ м кезіндегі тура бағыттағы сәуле қуатының талшық ұзындығына тәуелділігі

Matlab бағдарламалау ортасында жазылған бағдарлама листингі Қосымша В, С көрсетілген.

Төртінші бөлім бойынша тұжырымдамалар

Тәжірибелік өлшеулерден алынған нәтижелердің теорияға сәйкес келетіндігін алдын ала дәлелдеу және жүргізілген жұмыстардың дұрыстығын анықтау үшін ең кіші квадраттық қателік әдісін қолдану арқылы алынған нәтижелерге математикалық өңдеулер жүргізіп осыған дейінгі ғылыми еңбектердегі заңдылықтармен салыстырулар жасалды. Есептеулердің дұрыстығын тексеру үшін Стюдент коэффициенті кемінде 5 нүктеге негізделген есептеулерді қолданып, зерттеудің әрбір нүктесі үшін кемінде 5-тен кем емес нәтижелер қолданылды.

Осы тексерулерден соң, зерттеу нәтижелері мәндері математикалық модельден алынған нәтижелермен салыстырылды. Осы есептеулерден соң, жұмыстың негізгі мақсаты – МБЕШ эффектісі, оның басқа бейсызық эффектілердегі үлесі қандай екендігі анықталды. Сонымен қатар, екі сәулені бірге тарату кезінде МБЕШ табалдырығының екі сәулені жекелей таратқан кездегі МБЕШ табалдырығына жетпейтіндігі нақты есептеулер мен зерттеу нәтижелерін салыстыру арқылы дәлелденді.

Қоссәулені бірге таратқанда кіріс сәуленің энергиясы 25 дБм және 27 дБм шамаларында МБЕШ табалдырығы мәніне жетпегендігі тәжірибелік нәтижелер мен модель нәтижелерінің сәйкес келмеуінен екендігі анықталды. Қоссәулені бір бағытта бір оптикалық талшық бойымен біріктіріп таратқан кездегі 15 дБм және 27 дБм - МБЕШ табалдырық шегіне жеткенде МБЕШ эффектісі байқалмады. Нәтижесінде қос біріктіру арқылы МБЕШ табалдырығы мәнін одан жоғарылатып, болашақтағы ғылыми зерттеу жұмыстарына бағыт анықталды. Егер МБЕШ табалдырығын жоғарылату мүмкіндігі дәлелденетін

болса, онда магистралды желілердегі күшейткіштердің арақашықтығын арттырса, сәйкесінше оның экономикалық әсері жоғарылайды. Сонымен қатар, осы екі қоссәулені осы уақытқа дейінгі ғылыми еңбектерде бір оптикалық талшық бойымен бірлестіріп тарату арқылы оптикалық бейсызық эффектілердің әсерлерін зерттеуге арналған жұмыстардың кездеспегендігін атауға болады. Берілген зерттеулердің нәтижелері бойынша ҚР БҒМ білім және ғылым саласындағы бақылау Комитетімен ұсынылған ғылыми басылымдарда [75] ғылыми еңбек басылып шығарылған, халықаралық ғылыми конференция материалдарында ғылыми еңбектер [72, 74] жарық көрген.

ҚОРЫТЫНДЫ

Толқын ұзындықтары 1310 нм және 1550 нм болатын жарық сәулелерінің көмегімен бір модальды оптикалық талшық бойындағы МБЕШ эффектін зерттеу жұмысына арналған тәжірибелік жұмыстарда әр толқын үшін жекелей және қосарланған күйде жіберілген жарық толқындарының кіріс, шығыс және кері шағылған қуаттарын тіркеу арқылы оптикалық талшықта орын алған бейсызықтық үдерістерді қарастыру, соның ішінде МБЕШ эффектін зерттеді. Кіріс және шығыс қуаттарының, сонымен қатар, кіріс және кері шағылған сәулелердің қуаттарының арасындағы түзу сызықтық байланыстың бұзылу нүктесін бейсызықтық үдерістердің басталған нүктесі ретінде анықтап, сол нүктелерде орын алған үдерістердің МБЕШ-ына қатынасы Г.Агравал ұсынған модель арқылы дәлдігі өте жоғары деңгейде анықталды.

Зерттеу жұмыстары әрбір толқын үшін және олардың қосарланған күйінде, оптикалық талшықтың әртүрлі ұзындықтарында (150 м, 1000 м, 3 км, 8 км және 20 км) бейсызықтық үдерістерді тіркеуге арналған жұмыстар ұйымдастырылды. Зерттеу жұмыстары теориялық түрде тіркелмеуі тиіс бейсызық үдерістердің көптеген түрлері - Релэй шашырауы, еріксіз комбинациялық шашырауларын (Раман шашырауы) ескере отырып, ұйымдастырылды. Алайда зерттеу жұмыстарының соңында, нәтижелер алынған соң, бейсызық үдерістердің басқа да түрлері – фазалық өздік модуляция, фазалық кросс модуляция эффектін тіркеуге қажетті құрылғылардың ұйымдастырылмауы себебінен, аталған үдерістердің бар-жоқтығын, олардың пайыздық үлесі қаншалықты екендігін тіркеу мүмкіндігі болмады. Алынған өлшеулердің көптігінің арқасында нәтижелерге математикалық өңдеулер жүргізудің нәтижесінде МБЕШ эффектін анықталды.

Сонымен қатар, талшық бойындағы бейсызықтық үдерістердің басталу нүктелеріндегі мәндерінің талшықтың ұзындығына тәуелділігі өлшеу нәтижелерін тура өңдеу әдісі арқылы анықталды, ал математикалық модельдегі кері таңбалық дәрежелік заңдылықпен өзгеретін нәтижелерімен сәйкес келді. Жұмыстың негізгі мақсаты – бір модальды оптикалық талшықтағы 1310 нм және 1550 нм толқын ұзындықтары арқылы Бриллюэн-Мандельштам еріксіз шашырауына зерттеу жүргізіліп, зерттеу барысында төмендегідей мәселелер шешілді:

1. Аталған ғылыми жұмыстың тақырыбына сәйкес келетін қолжетімді барлық ғылыми жұмыстарға шолу жасалды;
2. Бір модальды оптикалық талшықтардағы бірнеше жиіліктегі толқындардың бір-бірімен әсерлесу ерекшеліктері зерттелді;
3. Толқын ұзындықтары 1310 нм және 1550 нм болатын сәулелердің жекелей түріндегі және бірлесіп толқынжолдан өткен және шағылысқан кездеріндегі импульстардың энергиясын өлшеу арқылы МБЕШ зерттейтін тәжірибелік зертхана ұйымдастырылды;
4. Тәжірибелік жұмыстардан алынған нәтижелерді математикалық модель құрастыру арқылы салыстыра отырып түсіндірілді. **Ғылыми жұмыстың**

жаңалығы: алғаш рет Мандельштам-Брюллиэн еріксіз шашырауын бір модальды оптикалық талшықтарда 1310 нм және 1550 нм толқын ұзындықтарындағы оптикалық сәулелерді бір бағытта жіберу арқылы олардың бір-бірімен әсерлесуі және олардан туындаған акустикалық гипердыбыстардың бір-бірімен әсерлесу эффектілері зерттеліп, кері шағылған стокстық сәулелердің кемуі байқалды. Алғаш рет аталған екі толқын ұзындықтарындағы әрқайсысын жекелей және бірлесіп жіберілген импульстардың модуляция жиіліктерінің өзгерісіне кері шағылған және өткен сәулелердің энергияларының тәуелділік заңдылықтары өлшенді. Алынған нәтижелердегі екі толқынның бірлесіп толқын жолдағы әсерлесу нәтижесінде кері шағылған және өткен сәулелердің МБЕШ табалдырығының төмендеуі байқалып, осы эффектіге математикалық модельдеу арқылы салыстырулар жүргізілді.

Тәжірибелік жұмыста алынған өлшеулердің мәндері математикалық модельден алынған нәтижелермен салыстыруда ең жоғарғы дәлдіктегі нәтижелерді көрсетті. Тәжірибелік өлшеулердегі әрбір толқынның жекелей қарастырғандағы бейсызықтық үдеріс басталған нүктелеріндегі мәндері Г.Агравал ұсынған математикалық модельмен тексергенде дұрыс нәтижелер берді. Жалпы жұмыстың нәтижесінде төмендегідей тұжырымдар ұсынылады:

1. Толқын ұзындықтары 1310 нм және 1550 нм сәуле көздерінен байқалатын МБЕШ табалдырығының мәндері осы екі толқынды бір арна арқылы таратқан кездегі МБЕШ табалдырығының мәнінен төмен болады;

2. Екі толқынды бір арнамен тарату кезінде сигналдардың тура өткен және кері шағылған сәулелердің энергиялары модуляция жиілігін жоғарылатқанда тиімді шектік мәндерді көрсетеді;

3. Тәжірибелік нәтижелерді негізге ала отырып, ұзындығы үлкен толқынжолдардағы бейсызық эффектілерді анықтауда МБЕШ эффектісінің үлесі жоғары болатындығы анықталды;

4. Қоссәулені тарату арқылы МБЕШ табалдырығының артуы қоссәуленің жекелей таратқан кездегі МБЕШ табалдырық мәндеріне жетпеуі салдарынан болады.

Сонымен қатар, қоссәуле таратылған жағдайдағы МБЕШ табалдырығының шектік мәніне 27 дБ энергиясында жетпегендігін тәжірибеден алынған зерттеулер нәтижесі мен МБЕШ эффектісін анықтайтын модель нәтижелерімен салыстырғандағы сәйкессіздіктер арқылы дәлелдеуге болады.

ПАЙДАЛАНЫЛҒАН ӘДЕБИЕТТЕР ТІЗІМІ

- 1 Агравал Г., Нелинейная волоконная оптика.-М: Мир, 196. -323с.
- 2 Daisy Williams, Theoretical investigation of stimulated Brillouin scattering in optical fibers and their applications, department of physics, faculty of science. University of Ottawa, -Canada, 2014.-176с.
- 3 Булгакова С. А., Дмитриев А. Л. Нелинейно-оптические устройства обработки информации: учебное пособие. – СПб: СПбГУИТМО, - 2009. – 56с.
- 4 Boh A. Ruffin, Stimulated Brillouin Scattering: An Overview of Measurements, System Impairments and Applications, Corning inc. 1 Science Dr. - New-York: NIST-SOFM, - 2004, -P.23-28.
- 5 Голышев В.Ю., Жуков Е.А., Самарцев И.Э., Слепов Д.Г. Влияние фазовой самомодуляции на вынужденное рассеяние Мандельштама–Бриллюэна в волоконно-оптических линиях связи // Журнал технической физики. -2004. – Т. 74, вып. 7. -С.66-69.
- 6 Беспрозванных А.В. Проявление нелинейных эффектов в оптических волокнах// Электротехника и электромеханика. -2005. -№ 1. -С.8-13.
- 7 Basov N.G., Zubarev I.G., Mironov A.B., Mikhailov S. I., Okulov A. Iu. Laser interferometer with wavefront-reversal mirrors // Zhurnal Eksperimental'noi i Teoreticheskoi Fiziki. -1980. –Vol.79. –P.1678-1686.
- 8 Фотиади А.А., Киян Р.В. Уменьшение глубины модуляции шумового стокового поля при ВРМБ в одномодовом оптическом волокне с высокими рэлеевскими потерями // Письма в ЖТФ. -2001. - Т. 27, вып. 4. –С. 72-81
- 9 Беспалов В.И., Бетин А.А., Пасманик Г.А., Шилов А.А. Наблюдение временных осцилляции поля в излучении вынужденного рассеяния Мандельштама - Вриллюэна // Письма в ЖЭТФ. Т 31, вып. 11. -С. 668-672
- 10 DianovE.M., KarasikA.Ya., LutchnikovA.V. Pilipetskii a.n. saturation effects at backward-stimulated scattering in the single-mode regime of interaction // Optical and Quantum Electronics. -1989. - Vol.21, №5. -P.381-395
- 11 Фотиади А.А., Кузин Е.А. Шумавые модуляции интенсивности рассеянного излучения при ВРМБ в одномодовом оптическом волокне в режиме сильного истощения накачки //ЖТФ. -1995. -Т. 65, вып. 7. С. 195-199
- 12 Богачев В. А., Кочемасов Г. Г., Стариков Ф. А. Обращение волнового фронта при ВРМБ сфокусированного лазерного спекл-пучка // Квант электрон, -2008. –Т. 38, № 9, -С.849–854
- 13 Igor' M Bel'dyugin. Loop SBS oscillator on a stationary nonlinear refractive index grating // Quantum Electronics. -2009. –Vol.39, №12. -P.1148-1152
- 14 Oleg E Nanii. Method for calculating SBS threshold in optical fibres.Quantum Electronics . -2009. -Vol.39, №8. -P.757-759
- 15 Гордеев В.Ф., Ефимков И.Г., Зубарев С.И., Михайлов А.А. Фазировка стоковой волны приударном возбуждении ВРМБ. Квант. электрон., -2011. - Т. 41, № 1, -С. 997–1002.
- 16 Ерохин А.И., Старунов В.С., Шмелёв А.К. Technical Digest, Temporal dynamics of stimulated Mandelstam- Brillouin scattering in CS₂, filling a hollow

waveguide, under transversal laser pumping. 15 Intern. Conference on Coherent and Nonlinear Optics 1. -1995. -С.401-402

17 Ерохин А.И., Олейников В.В., Путилин А.А. Структура спектра вынужденного рассеяния Мандельштама-Бриллюэна // Письма в журнал экспериментальной и теоретической физики. -1995.–Т.61, №11. -С.873-878.

18 Ерохин А.И., Михайлов С.И. Управление стоксовым сдвигом частоты сдвига в петлевом ВРМБ- лазере. Квантоваяэлектроника -1997.–Т.24, №7. -С. 659-661.

19 Ospanova N.A., Kemel'bekov B. Zh., Bakhtiyarova E. A., Zhetpisbaeva A.T., Kulakaeva A. E., and Kosyakov I. O. Extinction coefficient of optical fibers irradiated by thermal neutrons and compressed // Russian Physics Journal. – 2015. - Vol. 58, №3. - P.289-292.

20 Оспанова Н.А., Кемельбеков Б.Ж., Бахтиярова Е.А., Жетписбаева А.Т., Кулакаева А.Е., Косяков И.О. Коэффициент ослабления оптических, подвергшихся облучению тепловыми нейтронами волокон при сдавливании. Известия высших учебных заведений // Физика. - Издание Томского университета, -2015. - Т.58, №3. - С.3-6.

21 Оспанова Н.А., Жетписбаева А.Т., Кулакаева А.Е.. Исследование динамики коэффициента пропускания оптического волокна от времени раздавливающей нагрузки при температуре -60°C // Вестник КазНУ. - 2015. – Т.52, №1. - С.110-113.

22 Бахтиярова Е.А., Жетписбаева А.Т., Оспанова Н.А. Нелинейные эффекты в оптических сетях // Вестник КазАТК. - Алматы, -2015. –Т.92, №1. - С.55 – 59.

23 Bulgakova S.A., Dmitriev A.L. Mach-Zehnder fiber interferometer for measuring the spectral characteristics of single-frequency semiconductor lasers of the 1.32- μm and 1.55- μm range // Journal of Optical Technology. -2008. -Vol.75. № 9, - P. 574-577.

24 Наний О.Е., Павлова Е.Г. Взаимосвязь порога ВРМБ и акустических характеристик оптического волокна. Т-Comm: Телекоммуникации и транспорт. -2010. -Т. 4. №8, - С.55-56.

25 Fuad A. Hatim, Feras N. Hasoon, Sahbudin Shaari Effects of Nonlinear Stimulated Brillouin Scattering on Performance Analysis of an Optical CDMA Transmission System, Journal of Optical Communications, -2009. -104 p.

26 Талипов А. А. Оптико-электронные полигармонические системы зондирования и определения характеристик контура усиления Мандельштама-бриллюэна для измерения температуры и растяжения/сжатия в одномодовом оптическом волокне. Диссертация. Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева-КАИ», -Казан. -2014, -156с.

27 Кузнецов В.А., Цуканов В.Н., Яковлев М.Я. Волоконно-оптические информационно-измерительные системы// Фотон-Экспресс, -2009, № 2. –С.21-28.

28 Timothy H. Russell, Won B. Incoherent beam combining using stimulated Brillouin scattering in multimode fibers. //Optics express. -2001. -Vol.8, №2. -P. 246-254.

29 Туморин В. В., Шкловский Е. И. Численные моделирование лазера ВРМБ-зеркалом. Квант. электрон., -2001, -Т.31, № 3. -С.203–208.

30 Пат. 2229693 РФ. Рефлектометр для измерения распределения напряжения и температуры в волоконных световодах / Наний О.Е.; опубл. 27.05.2004.

31 Hansryd J., Dross F., Westlund M., Andrekson P. A. Increase of the SBS threshold in a short highly nonlinear fiber by applying a temperature distribution // Journal of Lightwave Technology. -2001, -Vol.19, №11. -P. 1691–1696

32 Tsujikawa;K. Nakajima; Y. Miyajima; M. Ohashi. New SBS suppression fiber with uniform chromatic dispersion to enhance four-wave mixing // IEEE Photonics Technol. Letters., -1998, -Vol.10, №8. -P. 1139–1141

33 Anping Liu. Suppressing stimulated Brillouin scattering in fiber amplifiers using nonuniform fiber and temperature gradient. / Optics express. -2007. -Vol.15, № 3. -P.977-984

34 Osiemo D. M., Waswa D.W., Muguro K.M., Isoe G.M, Kirui E., and Cherutoi H., Brillouin Threshold Measurement in Optical Fibres, Proceedings of 2014 International Conference on Sustainable Research and Innovation, -2014.-Vol.5. -P.243-246.

35 «Байланыс туралы» Қазақстан Республикасының 2014-жылғы 5 шілдедегі заңы № 567-ІІ.

36 Рекомендация МСЭ-Т G.652 Характеристики одномодового волоконно-оптического кабеля.

37 Рекомендация МСЭ-Т G.650 Определение и методы проверки параметров одномодовых волоконно-оптических кабелей.

38 Рекомендация МСЭ-Т G.653 Характеристики одномодового волоконно-оптического кабеля со сдвигом дисперсии.

39 Рекомендация МСЭ-Т G.654 Характеристики одномодового волоконно-оптического кабеля с затуханием, минимизированным на волне 1550 мкм.

40 Рекомендация МСЭ-Т G.655 Характеристики одномодового волоконно-оптического кабеля с ненулевой дисперсией.

41 Рекомендация МСЭ-Т G.663 (2000 г.), Аспекты применения волоконно-оптических усилительных элементов и подсистем

42 Оспанова Н.А., Жетписбаева А.Т., Косяков И.О. Определение места и характера повреждения оптического кабеля // Вестник КазАТК. – 2010. –Т.3 - № 88. - С.202 - 206.

43 Кемельбеков Б.Ж., Мышкин В.Ф., Хан В.А. Оптические кабели связи. – Томск: НТЛ, -2001. – 352 с.

44 Кемельбеков Б.Ж., Мышкин В.Ф., Хан В.А. Приемники и приемные модули, Современные проблемы волоконно-оптических линии связи. – Томск: НТЛ, -2001. – Т. 3. – 341 с.

- 45 Шен И.Р. Принципы нелинейной оптики / Учебное пособие. М.: Наука, -1989,- 557 с.
- 46 Воронин В.Г., Наний О.Е. Основы нелинейной волоконной оптики/ Учебное пособие. М. «Университетская книга». -2011, - 128 с.
- 47 Wei Chen, Zhou Meng. Effects of modulation amplitude and frequency of frequency-modulated fiber lasers on the threshold of the stimulated Brillouin scattering in optical fiber. Chinese Optics Letters. -2010. Vol. 8, Issue 12, -P. 1124-1126.
- 48 Singh S. P. and N. Singh. Nonlinear effects in optical fibers: origin, management and applications. Progress In Electromagnetics Research, PIER 73, -2007, -P.249–275.
- 49 Богачков И. В., Овчинников С. В., Горлов Н. И. Повышение точности оценки распределённых нерегулярностей в оптических волокнах. // Вестник СибГУТИ. -2012. № 4, - С.3-13.
- 50 Likhachev M E. Influence of pump wavelength and core size on stimulated Brillouin scattering spectra of acoustically antiguiding optical fibres. Quantum Electronics. -2014, Vol.44, № 11. -P.1043-1047.
- 51 Liu A., "Suppressing stimulated Brillouin scattering in fiber amplifiers using nonuniform fiber and temperature gradient," Optics Express, -2007. -Vol. 15, №. 3, -P. 977-984
- 52 Лихачев М.Е., Алексеев В.В., Бубнов М.М., Яшков М.В., Вечканов Н.Н., Гурьянов, А.Н. Влияние длины волны накачки и размера сердцевинны световодов с акустической антиволноводной структурой. Квантовая Электроника, -2014, -Т.44, № 11, - С.1043-1047.
- 53 Zhu Xue-Hua, Lu Zhi-Wei, Wang Yu-Lei, A new method for measuring the threshold of stimulated scattering // Chinese Physical Society and IOP Publishing Ltd, -2012. - P. 1055-1061.
- 54 Michael W.Z., Stimulated Brillouin scattering effect and suppression techniques high power fiber amplifiers. The university of New Mexico Albuquerque, -New Mexico. -2009. -P.205-209.
- 55 Marconi J.D., Chavez J.M., Boggio F.A., Callegari A., Double-pumped parametric amplifier with strained fibre to suppress SBS, Electronics letters, November. -2004. -Vol. 40, №.24. -P. 1513-1516.
- 56 Marc. D. Mermelstein, SBS threshold measurements and acoustic beam propagation modeling in guiding and antiguiding single mode optical fibers OF S Laboratories, 19 Schoolhouse Rd., Somerset, NJ 08873, OSA . – 2009. - Vol. 17, №. 18. -P.16225-16237.
- 57 Yingfan Liu, Zhiwei Lv, Yongkang Dong, and Qiang Li. Research on stimulated Brillouin scattering suppression based on multi-frequency phase modulation. Chinese Optics Letters. -2009. -Vol. 7, № 1. -P. 29-31.
- 58 Hu Xiao-Yang, Chen Wei, Tu Xiao-Bo, Meng Zhou. A simple model of suppressing stimulated Brillouin scattering in optical fiber with frequency-modulated laser. Chinese Physics B. -2014. -Vol. 23, №. 12, -P.124208-124208.

59 Hansryd J, Andrekson P, Westlund M, Li J, PO Hedekvist. Fiber-based optical parametric amplifiers and their applications. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics – Vol.8, № 3, -P. 506-520.

60 Jose M. Chavez Boggio, Jorge D. Marconi, L. Fragnito. 8 dB increase of the SBS threshold in an optical fiber by applying a stair ramp strain distribution. Conference on Lasers and Electro-Optics. San Francisco, -California United States, - 2004, -P. 1123-1127.

61 Marconi J.D., Chavez J.M., Boggio F.A., Callegari A. Double-pumped parametric amplifier with strained fibre to suppress SBS // ELECTRONICS LETTERS. -2004. -Vol. 40, № 24. - P. 1539-1541.

62 Mitra, P. P., Stark, J. B. Nonlinear limits to the information capacity of optical fibre communications. Nature, -2001. -Vol.411, № 6841. -P. 1027-1030.

63 Кемельбеков Б. Ж., Жунусов К.Х., Жетписбаева А. Т. Исследования потери энергий при соединении волоконно-оптических // «Роль и место молодых ученых в реализации экономической политики Казахстана» Труды Международных Сатпаевских чтений. -Алматы: ҚазҰТУ, -2015.

64 Zhetpisbayeva A.T., Khizirova M.A., Dostiyarova A.M., Zilgaraeva A.K., Kussambaeva N.Sh. Research Of The Simulated Brillouin scattering in The Single-Mode Fiber At Wavelengths Of 1, 31 μm And 1, 55 μm For Different Modulation Frequencies For Different Lengths Of The Optical Fiber // International Journal of Applied Engineering Research ISSN 0973-4562 -2016. - Vol. 11, № 3. –P.1590-1594

65 Kazi S. Abedin. Stimulated Brillouin scattering in single-mode tellurite glass fiber // Optics express. -2006. - Vol. 14, №. 24. -P 11766-11772.

66 Жетписбаева А.Т., Жунусов К.Х., Бекмагамбетова Ж.М., Оспанова Н.А. Нелинейные эффекты на разных частотах модуляций сигналов при фиксированной длине оптического волокна. // Международная научно-техническая конференция. Современные информационно-телекоммуникационные технологии. Материалы научно-технической конференции. Том II. Актуальные вопросы построения современных телекоммуникационных систем и сетей. -2015.

67 Жетписбаева А.Т., Далабай С., Сихимбаева А.Д., Исследование мощности сигнала обратного рассеяния в одномодовом волокне // Международное научное периодическое издание по итогам Международной научно-практической конференции «Новая наука: современное состояние и пути развития», -Оренбург, Россия, - 2016 г. -С.65-68.

68 Кемельбеков Б.Ж., Бахтиярова Е.А., Жетписбаев К.У., Жетписбаева А.Т. Талшықтық-оптикалық байланыс желісіне қызмет көрсету және жөндеу қағидасы.- Астана. -2015. -208б.

69 Морозов О.Г., Морозов Г.А., Талипов А.А., Куприянов В.Г. Определение характеристик спектра усиления Манделъштама–Бриллюэна с помощью двухчастотного зондирующего излучения // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. -2012. -Т.15, №3. -С. 95-100.

70 Fotiadi A.A., Mégret P., Blondel M, “Dynamics of self-Q-switched fiber laser with Rayleigh – stimulated Brillouin scattering ring mirror”, -2004. - Opt.Lett. 29, №10, -P. 1078-1080.

71 Ibraev A.T., Zhetpisbayeva A.T. , Research of dependence of output and reflected signals power at wavelengths 1,31 μm and 1,55 μm // Сборник статей Международной научно-практической конференции «Современные условия взаимодействия науки и техники» , -Казань; Россия, - 2017. –ч. 1. -С.8-10

72. Жетписбаева А.Т, Далабай С., Сихимбаева А.Д., Исследование мощности сигнала обратного рассеяния в одномодовом волокне // Международное научное периодическое издание по итогам Международной научно-практической конференции «Новая наука: современное состояние и пути развития», -Оренбург; Россия, - 2016. –ч. 4. -С.65-68.

73 Fotiadi A.A., Mégret P. “Self-Q-switched Er-Brillouin fiber source with extra-cavity generation of a Raman supercontinuum in a dispersion shifted fiber” // Opt.Lett. -2006. Vol. 31, №11. -P.1621-1623.

74 Жетписбаева А.Т., Сенбай Д. Моделирование эффекта вынужденного рассеяния Мандельштам-Бриллюэна в одномодовом оптическом волокне при совместных волнах 1310нм и 1550нм// Сборник тезисов. Международная научная конференция студентов и молодых ученых, «ФАРАБИ ЭЛЕМИ» -2016. 363 с.

75 Далабай С., Жунусов К.Х., Жетписбаева А.Т., Оспанова Н.А.. 1310 нм мен 1550 нм толқындарын бір бағытта жіберудегі Мандельштам- Бриллюиэн еріксізк шашырау үрдісін зерттеуді моделдеу// Вестник КазАТК. – 2016. –Т.2, № 97. - С.89 - 93.

ҚОСЫМАША А

Математикалық платформасындағы коды	модельдің	MathLab	бағдарламалық
--	-----------	---------	---------------

```
alpha = 0.35;
L = 0:100;
Lf = 4.343/alpha*(1 - 1./(exp(0.23*alpha.*L)));
Lf1 = 4.343/alpha1*(1 - 1./(exp(0.23*alpha.*L)));
d_Vls = [0.3, 30, 50, 100, 200];
Clrs = ['r','b','g','y','k'];
Df = 9.2;
Len = length(d_Vls);
for i = 1:Len
    d_VlsI = d_Vls(i);
    Psbs = 14.8 - 10*log10(Lf)+10*log10(1 + d_VlsI/20) + 20*log10((Df)/9.2);
hold on;
plot(L,Psbs,Clrs(i),'LineWidth',2);grid on;
xlabel('L');
ylabel('Psbs');
end;
```

```
alpha1 = 0.22;
L = 0:100;
Lf1 = 4.343/alpha1*(1 - 1./(exp(0.23*alpha.*L)));
d_Vls = [0.3, 30, 50, 100, 200];
Clrs = ['r','b','g','y','k'];
Df1 = 10.4;
Len = length(d_Vls);
for i = 1:Len
    d_VlsI = d_Vls(i);
    Psbs = 14.8 - 10*log10(Lf1)+10*log10(1 + d_VlsI/20) +
20*log10((Df1)/9.2);
hold on;
plot(L,Psbs,Clrs(i),'LineWidth',2);grid on;
xlabel('L');
ylabel('Psbs');
end;
```

ҚОСЫМША Б

Мәліметтерді тура әдіспен тексеру

```
clear all;
clc;

L = [150 1000 3000 8000 20000];
P1310 = [12 10.5 9.3 8 7.3];

figure; %1
plot(L,P1310, '*');

LnX = log(L);
LnY = log(P1310);
%LnY = A + B*LnX

Xor = mean(LnX);
Yor = mean(LnY);

B = (sum((LnX - Xor).*LnY)) / (sum((LnX - Xor).^2));
A = Yor - B*Xor;

X(1) = LnX(1);
X(2) = LnX(end);
Y(1) = A + B*X(1);
Y(2) = A + B*X(2);

figure; %2
plot(LnX, LnY, '*', X,Y, 'r');

figure; %3
a = exp(A);
b = B;
X = linspace(L(1), L(end), 100);
Y = a*X.^b;
plot(L, P1310, '*', X, Y, 'r');

%=====
% Y = a*exp(bx);
%=====
X = [];
Y = [];
```

```

Xor = mean(L);
Yor = mean(LnY);

B = (sum((L - Xor).*LnY)) / (sum((L - Xor).^2));
A = Yor - B*Xor;

X(1) = L(1);
X(2) = L(end);
Y(1) = A + B*X(1);
Y(2) = A + B*X(2);

figure; %4
plot(L, LnY, '*', X, Y, 'r');

figure; %5
a = exp(A);
b = B;
X = linspace(L(1), L(end), 100);
Y = a*exp(X*b);
plot(L, P1310, '*', X, Y, 'r');

```

ҚОСЫМША В

Тәжірибеде алынған нәтижелердегі МБЕШ эффектін математикалық модель арқылы тексеру

```
clear all;
clc;
%Коэффициент ослабления (взято из паспорта волокна)
Alpha_db = 0.35;% для волны 1550 нм - альфа - 0.22, для 1310 нм - 0.35
a = 10^(Alpha_db/10)/1000;
```

```
gB = 0.2; %найденно из эксперимента
```

```
%для перевода из dbm в Вт1
P0 = 0.001;
```

```
fName = 'C:\dates1310.txt';
V = load(fName);
L = V(:,1)/10;
Ip1 = V(:,2);
Ip2 = V(:,3);
Is1 = V(:,4);
```

```
Ipp1 = zeros(1,length(L));
Ipp2 = zeros(1,length(L));
```

```
for J=1:length(L)
Ipp1(J) = (10.^(Ip1(J)/10))*P0;
Ipp2(J) = (10.^(Ip2(J)/10))*P0;
Is1(J) = (10.^(Is1(J)/10))*P0;
```

```
z = linspace(0, L(J), 20);
z=z';
```

```
g0 = gB*Ipp1(J);
b0 = Is1(J)/Ipp1(J);
```

```
G = exp((1-b0)*(g0/a)*(1-exp(-a*z)));
A1 = exp(-a*z);
A2 = (1-b0)*G*Ipp1(J);
A = A2.*A1;
B = (G - b0);
Ip = A./B;
```

```
figure;
```

```

plot(z/L(J),Ip/Ipp1(J),'*--');
holdon;

Z(1) = 0;
Z(2) = L(J);
IpExp(1) = Ipp1(J);
IpExp(2) = Ipp2(J);
plot(Z/L(J), IpExp/Ipp1(J),'r*');

    S = strcat('L=',num2str(L(J)*10),', Ip(0)=', num2str(Ip1(J)));

title(S);

holdoff;
end

```

ҚОСЫМША Г

«Қазақстан темір жолы» ұлттық
компаниясы» акционерлік
қоғамының
«Біріктірілген Алматы сигнализация
және байланыс дистанциясы»
филиалы



Филиал акционерного общества
«Национальная компания
«Қазақстан темір жолы» -
«Объединенная Алматинская
дистанция сигнализации и связи»

050011 г. Алматы ул. Ставкокина №15
Тел.: 8 (727) 296-30-42, 8 (727) 296-32-05,
Факс: 8 (727) 296-29-92

050011 г. Алматы ул. Ставкокина №15
Тел.: 8 (727) 296-30-42, 8 (727) 296-32-05,
Факс: 8 (727) 296-29-92

СПРАВКА

о внедрении результатов научно-исследовательской работы

Настоящая справка подтверждает внедрение результатов экспериментального исследования вынужденного рассеяния Мандельштама-Бриллюэна на длинах волн 1310 нм и 1550 нм оптического волокна выполненной Жетписбаевой Айнура Турсынкановной по диссертационной работе:

«ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫНУЖДЕННОГО РАССЕЯНИЯ МАНДЕЛЬШТАМА-БРИЛЛЮЭНА НА ДЛИНАХ ВОЛН 1310 НМ И 1550 НМ ОПТИЧЕСКОГО ВОЛОКНА»

Представленной на соискание ученой степени доктора философии (PhD), в которой установлено, что взаимодействие эффекта ВКРМБ, ведет ухудшению качества передачи связи.

Указанные результаты исследования используются при оценке состояния оптического кабеля и прогнозирования надежности работы волоконно-оптических линии связи в условиях эксплуатации.

Зам.директора по связи Объединенной
Алматинской дистанции сигнализации и связи



В.И. Гуляков

ҚОСЫМША Д



NLS KAZAKHSTAN
г. Алматы, ул. Тастарма, 79, 3й этаж,
тел.: +7 727 326 9 000, e-mail: sales@nls.kz



**Акт
внедрения научных результатов
диссертационной работы докторанта КазННТУ им. К. Сатпаева
Жетписбаевой Айнура Турсыжановны**

Комиссия в составе: 3 человека.

Председатель: Васильев А.А. - директор ТОО «NLS KAZAKHSTAN»

Члены комиссии: Петрушенко Артем, Прорехин Андрей.

Составили настоящий акт о том, что результаты экспериментального исследования эффекта ВРМБ при передаче в одном направлении двух волн, выполненных по теме диссертационной работы «Исследование вынужденного рассеяния Мандельштама-Бриллюэна на длинах волн 1310 нм и 1550 нм оптического волокна», представленной на соискание ученой степени доктора философии «PhD», используются при производстве измерительных работ в процессе эксплуатации и технического обслуживания ВОЛС.

Председатель комиссии:



Васильев А.А.

Члены комиссии:

Прорехин А. Ю.

Петрушенко А. А.

